

# КИНЕТИЧЕСКИЕ КОЭФФИЦИЕНТЫ В n-ТИПЕ КРЕМНИЯ, ОБЛУЧЁННОГО БЫСТРЫМИ НЕЙТРОНАМИ РЕАКТОРА

*А.П. Долголенко*

*Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев, Украина*

*E-mail: Odolgolenko@kinr.kiev.ua, факс +38(044)525-44-63*

Рассмотрена область температур диффузного и дрейфового движений электронов в n-Si, выращенном методом Чохральского, после облучения быстрыми нейтронами реактора. Описаны температурные зависимости концентрации носителей в проводящей матрице и в объёме образцов и рассчитаны дрейфовые барьеры, определяющие их удельное сопротивление. В рамках уточнённой модели эффективной среды описана температурная зависимость удельного сопротивления n-Si ( $\rho_0 = 40 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ ) после облучения быстрыми нейтронами реактора. Подтверждено, что рассеяние носителей на заряженных дефектах и кластерах при учёте дрейфовых барьеров определяют температурную зависимость подвижности электронов в n-Si с введёнными кластерами дефектов.

## ВВЕДЕНИЕ

Кластеры дефектов, созданные в полупроводниках быстрыми нейтронами реактора, характеризуются высокой концентрацией дефектов, значительной протяженностью их пространственного заряда, и вследствие этого они сильно влияют на кинетические коэффициенты, в частности, на подвижность носителей в кремнии, изменяя проводимость образцов. Строгий подход был сформулирован в работах С. Herring [1] и С.И. Пекара [2] к вычислению кинетических коэффициентов в таких неоднородных полупроводниках. Описанию температурной зависимости подвижности электронов в кремнии посвящены работы [3-5]. Рассматривая кластеры дефектов как полностью непрозрачные для электронов включения, L.R. Weisberg [3] ввел эффективный радиус кластеров в сечении рассеяния. Он показал, что подвижность электронов в кремнии пропорциональна  $T^{-1/2}$ . И.И. Ясковец [5] получил выражения для холловской и омической подвижностей как функции среднеквадратичного отклонения потенциала от среднего значения в области температур диффузного движения электронов. М.Ш. Джандиери и А.А. Церцвадзе [6] в борновском приближении довели задачу по рассеянию носителей на кластерах дефектов до аналитического выражения. Они показали, что подвижность электронов в n-Si пропорциональна  $T^{3/2}$ . Ранее в работах Конвела и Вайскопфа [7], а также Херринга и Брукса [8] рассматривалось рассеяние носителей полем заряженных примесных ионов. Экспериментальное определение показателя степени из температурной зависимости подвижности показало, что его значение значительно больше  $3/2$ , и подвижность электронов в n-Si экспоненциально зависит от температуры. Такое поведение подвижности А.Я. Шик [9] объяснил перекрытием областей пространственных зарядов кластеров дефектов и образованием дрейфовых барьеров. Искривление изоэнергетических зон в областях пространственного заряда кластеров дефектов приводит к изменению температурной области перезарядки уровня точечных дефектов. Это позволило в рамках модели В.Р. Госсика [10] определить концентрацию носителей в проводящей матрице n-Si.

Быстрые нейтроны реактора создают в материале кластеры дефектов со среднестатистическим радиусом 7 нм и точечные дефекты (в основном дивакансии и А-центры) не только в областях пространственного заряда кластеров, но и в проводящей матрице кремния [11].

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

В работе исследовался n-Si с удельным сопротивлением ( $\rho$ )  $\sim 40 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ , выращенный методом Чохральского (Cz) после облучения быстрыми нейтронами реактора ( $n^0$ ) различными флюенсами. Использовались различные образцы с концентрацией электронов ( $n_0$ ) до облучения  $\sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$ . Облучение проводилось на горизонтальном канале реактора ВВР-М в потоке  $5 \cdot 10^8 \text{ н}^0/(\text{см}^2)\cdot\text{с}$  при комнатной температуре. Поток быстрых нейтронов с точностью  $\sim 10\%$  был определён пороговым детектором  $^{32}\text{S}$  (пороговая энергия  $E = 0,95 \text{ МэВ}$ ) и приведен к энергии нейтронов начиная примерно со 100 кэВ согласно теоретическому спектру нейтронов. Измерения проводимости и коэффициента Холла были выполнены стандартным компенсационным методом с точностью 3%.

Экспериментальные результаты показаны на рис. 1-5. На рис. 1,а и б приведены температурные зависимости удельного сопротивления n-Si, облучённого различными дозами быстрых нейтронов реактора. Расчет выполнен в рамках теории эффективной среды с учётом дрейфовых барьеров в проводящей матрице образцов и перезарядки дефектов в областях пространственного заряда кластеров дефектов. На рис. 2,а и б представлены температурные зависимости дрейфовых барьеров ( $E_V$ ) в проводящей матрице образцов, рассчитанные в приближении, что  $\langle n \rangle/n$  – отношение средней концентрации к локальной носителей заряда – зависит только от флюенса. На рис. 3 показана температурная зависимость изменения подвижности электронов для некоторых флюенсов облучения n-Si быстрыми нейтронами реактора. Изменение подвижности обусловлено диффузным движением электронов в проводящей матрице образцов. На рис. 4 приведены температурные зависимости экспериментально определяемой

подвижности электронов в n-Si, облучённом различными дозами быстрых нейтронов реактора. Расчёт дрейфовой подвижности при температуре  $T < 150$  К вёлся с учётом рассеяния на кластерах и точечных дефектах и температурной зависимости дрейфовых барьеров. В области температур ( $T > 150$  К) учитывалось изменение подвижности электронов, обусловленное их диффузным движением, как в проводящей матрице, так и в областях пространственного заряда кластеров дефектов. Так-

же вводилась поправка в дрейфовую подвижность электронов, вызванная поляризацией кластеров в электрическом поле. На рис. 5 представлены температурные зависимости как холл-фактора для некоторых флюенсов облучения n-Si быстрыми нейтронами реактора, вычисленная в области температур рассеяния на кластерах и точечных дефектах, так и холл-фактора до облучения (кривая 1), умноженного на коэффициент, обусловленный диффузным движением носителей после облучения [5].

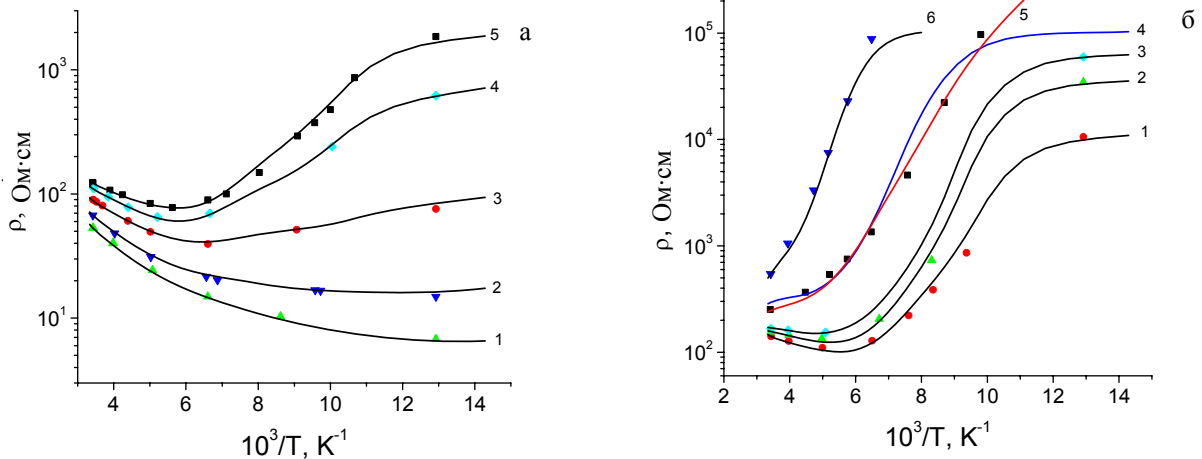


Рис. 1. Температурные зависимости удельного сопротивления n-Si ( $n_0 = 1,205 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ , Cz), облучённого флюенсом быстрых нейтронов реактора: 1 – 0,93; 2 – 1,7; 3 – 2,5; 4 – 3,1; 5 –  $3,3 \cdot 10^{13} \text{ н}^0 \cdot \text{см}^{-2}$  (а); 1 – 3,45; 2 – 3,7; 3 – 3,75; 4 – 4,51 (5 –  $\sigma_1 = 5 \cdot 10^{-3} \cdot \exp(-Ea/2kT)$ ,  $Ea = 0,11$  эВ; 4 –  $\sigma_1 = 10^{-5} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ ); 6 –  $5,07 \cdot 10^{13} \text{ н}^0 \cdot \text{см}^{-2}$  (б). Символы – экспериментальные значения; сплошные линии – расчёт при  $\sigma_1 = \text{const}$

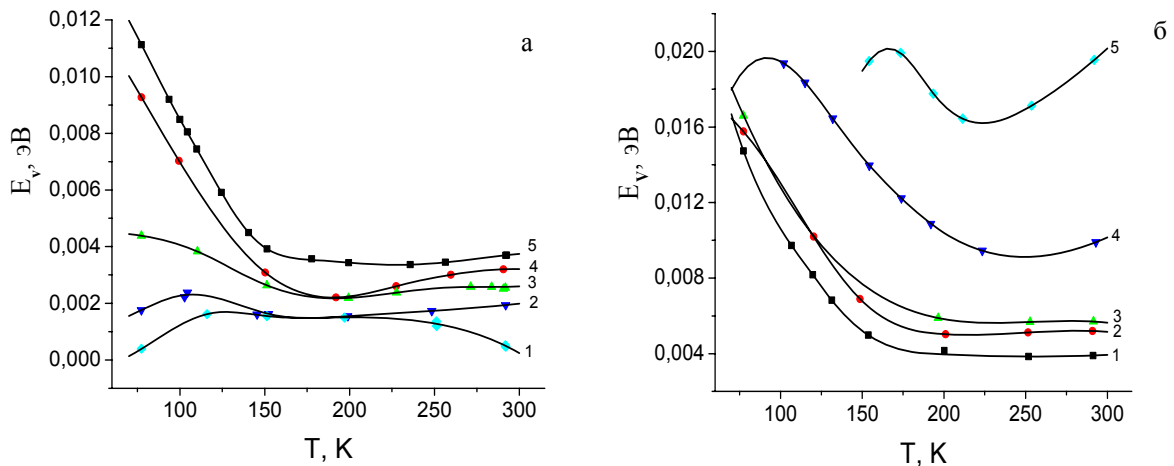


Рис. 2. Температурные зависимости в проводящей матрице n-Si ( $n_0 = 1,205 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ , Cz) дрейфовых барьеров после облучения образцов флюенсом быстрых нейтронов реактора: 1 – 0,93; 2 – 1,7; 3 – 2,5; 4 – 3,1; 5 –  $3,3 \cdot 10^{13} \text{ н}^0 \cdot \text{см}^{-2}$  (а); 1 – 3,45; 2 – 3,7; 3 – 3,75; 4 – 4,51; 5 –  $5,07 \cdot 10^{13} \text{ н}^0 \cdot \text{см}^{-2}$  (б). Символы – экспериментальные значения; сплошные линии – огибающие

### КИНЕТИЧЕСКИЕ КОЭФФИЦИЕНТЫ

Несомненно, определение кинетических коэффициентов полупроводников, облученных высокоэнергетическими ядерными частицами, представляет интерес фундаментальной физики твердого тела. Кластеры дефектов, созданные быстрыми нейтронами реактора в объёме полупроводника, не только геометрически блокируют движение носителей тока, но из-за их перекрытия создаются дрейфовые

барьеры, что тормозит движение электронов с энергией меньше уровня протекания в электрическом поле [12] и приводит к их диффузному движению [2].

Удельная проводимость проводящей матрицы n-Si после облучения связана как с концентрацией носителей ( $n_{ef}$ ) на уровне протекания даже при постоянной концентрации электронов в зоне проводимости, так и с подвижностью ( $\mu_d$ ) носителей тока

при учёте рассеяния на кластерах [6] и заряженных точечных дефектах [7, 8] соотношением:

$$\sigma = q\mu_d n_{ef};$$

$$n_{ef} = n \cdot \exp\left(-\frac{E_V}{kT}\right),$$

где  $n$  – концентрация электронов в проводящей матрице образца после облучения;  $E_V$  – средняя величина дрейфовых барьеров;  $q$  – заряд электрона.

Будем рассматривать область температур ( $T < 150$  К), когда длина свободного пробега электрона в проводящей матрице больше протяженности областей пространственного заряда кластеров дефектов и можно говорить о преимущественном рассеянии на кластерах дефектов. Считается, что коэффициент Холла ( $R$ ) определяется средней по образцу концентрацией  $\langle n \rangle$  носителей:

$$R = \frac{A_0}{q \langle n \rangle},$$

где  $A_0$  – холл-фактор, определяемый с учётом рассеяния на кластерах и точечных дефектах.

Электроны в проводящей матрице движутся под действием приложенного электрического поля не только в областях пространственных зарядов кластеров дефектов, но и в области “озёр”, где отсутствуют их потенциалы. Следовательно, среднюю концентрацию носителей в образце можно определить:

$$\langle n \rangle = nF + (1 - F)n_{ef},$$

где  $F$  – доля объёма “озер”.

Тогда холловская подвижность ( $\mu_H$ ) при  $T < 150$  К равна

$$\mu_H = A_0 \mu_d \cdot \exp\left(-\frac{E_V}{kT}\right) \frac{n}{\langle n \rangle}. \quad (1)$$

Казалось, если в образце дрейфовые барьеры отсутствуют, то величины  $\langle n \rangle$  и  $\mu_H$  определяют в первом приближении просто среднюю концентрацию и подвижность электронов проводящей матрицы. В действительности эффективный объём, непроницаемый для носителей, и, следовательно, сфера, на которой происходит рассеяние основных носителей, определяются радиусом  $r_C$  [13]:

$$r_C = r_2 \frac{1 + 23y^2}{1 + 35y^2}; \quad y = \frac{L_D}{r_2},$$

где  $L_D$  – длина Дебая в области “озёр”;  $r_2$  – радиус протяжённости пространственного заряда кластеров дефектов.

Это значит, что примерно в 70 % объёма кластеров проникают основные носители тока, так как  $r_C/r_2 \sim 0,7$  в n-Si.

Рассмотрим также область температур ( $T > 150$  К), когда длина свободного пробега электрона в образце меньше протяжённости пространственного заряда областей кластеров дефектов. В электрическом поле электроны будут двигаться диффузно, огибая недоступные области пространственного заряда. Тогда холловская подвижность при  $T > 150$  К равна [2]

$$\mu_H = \sigma_{ef} R_{ef} (1 - \delta),$$

где  $\delta$  – поправка, обусловленная диффузным движением электрона.

В области температур диффузного движения электронов кластеры дефектов можно рассматривать как диэлектрические включения в проводящей матрице. Тогда, используя выражение для кинетических коэффициентов из теории эффективной среды [14], проводимость ( $\sigma_{ef}$ ) в направлении электрического поля после облучения быстрыми нейтронами имеет вид [15]:

$$\sigma_{ef} = \sigma \frac{(1 - L_X)(1 - f)}{1 - L_X(1 - f)} = \sigma \frac{1 - f}{1 + Bf},$$

где  $L_X = 1,2 \cdot \psi^{1,3}$  – коэффициент деполяризации кластеров дефектов с потенциальным барьером  $\psi$  (В) в электрическом поле;  $f$  – доля объёма диэлектрических включений (кластеров);  $\sigma$  – проводимость образца в области “озёр”;  $B = \frac{L_X}{1 - L_X}$  – параметр, который определяет долю проводящего объёма.

Коэффициент Холла после облучения быстрыми нейтронами

$$R_{ef} = R \cdot (1 - f)^{-1},$$

где  $R^{-1} \text{ см}^{-3}$  – средняя концентрация электронов в области “озёр”.

Холловская подвижность при  $T > 150$  К равна

$$\mu_H = A_1 \mu_d \exp\left(-\frac{E_V}{kT}\right) \cdot \frac{(1 - \delta) n}{1 + Bf \langle n \rangle}, \quad (2)$$

где  $\mu_d$  – дрейфовая подвижность носителей до облучения;  $A_1$  – холл-фактор в образце до облучения с учётом диффузного движения электронов [5].

Согласно Неггинг [1] изменение подвижности носителей равно  $1 - \varepsilon/3$ , где  $\varepsilon$  – среднеквадратичное отклонение концентрации основных носителей от среднего значения  $\langle n \rangle$ . В приближении эффективной среды изменение подвижности носителей определяется чисто геометрически. Но в электрическом поле электрон в образце движется не только в областях пространственного заряда кластеров дефектов, но и в области “озёр”. Поэтому изменение подвижности можно определить согласно теории умножения вероятностей:

$$\delta = \frac{f \cdot F}{3}. \quad (3)$$

Таким образом, дрейфовая подвижность в полупроводнике после облучения быстрыми нейтронами изменяется не только в результате диффузного движения электронов, но и за счет поляризации кластеров дефектов в электрическом поле.

## ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ

Теория эффективной среды [14] описывает экспериментально измеренную температурную зависимость проводимости образца как двухфазную систему: проводящая матрица и кластеры дефектов эффективного среднестатистического радиуса – с помощью параметра  $x = \sigma_1/\sigma$  – отношение проводимостей этих фаз. Теория эффективной среды, содержащая кластеры дефектов с проводимостью  $\sigma_1$  в

проводящей матрице с проводимостью  $\sigma$ , представлена следующими выражениями:

$$\sigma_{ef} = f \cdot \sigma; \quad f = a + (a^2 + x/2)^{0.5};$$

$$a = 0.5 \cdot [(1.5 \cdot C - 0.5) \cdot (1 - x) + x/2], \quad (4)$$

где  $x = \sigma_1 / \sigma$ ;  $\sigma_{ef}$  – проводимость образца с введёнными кластерами дефектов;  $C$  – доля проводящего объёма. Всегда доля проводящего объёма больше доли объёма “озёр”.

Определим проводимости в проводящей матрице и в кластерах в кремнии в первом приближении:

$$\sigma = qn\mu_0 \cdot \exp\left(-\frac{E_V}{kT}\right); \quad \sigma_1 = const,$$

где  $\mu_0$  – дрейфовая подвижность электронов до облучения.

Концентрацию электронов в проводящей матрице можно вычислить в рамках уточнённой модели Gossick [10,11]. Величина дрейфового барьера ( $E_V$ ) вычислялась при комнатной температуре, а эффективный радиус кластеров дефектов ( $r_{ef}$ ) – в области температур эффективной максимальной проводимости (см. рис.1 а,б). Величины  $E_V$  и  $r_{ef}$  взаимосвязаны, но с различной степенью влияния на температурную зависимость удельного сопротивления  $\rho(T)$ . Поэтому  $E_V$  (292 К) и  $r_{ef}$  (min ( $\rho$ )) в конечном итоге определяют наклон экспериментальных значений ( $\rho(T)$ ) в области температур 300...200 К. Проводимость кластеров подбиралась при низких температурах. Температурные зависимости дрейфовых барьеров (см. рис. 2,а,б) были вычислены в приближении, что  $\langle n \rangle / n$  есть только слабая функция дозы облучения быстрыми нейтронами реактора и не зависит от температуры измерения. В области температур  $T > 150$  К вычисление проводилось согласно выражениям (2) и (3), а при  $T < 150$  К – (1). В результате вычислена поправка  $\delta$ , обусловленная диффузным движением электронов, что позволило определить температурную зависимость изменения подвижности  $\delta\mu$ ,  $\text{см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$  при различных флюенсах облучения быстрыми нейтронами реактора (рис. 3).

При больших дозах облучения (см. рис. 1,б) предположение, что  $\sigma_1 = const$ , уже себя не оправдывает, экспериментально измеряемая проводи-

мость ведёт себя активационным образом ( $\ln(\rho)$  от  $10^3/T$  – прямая линия).

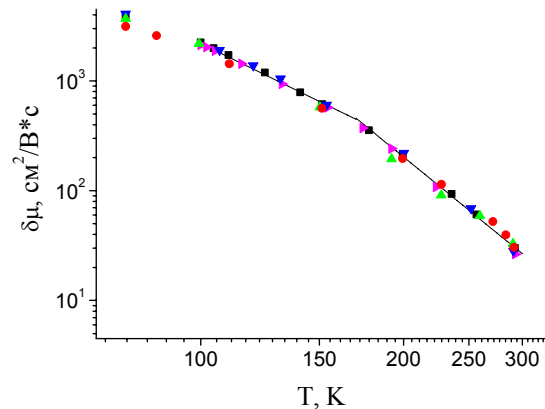


Рис. 3. Температурная зависимость изменения подвижности ( $\delta\mu$ ) электронов в n-Si ( $n_0 = 1,205 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ , Cz), облучённом флюенсом быстрых нейтронов:  $\bullet$  – 2,5;  $\blacktriangle$  – 3,1;  $\blacklozenge$  – 3,3;  $\blacktriangledown$  – 3,45;  $\blacktriangleright$  –  $4,51 \cdot 10^{13} \text{ н}^0 \cdot \text{см}^{-2}$ . Сплошные линии:  $\delta\mu(T) = 6,5 \cdot 10^{13} \cdot T^{-5}$  в интервале  $170 < T < 300 \text{ К}$ ;  $\delta\mu(T) = 2,2 \cdot 10^9 \cdot T^{-3}$  в интервале  $100 < T < 170 \text{ К}$

Тогда предположим, что проводимость кластеров  $\sigma_1(T) = \rho_1(T)^{-1}$  равна

$$\sigma_1(T) = D \cdot \exp\left(-\frac{E_a}{2kT}\right). \quad (5)$$

После дозы облучения  $\Phi = 4,51 \cdot 10^{13} \text{ н}^0 \cdot \text{см}^{-2}$  лучшее описание  $\rho_1(T)$  получено при  $D = 5 \cdot 10^{-3} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ ,  $E_a = 0,17/\lambda \text{ эВ}$ , где  $\lambda = 1,5$  [11]. Здесь  $E_a$  – энергия перезарядки А-центров в областях пространственных зарядов кластеров. Известно, что А-центры вводятся в n-Si (Cz) с самой высокой скоростью. Поэтому естественно предположить, что перезарядка уровня А-центра ( $E_c = 0,17 \text{ эВ}$ ) в областях пространственного заряда кластеров дефектов привела к активационному поведению проводимости n-Si. Искривление изоэнергетических зон в областях пространственного заряда кластеров обусловило смещение области перезарядки А-центров в область более низких температур. И для этого «виртуально» уровня не существует компенсирующих дефектов. Рассчитанные значения:  $\langle n \rangle / n$ ,  $E_V$  (292 К),  $\delta\mu$  (292 К) и  $N_1$  приведены в таблице в зависимости от флюенса облучения.

Результаты определения: отношения средней концентрации носителей ( $\langle n \rangle$ ) в n-Si ( $n^0 = 1,205 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ , Cz) к локальной ( $n$ ) в зависимости от флюенса ( $\Phi$ ) облучения быстрыми нейтронами реактора; коэффициента ( $\beta$ ) для оценки эффективного радиуса ( $r_{ef} = r_c \cdot \beta$ ) и концентрации дефектов ( $N_1$ ) в среднестатистическом кластере дефектов. Здесь  $r_c$  – радиус кластера, непроницаемого для электронов

$\Phi \cdot 10^{-13}, \text{ н}^0 \cdot \text{см}^{-2}$	$\langle n \rangle / n$	$E_V$	$\rho_1, \Omega \cdot \text{см}$	$\beta$	$\delta\mu, \text{ м}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$	$N_1 \cdot 10^{-19} \text{ см}^{-3}$
0,93	0,99141	0,000519	200	1,51	30,90	1,70
1,7	0,95503	0,00194	300	1,45	28,30	1,70
2,5	0,91926	0,0030	500	1,36	28,30	1,70
3,1	0,91187	0,0032	1850	1,27	32,83	1,69
3,3	0,89568	0,0037	3500	1,26	30,07	1,68
3,45	0,89168	0,0039	17000	1,23	30,20	1,67
3,7	0,84757	0,0052	52000	1,20	26,31	1,627
3,75	0,84436	0,0057	82000	1,20	26,62	1,587
4,51	0,74396	0,0099	100000	1,12	31,44	1,440
5,07	0,52008	0,01955	130000	1,045	28,83	1,420

Таким образом, в теории эффективной среды необходимо учитывать не только дрейфовые барьеры в проводящей матрице, но и изменение проводимости кластеров за счет перезарядки радиационных дефектов в областях пространственного заряда кластеров дефектов. Температурные зависимости холловских подвижностей, полученных как произведение  $\sigma \cdot R$ , были описаны с использованием  $E_V(T)$  (см. рис. 2, а,б) согласно выражениям (1) и (2) и представлены на рис. 4.

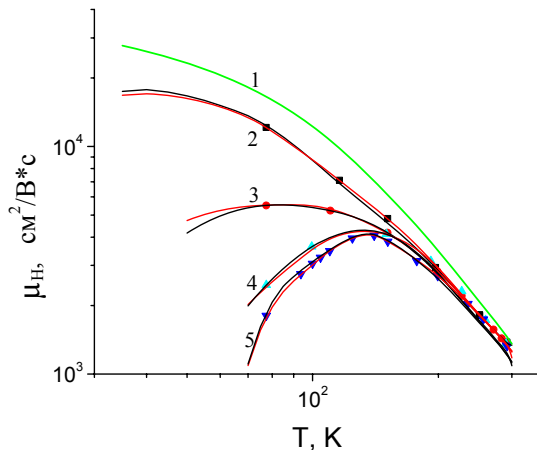


Рис. 4. Температурные зависимости холловской подвижности ( $\mu_H$ ) электронов при дрейфовом и диффузном (чёрная и красная линии соответственно) их движении в  $n\text{-Si}$  ( $n_0 = 1,205 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ , Cz), облучённом быстрыми нейтронами реактора флюенсом: 1 – 0; 2 – 0,93; 3 – 2,5; 4 – 3,1; 5 –  $3,3 \cdot 10^{13} \text{ н}^0 \cdot \text{см}^{-2}$ .

Символы – экспериментальные значения; сплошные линии – расчёт

Следует отметить, что выражение (1) лучше описывает  $\mu_H(T)$  в области температур  $T < 150 \text{ К}$ , а выражение (2) – в области температур  $T > 150 \text{ К}$ . Определение дрейфовой подвижности велось согласно “mixed scattering” выражению, полученному авторами Р.Р. Debye и Е.М. Conwell [16]. При этом учитывались рассеяния и на кластерах дефектов [6]:

$$\mu_d = \mu_{dl} [1 + x^2 \{Cix \cos x + Six \sin x - \frac{\pi}{2} \sin x\}],$$

где  $x^2 = 6 \frac{\mu_{dl}}{\mu_{dl}}$ ;  $\mu_{dl}$  – подвижность электронов при

решеточном рассеянии в образце;  $\mu_{dl}$  – подвижность электронов при ионном рассеянии в образце.

Подгонка теоретической кривой  $\mu_H(T)$  в области температур  $T < 150 \text{ К}$  к экспериментальным значениям осуществлялась путём подбора концентрации дефектов  $N_1, \text{ см}^{-3}$  (дивакансий) в среднестатистическом кластере дефектов с радиусом  $70 \text{ \AA}$ , и эти значения ( $N_1$ ) для каждого флюенса облучения быстрыми нейтронами приведены в таблице. Холл-фактор ( $A$ ) зависит от структуры энергетических зон и относительной силы различных механизмов рассеяния носителей. Расчёт холл-фактора в зависимости от температуры в  $n\text{-Si}$  ( $n_0 = 1,205 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ , Cz) при диффузном движении электронов (рис. 5, кривые 6-9) был выполнен согласно отношению хол-

ловской подвижности к дрейфовой подвижности, полученной в работе [5]. При дрейфовом движении электронов холл-фактор  $A_0(T)$  (см. рис. 5, кривые 2-5) был рассчитан для наших  $(\mu_d/\mu_{dl})_0$  с использованием зависимости  $A(\mu_d/\mu_{dl})$  из [17].

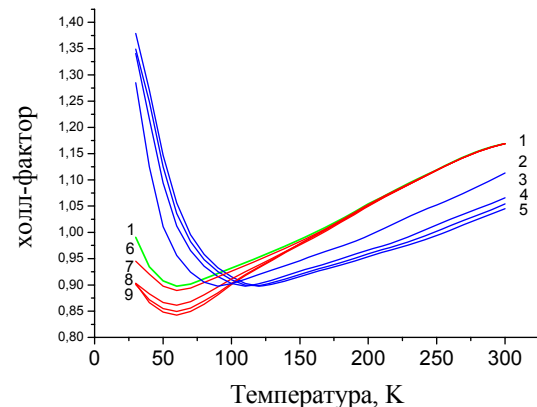


Рис. 5. Температурные зависимости холл-фактора в  $n\text{-Si}$  ( $n_0 = 1,205 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ , Cz), облучённом флюенсом быстрых нейтронов реактора: 1 – 0; 2, 6 – 0,93; 3, 7 – 2,5; 4, 8 – 3,1; 5, 9 –  $3,3 \cdot 10^{13} \text{ н}^0 \cdot \text{см}^{-2}$ . Кривые (2–5) – расчёт при дрейфовом движении электронов; (6–9) – при диффузном движении электронов в проводящей матрице образцов

Таким образом, при описании температурной зависимости экспериментально определяемой холловской подвижности надо учитывать дрейфовые барьеры, а в области низких температур – ещё и рассеяние на кластерах и заряженных точечных дефектах с учетом холл-фактора для своей области температур.

## ВЫВОДЫ

Определены дрейфовые барьеры в проводящей матрице электронного типа кремния, выращенного методом Чохральского ( $n_0 = 1,2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ), после облучения быстрыми нейтронами реактора в приближении, что отношение средней концентрации электронов в образце к локальной не зависит от температуры измерения.

Описаны температурные зависимости подвижности электронов и удельного сопротивления в  $n\text{-Si}$  после облучения различными флюенсами быстрых нейтронов реактора образцов кремния в рамках уточнённой теории эффективной среды.

Показано, что изменение подвижности электронов в области температур их диффузного движения определяется геометрическим фактором и поляризацией кластеров в электрическом поле. В области температур дрейфового движения подвижность электронов определяется не только рассеянием на кластерах, но и среднестатистическими дрейфовыми барьерами.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Herring Conyers. Effect of Random Inhomogeneities on Electrical and Galvanomagnetic Measurements // *J. Appl. Phys.* 1960, v.31, N 11, p.1939-1953.
2. С.И. Пекар. Теория подвижности, эффекта Холла и магнесопротивления в электронных полупро-

- водниках с заряженными дефектами // *Физика твердого тела*. 1966, т.8, в.4, с.1115-1121.
3. Leonard R. Weisberg. Anomalous Mobility Effect in some Semiconductors and Insulators // *Appl. Phys.* 1962, v.33, p.1817-1821.
  4. T.M. Flanagan. Carrier scattering from defects in neutron bombarded semiconductors. // *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 1968, NS-15, N 4-5, p.42-45.
  5. Л.И. Шпинар, И.И. Ясковец. К теории проводимости и эффекта Холла в неоднородных полупроводниках // *Физика твердого тела*. 1984, т.26, в.6, с.1725-1730.
  6. М.Ш. Джандиери и А.А. Церцвадзе. Изучение подвижности носителей заряда в полупроводниках с разупорядоченными областями // *ФТП*. 1971, т.5, в.7, с.1445-1453.
  7. E.M. Conwell, V.F. Weisskopf. Theory of Impurity Scattering in Semiconductors // *Phys. Rev.* 1950, v. 77, p.388-395.
  8. H. Brooks // *Phys. Rev.* 1951, v.83, p.879.
  9. А.Я. Шик. Эффект Холла и подвижности электронов в неоднородных полупроводниках // *Письма в ЖЭТФ*. 1974, т.20, в.1, с.14-16.
  10. B.R. Gossick. Disordered Regions in Semiconductors Bombarded by Fast Neutrons // *J. Appl. Phys.* 1959, v.30, N 8, p.1214-1218.
  11. A.P. Dolgolenko. Variation of Carrier Removal Rate with Irradiation Dose in Fast-Pile Neutron Irradiated n-Si // *Phys. stat. sol. (a)*. 2000, v.179, p.179-188.
  12. Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос. // Примесная зона и проводимость компенсированных полупроводников // *ЖЭТФ*. 1971, т.60, в.1, с.867-878.
  13. В.П. Садиков. *Электрические свойства кремния, облученного частицами высокой энергии*: Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук. Киев, 1973, 10 с.
  14. Morrel H. Cohen and Joshua Jortner. Effective medium theory for the Hall Effect in disordered materials // *Physical Review Letters*. 1973, v.30, N 15, p.696-698.
  15. Р.Ф. Коноплева, В.Л. Литвинов, Н.А. Ухин. *Особенности радиационного повреждения полупроводников частицами высоких энергий*. М.: «Атомиздат», 1971, с. 70.
  16. P.P. Debye and E.M. Conwell. Electrical Properties of N-Type Germanium // *Phys. Rev.* 1954, v.93, p.693-706.
  17. Donald Long and John Myers. Ionized-Impurity Scattering Mobility of Electrons in Silicon // *Physical Review*. 1959, v.115, N 5, p.1107-1118.

Статья поступила в редакцию 24.02.2011 г.

## КІНЕТИЧНІ КОЕФІЦІЄНТИ У n-ТИПУ КРЕМНІЮ, ОПРОМІНЕНОГО ШВИДКИМИ НЕЙТРОНАМИ РЕАКТОРА

О.П. Долголенко

Розглянуто області температур дифузного і дрейфового руху електронів у n-Si, вирощеного методом Чохральського, після опромінення швидкими нейтронами реактора. Описано температурні залежності концентрації носіїв у провідній матриці й у всьому зразку і розраховані дрейфові бар'єри, що визначають їхній питомий опір. У рамках уточненої моделі ефективного середовища описана температурна залежність питомого опору n-Si ( $\rho_0 = 40 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ ) після опромінення швидкими нейтронами реактора. Підтверджено, що розсіювання носіїв на заряджених дефектах і кластерах при обліку дрейфових бар'єрів визначають температурну залежність рухливості електронів у n-Si із уведеними кластерами дефектів.

## KINETIC COEFFICIENTS IN n-TYPE SILICON, IRRADIATED BY REACTOR FAST NEUTRONS

A.P. Dolgolenko

The area of temperatures of diffuse and drift movement electrons in n-Si, grown up by Czochralski method, after irradiation fast neutrons of a reactor is considered. Temperature dependencies of carrier concentrations in a conducting matrix and in volume of samples are described and the drift barriers determining their specific resistance are calculated. Within the limits of the specified model of the effective environment temperature dependence of specific resistance n-Si ( $\rho_0 = 40 \text{ }\Omega\cdot\text{cm}$ ) after an irradiation is described by fast neutrons of a reactor. It is shown that the account of drift barriers and defects recharges in the space-charge areas of defect clusters describes temperature dependence of specific resistance more precisely. It is confirmed that scattering of carriers on the charged defects and clusters at the account of drift barriers defines temperature dependence of mobility electrons in n-Si with introduced clusters of defects.