

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Дефектно-примесная инженерия в имплантированном кремнии

А.Р. Челябинский, Ф.Ф. Комаров

Изложены основные результаты исследований дефектно-примесного взаимодействия в имплантированном кремнии. Проанализированы факторы, влияющие на протекание квазихимических реакций: температура, уровень ионизации, внутренние электрические поля и поля упругих напряжений. Рассмотрены методы подавления образования остаточных нарушений (стержнеобразные дефекты, дислокационные петли), методы снижения коэффициентов диффузии примесей в имплантированном кремнии и методы геттерирования металлических примесей. Представлены примеры практической реализации дефектно-примесной инженерии в микроэлектронике.

PACS numbers: 61.72.Cc, 61.72.Tt, 61.72.Yx

Содержание

1. Введение (813).
2. Основные сведения по радиационному дефектообразованию в имплантированном кремнии (814).
3. Отжиг радиационных дефектов. Остаточные нарушения в имплантированном кремнии (816).
 - 3.1. Природа остаточных нарушений.
 - 3.2. Пороговая доза образования остаточных нарушений.
 - 3.3. Влияние условий имплантации на формирование остаточных нарушений.
4. Подавление образования остаточных нарушений в имплантированном кремнии (825).
 - 4.1. Пошаговая ионная имплантация с промежуточными отжигами радиационных дефектов.
 - 4.2. Воздействие примесей на образование остаточных нарушений.
 - 4.3. Имплантация, синхронизированная с микроволновым отжигом.
 - 4.4. Подавление образования остаточных дефектов в имплантированном кремнии путем создания дополнительного нарушенного слоя.
5. Примеры практической реализации дефектно-примесной инженерии (828).
6. Влияние радиационных дефектов на диффузию имплантированных примесей в кремнии. Методы подавления аномально ускоренной диффузии (831).
 - 6.1. Диффузия имплантированного бора.
 - 6.2. Диффузия имплантированного фосфора.
 - 6.3. Роль остаточных дефектов в диффузии имплантированных примесей в кремнии.

7. Геттерирование примесей в кремнии (835).

7.1. Внутреннее геттерирование. 7.2. Геттерирование с помощью ионно-нарушенных слоев. 7.3. Микрополости как геттеры в имплантированном кремнии.

8. Заключение (843).

Список литературы (843).

1. Введение

Ионная имплантация является в настоящее время основным методом создания легированных слоев полупроводников. Она обладает рядом неоспоримых преимуществ по сравнению с традиционными термодиффузией легирующих примесей из внешнего источника и эпитаксией. Этот метод отличает высокая чистота процесса, воспроизводимость по концентрации введенной примеси и глубине ее залегания, возможность формирования тонких легированных слоев непосредственно у поверхности пластины либо заглубленных слоев.

В процессе внедрения ионов в монокристаллах возникает большое количество радиационных дефектов, устойчивых при комнатных температурах. Для их устранения и перевода внедренной примеси в узлы решетки необходима высокотемпературная термообработка имплантированных структур. Однако при термообработке полный отжиг дефектов не достигается, часть радиационных дефектов перестраивается в так называемые остаточные нарушения — дислокационные петли. Эти дефекты в значительной степени ухудшают параметры приборов и показатели выхода годных изделий микроэлектроники.

Радиационные дефекты в процессе высокотемпературного отжига участвуют в диффузионном перераспределении внедренных примесей. При этом эффективные коэффициенты диффузии примесей могут на несколько порядков превышать собственные значения, наблюдающиеся в отсутствие избыточных точечных дефектов. Это ограничивает возможности формирования в необходимых случаях резких распределений электрически актив-

А.Р. Челябинский. Белорусский государственный университет, физический факультет, 220050 Минск, просп. Ф. Скорины 4, Беларусь
Тел. (375-17) 209-50-84
E-mail: yavid@bsu.by
Ф.Ф. Комаров. НИИ прикладных физических проблем им. А.Н. Севченко, Белорусский государственный университет, 220064 Минск, просп. Курчатова 7, Беларусь
Тел. (375-17) 277-48-33
E-mail: KomarovF@bsu.by

Статья поступила 27 ноября 2002 г.,
после доработки 29 апреля 2003 г.

ных примесей по глубине. Ускоренная боковая диффузия является одним из препятствий на пути перехода к субмикронной технологии полупроводниковой электроники.

Важнейшей проблемой в производстве полупроводниковых приборов и интегральных схем является химическая чистота полупроводника. Оценки перспектив развития микроэлектроники показали [1, 2], что к 2007 г. потребуются кристаллы кремния с содержанием примесей металлов не более $2,5 \times 10^9 \text{ см}^{-3}$. Поскольку сам процесс производства изделий микроэлектроники является источником загрязнений кристалла примесями, то введение в технологический процесс операций очистки критических зон приборов становится порой целесообразнее использования исходных сверхчистых кристаллов.

В данном обзоре рассматриваются основные пути решения указанных проблем с помощью целенаправленного управления дефектно-примесным взаимодействием, обеспечивающего требуемые параметры имплантированных структур и приборов на их основе. Это и является предметом дефектно-примесной инженерии.

2. Основные сведения по радиационному дефектообразованию в имплантированном кремнии

Ускоренные до больших энергий (десятки, сотни килоэлектронвольт или мегаэлектронвольт) ионы, внедряясь в кристалл, теряют свою энергию в результате столкновений с атомами решетки. Потери энергии идут по двум каналам в упругих и неупругих взаимодействиях. Энергия, отдаваемая решетке в неупругих взаимодействиях, переходит в энергию возбужденных состояний электронов на атомах мишени, теряется на ионизацию атомов и генерацию плазменных колебаний. Упругая составляющая потерь энергии иона идет на смещение атомов из узлов решетки. Для движущегося в кристалле иона характерны большие сечения упругих и неупругих взаимодействий. Поэтому пробеги ионов с указанными выше энергиями составляют доли микрона или несколько микрон. Этим ионная имплантация принципиально отличается от облучения кристаллов электрически нейтральными ядерными частицами или квантами. При облучении реакторными нейтронами и гамма-квантами первичные смещения атомов возникают равновероятно по всему объему кристалла.

Современные представления о процессах потерь энергии заряженными частицами при их взаимодействии с конденсированными средами детально изложены в книге Кумахова и Комарова [3] и в опубликованных ими совместно с Буренковым и Темкиным таблицах [4] по пробегам различных ионов в различных веществах.

Атом кристалла будет смещен из своего узла, если получит от налетающей частицы энергию E , превышающую энергию связи этого атома в решетке, т.е. больше пороговой энергии E_d . В результате смещения в решетке образуются междоузельный атом и вакансия. Передаваемая ионом энергия в упругом T_n и неупругом T_e взаимодействии зависит от расстояния, на котором он проходит мимо атома мишени, т.е. от прицельного параметра p . В качестве примера в табл. 1 представлены значения T_n и T_e для иона Si с энергией 50 кэВ в решетке кремния для различных значений параметра p [5]. При

Таблица 1. Зависимость энергий T_n и T_e от прицельного параметра p для иона Si^+ с энергией 50 кэВ в решетке кремния

$p, \text{ \AA}$	1	0,1	0,001
$T_n, \text{ кэВ}$	0,002	8	49
$T_e, \text{ эВ}$	22,6	396	592

больших значениях p преобладают потери энергии иона на неупругие взаимодействия, при малых p энергия теряется в основном в упругих столкновениях. Прицельный параметр p — это вероятностный параметр, он изменяется от 0 до значения, определяемого межатомными расстояниями в мишени. Передаваемая в упругих и неупругих взаимодействиях энергия зависит от массы ионов и от их энергии. С учетом интегрирования по прицельному параметру при одной и той же энергии в упругих взаимодействиях тяжелые ионы теряют больше энергии, чем легкие. Существует понятие критической энергии E_c , при которой для данного иона суммарные упругие и неупругие потери одинаковы [3, 5]. Значения E_c для ионов различных масс, имплантированных в кремний, приведены в табл. 2.

Таблица 2. Критическая энергия E_c для ионов различных масс

Ион	B	P	Sb
$E_c, \text{ кэВ}$ [5]	20	120	10^3
$E_c, \text{ кэВ}$ [3]	17	140	2×10^3

Для ионной имплантации характерно, что смещенный из узла атом (атом отдачи) получает от иона энергию, значительно большую порогового значения ($E > E_d$). В этом случае он сам может вызывать аналогичные смещения, т.е. одна высокоэнергетичная частица может создать целый каскад смещений. Формирование дефектной структуры при облучении кристаллов реакторными нейтронами либо ионами, т.е. при возникновении каскадного процесса, рассматривалось рядом авторов [6, 7]. Машинное моделирование показывает, что уже непосредственно при развитии каскада смещений происходит пространственное разделение вакансий и междоузельных атомов. Внутри кластера сосредоточены преимущественно вакансии, а междоузельные атомы располагаются в основном в оболочке кластера. Это наиболее характерно для тяжелых кристаллов (Ge, GaAs) и в несколько меньшей степени выражено в кремнии. Если выбитые атомы получают энергию порядка 5–10 кэВ, то они могут выходить за пределы основного кластера, создавая тем самым ряд подкластеров.

Какова же судьба каскада смещений? Первичные дефекты — вакансии и междоузельные атомы — подвижны даже при низких температурах. Подвижность вакансий зависит от их зарядового состояния. В нейтральном зарядовом состоянии вакансии начинают двигаться в кремнии при 140 К, в отрицательном зарядовом состоянии — при 60 К. Покидая каскад смещений и мигрируя по кристаллу, вакансии могут образовывать устойчивые комплексы с легирующими и остаточными примесями [8, 9]. Комплекс вакансии с атомом фосфора в узле решетки известен как E-центр, с кислородом как A-центр. Роль примесей в образовании комплексов в облученном кремнии детально рассмотрена в докладе Воткинса [10].

В кремнии, облученном тяжелыми частицами, образуются комплексы с примесями, но преобладающими дефектами являются собственные дефекты, которые сосредоточены преимущественно в областях скоплений. Из собственных вакансионных дефектов главным устойчивым при комнатной температуре дефектом является дивакансия. Она образуется в кремнии при облучении всеми видами высокоэнергетических частиц: электронами, гамма-квантами Co^{60} , протонами, реакторными нейтронами, ионами. В случае облучения кремния легкими частицами дивакансии образуются как изолированные дефекты, являются первичными дефектами и отжигаются при температуре около $300^\circ C$. В кремнии, облученном при низких температурах тяжелыми частицами (нейтроны, ионы), для которых характерно каскадообразование, дивакансии наблюдаются в небольших концентрациях. Но если после облучения температура образцов повышается, то, начиная с температуры подвижности вакансий, концентрация дивакансий увеличивается и достигает того же значения, что и в случае облучения кремния при комнатной температуре [11, 12]. Эти эксперименты интерпретировались как свидетельство образования дивакансий не как первичных дефектов, а преимущественно в результате объединения вакансий. Однако, анализируя всю совокупность результатов по введению дивакансий и их накоплению, авторы [13] приходят к заключению, что и в случае облучения кремния тяжелыми частицами дивакансия является первичным дефектом. Увеличение концентрации дивакансий с повышением температуры кристалла от температуры жидкого гелия до комнатной связано не с дополнительным образованием дивакансий, а с их выявлением, с проявлением их индивидуальных свойств при отжиге вакансий. В первичном "замороженном" каскаде смещений концентрация дефектов очень большая — число вакансий в 20 раз превышает число дивакансий [14]. В результате взаимодействия дефектов друг с другом они теряют свои индивидуальные свойства. Когда вакансии покидают каскады смещений, дивакансии проявляются как специфические центры.

Выбитые из узлов атомы Si в междоузлиях никем непосредственно не наблюдались. Об их высокой подвижности судили по результатам экспериментов Воткинса по облучению кремния электронами при низких температурах. В спектрах электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) кремния, легированного Al, Ga или V, после облучения при 4,2 К появлялись сигналы, соответствующие междоузельным атомам данных примесей [15–17]. Вероятность прямого выбивания примесей из узлов решетки электронами настолько низка, что появление примесей в междоузлиях можно было объяснить только вытеснением их из узлов решетки мигрирующими по кристаллу междоузельными атомами Si. В более поздних работах [18, 19] наблюдалось вытеснение примеси III группы из узлов решетки кремния во время облучения при более низких температурах: 1,6 и 0,5 К. В радиационной физике возникло представление об атермической миграции междоузельного атома Si в решетке кремния. Общепринятой моделью атермической миграции междоузельного атома Si в кремнии долгое время была модель, известная как модель Бургуэна [20], хотя основы этой модели были заложены еще в работе К. Вейзера [21]. Согласно этой модели междоузельный атом Si может находиться в гексагональном или тетра-

эдрическом междоузлии в строго определенном зарядовом состоянии. При смене зарядового состояния он переходит из одного междоузлия в другое. Неравновесные носители заряда, возникающие в процессе облучения, в принципе могут обеспечивать последовательную перезарядку атома Si и тем самым его безактивационное движение по кристаллу.

Согласно другой модели [22] причина атермической миграции заложена не в атоме Si, а в примесях замещения. По этой модели из узлов решетки вытесняются все примеси замещения с ковалентными радиусами, отличными от радиуса атома решетки. Междоузельный атом Si движется в поле упругих деформаций, создаваемых примесными атомами. В работе [22] определены размеры сфер вокруг атомов замещения, попадая в которые междоузельный атом Si движется направленно к центру искажения, в том числе и при гелиевых температурах. В отсутствие атомов примесей, деформирующих решетку, междоузельные атомы Si могут быть неподвижными и накапливаться в кремнии, облучаемом высокоэнергетическими частицами при низких температурах. Авторы [22] положили, что междоузельные атомы Si в кремнии становятся подвижными при 140 К. При этой температуре Воткинс наблюдал частичный отжиг дивакансий [23], что можно было объяснить аннигиляцией их с междоузельными атомами Si. Воткинс полагал, что из образовавшихся при облучении междоузельных атомов Si неподвижными до 140 К остаются только те, которые попали в область упругих деформаций, создаваемых областями скопления дефектов. В равной степени можно сказать, что подвижными атомы Si стали при 140 К только в силу действия упругих напряжений. Какова температура миграции собственных междоузельных атомов, остается еще неясным. Результаты рентгенодифракционных исследований [24] кремния, облученного электронами при 4 К и легкими ионами [25], ставят под сомнение высокую подвижность междоузельных атомов Si в кремнии. Авторы работы [25] пришли к выводу, что междоузельные атомы кремния могут быть стабильными до температур, близких к комнатной. Таким образом, полной ясности относительно подвижности собственных междоузельных атомов в кремнии пока нет, и этот вопрос требует дальнейших исследований.

Многочисленные исследования методами ЭПР [12, 26, 27], ИК-поглощения [28, 29], фотопроводимости [11], совместные исследования по ИК-поглощению и обратному рассеянию ионов указывали на то, что в кремнии, облученном тяжелыми частицами, основными устойчивыми при комнатных температурах дефектами являются дивакансии, сосредоточенные преимущественно в областях скопления. В несколько меньших концентрациях вводятся тетравакансии [30]. Концентрации же идентифицированных методом ЭПР устойчивых собственных междоузельных комплексов типа Si–P6 [31], Si–B3 [32], Si–A5 [33], Si–O2 [34] были на два-три порядка ниже концентраций дивакансий. В результате в радиационной физике сложился и долгое время существовал "вакансионный" период. Однако число парамагнитных центров в кристаллах с сильно неоднородным распределением структурных нарушений, какое имеет место в кремнии, облученном тяжелыми частицами, далеко не полностью может отражать истинное число дефектов.

В работах [35, 36] в изучении собственных междоузельных дефектов в имплантированном кремнии эксплуатировался эффект Воткинса, т.е. вытеснение примесей III группы из узлов решетки междоузельными атомами Si. Полагалось, что если в облученном кремнии существуют в заметных концентрациях устойчивые междоузельные комплексы и при отжиге будут освобождаться междоузельные атомы Si, то последние должны вытеснять из узлов решетки примеси замещения. Это явление регистрировалось по изменению периода решетки кристалла, чувствительного к расположению примеси бора в узлах и соответственно вытеснению его в междоузлия. Было установлено, что в имплантированном кремнии существует два типа собственных междоузельных комплексов: в положительном зарядовом состоянии — это Si–P6 и Si–B3 центры, отжигающиеся при 120 и 480 °C; в нейтральном зарядовом состоянии эти же дефекты проявляются как парамагнитные центры Si–A5 и Si–O2 с температурами отжига 160 и 560 °C соответственно. Концентрации междоузельных комплексов соизмеримы с концентрациями дивакансий.

Таким образом, в кремнии в процессе имплантации легких ионов и ионов средних масс вводятся устойчивые радиационные дефекты вакансионного типа, преимущественно дивакансии, и два вида междоузельных комплексов. Эти дефекты, а также более крупные вакансионные комплексы (тетравакансии) [30] могут накапливаться в кристалле вплоть до критической концентрации, соответствующей переходу кремния в аморфное состояние. При внедрении тяжелых ионов с энергиями в десятки и сотни килоэлектронвольт первичные треки (по крайней мере их ядра) ионов являются аморфными, поскольку уже в первичном треке происходит перекрытие каскадов смещений, создаваемых атомами отдачи, генерируемыми тяжелыми ионами на расстояниях друг от друга, меньших размера каскада смещений, в силу больших сечений упругих взаимодействий. Первичные же области скопления дефектов не бывают аморфными в кремнии ни при каких энергиях атомов отдачи. При больших энергиях тяжелых ионов (мегаэлектронвольты) в силу снижения сечений упругих взаимодействий и роста неупругих потерь аморфные треки ионов могут и не возникать. Даже для тяжелого иона Kt с энергией 210 МэВ треки ионов не являются аморфными, и в целом эффективность введения стабильных дефектов (отношение числа устойчивых радиационных дефектов к числу смещенных атомов) ниже, чем в случае ионов средних масс (Si) с энергиями порядка 100 кэВ [37].

3. Отжиг радиационных дефектов. Остаточные нарушения в имплантированном кремнии

3.1. Природа остаточных нарушений

Для устранения радиационных дефектов и перевода внедренной примеси в узлы решетки необходима высокотемпературная обработка имплантированных структур кремния. Исследования изохронного отжига облученных образцов показали, что в процессе термообработки точечные дефекты, в том числе и в областях скопления, частично отжигаются, аннигилируя друг с другом, уходя на стоки (например, на поверхность) или частично перестраиваются в более сложные комплексы

(например, пятиякансионные) [38, 39]. В состав сложных комплексов могут входить внедряемые или легирующие примеси. Так, в кремнии, сильно легированном элементами V группы и имплантированном ионами Si⁺, образуются комплексы, содержащие атомы P, As или Sb. Температура отжига (500–700 °C) этих комплексов на 100 °C превышает температуру отжига собственных многоакансионных комплексов [40]. Сложные комплексы, содержащие атомы бора, отжигаются на стадии 700–900 °C [41]. Параллельно с усложнением структуры радиационных дефектов при термообработке происходит образование более крупных структурных нарушений; например, освобожденные из комплексов вакансии могут собираться в плоские диски. При достижении критического размера происходит схлопывание соседних с вакансионным диском плоскостей, и если упаковка кристалла более сложная, чем А–А–А, то образуется дефект упаковки, ограниченный дислокационной петлей. Аналогичным образом междоузельные атомы Si, возникающие при распаде междоузельных комплексов, образуют плоские диски внедренного типа, которые также ограничены дислокационной петлей. Эти дефекты достаточно устойчивы и могут выдерживать высокие температуры термообработок; их называют остаточными дефектами. Однако, как правило, образованию дислокационных петель предшествует возникновение стержнеобразных дефектов {311}.

Остаточные дефекты непосредственно выявляются методом просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ). В облученном кремнии экспериментально наблюдались остаточные дефекты как вакансионной, так и междоузельной природы [42]. Совместная кластеризация вакансий и междоузельных атомов в облученном кремнии вследствие взаимодействий точечных дефектов друг с другом и с их кластерами усложняет процесс образования протяженных дефектов [43, 44].

Остаточные дефекты начинают формироваться уже при быстром термическом отжиге (БТО). На рисунке 1 показаны полученные методом ПЭМ микрофотографии кремния после имплантации ионами In⁺ с энергией 1 МэВ дозами 1,5 и 2 × 10¹³ см⁻² и отжига при 900 °C различной длительности [45]. После отжига в течение 5 с возникают преимущественно стержнеобразные дефекты, их размеры составляют около 10 нм, плотность равна 10¹¹ см⁻². С увеличением длительности отжига стержнеобразные дефекты перестраиваются до круглых дислокационных петель, при этом с увеличением длительности отжига петли растут в диаметре за счет поглощения точечных дефектов малых петель. Растут в диаметре только петли междоузельной природы, а петли вакансионного типа сжимаются и пропадают [42]. Таким образом, на практике мы имеем дело главным образом с остаточными дефектами междоузельной природы. В работе [46] было исследовано вторичное дефектообразование в кремнии, имплантированном ионами Si⁺ с энергией 100 кэВ дозой 2 × 10¹⁴ см⁻². После отжига при 800 °C длительностью менее 5 мин образуются в основном стержнеобразные дефекты {311}, их концентрация составляет 3 × 10¹¹ см⁻². При длительностях отжига более 5 мин 50 % остаточных дефектов составляют круговые дислокационные петли {111}.

Каким образом точечные дефекты начинают собираться и конденсироваться в крупные агрегаты и затем образуют дислокации, до сих пор остается окончательно

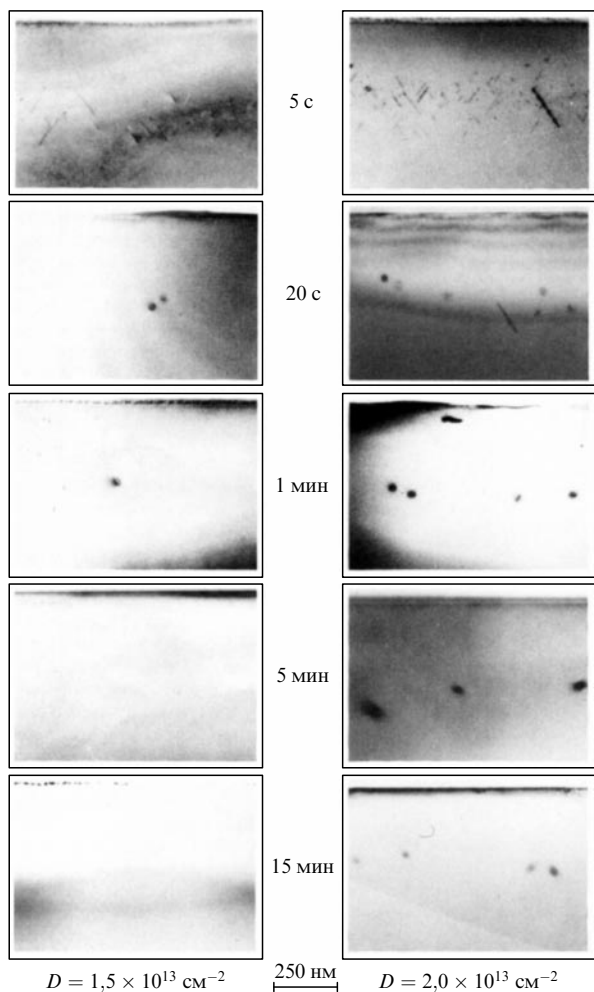


Рис. 1. ПЭМ-изображения кремния после имплантации ионами In^+ и отжига (в соответствии с [45]).

неясным, хотя это интенсивно обсуждается в литературе [44, 47–49]. Основная трудность в описании зарождения остаточных нарушений заключается в отсутствии экспериментальных данных по этим процессам, что связано с недостаточным уровнем развития экспериментальной техники, позволяющей наблюдать промежуточные дефектные состояния между точечными дефектами, которые идентифицируются методом ЭПР, и дислокациями, непосредственно визуализируемыми методом ПЭМ. Можно ожидать, что электронная микроскопия сверхвысокого разрешения позволит наблюдать эти промежуточные дефекты. Уже сегодня визуализирован комплекс из шести вакансий, который, по мнению авторов [44], может быть основой для роста дефекта упаковки вакансионного типа. Остается до сих пор неясным, что является центром конденсации точечных дефектов, какова роль примесей в этом процессе. Высказывались предположения, что центрами зарождения и роста остаточных дефектов являются остаточные технологические примеси в кристаллах кремния [50]. Важной остаточной примесью в кремнии является кислород, атомы которого активно участвуют в образовании радиационных дефектов. По вопросу участия кислорода в формировании остаточных нарушений нет единого мнения. По одним данным кислород не влияет на образование остаточных нарушений [51]. Однако авторы работы [52] утверждают,

что в кристаллах кремния, выращенных по методу Чохральского, после облучения ионами Si^+ с энергией 2,3 МэВ дозами $2 \times 10^{13} - 10^{15} \text{ см}^{-2}$ и отжига при 900°C концентрация дислокационных петель на порядок больше, чем в кристаллах, выращенных методом зонной плавки. По данным этих авторов кислород влияет также на пространственное распределение дислокационных петель.

Некоторые авторы связывают образование остаточных нарушений с внедряемыми примесями [53, 54]. По мнению авторов [55] остаточные дефекты образуются при отжиге, если в имплантированном слое достигается критическая ($1,6 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$) концентрация примесей. Предполагалось даже, что дислокационные петли являются результатом сегрегации атомов бора в плоские включения [56]. Авторы работ [53, 57] заключили, что атомы бора являются затравками для образования стержнеобразных дефектов. С другой стороны, Тамура с соавторами [58] пришли к заключению, что вне зависимости от вида внедряемых ионов необходимо превысить некую критическую дозу, определенную ими в пределах $2 \times 10^{13} - 1 \times 10^{14} \text{ см}^{-2}$. Авторы [59] изучали кремний, имплантированный ионами Si^+ с энергией 540 кэВ при различных условиях. Изменяя температуру мишени и плотность тока ионов, что должно сказываться на концентрации радиационных дефектов, авторы не обнаружили разницы в образовании вторичных дефектов. При дозах менее $1 \times 10^{14} \text{ см}^{-2}$ вторичные дефекты не выявлялись, при больших дозах происходило образование стержнеобразных дефектов. Было сделано заключение, что только доза ионов определяет возможность остаточного дефектообразования.

Однако образование и рост остаточных нарушений являются подобными в кремнии, имплантированном ионами B^+ [45], Si^+ [46], Ne^+ [61], P^+ [57, 62–64], In^+ [45, 51], Ga^+ [51, 60], облученном электронами [43, 50], нейтронами [65], протонами [66], H_2^+ [67]. Из этих экспериментов следует, что вторичные нарушения образуются из собственных радиационных дефектов.

В работе [68] сделана попытка изучить эволюцию от точечных до протяженных дефектов в кремнии, имплантированном ионами Si^+ , методом нестационарной спектроскопии глубоких уровней. Образцы отжигались при температуре от 100 до 680°C . Точечные дефекты исчезали при отжиге до 600°C . При температуре отжига 600°C доминирующими становятся кластеры с уровнями в запрещенной зоне $E_v + 0,29 \text{ эВ}$ и $E_v + 0,48 \text{ эВ}$. Это еще небольшие кластеры — они не видны в ПЭМ. После отжига при температуре 680°C образуются дефекты с уровнем $E_v + 0,50 \text{ эВ}$, кинетика захвата носителей которыми свидетельствует о крупном размере дефектов. Одновременно методом ПЭМ в этих образцах выявляются стержнеобразные дефекты $\{311\}$. Однако остается неясным, что представляют собой промежуточные кластеры, хотя их существование сомнений не вызывает [44, 47–49, 69, 70].

В ряде работ представляются результаты по моделированию процесса собирания и объединения междоузельных атомов Si в облученном кремнии [71–75]. В работе [73] рассчитывалась устойчивость модельных дефектных конфигураций с точки зрения минимума энергии в зависимости от структуры дефекта, его размера, а также от концентрации междоузельных атомов в слое. Показано, что энергетически выгодно образование

цепочек из междоузельных атомов кремния вдоль направлений $\langle 011 \rangle$. Протяженные дефекты $\{311\}$ образуются путем объединения цепочек. В объединении междоузельных атомов в цепочки и затем в стержнеобразные дефекты важная роль отводится парам из междоузельных атомов Si с низким энергетическим барьером встраивания в кластер. В работе [76] устойчивость кластера определяется путем вычислений энергии образования кластера в зависимости от его размера. При количестве междоузельных атомов более 15 энергия образования кластера приблизительно составляет 0,8 эВ, что близко к энергии образования дефектов $\{311\}$. Устойчивыми являются кластеры с числом атомов 4 и 8. Это согласуется с результатами [74].

Эволюция остаточных нарушений в кремнии исследовалась в работах [60, 77]. В работе [60] формирование остаточных нарушений исследовалось непосредственно в электронном микроскопе. Термообработка при 800 °С в течение времени до 5 мин приводит к образованию в основном стержнеобразных дефектов $\{311\}$; при более длительном отжиге дефекты $\{311\}$ исчезают и возникают дислокационные петли. Авторы работы [77] выделяют 3 стадии эволюции стержнеобразных дефектов: зарождение междоузельных кластеров, их рост вдоль направлений $\langle 110 \rangle$ в плоскостях $\{311\}$ и растворение. Количество эволюции стержнеобразных дефектов $\{311\}$ была изучена методом ПЭМ в работе [78]. В начальный момент отжига при высоком пересыщении междоузельными атомами Si образуется большое количество малых преципитатов. При уменьшении пересыщения малые дефекты $\{311\}$ начинают растворяться, т.е. становятся источником собственных междоузельных атомов. Параллельно с этим растут большие преципитаты. Движущей силой всего этого процесса является зависимость энергии связи атома кремния в протяженном дефекте от размера этого дефекта. Дислокационные петли $\{111\}$ образуются с задержкой по времени относительно дефектов $\{311\}$, и материалом для их образования и роста служат междоузельные атомы, освобождающиеся при распаде стержнеобразных дефектов. По данным авторов [77] при температуре отжига 900 °С для распада дефектов $\{311\}$ необходимо время 120 с, для распада небольших петель $\{111\}$ при температуре 1100 °С необходимо 60 с. Перестройка точечных междоузельных дефектов в стержнеобразные, а затем в полные дислокационные петли анализируется в работе [79]. В этой работе полагалось, что стержнеобразные дефекты формируются из междоузельных комплексов в виде расщепленных гантельных конфигураций.

В работе [72] теоретически рассмотрена кинетика укрупнения дислокационных петель для случая их формирования в области границы матрицы и аморфного слоя, когда сами петли являются и источниками междоузельных атомов, и их стоком. При таком поведении междоузельных атомов к описанию укрупнения петель применима теория созревания кластеров Оствальда [80]. Эта теория применима к кластерам сферической формы; теория Оствальда была впервые адаптирована к специфической геометрии дислокационных петель в работе [81]. Теоретическое описание эволюции дислокационных петель в работе [72] разделяется на две части. В первой рассчитывается скорость роста петель (dr/dt), исходя из теоретических представлений о росте дефектов упаковки, развитых Ху [82] и Дунхамом [83]. В этих работах

предполагается, что рост контролируется либо энергетическим барьером при захвате атома в кластер, либо энергией активации диффузии междоузельного атома. Затем рассматривается эволюция распределения петель по размерам и эволюция плотности петель; в расчетах использована модель Бартона и Спейта [81].

Как сток, дислокация, охватывающая дефект упаковки, может быть представлена тором радиуса r_c , обычно принимаемого равным вектору Бюргерса b , с радиусом петли r [82, 83]. Чтобы пополнить объем петли, междоузельный атом Si должен диффундировать к поверхности тора, затем преодолеть энергетический барьер и стать частью дефекта упаковки. Скорость роста пропорциональна градиенту концентрации пересыщенного раствора междоузельных атомов у петли и в окрестности, коэффициенту диффузии междоузельных атомов Si D_i и зависит от величины энергетического барьера ΔH на кластере для атома Si. Скорость роста записывается следующим образом [83]:

$$\frac{dr}{dt} = \frac{\prod v_m}{b} \frac{r_c^2}{r_a^2} (1+B)^{-1} \exp\left(-\frac{\Delta H}{kT}\right) D_i (C'_i - C'), \quad (1)$$

где v_m — атомный объем, r_a — межатомное расстояние, kT — тепловая энергия, C'_i — средняя концентрация междоузельных атомов Si между петлями, C' — концентрация междоузельных атомов Si в равновесии с петлей радиуса r и $B = 0,5 \ln(8r/r_c)(r_c/r_a)^2 \exp(-\Delta H/kT)$, которая может в первом приближении рассматриваться как константа, так как мало меняется с r .

Выражение для C' , соответствующее минимальному значению полной энергии дефекта упаковки, может быть записано как [84–86]:

$$C' = C_i^* \exp\left(\frac{\gamma v_m}{bkT}\right) \exp\left(\frac{\sigma v_m}{bkTr}\right), \quad (2)$$

где C_i^* — термодинамически равновесная концентрация междоузельных атомов Si в кремнии. Первый экспоненциальный множитель связывается с энергией дефекта упаковки (γ — энергия повреждения на единицу площади), второй — с упругой энергией петли;

$$\sigma = \frac{\mu b^2 \ln(8r/r_c)}{4\pi(1-\nu)}$$

полагается константой, поскольку мало меняется с r ; μ и ν — соответственно модуль сдвига и число Пуассона для кремния. Для достаточно больших значений радиуса петли ($r \gg 20$ нм) C' записывается как

$$C' \cong C_i^* \exp\left(\frac{v_m \gamma}{bkT}\right) \left(1 + \frac{\sigma v_m}{bkTr}\right). \quad (3)$$

Из уравнения (3) следует, что концентрация междоузельных атомов Si вокруг петли увеличивается, когда размер петли уменьшается. Поэтому есть градиент концентрации и поток междоузельных атомов от малых петель к большим, т.е. малые петли сокращаются, а большие растут.

В условиях, когда с окончанием зарождения никаких других источников и стоков, кроме самих петель, не существует, C'_i как среднюю концентрацию атомов между петлями при $r \gg 20$ нм записывают следующим

образом:

$$C'_i \cong C_i^* \exp\left(\frac{v_m \gamma}{bkT}\right) \left(1 + \frac{\sigma v_m}{bkT\bar{r}}\right) = \bar{C}. \quad (4)$$

Подставляя C'_i и C' в основное уравнение роста (1), находят скорость роста петли [81]

$$\frac{dr}{dt} = \frac{\prod v_m r_c^2}{br_a^2} (1+B)^{-1} \exp\left(-\frac{\Delta H}{kT}\right) D_i C_i^* \exp\left(\frac{v_m \gamma}{bkT}\right) \times \left[\frac{\sigma v_m}{bkT} \left(\frac{1}{\bar{r}} - \frac{1}{r}\right)\right]. \quad (5)$$

Как следует из уравнения (5), петли с радиусом $r < \bar{r}$ имеют тенденцию к сокращению, тогда как для $r > \bar{r}$ наблюдается рост петли. Петли с радиусом $r = \bar{r}$ не растут и не сокращаются, но после исчезновения петель малого радиуса величина \bar{r} увеличивается.

Интегрирование выражения (5) ведет к эволюции квадрата среднего радиуса петель во времени. Этот рост записывается следующим образом [81]:

$$\bar{r}^2 = \frac{Kt}{2} + \bar{r}_0^2, \quad (6)$$

где \bar{r}_0 — исходный средний радиус кластера после зарождения. В случае, когда процесс укрупнения контролируется энергией активации диффузии, скорость укрупнения $K = K_d$ задается как

$$K_d = \frac{v_m^2 \mu}{2kT(1-v)} D_i C_i^* \exp\left(\frac{v_m \gamma}{bkT}\right). \quad (7)$$

В случае, когда процесс роста петли контролируется величиной барьера на кластере, скорость укрупнения $K = K_r$ задается следующим образом:

$$K_r = \frac{v_m^2 \mu}{4kT(1-v)} D_i C_i^* \exp\left(\frac{v_m \gamma}{bkT}\right) \frac{r_c^2}{r_a^2} \ln\left(\frac{8r}{r_c}\right) \exp\left(-\frac{\Delta H}{kT}\right). \quad (8)$$

Уравнение (6) применимо для случая, когда $\sigma v_m / bkT\bar{r} \ll 1$, т.е. для радиусов петель, превышающих 20 нм. В более строгом подходе уравнение (6) записывается в виде:

$$\bar{r}^2 \exp\left(-\frac{a}{\bar{r}}\right) = \frac{Kt}{2} + \bar{r}_0^2 \exp\left(-\frac{a}{\bar{r}_0}\right), \quad (9)$$

где $a = \sigma v_m / bkT$.

Решение уравнения эволюции распределения петель по размерам дает следующий вид распределения как функцию времени:

$$N(\rho, t) = A \frac{\rho}{(2-\rho)^4} \exp\left(-\frac{4}{2-\rho}\right) \left(\bar{r}_0^2 + \frac{Kt}{2}\right)^{-1}. \quad (10)$$

Это выражение справедливо для $0 < \rho < 2$; для $\rho > 2$ $N(\rho, t) = 0$; $\rho = 2$ есть значение отсечки; из представленного рассмотрения следует, что не должно быть петель с радиусом больше удвоенного среднего. Если выражение (10) проинтегрировать по всем возможным значениям ρ , т.е. от 0 до $\rho = 2$, то получаем зависимость плотности

2*

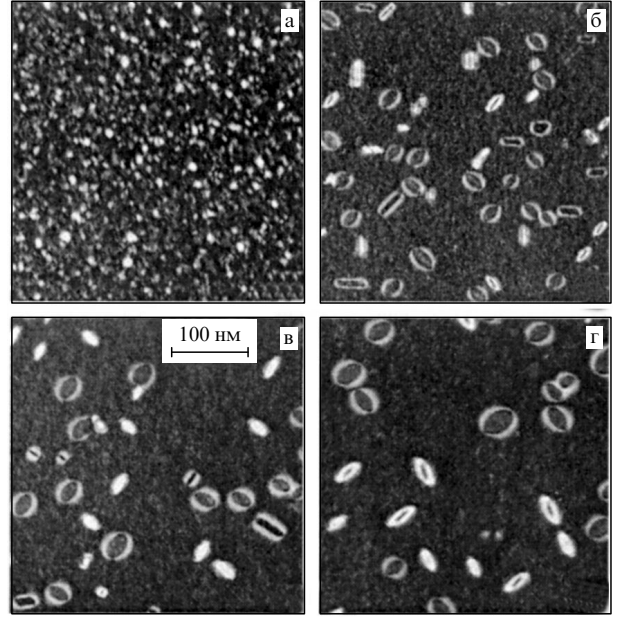


Рис. 2. Эволюция вторичных дефектов при отжиге (900 °С) кремния, имплантированного ионами Ge^+ с энергией 150 кэВ дозой $2 \times 10^{15} \text{ см}^{-2}$; время отжига $t = 1 \text{ с}$ (а), 10 с (б), 100 с (в), 1000 с (г) [72].

петель от времени [81]:

$$N_t = \frac{N_0}{1 + Kt/2\bar{r}_0^2}. \quad (11)$$

Результаты экспериментальных исследований, выполненных в работе [81], показали, что изменения во времени распределений петель по размерам в кремнии, имплантированном ионами Ge^+ с энергией 150 кэВ дозой $2 \times 10^{15} \text{ см}^{-2}$, хорошо описываются теоретическими распределениями (10). Эволюция вторичных дефектов при отжиге имплантированного кремния при 900 °С показана на рис. 2. Хорошее совпадение экспериментальных и расчетных результатов наблюдалось для различных температур отжига от 900 до 1100 °С. В этих экспериментах была также определена энергия активации E_{act} роста петель. Выражение для роста петель в широком диапазоне изменения их радиусов в зависимости от температуры отжига в работе [72] записывается в следующем виде:

$$T \left[\bar{r}^2 \exp\left(-\frac{a}{\bar{r}}\right) - \bar{r}_0^2 \exp\left(-\frac{a}{\bar{r}_0}\right) \right] = C \exp\left(-\frac{E_{\text{act}}}{kT}\right), \quad (12)$$

где C полагается константой; поскольку $\bar{r}_0 < \bar{r}$, то

$$\bar{r}_0^2 \exp\left(-\frac{a}{\bar{r}_0}\right) \ll \bar{r}^2 \exp\left(-\frac{a}{\bar{r}}\right),$$

тогда уравнение (12) записывается в виде:

$$T \bar{r}^2 \exp\left(-\frac{a}{\bar{r}}\right) = C \exp\left(-\frac{E_{\text{act}}}{kT}\right). \quad (13)$$

Выражение (13) показывает возможность определения энергии активации этого процесса по температурной зависимости роста петель.

При проведении эксперимента вначале выполнялся короткий отжиг образца (1 с) при температуре 900 °С для зарождения петель. Затем образец разрезался на не-

сколько частей, строились температурные зависимости роста петель и определялись энергии активации процесса. При небольших длительностях отжига (10 с) энергия активации составила порядка 1 эВ, при длительностях отжига более 100 с для энергии активации роста петель получено значение 4,4 эВ. Авторы [72] полагают, что при временах отжига до 10 с еще не устанавливается равновесие между точечными дефектами и кластерами; петли растут еще за счет междоузельных атомов из сильно пересыщенного раствора. Величину энергии активации связывают с энергией активации диффузии междоузельных атомов Si. Затем рост петель происходит только за счет распада более мелких петель. Энергию активации роста петель в этом случае (4,4 эВ) связывают с энергией активации самодиффузии [87]. Мы полагаем, что при высоком пересыщении междоузельные атомы Si образуют пару Si–Si, которая создается при случайном попадании в одно междоузлие двух атомов Si, не связанных между собой химической ковалентной связью. В одном междоузлии они удерживаются только потенциальным рельефом кристалла и образуются лишь до тех пор, пока существует сильное пересыщение точечными дефектами. Можно ожидать, что энергия активации миграции такой пары будет ниже, чем энергия активации изолированного атома. Такая модель предлагалась для диффузионной пары: междоузельный атом фосфора–междоузельный атом кремния [88]. Значение энергии активации диффузии междоузельных атомов Si в кремнии, при умеренном пересыщении равно 4 эВ, является типичным и в экспериментах по образованию протяженных дефектов, и в экспериментах по диффузии примесей с участием собственных междоузельных атомов. В то же время для известных расщепленных димеждоузельных центров Si–P6 [31] и Si–B3 [32] энергии активации отжига составляют 0,8 эВ и около 2 эВ соответственно. Данные значения определяют энергию развала этих комплексов, а не диффузию с образованием протяженных нарушений. Изложенные факты говорят не в пользу формирования протяженных нарушений непосредственно из расщепленных димеждоузельных дефектов; скорее при нагреве облученных образцов расщепленные междоузельные дефекты разрушаются, образуются свободные, не связанные ковалентно в расщепленные конфигурации, междоузельные атомы Si, и из них формируются стержнеобразные дефекты и дислокационные петли.

Если в работе [72] теоретически описывается укрупнение дислокационных петель, когда они уже существуют, то в работе [71] теоретически исследуется сам процесс зарождения. Зарождение преципитатов происходит за счет различия в свободной энергии состояния с высоким пересыщением изолированными междоузельными атомами и состояния с междоузельными атомами, локализованными в дислокационные петли. Эта разница в свободной энергии зависит от размера преципитата и схематически представлена на рис. 3. Энергия активации зарождения Δg^* связана с критическим размером преципитата. Эта критическая точка зависит от деформационных параметров кристалла, от температуры и степени пересыщения междоузельными атомами. При рассмотрении процесса формирования кластера полагается, что этот процесс ограничивается диффузией междоузельных атомов, а не барьером на кластере [72].

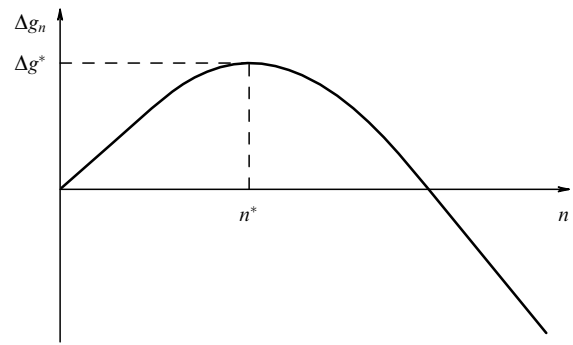


Рис. 3. Изменение свободной энергии дислокационной петли в зависимости от числа междоузельных атомов n [71].

Скорость зарождения $J(t)$, следуя подходу [89], выражается следующим образом:

$$\frac{\partial C_{DL}}{\partial t} = J(t) = J_S \exp\left(-\frac{\tau}{t}\right), \quad (14)$$

где C_{DL} — концентрация дислокационных петель, J_S — равновесная скорость зарождения, определяемая формулой

$$J_S = C_1 h^* Z \exp\left(-\frac{\Delta g^*}{kT}\right), \quad (15)$$

τ — инкубационное время:

$$\tau = \frac{1}{2Z^2 h^*}. \quad (16)$$

Здесь C_1 — концентрация свободных междоузельных атомов, h^* — скорость роста критического преципитата, Z — фактор Зельдовича, отражающий кривизну свободной энергии в области критической точки (см. рис. 3). Изменение скорости зарождения протекает в три стадии. Первая стадия соответствует инкубационному периоду, во время которого скорость зарождения растет. Это время освобождения междоузельных атомов Si из радиационных центров. Затем скорость зарождения достигает равновесного значения J_S . Концентрация междоузельных атомов, которые могут образовывать преципитаты, со временем уменьшается, и на третьей стадии скорость зарождения падает.

Близость имплантированных слоев к поверхности кристалла как возможному стоку точечных дефектов обусловила интерес к изучению влияния поверхности на формирование остаточных нарушений. В работах [90, 91] такого влияния не обнаружено, по крайней мере, если слой расположен глубже 2000 Å. В работе [92] расстояние от слоя с уже сформированными остаточными дефектами до поверхности образца уменьшалось путем полировки от 2600 до 1800 и 1000 Å. Затем образцы снова отжигались в атмосфере азота при температурах 900 и 1000 °С. Исследования методом ПЭМ показали, что вблизи поверхности плотность малых дислокационных петель и размеры петель уменьшаются. Установлено, что поток междоузельных атомов к поверхности изменяется обратно пропорционально глубине залегания петель. Это означает, что растворение петель контролируется диффузией точечных дефектов. Предполагая, что вокруг петель существует пересыщение междоузельных

атомов, и интегрируя поток атомов Si от петель к поверхности, авторы оценили степень пересыщения на различных глубинах при различных температурах отжига.

3.2. Пороговая доза образования остаточных нарушений

Во всех ли случаях в ионно-внедренных слоях кремния при отжиге образуются остаточные дефекты? Из рисунка 1 видно, что в слоях кремния, созданных внедрением ионов In^+ с энергией 1 МэВ дозами $1,5 \times 10^{13}$ и $2 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$ при коротких временах отжига (5 с) образуются остаточные нарушения преимущественно в виде стержнеобразных дефектов. С увеличением длительности отжига в случае большей дозы ионов дефекты перестраиваются в дислокационные петли, концентрация которых со временем стабилизируется. При несколько меньшей дозе ионов ($1,5 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$) остаточные дефекты с увеличением длительности отжига полностью исчезают. О степени нарушенности слоев кремния, имплантированных ионами In^+ этими двумя дозами (до отжига), можно судить из представленных на рис. 4 профилей нарушений, снятых методом резерфордовского обратного рассеяния ионов (РОР). Как видно, разница в концентрациях радиационных дефектов в слоях кремния для этих двух доз облучения невелика, однако формирование остаточных нарушений принципиально отличается (см. рис. 1). Аналогичные результаты получены и для легких ионов, и для ионов средних масс, имплантированных в кремний при энергиях порядка 100 кэВ и нескольких МэВ [93]. В слоях кремния, созданных имплантацией ионов V^+ с энергией 200 кэВ дозами $7 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$, дислокации не выявляются, но они выявляются при дозе ионов $1 \times 10^{14} \text{ см}^{-2}$. После имплантации образцы отжигались при 900°C в течение 15 мин. В случае ионов Si^+ или P^+ с энергиями 200 кэВ при дозе $5 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$ остаточные дефекты при отжиге не выявляются, но выявляются, если доза равна $1 \times 10^{14} \text{ см}^{-2}$ [51]. Эти примеры демонстрируют существование порога по концентрации радиационных дефектов в слое для образования при отжиге остаточных нарушений. Физический смысл критической концентрации дефектов станет ясен после рассмотрения условий, влияющих на остаточное дефектообразование.

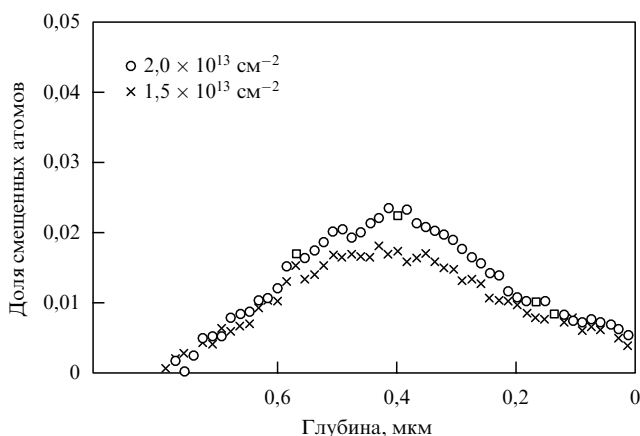


Рис. 4. Профили нарушений в Si, имплантированном ионами In^+ с энергией 1 МэВ и различными дозами [45].

3.3. Влияние условий имплантации на формирование остаточных нарушений

3.3.1. Масса ионов. Исследования показали, что концентрация радиационных дефектов в слое не является абсолютным критерием образования дислокаций. Критическая концентрация зависит от вида ионов. Наиболее неожиданными оказались результаты по образованию остаточных дефектов в кремнии, имплантированном легкими ионами V^+ в сравнении с ионами средних масс (Si^+ , P^+) [51]. В этих экспериментах энергия ионов составляла порядка 100 кэВ. Оказалось, что критическая концентрация дефектов в слое кремния в случае ионов средних масс значительно больше, чем в случае легких ионов V^+ . Авторы [51], ссылаясь на работу [94], связывают эти различия с типом радиационных нарушений. В случае легких ионов образуются точечные дефекты с невысокой плотностью в областях скоплений. В случае же ионов Si^+ или P^+ радиационные дефекты сосредоточены в областях скоплений с высокой локальной плотностью. Ядра этих областей, по мнению авторов [51], являются аморфными. При термообработке аморфные включения рекристаллизуются, но при этом они естественно не поставляют точечных дефектов для формирования дислокаций. Авторы [51] считают, что именно этим и обусловлена более высокая критическая концентрация дефектов в случае ионов средних масс по сравнению с легкими ионами. Однако сегодня ясно, что области скопления дефектов (ОСД), создаваемые в кремнии при внедрении ионов средних масс, не являются аморфными. Для образования аморфных включений при имплантации в кремний ионов Si^+ или P^+ с энергиями 200 кэВ необходимо трехкратное перекрытие областей скопления дефектов [95]. Исследования процессов накопления радиационных дефектов позволили определить параметры ОСД, образующихся в кремнии при имплантации различных ионов [41, 95, 96]. В таблице 3 представлены критические дозы начала образования остаточных дефектов $D_{\text{кр}}$, соответствующие им концентрации дефектов в слое $C_{\text{кр}}$, относительный объем V , занимаемый областями скопления дефектов при критической дозе, а также концентрации дефектов в области скопления $C_{\text{ОСД}}$. Как видно из таблицы, критическая концентрация дефектов в слое кремния, имплантированного ионами Si^+ , отвечающая началу образования дислокаций, в 10 раз превышает пороговое значение для кремния, имплантированного ионами V^+ . Важно также отметить, что остаточные дефекты в случае ионов V^+ образуются, если ОСД заполняют 4 % слоя внедрения; в случае ионов Si^+ заполнение составляет 10 %. Концентрация радиационных дефектов в среднестатистической ОСД в кремнии, имплантированном ионами V^+ , составляет 10^{20} см^{-3} , в случае ионов Si^+ — $4 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$. Как в случае ионов V^+ , так и для Si^+ при критических дозах относительные объемы, занимаемые областями скопления дефектов, еще не велики: 4 % и 10 % соответственно. Поэтому кажется естественным предположить, что остаточные дефекты формируются преимущественно в обла-

Таблица 3. Параметры областей скопления дефектов, создаваемых ионами Si^+ и V^+

Ион	$D_{\text{кр}}, \text{ см}^{-2}$	$C_{\text{кр}}, \text{ см}^{-3}$	$V, \%$	$C_{\text{ОСД}}, \text{ см}^{-3}$
V^+	9×10^{13}	4×10^{18}	4	1×10^{20}
Si^+	8×10^{13}	4×10^{19}	10	4×10^{20}

стях скоплений, независимо друг от друга. Если это так, то становится непонятным смысл критической концентрации дефектов. Неясно также, почему в случае ОСД с большей локальной плотностью дефектов (ионы Si^+) необходимо большее количество этих областей для начала образования остаточных нарушений, чем для областей с меньшей локальной концентрацией дефектов (ионы V^+).

Известно, что радиационные дефекты увеличивают период решетки кристалла кремния. В ОСД период решетки должен быть больше, чем в среднем по слою, но поскольку эта область окружена более совершенной матрицей, то на границе возникают упругие напряжения, затухающие по мере удаления от ОСД. Эти упругие напряжения могут быть дополнительной движущей силой миграции точечных дефектов из области скоплений при термообработке. Уход дефектов из областей их скоплений и образование остаточных нарушений являются конкурирующими процессами: при малом количестве ОСД уход дефектов преобладает и остаточные дефекты не образуются, при увеличении числа ОСД в слое поля упругих напряжений от них перекрываются и тем самым сглаживаются. В результате этого скорость миграции дефектов из ОСД при нагревании уменьшается и соответственно увеличивается эффективность образования остаточных нарушений.

Для ионов Si^+ по сравнению с ионами V^+ концентрация радиационных дефектов в ОСД более высокая относительно концентрации дефектов в матрице. Поэтому вокруг ОСД в этом случае возникают более высокие упругие напряжения, для сглаживания которых необходима большая плотность ОСД. В случае легких ионов концентрация дефектов в ОСД ниже и, что важно, дефекты образуются и вне ОСД, поэтому для сглаживания упругих напряжений нужны меньшие концентрации ОСД. При этом, чем больше энергия ионов, тем более однородно распределены дефекты в слое, что должно понижать порог образования остаточных нарушений. Это подтверждается данными по критической концентрации дефектов, которая для ионов V^+ с энергией 200 кэВ составляет $1 \times 10^{14} \text{ см}^{-2}$, а с энергией 725 кэВ — $6 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$ [51]. При имплантации ионов Si^+ пороговая доза составляет около $1 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$ при энергии ионов 1,2 МэВ [97] и $7 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$ при энергии 200 кэВ. В пользу высказанных соображений о влиянии упругих напряжений на образование вторичных нарушений говорят данные работы [98]. В этой работе обнаружена анизотропия в распределении остаточных дефектов, связанная с упругими напряжениями на краях окон в масках SiO_2 либо Si_3N_4 , через которые проводилась имплантация ионов. Роли силовых полей (электрических, механических) в поведении радиационных дефектов большое внимание уделяется в работах В.Н. Мордковича и Н.Н. Герасименко с сотрудниками (см., например, [99]).

Мы качественно рассмотрели влияние упругих напряжений на формирование дислокационных петель с точки зрения возможности объединения междоузельных атомов в плоские включения. С другой стороны, в работе [100] теоретически рассмотрено влияние упругих напряжений на устойчивость дислокационных петель, если они уже существуют. Показано, что устойчивость петли с критическим радиусом зависит от знака действующих на нее упругих напряжений.

Помимо изложенной причины аномалий по порогу остаточного дефектообразования в случае внедрения электрически активных примесей необходимо принимать во внимание и факторы, связанные с зарядовым состоянием радиационных дефектов. Непосредственно в процессе имплантации бора при комнатной температуре значительная его часть (60 % [101], 70 % [102]) располагается в узлах решетки. Поэтому в этом случае можно ожидать, что образующиеся два типа междоузельных дефектов будут находиться в положительном зарядовом состоянии, т.е. это будут Si-P6 [31] и Si-B3 [32] центры с температурами отжига 120 и 480 °С соответственно. При внедрении ионов Si^+ эти дефекты будут в нейтральном зарядовом состоянии Si-A5 [33] и Si-O2 [34]. Данные о наличии этих дефектов в отрицательном зарядовом состоянии отсутствуют. В работах [32, 36] установлено, что в процессе термообработки дефекты Si-P6 в положительном зарядовом состоянии при температуре 120 °С перестраиваются в более стабильную конфигурацию Si-B3 . В нейтральном же зарядовом состоянии дефекты Si-A5 при 160 °С разрушаются с освобождением подвижных междоузельных атомов Si [36]. Эти междоузельные атомы Si расходятся на аннигиляцию с дивакансиями. Именно аннигиляцией с междоузельными дефектами можно объяснить начало отжига дивакансий при существенно более низких температурах в кремнии, облученном тяжелыми частицами (нейтроны, ионы), по сравнению с кристаллами, облученными электронами с энергиями порядка 1 МэВ или гамма-квантами, когда собственные междоузельные комплексы в заметных концентрациях не образуются. Таким образом, еще при увеличении температуры до температуры отжига в кристаллах кремния, имплантированных бором, низкотемпературные дефекты Si-P6 перестраиваются в высокотемпературные дефекты Si-B3 , дополняя концентрацию последних. В пользу высказанных соображений говорят данные, полученные в работе [103], где исследовалось образование при отжиге остаточных дефектов в кремнии, сильно легированном бором и облученном ионами Ge^+ . С увеличением уровня легирования кремния бором плотность дислокационных петель растет до концентрации бора $2 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$. При более высоком уровне легирования исходных кристаллов кремния бором наблюдается обратный эффект, на котором мы остановимся ниже.

Такого дополнительного образования "высокотемпературных" междоузельных дефектов в результате перестройки при наборе температуры не происходит в кремнии, имплантированном ионами Si^+ либо P^+ .

Установлено, что от массы иона зависит не только порог образования остаточных нарушений, но и тип образующихся остаточных нарушений. В случае легких ионов V^+ при дозах $(1-4) \times 10^{14} \text{ см}^{-2}$ и энергиях порядка 100 кэВ при отжиге (900 °С, 15 мин) преимущественно образуются стержнеобразные дефекты [104]. В случае же ионов средних масс при этих же энергиях и условиях отжига помимо стержнеобразных дефектов образуются круговые дислокационные петли. Однако при большой дозе ионов бора ($1 \times 10^{15} \text{ см}^{-2}$) при отжиге сразу образуются дислокационные петли. Из этих результатов следует, что чем больше точечных дефектов в слое внедрения, тем вероятнее образование непосредственно в процессе отжига круговых дислокационных петель. В работе [67] детально изучена перестройка остаточных

дефектов при различных дозах имплантации ионов H_2^+ . Из этой работы следует, что при высокой концентрации точечных дефектов возникающие стержнеобразные дефекты взаимодействуют между собой с образованием дислокационных петель и диполей. Взаимодействие диполей с вакансиями также ведет к образованию дислокационных петель.

Образование остаточных нарушений при имплантации тяжелых ионов зависит от их энергии. В кремнии, имплантированном тяжелыми ионами Sb^+ [55] либо Ga^+ [51] с энергиями порядка 100 кэВ, остаточные нарушения не образуются вплоть до доз сплошной аморфизации. В процессе отжига и рекристаллизации аморфного слоя точечные дефекты для формирования остаточных нарушений не поставляются. В случае же высокоэнергетичной (мегаэлектронвольты) имплантации больше энергии теряется на неупругие взаимодействия и трек иона уже не является сплошь аморфным. В этом случае точечных дефектов достаточно для образования дислокационных петель. При энергии ионов Ge^+ 50 кэВ после имплантации дозой $8 \times 10^{15} \text{ см}^{-2}$ и быстрого термического отжига остаточные дефекты не образуются [105]. Если же энергия ионов составляет 100 кэВ, то на границе аморфного слоя и матрицы образуются дислокационные петли; в этом случае распределение дефектов по глубине является более пологим, и на "хвостах" распределений имеется достаточное количество точечных дефектов для формирования дислокаций.

3.3.2. Температура имплантации. Известно, что эффективность введения стабильных радиационных дефектов зависит от температуры имплантации, поэтому можно было ожидать соответствующей температурной зависимости образования остаточных нарушений. На рисунке 5 показаны спектры резерфордовского обратного рассеяния для образцов кремния, имплантированных ионами

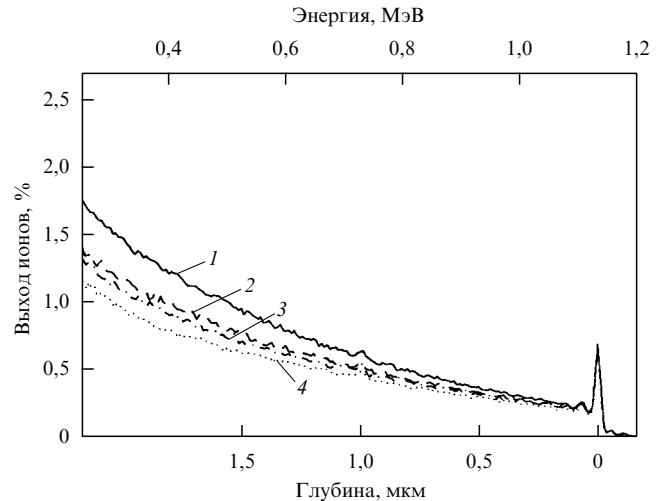


Рис. 5. Спектры РОР в режиме каналирования для кремния, имплантированного ионами B^+ с энергией 1 МэВ дозой $5 \times 10^{14} \text{ см}^{-2}$ при температурах подложки 25 °С (1), 200 °С (2), 400 °С (3); 4 — неимплантированный Si [106].

B^+ с энергией 1 МэВ дозой $5 \times 10^{14} \text{ см}^{-2}$ при различных температурах подложки [106]. Для сравнения здесь же приведены спектры для неимплантированного кремния. Как и следовало ожидать, степень нарушения кристалла понижается с ростом температуры имплантации. На рисунке 6 представлены снятые методом ПЭМ микрофотографии образцов кремния, имплантированных при температурах 25, 200 и 400 °С и затем отожженных при 900 °С в течение 15 мин. При всех режимах имплантации наблюдаются полосы вытянутых дислокационных петель с длинами до 1 мкм на глубине 1,6 мкм. При имплантации кремния ионами B^+ дозой

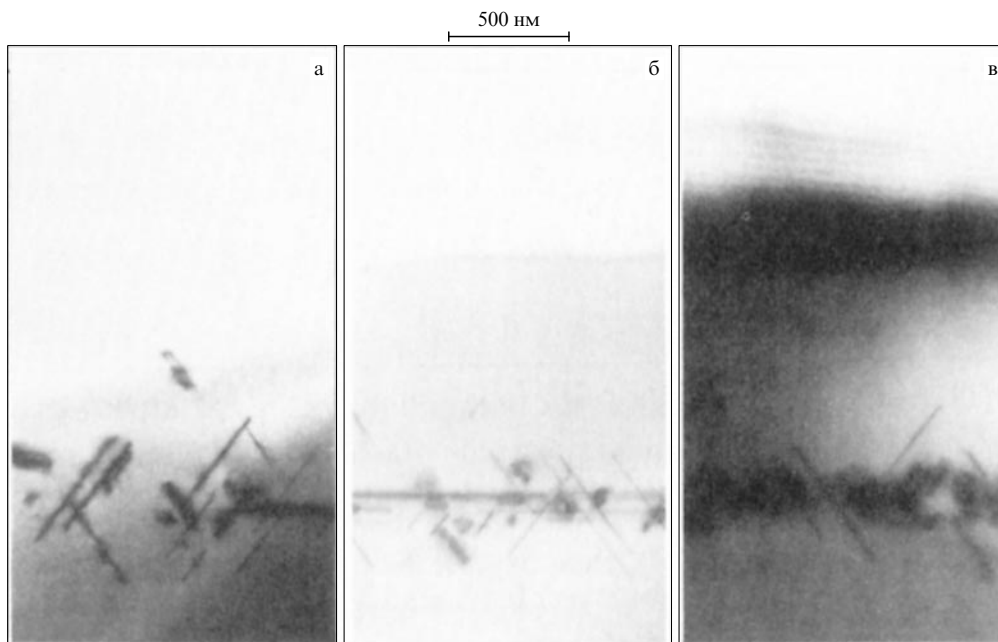


Рис. 6. ПЭМ-изображения кремния, имплантированного ионами B^+ с энергией 1 МэВ дозой $5 \times 10^{14} \text{ см}^{-2}$ при температурах подложки 25 °С (а), 200 °С (б), 400 °С (в). Отжиг при 900 °С, 15 мин [106].

$5 \times 10^{14} \text{ см}^{-2}$ при комнатной температуре концентрация дефектов в слое в 8 раз превышает пороговое значение для образования остаточных нарушений. Количество дефектов при температуре имплантации 400°C значительно ниже критического значения. Тем не менее остаточные дефекты выявляются практически в одинаковых концентрациях. Из этих экспериментов можно сделать заключение, что уже непосредственно в процессе имплантации при 200 и 400°C идет формирование остаточных нарушений таким образом, что в конечном итоге после уже окончательного отжига при 900°C концентрации остаточных нарушений оказываются приблизительно одинаковыми.

Интересны результаты по зависимости формирования остаточных нарушений от температуры имплантации для тяжелых ионов [107]. Имплантация тяжелых ионов при комнатной температуре ведет к образованию аморфного слоя и, как мы уже отмечали, при рекристаллизации остаточные дефекты не образуются. Остаточные дефекты могут образовываться только на границе аморфного слоя и кристалла; это дефекты категории II. Если же имплантация проводится при низкой температуре, то слой является аморфным и в переходной области. Авторы работы [51] показали, что снижение энергии имплантации также делает слой более резким по распределению дефектов, переходный слой становится настолько тонким, что количество радиационных дефектов меньше критического значения, и остаточные дефекты не образуются. Наоборот, при повышении температуры имплантации тяжелых ионов аморфизации слоя не происходит, но количество радиационных дефектов еще достаточно велико, чтобы могли образовываться остаточные нарушения. Например, при имплантации ионов In^+ при температуре -85°C количество смещенных атомов, оцененное по данным РОР, составляет $1,9 \times 10^{17} \text{ см}^{-2}$, но в силу аморфизации слоя дислокации не образуются [106]. Если же имплантация проводилась при 500°C , то число смещенных атомов (устойчивых дефектов) составляет менее 10^{16} см^{-2} , т.е. в 40 раз ниже, но после отжига при 900°C были зарегистрированы остаточные дефекты. Как мы уже отмечали, при повышенной температуре подложки остаточные дефекты могут формироваться непосредственно в процессе имплантации.

3.3.3. Высокоинтенсивная ионная имплантация. Мерли и Зигнани [108], по-видимому, первыми обратили внимание, что при ионной имплантации в образце выделяется столько же энергии, сколько обычно затрачивается на отжиг теплоизолированных полупроводниковых пластин с помощью некогерентного светового излучения или электронного пучка в миллисекундном и секундном интервалах длительностей. Повышение плотности тока ионов при имплантации может обеспечить повышение температуры образцов вплоть до температуры плавления поверхности. Режимы имплантации, объединяющие в одной операции дозированное внедрение примесных атомов, восстановление кристаллической структуры и электрическую активацию примеси (в случае внедрения элементов III или V групп), получили название самоотжиговых. Использование самоотжиговых режимов имплантации на практике избавляет от необходимости проведения постимплантационного отжига образцов. Высокая скорость набора дозы ионов и изменение

температуры мишени при самоотжиговой имплантации приводит к ряду особенностей в образовании дефектов и поведении внедренных атомов. По этим вопросам накоплен большой экспериментальный материал [109–114]. Установлено, что при взаимодействии высокоинтенсивного пучка ионов с полупроводниковыми кристаллами характер происходящих в них структурных изменений зависит от целого ряда параметров: массы и энергии внедряемого иона, плотности тока ионного пучка, термических условий в процессе имплантации, химической природы внедряемых атомов. В самом общем случае для самоотжигового режима имплантации характерно наличие четырех стадий в изменении кристаллической структуры [115].

Первая стадия — это стадия накопления радиационных дефектов. Установлено, что при постоянной температуре повреждаемость кристаллов увеличивается с ростом плотности тока ионов. При высокоинтенсивной имплантации картина выглядит сложнее, так как температура мишени изменяется в ходе внедрения. С процессом образования дефектов конкурирует их отжиг. Образование дефектов на начальной стадии высокоинтенсивного облучения кремния наиболее полно изучено для случая ионов Si^+ [116]. В этих экспериментах энергия ионов была 120 кэВ , дозы ионов от 5×10^{13} до 10^{16} см^{-2} . Плотность тока ионного пучка варьировалась от $0,14$ до 100 мкА см^{-2} . С помощью РОР и ПЭМ исследовалась структура образовавшихся дефектов и их пространственное распределение. Установлено, что параллельно с накоплением радиационных дефектов идет образование дислокационных петель междоузельного типа с размерами от 1 до 10 нм . Число петель и их размеры увеличиваются с ростом плотности ионного тока. Первая стадия заканчивается образованием сплошного аморфного слоя.

Вторая стадия — это стабилизация аморфного слоя. При дальнейшем облучении происходит уширение образованного аморфного слоя, но при этом продолжает одновременно расти температура кристалла, и накопление дефектов конкурирует с их отжигом. При некоторой критической температуре, зависящей от плотности ионного тока, а также массы и энергии частиц, толщина аморфного слоя стабилизируется [116–121]. В случае легких ионов аморфизации слоя может и не происходить. В этом случае при некоторой критической температуре стабилизируется концентрация радиационных дефектов и ширина нарушенного слоя.

Третья стадия — это рекристаллизация аморфного слоя. Исследования скорости кристаллизации в самоотжиговом режиме имплантации ионов P^+ [122] и As^+ [123] показали, что при температуре 550°C она составляет 45 нм с^{-1} . В то же время известно [124], что при обычной термической кристаллизации при 600°C эта скорость не превышает 10 нм с^{-1} . При обычной термической кристаллизации энергия активации составляет $2,7 \text{ эВ}$. Энергия активации кристаллизации аморфного слоя в условиях высокоинтенсивной ионной имплантации не превышает 1 эВ [119, 125]. Возможно, это связано с присутствием избыточных точечных дефектов обоих типов, т.е. вакансионных и междоузельных. Третья стадия структурных изменений при самоотжиговой имплантации заканчивается кристаллизацией аморфного слоя при температуре, превышающей критическую.

Четвертая стадия заканчивается формированием остаточных нарушений. В работе [126] с помощью ПЭМ и РОР исследована структура дефектов и их пространственное распределение в кремнии после высокоинтенсивной имплантации ионов Si^+ с энергией 120 кэВ при плотности тока 100 мкА см^{-2} дозой $7,5 \times 10^{15} \text{ см}^{-2}$. Установлено, что монокристаллическая структура имплантированного слоя полностью восстанавливается. Однако в кристалле образуются два слоя, содержащие остаточные дефекты, преимущественно в виде петель междоузельного типа и клубков дислокаций. Один слой находится на глубине 290 нм на границе раздела кристаллической и аморфной фазы, другой — на глубине 170 нм. Предполагается, что этот слой образуется в месте встречи фронтов кристаллизации, идущих с поверхности и из глубины кристалла. Электрические измерения показали, что имплантация элементов III и V групп в самоотжиге обеспечивает практически полную активацию примесей [127–129] при высоких плотностях тока ионов. Например, при плотности тока ионов P^+ 230 мкА см^{-2} температура образцов через 5 с становится 1450 К, при плотности тока ионов 500 мкА см^{-2} за 2 с температура мишени достигает 1630 К. Профили примесей существенно уширяются, и диффузия примеси не может быть описана в рамках модели обычной термодиффузии.

Таким образом, несмотря на восстановление кристаллической структуры и полную активацию внедренных примесей при самоотжиге имплантации, слои без остаточных нарушений получить невозможно.

3.3.4. Имплантация в режиме канализования. В режиме канализования ионы теряют свою энергию преимущественно на неупругие взаимодействия, поэтому радиационных дефектов возникает меньше, чем при имплантации в "случайном" направлении. На практике оказалось достаточно трудным получать однородные профили по всей пластине [130]. Однако разработанные имплантаторы с комбинированной системой сканирования (электростатической и механической) обеспечивают канализованную имплантацию на пластинах до 200 мм в диаметре [131]. Канализованная имплантация уже нашла практическое применение при промышленном изготовлении СБИС [132, 133]. Однако при использовании этого метода имеются ограничения по дозе ионов.

Исследования методом РОР [51] показали, что при невысокой дозе ионов B^+ ($1 \times 10^{14} \text{ см}^{-2}$) концентрация дефектов в режиме канализования существенно меньше, чем в неканализованном режиме; различия в степени нарушенности кристаллической структуры быстро снижаются с ростом дозы имплантации. Это является следствием того, что случайные деканализованные ионы создают радиационные дефекты, которые в свою очередь способствуют деканализованию других ионов и дальнейшему росту числа дефектов. Соответственно после отжига этих структур при температуре 900°C длительностью 15 мин при дозе ионов бора $1 \times 10^{14} \text{ см}^{-2}$ в случае имплантации в режиме канализования остаточные дефекты не возникают, а при деканализованной имплантации остаточные дефекты образуются. При более высокой дозе ионов бора ($5 \times 10^{14} \text{ см}^{-2}$) остаточные дефекты образуются в обоих режимах имплантации.

4. Подавление образования остаточных нарушений в имплантированном кремнии

4.1. Пошаговая ионная имплантация с промежуточными отжигами радиационных дефектов

Как уже было показано в разделе 3, для того чтобы в процессе термообработки в имплантированном кремнии образовывались остаточные нарушения в виде дислокаций, необходимо, чтобы концентрация радиационных дефектов превышала критическое значение. Этот экспериментальный факт позволил предложить метод создания легированных слоев кремния, не содержащих остаточных дефектов [134–136]. На рисунке 7 показаны спектры РОР для кремния, имплантированного ионами As^+ с энергией 1 МэВ дозой $8 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$. Эта полная доза набиралась в один, два (по $4 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$) либо четыре (по $2 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$) шага, после каждого шага проводился отжиг при 900°C в течение 15 мин. При имплантации в один шаг, как видно из рис. 8а, г, высокая концентрация радиационных дефектов на глубине 0,5 мкм обуславливает затем образование большой плотности дислокационных петель. Если имплантация проводилась в два шага (рис. 8б, д) с промежуточным отжигом, то концентрация дислокационных петель значительно меньше. Имплантация в четыре шага (рис. 8в, е) обеспечивает получение легированных слоев без дислокаций. Аналогичные результаты получены для ионов P^+ . Если доза $1,1 \times 10^{14} \text{ см}^{-2}$ ионов P^+ с энергией 1 МэВ набиралась в четыре шага по $2,8 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$, то остаточные дефекты не образовывались. Для ионов бора с энергией 80 кэВ не образуются остаточные нарушения, если доза одного шага ниже $8 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$ [135]. Хорошей иллюстрацией возможности шагового метода в получении слоев кремния, имплантированных ионами бора, является рис. 9, взятый из работы [136]. Как видно, для получения практически бездефектной структуры слоев кремния при дозе ионов $9 \times 10^{14} \text{ см}^{-2}$ необходима шестишаговая имплантация.

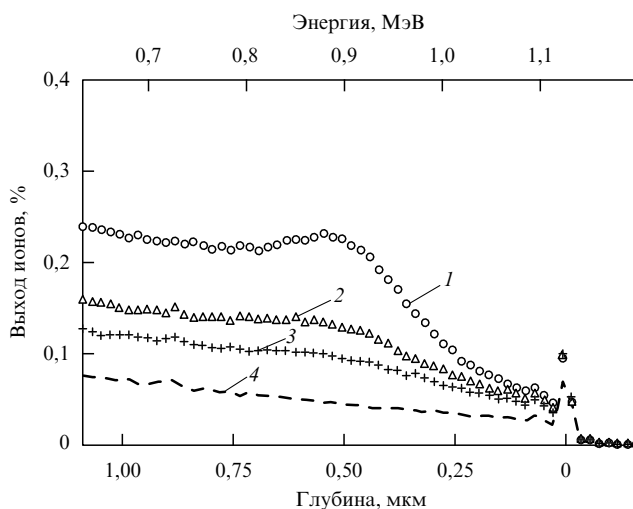


Рис. 7. Спектры РОР в режиме канализования для кремния, имплантированного пошаговым методом ионами As^+ (в соответствии со [135]): 1 шаг (1), 2 шага (2), 4 шага (3), неимплантированный Si (4).

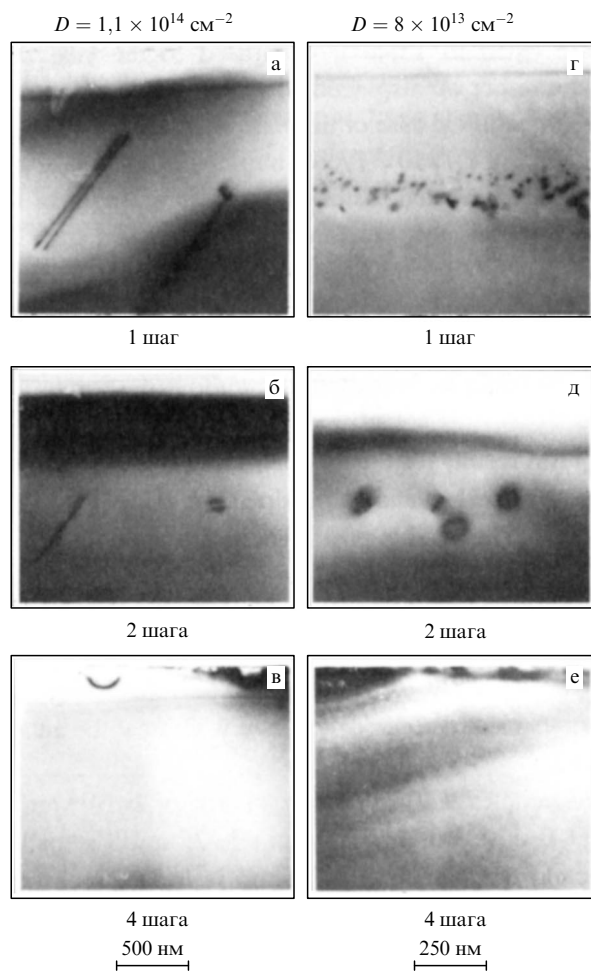


Рис. 8. ПЭМ-изображения кремния, имплантированного пошаговым методом ионами P^+ (а–в) и As^+ (г–е) с энергией 1 МэВ дозами $1,1 \times 10^{14}$ и $8 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$ соответственно. Отжиг при 900°C в течение 15 мин [135].

4.2. Воздействие примесей на образование остаточных нарушений

Исследования дефектообразования в кремнии, имплантированном ионами близких масс B^+ и C^+ , дали неожиданные результаты [42, 137, 138]. По данным РОР концентрации радиационных дефектов после облучения в слоях практически одинаковы, но после отжига в слоях кремния, имплантированных ионами B^+ , остаточная нарушенность велика; ее связывают с образованием дислокационных петель [135]. В случае ионов C^+ после отжига спектры РОР практически не отличаются от спектров для необлученного кремния. Этот положительный эффект авторы [137, 138] объясняют тем, что атом углерода в решетке кремния занимает малый объем, и вокруг него могут располагаться междоузельные атомы Si, которые не участвуют в образовании дислокационных петель. Такая интерпретация результатов представляется неубедительной. Обычно в остаточные дефекты уходит почти 100 % междоузельных атомов кремния при коротких временах отжига и не менее 10 % при длительных [139, 140]. Если они располагаются вокруг атомов углерода, то должны проявляться в спектрах РОР, что не подтверждается экспериментом [137].

Механизм подавления образования остаточных нарушений с помощью атомов углерода нам видится не-

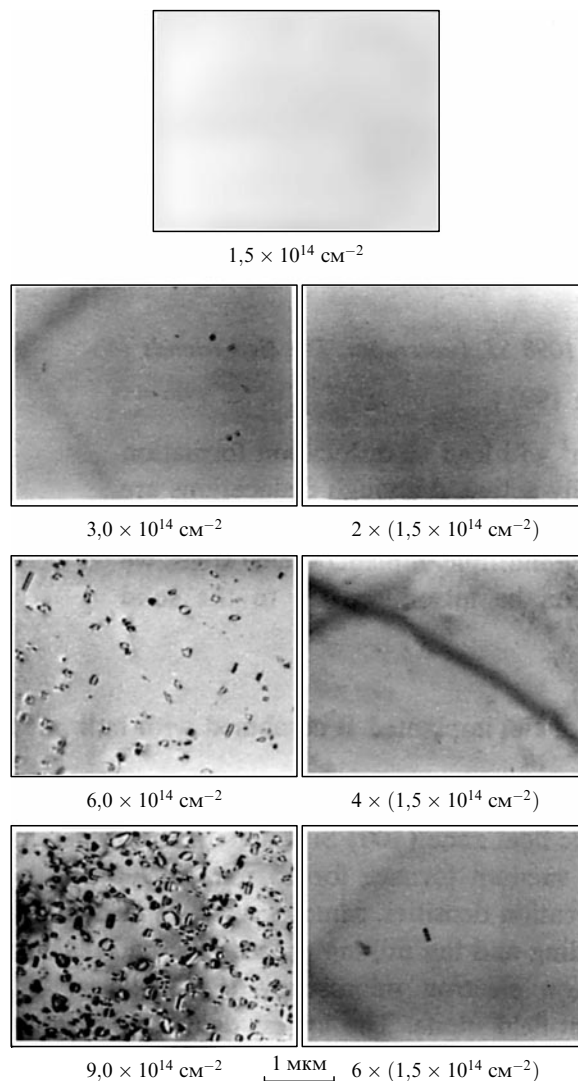


Рис. 9. ПЭМ-изображения кремния, имплантированного ионами B^+ с энергией 30 кэВ в одно- и многошаговых режимах. Отжиг при 900°C , 15 мин [136].

сколько иным. Согласно представлениям, развитым в работе [22], все атомы замещения с ковалентными радиусами, отличными от радиуса атома решетки, вытесняются из узлов междоузельными атомами Si по механизму Воткинса; это вытеснение было открыто Воткинсом для примесей III группы: B, Al, Ga [15–17]. Согласно [22] междоузельные атомы кремния движутся к атомам замещения в поле упругих деформаций, создаваемых этими примесями (рис. 10). Вытеснение атомов углерода из узлов решетки в междоузлия междоузельными атомами кремния непосредственно наблюдалось в работе [141]. Вытесненный из узла в междоузлие атом C может затем захватиться на вакансию и т.д. Таким образом, эффект Воткинса и последующий захват примеси замещения на вакансию являются дополнительным каналом аннигиляции точечных дефектов. Эти процессы записываются следующими реакциями:



где C_s — примесь замещения в узле решетки, I, V — собственный междоузельный атом и вакансия соответственно, C_i — примесь в междоузлии.

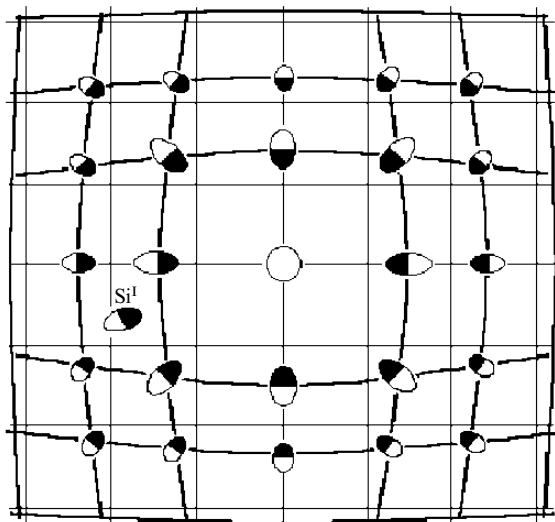


Рис. 10. Движение междуузельного атома Si в поле упругих деформаций решетки кремния, создаваемых атомом замещения с ковалентным радиусом, превышающим радиус атома решетки [22].

Подавление образования дислокаций с помощью углерода в кремнии, имплантированном фосфором, описано в работе [142]. Доза фосфора была достаточно большой — $1 \times 10^{15} \text{ см}^{-2}$. Дополнительное внедрение ионов C^+ дозой $4 \times 10^{15} \text{ см}^{-2}$ позволило практически полностью подавить образование дислокаций. Равновесная растворимость углерода по узлам решетки невелика ($2 \times 10^{18} \text{ см}^{-2}$), но при большой концентрации избыточных вакансий его растворимость повышается на несколько порядков величины [143, 144].

В работе [142] установлена необходимость совмещения профиля внедряемых ионов C^+ с профилем радиационных дефектов, создаваемых основной примесью. Если профили углерода сдвинуты относительно профили радиационных дефектов на 0,2 мкм, то положительный эффект исчезает. Согласно результатам [145] при низких дозах ионов такого строгого совпадения профилей не требуется. В этой работе образование при отжиге остаточных нарушений в кремнии, имплантированном ионами Si^+ с энергией 700 кэВ, было подавлено путем дополнительной имплантации ионов C^+ с энергией 1,6 МэВ. В этом случае несовпадение профилей углерода и радиационных дефектов, создаваемых внедрением ионов Si^+ , составляло 1,5 мкм.

В работе [138] продемонстрирована возможность подавления образования дислокаций в кремнии, имплантированном ионами B^+ в широком интервале доз: $6 \times 10^{13} - 4 \times 10^{15} \text{ см}^{-2}$. Дозы ионов C^+ с энергией 800 кэВ лежали в пределах $2 \times 10^{14} - 10^{16} \text{ см}^{-2}$. В целом, получены положительные результаты, но установлено, что если доза ионов C^+ превышает $4 \times 10^{15} \text{ см}^{-2}$, то в слое образуются некие включения, очевидно связанные с пересыщенным раствором углерода. Изучению структуры этих включений посвящен ряд работ [146–148].

Если изложенный выше механизм аннигиляции дефектов в результате последовательного замещения узлового углерода междуузельными атомами Si и его последующего захвата на вакансии действительно работает, то очевидно, что атомы C являются ненасыщаемыми ловушками для точечных дефектов, и углерод

может устранять междуузельные атомы Si в количестве, превышающем количество атомов C. Действительно, в работе [149] установлено, что эффективность поглощения междуузельных атомов Si атомом углерода больше единицы. Но, как следует из данных [150], более эффективно углерод поглощает междуузельные атомы Si, если он предварительно размещается в узлах решетки. Это и понятно, поскольку захват междуузельного углерода в узлы решетки требует времени. Взаимодействие же точечных дефектов с углеродом и формирование остаточных нарушений являются конкурирующими процессами.

Расположение углерода (либо другой примеси замещения) в узлах решетки кремния — это лишь одно из условий для подавления образования остаточных нарушений. Необходимо еще управлять реакцией Воткинса и обеспечить условия, при которых углерод не будет вытесняться из узлов решетки междуузельными атомами Si еще в процессе имплантации электрически активных примесей (B, P). В процессе имплантации число смещений в ~ 20 раз превышает число образующихся устойчивых междуузельных комплексов. Важно сохранить примесь замещения (например, C) в узлах, чтобы она затем могла работать как ловушка для атомов Si в процессе термообработки. Исследования процессов вытеснения бора из узлов решетки кремния [151] показали, что эффект Воткинса может быть подавлен путем увеличения уровня ионизации в имплантированном слое. Практически это достигается за счет увеличения плотности тока ионного пучка. Подавить вытеснение бора из узлов решетки оказалось возможным и при термообработке имплантированного кремния [22]. Для кривых электрической активации имплантированного бора в кремнии (зависимость концентрации носителей заряда от температуры изохронного отжига) характерна стадия "обратного" отжига при температурах 500–600 °С. Она обусловлена вытеснением атомов бора из узлов решетки в междуузельные атомы Si, возникающими при распаде комплексов Si–B3. Если в процессе отжига имплантированный слой облучался низкоэнергетичными электронами (10 кэВ), то при плотности тока в пучке электронов 5 мкА см^{-2} стадия "обратного" отжига практически отсутствует. При высоком уровне ионизации неравновесные электроны и дырки экранируют электрические диполи в деформированной сфере (см. рис. 10) и тем самым подавляется движение атомов Si в поле упругих деформаций, создаваемых атомом замещения.

Атомы бора эффективно вытесняются из узлов решетки междуузельными атомами Si [16]. Но, как мы уже отмечали, в кремнии, имплантированном бором, в отличие от имплантации C^+ , происходит образование остаточных нарушений. По-видимому, это связано с участием бора в образовании при отжиге термостабильных комплексов (стадия изохронного отжига 700–900 °С), предположительно с дивакансиями [41]. На образование этих комплексов расходуется как бор, так и дивакансии. Это является препятствием последовательного взаимодействия атомов бора с междуузельными атомами Si и с вакансиями, что необходимо для аннигиляции точечных дефектов. Если же атомы бора размещаются в узлах решетки, то они могут быть ловушками для междуузельных атомов Si [151]. В работе [103] исследовалось остаточное дефектообразование в крем-

нии, сильно легированном бором и облученном ионами Si. При концентрации бора в кремнии выше $2 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ концентрация остаточных нарушений падает с ростом концентрации узлового бора в исходных кристаллах, и при значениях выше 10^{19} см^{-3} дислокационные петли при отжиге вообще не образуются.

4.3. Имплантация, синхронизированная с микроволновым отжигом

В последнее время помимо традиционных методов отжига имплантированных структур полупроводников (отжиг в печи, БТО) разрабатываются новые методы отжига, например, микроволновый отжиг [152]. Особенно перспективным представляется микроволновый отжиг, синхронизированный с имплантацией (ИСМВО) [153, 154]. Интенсивность поглощения микроволнового излучения (2,45 ГГц) и соответственно нагрев пластины кремния растут с увеличением концентрации свободных носителей заряда. В процессе имплантации в зоне действия сканирующего ионного луча за счет неупругих потерь внедряемого иона создается большая концентрация неравновесных электронов и дырок. Именно в этот момент в этой зоне происходит сильное поглощение микроволнового излучения, и локальный разогрев следует за сканирующим пучком ионов. В этом методе создающиеся под ионным пучком радиационные дефекты сразу же отжигаются, не накапливаясь до критической концентрации, требуемой для образования дислокаций.

Выполненные исследования имплантированного кремния в режиме синхронного отжига [154] показали хорошие электрофизические параметры легированных слоев. Электронно-микроскопические исследования не обнаружили образования остаточных нарушений.

4.4. Подавление образования остаточных дефектов в имплантированном кремнии путем создания дополнительного нарушенного слоя

В работе [155] было изучено образование дислокаций в слое кремния, созданном имплантацией ионов P⁺ с энергией 50 кэВ дозами 2×10^{14} и $2 \times 10^{15} \text{ см}^{-2}$ при дополнительном облучении кристаллов ионами Si⁺ с энергией 1 МэВ дозами от 5×10^{14} до $4 \times 10^{15} \text{ см}^{-2}$. После двойной имплантации образцы подвергались БТО при 950 °С в течение 20 с в атмосфере азота. Авторы пришли к заключению, что эффект подавления вторичного дефектообразования в слоях, созданных имплантацией P⁺, растет с ростом дозы ионов Si⁺. При этом, как отмечают авторы, этот эффект лучше проявляется для больших доз фосфора. Нарушенный заглубленный слой, созданный имплантацией ионов Si⁺, является геттером для точечных дефектов, образующихся в приповерхностном слое при распаде радиационных дефектов. Напротив, в работе [156] представлены результаты электронно-микроскопических исследований заглубленных слоев кремния, полученных имплантацией ионов В⁺ с энергией 2 МэВ дозой $2,2 \times 10^{14} \text{ см}^{-2}$, при дополнительном создании приповерхностного нарушенного слоя внедрением ионов Si⁺ с энергией 140 кэВ различными дозами: 1×10^{12} , 1×10^{13} и $1 \times 10^{15} \text{ см}^{-2}$. В кремнии, имплантированном только высокоэнергетичными ионами В⁺, после отжига в течение 15 мин при 900 °С на глубине около 3 мкм выявляется полоса нарушений в основном в виде вытянутых дислокационных петель и стержнеобраз-

ных дефектов. Если дополнительно создается нарушенный слой имплантацией ионов Si⁺ малой дозой ($1 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$), то вместо стержнеобразных дефектов и вытянутых петель образуются совершенные дислокационные петли большого размера (от 40 до 100 нм). Если доза ионов Si⁺ составляет $1 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$ и более, то в слое, имплантированном бором, образуются только отдельные дислокации.

Таким образом, если количество радиационных дефектов в дополнительно созданном слое меньше, чем в основном, то остаточные дефекты в последнем формируются еще более эффективно, чем в отсутствие дополнительного слоя. Дефекты из основного слоя уходят в дополнительный, если степень его нарушенности выше, чем основного. Это можно связать с упругими напряжениями, возникающими в имплантированном кристалле [157]. Точечные дефекты движутся в поле упругих деформаций, создаваемых нарушенными слоями. При наличии двух нарушенных слоев результирующее поле будет определяться слоем с большей концентрацией радиационных дефектов.

Использование этого метода приводит к значительному, хотя и не полному снижению количества остаточных нарушений [156]. Еще одно достоинство метода состоит в том, что дополнительно созданные нарушенные слои являются одновременно и геттерами для металлических примесей, что особенно важно в производстве полупроводниковых приборов.

5. Примеры практической реализации дефектно-примесной инженерии

Использование ионной имплантации в технологическом процессе создания полупроводниковых приборов и интегральных микросхем показало не только преимущества этого метода, но и вскрыло его недостатки. Очевидные преимущества заключались прежде всего в однородности легирования как по всей площади пластины, так и по глубине залегания примеси, а также в воспроизводимости процесса. Но на первых порах электрофизические параметры полупроводниковых структур, созданных ионным легированием, и процент выхода годных изделий были ниже, чем у структур, созданных традиционным методом термодиффузии [158]. Электронно-микроскопические исследования показали большие количества дислокаций в ионно-легированных слоях. Именно с дислокациями, расположенными в электрически активных областях прибора, связывались повышенные токи утечки в переходах, электрическое закорачивание, низкие коэффициенты усиления транзисторов. Воздействие дислокаций усиливается, если они декорированы примесями, как легирующими, так и остаточными — металлическими. По результатам исследования температурных зависимостей обратных вольт-амперных характеристик р–n-переходов установлены значения энергии активации, близкие к половине ширины запрещенной зоны. Это указывало на существование генерационно-рекомбинационных глубоких центров, которые связывались с остаточными дефектами.

Первоначально усилия исследователей и производителей направлялись на отработку режимов отжига имплантированных структур. Например, было установлено, что применение БТО дает несколько лучшие результаты по сравнению с обычным термоотжигом в

печи [159]. По данным работы [160] увеличение плотности тока имплантации приводит к разогреву образцов, и это обеспечивает несколько лучшие результаты по остаточным дефектам и параметрам приборов. Было установлено, что для уменьшения плотности дислокаций постимплантационный высокотемпературный отжиг лучше проводить в инертной, а не в окисляющей атмосфере. Последующую разгонку примеси можно проводить при одновременном окислении поверхности пластины [161]. Это обусловлено тем, что в самом процессе окисления генерируются междоузельные атомы Si, которые складываются с междоузельными дефектами имплантационного происхождения [162–164]. Однако с помощью только термообработок не удалось решить проблемы остаточных нарушений.

Следующим шагом на пути устранения остаточных структурных нарушений в приборах была имплантация через окисные слои. Поскольку в имплантированных слоях профили радиационных дефектов и внедренной примеси пространственно разнесены и профили дефектов лежат ближе к поверхности, то с помощью имплантации через предварительно созданные окисные слои соответствующей толщины удавалось, по крайней мере частично, перевести упругие потери энергии ионов в окисный слой [165]. На рисунке 11 приведены температурные зависимости токов утечки на переходе коллектор–база при различной толщине окисла. При толщине окисла 0,08 мкм упругие потери энергии ионов имеют место преимущественно в кристалле. Определенная из наклона кривых температурной зависимости токов утечки энергия активации составляет 0,63 эВ. Это указывает на присутствие в области перехода коллектор–база генерационно-рекомбинационных центров с уровнями энергии в середине запрещенной зоны. Если толщина

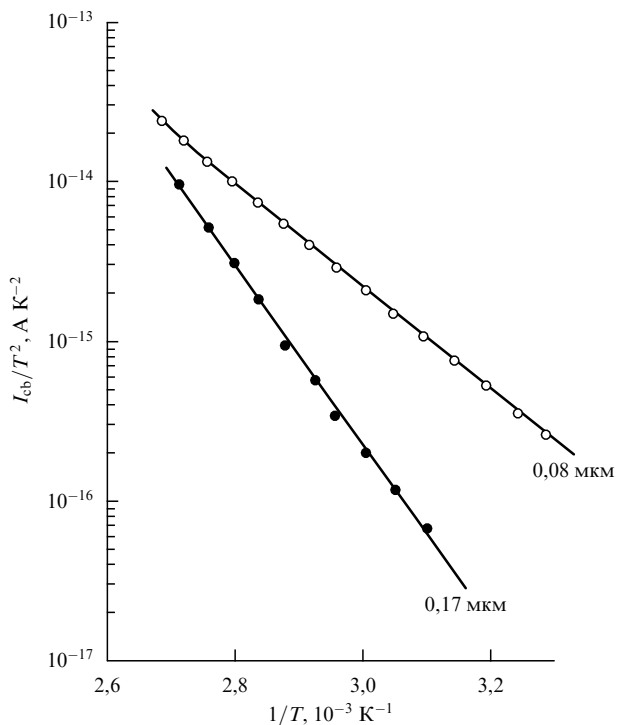


Рис. 11. Температурные зависимости токов утечки на переходе коллектор–база при толщинах окисных пленок на рабочей поверхности кремния 0,17 и 0,08 мкм [165].

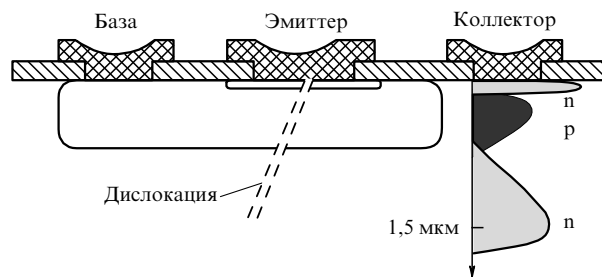


Рис. 12. Схема вертикального транзистора с коллектором, сформированным высокоэнергетичной имплантацией ионов P⁺ [166].

окисла составляет 0,17 мкм, то по данным [165] плотность дислокаций в активной области прибора на три порядка меньше, и энергия активации равна ширине запрещенной зоны, показывая, что в этом случае доминирующей является генерация зона–зона. Хотя этот метод в силу перекрытия профилей дефектов и внедряемой примеси и не позволил создать полностью бездефектные ионно-легированные слои кремния, его можно рассматривать как первый шаг в инженерии дефектов в имплантированном кремнии.

Дальнейший шаг в отработке технологии ионного легирования следовал из установленного факта существования критической концентрации радиационных дефектов, начиная с которой при отжиге формируются остаточные нарушения. В работах [106, 166] показаны возможности примесно-дефектной инженерии на примере создания вертикального биполярного транзистора. Схема этого транзистора представлена на рис. 12. Заглубленный коллектор в этом транзисторе формируется высокоэнергетичной (1,5 МэВ) имплантацией ионов P⁺. Для создания коллектора с требуемой низкой величиной сопротивления [159, 167] доза ионов фосфора должна быть достаточно большой, как правило, не ниже 4×10^{13} см⁻². При энергии ионов 1,5 МэВ эта доза гораздо выше критической, и в процессе отжига имплантированных структур в области коллектора должны образовываться дислокации. Исследования электрофизических параметров таких приборов показывают, что в них часто встречаются избыточные коллекторные токи при низких напряжениях на переходе база–эмиттер. Графики зависимостей тока базы I_b и тока коллектора I_c от напряжения на базе V_b приведены на рис. 13а для стандартной технологии имплантации. Большие значения токов коллектора I_c связываются с электрическим закорачиванием коллектора и эмиттера (с–е закоротки). Эти закоротки и определяют выход годных приборов. Некоторые дислокации, образующиеся в коллекторе, могут идти к поверхности, тем самым закорачивая переходы коллектор–база и база–эмиттер. Процент выхода годных изделий в зависимости от площади эмиттера представлен на рис. 14. При площади эмиттера 10⁴ мкм² закороченными являются 65 % приборов; при площади 1200 мкм² — 20 %. Естественно, что чем больше площадь перехода, тем вероятнее, что через него пройдет дислокация. В первом приближении выход является экспоненциальной функцией площади эмиттера с "фатальной" плотностью дислокаций $1,25 \times 10^4$ см⁻² [168]. Эта плотность дислокаций коррелирует с результатами, полученными в работах [159, 160] на биполярном транзисторе с имплантированным коллектором, где плотность

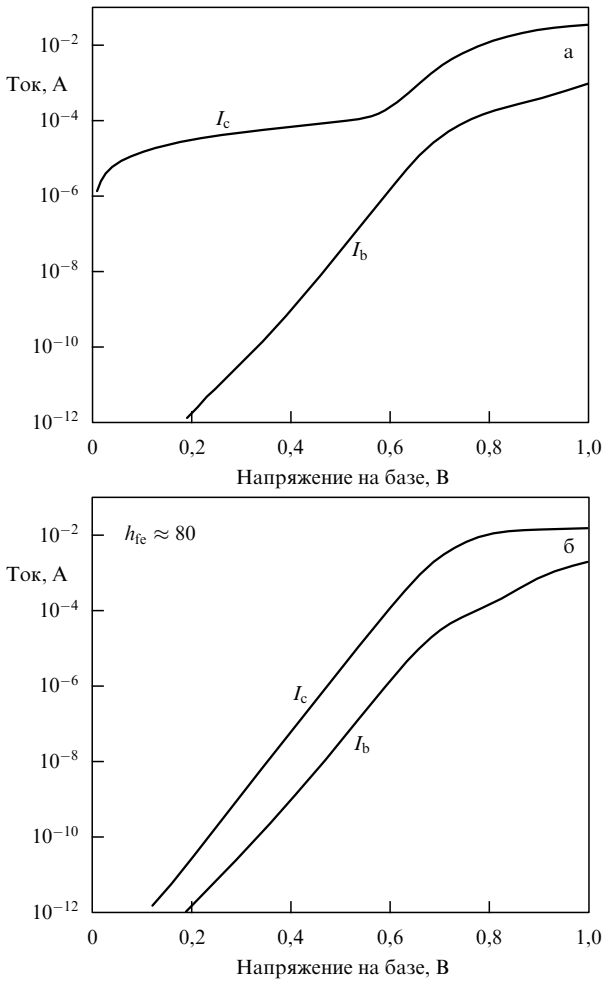


Рис. 13. Типичные зависимости тока коллектора I_c и тока базы I_b от напряжения на базе вертикального транзистора V_b , изготовленного по стандартной технологии (а) и транзистора с коллектором, сформированным пошаговой имплантацией ионов P^+ либо двойной имплантацией ионов P^+ и C^+ (б); h_{fe} — коэффициент усиления транзистора по току [166].

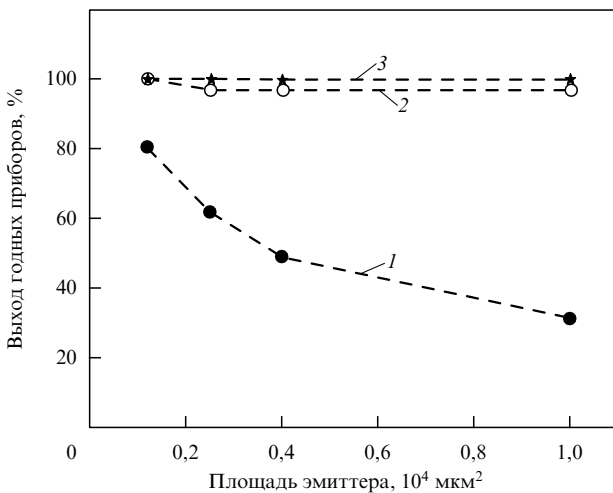


Рис. 14. Выход годных транзисторов с коллектором, сформированным стандартной имплантацией ионов P^+ (кривая 1), пошаговой имплантацией (2) и двойной имплантацией ионов P^+ и C^+ (3) [166].

дислокаций определялась по ямкам травления на фронтальной поверхности. Это означает, что дислокации из

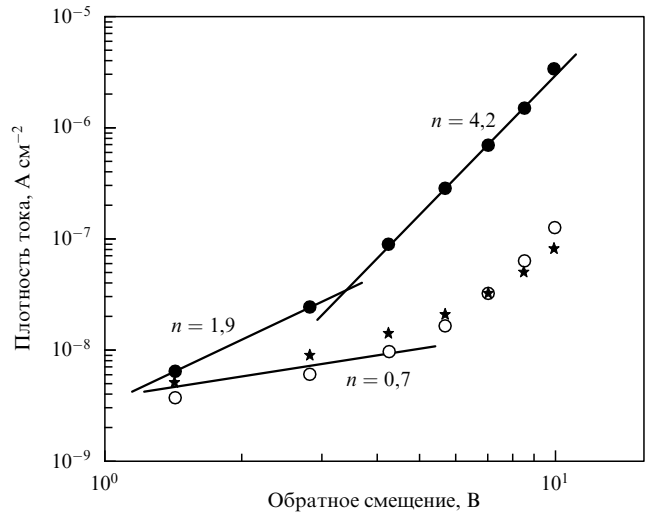


Рис. 15. Вольт-амперные характеристики перехода коллектор–база при обратном смещении [166]: ● — стандартная технология имплантации, ○ — двухшаговая имплантация, * — двойная имплантация фосфора и углерода.

коллектора выходили на поверхность через весь прибор. В самом же коллекторе при дозе ионов фосфора $4 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$ с энергией 1,5 МэВ плотность дислокаций составляет порядка 10^8 см^{-2} , следовательно, только одна из 10^4 дислокаций является "фатальной", т.е. пересекающей весь прибор. Аналогичные результаты были получены для биполярного транзистора с базой, создаваемой имплантацией ионов B^+ дозой $6 \times 10^{14} \text{ см}^{-2}$ с энергией 50 кэВ [165]. В этой работе дислокации исследовались параллельно по ямкам травления и с помощью ПЭМ.

Если коллектор формируется двухшаговой имплантацией, т.е. доза $4 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$ набирается в два приема с промежуточным отжигом (900°C , 15 мин), то выход годных приборов составляет 97% при площади эмиттера 10^4 мкм^2 и 100% для малых площадей эмиттера (см. рис. 14). Для этих транзисторов токи коллектора при низких напряжениях на переходе база–эмиттер соответствуют бездислокационным приборам (рис. 13б). Аналогичные результаты по выходу годных изделий получены и для транзисторов, сформированных имплантацией ионов фосфора и дополнительно ионов углерода дозами 2×10^{14} и $5 \times 10^{14} \text{ см}^{-2}$ (энергия ионов C^+ составляет 1,15 МэВ).

На рисунке 15 для сравнения приведены данные по токам утечки для стандартных приборов и приборов с коллекторами, полученными двухшаговой имплантацией фосфора либо двойной имплантацией P^+ и C^+ . Для идеального бездефектного диода обратные вольт-амперные зависимости можно представить в виде $I \sim V^n$, где $n = 0,5$ [165, 168]. Как видно из рис. 15, для стандартного диода (сформирован только переход коллектор–база, эмиттер не формируется) $n \approx 2$ для низких напряжений и 4,2 для более высоких; это типичные характеристики диодов с дислокациями в области перехода [161, 165]. В диодах, создаваемых двухшаговой имплантацией P^+ или двойной имплантацией P^+ и C^+ , токи утечек при обратном напряжении 5 В на порядок ниже, чем при стандартной технологии. Но при обратных напряжениях от 1 до 5 В показатель n равен 0,7, а не 0,5, как это необходимо для идеального

диода. В случае дополнительной имплантации C^+ это можно было бы связать с преципитатами углерода, которые по данным работы [169] приводят к росту токов утечки. Однако аналогичная ситуация имеет место и для двухшаговой имплантации; природа явления пока остается неясной.

6. Влияние радиационных дефектов на диффузию имплантированных примесей в кремнии. Методы подавления аномально ускоренной диффузии

Исследования имплантированного кремния показали, что коэффициенты диффузии внедренных примесей существенно отличаются от собственных значений, т.е. значений при обычной термодиффузии из внешнего источника. Первоначально ускоренная диффузия имплантированных примесей бора и фосфора в процессе БТО связывалась с избыточными вакансиями [170, 171], так как было принято считать, что в имплантированном кремнии основными радиационными дефектами являются дивакансии. Интересно отметить, что замедленная диффузия имплантированного бора в кремнии при термоотжиге в печи также объяснялась воздействием на процесс диффузии избыточных вакансий как ловушек для примеси [172]. По мнению авторов [173, 174] радиационные дефекты не оказывают существенного воздействия на диффузию бора и фосфора. В их представлении ускоренная диффузия обусловлена тем, что значительная доля внедренных атомов примеси находится в междоузлиях. Предполагается, что скорость диффузии по междоузельному каналу выше, чем по узловому. Ускоренная диффузия имеет место до установления равновесного распределения внедренных примесей по узлам и междоузлиям.

Для установления роли радиационных дефектов в диффузии примесей исследовалась диффузия бора [175–178], а также фосфора [179] в слоях кремния с разной концентрацией дефектов, которая варьировалась дополнительным облучением слоев ионами Si^+ . Для исключения влияния процесса вытеснения примесей бора и фосфора из узлов в междоузлия междоузельными атомами Si в процессе имплантации (эффект Воткинса) вначале в кремний имплантировались ионы Si^+ , а затем проводилась имплантация примесей бора либо фосфора.

6.1. Диффузия имплантированного бора

В таблице 4 представлены значения эффективных коэффициентов диффузии бора при различных дозах ионов бора Φ_B и ионов кремния Φ_{Si} [177]. В таблице

приведены также значения концентраций дефектов в имплантированном слое C_d . Диффузия проводилась в условиях лампового отжига при температуре $1050^\circ C$ в течение 10 с. В кремнии, облученном малыми дозами ионов B^+ ($6 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$), коэффициент диффузии бора ($7 \times 10^{-13} \text{ см}^2 \text{ с}^{-1}$) превышает собственное значение ($1 \times 10^{-13} \text{ см}^2 \text{ с}^{-1}$) и существенно растет с увеличением концентрации дефектов в слое внедрения. При больших дозах ионов бора ($3,7 \times 10^{15} \text{ см}^{-2}$) дополнительное облучение ионами Si^+ не приводит к заметному изменению коэффициента диффузии бора; ускоренную диффузию обеспечивает свой внутренний источник. Сам процесс диффузии при высокой концентрации примеси создает избыточные междоузельные атомы Si, которые отвечают за ускорение диффузии примеси. Это относится не только к диффузии имплантированной примеси, но и к обычной термодиффузии из внешнего источника.

Ускоренная диффузия бора за счет радиационных дефектов протекает недолго [180]. При температуре $1050^\circ C$ зависимость коэффициента диффузии бора от длительности отжига проходит через собственное значение D_0 на 17-й секунде отжига и становится меньше собственного значения при дальнейшем увеличении длительности отжига в печи (более 30 с); с ростом длительности отжига до 1 ч коэффициент диффузии бора приближается к собственному значению.

В таблице 5 представлены значения эффективных коэффициентов диффузии бора при термоотжиге в печи при различных дозах бора и различных концентрациях радиационных дефектов в слое внедрения [175]. Температура отжига $1050^\circ C$, длительность — 15 мин. В случае термоотжига в печи при небольших дозах бора ($6 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$) коэффициент его диффузии D ($1,5 \times 10^{-14} \text{ см}^2 \text{ с}^{-1}$) существенно меньше собственного значения ($1 \times 10^{-13} \text{ см}^2 \text{ с}^{-1}$). С ростом концентрации радиационных дефектов в результате дополнительного облучения ионами Si^+ коэффициент диффузии растет от $1,5 \times 10^{-14}$ до $8 \times 10^{-14} \text{ см}^2 \text{ с}^{-1}$, но и в предельном случае с началом аморфизации не достигает собственного значения. При больших дозах ионов бора ($3,7 \times 10^{15} \text{ см}^{-2}$), как и в случае БТО, дополнительное введение радиационных дефектов не вызывает изменения в коэффициенте диффузии.

Наблюдаемые закономерности в диффузии ионно-внедренного бора в кремнии объясняются в рамках модели двухпоточной диффузии [181]. В обычных условиях в отсутствие избыточных точечных дефектов бор диффундирует частично по узловому, частично по междоузельному каналам. Примесь преимущественно расположена в узлах решетки, но скорость диффузии по

Таблица 4. Коэффициенты диффузии бора D при ламповом отжиге в зависимости от концентрации радиационных дефектов C_d в имплантированном слое кремния

$\Phi_B, \text{ см}^{-2}$		$\Phi_{Si}, \text{ см}^{-2}$			
		0	6×10^{13}	1×10^{14}	6×10^{14}
6×10^{13}	$C_d, \text{ см}^{-3}$	7×10^{18}	$4,2 \times 10^{19}$	7×10^{19}	Начало аморфизации 7×10^{-12}
	$D, \text{ см}^2 \text{ с}^{-1}$	7×10^{-13}	$4,2 \times 10^{-12}$	7×10^{-12}	
6×10^{14}	$C_d, \text{ см}^{-3}$	$3,6 \times 10^{19}$	$7,1 \times 10^{19}$	1×10^{20}	Начало аморфизации $3,5 \times 10^{-12}$
	$D, \text{ см}^2 \text{ с}^{-1}$	2×10^{-12}	$2,5 \times 10^{-12}$	$3,2 \times 10^{-12}$	
$3,7 \times 10^{15}$	$C_d, \text{ см}^{-3}$	$1,2 \times 10^{20}$	$1,6 \times 10^{20}$	2×10^{20}	Начало аморфизации 4×10^{-12}
	$D, \text{ см}^2 \text{ с}^{-1}$	$3,5 \times 10^{-12}$	4×10^{-12}	4×10^{-12}	

Таблица 5. Коэффициенты диффузии D в кремнии при термоотжиге в печи в зависимости от концентрации дефектов C_d в имплантированном слое

$\Phi_B, \text{см}^{-2}$		$\Phi_{Si}, \text{см}^{-2}$			
		0	6×10^{13}	1×10^{14}	6×10^{14}
6×10^{13}	$C_d, \text{см}^{-3}$	7×10^{18}	$4,2 \times 10^{19}$	7×10^{19}	Начало аморфизации 8×10^{-14}
	$D, \text{см}^2 \text{с}^{-1}$	$1,5 \times 10^{-14}$	$2,5 \times 10^{-14}$	$6,8 \times 10^{-14}$	
3×10^{14}	$C_d, \text{см}^{-3}$	$1,8 \times 10^{19}$	2×10^{20}	$2,5 \times 10^{20}$	Начало аморфизации $3,5 \times 10^{-13}$
	$D, \text{см}^2 \text{с}^{-1}$	9×10^{-14}	$1,7 \times 10^{-13}$	$2,5 \times 10^{-13}$	
6×10^{14}	$C_d, \text{см}^{-3}$	$3,6 \times 10^{19}$	$7,1 \times 10^{19}$	1×10^{20}	Начало аморфизации 7×10^{-14}
	$D, \text{см}^2 \text{с}^{-1}$	3×10^{-13}	2×10^{-13}	1×10^{-13}	
$3,7 \times 10^{15}$	$C_d, \text{см}^{-3}$	$1,2 \times 10^{20}$	$1,5 \times 10^{20}$	2×10^{20}	Начало аморфизации 5×10^{-13}
	$D, \text{см}^2 \text{с}^{-1}$	$5,5 \times 10^{-13}$	5×10^{-13}	5×10^{-13}	

узлам значительно ниже скорости диффузии по междоузлиям. При этом происходит постоянный переход атомов бора из узлов в междоузлия и обратно.

В ионно-легированном кремнии большое значение коэффициента диффузии бора и его увеличение с ростом концентрации дефектов объясняется тем, что диффузия преимущественно по "быстрому" междоузельному каналу стимулируется последовательным вытеснением атомов бора из узлов решетки в междоузлия междоузельными атомами Si (замещение по Воткинсу). Междоузельные атомы Si образуются при отжиге междоузельных комплексов Si-P6 и Si-B3. В силу большого сечения вытеснения бора из узлов атомами Si ускоренная диффузия протекает за ограниченный промежуток времени. Затем междоузельные атомы бора захватываются на избыточные вакансии, и коэффициент диффузии падает. При этом коэффициент диффузии минимален, когда концентрация примеси сравнима с концентрациями вакансий. Состояние с преимущественным распределением бора по избыточным вакансиям живет довольно долго: при температуре отжига 1050°C для установления равновесного распределения бора по узлам и междоузлиям необходимо время порядка 1 ч. С ростом дозы дополнительного облучения ионами Si концентрация вакансионных дефектов становится значительно больше концентрации примеси. Значительный градиент концентрации дефектов вызывает их диффузию в глубь кристалла и, как следствие, ускорение диффузии бора по избыточным вакансиям. Но поскольку в этом случае исключается "быстрый" междоузельный канал диффузии, то и в пределе коэффициент диффузии бора остается меньше собственного значения.

Наблюдаемые anomalно низкие значения коэффициентов диффузии имплантированного бора при термоотжиге в печи некоторые авторы связывали с захватом атомов бора на дислокационные петли [182–185], образующиеся в результате перестройки радиационных дефектов. Но наблюдаемое увеличение коэффициента диффузии бора с ростом концентрации радиационных дефектов не подтверждает это предположение. В результате дополнительного облучения слоев кремния ионами Si концентрация дислокационных петель растет. В соответствии с этим коэффициент диффузии бора в этих структурах должен еще более снижаться, если механизмом его снижения является захват примеси на остаточные дефекты. Предлагая этот механизм снижения коэффициента диффузии, авторы, видимо, имели в виду некий "динамический" захват атомов бора на остаточные дефекты с последующим их освобождением, поскольку

в результате отжига имеет место 100%-ная электрическая активация примеси.

Из таблицы 5 видно существенное различие в поведении коэффициента диффузии бора при дополнительном облучении ионами Si^+ при малых ($6 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$) и средних ($6 \times 10^{14} \text{ см}^{-2}$) дозах бора. В первом случае минимальный коэффициент диффузии имеет место без дополнительного облучения ионами Si^+ , и это связывается с захватом примеси на избыточные вакансии. Во втором случае для снижения коэффициента диффузии необходимо дополнительное облучение ионами Si^+ . Это объясняется характером накопления радиационных дефектов при имплантации ионов бора. При дозах ионов бора до $1 \times 10^{14} \text{ см}^{-2}$ дефекты накапливаются линейно с дозой облучения [41] с эффективностью введения стабильных дефектов порядка единицы на один ион бора. При более высоких дозах имеет место сублинейный характер накопления дефектов ($C_d \sim \Phi^{0,5}$), т.е. объемная концентрация примеси становится выше объемной концентрации стабильных дефектов. Поэтому только дополнительное введение дефектов облучением ионами Si^+ приводит к захвату атомов бора на избыточные вакансии и снижению коэффициента его диффузии при термоотжиге в печи.

В пользу того, что за ускоренную диффузию бора отвечают собственные междоузельные атомы, говорят данные по диффузии бора, в том числе и имплантированного, в условиях окисления поверхности кремния [186, 187], т.е. генерации избыточных междоузельных атомов Si. С другой стороны, в работах [177, 178] наблюдали значительное (на порядок) снижение коэффициента диффузии бора в слоях кремния, предварительно легированных германием. Германий вводился имплантацией в кремний с последующим отжигом для рекристаллизации аморфного слоя и расположения атомов Ge в узлах решетки. После этого имплантировался бор и исследовалась его диффузия. Первоначально снижение коэффициента диффузии связывалось с упругими напряжениями в ионно-легированных слоях кремния [177, 178]. Легирование кремния германием увеличивает период решетки кремния, напротив, бор в узлах сжимает решетку. Поскольку коэффициент диффузии германия в кремнии невысок, то предполагалось, что бор остается в слое внедрения для компенсации упругих напряжений в структурах кремния. Но затем снижение коэффициента диффузии имплантированного бора наблюдалось и в слоях кремния, дополнительно имплантированных углеродом [188]. Ковалентный радиус углерода, как и бора, меньше, чем радиус атома Si, и в случае двойного

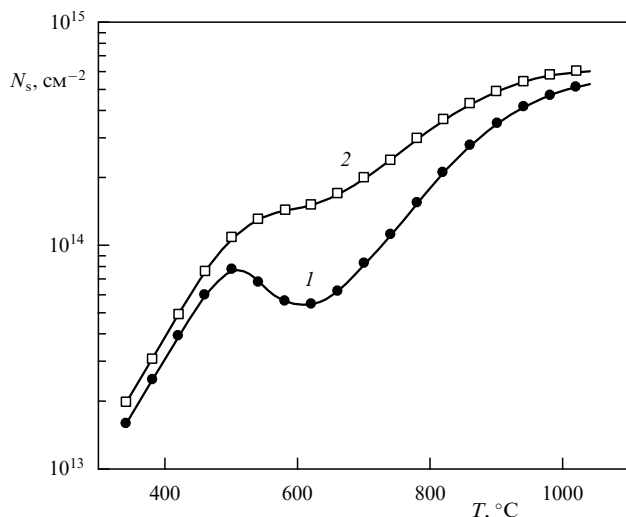


Рис. 16. Кривые электрической активации имплантированного бора в кремнии, легированном Ge⁺ [178]: 1 — контрольный образец, доза ионов В⁺ $1,3 \times 10^{15}$ см⁻²; 2 — доза ионов Ge⁺ 1×10^{16} см⁻²; отжиг; доза ионов В⁺ $1,3 \times 10^{15}$ см⁻².

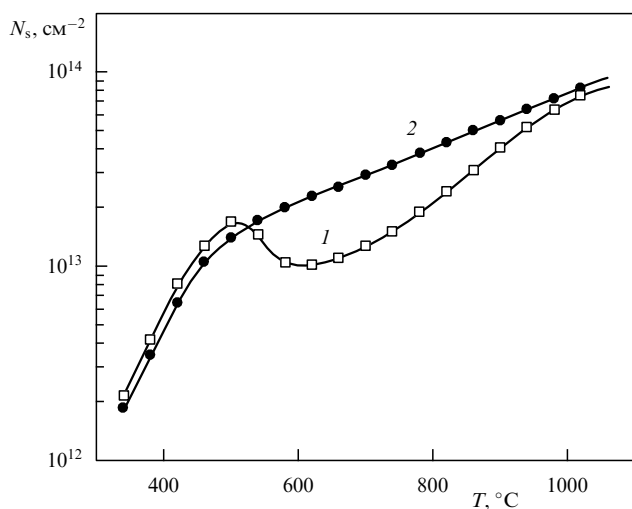


Рис. 17. Электрическая активация имплантированного бора в слоях кремния, легированных углеродом [188]: 1 — контрольный образец, доза ионов В⁺ 1×10^{14} см⁻²; 2 — доза ионов С⁺ 1×10^{14} см⁻², доза ионов В⁺ 1×10^{14} см⁻².

легирования упругие напряжения в структурах увеличиваются. Однако эффект в случаях углерода и германия одинаков. Снижение коэффициента диффузии бора в слоях кремния, легированных германием, наблюдалось в работе [189]. В работе [22] было развито представление, что все примеси замещения, имеющие ковалентный радиус, отличный от радиуса атома решетки, являются ловушками для междоузельных атомов Si в силу эффекта Воткинса. Иллюстрацией к этому могут быть кривые электрической активации имплантированного бора (зависимости слоевой концентрации носителей заряда N_s от температуры изохронного (15 мин) отжига) в кремнии и в слоях кремния, легированных германием (рис. 16) или углеродом (рис. 17). Стадия "обратного" отжига для кремния, имплантированного ионами бора (кривые 1 на рис. 16 и 17), как установлено в [190], обязана

вытеснению бора из узлов решетки междоузельными атомами Si, освобождающимися при развале междоузельных комплексов Si–В3. В кривых электрической активации бора для слоев кремния, легированных германием либо углеродом (кривые 2 на рис. 16 и 17) стадии обратного отжига практически отсутствуют.

При больших дозах ионов бора дополнительное введение радиационных дефектов не приводит к изменению коэффициента диффузии бора. Но и в этом случае предварительное легирование слоев кремния германием позволяет снизить коэффициент диффузии бора [177, 178]. Это еще раз подтверждает, что ускоренная высококонцентрационная диффузия связана с междоузельными атомами кремния. Преимущество германия в этом случае в сравнении с углеродом заключается в неограниченной растворимости германия в кремнии. Сечение вытеснения атомов германия из узлов решетки кремния ниже, чем бора [22], но возможность введения в слой германия в концентрациях выше концентраций бора позволяет воздействовать на диффузию последнего. Сечение вытеснения атомов углерода из узлов решетки выше, чем бора, но ограничением в применении углерода является его невысокая растворимость в кремнии.

В ионно-имплантированных структурах кремния возникают упругие напряжения вследствие несовпадения периодов решетки слоя внедрения и подложки. Период решетки в слое внедрения увеличивается за счет радиационных дефектов. В процессе последующей термообработки радиационные дефекты частично отжигаются, частично перестраиваются в остаточные нарушения, а внедренная примесь активируется, переходя в узлы решетки. Если ковалентные радиусы атомов примеси и матрицы совпадают или имеют близкие значения, как, например, у Si (1,175 Å) и As (1,17 Å), то структуры не содержат упругих напряжений, по крайней мере, в пределах растворимости примеси. У атомов бора и фосфора тетраэдрические радиусы меньше, чем у атома Si. Особенно сильно различаются ковалентные радиусы В (0,8 Å) и Si. Несовпадение периодов решетки в легированном слое и в подложке приводит к генерации сеток дислокаций несоответствия [191]. Как установлено в работе [191], эти протяженные дислокации поглощают стержнеобразные дефекты и дислокационные петли. Для компенсации упругих напряжений полезной оказывается двойная имплантация бора и германия. Как показали исследования [192], концентрации бора и германия должны относиться, как 1 : 8. В работе [193] также отмечается повышение совершенства структур кремния, легированных ионами бора и германия. В случае ионного легирования кремния сурьмой для компенсации упругих напряжений можно дополнительно имплантировать углерод.

6.2. Диффузия имплантированного фосфора

Для имплантированного фосфора, как и бора, характерны аномально большие коэффициенты диффузии. При ламповом отжиге при 900 °С коэффициент диффузии фосфора из слоя внедрения более чем в 1000 раз превышает собственное значение. С увеличением длительности отжига коэффициент диффузии фосфора стремится к собственному значению. В ряде работ ускоренная диффузия связывалась с избыточными вакансиями [171, 172]. Ускорение диффузии фосфора в условиях окисления поверхности кремния и, напротив, замедление диффузии при создании нитридных покрытий [186,

193–195] говорит скорее о стимулировании диффузии междоузельными атомами Si. Для описания аномалий в диффузии фосфора привлекались также модели парной диффузии: по E-центрам (комплекс атома фосфора и вакансии) или по паре из атома фосфора и междоузельного атома Si [196–198]. Исследования [199, 200] показали, что коэффициент диффузии имплантированного фосфора существенно снижается (на порядок и более), если слой предварительно легируется германием или углеродом. Эти результаты говорят в пользу того, что ускоренная диффузия фосфора связана с собственными междоузельными атомами. В работе [199] установлено, что коэффициент диффузии имплантированного фосфора при ламповом отжиге не зависит от температуры: после отжига при температурах 900, 1000 и 1050 °C профили диффузии совпадали. Эффективный коэффициент диффузии при этих температурах составлял $2 \times 10^{-12} \text{ см}^2 \text{ с}^{-1}$. Такое же значение получено при температуре лампового отжига 800 °C [201]. Близкое значение коэффициента диффузии имплантированного фосфора наблюдалось и при отжиге при 600 °C [202].

Наблюдаемая экспериментально независимость коэффициента диффузии имплантированного фосфора при ламповом отжиге от температуры объясняется в предположении, что диффузия идет по комплексу. Ускорение диффузии фосфора в кремнии в условиях окисления поверхности и замедление ускоренной диффузии в слоях, легированных примесями IV группы, говорит в пользу комплекса атома фосфора с междоузельным атомом Si (пара PI), а не в пользу E-центра.

Скорость генерации пар

$$G(x, t) = K C_p(x, t) C_i(x, t), \quad (17)$$

где C_p — концентрация атомов фосфора, C_i — концентрация собственных междоузельных атомов Si, которые образуются при разрушении междоузельных комплексов, K — скорость реакции.

При температуре диффузии T_1 число комплексов N будет равно $G(x, t)\tau_1$, где τ_1 — время жизни комплекса при этой температуре. Поток примеси

$$J_1 = D_1 \frac{dN}{dx} = D_1 \frac{d}{dx} G(x, t)\tau_1, \quad (18)$$

где D_1 — коэффициент диффузии комплекса при температуре T_1 .

При более высокой температуре T_2 для потока примеси J_2 можно записать:

$$\begin{aligned} J_2 &= D_2 \frac{d}{dx} G\tau_2 = \\ &= D_1 \exp\left(\frac{E^{\text{dif}}\Delta T}{kT_1 T_2}\right) \frac{d}{dx} G\tau_1 \exp\left(\frac{E^{\text{an}}\Delta T}{kT_1 T_2}\right). \end{aligned} \quad (19)$$

Совпадение профилей при одинаковых временах диффузии при разных температурах означает, что $J_1 = J_2$. Это возможно, если энергия активации диффузии комплекса E^{dif} равна энергии активации отжига (разрушения) этого комплекса E^{an} . На основании этих результатов в работах [88, 203] предложена модель этого комплекса. Комплекс образуется при попадании атома фосфора и атома кремния в одно и то же междоузлие. Атомы фосфора и кремния не связаны между собой химической ковалентной связью. Связь определяется потенциальным релье-

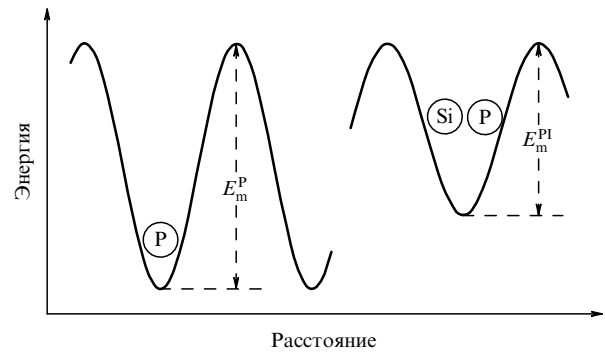


Рис. 18. Энергетический барьер для миграции атома фосфора E_m^P и пары E_m^{PI} в решетке кремния [88].

фом кристалла (рис. 18). В этой схеме барьер для миграции отдельного атома фосфора есть E_m^P . Для пары атом фосфора – междоузельный атом кремния (PI) этот барьер E_m^{PI} меньше, что определяет более высокую подвижность пары PI по сравнению с изолированным атомом P. Для этой пары выполняется вытекающее из эксперимента равенство энергий активации отжига комплекса и его диффузии. Когда пара PI получает энергию выше барьера E_m^{PI} , она может прыгать в соседнее междоузлие, как целое, либо атомы P и Si прыгают в разные междоузлия (разрушение пары).

Ввиду сильного пересыщения имплантированного слоя дефектами (при дозе ионов P^+ $1 \times 10^{14} \text{ см}^{-2}$ концентрация дефектов составляет порядка 10^{20} см^{-3} , концентрация фосфора в слое при этом порядка 10^{19} см^{-3}) пары могут образовываться случайно. Однако образование пар может протекать и с необходимостью, если в кристалле имеются атомы P в узлах решетки и возникают избыточные атомы Si. Атом P в узле решетки кремния, как и любой другой атом замещения с отличным от атома матрицы ковалентным радиусом, создает вокруг себя упруго деформированную область. В соответствии с представлениями работы [22] междоузельный атом Si, попадая в искаженную сферу радиуса R , направленно движется в поле упругих деформаций к их источнику (см. рис. 10). Для атома P в кремнии радиус R составляет 40 Å. Если в эту сферу попадают два атома Si, то они оба движутся к атому P: один из них вытесняет атом P в междоузлие, другой оказывается в этом же междоузлии. В результате возникает пара PI. В обоих случаях пары PI образуются в заметных концентрациях лишь до тех пор, пока существует избыточная концентрация междоузельных атомов кремния. Если в слой внедрения вводятся электрически нейтральные элементы IV группы (Ge, C), которые являются ловушками для междоузельных атомов Si, то это ведет к уменьшению коэффициента диффузии фосфора.

6.3. Роль остаточных дефектов в диффузии имплантированных примесей в кремнии

В литературе интенсивно дискутируется вопрос об участии остаточных дефектов в диффузии имплантированных примесей. В работе [204] методом ПЭМ одновременно изучали процесс перестройки остаточных дефектов междоузельного типа $\{311\}$ в имплантированном кремнии и диффузию бора. Авторы пришли к заключению, что временная шкала распада стержнеобразных

дефектов {311} совпадает с временем протекания ускоренной диффузии. Из исследований [205–207] также следовало, что время насыщения процесса роста петель совпадает с временем протекания ускоренной диффузии бора и фосфора. В работе [208] на основании исследований методом ПЭМ остаточных дефектов в кремнии, имплантированном бором и фосфором, авторы пришли к заключению, что при отжиге в течение 5 с при 850 °С все междоузельные атомы Si уходят в дефекты {311}. Затем с увеличением длительности отжига при распаде стержнеобразных дефектов наблюдается ускоренная диффузия имплантированных примесей бора и фосфора. Авторы работы [200], где исследовался кремний, имплантированный бором и дополнительно ионами Si⁺, установили, что в дефекты {311} запасается число междоузельных атомов Si, равное числу имплантированных ионов Si⁺, т.е. около 10 % от количества устойчивых комплексов. Тем не менее ускоренную диффузию бора авторы связывают с вытеснением атомов бора в междоузельный канал диффузии междоузельными атомами Si, освобождаемыми из дефектов {311}. При высоком исходном пересыщении междоузельными атомами Si в имплантированном кремнии (один атомный процент и более) помимо обычных стержнеобразных дефектов образуются зигзагообразные дефекты {311}. Эти дефекты являются более устойчивыми к отжигу и, по мнению авторов, значительно удлиняют время ускоренной диффузии имплантированных примесей [209]. В работе [210] ускоренная диффузия имплантированного бора изучалась в зависимости от энергии ионов: 5, 10, 20 и 40 кэВ. Доза ионов составляла $2 \times 10^{14} \text{ см}^{-2}$. Параллельно методом ПЭМ исследовалось формирование стержнеобразных дефектов {311}. Дефекты {311} выявлялись лишь в слоях кремния, имплантированных ионами с энергиями 10 кэВ и выше. Концентрация остаточных дефектов росла с ростом энергии ионов. При энергии ионов 5 кэВ дефекты {311} не образовывались, и авторы утверждают, что не выявлялась ускоренная диффузия бора. Авторы полагают, что за ускоренную диффузию отвечают комплексы атома бора с междоузельным атомом кремния, образующиеся при облучении, а также междоузельные атомы Si, освобождающиеся при перестройке дефектов {311}. В работе [211] исследована диффузия имплантированного бора в кремнии при энергии ионов 4 кэВ и дозе $1 \times 10^{14} \text{ см}^{-2}$. Отжиг проводился при температурах 700–800 °С в течение 15 с–8 ч в атмосфере азота. Исследования методом ПЭМ показали, что даже при коротких интервалах отжига дефекты {311} не образуются. Ускоренная же диффузия наблюдалась и насыщалась при длительностях около 15 мин. Эти эксперименты однозначно показывают, что для ускоренной диффузии образование дефектов {311} не является обязательным.

В целом вся совокупность результатов исследований позволяет заключить, что при термообработке имплантированного кремния часть междоузельных атомов Si, возникающих при распаде комплексов, уходит на вытеснение примесей в междоузельный канал диффузии либо на образование пар с атомами примеси, что обеспечивает ускоренную диффузию. Одновременно другая часть междоузельных атомов Si образует дефекты {311}. С увеличением длительности отжига при перестройке остаточных дефектов освобождающиеся атомы кремния поддерживают ускоренную диффузию примесей.

7. Геттерирование примесей в кремнии

Примеси переходных металлов (Fe, Co, Ni, Cu, Au, Pt) вносят глубокие уровни в запрещенную зону и тем самым влияют на генерационно-рекомбинационные процессы в кремнии. Эти процессы ухудшают электрофизические параметры и снижают выход годных изделий микроэлектроники. Образование при термообработках силицидов металлов в электрически активных зонах приборов также снижает их качество. В ближайшем будущем в микроэлектронном производстве понадобятся кристаллы кремния с содержанием металлов не выше $2,5 \times 10^9 \text{ см}^{-3}$ [1, 2, 212]. Но использование переходных металлов с их высокими коэффициентами диффузии в технологии полупроводникового производства, например в металлизации, заставляет искать пути очистки активных областей кристалла непосредственно в процессе создания приборов. Одним из способов очистки кристалла является геттерирование. Геттерирование — это перемещение примесей металлов и локализация их в тех областях пластины полупроводника, где они безвредны для создаваемых приборов. В развитие методов геттерирования вносят вклад как физики, занимающиеся дефектно-примесным взаимодействием в кристалле, так и технологи. По образному выражению авторов [213], успехи в понимании геттерирования определяются синергетическим взаимодействием академических исследований дефектных сценариев в кремнии и крупномасштабных исследований в производстве, в частности, включающих анализ статистики производства миллионов приборов. Научной основой в разрабатываемых методах геттерирования являются исследования квазихимических реакций в твердых телах, установление внутренних и внешних факторов, влияющих на протекание этих реакций. К таким факторам относятся: тип излучения, воздействующего на кристалл, температура, уровень ионизации, внутренние электрические поля и поля упругих напряжений [214–216].

7.1. Внутреннее геттерирование

Внутреннее геттерирование получило свое название в силу использования внутренних ресурсов кристалла для создания центров захвата вредных примесей. В кристаллах кремния, выращенных по методу Чохральского, для этого используется остаточный кислород, концентрация которого составляет около 10^{18} см^{-3} . Из нежелательной примеси кислород превратился в важное средство формирования геттеров в объеме пластины при производстве кремниевых приборов. Внутреннее геттерирование не связано напрямую с ионной имплантацией, однако рассмотрение этого метода, получившего широкое применение в полупроводниковой технологии, весьма целесообразно. Другие методы, в основе создания которых лежит ионная имплантация, обычно сравниваются по эффективности с внутренним геттерированием.

Создание внутреннего геттера предполагает проведение следующих термообработок. Первая термообработка при температурах 1150–1250 °С проводится для удаления кислорода из приповерхностного слоя пластины в результате его диффузии в атмосферу. В качестве примера на рис. 19 показан профиль концентрации кислорода в пластине кремния после отжига в атмосфере Ag при 1200 °С в течение 1 ч [217]. У поверхности на

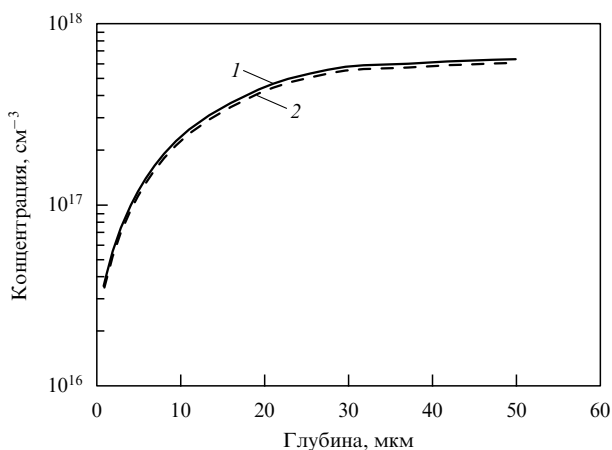


Рис. 19. Профиль распределения кислорода в кремнии после высокотемпературного отжига [217]: 1 — измерения методом масс-спектрометрии вторичных ионов, 2 — результаты численного моделирования.

глубинах до нескольких микрон концентрация кислорода на порядок ниже, чем в объеме пластины. Именно здесь, вблизи поверхности, формируются активные области прибора. Вторая термообработка (650–800 °С) обеспечивает зарождение преципитатов кислорода (SiO_2) в объеме пластины; в приповерхностном слое концентрация кислорода низка и преципитации не происходит. На третьей стадии для более интенсивного роста преципитатов на ранее сформированных зародышах используется более высокая температура (1000–1100 °С).

Диффузии кислорода из кремния посвящено большое количество работ. Основное внимание уделяется влиянию на этот процесс температуры и атмосферы термообработок. Исследования, выполненные в [217–219], не выявили влияния атмосферы отжига, в том числе и окисляющей [218, 219], на диффузию кислорода. В работе [220] исследована диффузия кислорода из кремния в интервале температур отжига от 900 до 1230 °С в различных атмосферах (H_2 , N_2 , Ar , O_2). Установлено, что атмосфера не влияет на профили диффузии кислорода на глубинах до 10 мкм. С другой стороны, в работе [221] показывается, что при отжиге в присутствии водорода при температурах до 500 °С диффузия кислорода ускоряется. При более высоких температурах этого эффекта не наблюдается. Если же образцы кремния предварительно прогреваются в атмосфере водорода, то затем ускоренная диффузия кислорода наблюдается при всех температурах отжига [222]. По данным работы [223] ускоренная диффузия кислорода при отжиге в атмосфере водорода имеет место и при температурах выше 1000 °С. В работе [215] некоторое различие в коэффициентах диффузии кислорода из кремния при отжиге при 1200 °С в атмосфере водорода ($5,6 \times 10^{-10} \text{ см}^2 \text{ с}^{-1}$) и аргона ($6,9 \times 10^{-10} \text{ см}^2 \text{ с}^{-1}$) связывается со скоростью образования кислородных преципитатов. Скорость же роста преципитатов зависит от скорости набора температуры при отжигах в присутствии водорода и аргона вследствие различия теплоемкостей этих газов. О зависимости скорости образования преципитатов от скорости набора температуры от 900 до 1200 °С сообщалось в работе [224]. Образование же преципитатов ведет к снижению скорости диффузии кислорода из образца.

В ряде работ сообщалось об ускоренной диффузии кислорода из кремния при низкотемпературных (до 400 °С) термообработках [225, 226]. В [225] положили, что ускоренная диффузия обусловлена диффузией квази-молекул O_2 , которые находятся в динамическом равновесии с междуузельным кислородом. Детальное исследование температурных зависимостей коэффициента диффузии кислорода при низких температурах дало авторам основание предположить, что ускоренная диффузия обусловлена образованием неких быстро диффундирующих центров. Эти центры могут диффундировать на большие расстояния, пока они не будут захвачены на ловушки. Возможной ловушкой, по мнению авторов, является атом углерода в узле решетки. Природа быстро диффундирующего центра остается неясной, но наблюдаемые закономерности говорят не в пользу димера O_2 . Авторы предположили, что быстро диффундирующим центром является комплекс кислорода с вакансией. Ускоренную диффузию кислорода из кремния при низких температурах некоторые авторы связывают с присутствием в кристаллах примесей углерода [227, 228].

Впервые о росте преципитатов кислорода в кремнии, выращенном методом Чохральского, в результате термообработки при 1000 °С сообщалось в работе Кайзера [229]. В этой работе также установлено, что при термообработке при 1350 °С преципитаты разрушаются, и атомы кислорода распределяются по междуузлиям вследствие их более высокой растворимости при этой температуре. Монокристаллы кремния в то время содержали большое количество дислокаций, поэтому судить о механизме преципитации было трудно. В работе [230] было установлено, что дислокации являются центрами зарождения преципитатов кислорода. Ху [231] показал, что в бездислокационном кремнии преципитация может происходить гомогенно в виде дискретных частиц; при этом центрами зарождения преципитатов являются комплексы кислорода с вакансией. Дальнейшие исследования показали, что плотность образующихся преципитатов зависит от исходной концентрации кислорода, содержания других примесей и дефектов, процедур термообработок. Возникновение и рост преципитатов определяются следующими механизмами: 1) гомогенное зарождение вследствие пересыщения кислородом; 2) гетерогенное зарождение на дефектах структуры, которые могли существовать либо образовываться и расти в кристалле во время термообработок; 3) дальнейший рост преципитатов, если их зародыши возникли еще при выращивании кристаллов [231–233].

Исследования [234] показали, что рост преципитатов контролируется скоростью диффузии кислорода. В работе [235] были определены концентрация междуузельного кислорода (по полосе ИК-поглощения 9 мкм), плотность преципитатов (по ямкам травления) и их размеры (по малоугловому рассеянию медленных нейтронов) в процессе термообработок. Полученные результаты позволили заключить, что процесс преципитации может быть описан теорией Хэма [235], согласно которой плотность преципитатов N определяется уравнением:

$$N = \frac{3}{4\pi} \left(\frac{C_P}{C_O - C_S} \right)^{1/2} (3D\tau_0)^{-3/2}, \quad (20)$$

где C_S — равновесная растворимость кислорода после отжига, C_P — концентрация кислорода в преципитатах

SiO_2 ($4,5 \times 10^{22} \text{ см}^{-3}$), C_0 — исходная концентрация кислорода, D — коэффициент диффузии кислорода, τ_0 — постоянная времени в экспоненциальной зависимости концентрации междуузельного кислорода от времени преципитации.

Исследования [236] позволили сделать следующие заключения: чем больше исходная концентрация кислорода в кремнии, тем больше центров зарождения образуется при низкотемпературной обработке (750°C); при одинаковом исходном содержании кислорода плотность центров зарождения растет с ростом длительности низкотемпературного отжига; чем выше плотность центров зарождения, тем выше скорость преципитации при высокотемпературном отжиге.

Кинетическая модель преципитации кислорода развита в работах [237–239]. Эволюция плотности преципитатов представляется скоростными уравнениями для преципитата с размером n (число атомов кислорода):

$$\frac{\partial f(n, x, t)}{\partial t} = J(n, x, t) - J(n+1, x, t), \quad n \geq 2, \quad (21)$$

$$J(n, x, t) = g(n-1, x, t) f(n-1, x, t) - d(n, x, t) f(n, x, t), \quad (22)$$

где $f(n, x, t)$ — концентрация преципитатов, содержащих n атомов кислорода; $g(n, x, t)$ и $d(n, x, t)$ — скорости роста и растворения преципитата соответственно. Преципитаты могут достигать размеров в несколько сот нанометров, в результате этого количество скоростных уравнений становится недопустимо большим. Поэтому уравнения (21) и (22) трансформируются в дифференциальное уравнение Фоккера – Планка:

$$\frac{\partial f(n, x, t)}{\partial t} = -\frac{\partial J(n, x, t)}{\partial n}, \quad (23)$$

$$J(n, x, t) = -B \frac{\partial f(n, x, t)}{\partial n} + A f(n, x, t), \quad (24)$$

$$A = \frac{g(n, x, t) + d(n, x, t)}{2}, \quad B = g(n, x, t) - d(n, x, t) - \frac{\partial A}{\partial n}. \quad (25)$$

Поскольку дифференциальное уравнение (23) не действительно для малых преципитатов, то в представляемой модели используются совместно скоростные уравнения для малых преципитатов ($n < 20$) и дифференциальное уравнение (23) для больших. Предполагается, что преципитаты являются неподвижными. Для отдельных атомов кислорода записывается дополнительно следующее уравнение:

$$\frac{\partial C_0}{\partial t} = \frac{\partial^2 C_0}{\partial x^2} - \frac{\partial}{\partial t} \sum_{n>2} f(n, x, t) n, \quad (26)$$

где $C_0 = f(1, x, t)$ — концентрация атомов кислорода. Первое слагаемое в правой части уравнения (26) описывает диффузию атомов кислорода, второе отражает изменение количества преципитированного кислорода.

Скорость роста сферического преципитата, содержащего n атомов кислорода, записывается следующим образом [240]:

$$g(n, x, t) = 4\pi r^2 \delta C_0^{\text{if}} \nu \exp\left(-\frac{\Delta G_{n \rightarrow n+1}}{kT}\right), \quad (27)$$

где r — радиус преципитата; δ — толщина границы преципитат–матрица, она принимается равной длине элементарного прыжка атома кислорода ($\sim 2 \text{ нм}$); C_0^{if} — концентрация атомов кислорода на границе преципитата и матрицы; ν — частота прыжков атомов кислорода во время диффузии. Согласно [241] она записывается как

$$\nu = \frac{6D_{O_c}}{g\delta^2}, \quad (28)$$

где g — число эквивалентных путей диффузии ($g = 36$) и D_{O_c} — предэкспоненциальный множитель в коэффициенте диффузии кислорода D_O [242]. Энергетический барьер согласно [243] задается следующим образом:

$$\Delta G_{n \rightarrow n+1} = G_{ac} + \frac{1}{2} \frac{\partial G_n}{\partial n}, \quad (29)$$

где G_{ac} — свободная энергия активации; G_n — свободная энергия Гиббса преципитата, содержащего n атомов кислорода, которая записывается как сумма объемной и поверхностной энергии

$$G_n = -nkT \ln \frac{C_0}{C_0^{\text{eq}}} + 4\pi r^2 \gamma, \quad (30)$$

где k — постоянная Больцмана, T — температура, C_0^{eq} — равновесная концентрация кислорода, γ — плотность поверхностной энергии.

Скорость растворения преципитата $d(n, x, t)$ может быть получена из уравнения роста [244]

$$\frac{dn}{dt} = g(n, x, t) - d(n, x, t) = K_r (C_0^{\text{if}} - C_0^{\text{if,eq}}), \quad (31)$$

$$d(n, x, t) = K_r C_0^{\text{if,eq}}, \quad K_r = 4\pi r^2 \delta \nu \exp\left(-\frac{\Delta G_{n \rightarrow n+1}}{kT}\right), \quad (32)$$

где $C_0^{\text{if,eq}}$ — равновесная концентрация кислорода на границе преципитата и матрицы, рассчитанная в предположении, что $dG_n/dn = 0$ и $C_0 = C_0^{\text{if,eq}}$.

Другая запись закона роста $\partial n/\partial t$ может быть получена для установившегося состояния в результате решения уравнения диффузии в сферических координатах:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = K_d (C_0 - C_0^{\text{if}}), \quad K_d = \frac{\partial n}{\partial r} \frac{\Omega}{2} \frac{D_O}{r}, \quad (33)$$

где Ω — молекулярный объем SiO_2 [245]. Используя уравнения (31)–(33), C_0^{if} может быть записано следующим образом:

$$C_0^{\text{if}} = \frac{K_r C_0^{\text{if,eq}} + K_d C_0}{K_r + K_d}. \quad (34)$$

Выполненные в [239] эксперименты и расчеты по представленной модели дали хорошее совпадение результатов по уходу междуузельного кислорода в преципитаты в зависимости от его исходной концентрации и режимов отжига, по распределению кислорода по глубине пластины, по эволюции размеров преципитатов и их плотности.

Образующиеся преципитаты кислорода в кремнии проявляют себя в ряде экспериментов. Методом нестационарной спектроскопии глубоких уровней (НСГУ) обнаружено, что преципитация кислорода в кремнии

вызывает появление глубоких уровней в запрещенной зоне: $E_v + 0,30$ эВ и $E_c - 0,25$ эВ [246]. С этими уровнями связываются центры ЭПР в таких же образцах [247]. Выявленные центры аналогичны наблюдаемым центрам P_{b0} и P_{b1} в термоокисленных структурах кремния [248, 249]. Эти центры связываются с оборванными связями на границе между кремниевой подложкой и оксидным слоем. Поэтому авторы [247] заключили, что глубокие уровни $E_v + 0,30$ эВ и $E_c - 0,25$ эВ являются P_b центрами, которые генерируются на границе кремния и кислородного преципитата. Преципитаты кислорода проявляют себя и в ИК-поглощении, полосы поглощения 1218 и 1183 см^{-1} связываются с плоскими преципитатами кислорода [250], полосы 1124 см^{-1} — со сфероидальными [251]. Исходная концентрация кислорода определяет вид и размеры образующихся преципитатов. В работе [252] установлено, что с ростом исходной концентрации кислорода в кремнии плоские преципитаты растут до некоторого критического размера. Если исходная концентрация кислорода превышает $7 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$, то сфероидальные кластеры растут в размере непрерывно с ростом концентрации исходного кислорода, а плоские, начиная с некоторого размера, превращаются в объемные.

В литературе широко обсуждается участие углерода в преципитации кислорода. По этому вопросу существует несколько точек зрения. По данным [253, 254] углерод ускоряет преципитацию кислорода. Авторы работы [255] пришли к заключению, что углерод в кремнии подавляет процесс преципитации кислорода. Из результатов исследований [256] следует, что углерод не влияет на образование преципитатов кислорода в кремнии. В работе [257] полагается, что в кремнии с высоким содержанием углерода атомы углерода в узлах решетки являются центрами гетерогенного зарождения преципитатов. Параллельно с ростом числа преципитатов кислорода концентрация углерода в узлах решетки уменьшалась. Это имело место, если температура отжига не превышала 800–850 °С. Если температура была выше этих значений, то с ростом преципитатов кислорода концентрация углерода не уменьшалась. В этом случае атомы углерода, по мнению автора [257], играют каталитическую роль, изменяя поверхностную энергию преципитата. По данным работы [258] влияние углерода на преципитацию кислорода определяется термической предисторией кристалла. Если кристаллы предварительно не отжигались либо отжигались при низких температурах, таких, как 450 °С или 650 °С, то проявлялось активное участие углерода в преципитации кислорода. В то же время, если кристаллы предварительно отжигались при температуре 1200 °С, то углерод практически не участвовал в преципитации. По мнению авторов работы [258] углерод влияет на рост преципитатов до тех пор, пока преципитаты являются малыми в размере. На дальнейший рост больших преципитатов углерод не оказывает влияния. Образующиеся комплексы углерода с кислородом типа O–C, по мнению авторов работы [259], являются центрами зарождения кислородных преципитатов. Согласно данным [260] на зарождение преципитатов кислорода в кремнии влияют атомы азота. Авторы работы [261] полагают, что влияние азота на процесс преципитации не является непосредственным, а проявляется через воздействие на концентрацию точечных дефектов; это может относиться и к углероду. Вытеснение этих примесей из узлов решетки между-

узельными атомами кремния по механизму Воткинса может сказываться на балансе концентраций точечных дефектов.

При росте преципитатов кислорода параллельно образуются дефекты упаковки внедренного типа и дислокационные петли. Упругие напряжения на границе преципитатов и матрицы приводят также к образованию протяженных дислокаций [262]. Известно, что дислокации декорируются примесями, поэтому первоначально полагалось, что геттерирующее действие преципитатов обязано именно захвату металлических примесей на дислокации [263–265]. Захват примесей на структурные дефекты определяется их энергией связи E , температурой T , концентрацией примеси C . Вероятность P того, что примесный атом занимает место на структурном дефекте, задается следующим образом:

$$P = \frac{1}{1 + (1/C) \exp(-E/kT)}. \quad (35)$$

Помимо указанных параметров, определяемых типом дефектов и видом примеси, на процесс преципитации влияет скорость охлаждения кристалла. Преципитация железа на дислокационных петлях и протяженных дислокациях регистрируется при его концентрации не ниже 10^{15} см^{-3} при медленном охлаждении кристалла от высоких температур (1100 °С [266]) до комнатной. Атомы железа однородно распределяются вдоль дислокации, не коагулируя в частицы заметных размеров. Преципитация меди на дислокации регистрируется методом ПЭМ, если ее исходная концентрация в кристалле выше $6 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Преципитаты меди образуются на дислокациях как при медленном охлаждении, так и при быстром (1600 °С с^{-1}). Преципитаты кислорода осаждаются в виде изолированных цилиндров вдоль линии дислокации. При достаточно большой исходной концентрации кислорода и длительном отжиге отдельные цилиндры сливаются в сплошной цилиндр вдоль линии дислокации.

Детально исследуя кинетику геттерирования железа на преципитаты кислорода, авторы [267] пришли к заключению, что наибольшей эффективностью геттерирования обладают центры, расположенные непосредственно на преципитатах, а не на дислокациях. Предполагается, что геттерными центрами являются оборванные связи на границе преципитата и кристалла кремния. Осаждение переходных металлов непосредственно на преципитатах кислорода зарегистрировано методом ПЭМ [264]. Сопоставляя результаты по осаждению железа на дислокациях, созданных пластической деформацией кремния, выращенного методом зонной плавки, с результатами по геттерированию железа на преципитаты кислорода в кремнии, выращенном методом Чохральского, авторы [56] заключили, что для одинаковой эффективности геттерирования плотность дислокаций должна быть очень большой — $2 \times 10^9 \text{ см}^{-2}$.

7.2. Геттерирование с помощью ионно-нарушенных слоев

Первыми сообщениями о геттерировании металлических примесей на ионно-нарушенные слои были работы [268, 269]. В [269] исследовано геттерирование Fe, Co, Ni, Cu, Au на ионно-нарушенные слои, созданные имплантацией ионов Si^+ с энергией 100 кэВ дозой 10^{16} см^{-2} . На противоположную сторону пластин наносились напыле-

нием слои металлов толщиной 1000 Å. Проводился отжиг при 900 °С в течение 30 или 300 мин. Методом РОР ионов Не наблюдали перераспределение металлов по пластине. Установлено, что наиболее эффективно геттерируются на остаточные дефекты ионно-нарушенного слоя медь и никель; примеси Fe, Co, Au геттерируются менее эффективно. В работах [269–272] сравнивается эффективность геттерирования переходных металлов на слои, созданные имплантацией ионов, и на слои, полученные диффузией фосфора. С чем связана геттерирующая способность диффузионных слоев, остается до конца непонятным. Это свойство может быть обусловлено образованием комплексов атома фосфора и атома металла. Кроме того, образующиеся дефекты упаковки внедренного типа и дислокационные петли при диффузии фосфора также обладают геттерными свойствами. В работе [270] установлено, что при отжиге при 1000 °С эффективность геттерирования диффузионным слоем выше, чем нарушениями, создаваемыми ионным внедрением Si. При этом атомы Cu и Au в диффузионных слоях располагаются в узлах решетки, в ионно-нарушенных слоях — в междоузлиях. В работе [269] методом РОР исследовано геттерирование золота нарушенными слоями, созданными внедрением ионов Ag, O, P, Si, As. Эффективности геттерирования сравниваются с геттерированием фосфор-диффузионными слоями. При температурах до 1000 °С геттерирование слоями, полученными внедрением ионов Ag⁺, более эффективно, чем диффузионными слоями; при температуре 1150 °С эффективности геттерирования были одинаковыми, при 1000 °С эффективность геттерирования ионно-нарушенными слоями определялась видом иона в следующей последовательности: Ag > O > P > Si > As > B. Во всех случаях центрами геттерирования были остаточные нарушения — стержнеобразные дефекты и дислокационные петли. По мнению авторов, эффективность геттерирования для данного ряда ионов определялась количеством остаточных нарушений.

В работе [273] установлена более высокая (на порядок) эффективность геттерирования Au и Cu слоями, созданными внедрением ионов C⁺, в сравнении с ионами O, N, BF₂, Ne, Ag. С ростом дозы ионов C⁺ от 10¹⁵ до 10¹⁶ см⁻² количество геттерированного Au линейно растет с дозой имплантации. Дополнительное внедрение в эти слои кислорода не изменяет эффективность геттерирования металлов. Это, по мнению авторов, доказывает, что эффект геттерирования связан именно с углеродом, а не обусловлен стимулированным углеродом ростом преципитатов кислорода.

В работе [274] изучено геттерирование Fe на ионно-нарушенные слои, создаваемые внедрением ионов В⁺. Эффективность геттерирования этими слоями оказалась гораздо выше, чем слоями, создаваемыми имплантацией других ионов, в том числе и углерода. Повышенную эффективность геттерирования связывают с образованием комплекса железа и бора. При высокой дозе имплантации ионов В⁺ в кремнии при термообработке образуются включения В₃Si [266]. При дозах ионов бора (2,5–5) × 10¹⁶ см⁻² и энергиях ионов 50 и 300 кэВ после отжига в интервале 600–1000 °С размер образующихся аморфных включений В₃Si составляет 10 нм. Они эффективно геттерируют примеси металлов Fe, Co, Cu, Au. Определены энергии связи атомов металлов с силицидом бора. Для указанных примесей энергии связи лежат в

пределах от 1,2 до 2,2 эВ. Как по скорости геттерирования при температурах 600–1000 °С, так и по остаточным концентрациям примесей этот метод более эффективен, чем геттерирование преципитатами SiO₂.

Использование высокоэнергетичной (мегаэлектрон-вольты) ионной имплантации позволяет расположить геттерирующий слой с планарной стороны пластины недалеко от активных областей прибора, что обеспечивает эффективное геттерирование при более низких температурах и длительностях термообработки. Этот метод хорошо вписывается в технологию современного производства полупроводниковых приборов и обеспечивает существенное улучшение их параметров [275–277]. В работе [278] исследовано геттерирование Cu и Fe на нарушенные слои, созданные высокоэнергетичной имплантацией ионов Si⁺ (2,4 МэВ) и В⁺ (1,2 МэВ) дозами 1 × 10¹⁵ см⁻². Более эффективно геттерируют примеси слои, созданные имплантацией ионов Si⁺, что обусловлено большим количеством остаточных нарушений. Как показали исследования методом ПЭМ, после отжига при 800 °С остаточными нарушениями являются в основном стержнеобразные дефекты, после термообработок при 900 °С — стержнеобразные дефекты и дислокационные петли, после отжига при 1000 °С — преимущественно петли. Во всех случаях атомы меди геттерируются более эффективно, чем атомы железа. Установлено, что ионно-нарушенные слои геттерируют не только примеси металлов, но и атомы кислорода [276].

Помимо геттерирования на ионно-нарушенные слои в области проецированного пробега R_p, примеси геттерируются и на глубине порядка R_p/2 [279–282]. Если остаточные нарушения в слое вблизи R_p хорошо выявляются с помощью просвечивающей электронной микроскопии, то слои в области R_p/2 этим методом не выявляются. Полагается, что слой на глубине R_p/2 содержит некие вакансионные кластеры, которые не визуализируются методом ПЭМ [279, 283]. В работе [274] установлено, что в кремнии, имплантированном высокоэнергетичными ионами Si⁺, геттерирование железа слоем R_p/2 было сильнее, чем слоем R_p. В кремнии, выращенном методом Чохральского, эффективность геттерирования Fe снижается вследствие захвата на слой R_p/2 атомов кислорода. В этих экспериментах перераспределение по пластине атомов Fe и O регистрировалось методом ВИМС. Слабая температурная зависимость растворимости примесей Cu и Ni в кремнии [282] давала возможность определить вклады нарушенных слоев R_p и R_p/2 в декорирование при различных температурах. Нарушенные слои создавались имплантацией ионов Si⁺ с энергией 2,3 МэВ и дозой 1 × 10¹⁵ см⁻². В результате отжига при 900 °С в течение 1 ч медь преимущественно располагается в слое R_p, последующий отжиг при температуре 700 °С длительностью в 1 ч приводит к тому, что медь в большей степени располагается в слое R_p/2. Если образцы вновь отжечь при 1000 °С, то медь будет снова геттерироваться на слой R_p. При последовательном перераспределении атомов Cu по слоям полная концентрация декорированной примеси остается неизменной. Эти исследования позволили определить энергии связи атомов Cu и Ni на дефектах в областях R_p и R_p/2.

В работе [280] исследовано геттерирование металлических примесей на слой R_p/2, образующийся после высокоэнергетичной имплантации и последующих отжи-

гов при 700 и 900 °С. Остаточные дефекты изучались методом ПЭМ. По данным этих авторов, остаточные дефекты в области $R_p/2$ имеют междоузельную природу, а не вакансионную, как это полагалось в работах [279, 283]. Однако в последней по этому вопросу работе [284] авторы склоняются к вакансионной природе слоя $R_p/2$. Дополнительно имплантируя ионы Si^+ в ранее созданный слой на глубине $R_p/2$, им удалось, как они полагают, скомпенсировать избыточные вакансии и тем самым снизить геттерирующую способность слоя $R_p/2$.

Исследования [285] геттерирования Cu на слое, создаваемые имплантацией кремния ионами Si^+ либо P^+ с энергией 3,5 МэВ дозами 5×10^{14} и $1 \times 10^{15} \text{ см}^{-2}$, показали, что помимо геттерирующего слоя вблизи R_p существует еще более глубокий геттерирующий слой с более высокой геттерирующей способностью. Авторы полагают, что геттерирующими центрами являются небольшие скопления собственных междоузельных атомов, не разрешающихся в электронном микроскопе.

В работе [286] изучено пространственное перераспределение геттерируемой меди в кремнии, содержащем заглубленный аморфный слой. Нарушенный слой создавался имплантацией ионов Ge^+ с энергией 4 МэВ дозой $5 \times 10^{15} \text{ см}^{-2}$. На противоположную сторону пластины имплантировалась медь с энергией ионов 45 кэВ дозой $5 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$. После отжига при 500 °С в течение 1 ч вся медь преимущественно располагается на внутренней (более глубокой) границе аморфного и кристаллического кремния. Авторы полагают, что аморфный слой является барьером для диффузии атомов меди. После отжига при 650 °С и рекристаллизации аморфного слоя медь располагается на обеих границах аморфного слоя и кристалла. При этом большее количество меди располагается на верхней границе. После отжига при 1000 °С медь остается в области заглубленной границы аморфного слоя и кристалла, а из приповерхностной границы перетекает в область существовавшего ранее аморфного слоя. Параллельные исследования методом ПЭМ позволили авторам заключить, что медь преимущественно декорируется на малые дислокационные петли междоузельного типа и в гораздо меньшей степени декорируется протяженными дислокациями.

В работе [287] для электрической активации имплантированных примесей и отжига радиационных дефектов на рабочей стороне пластины проводилась дополнительная высокоинтенсивная имплантация на обратной стороне пластины. Кроме положительного эффекта активации примеси, образующиеся остаточные дефекты на обратной стороне пластины проявляли себя эффективными геттерами для примесей металлов в кремнии.

7.3. Микрополости как геттеры в имплантированном кремнии

В последние годы интенсивно развивается метод геттерирования, основанный на создании в пластинах кремния слоев, содержащих микрополости (микропоры) [288–293]. Эти микрополости создаются путем имплантации кремния ионами водорода либо гелия (дозы 10^{16} – 10^{17} см^{-2}) и последующей термообработки (800–1000 °С). Атомы металлов геттерируются на оборванные связи на внутренних поверхностях этих микропор. Как зарождаются микропоры, до конца еще не выяснено. Известно, что в результате имплантации в кри-

сталле кремния возникают вакансионные комплексы. Самыми большими из вакансионных комплексов, возникающих непосредственно при облучении кремния реакторными нейтронами или ионами, являются тетравакансии [294], по концентрации же преобладающими вакансионными дефектами являются дивакансии. При последующей термообработке облученного кремния в результате перестройки радиационных дефектов могут возникать пятивакансионные комплексы, а также некие другие многовакансионные комплексы, еще не идентифицированные [295, 296]. Расчеты показывают, что в кремнии могут быть устойчивыми комплексы из шести вакансий (V_6) и из десяти вакансий (V_{10}) [297]. Эти вакансионные дефекты могут захватывать атомы водорода и образовывать комплексы типа V_2H_6 , V_6H_{12} , $V_{10}H_{16}$. С колебаниями Si–H в этих комплексах связывается ряд полос (1883, 1926, 1957, 2213 см^{-1}) в спектрах рамановского рассеяния в имплантированном и гидрогенизированном кремнии [297]. С увеличением дозы ионов H^+ комплексы растут в размерах, и затем образуются газонаполненные микрополости с формой, близкой к сферической, или плоскостные включения — плейтлеты (platelet).

При нагревании образцов до 400 °С атомарный водород в полостях образует молекулы H_2 . Давление газа в полостях может быть очень большим — порядка 1 ГПа [297, 298]. Образующиеся молекулы водорода проявляются в спектрах рамановского рассеяния на частоте 4158 см^{-1} , если молекулы H_2 находятся в микропорах. Первоначально эту колебательную полосу связывали с молекулой водорода в тетраэдрическом междоузлии [299], однако расчеты [300–302] показали, что в тетраэдрическом междоузлии кремния колебательная частота в молекуле H_2 должна быть сильно сдвинута относительно собственного значения. Сопоставление рассчитанных значений с экспериментальными данными привело к заключению, что молекуле H_2 в тетраэдрическом междоузлии соответствует колебание с частотой 3618 см^{-1} [303–305].

В работе [306], исследуя рамановские спектры кремния, облученного ионами Si^+ и обработанного в водородной плазме при различных температурах подложки (60–400 °С), среди известных колебательных полос молекул водорода обнаружили новую полосу 3822 см^{-1} . Эту полосу связали с колебаниями в молекуле H_2 , расположенной в многовакансионных комплексах. На основе сопоставления рассчитанных частот колебаний Si–H и H–H и экспериментально наблюдаемого спектра рамановского рассеяния авторы [307] пришли к заключению, что полоса 3822 см^{-1} обусловлена колебаниями в молекуле H_2 , заключенной в дивакансию.

При температуре выше 400 °С водород покидает кристалл кремния, оставляя полости пустыми. После отжига при 550 °С в полостях кремния остается половина внедренного водорода, после отжига при 750 °С — менее 1% [308, 309]. По данным [307] энергия активации диффузии молекулы H_2 в кремнии составляет 0,95 эВ, в работе [310] получено значение 0,78 эВ. На диффузионный барьер влияет положение уровня Ферми в кристалле. При подсветке лазером молекулы H_2 в кремнии становятся подвижными при криогенных температурах [311]. Существует альтернативная модель диффузии водорода через диссоциацию молекулы и последующую диффузию атомов. Энергия диссоциации молекулы составляет

1,74 эВ [312], что значительно больше энергии активации диффузии молекулы H_2 как целого.

Для образования газо-вакансионных комплексов и последующего роста микрополостей радиационное воздействие с генерацией вакансий, видимо, не является обязательным. Ограниченная растворимость водорода, а также гелия в кремнии и их сегрегация в скопления и создает микрополости, заполненные газом. В работе [313] установлено, что в гидрогенизированном кремнии при температуре водородной плазмы $150^\circ C$ молекулы H_2 занимают тетраэдрические междоузлия — в рамановских спектрах регистрировалась полоса 3601 см^{-1} . При более высоких температурах плазмы ($> 150^\circ C$) в спектрах наблюдается колебательная полоса 4157 см^{-1} , что говорит об образовании микрополостей, заполненных водородом. В работе [307] исследовано распределение молекулярного гидрогенизированного водорода по глубине кристалла кремния и кремния, предварительно имплантированного ионами Si^+ с энергией 200 кэВ. Установлено, что молекулы водорода, собранные в микрополости (линия рамановского рассеяния 4160 см^{-1}), распределены в большей степени в ненарушенной части кристалла.

В пользу того, что сам процесс сегрегации ответствен за образование микрополостей, говорит пороговый характер их появления. По данным [314] для образования в процессе термообработки полостей в кремнии, имплантированном ионами He^+ , объемная концентрация атомов гелия должна быть не менее $3,5 \times 10^{20}\text{ см}^{-3}$. При дозе ионов He $1 \times 10^{15}\text{ см}^{-2}$ (энергия 40 кэВ) концентрация гелия в максимуме распределения составляет $4 \times 10^{19}\text{ см}^{-3}$ и при отжиге полости не возникают [297]. Если доза гелия намного больше критической ($5 \times 10^{16}\text{ см}^{-2}$), то микрополости образуются непосредственно при имплантации без дополнительной термообработки [297]. Размеры полостей невелики (1,1–4,5 нм). После термообработки ($800^\circ C$, 10 мин) полости увеличиваются в размере до 3–17 нм. Пороговый эффект не связан с концентрацией радиационных дефектов. При имплантации легких ионов (H^+ , He^+) при дозе 10^{15} см^{-2} концентрация радиационных дефектов выходит на насыщение вследствие аннигиляции вновь возникающих вакансий и междоузельных атомов с ранее введенными стабильными дефектами [315]. В работе [297] в кремнии, имплантированном ионами He^+ дозой $1 \times 10^{16}\text{ см}^{-2}$ и отожженном при $800^\circ C$, авторы наблюдали планетарно-подобную систему микрополостей (рис. 20). В центре этой системы находится большая полость (средний размер 57 нм), а вокруг нее располагается ряд более мелких полостей в одной плоскости (рис. 20б). Эта плоскость параллельна поверхности образца. Как видно из рис. 20в, полости окружены полями упругих деформаций.

Существуют две модели укрупнения микрополостей [290, 291, 309]. Предполагается, что при температурах до $1000^\circ C$ работает механизм Оствальда, согласно которому малые полости освобождают вакансии и атомы He , перетекающие в большие полости. При температурах выше $1000^\circ C$ малые полости, как целое, становятся подвижными и объединяются в большие полости. Этот механизм называют миграционно-коалесцентным.

Скорость удаления He из полостей в зависимости от его концентрации и режимов термообработки впервые исследована в работе [288]. Затем в работе [316] было показано, что микрополости, освобожденные от гелия,

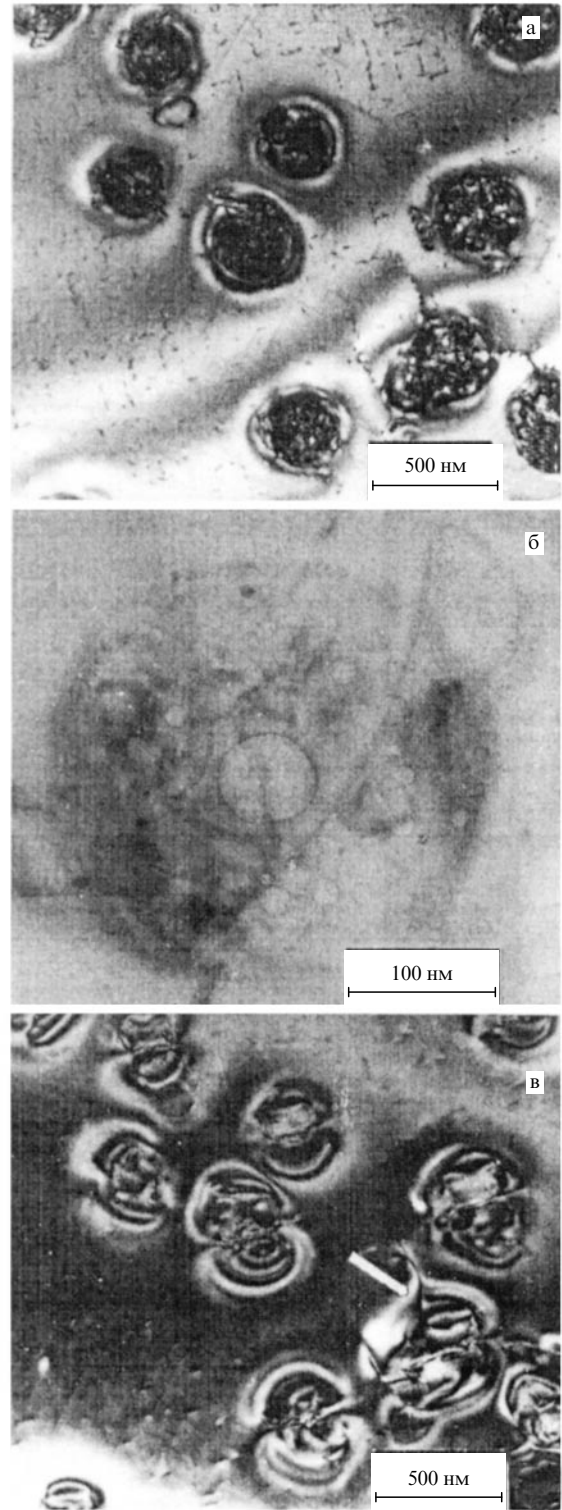


Рис. 20. ПЭМ-изображения кремния, содержащего микрополости [297].

эффективно захватывают металлические примеси Cu и Au . Эта работа стимулировала развитие данной геттерной технологии в производстве сверхбольших интегральных микросхем [293, 310, 314, 317]. Выполненные исследования позволили заключить, что геттерирование металлических примесей обусловлено хемосорбцией на оборванные связи на внутренних стенках микрополостей.

Исследования геттерирования переходных металлов на микрополости при различных температурах показали, что процесс контролируется скоростью диффузии примесных атомов. В работе [318] геттерирование меди на полости, созданные имплантацией H^+ , наблюдали уже после отжига при температуре 500°C , но длительности отжига составляли несколько часов. С ростом температуры термообработки эффективность геттерирования возрастает. Это связано не только с ростом скорости диффузии, но и с распадом в кристалле преципитатов металлосилицидов [319, 320].

В работе [320] сравнили эффективности геттерирования на полости, создаваемые имплантацией H^+ и He^+ . Авторы пришли к заключению, что медь лучше геттерится на микрополости, создаваемые имплантацией He^+ , так как остаточный водород является конкурентом для металлов в образовании связей со стенками полостей. С другой стороны, в работе [321] установлено, что кислород в кремнии более эффективно геттерится на микрополости, созданные имплантацией водорода, а не гелия. Если термообработка проводится в атмосфере водорода, то эффект усиливается по сравнению с отжигом в атмосфере азота. Результаты объясняются тем, что водород ускоряет диффузию кислорода.

В работе [322] исследовано геттерирование на микрополости платины и серебра. Геттерный слой формировался имплантацией ионов H^+ с энергией 70 кэВ дозой $3 \times 10^{16} \text{ см}^{-2}$ и последующим отжигом при 850°C в течение 1 ч. С этой же стороны пластины имплантировали ионы Pt^+ или Ag^+ с энергией 70 кэВ. Затем вновь проводилась термообработка при 850°C в течение 1 ч. Установлено, что при дозах ионов Pt^+ $1 \times 10^{14} \text{ см}^{-2}$ и ионов Ag^+ $3 \times 10^{14} \text{ см}^{-2}$ примеси полностью перемещаются в микрополости. При дозах ионов $1 \times 10^{15} \text{ см}^{-2}$ на полости геттерится 50 % серебра и только 6 % платины. Это обусловлено образованием силицидов платины и выходом части серебра на поверхность. При аналогичных условиях золото при дозе $1 \times 10^{15} \text{ см}^{-2}$ полностью геттерится на полости [323].

Детальные исследования геттерирования Ni выполнены в работе [324]. Варьировались дозы ионов Ni^+ и температуры подложек при имплантации. Установлено, что эффективность геттерирования снижается, если слой становится аморфным. При его рекристаллизации образуется силицид никеля NiSi_2 , который наиболее близко из всех силицидов совпадает по периоду решетки с кремнием: различие в периодах решетки составляет 0,4 % [325]. Этот силицид эпитаксиально кристаллизуется на поверхности кремния. Однако исследования, выполненные при различных температурах ($650, 800, 1000^\circ\text{C}$), показали, что при дозе ионов Ni^+ $1 \times 10^{15} \text{ см}^{-2}$ весь никель может быть перемещен в микрополости, созданные имплантацией ионов H^+ ($100 \text{ кэВ}, 3 \times 10^{16} \text{ см}^{-2}$). В случае большой дозы ($3 \times 10^{15} \text{ см}^{-2}$) ионов Cu^+ при термообработке (750°C) образуется поликристаллический слой. В полости уходит около 80 % меди, остальная часть меди остается в поликристаллическом слое и располагается на границах зерен. Силицидной фазы меди здесь не образуется [290]. Уже в работах [316, 326] установлено, что Cu и Ni сильнее связываются в полостях, чем в силицидах металлов и на преципитатах кислорода SiO_2 .

Исследования [290, 292, 327] показали, что помимо хемосорбции переходные металлы, захватываясь в поло-

сти, могут образовывать здесь трехмерные преципитаты металлосилицидов. Это происходит в тех случаях, когда все связи на стенках полости заполнены примесными атомами, т.е. образуется сплошной монослой металла. Очистка кристалла от металлов за счет преципитации представляет интерес лишь при их больших концентрациях — выше характерного для каждого элемента предела растворимости. Особая важность геттерирования металлических примесей на полости заключается в возможности очистки кристалла от примесей при малых концентрациях (ниже предела растворимости) за счет хемосорбции.

В работах Майерса с сотрудниками [293, 328] количественно исследовано геттерирование переходных металлов (Cu, Au, Fe, Co) на микрополости в кремнии, сформированные имплантацией ионов He^+ и последующей термообработкой. Определены энергии связи атомов металлов со стенками полости (относительно их положения в твердом растворе), а также энергии связи в металлосилицидах. В этих работах вначале формировался слой силицидов, и затем регистрировался транспорт примеси на созданный слой микрополостей. Сила реакций взаимодействия примеси со стенкой полости [cav] либо с преципитатом силицида [sil] определяется величинами изменения свободной энергии ΔG при переносе одного атома металла из связанного состояния в твердый раствор. Концентрация растворенного металла в равновесии с хемосорбцией на стенке полости задается как

$$C_{\text{cav}} = \frac{\theta}{1-\theta} \exp\left(-\frac{\Delta G_{\text{cav}}}{kT}\right), \quad (36)$$

C_{cav} выражается в атомных долях, θ — доля занятых ловушечных мест на стенках полости.

Соответствующее уравнение для равновесия между растворенными примесями и преципитированными в металлосилицидную фазу имеет вид:

$$C_{\text{sil}} = \exp\left(-\frac{\Delta G_{\text{sil}}}{kT}\right). \quad (37)$$

Когда $\theta \ll 1$, т.е. когда полости далеки от заполнения, для полостей в равновесии с силицидной фазой энергия геттерирования может быть установлена при условии равновесия, когда $C_{\text{cav}} = C_{\text{sil}}$. Комбинируя уравнения (36) и (37), получим

$$\frac{\theta}{1-\theta} = \exp\left(\frac{\Delta G_{\text{cav}} - \Delta G_{\text{sil}}}{kT}\right). \quad (38)$$

Измеряя в слое полостей количество геттерированного металла, который поступает из удаленного слоя силицида, определяют энергию связи ΔG_{cav} , если ΔG_{sil} известна из независимых экспериментов.

В работах [294, 328] выполнены и эксперименты по переносу геттерируемой примеси из одного слоя микрополостей в сформированный второй такой же слой. Измеряя поток примеси Φ из одного слоя в другой, пока $\theta_1 \neq \theta_2$, определяют непосредственно энергию связи ΔG_{cav} . Диффузионный поток Φ задается как

$$\Phi \approx \frac{\Delta C_{\text{S}} D N_{\text{Si}}}{\Delta x}, \quad (39)$$

где D — коэффициент диффузии металла, N_{Si} — атомная плотность Si, Δx — расстояние между слоями микро-

пустот, ΔC_S — разница в растворенных концентрациях в равновесии с одним слоем и с двумя. Для случая двух слоев микрополостей уравнение (38) выглядит следующим образом:

$$\Delta C_S \approx \left(\frac{\theta_1}{1 - \theta_1} - \frac{\theta_2}{1 - \theta_2} \right) \exp \left(-\frac{\Delta G_{\text{cav}}}{kT} \right). \quad (40)$$

Определяя в этих экспериментах энергию связи атома металла на стенке полости ΔG_{cav} , можно затем в экспериментах по перераспределению металла между слоем микрополостей и слоем силицида из уравнения (38) определить ΔG_{sil} . Авторы работы [328] полагают, что в этих экспериментах удалось более точно определить ΔG_{sil} для Cu и Au, чем это было известно ранее. В работе определены энергии связи для различных атомов металлов в преципитатах силицидов и на стенках микрополостей. Установлено, что Cu и Au более склонны к образованию связей на поверхности полостей ($\Delta G_{\text{cav}} > \Delta G_{\text{sil}}$), а Co и Fe склонны к преципитации в объемную фазу металлосилицидов ($\Delta G_{\text{cav}} < \Delta G_{\text{sil}}$). Однако и в случае Co и Fe, когда их концентрации ниже порога преципитации силицидов, эффективное геттерирование имеет место по механизму хемосорбции. Концентрации этих примесей в кристалле могут быть снижены на несколько порядков. Геттерные слои могут располагаться как на рабочей стороне пластины, так и на обратной. Этот вид геттерирования хорошо вписывается в технологию микроэлектроники.

Возможность скалывания пластины вдоль слоя микропористого кремния лежит в основе "Smart Cut" технологии создания структур кремний-на-изоляторе (КНИ-структуры) [329]. В работе [330] методом "Dele-Cut" (разновидность "Smart Cut") получены КНИ-структуры с рекордно тонкими пленками монокристаллического кремния (3 нм). Структуры отличаются высокой плоскостностью границ раздела и низкой концентрацией поверхностных состояний на них.

8. Заключение

Исследования квазихимических реакций в твердом теле, установление факторов, влияющих на протекание этих реакций (температура, уровень ионизации, внутренние электрические поля и поля упругих напряжений) являются научной основой полупроводникового материаловедения. Уровень понимания физики дефектно-примесного взаимодействия позволяет уже сегодня целенаправленно управлять свойствами имплантированного кремния. С помощью специально вводимых примесей или дефектов можно бороться с примесями и дефектами. Наиболее показательным здесь является подавление образования остаточных нарушений (дислокаций) методом пошаговой имплантации или введением электрически нейтральных примесей замещения (углерод). Это дает возможность снижать плотность дислокационных петель в ионно-легированных слоях на несколько порядков величины и тем самым радикально улучшать электрофизические параметры дискретных приборов и интегральных схем. Специальное введение примесей IV группы (C, Ge) обеспечивает значительное (на порядок и более) снижение коэффициентов диффузии имплантированных в кремний бора и фосфора, что важно для применения в субмикронной технологии.

Создание радиационных нарушений методом ионной имплантации позволяет формировать в пластинах кремния геттерные слои, очищающие кремний от остаточных примесей, прежде всего быстродиффундирующих элементов переходных металлов, а также от собственных дефектов. По эффективности и технологичности наиболее перспективными геттерами представляются слои микропористого кремния, создаваемые имплантацией ионов водорода либо гелия.

Несмотря на заметные успехи, тема дефектно-примесного взаимодействия далеко не исчерпана. Важнейшим фактором успехов в области инженерии дефектов в кремнии является тесное взаимодействие академической науки и исследований, выполняемых на производстве.

Авторы признательны Н.Н. Герасименко и П.В. Жуковскому за полезные обсуждения ряда вопросов, рассмотренных в обзоре.

Список литературы

1. Mozer A P *Solid State Phenom.* **69–70** 1 (1999)
2. Мильвидский М Г *Иzv. вузов. Материалы электронной техники* (1) 1 (2000)
3. Кумахов М А, Комаров Ф Ф *Энергетические потери и пробеги ионов в твердых телах* (Минск: Изд-во БГУ, 1979)
4. Буренков А Ф и др. *Таблицы параметров пространственного распределения ионно-имплантированных примесей* (Минск: Изд-во БГУ, 1980)
5. Гиббонс Г Ф *ТИИЭР* **60** (9) 53 (1972)
6. Ленченко В М, Акилов Ю З *ФТП* **5** 397 (1971)
7. Акилов Ю З, Ленченко В М *ФТП* **8** 30 (1974)
8. Герасименко Н Н и др. *ФТП* **6** 1978 (1972)
9. Герасименко Н Н и др. *ФТП* **7** 2297 (1973)
10. Watkins G D *Mater. Sci. Forum* **143–147** (2) 5 (1993)
11. Stein H J *Appl. Phys. Lett.* **15** 61 (1969)
12. Barnes C E *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **NS-16** 28 (1969)
13. Вавилов В С, Челябинский А Р *УФН* **165** 347 (1995)
14. Corbett J W, Watkins G D *Phys. Rev. Lett.* **7** 314 (1961)
15. Watkins G D, in *Lattice Defects in Semiconductors: Invited and Contributed Papers from the Intern. Conf., Freiburg, Switzerland, 22–25 July 1974* (Conf. Ser.: Inst. of Phys., No. 23) (London: Institute of Physics, 1975) p. 1
16. Watkins G D, in *Radiation Damage and Defects in Semiconductors: Proc. of the Intern. Conf., Reading, England, July 19–21, 1972* (Conf. Ser.: Inst. of Phys., No. 16) (London: Institute of Physics, 1973) p. 228
17. Watkins G D *J. Phys. Soc. Jpn.* **18** (Suppl. 2) 22 (1963)
18. McKeighen R E, Koehler J S *Phys. Rev. B* **4** 462 (1971)
19. Gwozdz P S, Koehler J S *Phys. Rev. B* **6** 4571 (1972)
20. Bourgoin J C, Corbett J W *Phys. Lett. A* **38** 135 (1972)
21. Weiser K *Phys. Rev.* **126** 1427 (1962)
22. Berezhnov N I et al. *Nucl. Instrum. Meth. B* **73** 357 (1993)
23. Watkins G D, in *Radiation Effects in Semiconductors* (Ed. F L Vook) (New York: Plenum Press, 1968) p. 67
24. Wada T et al. *Bull. Daido Inst. Technol.* **33** 107 (1997)
25. Mukashev B N, Abdullin K A, Gorelkinskii Yu V *Phys. Status Solidi A* **168** 73 (1998)
26. Герасименко Н Н, Двуреченский А В, Смирнов Л С *ФТП* **5** 1700 (1971)
27. Beezhold W, Brower K L *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **NS-19** 209 (1973)
28. De Wit J C, Ammerlaan C A, Watkins G D, in *Ion Implantation in Semiconductors: Proc. of the 2nd Intern. Conf., Garmisch-Partenkirchen, Germany, 1971* (Eds I Ruge, J Graul) (Berlin: Springer-Verlag, 1971) p. 39
29. Stein H J, Vook F L, Borders J A *Appl. Phys. Lett.* **14** 328 (1969)
30. Brower K L, Beezhold W J *Appl. Phys.* **43** 3499 (1972)
31. Lee Y-H, Gerasimenko N N, Corbett J W *Phys. Rev. B* **14** 4506 (1976)
32. Brower K L *Phys. Rev. B* **14** 872 (1976)
33. Lee Y H, Kim Y M, Corbett J W *Radiat. Eff.* **15** 77 (1972)

34. Corbett J W, Karins J P, Tan T Y *Nucl. Instrum. Methods* **182/183** 457 (1981)
35. Berezhnov N I, Stelmakh V F, Chelyadinskii A R *Phys. Status Solidi A* **78** 121 (1983)
36. Jadan M, Berezhnov N I, Chelyadinskii A R *Phys. Status Solidi B* **189** K1 (1995)
37. Челябинский А Р, Вариченко В С, Зайцев А М *ФТТ* **40** 1627 (1998)
38. Jung W, Newell G S *Phys. Rev.* **132** 648 (1963)
39. Ботвин В А и др. *ФТП* **6** 1683 (1972)
40. Arai O J et al. *Nucl. Instrum. Meth.* **73** 503 (1993)
41. Стельмах В Ф, Ткачев В Д, Челябинский А Р *ФТТ* **20** 2196 (1978)
42. Yoon M et al. *Appl. Phys. Lett.* **75** 2791 (1999)
43. Fedina L I et al. *Phys. Status Solidi A* **171** 147 (1999)
44. Федина Л И, Гутаковский А К, Асеев А Л *Изв. вузов. Материалы электронной техники* (3) 19 (2000)
45. Liefing J R, Custer J S, Saris F W *Mater. Sci. Eng. B* **25** 60 (1994)
46. Li J, Jones K S *Appl. Phys. Lett.* **73** 3748 (1998)
47. Tan T Y *Mater. Res. Soc. Symp. Proc.* **2** 163 (1981)
48. Lee Y H *Appl. Phys. Lett.* **73** 1119 (1998)
49. Tan T Y, Foell H *Bull. Am. Phys. Soc.* **25** 372 (1980)
50. Асеев А Л и др. *ФТП* **13** 764 (1979)
51. Schreutelkamp R J et al. *Mater. Sci. Rep.* **6** 275 (1991)
52. Brown R A et al. *Nucl. Instrum. Meth. B* **127/128** 55 (1997)
53. Sechan K, Washburn J *Radiat. Eff.* **14** 267 (1972)
54. Wu W-K, Washburn J J. *Appl. Phys.* **48** 3742 (1977)
55. Jones K S, Prussin S, Weber E R *Appl. Phys. A* **45** 1 (1988)
56. Bicknell R W *Proc. R. Soc. London Ser. A* **311** 75 (1969)
57. Sechan K, Washburn J *Radiat. Eff.* **26** 31 (1975)
58. Tamura M et al. *Nucl. Instrum. Meth. B* **21** 438 (1987)
59. Simpson T W, Mitchell I V *Nucl. Instrum. Meth. B* **127/128** 94 (1997)
60. Tamura M, Suzuki T *Nucl. Instrum. Meth. B* **39** 318 (1989)
61. Davidson S M, Brooker G R *Radiat. Eff.* **6** 33 (1970)
62. Lambert J A, Dobson P S *Philos. Mag. A* **44** 1043 (1981)
63. Cembali F et al. *Radiat. Eff.* **36** 111 (1978)
64. Jasper C, Hoover A, Jones K S *Appl. Phys. Lett.* **75** 2629 (1999)
65. Narajan J, Fletcher J *Mater. Res. Soc. Symp. Proc.* **2** 191 (1981)
66. Mader S, in *Ion Implantation: Science and Technology* (Ed. J F Ziegler) (Orlando: Academic Press, 1984) p. 84
67. Калинин В В, Асеев А Л, Герасименко Н Н *ФТП* **13** 28 (1979)
68. Benton J L et al. *J. Appl. Phys.* **82** 120 (1997)
69. Tan T Y et al. *Mater. Res. Soc. Symp. Proc.* **2** 179 (1981)
70. Krakow W, Tan T Y, Foell H *Mater. Res. Soc. Symp. Proc.* **2** 185 (1981)
71. Lampin E, Senez V *Nucl. Instrum. Meth. B* **147** 13 (1999)
72. Bonafos C, Mathiot D, Claverie A *J. Appl. Phys.* **83** 3008 (1998)
73. Kim J et al. *Phys. Rev. B* **55** 16186 (1997)
74. Arai N, Takeda S, Kohyama M *Phys. Rev. Lett.* **78** 4265 (1997)
75. Claverie A et al. *Nucl. Instrum. Meth. B* **147** 1 (1999)
76. Cowern N E B et al. *Phys. Rev. Lett.* **82** 4460 (1999)
77. Pan G Z, Tu K N, Prussin S *Appl. Phys. Lett.* **71** 659 (1997)
78. Eaglesham D J et al. *Appl. Phys. Lett.* **65** 2305 (1994)
79. Герасименко Н Н, в сб. *Труды 2-го советско-американского семинара по ионной имплантации, Пуццо, 1979* (Под ред. Л С Смирнова) (Новосибирск: Изд-во НГУ, 1979) с. 351
80. Ostwald W Z. *Phys. Chem.* **34** 495 (1900)
81. Burton B, Speight M V *Philos. Mag. A* **53** 385 (1985)
82. Hu S M *Mater. Res. Soc. Symp. Proc.* **2** 333 (1980)
83. Dunham S T *Appl. Phys. Lett.* **63** 464 (1993)
84. Huang R Y S, Dutton R W *J. Appl. Phys.* **74** 5821 (1993)
85. Meekison C D *Philos. Mag. A* **69** 379 (1994)
86. Seibt M *Solid State Phenom.* **32–33** 463 (1993)
87. Hu S M *Mater. Sci. Eng. R* **13** 105 (1994)
88. Челябинский А Р, Буренков В А *ФТТ* **40** 1995 (1998)
89. Russell K C *Adv. Colloid Interface Sci.* **13** 205 (1980)
90. Chason E et al. *J. Appl. Phys.* **81** 6513 (1997)
91. Moller K, Jones K S, Law M E *Appl. Phys. Lett.* **72** 2547 (1998)
92. Raman R et al. *Appl. Phys. Lett.* **74** 1591 (1999)
93. Fatima S et al. *Appl. Phys. Lett.* **74** 1141 (1999)
94. Crowder B L, Title R S *Radiat. Eff.* **6** 63 (1970)
95. Chelyadinskii A R, Jadan M, Taher Haki, in *Proc. of the Intern. Conf. Ion Implantation of Science and Technology, Naleczow, Poland, 22–24 Jan., 1997* (Ed. D Maczka) (Lublin: Technical Univ. of Lublin, 1997) p. 114
96. Жевно А Н, Сидорик В В, Ткачев В Д *ДАН БССР* **20** 409 (1976)
97. Coffa S, Libertino S, Spinella C *Appl. Phys. Lett.* **76** 321 (2000)
98. Coffa S et al. *Appl. Phys. Lett.* **73** 1571 (1998)
99. Герасименко Н Н, Мордкович В Н *Поверхность: Физика, химия, механика* (6) 5 (1987)
100. Леготин Д Л, Бубновская О В, Тяпунина Н А *Вестник МГУ. Сер. 3 Физика. Астрономия* (1) 58 (1996)
101. Fladda G et al. *Appl. Phys. Lett.* **16** 313 (1970)
102. Mayer J W et al. *Can. J. Phys.* **46** 663 (1968)
103. Lilak A D et al. *Appl. Phys. Lett.* **74** 2038 (1999)
104. Nelson R S, in *Radiation Damage and Defects in Semiconductors: Proc. of the Intern. Conf., Reading, England, July 19–21, 1972* (Conf. Ser.: Inst. of Phys., No. 16) (London: Institute of Physics, 1973) p. 140
105. Xia Z et al. *Vacuum* **46** 1071 (1995)
106. Liefing R, PhD Thesis Degree (Enschede: Univ. of Twente, 1992)
107. Acco S, Saris F W, Custer J S *Mater. Sci. Eng. B* **34** 168 (1995)
108. Merli P G, Zignani F *Radiat. Eff. Lett.* **50** 115 (1980)
109. Cerofolini G F et al. *J. Appl. Phys.* **56** 2981 (1984)
110. Chen L J et al. *J. Appl. Phys.* **52** 3304 (1981)
111. Bruel M et al. *Nucl. Instrum. Methods* **189** 135 (1981)
112. Толстых В П, Хитко В И, Ширяев С Ю *Поверхность: Физика, химия, механика* (5) 90 (1986)
113. Комаров Ф Ф et al. *Radiat. Eff. Lett.* **85** 243 (1985)
114. Андреев В С, Ефимов С Б, Комаров Ф Ф *Письма в ЖТФ* **11** 1110 (1985)
115. Комаров Ф Ф et al. *Radiat. Eff.* **90** 307 (1985)
116. Holland O W et al. *Radiat. Eff.* **90** 127 (1985)
117. Elliman R G et al. *Nucl. Instrum. Meth. B* **19/20** 435 (1987)
118. Leiberich A, Mayer D M, Knoell R V *Nucl. Instrum. Meth. B* **19/20** 457 (1987)
119. Verti M et al. *Nucl. Instrum. Meth. B* **19/20** 475 (1987)
120. Комаров Ф Ф, Новиков А П, Толстых В П, в сб. *Материалы 16-го Всесоюз. совещания по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами, Москва, 1987* (М.: Изд-во МГУ, 1987) с. 126
121. Holland O W, Narayan J *Appl. Phys. Lett.* **44** 758 (1984)
122. Gadili E et al. *Jpn. J. Appl. Phys. Pt. 1* **24** 14 (1985)
123. Комаров Ф Ф и др. *ФТП* **20** 1726 (1986)
124. Olson G L et al. *Mater. Res. Soc. Symp. Proc.* **23** 375 (1984)
125. Galloni R et al. *Nucl. Instrum. Meth. B* **19/20** 446 (1987)
126. Holland O W, Narayan J *Mater. Res. Soc. Symp. Proc.* **27** 235 (1984)
127. Cembali G F, Merli P G, Zignani F *Appl. Phys. Lett.* **38** 808 (1981)
128. Cembali G F et al. *Appl. Phys. Lett.* **40** 62 (1982)
129. Dietrich H B, Corazzi R J, Tseng W F *Mater. Res. Soc. Symp. Proc.* **27** 241 (1984)
130. Rupprecht H J. *Vac. Sci. Technol.* **15** 1669 (1978)
131. Westendorp J F M et al. *Nucl. Instrum. Meth. B* **37/38** 357 (1989)
132. Kakoschke R et al. *IEEE Trans. Electron Dev.* **ED-37** 1052 (1990)
133. Kaim R E *Solid State Technol.* **33** 103 (1990)
134. Герасименко Н Н "Способ ионного внедрения в кристаллические подложки", Авт. свид. СССР № 906304 от 14.10.1981
135. Liefing J R et al. *Mater. Res. Soc. Symp. Proc.* **235** 173 (1992)
136. Liefing J R et al. *Appl. Phys. Lett.* **63** 1134 (1993)
137. Wong H et al. *Appl. Phys. Lett.* **52** 1023 (1988)
138. Liefing J R, Custer J S, Saris F W *Mater. Res. Soc. Symp. Proc.* **235** 179 (1992)
139. Stolk P A et al. *J. Appl. Phys.* **81** 6031 (1997)
140. Libertino S et al. *Appl. Phys. Lett.* **71** 389 (1997)
141. Watkins G D, Brower K L *Phys. Rev. Lett.* **36** 1329 (1976)
142. Tamura M, Ando T, Ohyu K *Nucl. Instrum. Meth. B* **59/60** 572 (1991)
143. Strane J W et al. *J. Appl. Phys.* **79** 637 (1996)
144. Kobayashi N et al. *Nucl. Instrum. Meth. B* **127/128** 350 (1997)
145. Tsukamoto K et al. *Nucl. Instrum. Meth. B* **59/60** 584 (1991)
146. Serre C et al. *J. Appl. Phys.* **77** 2978 (1995)
147. Власенко Л С и др. *ФТП* **33** 1164 (1999)
148. Werner P et al. *Appl. Phys. Lett.* **70** 252 (1997)
149. Claverie A et al. *Nucl. Instrum. Meth. B* **127/128** 22 (1997)
150. Simpson T W, Goldberg R D, Mitchell I V *Appl. Phys. Lett.* **67** 2857 (1995)

151. Бережнов Н И, Супрун-Белевич Ю Р, Челядинский А Р *Изв. вузов. Физика* (4) 55 (1991)
152. Ржанов А В, Герасименко Н Н, Васильев С В *Письма в ЖТФ* 7 1221 (1981)
153. Gay H C, Griot D "Thermal annealing by microwave assisted focused beam", Motorola Patent No. R 9016040 (filed 20.12.90)
154. Gay H-C, Gibert P, Lin-Kwang J *J. Appl. Phys.* **88** 3968 (2000)
155. Zhao Q-T, Wang Z-L *Nucl. Instrum. Meth. B* **108** 81 (1996)
156. Lu W X et al. *Appl. Phys. Lett.* **55** 1838 (1989)
157. Борковская О Ю и др. *ФТП* **17** 1349 (1983)
158. Nicholas K H et al. *Appl. Phys. Lett.* **26** 320 (1975)
159. Bohm H-J et al. *IEEE Trans. Electron Dev.* **ED-35** 1616 (1988)
160. Takahashi M, Konaka S, Kajiyama K *J. Appl. Phys.* **54** 6041 (1983)
161. Bull C et al. *Solid State Electron.* **22** 95 (1979)
162. Ikeda T et al. *Jpn. J. Appl. Phys.* **14** 311 (1975)
163. Tamura M, Yoshihiro N, Ikeda T *Appl. Phys. Lett.* **27** 427 (1975)
164. Prussin S *J. Appl. Phys.* **45** 1635 (1974)
165. Ashburn P et al. *Solid State Electron.* **20** 731 (1977)
166. Liefing R et al. *IEEE Trans. Electron Dev.* **ED-41** 50 (1994)
167. Wijburg R C et al. *IEEE Trans. Electron Dev.* **ED-38** 111 (1991)
168. Sze S M *Semiconductor Devices, Physics and Technology* (New York: Wiley, 1985)
169. Wong H, Cheung N W, Wong S S *Nucl. Instrum. Meth. B* **37/38** 970 (1989)
170. Gibbons J F *Appl. Phys. Lett.* **23** 49 (1972)
171. Aleksandrov O V, Kozlovskii V V, Popov V V *Phys. Status Solidi A* **110** 61 (1986)
172. Герасименко Н Н и др. *ФТП* **9** 2117 (1975)
173. Werner H W et al. *Appl. Phys.* **2** 262 (1973)
174. Горбань А Н, Городохин В А *Изв. вузов. Физика* (9) 56 (1988)
175. Стельмах В Ф и др. *ФТП* **19** 739 (1985)
176. Stelmakh V F et al. *Phys. Status Solidi A* **89** 45 (1985)
177. Стельмах В Ф, Супрун-Белевич Ю Р, Челядинский А Р *Изв. вузов. Физика* (9) 114 (1987)
178. Stelmakh V F, Suprun-Belevich Yu R, Chelyadinskii A R *Phys. Status Solidi A* **112** 381 (1989)
179. Chelyadinskii A R, Taher Haki *Phys. Status Solidi A* **142** 331 (1994)
180. Stelmakh V F, Suprun-Belevich Yu R, Chelyadinskii A R *Phys. Res.* **8** 288 (1988)
181. Hu S M *Phys. Rev.* **180** 773 (1969)
182. Servidori M et al. *J. Appl. Phys.* **65** 98 (1989)
183. Servidori M et al. *Nucl. Instrum. Meth. B* **39** 347 (1989)
184. Риссел Х, Руге И *Ионная имплантация* (М.: Наука, 1983)
185. Герасименко Н Н, Жеребцов А С, Камнев А Б *Микроэлектроника* **4** 611 (1975)
186. Scheid E, Chenevier P *Phys. Status Solidi A* **93** 523 (1986)
187. Gossmann H J et al. *Appl. Phys. Lett.* **63** 639 (1993)
188. Jadan M, Chelyadinskii A R, in *X Intern. Conf. Ion Implantation Technology, Catania, Italia, June 13-17, 1994*, Abstracts (Ed. R Jones) (Amsterdam: North-Holland, 1994) p. 3.85
189. Peterström S, Svensson B G *J. Appl. Phys.* **71** 1215 (1992)
190. Емцев В В, Маргорян М А *Письма в ЖТФ* **10** 1063 (1984)
191. Калинин В В, Герасименко Н Н, Стенин С И *ФТТ* **18** 2803 (1976)
192. Стельмах В Ф, Супрун-Белевич Ю Р, Челядинский А Р *Поверхность: Физика, химия, механика* (10) 123 (1989)
193. Ohta K, Sakano J, Furukawa S *Nucl. Instrum. Meth. B* **59/60** 1113 (1991)
194. Fahey P et al. *Appl. Phys. Lett.* **46** 784 (1985)
195. Mathiot D, Pfister J C *J. Appl. Phys.* **55** 3518 (1984)
196. Schwettmann F N, Kendal D L *Appl. Phys. Lett.* **19** 218 (1971)
197. Yoshida M *J. Appl. Phys.* **48** 2169 (1977)
198. Fair B, Tsai C C *J. Electrochem. Soc.* **124** 1107 (1977)
199. Burenkov V A, Jadan M, Chelyadinskii A R, in *Proc. of the Intern. Conf. Ion Implantation of Science and Technology, Naleczow, Poland, 22-24 Jan., 1997* (Ed. D Maczka) (Lublin: Technical Univ. of Lublin, 1997) p. 108
200. Ajmera A C, Rozgonyi G A, Fair R B *Appl. Phys. Lett.* **52** 813 (1988)
201. Oehrlein G S, Cohen S A, Sedgwick T O *Appl. Phys. Lett.* **45** 417 (1984)
202. Negrini P et al. *Philos. Mag. A* **61** 553 (1990)
203. Chelyadinskii A R, Taher Haki, Suprun-Belevich Yu R, in *Fall Meeting MRS, Boston, 1993* (Ed. M Stovola) (Boston: Academic Press, 1993) p. J.28
204. Cowern N E B et al. *Appl. Phys. Lett.* **65** 2981 (1994)
205. Xu J et al. *J. Appl. Phys.* **81** 107 (1997)
206. Gencer A H, Dunham S T *J. Appl. Phys.* **81** 631 (1997)
207. Bonafos C et al. *J. Appl. Phys.* **82** 2855 (1997)
208. Cheng J Y et al. *J. Appl. Phys.* **80** 2105 (1996)
209. Agarwal A et al. *Appl. Phys. Lett.* **70** 3332 (1997)
210. Liu J et al. *J. Appl. Phys.* **81** 1656 (1997)
211. Zhang L H et al. *Appl. Phys. Lett.* **67** 2025 (1995)
212. Rozgoni G A et al. *J. Cryst. Growth* **85** 300 (1987)
213. Bergholz W, Gilles D *Phys. Status Solidi B* **222** 5 (2000)
214. Мильвидский М Г, Освенский В Б *Структурные дефекты в монокристаллах полупроводников* (М.: Металлургия, 1984) с. 210
215. *Физические процессы в облученных полупроводниках* (Под ред. Л С Смирнова) (Новосибирск: Наука, 1977)
216. Болотов В В и др. *Вопросы радиационной технологии полупроводников* (Под ред. Л С Смирнова) (Новосибирск: Наука, 1980)
217. Yamazaki H et al. *J. Appl. Phys.* **87** 4194 (2000)
218. Ruiz H J, Pollack G P *J. Electrochem. Soc.* **125** 128 (1978)
219. Hu S M *Appl. Phys. Lett.* **36** 561 (1980)
220. Gaworzewski P, Ritter H *Phys. Status Solidi A* **67** 511 (1981)
221. Newman R C et al. *J. Appl. Phys.* **70** 3061 (1991)
222. McQuaid S A et al. *J. Appl. Phys.* **77** 1427 (1995)
223. Zhong L, Shimura F *J. Appl. Phys.* **73** 707 (1993)
224. Izunome K et al. *Appl. Phys. Lett.* **68** 49 (1996)
225. Gosele U, Tan T Y *Appl. Phys. A* **28** 79 (1982)
226. McQuaid S A et al. *J. Appl. Phys.* **86** 1878 (1999)
227. Shimura F, Higuchi T, Hockett R S *Appl. Phys. Lett.* **53** 69 (1988)
228. Wijaranakula W *J. Appl. Phys.* **68** 6538 (1990)
229. Kaiser W *Phys. Rev.* **105** 1751 (1957)
230. Lederhandler S, Patel J R *Phys. Rev.* **108** 239 (1957)
231. Hu S M *J. Appl. Phys.* **52** 3974 (1981)
232. Newman R C *J. Phys.: Condens. Matter.* **12** R335 (2000)
233. Воронков В В, Мильвидский М Г, Гринштейн П М *Кристаллография* **34** 199 (1989)
234. Wada K, Inoue N, Kohra K *J. Cryst. Growth* **49** 749 (1980)
235. Ham F S *J. Phys. Chem. Solids* **6** 335 (1958)
236. Rozgonyi G A et al. *Appl. Phys. Lett.* **29** 531 (1976)
237. Senkader S, Esfandyari J, Hobler G *J. Appl. Phys.* **78** 6469 (1995)
238. Esfandyari J et al. *J. Electrochem. Soc.* **143** 995 (1996)
239. Senkader S, Hobler G, in *Early Stages of Oxygen Precipitation in Silicon* (NATO ASI Ser., Ser. 3, Vol. 17, Ed. R Jones) (Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 1996) p. 447
240. Christian J W *The Theory of Transformations in Metals and Alloys Pt. 1* (Oxford: Pergamon Press, 1975)
241. Vineyard G H *J. Phys. Chem. Solids* **3** 121 (1957)
242. Mikkelsen J *Mater. Res. Soc. Symp. Proc.* **59** 1 (1986)
243. Turnbull D, Fisher J C *J. Chem. Phys.* **17** 71 (1949)
244. Burke J *The Kinetics of Phase Transformations in Metals* (Oxford: Pergamon Press, 1965)
245. Tiller W A, Oh S *J. Appl. Phys.* **64** 375 (1988)
246. Koizuka M, Yamada-Kaneta H *J. Appl. Phys.* **84** 4255 (1998)
247. Koizuka M, Yamada-Kaneta H *J. Appl. Phys.* **88** 1784 (2000)
248. Caplan P J et al. *J. Appl. Phys.* **50** 5847 (1979)
249. Poindexter E H, Caplan P *J. Prog. Surf. Sci.* **14** 201 (1983)
250. Hu S M *J. Appl. Phys.* **51** 5945 (1980)
251. Sassella A et al. *Appl. Phys. Lett.* **75** 1131 (1999)
252. Borghesi A et al. *Mater. Sci. Eng. B* **73** 145 (2000)
253. Kishino S et al. *J. Appl. Phys.* **50** 8240 (1979)
254. Kishino S, Matsushita Y, Kanamori M *Jpn. J. Appl. Phys. Pt. 1* **21** 1 (1982)
255. Tang S S, Shen Y Y, Li Y Z *Chinese J. Semicond.* **7** 489 (1986)
256. Tan T Y, Gardner E E, Tice W K *Appl. Phys. Lett.* **30** 175 (1977)
257. Shimura F *J. Appl. Phys.* **59** 3251 (1986)
258. Liu P et al. *J. Appl. Phys.* **87** 3669 (2000)
259. Leronicille J *Phys. Status Solidi A* **74** 159 (1982)
260. Shimura F, Hockett R S *Appl. Phys. Lett.* **48** 224 (1986)
261. Aihara K et al. *J. Appl. Phys.* **88** 3705 (2000)
262. Tan T Y, Tice W K *Philos. Mag.* **34** 615 (1976)
263. Tice W K, Tan T Y *Appl. Phys. Lett.* **28** 564 (1976)
264. Ourmazd A, Schröter W *Appl. Phys. Lett.* **45** 781 (1984)
265. Colas E G, Weber E R *Appl. Phys. Lett.* **48** 1371 (1986)
266. Sumino K *Mater. Sci. Eng. B* **72** 67 (2000)

267. Gilles D, Weber E R, Hahn S K *Phys. Rev. Lett.* **64** 196 (1990)
268. Masters B J, Fairfield J M, Crowder B L, in *Ion Implantation* (Ed. F H Eisen, L T Chadderton) (London: Gordon and Breach Sci. Publ., 1971) p. 81
269. Buck T M, Pickar K A, Poate J M *Appl. Phys. Lett.* **21** 485 (1972)
270. Goetzberger A, Shockley W J. *Appl. Phys.* **31** 1821 (1960)
271. Huntley F A, Willoughby A F W J. *Electrochem. Soc.* **120** 914 (1973)
272. Seidel T E, Meek R L, Cullis A G J. *Appl. Phys.* **46** 600 (1975)
273. Wong H, Cheung N W, Chu P K *Appl. Phys. Lett.* **52** 889 (1988)
274. Benton J L et al. *J. Electrochem. Soc.* **143** 1406 (1996)
275. Lambert J L, Reese M *Solid State Electron.* **11** 1055 (1968)
276. Borland J O, Koelsch R *Solid State Technol.* **36** 28 (1993)
277. Wang Z L et al. *J. Appl. Phys.* **71** 3780 (1992)
278. Kuroi T et al. *Jpn. J. Appl. Phys. Pt. 1* **32** 303 (1993)
279. Venezia V C et al. *Appl. Phys. Lett.* **73** 2980 (1998)
280. Kögler R et al. *Appl. Phys. Lett.* **75** 1279 (1999)
281. Brown R A et al. *Mater. Res. Soc. Symp. Proc.* **438** 155 (1997)
282. Koveshnikov S, Kononchuk O *Appl. Phys. Lett.* **73** 2340 (1998)
283. Brown R A et al. *J. Appl. Phys.* **84** 2459 (1998)
284. Kögler R et al. *Nucl. Instrum. Meth. B* **186** 298 (2002)
285. Gueorguiev Y M et al. *Appl. Phys. Lett.* **75** 3467 (1999)
286. Kögler R et al. *Nucl. Instrum. Meth. B* **148** 334 (1999)
287. Troitski V Yu, Gerasimenko N N, Smirnov A V, in *Ion Implantation 2000: Proc. of the Intern. Conf., Alpach, Austria, 17–22 Sept. 2000* (Eds H Ryssel et al.) (New York: IEEE, 2000) p. 334
288. Griffioen C C et al. *Nucl. Instrum. Meth. B* **27** 417 (1987)
289. Wong-Leung J et al. *Appl. Phys. Lett.* **66** 1231 (1995)
290. Godey S et al. *J. Appl. Phys.* **87** 2158 (2000)
291. Delamare R et al. *Nucl. Instrum. Meth. B* **186** 324 (2002)
292. Myers S M, Follstaedt D M, Bishop D M *Mater. Sci. Forum* **143–147** 1635 (1994)
293. Myers S M, Follstaedt D M *J. Appl. Phys.* **79** 1337 (1996)
294. Lee Y-H, Corbett J W *Phys. Rev. B* **9** 4351 (1974)
295. Ramdas A K, Fan H Y *J. Phys. Soc. Jpn.* **18** 34 (1963)
296. Daly D F, Pickar K A *Appl. Phys. Lett.* **15** 267 (1969)
297. Akiyama T et al. *Jpn. J. Appl. Phys. Pt. 2* **38** L1363 (1999)
298. Fichtner P F P et al. *Appl. Phys. Lett.* **70** 732 (1997)
299. Muto S, Takeda S, Hirata M *Philos. Mag. A* **72** 1057 (1995)
300. Murakami K et al. *Phys. Rev. Lett.* **77** 3161 (1996)
301. Okamoto Y, Saito M, Oshiyama A *Phys. Rev. B* **56** R10016 (1997)
302. Van de Walle C G *Phys. Rev. Lett.* **80** 2177 (1998)
303. Hourahine B et al. *Phys. Rev. B* **57** R12666 (1998)
304. Leitch A W R, Alex V, Weber J *Phys. Rev. Lett.* **81** 421 (1998)
305. Pritchard R E et al. *Phys. Rev. B* **56** 13118 (1997)
306. Kitajima M et al. *Jpn. J. Appl. Phys. Pt. 2* **38** L691 (1999)
307. Kitajima M et al. *Mater. Sci. Eng. B* **58** 13 (1999)
308. Cerofolini G F et al. *Phys. Rev. B* **46** 2061 (1992)
309. Myers S M et al. *Phys. Rev. B* **47** 13380 (1993)
310. Markevich V P, Suezawa M, Murin L I *Mater. Sci. Eng. B* **58** 26 (1999)
311. Hourahine B et al. *Mater. Sci. Eng. B* **58** 24 (1999)
312. Van de Walle C G *Phys. Rev. B* **49** 4579 (1994)
313. Leitch A W R, Weber J, Alex V *Mater. Sci. Eng. B* **58** 6 (1999)
314. Raineri V et al. *J. Appl. Phys.* **78** 3727 (1995)
315. Matthews M D, Ashby S J *Philos. Mag.* **27** 1313 (1973)
316. Myers S M, Bishop D M, Follstaedt D M *Mater. Res. Soc. Symp. Proc.* **283** 549 (1993)
317. Skorupa W et al. *Appl. Phys. Lett.* **67** 2992 (1995)
318. Zhang M et al. *Appl. Phys. Lett.* **72** 830 (1998)
319. Zhang M et al. *Nucl. Instrum. Meth. B* **134** 360 (1998)
320. Zhang M et al. *J. Appl. Phys.* **85** 94 (1999)
321. Job R et al. *Appl. Phys. A* **72** 325 (2001)
322. Kinomura A et al. *Nucl. Instrum. Meth. B* **127/128** 297 (1997)
323. Wong-Leung J, Nygren E, Williams J S *Nucl. Instrum. Meth. B* **106** 424 (1995)
324. Mohadjeri B, Williams J S, Wong-Leung J *Appl. Phys. Lett.* **66** 1889 (1995)
325. Ishiwara H, Saitoh S, Hikosaka K *Jpn. J. Appl. Phys.* **20** 843 (1981)
326. Myers S M, Bishop D M, Follstaedt D M *Mater. Res. Soc. Symp. Proc.* **316** 33 (1994)
327. Wong-Leung J et al. *Nucl. Instrum. Meth. B* **96** 253 (1995)
328. Petersen G A, Myers S M, Follstaedt D M *Nucl. Instrum. Meth. B* **127/128** 301 (1997)
329. Saint-Jacques R G *Nucl. Instrum. Meth.* **209/210** 333 (1983)
330. Попов В П и др. *Микроэлектроника* **31** 274 (2002)

Defect-impurity engineering in implanted silicon

A.R. Chelyadinskii

*Physics Department, Byelorussian State University,
prosp. F. Skorina 4, 220050 Minsk, Belarus
Tel./Fax (375-17) 209-54 45. Tel. (375-17) 209-50 84
E-mail: yavid@bsu.by*

F.F. Komarov

*A.N. Sevchenko Research Institute of Applied Physics Problems, Byelorussian State University,
pl. Kurchatova 7, 220064 Minsk, Belarus
Tel. (375-17) 277-48 33
E-mail: KomarovF@bsu.by*

The basic results of the studies of defect-impurity interaction in implanted silicon are presented. The factors affecting the way quasi-chemical reactions proceed — namely, the temperature, the level of ionization, and internal electric and elastic-stress fields — are analyzed. Methods for suppressing residual damage effects (rod-like defects, dislocation loops), and schemes for reducing impurity diffusivity and gettering metallic impurities in implanted silicon are considered. Examples of the practical realization of defect-impurity engineering are presented and discussed.

PACS numbers: 61.72.Cc, 61.72.Tt, 61.72.Yx

Bibliography — 330 references

Received 27 November 2002, revised 29 April 2003