

# ГЕНЕРАЦИОННО – РЕКОМБИНАЦИОННЫЙ МЕХАНИЗМ ПРЫЖКОВОГО ОБМЕНА ЗАРЯДАМИ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ С ЗОНОЙ ГЛУБОКИХ УРОВНЕЙ

П.В.Жуковский<sup>1)</sup>, Я.Партыка<sup>1)</sup>, П.Венгерэк<sup>1)</sup>, М.Ковальски, А.Родзик,  
Ю.А.Шостак<sup>2)</sup>, Ю.В.Сидоренко<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup> Люблинский технический университет,

Люблин, Польша, e-mail: pawel@elektron.pol.lublin.pl

<sup>2)</sup> Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь

В работе исследовано влияние зоны глубоких уровней дефектов на процессы прыжкового обмена зарядами.

## Введение

В нашем докладе, представленном на предыдущей конференции была предложена генерационно – рекомбинационная модель прыжкового обмена зарядами в сильнодефектных полупроводниках [1]. При формулировании модели мы исходили из следующих предпосылок:

- При облучении кремния большими дозами высокоэнергетических частиц компенсирующие дефекты являются амфотерными, т.е. могут иметь, кроме нейтрального, также положительное и отрицательное зарядовые состояния [2, 3]. Эти дефекты являются также центрами рекомбинации и в основном зарядовом состоянии (нейтральном) имеют сечение захвата электронов около  $10^{-14}$  см<sup>2</sup> [4].
- Концентрация носителей в собственных полупроводниках является величиной статистической и ее можно определить из положения уровня Ферми, который в этом случае находится вблизи середины запрещенной зоны:

$$n \approx 2 \left( \frac{2\pi m_n kT}{(2\pi\hbar)^2} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{E_n}{kT}\right)$$

- Концентрация электронов в зоне проводимости определяется их термической генерацией с уровней в запрещенной зоне и идущими в противоположном направлении процессами рекомбинации. При концентрации нейтральных дефектов около  $10^{20}$  см<sup>-3</sup>, что является характерным для областей разупорядочения в кремнии, время жизни при комнатной температуре составляет около  $10^{-13}$  с, т.е. сравнимо с временем релаксации импульса и значительно меньше, чем время релаксации энергии [5]. В этом случае электрон, возбужденный с нейтрального дефекта в зону проводимости практически не испытывая рассеяния захватывается нейтральным дефектом. Таким образом в сильнодефектных кристаллах происходит переход от проводимости по зоне к прыжковому переносу зарядов.
- Существенную роль в описании процессов переноса, связанных с прыжковым обменом зарядами играет вероятность прыжкового

обмена зарядами  $P(T)$ . В работе [1] мы получили выражение:

$$P(T) = \gamma_n(0) N_c \exp\left(-\frac{\Delta E}{kT}\right) \quad (1)$$

где:  $\gamma_n(0) = S_e(0)v_e$  - коэффициент захвата электронов нейтральными дефектами,  $N_c$  - плотность состояний,  $\Delta E$  - энергия, необходимая для генерации электрона с нейтрального дефекта в зону проводимости. Параметры  $\gamma_n(0)$  и  $N_c$ , скорее всего отличаются от принятых в классической теории рекомбинаций. Поскольку электрон не испытывает актов рассеяния то не успевает термализоваться и его скорость  $v_e$  не является тепловой. Плотность состояний  $N_c$  в связи с появлением „хвоста”, проникающего в запрещенную зону, отличается от характерной для бездефектного полупроводника. Также и энергия активации  $\Delta E$  не является глубиной залегания уровня, связанного с дефектами, поскольку, во-первых, при больших концентрациях дефектов возникает зона глубоких уровней, во-вторых, расстояние от этой зоны до зоны проводимости уменьшается в связи с появлением „хвостов” плотности состояний.

В настоящей работе мы проанализируем влияние ширины зоны глубоких уровней на величину энергии активации прыжкового обмена зарядами  $\Delta E$ , входящую в формулу (1).

## I. Температурная зависимость ширины зоны глубоких уровней

Характерной чертой полупроводников с большими концентрациями мелких примесей является образование примесных зон. В полупроводниках, легированных мелкими примесями одного типа примесная зона приводит сначала к уменьшению энергии ионизации, а затем, с дальнейшим увеличением концентрации примесей, к вырождению. В компенсированных полупроводниках в области низких температур примесная зона подвергается дополнительному уширению, связанному с флуктуациями электростатического потенциала [6].

В кремнии, облученном большими дозами быстрых нейтронов [7-9] и ионов [10] вследствие компенсации радиационными дефектами появляется прыжковый обмен зарядами между нейтральными дефектами. Большинство радиационных дефектов в кремнии являются амфотерными, а основным зарядовым состоянием для них является нейтральное. В связи с этим, компенсация такими дефектами происходит иным образом, чем при одновременном легировании мелкими донорами и акцепторами, для которых степень компенсации  $K_{МП} = N_a/N_d$  (для полупроводника  $n$ -типа, когда  $N_d > N_a$ ).

Это означает, что в легированном компенсированном полупроводнике  $n$ -типа при низких температурах концентрация положительно заряженных доноров равна концентрации отрицательно заряженных акцепторов, а  $N_d - N_a$  доноров находится в нейтральном зарядовом состоянии. Для достижения сильной компенсации концентрации мелких доноров и акцепторов должны быть близки.

В случае компенсации амфотерными глубокими дефектами при больших дозах облучения высокоэнергетическими частицами выполняется условие

$$N_D > N_{МП} \quad (2)$$

где  $N_D$  – концентрация амфотерных дефектов,  $N_{МП}$  – концентрация мелких примесей.

Из неравенства (2) следует, что перекомпенсация амфотерными глубокими примесями при низких температурах не происходит. При  $N_D > N_a$  все электроны с доноров перейдут на глубокие уровни дефектов, а дальнейшее увеличение концентрации  $N_D$  приведет к росту концентрации дефектов в нейтральном зарядовом состоянии. В связи с этим кремний  $n$ -типа, облученный большими дозами радиации ( $N_D \gg N_a$ ) при отсутствии прыжкового обмена зарядами является полупроводником слабо компенсированным глубокими амфотерными дефектами, поскольку

$$\frac{N_a}{N_n} \ll 1 \quad (3)$$

Степень компенсации дополнительно уменьшается вследствие образования при облучении примесно-дефектных комплексов, например, фосфор-вакансия, которые будучи глубокими центрами, уменьшают концентрацию мелких доноров. В этом случае степень компенсации кремния, облученного большими дозами радиации

$$K_{обл} < \frac{N_a}{N_D} \ll 1 \quad (4)$$

Неравенство (4) означает, что степень компенсации сильнодефектного кремния необходимо искать в ином, чем  $N_a/N_D$  виде.

В [10, 11] показано, что в случае прыжкового обмена электрона между нейтральными амфотерными дефектами с глубокими уровнями возникают пары положительно и отрицательно заряженных дефектов (диполи), а их концентрация

$$N^+ = N^- = \frac{N_D P(T) \tau}{2P(T) \tau + 1}, \quad (5)$$

где:  $P(T)$  – вероятность прыжковой перезарядки, которую можно записать, например, в виде предложенном в [12],  $\tau$  – время существования дефекта в заряженном состоянии.

Тогда

$$K_{обл}(T) = \frac{N^+}{N_D} = \frac{P(T) \tau}{2P(T) \tau + 1} \quad (6)$$

Как видно из (6) в кремнии, компенсированном глубокими амфотерными дефектами, степень компенсации является функцией температуры, поскольку  $P(T)$  и  $\tau$  зависят от температуры. Ширина примесной зоны зависит как от концентрации примесей, так и от степени компенсации [13].

Флуктуации электростатического потенциала в полупроводнике можно описать среднеквадратичной амплитудой  $B$ . Согласно [14]:

$$B = \frac{e^2(N_a + N_d)^{2/3}}{\chi(N_a - N_d)^{1/3}} \quad (7)$$

В нашем случае  $N_a + N_d \cong N_D$ ;  $N_a - N_d = N_0$  – число дефектов в нейтральном зарядовом состоянии. Согласно [11]:

$$N_n = \frac{N_n}{2P(T) \tau + 1} \quad (8)$$

Тогда

$$B = \frac{e^2 N_D^{1/3} (2P(T) \tau + 1)^{1/3}}{\chi} \quad (9)$$

Распределение глубоких центров по энергиям в образовавшейся примесной зоне [14]:

$$N(E) = \frac{N_n}{\sqrt{2\pi} B} \exp\left(-\frac{E^2}{2B^2}\right) \quad (10)$$

где энергия  $E$  отсчитывается от середины зоны глубоких уровней. Подставляя в (10) выражение (9) для  $B$  получим:

$$N(E) = \frac{N_D^{2/3} \chi}{\sqrt{2\pi} e^2 (2P(T) \tau + 1)^{1/3}} \times \exp\left(-\frac{E^2}{2} \left(\frac{\chi}{e^2 N_D^{1/3} (2P(T) \tau + 1)^{1/3}}\right)^2\right) \quad (11)$$

Полуширина зоны глубоких уровней:

$$\Delta E(T) = \sqrt{8 \ln 2} B = \sqrt{8 \ln 2} \frac{e^2 N_D^{1/3} (2P(T) \tau + 1)^{1/3}}{\chi} \quad (12)$$

Или, учитывая (6):

$$\Delta E(T) = \sqrt{8 \ln 2} \frac{e^2 N_D^{1/3}}{\chi(1-2k)^{1/3}} = \Delta E(0)(1-2k)^{-1/3} \quad (13)$$

где  $\Delta E(0)$  – полуширина зоны для случая отсутствия компенсации при низких температурах. Можно считать, что  $\Delta E(0)$  это собственная ширина зоны глубоких уровней, обусловленная взаимодействием дефектов одного типа между собой. Электростатическое взаимодействие дефектов с мелкими примесями,

а также изменение зарядового состояния дефектов при прыжковом обмене электронами должно привести, как видно из (14), к дополнительному уширению зоны.

## II. Экспериментальные результаты и их обсуждение

Одним из доминирующих амфотерных дефектов в облученном большими дозами нейтронов кремнии являются дивакансии [15]. С дивакансиями, находящимися в нейтральном зарядовом состоянии связана полоса инфракрасного поглощения около 1.8 мкм. В данной работе были измерены спектры инфракрасного пропускания и отражения кремния с содержанием мелких доноров около  $10^{14} \text{ см}^{-3}$  облученного быстрыми реакторными нейтронами флюенсом  $10^{19} \text{ см}^{-2}$ . Спектры регистрировались двухлучевым спектрометром с накопителем на персональном компьютере. Погрешность определения пропускания и отражения не превышала 0,03%. Измерения проводились в температурном диапазоне  $77 \div 420 \text{ K}$ . Точность поддержания температуры образца составляла  $\pm 2 \text{ K}$ .

На рис.1 представлены спектральные зависимости пропускания и коэффициента поглощения при разных температурах измерений. Коэффициенты поглощения рассчитывались по формуле, приведенной в [16], учитывая множественные отражения от обеих поверхностей образца:

$$T = \frac{(1-R)^2 \exp(-\alpha d)}{1-R^2 \exp(-2\alpha d)} \quad (14)$$

где:  $d$  - толщина образца,  $T$  - коэффициент пропускания,  $R$  - коэффициент отражения.

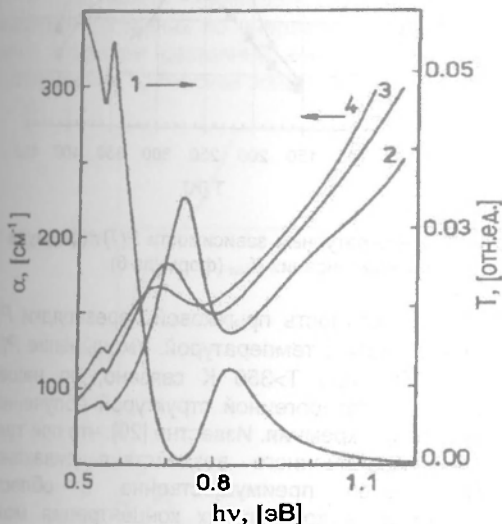


Рис.1. Спектры пропускания – 1 и коэффициент поглощения 2 – 4 кремния, облученного быстрыми реакторными нейтронами флюенсом  $10^{19} \text{ см}^{-2}$ . Температуры измерений: 1, 2 – 77 К; 3 – 293 К; 4 – 413 К.

Обычно при вычислении  $\alpha(E)$  используют табличные данные коэффициента отражения  $R(E)$ , которые можно найти, например, в [17].

На величину  $R(E)$  влияют как качество обработки поверхности образца, так и облучение материала. Поэтому при вычислении коэффициентов поглощения нами были использованы экспериментально определенные спектральные зависимости  $R(E)$  для аналогично обработанного облученного образца значительно большей толщины (для измерения спектров пропускания  $d_n = 0,3 \text{ мм}$ , для измерения спектров отражения  $d_o = 2,5 \text{ мм}$ ). Примеры спектров отражения, полученных при разных температурах, приведены на рис.2.

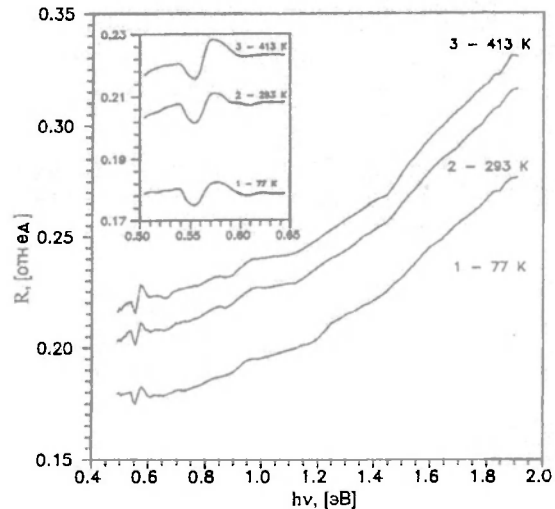


Рис.2. Спектральные зависимости коэффициента отражения кремния, облученного нейтронами.

В исследованном спектральном диапазоне наблюдаются две линии поглощения – широкая с максимумом  $\sim 0,7 \text{ эВ}$ , связанная с поглощением нейтральными дивакансиями, и узкая, с максимумом  $\sim 0,56 \text{ эВ}$  и полушириной  $\sim 0,02 \text{ эВ}$ . Кроме того, в спектре присутствует близкое поглощение. С целью определения основных параметров полосы поглощения дивакансий: энергетического положения максимума  $E_w$  и полуширины полосы поглощения  $\Delta E_w$  из спектральной зависимости  $\alpha(E)$  мы вычли величину коэффициента близкого поглощения, которое может привести к некоторому изменению  $E_w$  и  $\Delta E_w$ . Определенные таким образом величины представлены на рис.3, 4.

Как видно из рис.3, в интервале температур  $77 \div 420 \text{ K}$  величина  $E_w$  уменьшается сначала сублинейно (до  $\approx 200 \text{ K}$ ) а затем практически линейно. На участке  $200 \div 420 \text{ K}$  температурный коэффициент изменения положения максимума полосы поглощения дивакансий составляет около  $(-2,1 \pm 0,5) \cdot 10^{-4} \text{ эВ} \cdot \text{K}^{-1}$ . Изменения  $E_w$  происходят подобным образом, как и температурное изменение ширины запрещенной зоны, которая в области температур до  $220 \text{ K}$  уменьшается нелинейно, а при  $T > 220 \text{ K}$  – линейно. Температурный коэффициент изменения  $\Delta E_g$  составляет  $-2,84 \cdot 10^{-4} \text{ эВ} \cdot \text{K}^{-1}$  [18].

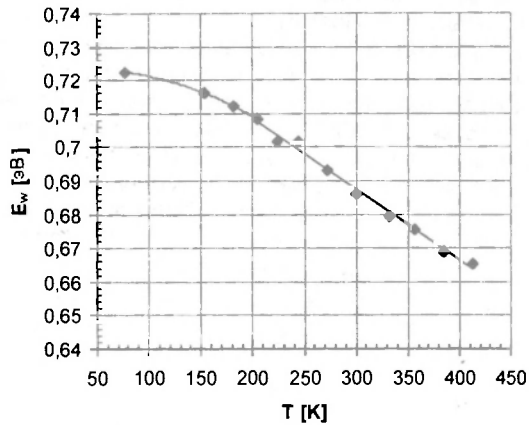


Рис.3. Температурная зависимость положения максимума полосы поглощения дивакансий в кремнии, облученном нейтронами.

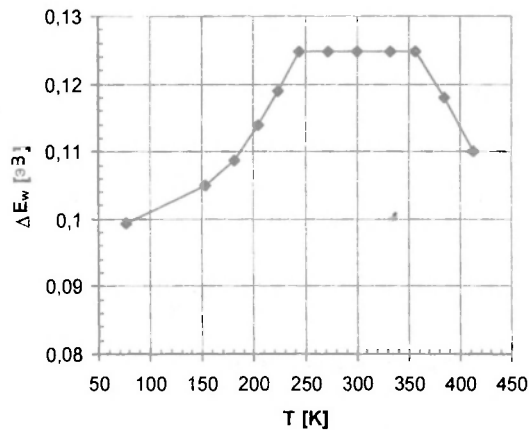


Рис.4. Температурная зависимость ширины полосы поглощения дивакансий.

Принято считать, что полоса поглощения около 0,7 эВ связана с внутрицентровыми электронно-колебательными переходами нейтральных дивакансий.

Если предполагать, что полоса поглощения около 0,7 эВ связана с переходами электронов с уровней основного состояния нейтральных дивакансий то значительная полуширина полосы (около 0,1 ÷ 0,12 эВ, см. рис.4) связана с тем, что глубокие уровни дивакансий образуют зону. Как следует из рисунка 4, полуширина полосы поглощения дивакансиями начинает увеличиваться при  $T > 100$  К, в области 250 – 350 К остается постоянной, а при  $T > 350$  К уменьшается. Таким образом, и положение максимума и ширина зоны глубоких уровней дивакансий зависят от температуры.

Из формулы (12) на основании экспериментальных данных можно определить концентрацию дивакансий, полагая  $P(T)\tau = 0$ .

$$N_D = \left( \frac{\Delta E(0)\chi}{\sqrt{8 \ln 2} e^2} \right)^3 \quad (15)$$

Полуширине полосы поглощения дивакансий  $\Delta E(0) = 0,10$  эВ соответствует, согласно формуле (15) концентрация дивакансий около  $4 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ , что согласуется с результатами спектроскопических исследований, приведенными в [19].

При отличной от нуля степени компенсации, что характерно для более высоких температур, например, комнатной, формула (12) позволяет определить произведение вероятности прыжковой перезарядки  $P(T)$  и времени существования дефектов в заряженном состоянии  $\tau$ :

$$P(T)\tau = \frac{1}{2} \left[ \left( \frac{\Delta E(T)}{\Delta E(0)} \right)^3 - 1 \right] \quad (16)$$

Расчеты величин  $K_{обл}(T)$  и  $P(T)\tau$ , выполненные на основании экспериментальной зависимости  $\Delta E_w$  от температуры по формулам (6) и (16) приведены на рис.5. Как видно из рис.5, при  $T=300$  К степень компенсации достигает величины 0,23, т.е. концентрация дефектов, находящихся в заряженных состояниях, составляет около  $0,46N_D$ . Дальнейший рост температуры практически не изменяет полуширины полосы поглощения и степени компенсации до  $T=350$  К. При  $T > 350$  К величины  $K_{обл}(T)$  и  $P(T)\tau$  начинают уменьшаться.

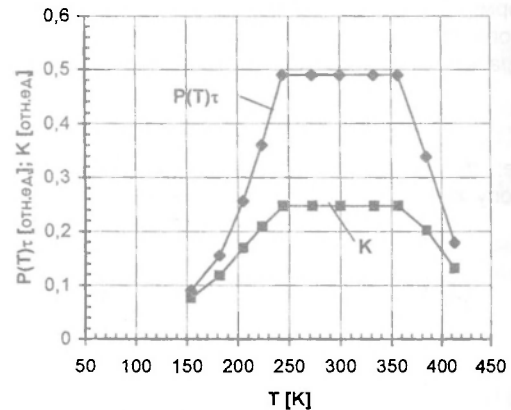


Рис.5. Температурные зависимости  $P(T)\tau$  (формула 16) и степени компенсации  $K_{обл}$  (формула 6).

Вероятность прыжковой перезарядки  $P(T)$  должна расти с температурой. Уменьшение  $P(T)\tau$  и  $K_{обл}(T)$  при  $T > 350$  К связано, по нашему мнению, с гетерогенной структурой облученного нейтронами кремния. Известно [20], что при таком виде радиационного воздействия дивакансии группируются преимущественно в областях скоплений, в которых их концентрация может достигать  $10^{20} \text{ см}^{-3}$ . Оставшаяся между областями скоплений часть кремния содержит значительно меньшую концентрацию дивакансий. В связи с этим прыжковый обмен начинается именно в областях скоплений. Когда в этих областях практически все дефекты станут заряженными, нейтральные дивакансии останутся только в пространстве между областями скоплений. Поскольку в менее

нарушенных областях концентрация дивакансий значительно меньше, чем в областях скопления, в этом диапазоне температур полуширина полосы поглощения нейтральными дивакансиями, согласно формулам (12) и (13), должна уменьшиться.

Выражение  $P(T)\tau$  входит в формулу статической диэлектрической восприимчивости, обусловленной прыжковым обменом электронами между нейтральными амфотерными дефектами [11]:

$$\chi_D = \frac{N_D P(T) \tau e^2 R^2}{\epsilon_0 k T} \quad (17)$$

На основании измерений оптической ширины линии поглощения нейтральными дивакансиями, приведенной на рис.3, можно, используя формулу (16) определить величину  $P(T)\tau$ , которая входит в формулу (17), описывающую температурную зависимость дополнительной поляризации сильнодефектных полупроводников. Проведенные нами прямые измерения диэлектрической проницаемости для образца кремния, аналогичного использованному нами в оптических измерениях, обсуждаемых выше, при комнатной температуре на частоте 100 Гц дали величину  $\chi_D \cong 50$ . Подставляя в формулу (17) значения  $N_D$  – формула (15) и  $P(T)\tau$  – формула (16) вычисленные из спектров поглощения для  $T = 300$  К (рис.3) получаем  $\chi_D \cong 70$ , что хорошо согласуется с величиной, полученной из прямых измерений.

### III. Влияние примесной зоны на термическую активацию прыжковой перезарядки

На рис.6 приведено распределение плотности состояний по энергиям, учитывающее хвост плотности состояний зоны проводимости и образование примесной зоны глубоких уровней.

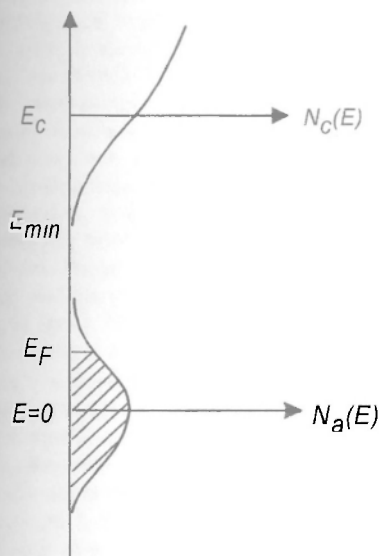


Рис.6. Распределение плотности состояний в хвосте зоны проводимости и зоне глубоких уровней дефектов.

Естественно, что такое распределение приведет к значительно меньшей энергии активации прыжкового обмена зарядами входящей в формулу (1), чем глубина залегания уровней дефектов в случае их малой концентрации.

Рассмотрим сначала влияние хвоста плотности состояний. Поскольку число электронов в зоне проводимости незначительно (собственный кремний,  $T < 300$  К), они должны находиться у самого дна хвоста. Скорее всего влияние температуры на глубину проникновения хвоста незначительно. Поэтому в первом приближении будем считать что влияние хвоста сводится к понижению места, на которое „подпрыгивают“ электроны с  $E_c$  в случае малой концентрации дефектов до  $E_{min}$  при большой концентрации – рис.6.

Из формулы (11) и рис.4 следует, что с увеличением температуры увеличивается ширина примесной зоны. Формула (11) предполагает гаусово распределение плотности состояний в зоне. Если в отличных от нуля зарядовых состояниях находится  $2N^+$  дефектов, то это означает, что занимали они в примесной зоне положения  $E > E_F$  (рис.6). Величину  $E_F$  можно найти из уравнения

$$\frac{1}{2} - \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^{E_F/E} \exp\left(-\frac{\xi^2}{2}\right) d\xi = \frac{2N^+}{N} \quad (18)$$

где:  $\xi = E/V$ .

Из уравнения (18) и рис.6 следует, что при низких температурах, когда  $2N^+/N \ll 1$   $E_F$  может остоять от  $E = 0$  на величину нескольких  $V$ , т.е. в случае дивакансий в кремнии на 0,3 эВ и более. Рост температуры должен привести к уменьшению величины  $E_F$ .

В связи с этим можно прийти к следующему заключению: при оптической глубине залегания уровня нейтральных дивакансий около  $(E_c - 0,7)$  эВ (рис.3) глубина залегания, полученная из электрических измерений при низких температурах может оказаться  $(E_c - 0,4)$  эВ.

### Список литературы

1. П.Жуковский, Я.Партыка, П.Венгерэк, А.Родзик, Ю.Шостак, Ю.Сидоренко // Взаимод. излучений с твердым телом: Материалы III Международной конференции. – Мн., 1999, - Ч.1, - с.105.
2. Ж.Ланно, М.Бургуэн // Точечные дефекты в полупроводниках. – Москва: Мир, 1985.
3. ВюFrank // Rad. Eff. V.21, 1974, p.119.
4. А.М.Янченко // ФТП, т.10, 1976, с.771.
5. С.В.Оболонный // Взаимод. излучений с твердым телом: Материалы III Международной конференции. – Мн., 1999, - Ч.1, - с.33.
6. Б.И.Шкловский, А.Д.Эфрос // Электронные свойства легированных полупроводников. – М.: Наука, 1979.
7. P.W.Żukowski, S.B.Kantorow, K.Kiszczak, D.Mączka, A.Rodzic, V.F.Stelmakh, E.Czamecka-Such // Phys.Stat. Sol. (a), 128, 1991, p.117.
8. П.В.Жуковский, С.Б.Канторов, Д.Мончка, А.Родзик, К.Кицак, В.Ф.Стельмах // Доклады Академии Наук Беларуси, 37, №16 1993, с.41.

9. P. Żukowski, J. Partyka, P. Węgierek, M. Kozak // *Nukleonika*, 44, 1999, с.281.
10. P. Żukowski, J. Partyka, P. Węgierek // *Phys. Stat. Sol. (a)*, 159, 1997, p.509.
11. П.В. Жуковский, А.Родзик, Ю.А. Шостак // *ФТП*, 31, 1997, с.714.
12. S. Kirkpatrick // *Proc. 5-th Internat. Conf. Fmorphic and Liquid Semiconductors*, Garmisch-Partenkirchen 1973, Ed. J. Stuke and W. Brenig, Taylor&Francis, London, 1974, p.183.
13. Б.И. Шклофский, А.Л. Эфрос // *ЖЭТФ*, 60, 867 (1971).
14. М.А. Мессерер, Э.М. Омеляновский, А.Н. Пантюхов, Л.Я. Первова, Ю.Я. Ткач, В.И. Фистуль // *ФТП*, 8, 1974, с.2279.
15. R.S. Newman, D.M.J. Titterdell // *J. Phys. C: Solid State Phys.*, 8, 1975, p.3944.
16. J.I. Pankove // *Optical Processes in Semiconductors*, Prentice-Hall, USA, 1971.
17. В.И. Гауриленко, А.М. Грехов, Д.В. Корбутяк, В.Г. Литовченко // *Оптические свойства полупроводников. Справочник*. - Киев, Наукова думка, 1987.
18. В.В. Пасынков, В.С. Сорокин. *Материалы электронной техники*. М.: Высшая школа, 1986.
19. П.В. Жуковский, С.Б. Канторов, В.Ф. Стельмах, Н.Н. Тадеуш, Г. Шупагарди: *ФТП*, 24, 1473 (1990).
20. L. Cheng, I. Lori // *Phys. Rev.*, 171, 856 (1968).

### GENERATION – RECOMBINATION MODEL OF JUMPING RECHARGING IN SEMICONDUCTORS WITH A DEEP LEVEL BAND

P. Żukowski<sup>1)</sup>, J. Partyka<sup>1)</sup>, P. Węgierek<sup>1)</sup>, M. Kowalski, A. Rodzik, Yu. Shostak<sup>2)</sup>, Yu. Sidorenko<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup> Faculty of Electrical Engineering, Technical University of Lublin,  
20-618 Lublin, Nadbystrzycka 38A, Poland, e-mail: pawel@elektron.pol.lublin.pl

<sup>2)</sup> Faculty of Physics, Belarussian State University, 220050 Minsk, Belarus

Results of a research into the effect of a deep level band on processes of jumping recharging have been presented.