

[6] Архипов В. И., Никитенко В. Р., Руденко А. И. Температурная зависимость кинетики парной рекомбинации в аморфных полупроводниках. — ФТП, 1987, т. 21, в. 6, с. 1125—1132.

[7] Onsager L. — Phys. Rev. B, 1938, v. 54, N 3, p. 554—557.

[8] Arkhipov V. I., Rudenko A. I. — Phil. Mag. B, 1982, v. 45, N 2, p. 189—207.

Московский инженерно-физический институт

Получено 5.06.1987  
Принято к печати 20.09.1987

ФТП, том 22, вып. 3, 1988

## ОСОБЕННОСТИ ПРОВОДИМОСТИ ПОЛУПРОВОДНИКОВ, ОБУСЛОВЛЕННЫЕ ДЕФЕКТАМИ С СИЛЬНЫМ ЭЛЕКТРОН-РЕШЕТОЧНЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ

Шпинар Л. И., Ясковец И. И.

В последнее время во многих полупроводниках типа  $A^{III}B^V$  и  $A^{IV}B^VI$ , а также в алмазоподобных (Ge и Si) обнаружены и идентифицированы дефекты с сильным электрон-решеточным взаимодействием, т. е. дефекты, зарядовые состояния которых в конфигурационном пространстве отделены друг от друга потенциальным барьером. Так, в системе  $Al_xGa_{1-x}As(Te)$  таким дефектом является комплекс атом Te+вакансия в подрешетке As [1], в Si — вакансия V [2] и, по-видимому, термодоноры в Ge и Si [3]. Частным случаем таких дефектов являются центры с отрицательной корреляционной энергией, например V в *p*-Si. Свойства таких дефектов используются для объяснения явления остаточной фотопроводимости в качестве альтернативы модели макроскопических потенциальных барьеров, обусловленных неоднородностями [4]. Учет специфики дефектов с сильным электрон-решеточным взаимодействием необходим для сопоставления данных, получаемых с помощью равновесных (например, холловские измерения) и неравновесных (DLTS, фотопроводимость и др.) методик.

В настоящем сообщении вычисляются вероятности перехода между зарядовыми состояниями таких дефектов с учетом разогрева носителей тока и показана возможность появления отрицательной дифференциальной проводимости (либо полевого тушения фотопроводимости) в рассматриваемых полупроводниках. В связи с этим отметим наблюдавшуюся экспериментально в [5] отрицательную дифференциальную проводимость (ОДП) в кристаллах CdTe *p*-типа с примесью Cl, в которых, по-видимому, имеются дефекты рассматриваемого типа [1].

В простейшей одномодовой модели искажение решетки, вызванное локализацией  $j$  ( $=0, 1, 2$ ) носителей заряда на дефекте, описывается координатой  $Q$  и адиабатический потенциал  $W_j(Q)$  дефектной молекулы в гармоническом приближении определяется выражением

$$W_j(Q) = \frac{1}{2}M\omega^2(Q - j\Delta)^2 + W(j), \quad (1)$$

где

$$W(j) = j\varepsilon - \frac{1}{2}M\omega^2(j\Delta)^2 + U_c\delta_{j,2}, \quad (2)$$

$U_c$  — энергия локализации  $j$  носителей на дефекте,  $\varepsilon$  — затравочный терм дефекта для электрона,  $\Delta = \gamma/M\omega^2$ ,  $\gamma$  — постоянная электрон-решеточной связи,  $M$  — масса дефектной молекулы,  $\omega$  — частота колебаний. Ради простоты мы пренебрегаем изменением  $\omega$  с изменением числа заполнения  $j$ .

Статистические свойства рассматриваемых дефектов определяются распределением вероятностей для осциллятора (1):

$$\mathcal{P}(Q, t) = C \exp \left\{ -\frac{M\omega}{\hbar} (Q - j\Delta)^2 \operatorname{th} \left( \frac{\beta\hbar\omega}{2} \right) - \beta [W(j) - jF] \right\}, \quad \beta = \frac{1}{kT},$$

$$C = \left[ \sum_j \int \mathcal{P} dQ \right]^{-1}, \quad (3)$$

где  $F$  — уровень Ферми. Вероятность заполнения дефекта  $j$  носителями равна

$$\mathcal{P}(j) = \int \mathcal{P}(Q, j) dQ = \frac{g_j \exp\{-\beta[W(j) - jF]\}}{\sum_j g_j \exp\{-\beta[W(j) - jF]\}}, \quad (4)$$

где  $g_j$  — фактор вырождения в  $j$ -м зарядовом состоянии.

Вероятность перехода  $j \rightarrow j' = j + 1$ , осуществляющегося путем захвата носителя заряда из зоны проводимости, следуя [6], представим в виде

$$R(j \rightarrow j') \sim \int d\mathcal{E}_R f(\mathcal{E}_R) \int dQ dQ' \mathcal{P}(Q, j) M_R(Q, j; Q', j') \delta[W_{j'}(Q') - W_j(Q) - \mathcal{E}_R] \sqrt{\mathcal{E}_R}, \quad (5)$$

где  $f(\mathcal{E}_R)$  — вероятность заполнения состояния  $\phi_R$  с энергией  $\mathcal{E}_R$  в зоне проводимости. Наличие  $\delta$ -функции в (5) обеспечивает сохранение энергии в процессе перехода  $j \rightarrow j + 1$ ,  $M_R$  — микроскопическая скорость перехода между состояниями  $(Q, j)$  и  $(Q', j')$  с участием состояния  $\phi_R$ .

В полуклассическом приближении Франка—Кондона  $M_R \sim \delta(Q - Q')$ . Множитель  $\sqrt{\mathcal{E}_R}$  описывает плотность состояний в зоне проводимости. Скорость обратного перехода ( $j' \rightarrow j$ ) находится по формуле (5) с заменой  $Q, j \rightleftharpoons Q', j'$  и  $f(\mathcal{E}_R) \rightarrow 1 - f(\mathcal{E}_R)$ .

В случае грейских полей напряженностью  $\mathcal{E}$  в качестве  $f(\mathcal{E}_R)$  используем выражение [7]

$$f(\mathcal{E}_R) = N_0(s) (\beta \mathcal{E}_R + s)^s e^{-\beta(\mathcal{E}_R - F)}, \quad (6)$$

где  $N_0(s) = \Gamma(3/2) \int_0^\infty (x + s)^s e^{-x} \sqrt{x} dx$ ,  $s = \mathcal{E}/\mathcal{E}_0$ ,  $\mathcal{E}_0$  — параметр, определяющийся механизмом рассеяния носителей тока [7]. Подставляя (1)—(3) и (6) в (5) и учитывая, что в интеграл по  $\mathcal{E}_R$  основной вклад дают малые  $\mathcal{E}_R$ , получим

$$R(j \rightarrow j') \sim \mathcal{P}(j) e^{-\beta E} \int_0^\infty e^{-\varphi_1(x)} dx, \quad (7)$$

где

$$\varphi_1(x) = (2\beta a a + 1)x - s \ln(s + x) - 1/2 \ln x, \\ a = \varepsilon + 2jE_0 + U_c \delta_{j', 2}, \quad \alpha = \text{th}\left(\frac{\beta \hbar \omega}{2}\right) / 2\beta^2 \hbar \omega E_0, \quad E_0 = 1/2 M \omega^2 \Delta^2.$$

Интеграл, фигурирующий в (7), можно вычислить приближенно, основываясь на свойствах функции  $\varphi_1(x)$ . В области  $x > 0$  функция  $\varphi_1(x)$  имеет минимум в точке

$$x_1 = 1/4 \{[(4\beta a a s + 1)^2 + 8s]^{1/2} + 1 - 4\beta a a s\} [2\alpha a \beta + 1]^{-1},$$

окрестность которой дает наибольший вклад в интеграл (7). Используя при вычислении интеграла в (7) и в  $N_0(s)$  метод перевала, найдем

$$R(j \rightarrow j') \sim \mathcal{P}(j) \left[ \frac{x_1 \varphi_2''(x_2)}{x_2 \varphi_1'(x_1)} \right]^{1/2} \left( \frac{s + x_1}{s + x_2} \right)^s e^{(x_2 - x_1')} e^{-E(j \rightarrow j')/kT}, \quad (8)$$

где  $\varphi_2(x) = x - s \ln(x + s) - 1/2 \ln x$ ,  $x_2 = 1/4 [1 + \sqrt{1 + 8s}]$ ,  $x_1' = x_1 (2\alpha a \beta + 1)$ . Энергия активации  $E(j \rightarrow j')$  перехода  $j \rightarrow j'$  равна

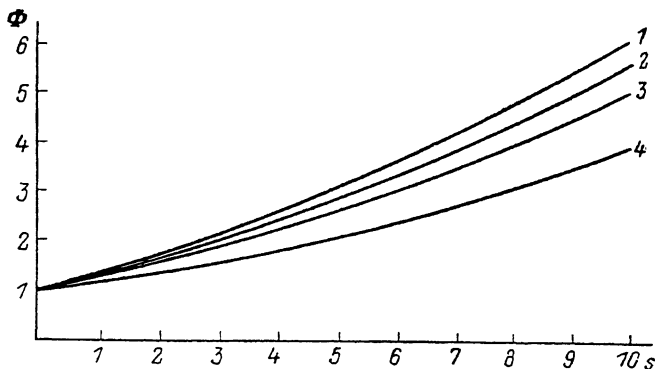
$$E(j \rightarrow j') = [2jE_0 - \varepsilon - U_c \delta_{j', 2}]^2 \frac{\text{th}\left(\frac{\beta \hbar \omega}{2}\right)}{2\beta^2 \hbar \omega E_0}. \quad (9)$$

При высоких температурах ( $1/2 \beta \hbar \omega \ll 1$ ) выражение (9) переходит в полученное Барффоном и др. [6], а при малых  $T$  ( $1/2 \beta \hbar \omega \gg 1$ )  $E(j \rightarrow j') \simeq (2\beta \hbar \omega E_0)^{-1} \times [2jE_0 - \varepsilon - U_c \delta_{j', 2}]^2$  и переход  $j \rightarrow j'$  осуществляется посредством туннелирования.

Вероятность обратного перехода  $R(j' \rightarrow j)$ , вообще говоря, также зависит от величины напряженности внешнего электрического поля [8, 9]. Однако

здесь рассматриваются область греющих полей  $10^2 \div 10^3$  В/см и достаточно глубокие уровни. В этом случае наличие внешнего поля несущественно влияет на вероятность ионизации дефекта, как это следует из результатов [8, 9]. В этих ограничениях динамика процесса обмена носителями заряда между дефектами и зоной проводимости определяется полевой зависимостью скорости (8), что приводит к ОДП либо к полевому тушению фотопроводимости.

Подчеркнем, что для зависимости  $R(j \rightarrow j')$  от  $\mathcal{E}$  при наличии сильной электрон-решеточной связи отнюдь не обязательна многозарядность дефекта (см. [10]). Например, в случае дефектов с двумя зарядовыми состояниями  $D^{(0)}$  и  $D^{(1)}$  процесс обмена носителями заряда с зоной описывается реакцией



Зависимость функции  $\Phi = \exp(x_2 - x'_1)$  от  $s$  при некоторых значениях параметров дефектов. Т, К: 1—3 — 100, 4 — 50.  $\alpha$ , эВ: 1, 2 — 0.3, 3, 4 — 0.2.  $E_0 = 0.05$  эВ.  $\hbar\omega$ , эВ: 1 — 0.0129, 2—4 — 0.0258.

$D^{(0)} + e \rightleftharpoons D^{(1)}$ , причем стационарные концентрации  $\mathcal{N}_0$ ,  $\mathcal{N}_1$  дефектов  $D^{(0)}$ ,  $D^{(1)}$  и электронов  $n$  удовлетворяют соотношениями

$$an\mathcal{N}_0 = v\mathcal{N}_1, \quad n + \mathcal{N}_1 = N_D, \quad \mathcal{N}_0 + \mathcal{N}_1 = \mathcal{N}, \quad (10)$$

где  $\mathcal{N}$  — полная концентрация дефектов, а  $N_D$  — концентрация мелкой легирующей примеси. Тогда, согласно (8),  $an \sim e^{(x_2 - x'_1)} e^{-E_{(0 \rightarrow 1)}/kT}$ ,  $v \sim e^{-E_{(1 \rightarrow 0)}/kT}$ . Выражая вероятность  $\nu$  перехода  $j' \rightarrow j$  через равновесные значения  $n_0$ ,  $\mathcal{N}_0^{(0)}$  и  $\mathcal{N}_1^{(0)}$ , соответствующие случаю  $\mathcal{E} = 0$ , получим

$$n + \frac{\zeta(\mathcal{E}) n \mathcal{N}}{\mathcal{N}_0^{(0)} + \zeta(\mathcal{E}) n} = N_D, \quad \zeta(\mathcal{E}) = \frac{\alpha(\mathcal{E})}{\alpha(\mathcal{E} = 0)}. \quad (11)$$

В пренебрежении зависимостью подвижности  $\mu$  от внешнего поля  $\mathcal{E}$  дифференциальная проводимость  $\sigma = e\mu n [1 + (d \ln n / d\mathcal{E})]$ . Отсюда область температур, полей и энергий локализации, при которых возможно появление ОДП и полевого тушения фотопроводимости, определяется условием  $d \ln n / d\mathcal{E} < 0$ , т. е.  $(d/d\mathcal{E})(x_2 - x'_1) > 0$ . На рисунке приведены характерные зависимости функции  $\Phi = \exp(x_2 - x'_1)$  для ряда параметров дефектов, при которых указанное условие выполняется. Это условие выполняется как в активационном режиме, так и в режиме туннельного перехода  $0 \rightarrow 1$ .

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Lang D. V., Logan R. A. — Phys. Rev. Lett., 1975, v. 39, N 10, p. 635—639.
- [2] Watkins G. D., Troxell J. R. — Phys. Rev. Lett., 1980, v. 44, N 9, p. 593—595.
- [3] Литвинов В. В., Уренев В. И. О зарядовом состоянии и спектре энергетических уровней гермодоноров в кислородосодержащем германии. — ФТП, 1983, т. 17, в. 6, с. 1099—1101.
- [4] Шейнман М. К., Шяк А. Я. Долговременные релаксации и остаточная проводимость в полупроводниках. — ФТП, 1976, т. 10, в. 2, с. 209—232.
- [5] Агринская Н. В., Матвеев О. А. О механизме рекомбинации электронов в кристаллах CdTe p-типа, легированных хлором. — ФТП, 1978, т. 12, в. 2, с. 325—329.
- [6] Baraff G. A., Kane E. O., Schlütter M. — Phys. Rev., 1980, v. B21, N 8, p. 3563—3570.
- [7] Конуэлл Э. Кинетические свойства полупроводников в сильных электрических полях. М., 1970. 384 с.
- [8] Stoneham A. M. — Rep. Progr. Phys., 1981, v. 44, p. 1253—1295.

[9] Карпус В., Перель В. И. Многофононная ионизация глубоких уровней в полупроводниках в электрическом поле. — ЖЭТФ, 1986, т. 92, в. 6, с. 2319—2331.

[10] Бонч-Бруевич В. Л., Звягин И. П., Миронов А. Г. Доменная электрическая неустойчивость в полупроводниках. М., 1972. 415 с.

Институт физики АН УССР  
Киев

Получено 21.11.1986  
Принято к печати 22.09.1987

ФТП, том 22, вып. 3, 1988

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДИФФУЗИОННОЙ ДЛИНЫ НЕОСНОВНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА МЕТОДОМ ЭЛЕКТРОМОДУЛИРОВАННОЙ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ

Савченко А. П., Жигулин С. Н.

При разработке технологии полупроводниковых материалов для различного рода оптоэлектронных приборов и приборов микроэлектроники важен контроль их рекомбинационных параметров, в частности диффузионной длины  $L$ . В отличие от существующих методов определения диффузионной длины предлагаемый метод можно применять в многослойных структурах со встроенными

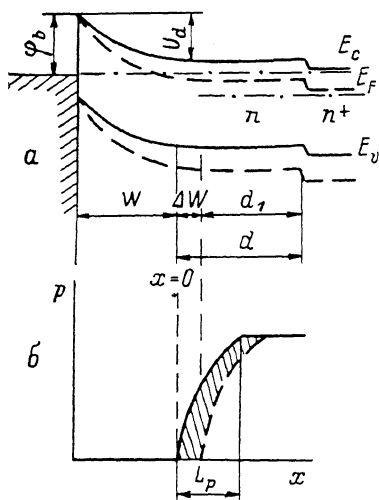


Рис. 1. Энергетическая диаграмма барьера Шоттки (а) и распределение неосновных носителей заряда по толщине  $n$ -слоя (б).

Сплошные линии — при нулевом смещении, штриховые — при подаче обратного смещения.

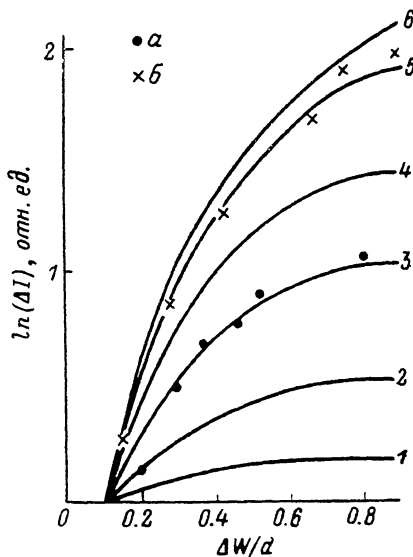


Рис. 2. Экспериментальные точки и расчетные кривые зависимости  $\ln(\Delta I)$  от отношения толщины ОПЗ, модулированной смещением, к толщине  $n$ -слоя.

$d/L$ : 1 — 1.0, 2 — 1.5, 3 — 2.2, 4 — 3.0, 5 — 5.0, 6 — 10.  
Образцы: а — 3, б — 1. Т, К: а — 77, б — 4.2.

гомо- и гетеро- $p$ - $n$ -переходами как на  $n$ -, так и на  $p$ -стороне  $p$ - $n$ -перехода в нелегированных слоях при низких температурах, когда происходит вымораживание равновесных носителей и, следовательно, появление большого последовательного сопротивления в слое толщиной  $d_1 = d - (\alpha^{-1} + L)$ , где  $d$  — толщина исходного слоя,  $\alpha$  — коэффициент поглощения.

Основные соотношения, отражающие работу метода, рассмотрим на примере барьера Шоттки (БШ), полученного на  $n$ - $n^+$ -структуре (рис. 1, а). Предположим, что в плоскости скола генерация неравновесных носителей заряда однородна по площади. Наличие области пространственного заряда (ОПЗ)