

Н. Я. РОХМАНОВ, Г. В. ПРОХОРОВ, Я. И. ЛЕПИХ*, А. К. ГНАП

Специальное конструкторско-технологическое бюро «Элемент». 65104, г. Одесса, пр. Ак. Глушко, 29
*Одесский национальный университет им. И. И. Мечникова. 65026, г. Одесса, ул. Дворянская, 2

РАДИАЦИОННЫЕ ДЕФЕКТЫ И МИКРОПЛАСТИЧНОСТЬ КРЕМНИЯ

Изучено поведение механического затухания модуля упругости и электрического сопротивления монокристаллов кремния с низкой плотностью дислокаций ($10\text{--}100\text{ см}^{-2}$) при бомбардировке его α -частицами и предварительного облучения γ -квантами. На амплитудных зависимостях внутреннего трения наблюдались три максимума, зависящих от вида и характера облучения, что связано с точечными радиационными дефектами и вакансионно-примесными центрами. Предложен механизм блокировки затухания, связанного с А-центрами.

Постановка задачи. Стабильность свойств полупроводников (п/п) в условиях комплексных воздействий силовых механических полей и радиации является важной проблемой [1]. Так, например, кремний при комнатной температуре обладает практически нулевой пластичностью [2] и его можно рассматривать как модель абсолютно хрупкого тела [3]. В то же время в нем наблюдается движение и размножение дислокаций при циклической деформации [4].

Недостаточно изучены вопросы пластической деформации п/п. Практически неизученной остается проблема влияния облучения тяжелыми частицами на процессы механической релаксации и микропластичность кремния.

Важной частью проблемы является малый пробег тяжелых заряженных частиц (с энергией в $5\text{--}10\text{ МэВ}$) в п/п. Это требует создания тонких образцов, что вызывает [5] дополнительные неудобства при измерении затухания механических колебаний, связанные с хрупкостью образцов. Для выяснения механизма взаимодействия дефектов и дислокаций целесообразно использовать ионизирующее излучение [4, 6].

Целью данной работы было изучение микропластичности и влияния на нее радиационных дефектов в кремнии различной кристаллографической ориентации при различных напряжениях σ . Измерения проводились в процессе облучения α -частицами, после него и после предварительного γ -облучения.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Объектом исследования был выбран кремний р- и n-типов высокой чистоты с низкой плотностью дислокаций $N_d = 10\text{ см}^{-2}$ и электрическим сопротивлением $0,4\text{ Ом}\cdot\text{см}$ с примесями бора, $N_d = 100\text{ см}^{-2}$ с электрическим сопротивлением $0,013\text{ Ом}\cdot\text{см}$, примесью сурьмы и содержанием кислорода $N_{O_2} \approx 10^{16}\text{ см}^{-3}$. Такой кремний используется для эпитаксиального наращивания пленок кремния при производстве интегральных схем.

Исследовались пластины толщиной $410 \pm 20\text{ мкм}$ в виде полосок длиной от 12 до 60 мм и шириной 5—6 мм, вырезанные перпендикулярно кри-

сталлографическому направлению [111] в направлениях $\langle 01\bar{1} \rangle$ и $\langle 2\bar{1}1 \rangle$.

При измерении механического затухания использована методика низкочастотных изгибных колебаний [7]. Мерой потерь энергии служил логарифмический декремент затухания δ . Определение относительной амплитуды ϵ_0 колебаний образца осуществлялось по амплитуде «а» колебаний «зайчика» с помощью лазера по методу зеркала и шкалы, расположенной на расстоянии $L \approx 8\text{ м}$.

Удельное электрическое сопротивление определялось четырехзондовым методом при постоянном токе (1 мА). Включение тока было только в момент измерения (2 с) для минимизации влияния протекающего тока на структуру зарядовых областей.

Для бомбардировки α -частицами параллельно поверхности образца размещался контейнер (плутониевые источники АИП-РИГ или АИП-МИР-3А с активностью $3,7\cdot 10^7\text{ Бк}$ и $5,53\cdot 10^7\text{ Бк}$, соответственно). Образцы облучались также на γ -установке (Co^{60}).

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Типичная кривая амплитудной зависимости затухания $n\text{-Si (Sb)}$ (при ориентации нормальных напряжений $\sigma \parallel \langle 01\bar{1} \rangle$) до облучения имела вид (рис. 1), монотонно возрастающей функции, что соответствует представлениям [3, 4, 6].

Из рис. 1, а видно, что кривые прямого и обратного хода не совпадают. При измерениях образуется закрытая петля гистерезиса, свидетельствующая об отсутствии остаточного смещения ростовых дислокаций. При воздействии α -излучения (мощностью дозы $5\cdot 10^6\text{ см}^{-2}\cdot\text{с}^{-1}$) угол наклона амплитудной зависимости внутреннего трения падает, гистерезисный эффект уменьшается (кривая 2). Увеличение мощности источника (рис. 1, кривая 3) приводит к практическому подавлению амплитудной зависимости и исчезновению гистерезиса (кривые прямого и обратного хода совпадают), что свидетельствует об упрочнении кремния.

Детальный анализ кривых амплитудной зависимости показывает, что во время облучения,

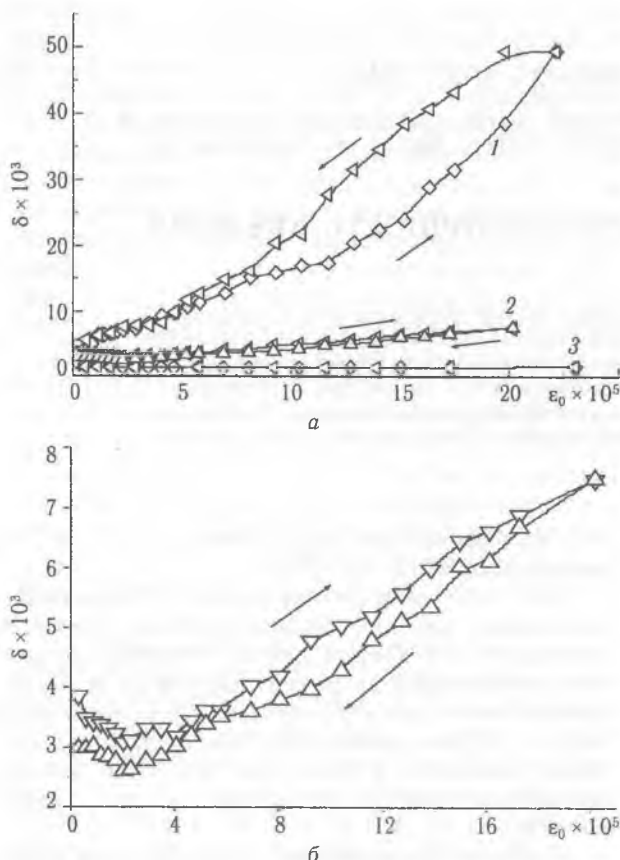


Рис. 1. Амплитудные зависимости внутреннего трения при прямом и обратном ходе по амплитуде для n -Si:

a — до облучения — 1 и при облучении α -частицами — 2 (мощность дозы $5 \cdot 10^6 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$), 3 — $7,6 \cdot 10^6 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$; b — гистерезис внутреннего трения при облучении α -частицами ($5 \cdot 10^6 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$)

кроме уменьшения гистерезиса, появляется участок спада на амплитудной зависимости (при малых амплитудах, рис. 1, б). Он не может быть обусловлен только состоянием приповерхностного слоя, где α -частицы оказывают наибольшее воздействие. Для проверки этого предположения образец p -Si подвергся предварительному γ -облучению (рис. 2). Монокристалл кремния имеет слабую амплитудную зависимость затухания (кривая 1). γ -облучение вызывает появление высокого одиночного максимума (кривая 2) при амплитуде $3 \cdot 10^{-5}$. С уменьшением амплитуды максимум смещается в область малых амплитуд. В исследованном амплитудном диапазоне наблюдается участок спада при малых амплитудах (кривая 3), подобный спаду на рис. 1, б.

Облучение п/п моноэнергетическими γ -квантами (Co^{60}) вызывает ионизацию атомов кремния, приводящую к возникновению свободных электронов и вторичных низкоэнергетичных электронов, локализованных вблизи связанных с ними положительных ионов, образующих пространственные области перераспределения заряда [1]. Из сопоставления рис. 1, б и рис. 2 для разных видов облучения, видно, что спад затухания как при α -облучении (рис. 1, б), так и после предварительного γ -облучения обусловлен процессами ионизации. При глубине проникновения α -излучения ξ в образец толщиной h объемная доля

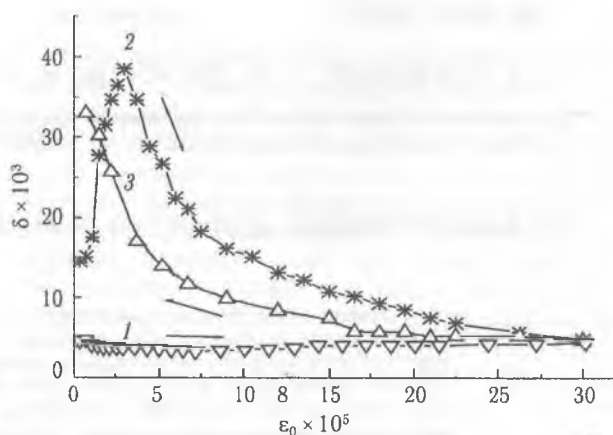


Рис. 2. Амплитудная зависимость затухания p -Si $\langle 011 \rangle$ до облучения — 1, после гамма-облучения (доза $1,1 \cdot 10^7$ рад) при прямом — 2 и обратном — 3 ходе нагрузки по амплитуде

материала с повреждениями равна $\xi \cdot h^{-1}$. При $\xi \approx 10 \text{ мкм}$ и $h = 410 \text{ мкм}$ доля поврежденного объема составляет примерно 2%. Это значит, что объяснить эффект спада объемного затухания только поверхностным влиянием α -излучения нельзя.

Исследования удельного сопротивления в моменты начала, окончания облучения и в его процессе показали, что за время измерения в процессе облучения происходит монотонное увеличение электрического сопротивления на несколько процентов (рис. 3, а). В начале и при окончании облучения (пунктирные линии 1 и 2 на рис. 3) в п/п с электронной проводимостью не происходит существенных изменений или они малы по сравнению с погрешностью определения ρ (в нашем случае относительная погрешность определения ρ составляет $\pm 0,3\%$). После прекращения облучения релаксация проводимости к равновесному значению происходит за 500 секунд.

Иная ситуация наблюдалась в кремнии p -типа. В начале и по окончании облучения наблюдались скачки проводимости. При облучении они имели вид, представленный на рис. 3, б, пунктирная линия 2. Вначале электросопротивление снижалось примерно на 1,5% в течение первых 60 секунд, а затем восстанавливалось до исходной величины примерно за 170 секунд и после этого возрастало в течение 1200 с до равновесного значения. Такое поведение можно объяснить тем, что α -облучение генерирует поток электронов в объеме материала, вызывая процессы релаксации в областях объемных радиационных повреждений.

Экспериментальным фактом, свидетельствующим о генерации дефектов и носителей зарядов в объеме материала под действием α -облучения, является следующее (рис. 4, а): образцы n -Si $\langle 211 \rangle$ в исходном состоянии до облучения имеют немонотонный ход амплитудной зависимости с максимумами А и В (рис. 4, кривая 1).

Максимум А объясняется скоплениями атомов сурьмы в плоскостях $\langle 01\bar{1} \rangle$ и атомов бора в плоскостях $\langle 211 \rangle$ [7]. Максимум В на амплитудной зависимости в кремнии ранее наблюдался при ориентации приложенных напряжений σ параллельно $\langle 111 \rangle$ [8]. Он объясняется

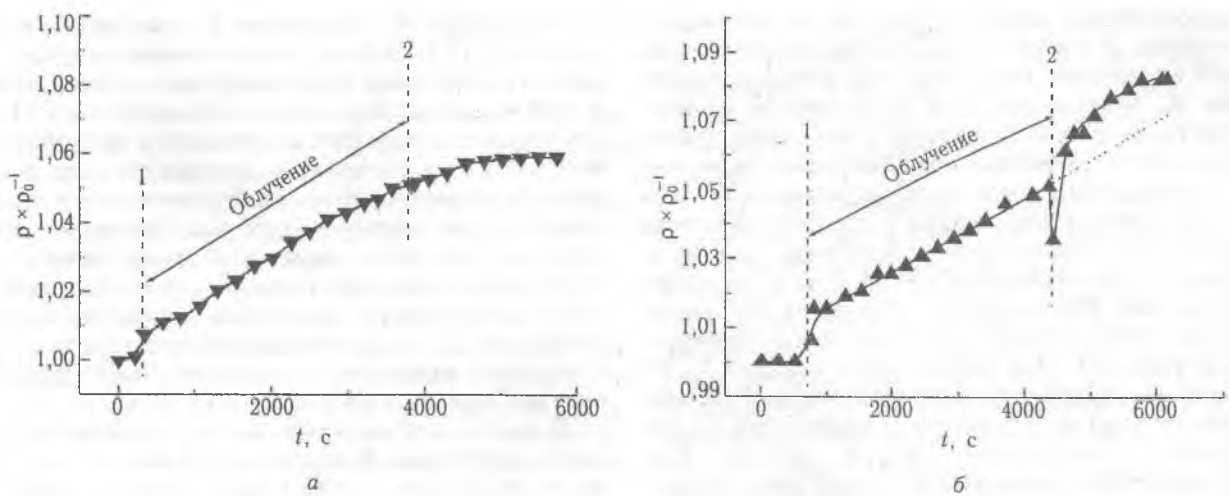


Рис. 3. Зависимость удельного электрического сопротивления (а) $n\text{-Si } \langle 211 \rangle$ и (б) $p\text{-Si } \langle 011 \rangle$ от времени облучения при мощности дозы $5 \cdot 10^6 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$

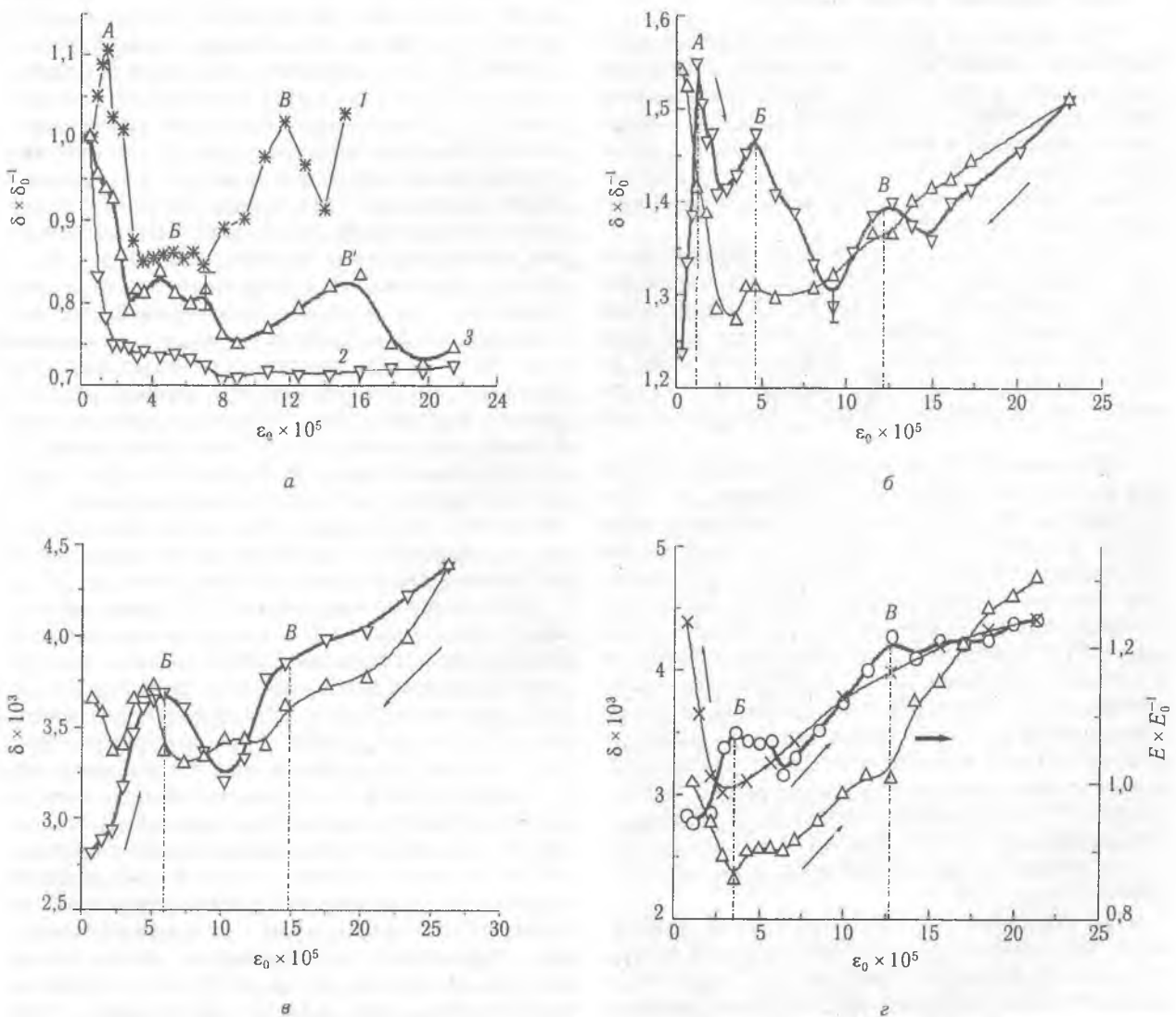


Рис. 4. Амплитудные зависимости затухания и динамического модуля упругости кремния:

а — $n\text{-Si } \langle 211 \rangle$, до облучения кривая 1, при облучении α -частицами и плотности потока $5 \cdot 10^6 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ — кривая 2, повторное измерение затухания без облучения через 24 ч после измерений под облучением (доза $D = 3,6 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$) — кривая 3; б — $n\text{-Si } \langle 011 \rangle$ через 48 ч после измерения кривой 3 рис. 1 а (доза $D = 5,5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$); в — $p\text{-Si } \langle 011 \rangle$ через 24 ч после измерений под облучением ($D = 5,4 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$) при прямом и обратном ходе нагружения; г — $n\text{-Si } \langle 211 \rangle$ через 24 ч после облучения (доза $D = 3,9 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$) ($\delta_0 = \delta$, $E_0 = E$ при амплитуде $3,8 \cdot 10^{-5}$)

возможностью элементарных актов микропластичности, а именно — движения дислокаций за счет вытеснения одиночных термических перегибов на поверхность, где особенности атомно-кристаллической структуры (свободные связи) приводят к снижению потенциальных барьеров.

Экспериментальные исследования затухания при облучении α -частицами и плотностях потока $5 \cdot 10^6 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ позволили обнаружить (рис. 4, а, кривая 2) исчезновение пиков А и В во время облучения. Прекращение облучения восстанавливает один из пиков при более высокой амплитуде (пик В'). При амплитуде примерно $5 \cdot 10^{-5}$ после облучения появляется максимум В независимо от вида проводимости и ориентации приложенных напряжений (рис. 4, а—г). Ему соответствует минимум на кривой амплитудной зависимости динамического модуля упругости Е (рис. 4, г, кривая, обозначенная крестиками).

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

При облучении п/п тяжелыми заряженными частицами имеют место каскадные процессы, приводящие к образованию кластеров радиационных дефектов [1] — областей высокой концентрации вакансий и межузельных атомов. Становится заметной высокая подвижность образованных радиацией вакансий и внедренных атомов при низких температурах.

Энергия активации движения отрицательно заряженного иона составляет 0,35 эВ, а положительно заряженного — 0,85 эВ. Под действием ионизирующего излучения (энергия α -частиц 5,1—5,5 МэВ) выбитые в междоузлия ионы Si могут диффундировать на расстояния, существенно превышающие глубину проникновения α -частиц.

Максимум В. Если сравнить кривые затухания до и после облучения α -частицами, то можно видеть, что дополнительно появился максимум В (рис. 1 и 4). Остальные максимумы наблюдаются в образцах кремния до облучения. При облучении наблюдается избыток вакансий, которые имеют донорный и два акцепторных уровня [1], то есть, под действием ионизирующего излучения вакансии могут приобретать заряд разного знака. Учитывая, что одними из наиболее эффективных для заряженных вакансий являются реакции захвата ионизированных междоузельных атомов с образованием квазимолекул [1], то максимум В с наибольшей вероятностью связан с формированием Si-V. В пользу этого свидетельствует появление максимума независимо от типа примеси (рис. 4, б—г).

При обратном ходе по амплитудной зависимости затухания после высокоамплитудной многоциклового деформации максимум В снижается (квазимолекулы разрушаются). Наиболее устойчив он в *p*-Si (рис. 4, в), где низка плотность свободных электронов, нейтрализующих заряд вакансий. Следовательно, комплексом, ответственным за пик В, с учетом того, что отрицательно заряженный ион Si^- наиболее подвижен, можно считать Si^-V^+ .

Максимум В. Максимум В при амплитуде $(1,2—1,6) \cdot 10^{-4}$ близок по положению к единственному максимуму на амплитудной зависимости в отожженном кремнии при σ , параллельном [111]. Он связан с движением дислокаций в приповерхностных слоях кристаллов, расположенных под углом к направлению плотной упаковки и имеющим большие векторы Бюргерса. Основным механизмом движения дислокаций (в глубоком потенциальном рельефе Пайерлса) есть зарождение с поверхности одиночных перегибов и их диффузия вдоль дислокационного сегмента [7]. Появление максимума — анизотропный эффект (его нет при σ , параллельном [110]).

В нашем случае особенности в области амплитуд максимума В наблюдаются как до, так и после облучения, в том числе и при σ , параллельных направлению [110] (рис. 4, б, в).

Закономерность проявляется в том, что в процессе облучения максимумы В и В' ведут себя подобным образом (рис. 4, а, кривая 2). Во время облучения они практически исчезают и восстанавливаются при прекращении облучения (кривая 3). В то же время, максимум В характерен и для кривых необлученного кремния. Можно считать, что максимум В обусловлен присутствием А-центров, связанных с кислородом. Атомы кислорода располагаются в позициях внедрения и более подвижны, чем атомы кремния (содержание кислорода $N_{\text{O}_2} \approx 10^{16} \text{ см}^{-3}$). После облучения некоторая часть кислорода локализуется в области дислокаций в результате стока в виде А-центров. Как в случае максимума В, так и В' механизм их формирования связан с движением перегибов на дислокациях, которые частично увлекают (переориентируют) диполь [7]. Поскольку кислород более подвижен, то максимум В выше по амплитуде (отрыв дислокации от стопора происходит при большей скорости движения перегиба). На родственную природу максимумов В и В' указывает также то, что они не наблюдаются в кремнии обоих типов после γ -облучения (максимум А наблюдается на рис. 2).

Исчезновение максимума В во время α -облучения свидетельствует о том, что движение перегибов на дислокациях блокируется α -излучением. Источник α -излучения располагался с одной стороны образца. Зарождение перегибов имело бы место с другой стороны образца и дислокационный пик должен был бы наблюдаться на кривой 2 рис. 4, а. Однако, он не наблюдается. Поиск механизма блокировки процессов, приводящих к формированию максимума дает возможность уточнить картину явлений при упругой деформации во время облучения. Учитывая, что α -излучение не может непосредственно блокировать зарождение дислокаций во всем объеме образца, а атомов Si в позициях внедрения недостаточно для полной блокировки всех дислокаций, то необходимо было выяснить механизм наблюдаемого эффекта.

Известно [8], что при внедрении одной α -частицы с энергией 5,1 МэВ примерно 3,1 МэВ энергии выделяется в виде электромагнитного излучения в инфракрасной (ИК) области спектра,

так как термические пики, в которых температура достигает $T \approx 10^4$ К и давление десятки атмосфер, охлаждаясь, выделяют тепло, которое уходит к поверхности, через объем кристалла. Кремний прозрачен для ИК света с длиной волны больше одного микрометра.

При энергиях квантов больших 1,09 эВ (ширина запрещенной зоны в кремнии при 300 К) в объеме кремния вследствие внутреннего фотоэффекта наблюдается генерация носителей заряда. Наблюдается также генерация носителей за счет ионизации атомов примеси, находящихся в узлах. Для этого необходима энергия активации на порядок меньшая, чем ширина запрещенной зоны. Энергия донорных уровней Sb всего 0,039 эВ, а акцепторного уровня атома бора — 0,045 эВ.

Максимум А. Концентрация бора в образцах p -Si $4,5 \cdot 10^{16}$ ат·см⁻³ (порядка концентрации кислорода), а сурьмы в n -Si $3,8 \cdot 10^{18}$ ат·см⁻³. Значительная часть этих атомов ионизируется излучением. Эффективной реакцией для заряженных вакансий является образование вакансионно-примесных центров [1]. Связь максимума А со скоплениями примесей сурьмы или бора отмечалась в работе [7]. Комплекс типа атом замещения-вакансия менее подвижен, чем А-центры. Поэтому максимум А наблюдается при малых амплитудах (рис. 4, а, б). Вакансионно-примесный центр более устойчив при облучении α -частицами (участок спада наблюдается в процессе облучения на рис. 2 б, рис. 4, а, кривая 2). Рост концентрации вакансий и ионизация акцепторных (донорных) примесей вследствие γ -облучения приводит к высокому максимуму затухания (рис. 2, кривая 2). Участок роста на максимуме при циклической деформации (рис. 4, а) можно объяснить — ростом концентрации вакансионно-примесных центров. Образование одного вакансионно-примесного центра приводит к удалению одного или двух электронов из зоны проводимости.

Поэтому синхронно растет и электрическое сопротивление, что наблюдалось ранее [7]. Увеличивающиеся потоки неравновесных вакансий с ростом амплитуды и количества циклов деформации, а также перерезание их движущимися под действием приложенных напряжений перегибами на дислокациях приводят к нарушению устойчивости вакансионно-примесных центров. Они начинают частично распадаться, что вызывает спад затухания (рис. 2 после максимума и рис. 4). Однако при снижении амплитуды они частично восстанавливаются (кривые обратного хода, рис. 4, б, г).

В системе Si-B процессы менее выражены и после облучения в p -Si (рис. 4, в) участок спада затухания на кривых обратного хода слабее чем в n -Si (рис. 4, б и г). Дислокации могут участвовать в разрушении вакансионно-примесных центров, но не лежат в основе механизма затухания. Поэтому максимум А (начальный спад) не подавляется излучением в процессе измерения затухания.

Блокировка дислокаций. Поскольку исчезновение-появление пика В является обратимым

эффектом, то очевидно, что именно ионизация атомов примесей замещения сурьмы и бора ИК излучением в объеме и приповерхностных слоях образца и определяет этот эффект. Можно предложить следующий механизм блокировки дислокаций.

Электростатическое взаимодействие ионизированных в результате бомбардировки α -частицами атомов и дислокаций ведет к закреплению последних. Для устойчивой блокировки дислокаций необходима постоянная ионизация (постоянное большое число точек закрепления дислокаций), компенсирующая убыль ионов (за счет рекомбинации и нейтрализации атомов). Более подвижные дефекты отличаются от частиц только зарядами (электронно-дырочные дефекты) или повышенным (возбужденным) уровнем энергии электронов (экситоны). При этом нет нужды в перемещении тяжелых частиц (атомов, ионов, молекул) и закрепление дислокаций происходит быстро. Процессы диффузии могут идти по местам существования дефектов (например, трубчатая диффузия по дислокациям), что ускоряет компенсацию убыли ионов.

Поскольку коэффициент диффузии электронов в кремнии при 300 К равен $35 \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$, а дырок — $13,1 \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$, то можно оценить максимальное расстояние, которое проходит самый малоподвижный носитель заряда (дырка) за характерное время циклической деформации (четверть цикла колебаний), в течение которого может происходить нарушение зарядового состояния. Это расстояние составляет порядка характерного размера образца, то есть, приток-отток носителей при циклической деформации может происходить во всем объеме образца за один период колебаний. Поэтому для поддержания стабильного состояния закрепленных дислокаций, при котором дислокационного пика нет, требуется мощный источник генерации ионов. Можно предположить влияние областей, зарядовое состояние которых меняется со значительным временем запаздывания (большое время релаксации в сравнении с периодом упругих колебаний образца). В зависимости от скорости захвата говорят о медленных и быстрых объемных ловушках. Скорости захвата электронов и дырок ловушками могут существенно отличаться от скоростей их обратной генерации.

После прекращения бомбардировки α -частицами (прекращения ионизации во всем объеме материала за счет внутреннего ИК излучения и других эффектов) концентрация заряженных дефектов на дислокациях снижается до равновесной. Дислокации становятся подвижнее, появляется возможность движения перегибов на них и как следствие, восстановления максимумов В и В.

В пользу предложенного динамического механизма накопления-рассасывания заряда свидетельствует также то, что после отключения α -источника наблюдается скачок электрического сопротивления с участком быстрой и медленной релаксации (рис. 3, б). Временные эффекты

в моменты начала-прекращения облучения (рис. 3) связаны с неоднородным распределением электрически активных примесей в п/п. Вблизи границы скопления доноров (или акцепторов, в качестве которых могут выступать также вакансионно-примесные центры) и однородной части п/п вследствие перераспределения носителей, согласно [1], возникают электрическое поле и энергетические барьеры для носителей, обусловленные соответствующим электростатическим потенциалом. Это порождает долговременную релаксацию носителей или эффекты памяти. В *n*-Si облучение не меняет тип носителей тока, поэтому не наблюдается существенных скачков проводимости (рис. 3, а). Рост электрического сопротивления во время облучения, кроме образования вакансионно-примесных центров, забирающих электроны из зоны проводимости, обусловлен накоплением точечных дефектов. В *p*-Si (рис. 3, б) в начале облучения наблюдается скачок электросопротивления (40 с), связанный со сменой основных носителей тока (дырок — до облучения, на электроны — при облучении). Особенности поведения проводимости при прекращении облучения свидетельствуют о формировании объемных дефектов из электрически активных примесей, что вызывает пространственное разделение основных и неосновных носителей, что также становится одной из причин блокировки дислокаций.

В *p*-Si неосновные носители (электроны) притягиваются внутрь кластера, где рекомбинируют. Избыточным неравновесным основным носителям (дыркам), находящимся вне «оболочки» кластера, для возвращения системы в равновесное состояние необходимо проникнуть внутрь области нарушения, преодолев потенциальный барьер. Высота барьера определяет время релаксации. В *p*-Si вначале после прекращения бомбардировки α -частицами вследствие рассасывания неравновесных, индуцированных ИК излучением фотоэлектронов (и перехода к дырочной проводимости), электрическое сопротивление резко (за десятки секунд) падает (рис. 3, б, пункт 2). После этого начинается процесс релаксации избыточных основных носителей, длящийся уже сотни секунд и связанный с проникновением дырок внутрь области нарушения и их рекомбинацией. Это постепенно повышает электрическое сопротивление (участок роста на рис. 3, б с насыщением выше пункта 2) за счет снижения концентрации неравновесных основных носителей.

Таким образом, как предварительное γ -облучение, так и α -облучение по отношению к основному объему кремния фактически является внутренним облучением фотоэлектронами. γ -облучение не приводит к образованию дефектов решетки при непосредственном взаимодействии фотонов с атомами кристалла. Основным процессом является ионизация атомов, порождающая свободные электроны. Предварительное γ -облучение по сравнению с постоянным α -облучением повышает максимальный уровень затухания (рис. 2), однако, приводит к появле-

нию одного низкоамплитудного максимума, связанного с увеличением концентрации вакансионно-примесных центров. Энергия γ -облучения такова ($1,25 \text{ МэВ}$, поток квантов — $3,3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$), что вторичные электроны имеют энергию, недостаточную для выбивания атомов кремния из узлов кристаллической решетки. Поэтому γ -облучение не порождает центров А типа (пиков В и В не наблюдается). В случае же α -облучения влияние на общий уровень затухания не настолько сильное. Амплитудная зависимость более сложна и свидетельствует о выбивании атомов кремния в междоузлия высокоэнергетичными тяжелыми частицами и вторичными электронами и об образовании подвижных дислокаций центров А-типа.

ВЫВОДЫ

1. При деформации на изгиб монокристаллов кремния с низкой плотностью дислокаций ($10\text{—}100 \text{ см}^{-2}$), который облучался α -частицами с энергией $5,1\text{—}5,5 \text{ МэВ}$ при плотности потока $5 \cdot 10^6 \text{ частиц} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ с ориентацией нормальных напряжений параллельно направлениям типа $\langle 211 \rangle$, во время измерения внутреннего трения обнаружен новый эффект микропластичности. Наблюдается обратимое исчезновение известного максимума В на амплитудной зависимости δ при $\epsilon_0 \approx (1,2\text{—}1,6) \cdot 10^{-4}$. Механизм формирования пика связан со взаимодействием перегибов на дислокациях с А-центрами.

2. Предложен механизм эффекта исчезновения-появления максимума В, основанный на динамической блокировке дислокаций ионами донорной (Sb в *n*-Si) и акцепторной примесей (В в *p*-Si) за счет ионизации их ИК излучением, которое генерируется в кремнии при торможении α -частиц.

3. В кремнии после облучения высокоэнергетическими α -частицами обнаружен новый максимум В на амплитудной зависимости затухания при амплитуде $(4,4\text{—}6,0) \cdot 10^{-5}$, который обусловлен V-Si-центрами кремния.

4. Показано, что формирование низкоамплитудного максимума затухания А (в области $\epsilon_0 \approx (2\text{—}3) \cdot 10^{-5}$) в кремнии происходит после воздействия γ -облучения. В отличие от облучения α -частицами после воздействия γ -облучения наблюдается один низкоамплитудный максимум, объясняющийся сформированными вакансионно-примесными центрами.

5. Влияние начала облучения и его прекращения на проводимость кремния *n* и *p*-типов указывает на релаксацию проводимости, которая более выражена по амплитуде в *p*-Si. Это обусловлено наличием внутреннего фотоэффекта при воздействии потока вторичного ИК излучения. При облучении α -частицами наблюдается объемный фотоэффект со свойствами памяти. Зарядовая релаксация областей нарушений и пространственное разделение основных и неосновных носителей после облучения приводит к разблокировке дислокаций.

ЛИТЕРАТУРА

1. Винецкий В. Л., Холодарь Х. А. Радиационная физика полупроводников. — Киев: Наук. думка, 1979. — 336 с.
2. Венгер Е. Ф., Будзуляк С. І., Хівріч В. І. Енергія активації термодонорів і механізми тензорезистивних ефектів у нейтронно легovanому γ -опроміненному n -Si(P). І Українська наукова конференція з фізики напівпровідників. — Одеса 10—14 вересня 2002 р. — Т. 2. — Одеса: Астропринт. — С. 48.
3. Надточий В. А., Нечволод Н. К., Голоденко Н. Н. Микропластичность и электрические свойства приповерхностных слоев алмазоподобных полупроводников, деформированных при низких температурах. І Українська наукова конференція з фізики напівпровідників. — Одеса 10—14 вересня 2002 р. — Т. 2. — Одеса: Астропринт. — С. 70.
4. Kovalenko N. J., Rokhmanov N. Ya., Prokhorov G. V., Gnap A. K. Real distribution of microplasticity in ion-

alloying layer. Інформаційні технології: наука, техніка, технологія, освіта, здоров'я. Анотації доповідей міжнародної науково-практичної конференції. — 15—16 травня 2003 р. — Харків. — С. 581.

5. Малец Е. Б., Солошенко И. И., Камышан А. В. Внутреннее трение циклически деформированного кремния / Внутреннее трение в полупроводниках, диэлектриках и ферромагнетиках. — М.: Наука, 1978. — С. 114—116.

6. Рохманов М. Я., Андронов В. М., Пеліхатий М. М., Гнап А. К. Внутрішнє тертя в опромінених циклічно деформованих монокристалах кремнію І точкові дефекти // Вісник ХНУ. Серія фізична «Ядра, частинки, поля». — № 575. — Вип 1 (21). — 2003. — С. 81—86.

7. Ke T. S., Fang Q. F. Evolution of the anomalously amplitude dependent internal friction peaks in Al-Mg solid solution and the discovery of a new peak // Phys. Stat. Sol. (a). — 1990. — V. 121. — № 1. — P. 139—148.

8. Гнап А. К., Клименко К. С., Коваленко Н. И., Пеліхатий Н. М. Световые потоки в интегральных структурах при высокоэнергетичном облучении // Информационные системы. — 1997. — Вып. 1 (5). — С. 55—63.