



## Влияние высокопроводящих разупорядоченных областей на кинетику отжига радиационных дефектов в облученных высокоэнергетическими протонами кристаллах n-Si

Теимураз Пагава<sup>1</sup>, Манана Беридзе<sup>1</sup>, Дареджан Хочолава<sup>1</sup>, Марина Шогирадзе<sup>1</sup>, Нона Есиава<sup>1</sup>, Лали Туриашвили<sup>2</sup>, Маиа Жгенти<sup>1</sup>.

<sup>1</sup>Грузинский технический университет, факультет информатики и систем управления, кафедра инженерной физики, проспект Мераба Коставы, 77, Тбилиси, 0160, Грузия.

<sup>2</sup>Тбилисский государственный университет имени Иване Джавахишвили, факультет точных и естественных наук, кафедра химии, проспект Ильи Чавчавадзе, 3, Тбилиси, 0128, Грузия.

### Аннотация

Исследовались монокристаллы кремния n-типа (n-Si), полученные зонной плавкой, с концентрацией электронов  $n \approx 6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ . Образцы облучались протонами с энергией 25 МэВ при 300 К. Изохронный отжиг (ИО) облученных кристаллов производился в интервале температур  $T_{\text{ann}}=110\text{--}500^\circ\text{C}$ . Исследования образцов проводились методом Холла в интервале температур 77–300 К. В образцах n-Si, облученных высокоэнергетическими протонами, наблюдаемое немонотонное изменение концентрации электронов  $n$  в зависимости от температуры измерения  $T$  объясняется изменением энергии ионизаций точечных радиационных дефектов (РД) под влиянием энергии электростатического взаимодействия  $\varepsilon_s$  между различными РД. Осцилляционная зависимость холловской подвижности  $\mu_n$  от температуры отжига и немонотонность кривых  $\mu_n(T)$  определяется существованием высокопроводящих разупорядоченных областей (РО) в облученных кристаллах n-Si, образованием электрического поля на границе раздела высокопроводящих РО с матрицей кристалла и немонотонностью изменения электрического потенциала  $U$  высокопроводящих РО в зависимости от зарядового состояния последних. Высокопроводящие РО полностью отжигаются в интервале температур  $T_{\text{ann}}=380\text{--}500^\circ\text{C}$ . Работа описывает основные особенности изменения концентрации и подвижности основных носителей тока в облученных высокоэнергетическими протонами кристалла кремния n-типа в процессе изохронного отжига.

**Ключевые слова:** кремний, радиационный дефект, разупорядоченная область, холловская подвижность

## 1. Введение

Как известно, уменьшение холловской подвижности  $\mu_n$  основных носителей тока в облученных низкоэнергетическими частицами кристаллах кремния в области низких температур обусловлено образованием заряженных точечных радиационных дефектов (РД). После облучения частицами высоких энергий в кристаллах n-Si образуются такие же точечные дефекты, как при облучения низкоэнергетическими, но при равных концентрациях этих дефектов,  $\mu_n$  уменьшается сильнее. Исходя из этих фактов Вертгейм [1] предположил, что в исходном n-Si, помимо точечных РД, возникают разупорядоченные области (РО) р-типа, соединный размер которых соизмерим с длиной волны электронов проводимости. Такие образования не прозрачны для электронов, поскольку представляют собой квазидиэлектрические включения и приводят к резкому уменьшению  $\mu_n$ .

Для объяснения изменения электрических свойств германия после облучения нейтронами Кроуфордом и Клелендом [2] впервые была предложена модель кластера.

Практически одновременно детальное описание модели кластера было сделано Госсиком [3]. По его мнению, кластер представляет собой микроскопическое включение сфероидальной формы, которое содержит большую концентрацию дефектов ( $10^{18}$ – $10^{20}$  см<sup>-3</sup>) и обладает проводимостью, отличной от проводимости неповрежденной матрицы. Вследствие диффузии носителей из окружающего неповрежденного материала, стремящейся выровнять разницу в электропроводности между кластером и матрицей, прилегающие области становятся заряженными. Это ведет к образованию сфероидальной области пространственного заряда, истощающей концентрацию основных носителей в матрице на определенном расстоянии от центра кластера.

По модели Госсика, области разупорядочения влияют на подвижность основных носителей двояко: с одной стороны, геометрически блокируя потоки основных носителей и тем самым уменьшая эффективное сечение образца, а с другой – электрически, проявляя себя запряженными включениями, в поле которых происходит дополнительное рассеяние свободных носителей тока.

Согласно модели, предложенной в работе [4], РО состоят из насыщенного мультивакансионными комплексами ядра и оболочки, содержащей комплексы моновакансий с примесными атомами. Оболочки РО формируются при диффузии моновакансий ядра РО в матрице, где они входят в квазихимические реакции с примесными атомами, расположенными вокруг РО. Глубина проникновения моновакансий в матрицу и, следовательно, размеры оболочек РО определяются концентрацией примесей в исследуемом образце.

На основе экспериментальных данных, полученных из холловских и фотохолловских измерений, авторы работ [5,6] доказали, что оболочка РО в образцах Si n- и р-типа проводимости, облученных протонами с энергиями 30 и 640 МэВ, соответственно, на самом деле состоит из вторичных РД (А-центры, комплексы бор+вакансия и т.д.). Анализ экспериментальных данных работ [5,6] авторами позволил сделать предположение, что

ядра РО образуются не только из мультивакансионных дефектов, но и из межузельных атомов и их ассоциатов, а их размеры зависят от энергии протонов.

Эти модели удовлетворительно описывают уменьшение подвижности в области низких температур, но не в состоянии объяснить наблюдаемое в работе [2] появление минимума на кривых температурной зависимости подвижности электронов проводимости в области низких температур.

Появление минимума на кривых  $\mu_n(T)$  пытались объяснить в работе [7], в которой исследовались монокристаллы n-Si, полученные зонной плавкой, легированные фосфором до концентрации носителей тока  $n=5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$  и содержанием кислорода  $N_o \leq 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . Исследуемые образцы облучали сначала протонами с энергией 24 МэВ (доза  $10^{11} \text{ см}^{-2}$ ), а затем электронами с энергией 2.2 МэВ (доза  $2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ ), что позволило получить минимум на кривой  $\mu_n(T)$  при  $T=100 \text{ К}$ . В этой работе существование таких минимумов объясняется прилипанием электронов на электростатически взаимодействующих центрах (А-, Е-центры, дивакансии и т.д.) в оболочке вокруг РО.

Глубокий минимум на кривой зависимости  $\mu_n(T)$  наблюдали авторы работы [8] в облученных электронами с энергией 15 МэВ образцах n-Ge. По их мнению, если резкое падение  $\mu_n(T)$  в интервале 240–180 К можно связывать с наличием дрейфовых барьеров, остается неясным последующее возрастание  $\mu_n$  с понижением температуры. Немонотонное изменение холловской подвижности от температуры в образцах германия n-типа, облученных быстрыми электронами, на их взгляд, не находит непротиворечивого объяснения в рамках изложенных теорий.

В кристаллах n-Si, облученных протонами с энергией 25 МэВ дозой  $\Phi=8.1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$  значение подвижности электронов проводимости  $\mu_n$  резко возрастает и становится выше исходного его значения [9,10]. По мнению авторов, это связано с образованием в облученных образцах высокопроводящих включений с омическим переходом на границах раздела с матрицей полупроводника.

Целью данной работы является изучение влияния высокопроводящих РО на кинетику изменения концентрации и подвижности основных носителей тока в процессе изохронного отжига (ИО) и установление температуры отжига высокопроводящих РО, в облученных высокоэнергетическими частицами кристаллах n-Si.

## 2. Эксперимент

Были исследованы изменения характера температурных зависимостей концентрацией  $n$  и холловской подвижности  $\mu_n$  электронов в облученных кристаллах кремния, подвергшихся процессу ИО при различных температурных  $T_{\text{анн}}$  (рис. 1 и рис. 2). Исследуемые образцы с размерами  $1 \times 3 \times 10 \text{ мм}$  представляли собой монокристаллы n-Si, легированные фосфором P до концентрации  $N_P \approx 6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ . Образцы облучали протонами с энергией 25 МэВ при 300 К, доза облучения  $8 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ . Облученные кристаллы подвергались ИО в интервале  $T_{\text{анн}}=110\text{--}500^\circ\text{C}$  с шагом  $10^\circ\text{C}$ . Время выдержки при

фиксированной температуре – 10 мин. После каждого цикла ИО в полученных кристаллах постоянная Холла  $R_H$  и концентрация электронов  $n$  определялись методом Холла, а удельная проводимость  $\sigma$  – двухзондовым методом. Холловская подвижность вычислялась по формуле  $\mu_n = \sigma R_H$ . Измерения проводились в интервале температур  $T=77-300$  К.

Омические контакты для измерений создавались путем втирания алюминия в поверхность исследуемого образца. Энергии ионизаций уровней дефектов  $E_i$  определялись по наклону зависимостей  $n(1000/T)$ . Температура образца при измерениях электрофизических параметров (в интервале  $T=77-300$  К) контролировалась медь-константановой термопарой, а температура отжига (в интервале  $T_{ann}=110-500^\circ\text{C}$ ) – хромель-алюмелевой. Погрешность измерения этих величин не превышала 10%.

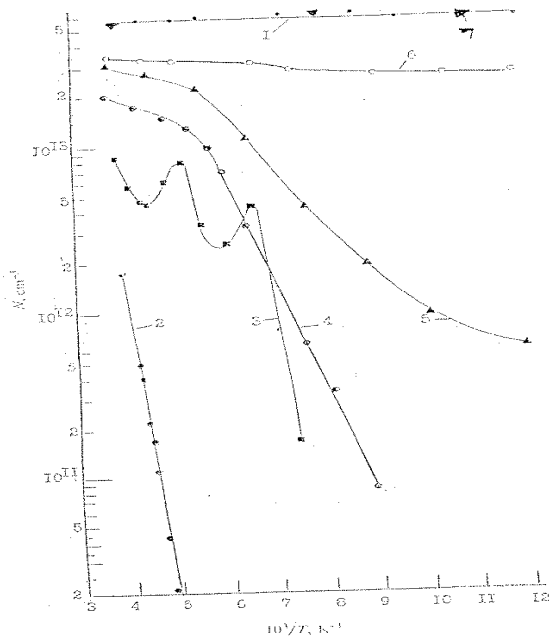


Рис. 1. Зависимости концентрации электронов  $n$  от обратной температуры в облученных протонами 25 МэВ кристаллах  $n$ -Si до облучения (1), после облучения (2), после отжигов облученного кристалла при 110 (3), 120 (4), 290 (5), 380 (6) и 500°C (7).

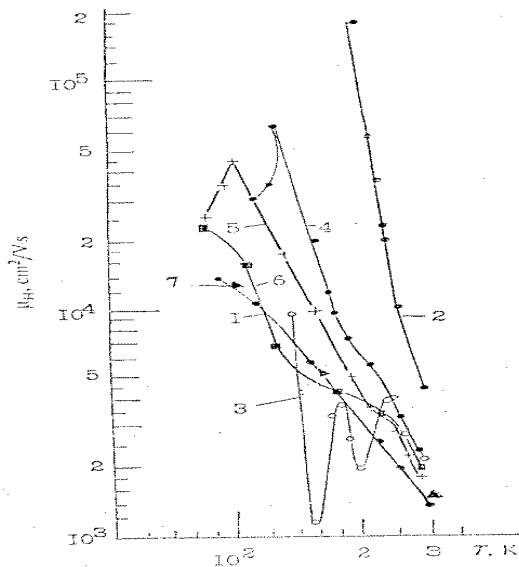


Рис. 2. Зависимости холловской подвижности электронов  $\mu_H$  от температуры в облученных протонами 25 МэВ кристаллах n-Si до облучения (1), после облучения (2), после отжига облученного кристалла при 110 (3), 120 (4), 290 (5), 380 (6) и 500°C (7).

### 3. Результаты исследований и их обсуждение

Среди температурных зависимостей концентрации электронов  $n(1000/T)$  кривая необлученного кристалла соответствует истощению атомов фосфора с концентрацией  $6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ . В результате облучения интегральным потоком  $8.1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$  на соответствующей кривой зависимости  $n(1000/T)$  наблюдается экспоненциальный участок, указывающий на истощение акцепторных центров с энергией ионизации  $E_i = E_c - 0.36 \text{ эВ}$ . Отжиг облученных образцов при 110°C приводит к появлению на кривой зависимости  $n(1000/T)$  двух минимумов при температурах 177 и 244 К. После отжига E-центров и дивакансий при  $T_{\text{ann}} = 120$  и 290°C эти кривые показывают монотонный рост с температурой.

Как известно [7], энергия электростатического взаимодействия  $\varepsilon$  между заряженными центрами в облученных большими дозами высокоэнергетичных частиц образцах может достигать величины  $\varepsilon \approx f \varepsilon_0$ , где  $f$  – степень заполнения глубоких центров, а  $\varepsilon_0 = e^2 / \varepsilon d$ , где  $e$  – заряд электрона,  $\varepsilon$  – диэлектрическая проницаемость полупроводника, а  $d$  – расстояние между дефектами. Облучение n-Si протонами с энергией 25 МэВ увеличивает долю электростатически взаимодействующих центров (дивакансий, А- и Е-центров), так как создает первичные дефекты, расположенные вдоль треков пробега протонов и способные конденсироваться с образованием РО в форме близких вакансионных комплексов и кластеров.

По нашим оценкам [11], расстояние между электростатически взаимодействующих РД вдоль этих треков меняется в пределах  $10^{-7}$ – $10^{-6}$  см и  $\varepsilon_0 \approx 0.3 \text{ эВ}$ . Так как  $f$  стремится к 1,

получается  $\varepsilon \approx 0.3$  эВ. В таких образцах удастся наблюдать изменение – уменьшение или увеличение – энергий ионизации центров, поскольку в исследуемых кристаллах n-Si, помимо отрицательно заряженных акцепторных РД, присутствуют также положительно заряженные атомы донорной примеси. Кроме того, характер взаимодействия между отрицательно заряженными РД, которым соответствуют различные уровни, зависит от направлений спина электронов, захваченных акцепторными центрами.

Сразу после облучения образцов все свободные электроны расположились на глубокие центры – об этом указывает соответствующая кривая. После их отжига при 110°C отжигается определенная часть Е-центров и заряжаются более мелкие уровни, которые принадлежат А-центрам или дивакансиям. Обнаруживаемая при этом осцилляция величины концентрации электронов можно объяснить электростатическим взаимодействием между заряженными вторичными точечными РД (А- и Е-центров, дивакансий  $V_2$  и т.д.), которые находятся вдоль треков прохождения высокоэнергетических протонов.

Энергия электронов на локальном уровне  $E = E_{th} + \varepsilon$ , где  $E_{th}$  – тепловая энергия, а  $\varepsilon$  – средняя энергия электростатического взаимодействия между близко расположенными заряженными точечными дефектами.  $E_{th}$  с увеличением температуры кристалла неуклонно растет, тогда как величина  $\varepsilon$  зависит от степени заполнения А-, Е-центров и  $V_2$ . Эти центры заряжаются при различных температурах. Соответственно с изменением температуры  $\varepsilon$  меняется немонотонно.

Если  $\varepsilon = 0$ , тогда  $E = E_{th} = E_i$ , где  $E_i$  – энергия деионизации акцепторного центра, и электрон из локального уровня переходит в зону проводимости. Если же  $\varepsilon \neq 0$ , то тогда  $E_i = E_{th} + \varepsilon$  и электрон из локального уровня в зону проводимости переходит при более низких температурах, чем при чисто тепловой ионизации. Например, если  $E = E_{th} + \varepsilon \geq 0.17$  эВ, А-центры истощаются в области  $T \leq 180$  К.

Прямолинейный участок на кривых зависимости  $n(1000/T)$  в области 130–150 К связан с уровнем с энергией ионизации  $E_c = 0.36$  эВ. Этот уровень, по-видимому, является гибридным и соответствует истощению электрически взаимодействующих между собой А- и Е-центров, а также  $V_2^-$  и  $V_2^{2-}$ . Этим центрам соответствуют уровни  $E_c = 0.17, 0.44, 0.39$  и  $0.21$  эВ. Их суперпозиция дает «уровень» с энергией ионизаций  $E_c = 0.36$  эВ.

С увеличением  $T$  доля глубоких центров увеличивается. В самом деле, в области 300 К уровни  $E_c = 0.17$  и  $0.21$  эВ истощены и кривая облученного образца является результатом деионизации Е-центров ( $E_c = 0.44$  эВ) и дивакансий ( $E_c = 0.39$  эВ), хотя в силу электростатического взаимодействия между ними их энергия деионизаций уменьшена и равняется  $E_c = 0.36$  эВ.

При увеличении температуры измерения в силу электростатического взаимодействия в зону проводимости оттоженного при 110°C образца электроны переходят не только из А-центров, но и из более глубоких уровней, например,  $E_c = 0.21$  или  $0.39$  эВ, которые принадлежат дивакансиям [12,13]. В результате концентрация электронов становится

больше равновесной. После деионизаций А-центров уменьшаются силы электростатического взаимодействия между различными РД и в зоне проводимости остаются только равновесные электроны и  $n$  уменьшается.

При дальнейшем увеличении температуры измерения начинается тепловая деионизация уровня  $E_c-0.21$ эВ, который принадлежит  $V_2$ . Концентрация равновесных электронов возрастает и на кривой  $n(1000/T)$  появляется первый минимум. Увеличение  $n$  связано не только с деионизацией уровня  $E_c-0.21$ эВ, но и с частичной деионизацией в силу электростатического взаимодействия более глубоких уровней, например,  $E_c-0.39$  и  $0.44$  эВ, которые принадлежат  $V_2^-$  и Е-центрам соответственно.

После деионизации уровня  $E_c-0.21$ эВ уменьшается энергия электростатического взаимодействия  $\varepsilon$  между различными РД. В результате в зоне проводимости остаются только равновесные электроны и  $n$  уменьшается. При более высоких температурах измерения начинается тепловая деионизация уровня  $E_c-0.39$  эВ, растет  $n$  и на кривой  $n(1000/T)$  появляется второй минимум. В данном температурном интервале (200–300 К) не исключена и деионизация определенной части Е-центров.

Следует отметить, что после отжига Е-центров ( $T_{\text{ann}} \geq 120^\circ\text{C}$ ) и  $V_2$  ( $T_{\text{ann}} \geq 250^\circ\text{C}$ ) осцилляция  $n$  на кривых зависимости  $n(1000/T)$  вовсе не наблюдается.

Температурная зависимость холловской подвижности электронов для исходного образца описывается выражением  $\mu_n \sim 1/T^{2.6}$ . Это свидетельствует о том, что в диапазоне температур измерений доминирует фоновый механизм рассеяния электронов. В образцах, облученных дозой  $8.1 \cdot 10^{12}$  см<sup>-2</sup>, зависимость  $\mu_n(T)$  смещена вверх, а показатель степени температурной зависимости подвижности достигает  $\sim 13$ . После отжига облученных образцов при  $110^\circ\text{C}$  подвижность электронов резко уменьшается и на кривой зависимости  $\mu_n(T)$  наблюдаются два минимума. В результате термообработки облученных кристаллов при  $120$  и  $290^\circ\text{C}$  кривые зависимости  $\mu_n(T)$  опять смещаются вверх. На этих кривых при  $125$  и  $100$  К наблюдаются максимумы. После отжига образцов при  $380^\circ\text{C}$  кривая зависимости  $\mu_n(T)$  меняется монотонно. А после отжига при  $500^\circ\text{C}$   $\mu_n$  практически полностью восстанавливается.

Как уже отмечалась в работе [10], увеличение  $\mu_n$  связано с образованием в кристалле наноразмерных РО скоплений – собственных фоновых и донорных межузельных атомов с высокой проводимостью. Если РО пересыщены фоновыми, легирующими и собственными межузельными атомами, можно предположить, что избыточные атомы занимают несколько соседних междоузлий и связаны между собой также, как и регулярные атомы решетки. Формирующийся кластер можно рассматривать как маленький кремниевый «кристалл», помещенный в решетку основного кристалла [14]. По-видимому, высокая проводимость этих включений связана с обилием атомов фосфора в них ( $N_p > 6 \cdot 10^{13}$  см<sup>-3</sup>).

Согласно [14], потенциал высокопроводящей РО с радиусом  $R$ , помещенный в среду с диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon$  равен  $U=q/C$ , где  $q$  – ее электрический заряд, а  $C=\varepsilon R$  – емкость. Для РО размером в несколько нанометров емкость составляет  $\sim 10^{-18}$  Ф. Поэтому

один носитель заряда – электрон или дырка – помещенный в такой РО, создает потенциал порядка 0.1 В. Такой потенциал может оказаться вполне достаточным для кулоновской блокады транспорта других носителей заряда. По нашим оценкам [11], радиус высокопроводящих РО, в облученные протонами с энергией 25 МэВ кристаллах n-Si,  $R \approx 80$  нм. Вполне достаточно несколько десятков электронов для повышения энергетического потенциала РО с таким размером до  $U=0.1$  В.

В облученных кристаллах n-Si между высокопроводящими РО и матрицей образуется градиент концентрации электронов. Поэтому электроны покидают РО с высокой концентрацией и переходят в матрицу, в области низкой концентрации основных носителей тока. Создаются т.н. изотипные переходы, которые практически не обладают выпрямляющими свойствами.

Следовательно, приповерхностный слой РО заряжается положительно, а поверхность РО ровным по величине отрицательным зарядом. У поверхности РО возникает электрическое поле, которое препятствует дальнейшему переходу электронов из объема РО в матрицу. При этом электрический потенциал РО  $U=0$ , так как суммарная величина зарядов различного знака  $q=0$ .

Следует отметить, что подобно дислокациям, вокруг РО возникают также силы упругого напряжения  $F_{el}$  [7]. Под влиянием сил  $F_{el}$  неравновесные вакансии устремляются в сторону РО.

Таким образом, в кристаллах n-Si в процессе облучения высокоэнергетическими частицами при 300 К или ИО облученных образцов при  $T_{ann}=110^\circ\text{C}$  у отрицательно заряженной поверхности высокопроводящих РО на отрицательные неравновесные вакансии, кроме тепловых сил  $F_{th}$ , действуют силы упругого напряжения  $F_{el}$  и кулоновские силы  $F_c$ . Видимо, в процессе облучения при 300 К вокруг РО  $F_c > F_{el} + F_{th}$  и у поверхности РО, в силу кулоновского отталкивания между отрицательно заряженной поверхностью РО и  $V^-$ , не образуется отрицательно заряженная оболочка вокруг РО из А-, Е-центров,  $V_2$  и т.д., не повышается потенциал.

$U$  высокопроводящих РО мал для кулоновской блокады транспорта носителей тока и на эксперименте наблюдается резкое увеличение  $\mu_n$  в облученном кристалле. Уменьшение подвижности электронов  $\mu_n$  в облученных высокоэнергетическими частицами кристаллах n-Si в процессе ИО можно объяснить появлением примесно-дефектной оболочки вокруг высокопроводящих включений, что приводит к увеличению электрического потенциала  $U$  высокопроводящих РО. Источником неравновесных вакансий в облученных кристаллах n-Si является продукты распада вторичных вакансионных РД с низкой термостабильностью.

После низкотемпературной термообработки ( $T_{ann}=110^\circ\text{C}$ ) начинается отжиг Е-центров. При этой температуре  $F_c < F_{el} + F_{th}$ . Поэтому фрагменты распада Е-центров – отрицательно заряженные вакансии, легко преодолевают силы кулоновского отталкивания, устремляются к высокопроводящим РО, вступают в квазихимическую реакцию с примесными атомами и вокруг них создают оболочку, которая состоит из Е-центров, А-

центров,  $V_2$  и т.д. Эти дефекты заряжаются при различных температурах. Электрический потенциал  $U$  высокопроводящих РО периодически, в зависимости от температуры измерения  $T$ , степени заполнения РД  $f$  и энергии  $\varepsilon$  взаимодействия между ними, меняется, что приводит к появлению минимумов на соответствующей кривой зависимости  $\mu_n(T)$ .

Существование первого минимума в области 200 К связано с увеличением степени заполнения  $f$  уровней с энергиями  $E_c-0.39$  и 44 эВ, которые принадлежат  $V^-$  и  $E^-$ -центрам [13]. С уменьшением  $T$  параметры  $f$  и  $U$  этих центров растут, что приводит к уменьшению  $\mu_n$ . С увеличением  $f$  растет энергия  $\varepsilon$  взаимодействия между отрицательно заряженными центрами. При определенной температуре  $E_{th+\varepsilon}=E \geq 0.44$  эВ и в оболочке вокруг РО с высокой проводимостью начинается деионизация  $V_2^-$  и  $E^-$ -центров, что приводит к уменьшению  $U$ . Следовательно, увеличивается  $\mu_n$  и на кривой зависимости  $\mu_n(T)$  появляется первый минимум при 200 К. С понижением температуры уменьшается  $E_{th}$  и опять начинается заполнение уровней  $E_c-0.39$  и 44 эВ и растет  $U$ , что приводит к уменьшению  $\mu_n$ . Заполнение уровней приводит к увеличению  $\varepsilon$ . Следовательно,  $E_{th+\varepsilon}=E > 0.44$  эВ и начинается деионизация  $V_2^-$  и  $E^-$ -центров. В результате уменьшается  $U$ , растет  $\mu_n$  и на кривой  $\mu_n(T)$  появляется второй минимум в области 160 К.

Как известно [13], отрицательно заряженным  $V_2$  принадлежат два уровня –  $E_c-0.39$  и 0.21 эВ. После полного отжига  $E^-$ -центров при  $T_{ann}=120^\circ\text{C}$  однократно заряженное небольшое количество дивакансий в области 140 К не может привести к увеличению  $U$  и, следовательно, к уменьшению  $\mu_n$ . Поэтому наклон кривой зависимости  $\mu_n(T)$  резко возрастает, а уменьшение подвижности наблюдается при 130 К после захвата дивакансией второго электрона на уровне  $E_c-0.21$  эВ.

После отжига  $V_2$  при  $T_{ann}=290^\circ\text{C}$  уменьшение  $\mu_n$  наблюдается в интервале 100–85 К, в области заряжения  $A^-$ -центров. После полного отжига  $A^-$ ,  $E^-$ -центров и  $V_2$  при  $T_{ann}=380^\circ\text{C}$  наклон кривой зависимости  $\mu_n(T)$  сохраняется и уменьшение подвижности в интервале 77–300 К не наблюдается. Это свидетельствует о том, что степень экранирования высокопроводящих РО, т.е.  $U$ , равна нулю.

После термообработки на  $T_{ann}=500^\circ\text{C}$  РО с высокой проводимостью окончательно отжигаются. Соответственно, значение  $\mu_n$  и наклон кривой  $\mu_n(T)$  полностью восстанавливаются.

В ранее проведенных исследованиях наблюдаемая существование минимумов на кривых зависимостей  $\mu_n(T)$  в образцах  $n\text{-Si}$ , облученных электронами с энергией 2 МэВ или протонами – с энергией 25 МэВ [15]. В работе [7] обнаружено уменьшение глубины минимума на кривой  $\mu_n(T)$  при подсветке инфракрасим светом в процессе измерения облученных протонами или пластически деформированных кристаллах  $n\text{-Si}$ .

Полученные в настоящей работе данные позволяют наблюдаемые в этих исследованиях результаты объяснить по другому. Наличие минимумов на кривых зависимостей  $\mu_n(T)$  в облученных образцах  $n\text{-Si}$  является признаком существования в них РО с высокой проводимостью. Минимумы на кривых зависимостей  $\mu_n(T)$  наблюдается при различных

температурах измерения. С увеличением энергии и дозы облучения минимумы смещаются в сторону высоких температур [15].

В проведенных исследованиях методом фото-Холл-эффекта облученных протонами или деформированных образцах n-Si при инфракрасной подсветке с энергией фотонов  $h\nu=0.4$  эВ наблюдается уменьшение глубины минимума на кривой зависимости  $\mu_n(T)$  [7]. Это можно объяснить ионизацией E-центров на поверхности высокопроводящих РО. Ионизация E-центров приводит к уменьшению их электростатического потенциала  $U$ . Следовательно, увеличивается  $\mu_n$  и уменьшается глубина минимума на кривой зависимости  $\mu_n(T)$ . Это доказывает, что точечные РД и высокопроводящие РО в образцах n-Si образуются как при облученных высокоэнергетическими частицами, так и в процессе пластической деформации с последующей термообработкой.

Среднее значение пороговой энергии образования РО не удалось установить [16], но с уверенностью можно сказать, что в высокопроводящих образцах n-Si РО с различными радиусами и концентрациями электронов образуются как при облучении протонами с энергией 25 МэВ, так и электронами с энергией 2 МэВ. Об этом свидетельствует существование минимумов на кривых зависимостей  $\mu_n(T)$  [15].

#### 4. Заключение

Таким образом, обнаруженная осцилляция величины концентрации электронов  $n$  в зависимости от температуры измерения  $T$  в облученных протонами с энергией 25 МэВ образцах n-Si после отжига при  $110^\circ\text{C}$  можно объяснить существованием электростатического взаимодействия между заряженными точечными РД, что может изменить энергию ионизаций РД, которые заряжаются при различных температурах.

Допущение, что в образцах n-Si, облученных протонами с энергией 25 МэВ, образуются высокопроводящие РО, позволяет объяснить: (1) Резкое увеличение холловской подвижности электронов проводимости  $\mu_n$  сразу после облучения; (2) Резкое уменьшение  $\mu_n$  после низкотемпературного отжига ( $T_{\text{отж}}=80-110^\circ\text{C}$ ) или естественного старения (при 300 К) облученных образцов; (3) Существование минимума на кривой зависимости  $\mu_n(T)$ ; (4) Наблюдаемое в ранее проведенных измерениях методом фото-Холл-эффекта [7], существование и уменьшение глубины минимума на кривой зависимости  $\mu_n(T)$  влиянием инфракрасной подсветки с энергией фотонов  $h\nu=0.4$  эВ; и (5) Наблюдаемое в работе [15], существование минимумов на кривых зависимостей  $\mu_n(T)$  в образцах, облученных протонами с энергией 25 МэВ или электронами с энергией 2 мэВ, которое доказывает, что при этих энергиях в исследуемых кристаллах n-Si образуются высокопроводящие РО.

Следует отметить, что в облученных высокоэнергетическими образцами n-Si образуются РО различного типа проводимости [3,9,10,11,16].

Для полного понимания процессов, происходящих в облученных высокоэнергетическими частицами образцах n-Si, требуется дальнейшие исследования.

### Список литературы

1. G. K. Werthein. Phys. Rev., 111, 1500 (1958).
2. J. H. Crawford, J. W. Clelend. J. Appl. Phys., 30, 1204 (1959).
3. B. R. Gossik. J. Appl. Phys., 30, 1214 (1959).
4. Н. А. Ухин. ФТП, 6, 931 (1972).
5. В. И. Кузнецов, П. Ф. Луганов. ФТП, 13, 625 (1979).
6. В. И. Кузнецов, П. Ф. Луганов. ФТП, 14, 1924 (1980).
7. Л. С. Милевский, Т. М. Ткачева, Т. А. Пагава. ЖЭТФ, 9, 2132 (1975).
8. С. В. Безлюдный, Н. В. Колесников. ФТП, 10, 1964 (1976).
9. Т. А. Пагава, Л. С. Чхартишвили. УФЖ, 49, 1007 (2004).
10. Т. А. Пагава, Н. И. Майсурадзе, М. Г. Беридзе. ФТП, 5, 582 (2011).
11. Т. А. Пагава, Н. И. Майсурадзе, М. Г. Беридзе. ФТП, 46, 1274 (2012).
12. В. В. Емцев, Т. В. Машовец. Примеси и точечные дефекты в полупроводниках, Москва, Радио и связь (1981).
13. В. С. Вавилов, В. Ф. Киселев, Б. Н. Мукашев. Дефекты в кремнии и на его поверхности, Москва, Наука (1990).
14. М. Г. Мильвидский, В. В. Чалдышев. ФТП, 32, 513 (1998).
15. Т. А. Пагава, Л. С. Чхартишвили. УФЖ, 48, 232 (2003).
16. Р. Ф. Коноплев, В. Л. Литвинов, Н. А. Ухин. Особенности повреждения полупроводников частицами высокой энергией, Москва, Атомиздат (1971).

# Influence of Highly Conductive Disordered Regions on Kinetics of Radiation Defects Annealing in n-Si Crystals Irradiated with High-Energy Protons

Pagava Teimuraz<sup>1</sup>, Beridze Manana<sup>1</sup>, Khovholava Darejan<sup>1</sup>, Shogiradze Marina<sup>1</sup>, Esiava Nona<sup>1</sup>, Turiashvili Lali<sup>2</sup>, Zhghenti Maia<sup>1</sup>.

<sup>1</sup>Georgian Technical University, Faculty of Informatics and Control Systems, Department of Engineering Physics, 77 Merab Kostava Avenue, Tbilisi, 0160, Georgia ; <sup>2</sup>Ivane Javakhishvili Tbilisi State University, Faculty of Exact and Natural Sciences, Department of Chemistry, 3 Ilia Chavchavadze Avenue, Tbilisi, 0128, Georgia

## Abstract

Single crystals of n-type Si grown by the zone melting method with an electron concentration of  $n=6 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  were studied. The samples were irradiated with 25 MeV protons at room temperature (300 K). Isochronous annealing of the irradiated crystals was carried out in the temperature range  $T_{\text{ann}}=110\text{--}500^\circ\text{C}$ . The investigated samples were studied using the Hall effect method in the temperature range 77–300 K. In n-Si samples irradiated with high-energy particles, the observed non-monotonic variation in electron concentration  $n$  as a function of measurement temperature  $T$  is explained by changes in the ionization energies of point radiation defects (RDs) due to the influence of electrostatic interaction energy  $\varepsilon_s$  between different RDs. The oscillatory dependence of the Hall mobility  $\mu_H$  on annealing temperature, as well as the non-monotonic behavior of the  $\mu_H(T)$  curves, is attributed to the existence of highly conductive disordered regions (DRs) in the irradiated n-Si crystals, the formation of an electric field at the interface between the highly conductive DRs and the crystal matrix, and the non-monotonic variation of the electric potential  $U$  of the highly conductive DRs depending on their charge state. The highly conductive DRs are completely annealed out in the temperature range  $T_{\text{ann}}=380\text{--}500^\circ\text{C}$ . The work highlights the features of the variation in the concentration and mobility of the majority charge carriers in n-type silicon crystals irradiated with high-energy protons during isochronous annealing.

**Keywords:** silicon, radiation defect, disordered region, Hall mobility

**მაღალი გამტარობის მოუწესრიგებელი რეგიონების გავლენა, მაღალი ენერჯის პროტონებით დასხივებულ n-Si კრისტალებში რადიაციული დეფექტების გამოწვის კინეტიკაზე.**

**ფაღავა თეიმურაზი<sup>1</sup>, ბერიძე მანანა<sup>1</sup>, ხოჭოლავა დარეჯან<sup>1</sup>, შოგირაძე მარინა<sup>1</sup>, ესიავა ნონა<sup>1</sup>, ტურიაშვილი ლალი<sup>2</sup>, ჟღენტი მათა<sup>1</sup>;**

<sup>1</sup>საქართველოს ტექნიკური უნივერსიტეტი, ინფორმატიკისა და მართვის სისტემების ფაკულტეტი, საინჟინრო ფიზიკის დეპარტამენტი, მერაბ კოსტავას გამზირი 77, თბილისი, 0160, საქართველო; <sup>2</sup>ივანე ჯავახიშვილის სახელობის თბილისის სახელმწიფო უნივერსიტეტი, ზუსტი და საბუნებისმეტყველო მეცნიერებათა ფაკულტეტი, ქიმიის დეპარტამენტი, ილია ჭავჭავაძის გამზირი 3, თბილისი, 0128, საქართველო.

**რეზიუმე**

შესწავლილი იქნა n-ტიპის სილიციუმის (n-Si) მონოკრისტალები, რომლებიც მიღებული იქნა ზონური დნობით, ელექტრონების კონცენტრაციით  $n \approx 6 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ . ნიმუშები დასხივებული იქნა 25 MeV პროტონებით 300 K ტემპერატურაზე. დასხივებული კრისტალების იზოქრონული გახურება (IO) ჩატარდა ტემპერატურის დიაპაზონში  $T_{ann} = 110\text{--}500^\circ\text{C}$ . ნიმუშები შესწავლილი იქნა ჰოლის ეფექტის მეთოდით ტემპერატურის დიაპაზონში 77–300 K. მაღალი ენერჯის პროტონებით დასხივებულ n-Si ნიმუშებში, ელექტრონების კონცენტრაციის n-ში დაფიქსირებული არამონოტონური ცვლილება გაზომვის ტემპერატურა T-დან გამომდინარე, აიხსნება წერტილოვანი რადიაციული დეფექტების (RD) იონიზაციის ენერჯის ცვლილებით სხვადასხვა RD-ებს შორის ელექტროსტატიკური ურთიერთქმედების ენერჯის  $e_s$  გავლენის ქვეშ. ჰოლის ძვრადობის  $\mu H$  ოსცილატორული დამოკიდებულება გამოწვის ტემპერატურაზე და  $\mu H(T)$  მრუდების არამონოტონურობა განისაზღვრება დასხივებულ n-Si კრისტალებში მაღალგამტარობის არარეგულარული რეგიონების (DR) არსებობით, მაღალგამტარობის DR-ებსა და კრისტალურ მატრიცას შორის საზღვარზე ელექტრული ველის წარმოქმნით და მაღალგამტარობის DR-ების ელექტრული პოტენციალის U არამონოტონური ცვლილებით, ამ უკანასკნელის დამუხტვის მდგომარეობიდან გამომდინარე. მაღალგამტარობის DR-ები სრულად გამოწვის ტემპერატურულ დიაპაზონში  $T_{ann} = 380\text{--}500^\circ\text{C}$ . ეს ნაშრომი აღწერს იზოქრონული გამოწვის დროს მაღალი ენერჯის პროტონებით დასხივებულ n-ტიპის სილიციუმის კრისტალებში უმრავლესობის მუხტის მატარებლების კონცენტრაციისა და მობილურობის ცვლილების ძირითად მახასიათებლებს.

როგორც ვხედავთ, n-Si კრისტალების დასხივებით 25 მგევ ენერჯის პროტონებით შესაძლებელია ნანოგანზომილებიანი ატომური კლასტერების ფორმირება, რომლებიც გამოიწვიებიან  $400^\circ\text{C}$ -ზე. მათი რადიუსის ვარირება შეიძლება დასხივების ენერჯითა და გამოწვის ტემპერატურით, ხოლო კონცენტრაციისა – დასხივების გზით. გაზომვისა და გამოწვის ტემპერატურით შესაძლებელია ვცვალოთ მათი გამტარებლობა და

ელექტრონების გაბნევის უნარი. ეს საშუალებას იძლევა შევექმნათ სრულიად განსხვავებული თვისებების მქონე Si კრისტალი, რომლის ბაზაზე შესაძლებელია შევექმნათ ახალი ტიპის ოპტო-, მიკრო- და ნანოელექტრონული ხელსაწყოები.

**საკვანძო სიტყვები:** სილიციუმი, რადიაციული დეფექტი, მოუწესრიგებელი რეგიონი(არე), ჰოლის ძვრადობა.