

Т.А. ПАГАВА, М.Г. БЕРИДЗЕ, Н.И. МАЙСУРАДЗЕ, Л.С. ЧХАРТИШВИЛИ,
И.Г. КАЛАНДАДЗЕ

Грузинский технический университет
(Просп. Костава, 77, Тбилиси 0175; e-mail: tpagava@gtu.ge)

ИССЛЕДОВАНИЕ РАЗУПОРЯДОЧЕННЫХ ОБЛАСТЕЙ В ОБЛУЧЕННЫХ ПРОТОНАМИ КРИСТАЛЛАХ n -Si С ПОМОЩЬЮ ХОЛЛОВСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ

УДК 621.315.592

Целью работы является исследование природы и размеров разупорядоченных областей, создаваемых в монокристаллах n -Si облучением высокоэнергетическими (25 МэВ) протонами, посредством холловских измерений электрофизических параметров. Использовались зонноплавленные образцы, легированные фосфором с концентрацией $6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Облучение проводилось при комнатной температуре в интервале доз $(1,8-8,1) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$. В ряде образцов, в зависимости от дозы облучения и температуры изохронного отжига, наблюдалось резкое увеличение эффективной холловской подвижности μ_{eff} , что объясняется образованием в образцах при их облучении высокоэнергетическими протонами “металлических” включений, т.е. областей с проводимостью существенно выше по сравнению с проводимостью полупроводниковой матрицы. Радиус подобных областей оценен как $R_m < 80 \text{ нм}$. Высказано предположение, что “металлические” включения являются наноразмерными атомными кластерами.

Ключевые слова: разупорядоченные области, протонное облучение, эффективная холловская подвижность, кремний.

1. Введение

Традиционно управление электронными свойствами кристаллических полупроводников осуществляется посредством их легирования химическими элементами, создающими в запрещенной зоне материала дискретные электронные уровни требуемых глубины и концентрации. Но нередко этот метод оказывается не реализуемым из-за низкой растворимости подходящих примесей в полупроводнике при более высокой концентрации электрически активных собственных дефектов или отсутствия подобных примесей вообще. Данное обстоятельство способствовало развитию альтернативного подхода (см., например, [1]), который подразумевает формирование внутри кристаллической матрицы полупроводника наноразмерных включений с определенными свойствами. Малый размер включений обуславливает ограниченность волновой функции электрона потенциальным барьером, что ведет к генерации дискретного электронного спектра, схожего с примесным. Легирование на-

норазмерными включениями позволяет разрабатывать множество уникальных приборных структур, которые широко используются в электронике, например, в современных полупроводниковых лазерах [2]. По своим электрофизическим свойствам нановключения могут быть “диэлектрическими” или “металлическими” в зависимости от того их проводимость меньше или больше проводимости полупроводниковой матрицы. Полуизолирующие или истинно диэлектрические включения могут быть получены пассивацией материала путем диффузии акцепторов (доноров) в областях с электронной (дырочной) электропроводности [3] или локальным окислением полупроводника [4]. Кроме того, пористый кремний, т.е. материал с включениями с почти нулевой проводимостью, широко используется в фотонике [5], электрических [6] и солнечных [7] батареях и т.д. Истинно металлические нанопреципитаты [8] с полупроводниковой матрицей обычно образуют шоттковские барьерные переходы и по этой причине практически непрозрачны для носителей тока. В результате такие металлические включения эффективно ведут себя также как и “диэлектрические”.

© Т.А. ПАГАВА, М.Г. БЕРИДЗЕ, Н.И. МАЙСУРАДЗЕ,
Л.С. ЧХАРТИШВИЛИ, И.Г. КАЛАНДАДЗЕ, 2013

Одним из наиболее эффективных способов создания нановключений является облучение полупроводников потоками элементарных частиц и ионов. В радиационной технологии полупроводниковых материалов применяются излучения самой различной природы с широким диапазоном энергий. Для кремния – базового материала современной твердотельной электроники – особо эффективной оказывается обработка протонными пучками: облучение высокоэнергетическими протонами (с энергией выше так называемой пороговой энергии ~ 8 МэВ) вызывает настолько сильные смещения атомов кремния из регулярных узлов, что в решетке, наряду с отдельными парами неравновесных вакансий и межузельных атомов, образуются наноразмерные разупорядоченные области в виде скоплений подобных точечных дефектов кристаллической структуры [9]. В частности облучение протонами высоких энергий дает возможность направленно влиять на электрофизические свойства этого материала [10–13].

Как известно, при облучении высокоэнергетическими частицами в объеме полупроводников возникают сложные структурные повреждения, так называемые разупорядоченные области (РО), которые являются причиной специфического изменения их электрических и гальваномагнитных свойств. В работе [14] с помощью холловских и фотохолловских измерений было исследовано влияние облучения протонами с энергиями 30 и 660 МэВ на подвижность основных носителей тока μ_n и эффективность введения различных радиационных дефектов (РД) в кристаллах кремния n - и p -типа проводимостей. Выполненные измерения показали, что холловская подвижность μ_n и концентрация n электронов уменьшаются с ростом интегрального потока протонов. Инфракрасная (ИК) подсветка или изохронный отжиг (ИО) облученных образцов приводят к увеличению μ_n и n_n , что объясняется ионизацией и отжигом вторичных РД в периферийных частях РО. Далее изучались [15] эффективность введения и природа РД, образующихся в n -Si при облучении протонами с энергией 660 МэВ при разных температурах из интервала $T_{\text{итг}} = 30 - 700$ °С. Увеличение $T_{\text{итг}}$ приводило к увеличению μ_n , что объясняется ослаблением введения вторичных РД в периферийных частях РО и, соответственно, уменьшением размеров этих скоплений. Можно сказать, что получен-

ные в работах [14, 15] результаты дополняют друг друга. Их анализ позволил авторам сделать предположение, что РО состоят из двух частей: центральной (ядра) и периферийной (оболочки). При этом ядра РО состоят из собственных дефектов структуры (вакансионных или межузельных ассоциатов), а периферийную часть РО образуют комплексы собственных дефектов с примесными атомами, т.е. вторичные РД (E -центры, A -центры, кислород + дивакансия и т.д.). Если бы с помощью ИК подсветки, увеличения температур изохронного отжига $T_{\text{анн}}$ или облучения $T_{\text{итг}}$ удалось полностью освободить ядра этих РО от влияния примесно-дефектной оболочки, то температурная зависимость подвижности $\mu_n(T)$ сместилась бы вверх – в сторону высоких значений μ_n . Для этого необходимо, чтобы ядра РО в самом деле являлись скоплениями межузельных атомов или их ассоциатов и не отжигались раньше вторичных РД в оболочке ($T_{\text{анн}} \geq 600$ °С).

Когда в кристалле существуют микроскопические включения, непрозрачные для электронов проводимости, т.е. “диэлектрические” включения, то можно ожидать уменьшение эффективного значения подвижности $\mu_{\text{эф}}$ носителей тока за счет уменьшения фактически доступного для них объема образца [16]. В другом же предельном случае, когда можно пренебречь проводимостью матрицы по сравнению с проводимостью включений (“металлические” включения) $\mu_{\text{эф}}$ будет возрастать с увеличением доли этих включений. В кремнии “диэлектрические” включения являются дефектами вакансионного, а “металлические” – межузельного типов [16, 17]. Как известно, РД этих двух типов в кристаллах кремния активно взаимодействуют между собой. Термообработка при температуре 200–300 °С приводит к удалению всех вакансионных комплексов, что возможно происходит [18] за счет распада межузельных комплексов и аннигиляции их с вакансионными дефектами. Что же касается эффективности введения РД в кристаллах кремния, то она, в основном, зависит от примесного состава образца и энергии облучающих его частиц [19].

Целью данной работы является определение природы и размеров РО, которые образуются в кристаллах n -Si в процессе облучения протонами с энергией 25 МэВ, посредством анализа результатов холловских измерений.

2. Методика эксперимента

Исследовались образцы монокристаллического кремния n -типа проводимости, выращенные методом зонной плавки, с концентрацией фосфора $6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$; плотность ростовых дислокаций не превышала $10^3\text{--}10^4 \text{ см}^{-2}$; концентрация кислорода, определенная по ИК поглощению, составляла $\sim 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Образцы в форме брусков с размерами $1 \times 3 \times 10 \text{ мм}$ облучались протонами с энергией 25 МэВ при комнатной температуре ($\sim 300 \text{ К}$) в интервале доз $(1,8\text{--}8,1) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$.

Облучение проводилось в импульсном режиме (длительность импульса 25 мкс, частота повторений 0,25 Гц). Распределение протонов по сечению пучка было однородным. Плотность потока контролировалась на месте установки образцов до начала облучения с точностью 7%. После облучения всей партии образцов распределение протонов по сечению пучка контролировалось еще раз. За время работы ускорителя плотность потока и распределение протонов по сечению пучка практически не изменялись. Все образцы облучались в том участке пучка, где плотность потока была наиболее однородной и максимальной: $\sim 5,0 \cdot 10^{12} \text{ частиц/см}^2$ в одном импульсе.

Образцы, облученные дозами $8,1 \cdot 10^{12}$ и $5,0 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$, отжигались при $90 \text{ }^\circ\text{C}$. Время отжига составляло 10 мин. После отжига эти образцы подвергались естественному старению при 300 К в течение 30 суток. Измерения проводились до и после термической обработки с последующим естественным старением.

В облученных кристаллах постоянная Холла R_H и концентрация электронов n определялись методом Холла, а удельная проводимость σ – двухзондовым методом. Эффективное значение подвижности вычислялось по формуле $\mu_{\text{eff}} = \sigma R_H$, а концентрация электронов по формуле $n = r_H/eR_H$, где r_H является холл-фактором. Эти измерения проводились в интервале $77\text{--}300 \text{ К}$. Температура образца с ошибкой не более 2 К контролировалась термпарой медь–константан, спай которой касался поверхности образца. Ошибка в определении концентрации электронов в основном была обусловлена ошибкой в определении r_H , т.е. отношения холловской и дрейфовой подвижностей. Как известно, в кремнии n -типа при температурах от точки кипения азота до комнатной температуры

r_H может превосходить 1 примерно на 10%. Поэтому, если принять $r_H = 1$, то максимальная относительная погрешность измерения всех этих величин должна быть $\sim 10\%$. Как увидим ниже, экспериментально обнаруживаемые относительные изменения в эффективной холловской подвижности существенно превосходят указанную оценку погрешности измерений.

Дополнительным доказательством приемлемой точности проведенных измерений являются экспериментальные величины энергий ионизаций E_i различных РД-центров, которые находятся из температурных зависимостей концентрации электронов: эти значения E_i хорошо согласуются с литературными данными.

3. Результаты исследований и их обсуждение

Зависимости $n(10^3/T)$ концентрации электронов от температуры T представлены на рис. 1. В результате облучения кристаллов интегральным потоком протонов $8,1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ на кривой зависимости $n(10^3/T)$ наблюдается экспоненциальный участок, соответствующий истощению акцепторных центров с энергией $E_i = E_C - 0,36 \pm 0,04 \text{ эВ}$ (рис. 1, кривая 5). В образцах, облученных дозой $5,0 \times 10^{12} \text{ см}^{-2} - E_i = E_C - 0,42 \pm 0,04 \text{ эВ}$ (рис. 1, кривая 4), а при дозах $1,8 \cdot 10^{12}$ или $2,7 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ в интервале температур $77\text{--}300 \text{ К}$ происходит деионизация А-центров (рис. 1, кривые 2 и 3). В образцах, облученных дозой $5,0 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, после отжига и естественного старения в течение 30 суток при 300 К на кривой зависимости $n(10^3/T)$ выделяется экспоненциальный участок ($140\text{--}170 \text{ К}$), который соответствует истощению акцепторного уровня с энергией $E_i = E_C - 0,36 \pm 0,04 \text{ эВ}$ (рис. 1, кривая 4'). Кривая температурной зависимости концентрации электронов после термообработки с последующим естественным старением при 300 К в образцах, облученных дозой $8,1 \cdot 10 \text{ см}^{-2}$ в интервале $170\text{--}300 \text{ К}$, практически совпадает с кривой 4'. При более низких температурах провести измерения не удалось (рис. 1, кривая 5'). На рис. 1 кривые 2 и 3 соответствуют истощению А-центров, а кривые 4, 5, 4' и 5' – Е-центров и дивакансий, хотя энергия ионизаций этих центров в силу электростатического взаимодействия между отрицательно заряженными вторичными РД оказывае-

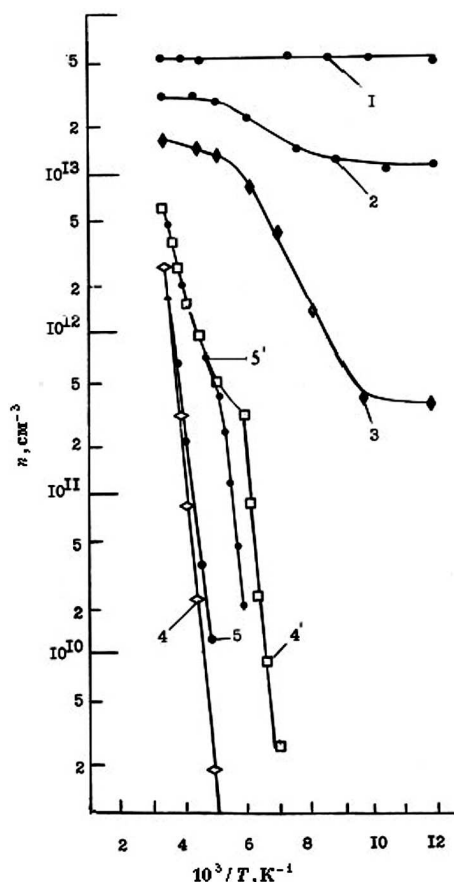


Рис. 1. Температурная зависимость концентраций электронов до (1) и после (2 – 5, 4', 5') облучения протонами с энергией 25 МэВ при дозах: 2 – $1,8 \cdot 10^{12}$, 3 – $2,7 \cdot 10^{12}$, 4 – $5,0 \cdot 10^{12}$, 5 – $8,1 \cdot 10^{12}$ см⁻², 4', 5' – после отжига при 90 °С и естественного старения при 300 К в течение 30 суток

тса измененной [20]. Не исключено, что уровень $E_i = E_C - 0,42 \pm 0,04$ эВ появляется в результате суперпозиций дивакансий ($E_C - 0,39$ эВ) и E-центров ($E_C - 0,44$ эВ). В связи с этим отметим, что доля дивакансий обычно составляет $\sim 0,9$ [18].

На рис. 2 приведены температурные зависимости измеряемой холловской подвижности электронов μ_{eff} для образцов, облученных разными дозами протонов. Для исходного образца (рис. 2, кривая 1) кривая описывается выражением $\mu_{\text{eff}} \sim T^{-2,6}$. Это свидетельствует о том, что в диапазоне температур измерений (77–300 К) доминирует фоновый механизм рассеяния электронов. В образцах, облученных дозой $8,1 \cdot 10^{12}$ см⁻², зависимость $\mu_{\text{eff}}(T)$ смещена вверх, а показатель степе-

ни температурной зависимости подвижности достигает значения $\alpha \approx 13$ (рис. 2, кривая 5). С уменьшением дозы облучения кривая $\mu_{\text{eff}}(T)$ опускается вниз, а α стремится к исходному значению (рис. 2, кривые 2–4). В кристаллах, облученных дозой $5,0 \cdot 10^{12}$ см⁻², после отжига при 90 °С и естественного старения при 300 К в течение 30 суток наблюдается anomalously высокое рассеяние электронов с минимумом подвижности при 170 К (рис. 2, кривая 4'), а в образцах, облученных дозой $8,1 \cdot 10^{12}$ см⁻², после термообработки и старения минимум подвижности находится при 220 К (рис. 2, кривая 5'). Высокое значение подвижности, получаемое в холловских измерениях (рис. 2, кривые 2–5), является признаком образования в образцах n-Si, облученных протонами, относительно высокопроводящих включений с омическими переходами на границах раздела с матрицей полупроводника.

Эти экспериментальные данные позволяют вычислить объемную долю f_m и средний радиус R_m “металлических” включений в исследуемых образцах n-Si.

Согласно теории эффективной среды, холловская концентрация носителей тока в подобном материале по сути определяется значением их концентрации n в относительно низкопроводящей матрице, тогда как эффективная холловская подвижность является возрастающей функцией объемной доли включений f_m . Если для простоты принять, что включения имеют сферическую форму, то

$$\mu_{\text{eff}}/\mu_{\text{H}} \approx (1 + 3f_m)/(1 - 6f_m), \quad (1)$$

где μ_{H} – холловская подвижность в матрице [17]. Поскольку при комнатной температуре точечные РД в кремнии могут лишь слабо влиять на подвижность, соответствующее значение холловской подвижности электронов в исходном материале, составляющее ≈ 1400 см²/В·с, можно использовать в качестве параметра μ_{H} . Для комнатной температуры значение холловской подвижности электронов, измеренное после облучения дозой $8,1 \times 10^{12}$ см⁻², составляет $\mu_{\text{eff}} \approx 4500$ см²/В·с. Отсюда получим $f_m \approx 0,10$, что является разумной оценкой суммарной объемной доли скопления междоузельных атомов, характерных для реальной структуры кремния при облучении легкими ионами и термообработках [19, 21].

Зная объемную долю “металлических” включений f_m , можно определить их средний радиус R_m . Количество включений в виде РО во всем образце составляет

$$N_{DR} = n_{DR}V, \quad (2)$$

где n_{DR} – концентрация подобных включений, V – объем исследуемого образца. Объем, занимаемый включениями, такой:

$$V_{DR} = f_mV, \quad (3)$$

а объем одного включения –

$$v_{DR} = V_{DR}/N_{DR} = f_mV/n_{DR}V = f_m/n_{DR}. \quad (4)$$

Если включения имеют сферическую форму, то

$$v_{DR} = 4\pi R_m^3/3. \quad (5)$$

Отсюда получаем

$$R_m = (3f_m/4\pi n_{DR})^{1/3}. \quad (6)$$

По нашим оценкам, полученных на основе данных работ [16, 19, 22, 23], при облучении кристаллов Si протонами с энергией 25 МэВ и дозой $\approx 10^{13}$ см⁻² в объеме образца образуются скопления с концентрацией не менее $n_{DR} \approx 5 \cdot 10^{13}$ см⁻³ (предполагалось, что каждый протон приводит к образованию хотя-бы одной РО). Если теперь в формулу (6) внести полученные оценки значений f_m и n_{DR} , то для верхней границы среднего радиуса “металлических” включений будем иметь $R_m \approx 80$ нм.

С уменьшением дозы протонов уменьшается и концентрация “металлических” включений, чем и можно объяснить наблюдаемое понижение эффективного значения подвижности электронов проводимости μ_{eff} в образцах *n*-Si (рис. 2, кривые 2–5), так как холловская подвижность является возрастающей функцией объемной доли f_m подобных включений [17].

Скопления межузельных атомов (подобно дислокациям) в кристалле создают упругие напряжения. Неравновесные вакансии (эмиттером которых в процессах отжига и естественного старения являются РО вакансионного типа) устремляются к этим скоплениям. Часть этих вакансий рекомбинирует с межузельными атомами. Остальные же вступают в квазихимическую реакцию с

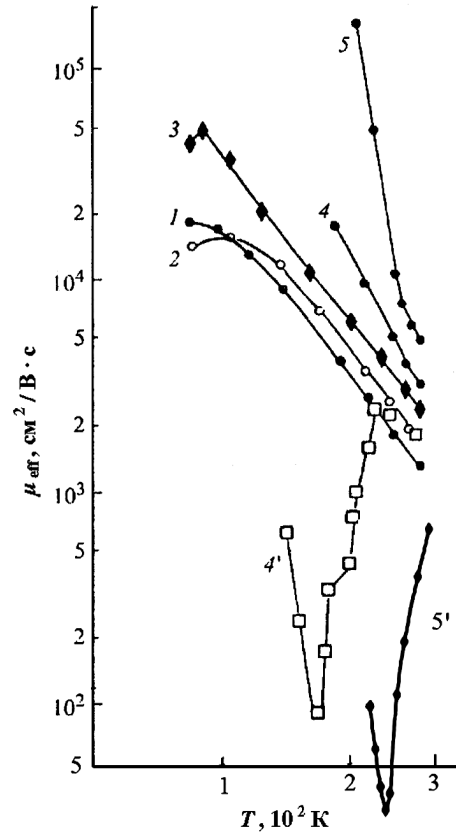


Рис. 2. Температурная зависимость эффективной подвижности электронов до (1) и после (2 – 5, 4', 5') облучения протонами с энергией 25 МэВ при дозах: 2 – $1,8 \cdot 10^{12}$, 3 – $2,7 \cdot 10^{12}$, 4 – $5,0 \cdot 10^{12}$, 5 – $8,1 \cdot 10^{12}$ см⁻², 4', 5' – после отжига при 90 °С и естественного старения при 300 К в течение 30 суток

примесными атомами в ее окрестности и создают оболочку из акцепторных центров [24]. По-видимому, при снижении температуры измерения степень заполнения глубоких центров в оболочке вокруг “металлических” включений стремится к 1. Следовательно, “металлические” включения становятся непрозрачными для электронов, т.е. превращаются в квазидиэлектрические включения, которые эффективно рассеивают электроны проводимости. В результате с понижением температуры измерения μ_{eff} начинает уменьшаться (рис. 2, кривая 4').

Для оценки объемной доли “диэлектрических” включений f_d можно использовать приближенное выражение (по аналогии с формулой (1) для “ме-

таллических” включений):

$$\mu_{\text{eff}}/\mu_{\text{H}} \approx (1 - f_d)/(1 + f_d). \quad (7)$$

В образцах, облученных протонами с энергией 25 МэВ дозой $5,0 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ при 300 К, “металлические” включения экранированы не полностью. Поэтому при этой температуре $\mu_{\text{eff}} > \mu_{\text{H}}$. С понижением температуры измерения степень экранирования растет и при 170 К объемная доля изначально “металлических” включений, превращенных “диэлектрические”, совместно с примесно-дефектной оболочкой, если ее рассчитать по формуле (7), будет составлять $f_d \approx 0,46$. При этом $n_{\text{DR}} \approx 1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Следовательно, в этом случае средний размер включений не должна превышать $R_d \approx 220 \text{ нм}$. Вполне естественно, что размеры “диэлектрических” включений превосходят размеры тех “металлических”, от которых они возникли: увеличение радиуса связано с образованием дефектной оболочки.

С понижением температуры энергия электростатического отталкивания между отрицательно заряженными вторичными РД в оболочке скопления возрастает и при 170 К достигает величины, соизмеримой с энергией ионизаций глубоких центров [20]. Электроны из этих уровней переходят в зону проводимости и тут-же захватываются глубокими центрами, расположенными в матрице кристалла, где указанная энергия отталкивания намного меньше, чем в оболочке вокруг “металлических” включений (мы полагаем, что концентрация РД в примесно-дефектной оболочке вокруг “металлических” включений существенно выше, чем в матрице кристалла). Деионизация РД в оболочке РО должна привести к уменьшению объемной доли f включений и их среднего радиуса R . В самом деле, при 140 К имеем $f \approx 0,25$ и $R \approx 180 \text{ нм}$. Соответственно степень экранирования “металлических” включений уменьшается и ниже 170 К μ_{eff} начинает возрастать.

Таким образом, высказанное нами предположение о том, что при облучении протонами с энергией 25 МэВ в кристаллах n -Si образуются “металлические” включения, хорошо объясняет наличие минимума на зависимости $\mu_{\text{eff}}(T)$.

По-видимому, немонотонность хода $\mu_{\text{eff}}(T)$ кривой объясняется немонотонностью изменения степени экранирования “металлических” включений

в процессе измерения μ_{eff} облученных кристаллов в интервале 77–300 К. В интервале 170–240 К они представляются как “диэлектрические”, а в области 140–170 К – как “металлические” включения.

Для образцов, облученных дозой $8,1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, после отжига при 90 °С и старения в течение 30 суток при 300 К объемная доля включений равна $f \approx 0,30$, что при использовании формулы (6) для среднего радиуса включения дает $R \approx 100 \text{ нм}$. В этих образцах $\mu_{\text{eff}}(T)$ кривая через минимум проходит при 220 К, а ниже 220 К начинает расти по той же причине, что и в образцах, облученных дозой $5,0 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$.

Как уже отмечалось [16, 17, 19], “диэлектрические” включения вызывают уменьшение, а “металлические” – увеличение μ_{eff} , чем и объясняется наличие минимумов на кривых зависимостей $\mu_{\text{eff}}(T)$ при 170 и 220 К образцов, облученных, соответственно, дозами $5,0 \cdot 10^{12}$ и $8,1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$.

4. Выводы

Таким образом, обнаружено, что в образцах n -Si при их облучении высокоэнергетическими протонами помимо точечных РД и “диэлектрических” включений также могут быть образованы “металлические” включения, которые состоят из межузельных атомов. При взаимодействии между акцепторными РД и подобными “металлическими” включениями вокруг последних создаются непрозрачные для электронов проводимости оболочки. Зарядовые состояния дефектов, сконцентрированных в оболочках, изменяются в зависимости от температуры измерения. Соответственно изменяется и степень экранирования “металлических” включений, что может служить причиной наблюдаемого немонотонного изменения с температурой эффективного значения холловской подвижности электронов μ_{eff} . Оценка верхнего предела среднего радиуса “металлических” включений в n -Si, облученных протонами с энергией 25 МэВ при дозе $8,1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, составляет $R_m \approx 80 \text{ нм}$. При этом объемная доля этих включений в кристалле $f_m \approx 0,10$.

Возможность легирования кремния высокопроводящими атомными кластерами с помощью протонного облучения в сочетании с управлением их экранирования посредством определенных проце-

дур отжига открывают новые перспективы создания твердотельных приборов микро- и наноэлектроники.

1. М.Г. Мильвидский, В.В. Чалдышев, ФТП **32**, 513 (1998).
2. *Nonlinear Laser Dynamics – From Quantum Dots to Cryptography*, edited by K. Lüdge (Wiley-VCH, Weinheim, 2012).
3. N.T. Bagraev, A.D. Bouravluiev, W. Gehlhoff, L.E. Klyachkin, A.M. Malyarenko, V. Romanov, and S.A. Rykov, Def. Diff. Forum **237-240**, 1049 (2005).
4. W. Bogaerts, P. de Heyn, Th. van Vaerenbergh, K. de Vos, Sh.K. Selvaraja, T. Claes, P. Dumon, P. Bienstman, D. van Thourhout, and R. Baets, Laser Photon. Rev. **6**, 47 (2012).
5. J.M. van den Broek, L.A. Woldering, R.W. Tjerkstra, F.B. Segerink I.D. Setija, and W.L. Vos, Adv. Funct. Mater. **22**, 25 (2012).
6. N. Notman. Mater. Today **15**, 364 (2012).
7. J.H. Petermann, D. Zielke, J. Schmidt, F. Haase, E.G. Rojas, and R. Brendel, Prog. Photovolt. Res. Appl. **20**, 1 (2012).
8. A.C. Warren, J.M. Woodall, J.L. Freeouf, D. Grischkowsky, D.T. McInturf, M.R. Melloch, and N. Otsuka, Appl. Phys. Lett. **57**, 1331 (1990).
9. J.R. Srouf, Ch.J. Marshall, and P.W. Marshall, IEEE Trans. Nucl. Sci. **50**, 653 (2003).
10. И. Броудай, Дж. Мерей, *Физические основы микротехнологии* Пер. с англ. под ред. А.В. Шальнова, (Мир, Москва, 1985).
11. В.С. Вавилов, Б.Н. Горин, Н.С. Данилин, *Радиационные методы в твердотельной электронике* (Радио и связь, Москва, 1990).
12. В.В. Козловский, В.А. Козлов, В.Н. Ломасов. ФТП **34**, 129 (2000).
13. В.А. Козлов, В.В. Козловский, ФТП **35**, 769 (2001).
14. В.И. Кузнецов, П.Л. Лугаков, ФТП **13**, 625 (1979).
15. В.И. Кузнецов, П.Л. Лугаков, ФТП **14**, 1924 (1980).
16. Р.Ф. Коноплева, В.Л. Литвинов, Н.А. Ухин, *Особенности радиационного повреждения полупроводников частицами высоких энергий* (Атомиздат, Москва, 1971).
17. Е.В. Кучис, *Гальваномагнитные эффекты и методы их исследования* (Радио и связь, Москва, 1990).
18. И.В. Антонова, С.С. Шаймеев, С.А. Смагулова, ФТП **40**, 557 (2006).
19. Р.Ф. Коноплева, В.И. Остроумов, *Взаимодействие заряженных частиц высоких энергий с кремнием* (Атомиздат, Москва, 1975).
20. Л.С. Милевский, Т.М. Ткачева, Т.А. Пагава, ЖЭТФ **69**, 2132 (1975).
21. А.Л. Асеев, Л.И. Федина, Д. Хеэль, Х. Барч, *Скопления междоузельных атомов в кремнии и германии* (Новосибирск, Наука, 1991).
22. L. Palmetshofer and J. Reisinger, J. Appl. Phys. **72**, 21676 (1992).
23. P. Hazdra and J. Vobecky, Solid State Phenom. **69-70**, 545 (1999).
24. Н.А. Ухин, ФТП **6**, 831 (1972).

Получено 04.12.12

Т.А. Пагава, М.Г. Берідзе,
Н.І. Майсурадзе, Л.С. Чхартішвілі, І.Г. Каландадзе

ДОСЛІДЖЕННЯ РОЗУПОРЯДКОВАНИХ ОБЛАСТЕЙ
В ОПРОМІНЕНИХ ПРОТОННИХ КРИСТАЛАХ *n*-Si
ЗА ДОПОМОГОЮ ХОЛЛІВСЬКИХ ВИМІРЮВАНЬ

Резюме

Метою роботи є дослідження природи і розмірів розупорядкованих областей, створюваних у монокристаллах *n*-Si опроміненням високоенергетичними (25 MeV) протонами, за допомогою холлівських вимірювань електрофізичних параметрів. Використано зонноплавлені зразки, леговані фосфором з концентрацією $6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Опромінення проводилося при кімнатній температурі в інтервалі доз $(1,8 - 8,1) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$. У ряді зразків, залежно від дози опромінення і температури ізохронного відпалу, спостерігалось різке збільшення ефективної холлівської рухливості μ_{eff} , що пояснюється утворенням у зразках при їх опроміненні високоенергетичними протонами "металевих" включень, тобто областей з провідністю істотно вищою порівняно з провідністю напівпровідникової матриці. Радіус подібних областей оцінений як $R_m < 80 \text{ нм}$. Висловлено припущення, що "металеві" включення є нанорозмірними атомними кластерами.

Т.А. Pagava, M.G. Beridze,
N.I. Maisuradze, L.S. Chkhartishvili, I.G. Kalandadze

HALL-EFFECT STUDY OF DISORDERED
REGIONS IN PROTON-IRRADIATED *n*-Si CRYSTALS

Summary

The nature and dimensions of disordered regions emerged in *n*-Si single crystals irradiated with high-energy (25 MeV) protons have been studied by carrying out Hall measurements of their electrophysical parameters. Specimens fabricated with the use of the zone-melting technique and doped with phosphorus to a concentration of $6 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ are investigated. Irradiation was carried out at room temperature to exposure doses of $(1.8 \div 8.1) \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$. Depending on the irradiation dose and the temperature of isochronous annealing, some specimens irradiated with high-energy protons revealed a drastic increase of the effective Hall mobility μ_{eff} , which is explained by the emergence of "metallic" inclusions in them, i.e. regions with the conductivity considerably higher in comparison with that of the semiconductor matrix. The radius of those regions was estimated to be $R_m < 80 \text{ nm}$. An assumption was made that the "metallic" inclusions are nano-sized atomic clusters.