

УДК 621315592

Инженерия дефектов в имплантационной технологии кремниевых светоизлучающих структур с дислокационной люминесценцией

Обзор

© Н.А. Соболев[†]Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Получен 9 апреля 2009 г. Принят к печати 14 апреля 2009 г.)

Обобщаются результаты по развитию физических основ технологии, основанной на ионной имплантации, для разработки кремниевых светоизлучающих структур с дислокационной люминесценцией на область длин волн вблизи ~ 1.6 мкм. Развитие концепции инженерии дефектов в технологии полупроводниковых приборов позволило установить закономерности процесса образования дефектов и выявить особенности, возникающие в спектрах излучения при изменении условий имплантации ионов Er, Dy, Ho, O, Si и последующего отжига, и создавать светоизлучающие структуры с желательным спектром люминесцентных центров и протяженных структурных дефектов. Найдены технологические условия, при которых в светоизлучающем слое вводится только один тип протяженных структурных дефектов (петли Франка, совершенные призматические петли или чисто краевые дислокации), что позволило исследовать корреляцию между концентрацией протяженных дефектов определенного типа и интенсивностью линий дислокационной люминесценции. Выявлена определяющая роль собственных точечных решеточных дефектов в зарождении и трансформации протяженных структурных дефектов и люминесцентных центров, ответственных за дислокационную люминесценцию. Установлено, что эффективность возбуждения люминесценции представляющих наибольший интерес для практического применения так называемых центров D1 изменяется более чем на 2 порядка в структурах, приготовленных разными технологическими методами. Изготовлены высокоэффективные кремниевые светодиоды с дислокационной люминесценцией при комнатной температуре.

1. Введение

Растущие объемы и скорость передачи информации определяют необходимость создания кремниевой оптоэлектроники [1]. Для нее уже созданы волноводы, разветвители, модуляторы и фотоприемники. До недавнего времени наиболее слабым местом являлось отсутствие эффективных источников света, совместимых с современной Si-технологией. За последнее десятилетие были достигнуты существенные успехи в решении этой проблемы. На сегодняшний день наиболее перспективными являются три типа светоизлучающих структур (СИС) — с так называемыми эрбиевой, краевой и дислокационной электролюминесценцией (ЭЛ) в монокристаллических слоях Si. Эрбиевая люминесценция на длине волны ~ 1.54 мкм обусловлена внутрицентровыми переходами ионов Er^{3+} из возбужденного состояния $^4I_{13/2}$ в основное состояние $^4I_{15/2}$. Основные преимущества светодиодов (СД) с ЭЛ ионов Er^{3+} заключается в малой ширине линии люминесценции и независимости положения линии от температуры. Эти свойства обусловлены тем, что электроны $4f$ -оболочки экранированы электронами внешних оболочек $5s$ и $5p$ [2]. Существенным недостатком инжекционной ЭЛ ионов Er^{3+} является сильное температурное гашение интенсивности, которое при увеличении температуры от 77 до 300 К составляет 2–3 порядка величины [3,4]. Чтобы

избежать температурного гашения ЭЛ ионов Er^{3+} , было предложено использовать режимы туннельного [5,6] или лавинного [7] пробоя p – n -перехода. Более подробную информацию о СИС с люминесценцией ионов Er^{3+} можно найти в обзорах [8–12]. Долгое время считалось, что, поскольку кремний является непрямозонным материалом, межзонная излучательная рекомбинация неравновесных носителей заряда (near-band-edge, или band-to-band), получившая в отечественной литературе название краевой, должна характеризоваться низкими значениями квантовой эффективности люминесценции и не может представлять интерес для практического использования. Однако недавно было показано, что современный уровень технологии позволяет существенно снизить эффективность безызлучательной рекомбинации носителей заряда в объеме и на поверхности структур с p – n -переходами, а использование специальной конструкции поверхности, через которую выводится излучение, приводит к увеличению эффективности вывода излучения наружу, что позволило изготовить кремниевые светодиодные структуры с внешней квантовой эффективностью ЭЛ $\sim 1\%$ при комнатной температуре [13]. Было установлено, что доминирующим механизмом краевой люминесценции при комнатной температуре является рекомбинация свободных экситонов с участием фононов [14]. Длина волны максимума краевой люминесценции в кремнии при комнатной температуре ~ 1.14 мкм не совсем удобна для ее практического использования.

[†] E-mail: nick@sobolev.ioffe.rssi.ru

Современный уровень технологии формирования слоев твердых растворов SiGe в технологии кремниевых интегральных схем позволяет решить проблему управления длиной волны краевой люминесценции в диапазоне 1.1–1.8 мкм путем изменения доли Ge в твердом растворе SiGe [14].

Другим перспективным путем для создания СИС на длину волны ~ 1.6 мкм представляется использование так называемой дислокационной люминесценции (ДЛ). Это название появилось исторически, поскольку впервые этот вид люминесценции наблюдался более 30 лет назад в образцах кремния с большой плотностью дислокаций в работе [15], авторы которой и связали его с рекомбинационным излучением на дислокациях. Дислокационная люминесценция исследовалась достаточно интенсивно, но ее практическое использование долгое время сдерживалось отсутствием эффективных способов подавления безызлучательной рекомбинации в СИС с ДЛ и существованием температурного гашения ДЛ. Изготовление СД с дислокационной ЭЛ при комнатной температуре возродило интерес к этой тематике [16,17]. Развитие эффективных способов геттерирования и водородной пассивации центров безызлучательной рекомбинации позволило изготовить СД с внешней квантовой эффективностью ЭЛ $\sim 0.1\%$ при комнатной температуре [18]. Обычно, когда говорят о ДЛ, то имеют в виду образование четырех линий, так называемых линий D1–D4, энергии квантов максимумов которых при низких температурах равняются 0.81, 0.87, 0.93 и 0.99 эВ соответственно. При изменении условий изготовления СИС было выявлено более десятка линий ДЛ [19,20]. Впервые ДЛ наблюдалась в Si при деформации путем четырехточечного изгиба при 850°C [15]. СИС с ДЛ на основе кремния были также изготовлены с помощью методов, основанных на деформации кремниевых пластин при одноосном сжатии [16] или изгибе [21,22], релаксации выращенных на его поверхности эпитаксиальных слоев SiGe [23,24], лазерной перекристаллизации [17], жидкофазной эпитаксии [25] и формировании кислородных преципитатов [26]. Для изучения центров некубической симметрии, ориентированных вдоль выделенных направлений, в работе [27] было предложено исследовать влияние одноосной упругой деформации на спектры люминесценции центров. Уже в первой работе [28] при исследовании поведения ДЛ под действием одноосной деформации было обнаружено смещение линий в длинноволновую сторону. При этом, если линии D3 и D4 следовали за изменением ширины запрещенной зоны кремния, то скорость смещения линий D1 и D2 была заметно меньше. Это позволило авторам сделать вывод, что линии принадлежат разным центрам, а именно что линии D3 и D4 связаны с переходами типа „разрешенная зона–уровень в запрещенной зоне“, тогда как линии D1 и D2 связывались с внутрицентровыми переходами. В последующих работах [29,30] наблюдалось не только смещение, но и расщепление линий под влиянием упругого напряжения, что указывало на возможность

ориентационного вырождения. Кроме того, было обнаружено наличие преимущественной поляризации дислокационной фотолюминесценции вдоль дислокационных линий. Позднее, в уже упоминавшейся работе [19], более подробное исследование подтвердило, что одноосная деформация снимает не электронное, а ориентационное вырождение. Предположив, что дислокационные центры распределены однородно по эквивалентным направлениям, и применив теорию, развитую для некубических центров в кубических кристаллах [27,31], авторы пришли к выводу о тетрагональной симметрии центров D1 и D2. Линии D3 и D4 под действием упругого поля не расщепляются, а только смещаются, поэтому к ним нельзя применить вышеупомянутый подход. На начальных этапах исследования линии D1–D4 вводились в условиях относительно небольшого одноосного сжатия и высокой температуры. Проведение дополнительного отжига при относительно низкой температуре и большой деформации в работе [32] позволило установить, что появление линий D3 и D4 обусловлено рекомбинацией носителей заряда на прямолинейных сегментах 60° -дислокаций. Более того, линия D3 является ТО-фононным повторением линии D4. Природа линий D1 и D2 ДЛ до настоящего времени окончательно не установлена. Их появление связывали с различными факторами. Наиболее вероятными считали геометрические особенности на дислокационных линиях (изгибы — так называемые jogs или ступеньки — так называемые kinks), которые могут появиться, например, при пересечении дислокаций [33,34], или скопления точечных дефектов, образовавшихся в полях напряжений около дислокаций [19]. Исследования катодоллюминесценции в образцах, содержащих линии ДЛ D1–D4, не внесли ясности относительно природы центров, ответственных за появление линий D1 и D2 [35,36]. В работе [35] было установлено, что люминесцентные линии D3 и D4 наблюдаются на линиях скольжения в пластически деформированном кремнии или на дислокациях несоответствия, возникающих при выращивании методом молекулярно-лучевой эпитаксии слоев $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ на кремниевых подложках, тогда как линии ДЛ D1 и D2 наблюдаются между линиями скольжения и дислокациями несоответствия. Отсюда авторы делают вывод, что линии D1 и D2 возникают благодаря точечным дефектам, находящимся в атмосфере Коттрелла, окружающей дислокационное ядро. В работе [36] было подтверждено для одноосно деформированного кремния, что линии D3 и D4 наблюдаются вдоль линий скольжений дислокаций, но линии D1 и D2 наблюдаются в местах пересечения различных линий скольжения. Интересно отметить, что увеличение концентрации дислокаций, образующихся при пластической деформации, приводит, как правило, к росту интенсивности обеих линий D1 и D2. Этот факт в принципе не дает преимущества при интерпретации ни одному из вышеупомянутых источников появления линий D1 и D2. Наибольший интерес из семейства линий D1–D4 представляет линия D1, поскольку ее

длина волны наиболее удобна для практического применения. Более того, именно она остается в спектре фотолюминесценции при повышении температуры образца до комнатной. Гашение интенсивности ФЛ и ЭЛ линии D1 при увеличении температуры характеризуется энергией деактивации ~ 0.17 эВ [16]. В работе [37] было высказано предположение, что линия D1 соответствует переходам электронов между глубокими электронными ловушками, расположенными на 0.16–0.35 эВ ниже дна зоны проводимости и образовавшимися в результате реконструкции оборванных связей, и мелкими дырочными ловушками, расположенными на 4–12 мэВ выше потолка запрещенной зоны и возникающими под влиянием деформационного потенциала дислокаций. Результаты работы [38] свидетельствуют также в пользу асимметричного расположения уровней центра D1, однако авторы считают, что электронный уровень является очень мелким, а дырочный — глубоким (~ 360 мэВ). Обобщенная модель, позволяющая описать наличие всех четырех дислокационных линий в спектрах люминесценции, была предложена в [16] и далее модифицирована в [39]. Отличительная особенность этой модели заключается в том, что в схеме расположения уровней дислокационных центров были дополнительно введены две одномерные энергетические зоны, связанные с прямолинейными дислокационными сегментами и расположенные симметрично относительно краев разрешенных зон на расстоянии ~ 0.18 эВ. Были предприняты многочисленные попытки, основанные на применении наиболее чувствительного метода емкостной спектроскопии (Deep Level Transient Spectroscopy, DLTS), чтобы выявить центры, ответственные за ДЛ [40–43]. Однако выявить энергетические уровни, через которые происходит излучательная рекомбинация, не удалось. В работе [39] впервые, насколько известно автору обзора, была сделана попытка оценить концентрацию центров, ответственных за появление центров ДЛ D1 и D2. Авторы при температуре $T = 316$ К измерили фототок, возникающий в $p-n$ -переходе при монохроматическом освещении в диапазоне энергий фотонов 0.7–1.16 эВ светодиода с центрами D1 и D2, рассчитали спектральную зависимость коэффициента поглощения и оценили, что концентрация центров в этом образце должна быть $\sim 3 \cdot 10^{14}$ см $^{-3}$. Несмотря на то что чувствительность использовавшейся DLTS-установки позволяла измерить на 2 порядка меньшую концентрацию центров с глубокими уровнями, центры D1 и D2 обнаружены не были. Обобщение результатов многочисленных работ по исследованию дислокационной люминесценции в пластически деформированном кремнии было представлено недавно в монографии [44] и обзоре [45].

Ионная имплантация является базовым технологическим процессом микроэлектроники. Этот метод обеспечивает не только хорошую возможность изготовления объектов физических исследований с воспроизводимыми свойствами, но и может существенно облегчить реализацию результатов при изготовлении светодиодов

в оптоэлектронике и микросистемотехнике. Большое количество люминесцентных центров, представляющих собой комплексы собственных точечных дефектов (СТД) с примесными атомами, кластеры СТД и даже протяженные дефекты, было обнаружено в ходе многочисленных экспериментов по имплантации различных ионов [46–48]. Однако низкая термостабильность таких светоизлучающих центров и (или) сильное температурное гашение люминесценции не позволяло рассматривать вопрос их практического использования для создания светодиодов. Первым видом работающих при комнатной температуре светодиодов на основе монокристаллического кремния, созданных с помощью ионной имплантации, стали СИС с люминесценцией ионов Er^{3+} , о которых уже говорилось выше [3–5, 7–12].

При исследовании влияния условий отжига слоев кремния, имплантированных ионами Er, нами впервые наблюдалось появление линий ДЛ D1 и D2 после высокотемпературного отжига в окислительной атмосфере [49–51]. В ходе дальнейших исследований было установлено: 1) ионная имплантация сопровождается образованием слоя кремния, в котором возникают напряжения сжатия за счет пересыщения его неравновесными собственными межузельными атомами кремния [52]; 2) последующий высокотемпературный отжиг в условиях пересыщения кремния собственными межузельными атомами, что достигалось проведением отжига в окислительной атмосфере, сопровождается образованием протяженных структурных дефектов (не обязательно дислокаций) и центров ДЛ D1 и D2 [53]. Иными словами, была выявлена существенная роль СТД решетки кремния в образовании центров ДЛ D1 и D2. Такой вывод возник не на пустом месте. К этому времени сформировалось направление научных исследований, которое начало зарождаться в 70-е годы прошлого века, получившее название „инженерия собственных точечных дефектов в кремниевой технологии“. В его основе лежат представления об участии неравновесных СТД в формировании структурных дефектов, электрически активных центров и диффузии примесных атомов. Имеются публикации (см., например, [54–58]), в которых обобщены результаты исследований, выявивших существенную роль неравновесных СТД в процессах образования структурных дефектов, электрически активных центров и диффузии примесных атомов в технологии микроэлектронных и силовых высоковольтных приборов. Мы обратили внимание, что при исследовании ДЛ в пластически деформированном кремнии имеется целый ряд экспериментальных результатов, которые указывают на существенную роль СТД в процессе формирования центров ДЛ, но эта роль практически не была раскрыта. Например, в работе [59] было обнаружено, что легирование кремния атомами быстро диффундирующих металлических примесей и последующий отжиг в окислительной атмосфере приводят к появлению центров ДЛ. Многочисленные попытки других авторов добиться образования центров ДЛ или увеличения интенсивности

излучения уже существующих центров ДЛ при введении атомов быстро диффундирующих металлических примесей не увенчались успехом именно потому, что не создавалось пересыщения кремния собственными межузельными атомами в процессе термического отжига. Другим примером является работа [20], в которой изучалось влияние условий отжига на образование протяженных дефектов, включая преципитаты кислорода, и центров ДЛ. Авторы показали, что условия отжига оказывают существенное влияние на дефектообразование в образцах, но при интерпретации полученных результатов учитывали только неравновесные собственные межузельные атомы, появившиеся при образовании кислородных преципитатов. Надежно установлено, что атмосфера высокотемпературного отжига существенно влияет на тип и концентрацию образовавшихся неравновесных СТД [57,58]. Однако авторы [20] в описании экспериментов даже не указали атмосферу, в которой отжиги проводятся (а последняя стадия отжига проводилась при 1000°С в течение 4–64 ч), и соответственно они никак не учитывали при интерпретации результатов неравновесные СТД. Поскольку режимы изготовления структур микроэлектронных и силовых высоковольтных приборов отличаются от режимов изготовления СИС с ДЛ, то было необходимо изучить процессы образования структурных дефектов и центров ДЛ при изготовлении СИС с помощью метода ионной имплантации. Цель настоящего обзора заключалась в обобщении и систематизации обширного материала по разработке инженерии дефектов в имплантационной технологии СИС с ДЛ.

2. Инженерия дефектов в технологии светоизлучающих структур с дислокационной люминесценцией

Концепция инженерии дефектов в технологии полупроводниковых приборов получила широкое применение при создании приборов высокого качества и активно нами развивалась и использовалась при разработке СИС с ДЛ [60]. Понятие „инженерии дефектов в технологии полупроводниковых приборов“ обычно включает четыре шага. В большинстве случаев различные команды исследователей концентрируют свои усилия на изучении отдельных частей всего процесса. Только комбинация всех результатов может дать полную картину.

1) Выбор параметра прибора, который должен быть улучшен. Список параметров СД включает длину волны линии люминесценции, ширину линии люминесценции, интенсивность люминесценции, квантовую эффективность и т. д.

2) Обнаружение дефектов, их характеристика и идентификация. Обнаружение дефектов и их характеристика обычно производятся сначала. Как правило, для этого используются методы оптической и электрической спектроскопии, такие как фотолюминесценция (ФЛ), электролюминесценция (ЭЛ), исследование эффекта Хол-

ла и спектроскопия глубоких уровней (DLTS). Исследование структурных свойств методами дифракции рентгеновских лучей (XRD), просвечивающей электронной микроскопии (ТЕМ) и обратного резерфордского рассеяния (RBS) также могут быть полезны. Они, в частности, существенны при наличии протяженных структурных дефектов. Идентификация дефектов играет ключевую роль для полного понимания их природы. Спектроскопические методы, основанные на магнитном резонансе, высокоразрешающая просвечивающая электронная микроскопия (HREM), а во многих случаях и комбинация этих методов бывают очень успешными для установления природы конкретного дефекта. Использование одноосного сжатия в вышеуказанных методах часто дает дополнительную информацию о симметрии дефектов. Результаты расчетов из первых принципов часто позволяют получить очень ценную информацию для идентификации дефектов. Тем не менее большое число дефектов все еще характеризуются только своими оптическими или электрическими свойствами без идентификации их реальной природы.

3) Развитие методов для управления параметрами дефектов и приборов. Изучение влияния технологических условий на поведение дефектов и приборных параметров позволяет использовать конкретный дефект, для того чтобы повысить качество прибора или, устранив дефект, предотвратить ухудшение качества прибора. На этой стадии очень важно выявить механизм, ответственный за образование дефекта.

4) Развитие технологии приборов с требуемыми параметрами. Как правило, каждый прибор характеризуется целым набором параметров. Различные технологические шаги для придания прибору требуемых свойств могут оказывать отрицательное влияние друг на друга и, следовательно, на качество всего прибора. Например, помимо создания оптически активного слоя, технология СД включает оптимизацию конструкции прибора и изготовление $p-n$ -переходов, омических контактов и краевого контура. Каждый технологический шаг может оказывать существенное влияние на качество прибора.

В настоящей работе обобщаются результаты, полученные с применением концепции инженерии дефектов в имплантационной технологии кремниевых СД с ДЛ при комнатной температуре в области 1.6 мкм. Существенное влияние на развитие этой концепции в первую очередь оказали и продолжают оказывать проводимые один раз в два года международные конференции „Gettering and Defect Engineering in Semiconductor Technology (GADEST)“ и „International Conference on Defects in Semiconductors (ICDS)“. Приведенное выше определение этой концепции, по-видимому, является наиболее полным и было сформулировано нами на недавней конференции ICDS-2007 [60]. Выбор материала для статьи отражает нашу точку зрения на рассматриваемую проблему. Предпочтение отдано обсуждению тех вопросов, понимание которых хорошо установлено на сегодняш-

ний день. Будет показана динамика развития инженерии дефектов в имплантационной технологии кремниевых СД с ДЛ и представлены примеры реализации СД с ДЛ.

3. Дислокационная люминесценция в Si, имплантированном ионами редкоземельных элементов

В настоящем разделе приводятся результаты исследования процессов образования структурных дефектов и центров с ДЛ в СИС, которые были изготовлены с помощью метода ионной имплантации. Эти данные позволили получить принципиально новые результаты: 1) в спектрах ФЛ наблюдаются только линии D1 и D2 и отсутствуют линии D3 и D4; 2) найдены условия, при которых в образцах наблюдается только один тип протяженных дефектов; 3) обнаружена корреляция между интенсивностью линии D1 и плотностью чисто краевых дислокаций.

3.1. Обнаружение линий дислокационной люминесценции в Si, имплантированном ионами Er

Как упоминалось выше, люминесцентные линии с длинами волн, характерными для линий ДЛ D1 (1.54 мкм) и D2 (1.43 мкм), были обнаружены в спектрах ФЛ монокристаллического кремния, имплантированного ионами Er с энергией 1 МэВ, дозой $1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ и отожженного при 1100°C в течение 0.5 ч в хлорсодержащей атмосфере (ХСА) [49–51]. Мы предположили, что появление этих линий также связано с образованием дислокаций. Чтобы понять природу обнаруженных линий, было изучено поведение спектров ФЛ и структурных дефектов в *p*-Cz-Si (Cz-Si — кремний, выращенный методом Чохральского) после имплантации при указанных условиях и последующих отжигах при 1100°C в течение 0.25–3 ч в ХСА или потоке аргона [53,61]. ХСА представляла собой поток кислорода, насыщенного парами четыреххлористого углерода с концентрацией 0.5 мол%.

На рис. 1 показаны измеренные при $T = 1.8 \text{ K}$ спектры ФЛ образцов Si:Er, отожженных при различных условиях. После отжига в ХСА в течение 0.25 ч в спектре наблюдаются три линии с длинами волн 1.525, 1.417 и 1.537 мкм, которые обозначены как D1, D2 и Er соответственно (кривая *a*). После отжига в той же атмосфере в течение 0.5 ч в спектре люминесценции доминируют линии D1 и D2 (кривая *b*). Их интенсивности значительно выше, чем в предыдущем образце, а линия Er не наблюдается. Линия Er доминирует после отжига в аргоне (кривая *c*).

Некоторые характерные черты линий ФЛ и положения их максимумов позволяют предварительно их идентифицировать. Наличие специфической тонкой структуры линии при 1.537 мкм (кривая *c*) свидетельствует о том, что пик люминесценции в образцах Si:Er, отожженных

в аргоне, обусловлен внутрицентровыми переходами электронов в 4*f*-оболочке ионов Er^{3+} [3]. Отсутствие тонкой структуры и асимметричное уширение с высокоэнергетической стороны линий D1 и D2 позволяют предположить, что эти линии в образцах Si:Er, отожженных в ХСА, связаны с наличием дефектов в

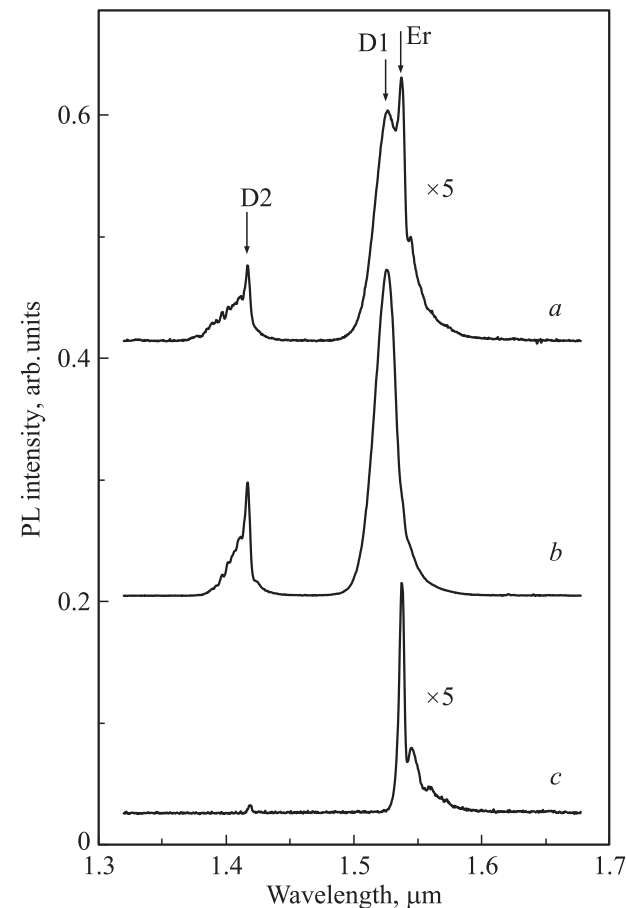


Рис. 1. Спектры фотолюминесценции (PL) при 1.8 K Si:Er, отожженного при 1100°C в ХСА в течение 0.25 ч (*a*), 0.5 ч (*b*) и в аргоне в течение 0.5 ч (*c*).

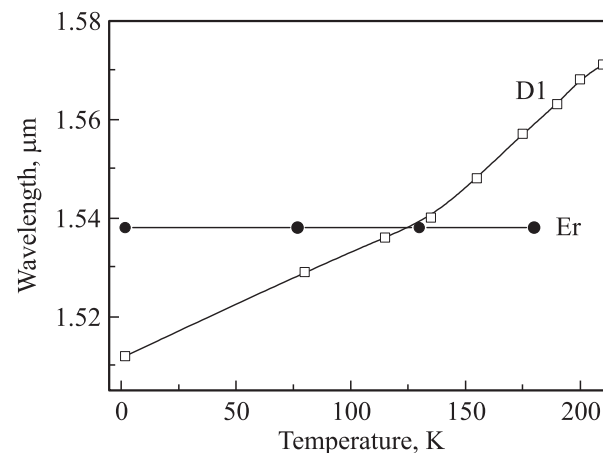


Рис. 2. Температурная зависимость длины волны пиков D1 и Er в Si:Er.

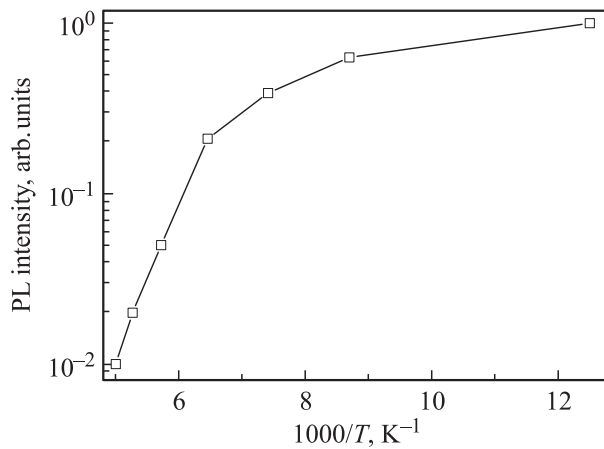


Рис. 3. Температурная зависимость интенсивности фотолуминесценции (PL) — линия D1 в Si:Er.

имплантированных слоев. Высказанные предположения были подтверждены дополнительными экспериментами. Температурные зависимости положений максимумов линий люминесценции D1 и Er приведены на рис. 2. Положение максимума линии Er не зависит от температуры измерения, что является характерным для внутрицентровых переходов в редкоземельных ионах [3]. В то же время смещение максимума линии D1 при повышении температуры в сторону больших длин волн хорошо коррелирует с аналогичным поведением линий в спектрах ДЛ, наблюдавшимся в работах [16,24]. Такая зависимость для D-линий может быть связана с рекомбинацией носителей заряда на центрах, принадлежащих образовавшимся дислокациям. Температурная зависимость интенсивности линии D1 в наших образцах приведена на рис. 3 и характеризуется энергией активации ~ 0.19 эВ [61]. Эта величина хорошо согласуется со значениями, найденными для ДЛ в работах [16,17]. Времена спада интенсивности ФЛ для изучаемых центров D1, D2, Er равнялись $\tau_{D1} \approx 50$ мкс, $\tau_{D2} \approx 350$ мкс и $\tau_{Er} \approx 1$ мс при 1.8 К. Эти значения находятся в разумном соответствии с временами, измеренными для дислокационной [24] и эрбиевой [62] ФЛ.

3.2. Дислокационная люминесценция и структурные дефекты в Si, имплантированном ионами Er с неаморфизирующими дозами

Для выяснения взаимосвязи между структурными и оптическими свойствами СИС изучение структурных дефектов проводилось на тех же образцах, на которых проводилось измерение спектров ФЛ. Для исследования дефектной структуры имплантированных слоев Si использовались методы RBS протонов средних энергий, XRD, TEM и селективного химического травления. Измерение спектров RBS позволяет определить степень разупорядоченности кристаллической решетки и профили

распределения нарушений и имплантируемых примесей. Дифракционные методы используются в первую очередь для оценки возникающих напряжений в монокристаллических слоях. Электронная микроскопия позволяет оценить размер и плотность возникающих дефектов и в отдельных случаях их структуру.

Накопление имплантационных нарушений, появление аморфного (*a*) слоя, его толщина и расположение после имплантации ионов Er при комнатной температуре с энергией 1.2 МэВ и дозами вблизи порога аморфизации в диапазоне $1 \cdot 10^{13} - 4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ в подложки монокристаллического *p*-Cz-Si с удельным сопротивлением $1 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ и ориентацией поверхности (100) изучались методом RBS протонов с энергией 230 кэВ [63]. При малых дозах имплантации ионов Er вплоть до дозы $3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ в спектрах RBS отсутствует сигнал аморфной фазы. При дозах Er $5 \cdot 10^{13} - 1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ наблюдается появление аморфной фазы при сохранении в поверхностном слое монокристаллической структуры (рис. 4, кривые 2 и 3). При дозах выше $4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ монокристаллический слой вблизи поверхности исчезает, *a*-слой достигает поверхности.

Структурные дефекты в кристаллах кремния после имплантации ионов Er с энергиями 0.8–2.0 МэВ и дозами $1 \cdot 10^{12} - 1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ исследовались методами двух- и трехкristальной XRD [52]. Наблюдалось образование трех типов двухкristальных кривых качания. Они соответствуют разным структурным состояниям имплантированных слоев. При умеренных дозах ($1 \cdot 10^{12} - 1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$) наблюдается возникновение деформаций сжатия, обусловленных формированием вторичных радиационных дефектов межузельного типа. Увеличение дозы имплантации сопровождается формированием аморфного слоя, разделяющего объемный и тонкий приповерхностный монокристаллические слои. При дозе имплантации $\sim 1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ приповерхност-

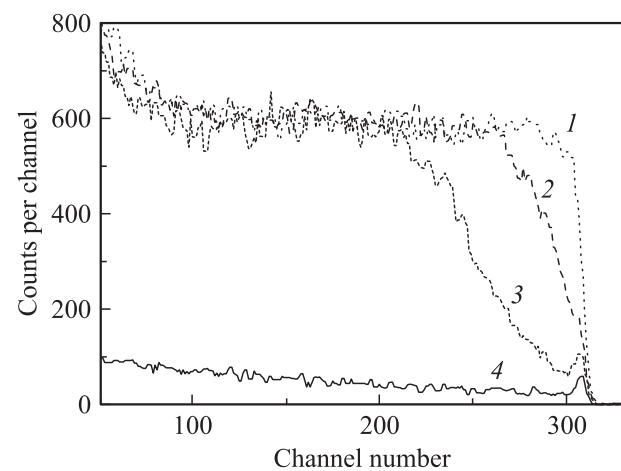


Рис. 4. Спектры RBS протонов: 1 — случайный режим; 2, 3 — каналирование вдоль оси [100] после имплантации ионов Er с энергией 1.2 МэВ, дозой $1 \cdot 10^{14}$ (2) и $5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ (3); 4 — каналирование вдоль оси [100] исходного монокристаллического Si.

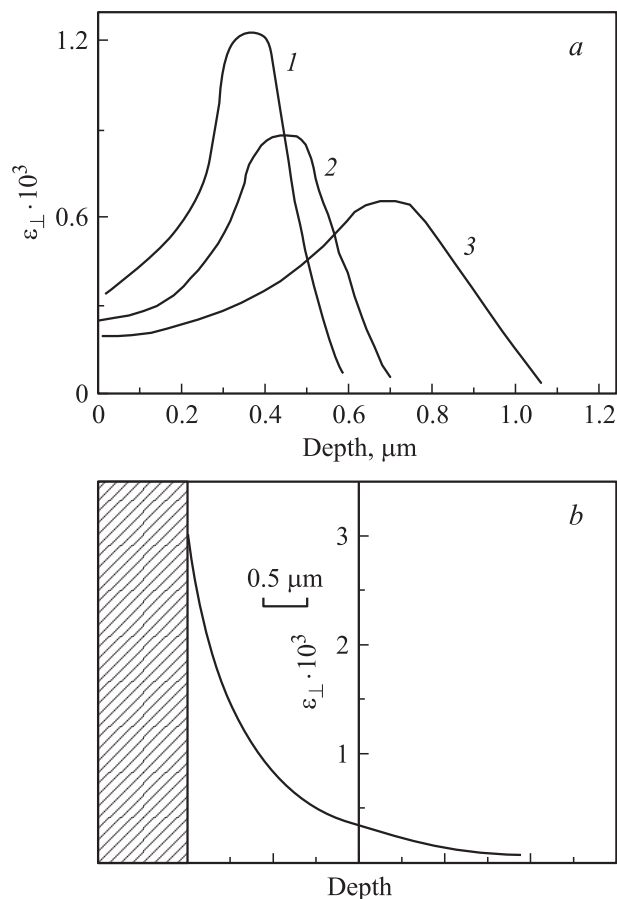


Рис. 5. Профили деформации после имплантации ионов Er: *a* — доза $1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$, энергия 1.0 (1), 1.2 (2), 2 МэВ (3); *b* — доза $1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$, энергия 2 МэВ, заштрихованная область соответствует аморфному слою.

ный монокристаллический слой полностью аморфизуется.

Моделирование экспериментальных двухкристалльных дифракционных кривых проводилось в полукинематическом приближении [64]. Путем последовательной подгонки были рассчитаны профили распределения по глубине компонента деформации $\varepsilon_{\perp} = (\Delta d/d)_{\perp}$, где $(\Delta d/d)_{\perp}$ — относительное изменение межплоскостного расстояния d относительно матрицы Si. На рис. 5, *a* представлены профили распределения деформации для образцов, имплантированных ионами с одной и той же дозой $1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$, но с разными энергиями E . Распределение деформации неравномерно, имеет четко выраженный максимум в глубине слоя и относительно слабо нарушенную область у поверхности. Из рисунка видно, что с увеличением энергии ионов: а) глубина максимума деформации увеличивается в первом приближении линейно от 0.35 мкм при энергии $E = 1.0 \text{ МэВ}$ до 0.70 мкм при $E = 2.0 \text{ МэВ}$; б) высота максимума уменьшается от $1.1 \cdot 10^{-3}$ при $E = 1.0 \text{ МэВ}$ до $0.6 \cdot 10^{-3}$ при $E = 2.0 \text{ МэВ}$, а его ширина растет; в) суммарная деформация поверхностного слоя, рассчитываемая как

площадь под профилем деформации $U = \int \varepsilon_{\perp}(z) dz$, в рассматриваемом интервале энергий (0.8–2.0 МэВ) при фиксированной дозе остается величиной практически постоянной (в пределах 10%). В случае аморфизации поверхностного слоя после имплантации ионов Er с энергией 2 МэВ и дозой $1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ профиль деформации приведен на рис. 5, *b*. К сожалению, дифракционные измерения в стандартной геометрии не позволяют ничего сказать о толщине поверхностного аморфного слоя. Полученные нами значения максимальной деформации в слоях Si, имплантированных ионами Er, соответствуют данным XRD-исследований имплантированных легкими и средними ионами (B, P, O и Si) и диффузионных слоев Si, в которых максимальная деформация, наблюдавшаяся в доаморфном состоянии, составляла величину $\sim (3-4) \cdot 10^{-3}$ [64–69]. В работе [52] мы также показали, что положительная деформация в имплантированном слое при внедрении тяжелых ионов Er создается в подавляющей части радиационными дефектами, а вклад имплантированной примеси в суммарную деформацию невелик. Частичная или полная релаксация упругих напряжений обычно наблюдается после высокотемпературного отжига, при этом напряжения снимаются, как правило, с помощью образования протяженных дефектов.

После отжига в аргоне в слоях Si:Er не было обнаружено ни ямок травления при селективном травлении, ни изменения дифракционного контраста при электронной микроскопии. Отжиг в ХСА, напротив, привел к возникновению нескольких типов дефектов. В результате селективного химического травления были выявлены мелкие ямки травления дислокационного типа и узкие полосы, ограниченные ямками травления, которые обычно относят к дефектам упаковки. С помощью ТЕМ на продольных сечениях образцов было идентифицировано наличие трех типов дефектов (рис. 6): петли Франка, совершенные призматические дислокационные петли и чисто краевые дислокации [53]. Петли Франка представляют собой дислокационные петли межузельного типа, лежащие в плоскостях $\{111\}$ и имеющие вектор Бюргерса $\mathbf{b} = (a/3)\langle 111 \rangle$. Совершенные призматические дислокационные петли, расположенные в основном в плоскостях $\{110\}$, также являются петлями межузельного типа с вектором Бюргерса $\mathbf{b} = (a/2)\langle 110 \rangle$. Чисто краевые дислокации образуются в результате взаимодействия крупных совершенных петель в процессе отжига [70]. Исследования поперечных сечений имплантированных слоев показали, что структурные дефекты присутствуют в слоях толщиной $\sim 1 \text{ мкм}$. Петли Франка мелкого и среднего размера распределены достаточно равномерно по всей толщине имплантационных слоев. Большие петли Франка распространяются через весь имплантационный слой, но дальше не прорастают. Дислокационная цепочка состоит из петель сложной формы и наблюдается во всем слое Si:Er. Мелкие призматические петли расположены в основном в верхней половине

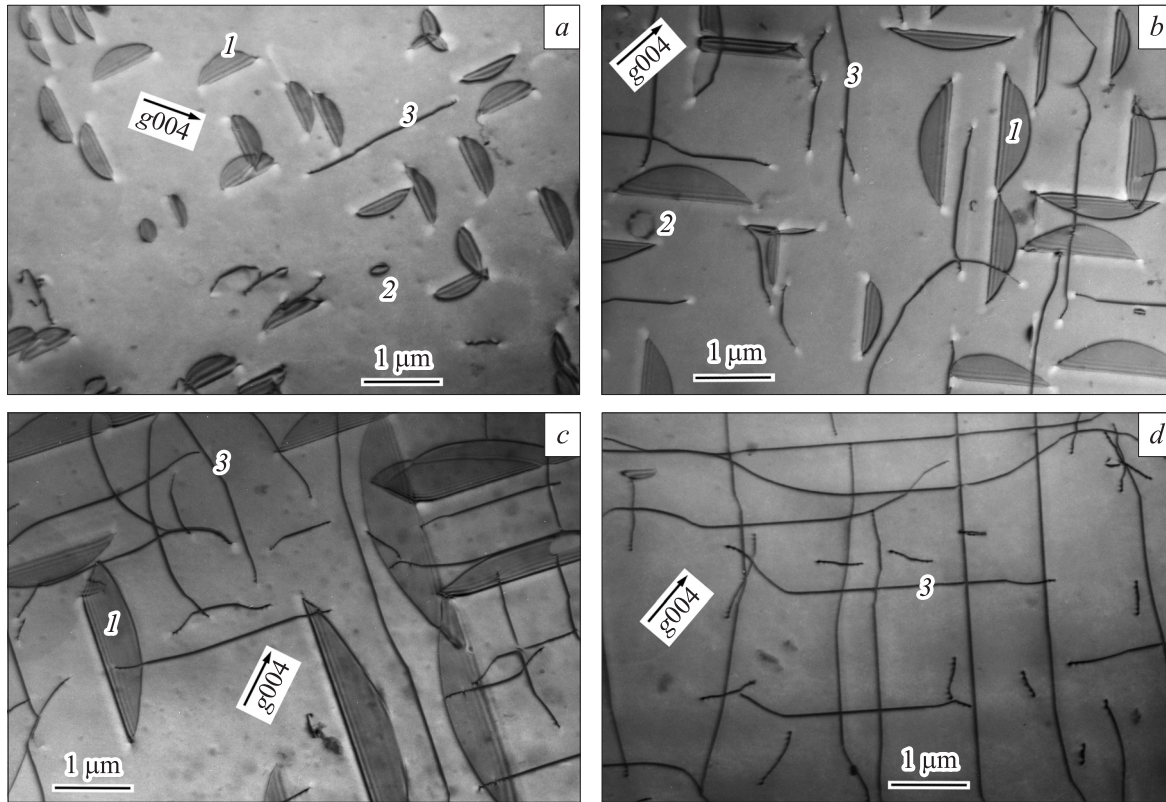


Рис. 6. Светлопольные ТЕМ-изображения продольных сечений образцов Si:Er после отжига при 1100°C в ХСА в течение 0.25 (а), 0.5 (b), 1 (c) и 3 ч (d). 1 — петли Франка, 2 — совершенные 60°-петли, 3 — чисто краевые дислокации.

имплантированного слоя. Исследование контраста от дефектов показало отсутствие преципитатов эрбия.

Увеличение времени отжига в ХСА сопровождается хорошо прослеживаемой закономерностью эволюции дефектной структуры (рис. 6). На начальных стадиях отжига образуются мелкие петли Франка и затем увеличиваются в размерах. Часть этих петель преобразуется в совершенные призматические дислокационные

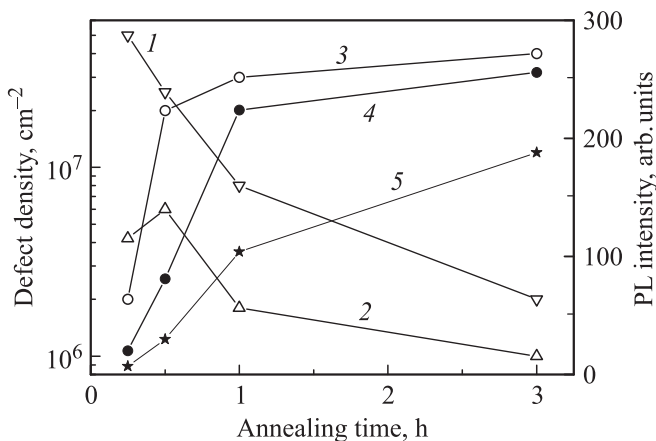


Рис. 7. Зависимости плотности петель Франка (1), совершенных петель (2), краевых дислокаций (3) и интенсивностей линий фотолуминесценции (PL) (4, 5) от времени отжига.

петли. По мере увеличения времени отжига размер петель Франка растет от 0.4 до 10 мкм, а их плотность уменьшается на порядок величины (рис. 7, кривая 1). Зависимость плотности совершенных петель от времени отжига показана на рис. 7 (кривая 2). Большие совершенные петли, пересекаясь друг с другом, образуют сложные петли, чьи короткие сегменты видны на электронных снимках (рис. 6). Многократные пересечения совершенных петель приводят к образованию трехмерной цепочки с высокой плотностью краевых дислокаций. После отжига в течение 1 ч дислокационная сетка уже сформировалась. При дальнейшем увеличении времени отжига плотность дислокаций изменяется незначительно (рис. 7, кривая 3).

Существенное различие в дефектной структуре имплантированных слоев Si:Er, отожженных в инертной (аргон) и окислительной (ХСА) среде, может быть объяснено следующим образом. Известно, что высокотемпературный отжиг приводит к пересыщению кремния СТД, причем в зависимости от атмосферы отжига преобладают те или иные дефекты [58]: отжиг в окислительной атмосфере сопровождается пересыщением собственными межузельными атомами, а отжиг в инертной среде — пересыщением вакансиями. В имплантированных слоях картина усложняется тем, что необходимо учитывать взаимодействие радиационных нарушений и СТД. В случае отжига в ХСА возникающее пересыщение кремния

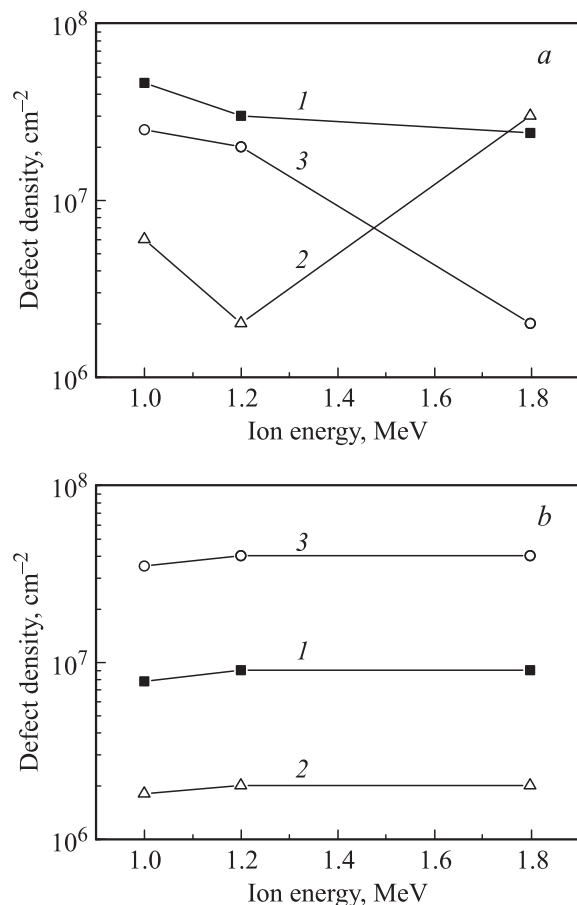


Рис. 8. Зависимости плотности протяженных дефектов петель Франка (1), совершенных петель (2), краевых дислокаций (3) от энергии имплантированных ионов Eg после отжига при 1100°C в течение 0.5 (а) и 1.0 ч (b).

собственными межузельными атомами достаточно для образования дислокационных петель межузельного типа. Отсутствие дефектов при отжиге в аргоне объясняется аннигиляцией избыточных собственных межузельных атомов, обусловленных имплантацией, и вакансий, возникающих в процессе отжига, в результате чего степень пересыщения Si собственными межузельными атомами снижается до уровня, ниже которого не происходит образования протяженных дефектов межузельного типа.

При варьировании продолжительности отжига в ХСА изменяются размеры и плотность структурных дефектов (рис. 7, кривые 1–3). Изменения интенсивности D-линий в спектрах ФЛ этих же образцов также показаны на рис. 7 (кривые 4 и 5) [53]. Наблюдающаяся корреляция между интенсивностью D-линий и плотностью дислокаций позволила сделать вывод, что именно краевые дислокации ответственны за появление этих линий в спектре ФЛ. Однако полученные данные не позволяют связать ДЛ непосредственно с самими дислокациями или возникающими на них структурными особенностями (изгибами, ступеньками и т.д.), как предполагалось в работах [36,71].

Интересно отметить, что ДЛ с линиями D1 и D2 наблюдалась в пластически деформированном кремнии [15,16,36] и релаксированных эпитаксиальных слоях SiGe [71,72]. Дислокационная картина в двух типах структур сильно различается, но тем не менее доминируют 60°-дислокации, а доля чисто краевых дислокаций меньше 20%.

В работе [73] было установлено, что кинетика формирования дефектной структуры слоев Si:Eg на начальной стадии отжига в ХСА зависит от энергии имплантируемых ионов. Зависимость плотности дефектов от энергии ионов Eg приведена на рис. 8. Постимплантационный отжиг образцов проводился в идентичных условиях при температуре 1100°C в течение 0.5 и 1.0 ч. Как следует из данных рис. 8, короткий отжиг приводит к значительному различию плотностей дефектов в образцах при варьировании энергии ионов в диапазоне 1.0–1.8 МэВ (рис. 8, а). Обращает на себя внимание немонотонное поведение кривой для мелких совершенных петель в отличие от кривых для петель Франка и краевых дислокаций. Напротив, длительный отжиг приводит к достаточно полному развитию дефектной структуры, которая мало различается в этих же образцах (рис. 8, б). Таким образом, уже при временах отжига ≥ 1 ч изменение энергии ионов Eg в диапазоне 1–1.8 МэВ не влияет на плотность образующихся структурных дефектов.

Зависимости плотности различных дефектов и интенсивности ДЛ от температуры отжига изучались в работе [74] при имплантации в p-Cz-Si ионов Eg с энергией 1.8 МэВ и дозами $1 \cdot 10^{13}$, $1 \cdot 10^{14}$ см⁻². Отжики слоев проводились в ХСА в течение 1 ч. Увеличение температуры отжига от 1050 до 1100°C сопровождается уменьшением плотности петель Франка, плотности совершенных петель и увеличением плотности чисто краевых дислокаций и интенсивности линии D1 (рис. 9). Наблюдавшаяся корреляция между интенсивностью линии ФЛ и плотностью краевых дислокаций подтверждает сформулированное нами ранее утверждение, что

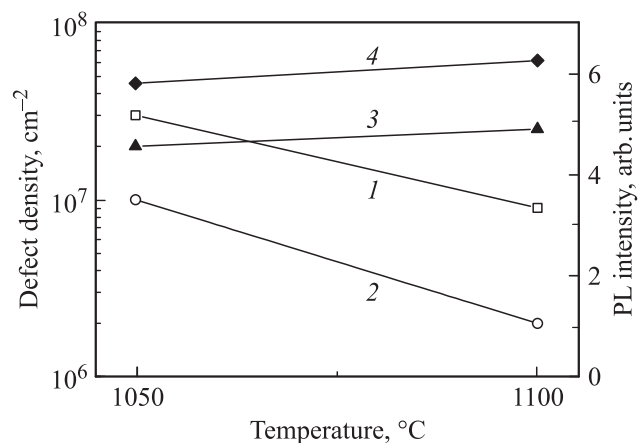


Рис. 9. Зависимости плотности петель Франка (1), совершенных петель (2), краевых дислокаций (3) и интенсивности линии фотолуминесценции (PL) D1 (4) от температуры отжига.

Таблица 1. Условия имплантации, структурные и фотолюминесцентные параметры кремния, отожженного при 1100°C в течение 0.5 ч

Образец	Энергия иона, МэВ	Петли Франка		Малые совершенные петли	Дислокации	Интенсивность ФЛ, отн. ед.	
		размер, мкм	плотность, 10^7 см^{-2}			плотность, 10^6 см^{-2}	плотность, 10^7 см^{-2}
A	Er: 1.2	1.1–4.0	2	2	4	272	462
B	Er: 1.2 O: 0.17	0.7–3.0	2.5	4	8	327	516
C	Er: 2.0, 1.6, 1.2, 0.8	0.4–1.9	4	70	8	186	144

Примечание. При измерении интенсивности ФЛ поправка на чувствительность фотоприемника и всего оптического тракта не вводилась.

появление ДЛ обусловлено образованием чисто краевых дислокаций.

Влияние условий имплантации на структурные и люминесцентные свойства Si:Er было исследовано в работе [75] на образцах с одиночной и многоэтапной имплантацией ионов Er, а также соимплантацией ионов Er и O. Энергии ионов приведены в табл. 1. Ионы Er и O дозами $1 \cdot 10^{13}$ и $1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ соответственно имплантировались в *p*-Cz-Si (100). Отжиг проводился при идентичных условиях в ХСА при 1100°C в течение 0.5 ч. Как и в предыдущих случаях, только три типа структурных дефектов вводились во время отжига (см. табл. 1). Изучение контраста дефектов на ТЕМ-изображениях показывает, что во всех образцах отсутствуют преципитаты эрбия. На поперечных сечениях образцов видно, что структурные дефекты локализованы в слое толщиной ~ 1 мкм. Петли Франка малых и средних размеров распределены по всему имплантированному слою. Большие петли Франка распространяются через весь слой таким образом, что их рост в глубь образца останавливается, когда они достигают дна имплантированного слоя, и их дальнейшее распространение происходит вдоль этого слоя. Дислокационная цепочка состоит из сетки сложной формы и распространяется через весь слой. Малые совершенные петли расположены главным образом в верхней части слоя.

После однократной имплантации ионов Er и термического отжига (образец А) большие петли Франка (> 1 мкм) образуются с плотностью $2 \cdot 10^7 \text{ см}^{-2}$. Малые петли Франка (0.4–0.8 мкм) не наблюдаются в такой структуре. Соимплантация Er и O (образец В) приводит к увеличению полной плотности петель Франка (см. табл. 1). Однако размеры и плотность ($1.5 \cdot 10^7 \text{ см}^{-2}$) больших петель Франка слегка уменьшаются, а доля малых петель Франка составляет $\sim 40\%$. Последовательная имплантация ионов Er разных энергий (образец С) также приводит к увеличению полной плотности петель Франка, но доля малых петель достигает $\sim 80\%$. В этом случае размеры и плотность ($7 \cdot 10^6 \text{ см}^{-2}$) больших петель уменьшаются. Во всех образцах малые совершенные дислокационные петли

имеют одинаковый размер 0.1–0.5 мкм, но их плотность изменяется: примерно в 2 раза выше в случае соимплантации кислорода (образец В) и более чем на порядок величины выше для многоэтапной имплантации ионов Er (образец С) по сравнению с однократной имплантацией эрбия (образец А). Плотность дислокаций, определенная по ТЕМ-изображениям поперечных сечений, изменяется незначительно, в диапазоне $(4\text{--}8) \cdot 10^7 \text{ см}^{-2}$. Однако значительно изменяется характер дислокационной цепочки. В образцах А и В дислокационная структура подобна и характеризуется наряду с другими дефектами присутствием множества прямых сегментов чисто краевых дислокаций, образующих большие ячейки в трехмерной цепочке. В образце С такие дислокации редки, потому что совершенные дислокационные петли не достаточно велики, чтобы образовать хорошо развитую дислокационную цепочку, несмотря на то что они многочисленны.

Во всех образцах наблюдались интенсивные линии D1 и D2 (их относительные интенсивности даны в табл. 1). Интенсивности линий D1 и D2 возрастают после дополнительной имплантации ионов кислорода (образец В) по сравнению с образцом после имплантации ионов эрбия (образец А). В образце С с многоэтапной имплантацией ионов эрбия разных энергий интенсивность обеих линий уменьшается по сравнению с образцом А. Заслуживает внимания то обстоятельство, что уменьшение интенсивности линии D2 происходит намного более резко.

3.3. Дислокационная люминесценция и структурные дефекты в Si, имплантированном ионами Dy и Ho

Особенности образования структурных дефектов для разных редкоземельных элементов изучались в кремниевых слоях, имплантированных ионами Er, Ho или Dy с энергией 1 МэВ и дозой $1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ [73]. Образцы отжигались в аргоне и ХСА при 1100°C в течение 0.5 и 1.0 ч, причем каждый отжиг проводился одновременно для образцов, содержащих разные редкоземельные ионы. После отжига в аргоне в слоях Si:Er, Si:Ho

и Si:Dy не было обнаружено ни ямок травления при селективном травлении, ни изменения дифракционного контраста при электронной микроскопии. Отжиг в ХСА, напротив, привел к возникновению нескольких типов дефектов. В результате селективного химического травления были выявлены мелкие ямки травления дислокационного типа и узкие полосы, ограниченные ямками травления, которые обычно относят к дефектам упаковки. Просвечивающая электронная микроскопия идентифицировала наличие трех типов дефектов: петли Франка, совершенные призматические дислокационные петли и чисто краевые дислокации. Исследования поперечных сечений имплантированных слоев показали, что структурные дефекты присутствуют в слоях толщиной ~ 1 мкм. Петли Франка малого и среднего размера распределены достаточно равномерно по всей толщине имплантированного слоя. Мелкие призматические петли расположены в основном в верхней половине имплантированного слоя [73]. Исследование контраста от дефектов показало отсутствие преципитатов эрбия.

Зависимости плотности петель Франка и краевых дислокаций для разных ионов после отжига в ХСА показаны на рис. 10 [73]. Из рисунка видно, что после отжига в течение 1.0 ч. наблюдается незначительная разница в плотности протяженных дефектов обоих видов между образцами, тогда как отжиг продолжительностью 0.5 ч сопровождается немонотонным изменением плотности петель Франка. Необходимо также отметить, что размеры петель Франка различаются существенно и равны 1.5–3.5, 1.0–1.5 и 1.3–5.0 мкм для образцов с Er, Ho и Dy соответственно. Отличительная особенность образцов, имплантированных ионами Ho и Dy, заключается в отсутствии малых совершенных петель. Выявленная ранее для образцов Si:Er общая закономерность, заключающаяся в том, что с увеличением времени отжига плотность петель Франка уменьшается,

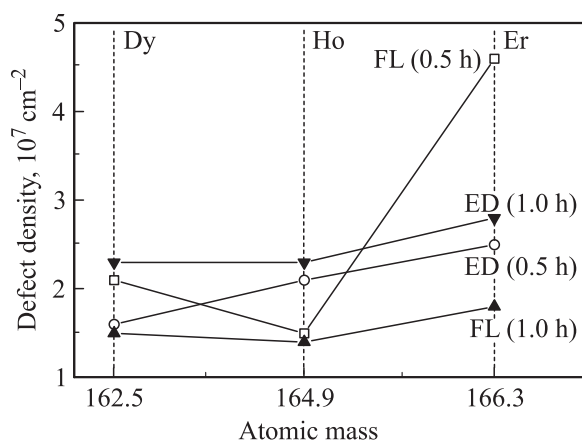


Рис. 10. Плотность петель Франка (FL) и краевых дислокаций (ED) в зависимости от атомной массы имплантированных ионов. Образцы отожжены в ХСА при 1100°C в течение 0.5 и 1.0 ч.

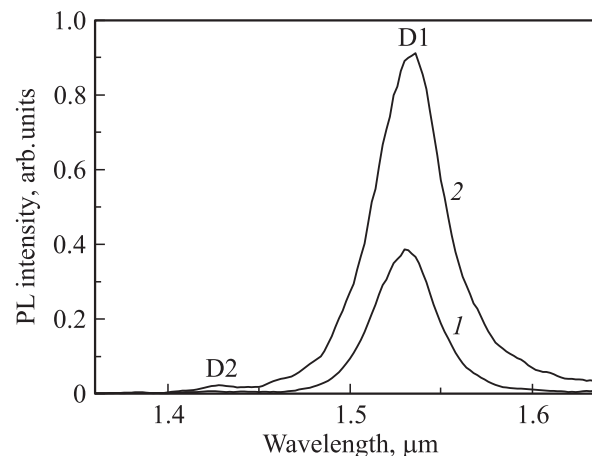


Рис. 11. Измеренные при 77 К спектры фотолюминесценции (PL) слоев Si:Dy, отожженных в ХСА при 1100°C в течение 0.5 (1) и 1 ч (2).

а плотность краевых дислокаций увеличивается, также наблюдается для образцов Si:Ho и Si:Dy.

Для выяснения взаимосвязи между структурными и оптическими свойствами исследование ФЛ проводилось на тех же образцах Si:Er и Si:Dy, на которых изучались структурные дефекты [74]. Спектры ФЛ образцов Si:Dy после отжига в ХСА в течение 0.5 и 1.0 ч показаны на рис. 11. Линия D1 доминирует в обоих спектрах, но ее интенсивность растет с увеличением времени отжига. Кроме того, появляется линия ДЛ D2. Таким образом, при увеличении времени отжига наблюдается корреляция между интенсивностью линий ДЛ и плотностью краевых дислокаций: обе величины растут, в отличие от плотности петель Франка. Сравнение спектров ФЛ образцов Si:Er и Si:Dy, имплантированных ионами с одинаковыми энергиями и дозами и отожженных в ХСА при одних и тех же условиях, показывает, что наибольшая интенсивность ДЛ наблюдается в образцах Si:Er, в которых обнаружена и более высокая плотность краевых дислокаций. Наблюдающаяся корреляция между интенсивностью линии ДЛ D1 и плотностью краевых дислокаций свидетельствует, что в Si:Dy, так же как и в Si:Er, именно дислокации ответственны за появление ДЛ. Линии ФЛ в спектральном диапазоне 1.4–1.6 мкм после отжига образцов Si:Dy в аргоне не обнаружены. Отжиг Si:Er в аргоне в течение 0.5 ч сопровождается появлением в спектре ФЛ линии с максимумом при 1.538 мкм и характерной тонкой структурой, обусловленной внутрицентровыми переходами электронов в 4f-оболочке ионов Er³⁺. Отсутствие других линий, которые могли бы быть обусловлены дефектами, в спектрах ФЛ образцов, отожженных в аргоне, согласуется с отсутствием в них протяженных структурных дефектов.

Таким образом, выявлено существенное влияние собственных точечных дефектов в процессе постимплантационного отжига на структурные и оптические свойства

кремния, содержащего разные ионы редкоземельных элементов. Отжиг слоев кремния, имплантированных ионами Er, Ho и Dy, в ХСА при высокой температуре приводит к образованию одних и тех же протяженных структурных дефектов межузельного типа (петли Франка, совершенные призматические дислокационные петли и чисто краевые дислокации). Их плотность и размеры зависят как от времени отжига, так и от типа редкоземельных ионов. Их образование обусловлено пересыщением кремния собственными межузельными атомами. В спектрах ФЛ слоев Si:Er и Si:Dy возникают линии ДЛ, появление которых связано с образованием краевых дислокаций. После отжига в аргоне протяженные структурные дефекты не обнаружены, а в спектрах ФЛ линии, обусловленные структурными дефектами, не обнаружены. Предотвращение образования протяженных дефектов и связанных с дефектами линий ФЛ обусловлено снижением степени пересыщения кремния собственными межузельными атомами в процессе постимплантационного отжига.

3.4. Дислокационная люминесценция и структурные дефекты в Si, имплантированном ионами Er с аморфизирующими дозами

Особенности образования структурных дефектов и оптически активных центров в слоях кремния, имплантированных высокоэнергетическими ионами Er с аморфизирующими дозами и отожженных в ХСА и аргоне, изучались методами RBS протонов, ТЕМ, оптической микроскопии после селективного химического травления и ФЛ при 77 К в работах [76,77]. Ионы Er с энергией 1 МэВ и дозой $1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ имплантировались в *p*-Cz-Si(100) с удельным сопротивлением 20 Ом·см. RBS протонов с энергией 234 кэВ выявило образование скрытого аморфного слоя после имплантации. Трехстадийный отжиг проводился в режимах $620^\circ \text{C}/1 \text{ ч} + 900^\circ \text{C}/0.5 \text{ ч} + 1100^\circ \text{C}/1 \text{ ч}$ в аргоне или ХСА. ХСА представляла собой поток кислорода, насыщенный парами четыреххлористого углерода с концентрацией 0.5 мол.%.

Как показал анализ спектров RBS, во время первого отжига при 620°C в ХСА происходит твердофазная эпитаксиальная (ТФЭ) рекристаллизация аморфного слоя. Вторая термообработка при 900°C в ХСА сопровождается конверсией *p* → *n*-типа проводимости имплантированного слоя и формированием оптически активных центров. Третий отжиг при 1100°C в аргоне или ХСА позволяет модифицировать структурные и оптические свойства слоя Si:Er.

На рис. 12 [76] приведены спектры ФЛ в слоях Si:Er, отожженных при различных условиях. Специфическая тонкая структура пика при 1.538 мкм (рис. 12, кривая 1), наблюдающегося после отжига при 900°C , свидетельствует, что его появление обусловлено внутрицентровыми переходами ионов Er^{3+} . Последующий отжиг при

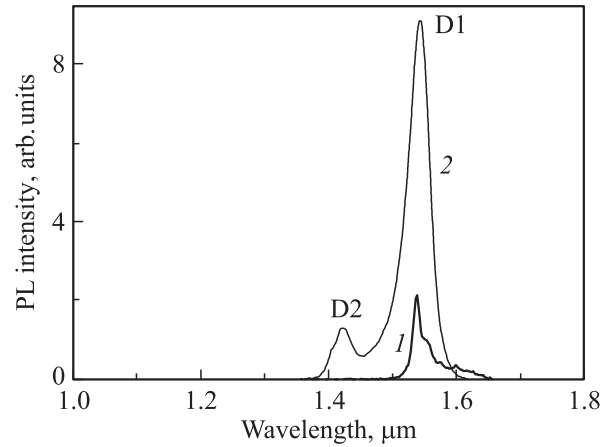


Рис. 12. Спектры фотолюминесценции (PL) образцов Si:Er после отжига в ХСА при 900°C (1) и 1100°C (2).

1100°C в аргоне не изменяет форму спектра, но уменьшает интенсивность в 5 раз. Такой эффект уменьшения интенсивности эрбиевой линии с увеличением температуры постимплантационного отжига ранее наблюдался в слоях кремния, имплантированных ионами Er с неаморфизирующей дозой [3]. После отжига при 1100°C в ХСА две линии с длинами волн 1.52 и 1.42 мкм доминируют в спектрах ФЛ (рис. 12, кривая 2). Положение максимумов, отсутствие тонкой структуры и асимметричное уширение линий указывает на то, что они являются линиями ДЛ D1 и D2.

Исследования, выполненные методом ТЕМ, также выявили образование скрытого аморфного слоя после имплантации с аморфизирующей дозой $1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$. В переходных областях между аморфной и кристаллическими частями кремния (*a-c*) наблюдались микрокристаллиты, слегка разориентированные по отношению к объемному монокристаллическому материалу [78]. Во время отжига при 620°C в процессе ТФЭ рекристаллизации происходит движение двух границ *a-c* по направлению к центру аморфного слоя. В этом случае наблюдается сложная дефектная структура (рис. 13, *a*) [77]. Около обеих первоначальных границ *a-c* на глубинах ~ 0.25 и 0.5 мкм наблюдаются зоны петель Франка с очень высокой плотностью. V-образные (так называемые hairpin) дислокации распространяются от вышеуказанных зон навстречу друг другу к центру рекристаллизованного слоя. Их образование обычно наблюдается после ТФЭ рекристаллизации поверхностного слоя Si(100), полностью аморфизованного имплантацией ионов Er [78]. В середине рекристаллизованного слоя, где встретилисьдвигающиеся навстречу друг другу границы *a-c*, существуют другие дефекты. Природа этих дефектов не была определена. Последующий отжиг при 900°C в течение 0.5 ч удаляет все дефекты в середине рекристаллизованного слоя и трансформирует петли Франка в совершенные дислокационные петли. На рис. 13, *b* приведено ТЕМ-изображение поперечного сечения образца

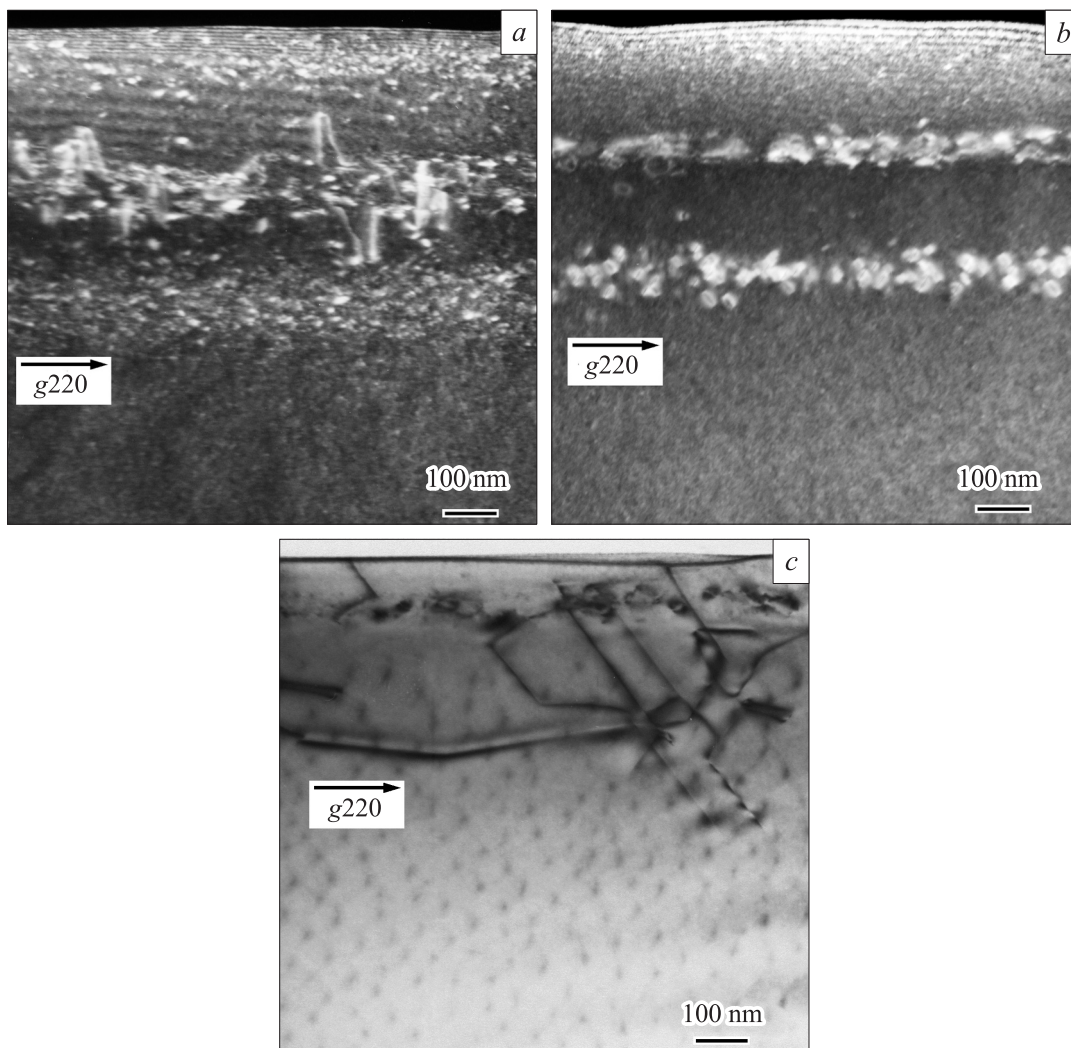


Рис. 13. Темнопольные (*a, b*) и светлопольное (*c*) ТЕМ-изображения поперечных сечений образцов Si:Er после отжигов в ХСА при 620 (*a*), 900 (*b*) и 1100°С (*c*).

после отжига при 900°С [76]. Анализ поперечных и продольных ТЕМ-изображений показывает, что образуются две зоны совершенных призматических петель на глубинах ~ 0.25 и ~ 0.5 мкм, соответствующих положению первоначальных границ *a-c* и зон петель Франка. Их размеры изменяются от 5 до 200 нм, а плотность составляет $\sim 2 \cdot 10^{10}$ см $^{-2}$. Совершенные петли малого (5–25 нм) и среднего (~ 50 нм) размеров доминируют в обеих зонах. Большие петли (100–200 нм) преимущественно наблюдаются в верхней зоне. Интересно отметить, что совершенные дислокационные петли не предотвращают появления Er-линий и не вводят линий, обусловленных дефектами, в спектры ФЛ. Плотность дислокационных петель уменьшается, а их размеры не изменяются после отжига в аргоне при 1100°С. Однако с помощью ТЕМ были идентифицированы дефекты двух типов в образце, отожженном в ХСА при 1100°С: совершенные призматические дислокационные петли и дислокации (рис. 13, *c*) [76]. Совершенные

дислокационные петли присутствуют в тонком слое на глубине 0.1 мкм от поверхности. Трехмерная дислокационная цепочка распространяется от поверхности до глубины ~ 1 мкм и состоит преимущественно из чисто краевых (ломеровских) дислокаций и в незначительном количестве из 60°-дислокаций. 60°-дислокации, как и малые совершенные дислокационные петли, наблюдаются только около поверхности. Плотность чисто краевых дислокаций в середине рекристаллизованного слоя оценивалась по ямкам травления и составляла $\sim 10^7$ см $^{-2}$. Образование дислокаций после высокотемпературного отжига аморфизованного слоя Si:Er в ХСА коррелирует с появлением линий D1 и D2 в спектре ФЛ.

Для изучения влияния условий отжига и типа легирующих примесей в исходных подложках Si на дефектную структуру и оптические свойства СИС мы дополнительно варьировали температуру процесса перекристаллизации аморфизованного слоя, протекающего

Таблица 2. Условия отжига и интенсивность линии D1 для кремния, имплантированного ионами Er с энергией 1 МэВ и дозой $1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$

Образец	Тип проводимости	Условия отжига			Среда отжига при 1100°C	Интенсивность, отн.ед.
		Температура, °C/длительность, ч				
		620/1.0	900/0.5	1100/1.0		
1	<i>n</i>				ХСА	21.6
1x	<i>p</i>	+	+	+		9.2
2	<i>n</i>				кислород	13.8
2x	<i>p</i>	+	+	+		5.8
3	<i>n</i>				ХСА	8.1
3x	<i>p</i>	–	+	+		5.1
4	<i>n</i>				ХСА	8.0
4x	<i>p</i>	–	–	+		3.8

по ТФЭ механизму (для некоторых образцов были пропущены низкотемпературные стадии), один из отжигов в режиме 1100°С/1ч проводили в потоке чистого кислорода, а также параллельно исследовали подложки *n*- и *p*-Cz-Si (см. табл. 2) [77]. Исследования с помощью ТЕМ выявили практически идентичную дислокационную структуру с характеристической плотностью чисто краевых дислокаций $\sim 10^7 \text{ см}^{-2}$ во всех образцах *n*- и *p*-Si, если их заключительная термообработка проводилась при 1100°С в окисляющей атмосфере (ХСА и чистый кислород). Типичная дислокационная структура для всех образцов, приведенных в табл. 2, показана на рис. 14 [77] на примере образца *p*-Si:Er, рекристаллизованного в режиме 1100°С/1ч.

Были выявлены существенные изменения в интенсивности линий ДЛ при варьировании экспериментальных условий (табл. 2), притом что отсутствовали изменения дефектной структуры. Увеличение температуры ТФЭ перекристаллизации (первого шага многостадийного отжига) сопровождалось более чем двойным уменьшением

интенсивности линии D1 (табл. 2, образцы 1, 3 и 4). Этот эффект может быть связан с введением дополнительных структурных дефектов, являющихся каналами безызлучательной рекомбинации. Например, при увеличении температуры ТФЭ перекристаллизации от 620 до 1100°С было обнаружено образование микродвойников в Si (100), имплантированном ионами Er [79]. Термообработка в ХСА при 1100°С приводит к увеличению интенсивности линии D1 до 30% как в *n*-, так и в *p*-Si по сравнению с отжигом в кислороде (табл. 2, образцы 1 и 2). Этот эффект, по-видимому, обусловлен эффектом геттерирования примесных атомов или других дефектов, которые могут являться центрами безызлучательной рекомбинации и уменьшить интенсивность ДЛ. Для всех пар образцов с идентичными условиями отжига интенсивность линии D1 в образцах *n*-Si была примерно в 2 раза выше, чем в образцах *p*-Si. Чтобы определить доминирующие факторы, ответственные за этот эффект, необходимо провести дальнейшие исследования природы оптически активных центров и механизмов возбуждения ДЛ. Отметим, что аналогичный эффект зависимости интенсивности линии D1 от типа проводимости подложки исходного кремния наблюдался нами в пластически деформированном кремнии с ДЛ [80].

Сравнение результатов по образованию протяженных структурных дефектов и спектров ФЛ в слоях кремния, имплантированных ионами Er с дозами ниже и выше порога аморфизации, после проведения высокотемпературных отжигов в окислительной атмосфере показывает, что доминирующими являются чисто краевые дислокации и линии ДЛ соответственно. Выявленная корреляция в их появлении свидетельствует об определяющей роли образовавшихся чисто краевых дислокаций в формировании центров ДЛ. В обоих случаях влияние среды отжига связано с взаимодействием собственных точечных дефектов, возникающих при имплантации и отжиге.

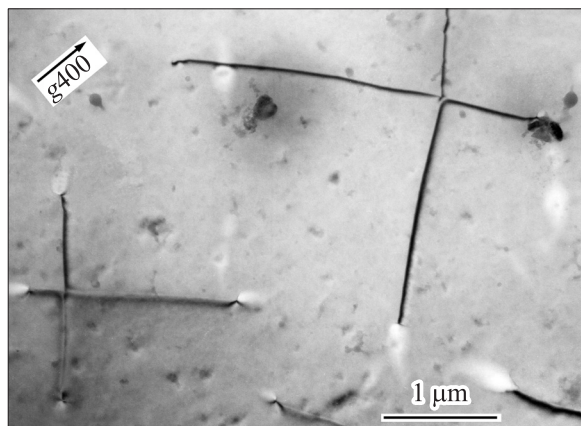


Рис. 14. Светлопольное ТЕМ-изображение продольного сечения образца *p*-Si:Er (табл. 2, образец 4x) после отжига в ХСА при 1100°С.

3.5. Светодиоды с дислокационной люминесценцией на основе Si, имплантированного ионами Er

Дислокационная ЭЛ исследовалась в СД, изготовленных с помощью методов лазерной перекристаллизации [17] и одноосной деформации [18]. Эти светодиодные структуры характеризовались высокой плотностью дислокаций ($10^8 - 10^9 \text{ см}^{-2}$) и наличием четырех линий ДЛ (D1–D4). Спектр протяженных дефектов в этих структурах не исследовался. В настоящем разделе приводятся результаты исследования ДЛ в СД, изготовленных с помощью имплантации ионов Er и последующего высокотемпературного отжига в окислительной атмосфере [81,82].

3.5.1. Электролюминесценция при 80 К. Ионы Er (энергии 2.0, 1.6, 1.2 и 0.8 МэВ, парциальные дозы $1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$) и кислорода (энергии 0.28, 0.22, 0.17 и 0.11 МэВ, парциальные дозы $1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$) имплантировались в *n*-Cz-Si(100) с удельным сопротивлением 15 Ом·см при комнатной температуре. Имплантированные образцы отжигались при температуре 1100°C в течение 1 ч: 1) в сухом кислороде (0% ХСА); 2) в потоке кислорода с 1 мол% четыреххлористого углерода (1% ХСА); 3) в потоке кислорода с 2 мол% четыреххлористого углерода (2% ХСА). Для измерения спектров ЭЛ изготавливались диоды путем имплантации ионов бора (40 кэВ, $5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$) в лицевую сторону пластин и ионов фосфора (75 кэВ, $1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$) в обратную сторону пластин и последующего отжига на воздухе при 900°C в течение 3 мин. С помощью напыления алюминия, фотолитографии и химического травления изготавливались светодиодные мезоструктуры с рабочей площадью 4 мм².

На рис. 15 приведены спектры ФЛ образцов после отжига при 1100°C [81]. Положения максимумов интенсивностей ФЛ и значения ширин на половине интенсивности для всех образцов практически совпадают и

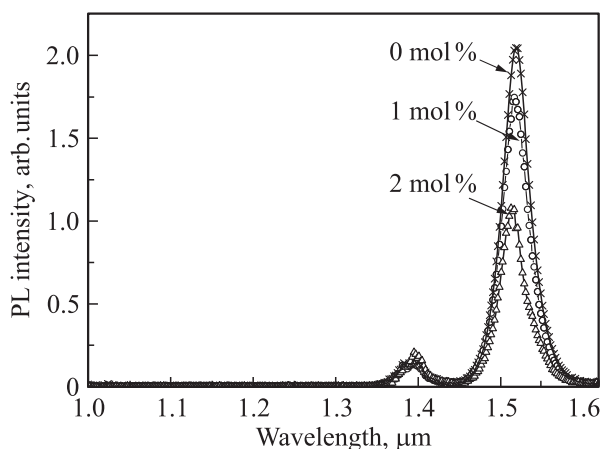


Рис. 15. Спектры фотолуминесценции (PL) образцов после отжига при 1100°C в потоке кислорода с различным содержанием четыреххлористого углерода (значения указаны).

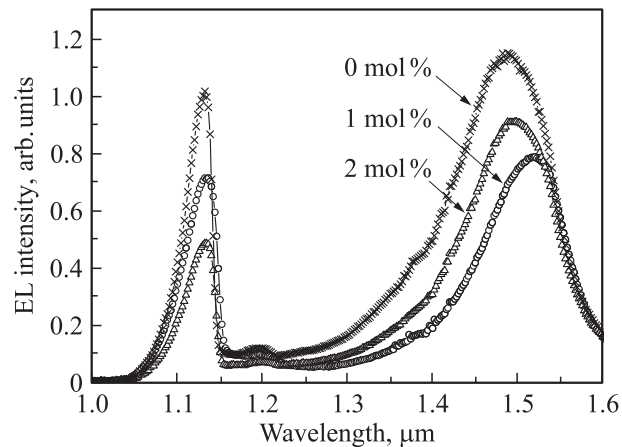


Рис. 16. Спектры электролюминесценции (EL) образцов после отжига при 900°C в потоке кислорода с различным содержанием четыреххлористого углерода (значения указаны).

составляют 1.52 мкм, 40 нм для линии D1 и 1.40 мкм, 35 нм для линии D2 соответственно. Уменьшение интенсивности линий с ростом концентрации хлорсодержащего компонента в среде отжига, согласно модели [53], обусловлено уменьшением степени пересыщения кремния собственными межузельными атомами кремния.

На рис. 16 приведены измеренные при токе 750 мА спектры ЭЛ для этих образцов после формирования из них светодиодных структур [81]. По сравнению со спектрами ФЛ возникает целый ряд особенностей: 1) наблюдается уширение линий D1 до значений 143 нм (0% ХСА), 105 нм (1% ХСА), в результате которого линия D2 практически не регистрируется; 2) за исключением образца, отожженного в 1% ХСА, уменьшается длина волны, соответствующая максимуму линии D1: 1.487 мкм (0% ХСА) и 1.496 мкм (2% ХСА); 3) увеличение концентрации генерируемых электронно-дырочных пар при пропускании прямого тока по сравнению с оптическим возбуждением сопровождается появлением излучения свободных экситонов с максимумом при 1.133 мкм. Наблюдавшиеся немономонные изменения в амплитуде и положении линии D1 при изменении условий формирования светодиодов обусловлены трансформацией дефектной структуры образцов, происходящей с участием подвижных точечных дефектов.

Эффективность возбуждения ДЛ впервые была измерена в работе [81]. Зависимости от тока интенсивности линии D1 и экситонной линии ЭЛ приведены на рис. 17 для образца, в котором положение максимумов ФЛ и ЭЛ не изменилось. При увеличении тока сначала нарастает сигнал ДЛ, а затем уже экситонного излучения. Зависимость интенсивности ЭЛ I_{EL} для линии D1 от плотности тока j описывается хорошо известной формулой

$$I_{EL}/I_{EL}^{\max} = (\sigma\tau j/q)/(\sigma\tau j/q + 1), \quad (1)$$

где I_{EL}^{\max} — максимальная интенсивность ЭЛ, σ — сечение возбуждения ЭЛ, τ — время жизни центра в

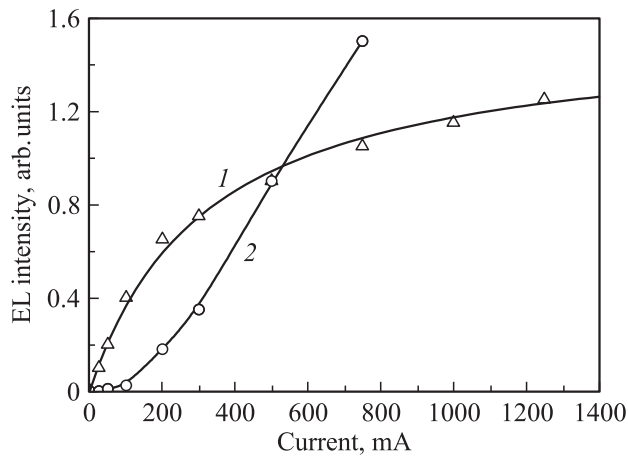


Рис. 17. Зависимости интенсивности линий D1 (1) и экситона (2) электролюминесценции (EL) от тока для образца, отожженного в ХСА, содержащей 1 мол% четыреххлористого углерода (см. рис. 16).

возбужденном состоянии, q — заряд электрона. Аппроксимация экспериментальной зависимости вышеуказанной формулой дает значение $\sigma\tau = 2.5 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2 \cdot \text{с}$. Эта величина примерно в 3 раза меньше значения, характерного для ионов Er^{3+} , и в 6 раз меньше значения, характерного для ионов Ho^{3+} , определенных при комнатной температуре [83,84]. В дальнейшем найденное значение параметра $\sigma\tau$, характеризующее эффективность возбуждения ЭЛ, может быть использовано при сравнении СД с ДЛ, изготовленных различными методами.

3.5.2. Электролюминесценция при комнатной температуре. Недостаток метода, основанного на имплантации ионов Er и последующем высокотемпературном отжиге в окислительной атмосфере, заключается в малой толщине приповерхностного оптически активного слоя ($\sim 1 \mu\text{м}$ для редкоземельных ионов с энергией $\leq 2 \text{ МэВ}$). Формирование p - n -перехода традиционными методами ионной имплантации или диффузии приводит к значительным потерям в толще излучающего слоя. Создание СД, в которых удастся практически полностью сохранить оптически активный слой за счет нанесения на образцы Si:Er сильно легированных p^+ - и n^+ -слоев поликристаллического кремния, и исследование их люминесцентных свойств проводилось в работе [82].

Ионы Er с энергиями 1.2 и 0.8 МэВ, дозы $1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ имплантировались в n -Cz-Si(100) с удельным сопротивлением $15 \text{ Ом} \cdot \text{см}$. Отжиг проводился в ХСА при 1100°C в течение 1 ч. ХСА представляла собой поток кислорода, насыщенный парами четыреххлористого углерода с концентрацией 1 мол%. Для создания p - n -перехода со стороны имплантации ионов Er вскрывались окна диаметром 0.1 мм в слое SiO_2 и в них газофазным методом при 850°C осаждался сильно легированный бором до концентрации $\sim 10^{21} \text{ см}^{-3}$ p^+ -слой поликристаллического кремния. Для получения

омического контакта на обратную сторону пластины при 800°C наносился слой поликристаллического кремния, легированного фосфором до концентрации $\sim 10^{21} \text{ см}^{-3}$. Сверху поликристаллического кремния на лицевой и обратной сторонах пластины формировались контакты нанесением алюминия.

Спектр ЭЛ образца при 80 К и токе 30 мА представлен на рис. 18. В спектре в области 1.3–1.65 мкм наблюдаются два пика D1 и D2, связанные с введением дислокаций, а также пики краевой люминесценции в области 1.1–1.2 мкм. Более подробный анализ спектра в области ДЛ показывает, что два несимметричных пика хорошо описываются при разложении спектра на три гауссовы кривые (штриховые линии на рис. 18), положения максимумов которых равны 1.513, 1.506 и 1.408 мкм, а их ширины на половине максимума интенсивности равны 23, 60 и 88 нм соответственно. Изменение спектров дислокационной ЭЛ в диапазоне токов 4–30 мА при 80 К показало, что трансформация спектров ЭЛ в области дислокационной люминесценции в зависимости

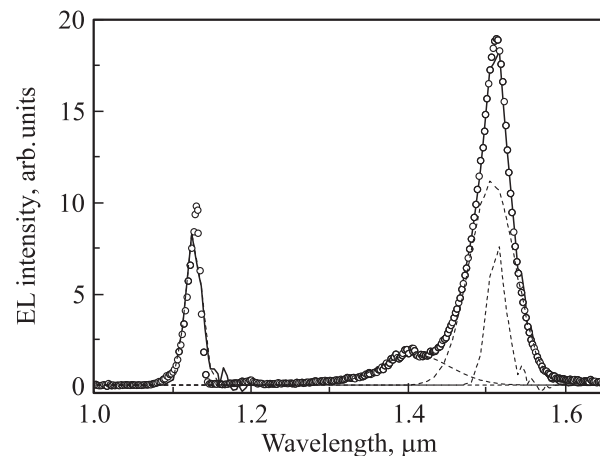


Рис. 18. Спектр электролюминесценции (EL) при температуре 80 К и токе 30 мА. Штриховые линии — аппроксимация спектра тремя гауссовыми кривыми.

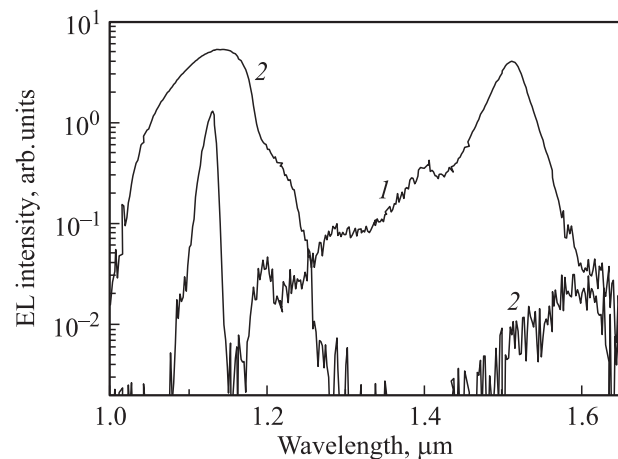


Рис. 19. Спектры электролюминесценции (EL) при температурах 80 (1), 300 К (2) и токе 20 мА.

от тока хорошо описывается при разложении спектра на три вышеопределенные гауссовы кривые, положения максимумов которых практически не зависят от тока. Значения их ширин также практически не зависят от тока, а их амплитуды линейно, но с различающимися коэффициентами, возрастают с током.

На рис. 19 (кривая 1) представлен спектр ЭЛ, измеренный при токе 20 мА и температуре 80 К. При увеличении температуры до 300 К в исследованной области спектра остаются пики краевой и дислокационной ЭЛ и происходит их уширение (см. рис. 19, кривая 2). Однако при этом в области ДЛ наблюдается один максимум с длиной волны ~ 1.6 мкм. Положение максимума дислокационного пика при 300 К практически совпадает с положением пиков в СД, полученных методами одноосной деформации [18], лазерной перекристаллизации [17], а также высокотемпературного отжига имплантированных ионами Er и O слоев и формирования сильно легированных p^+ - и n^+ -слоев имплантацией ионов B и P [85].

Внешняя квантовая эффективность дислокационной ЭЛ при комнатной температуре в СД, изготовленных с помощью одноосной деформации и лазерной перекристаллизации, по оценке авторов достигала 10^{-3} и 10^{-6} соответственно [18,17]. Эти значения были достигнуты за счет применения методов алюминиевого геттерирования и водородной пассивации центров безызлучательной рекомбинации в первом случае и фосфорного геттерирования — во втором. Согласно нашей предварительной оценке, значение квантовой эффективности в структурах, изготовленных с применением имплантации ионов Er с неаморфизирующими дозами, приближалось к величине $\sim 10^{-4}$. Важно отметить, что в последнем случае плотность дислокаций была на 1–2 порядка меньше, чем в первых двух случаях. Можно ожидать, что применение вышеуказанных и других методов геттерирования и водородной пассивации позволит увеличить квантовую эффективность полученных с помощью ионной имплантации СД с ДЛ при комнатной температуре. При этом рассматриваемый процесс изготовления СД легко вписывается в традиционную технологию микроэлектроники. Отличительная особенность структур, изготовленных с помощью имплантации ионов редкоземельных элементов, заключается в том, что в них наблюдаются только две линии ДЛ — D1 и D2, а в спектрах протяженных дефектов доминируют чисто краевые дислокации с плотностью $\sim 10^7 \text{ см}^{-2}$.

4. Дислокационная люминесценция в Si, имплантированном ионами O и Si

В 2001 г. была опубликована статья [86], в которой с помощью имплантации ионов бора были изготовлены кремниевые СД с внешней квантовой эффективностью краевой ЭЛ при комнатной температуре $\sim 0.1\%$. Авторы

объяснили достигнутое существенное повышение квантовой эффективности образованием дислокационных петель, которые якобы формируют области с пониженной скоростью безызлучательной рекомбинации неравновесных носителей заряда (так называемый эффект образования пространственного конфайнмента для носителей заряда). Выполненный нами цикл работ показал, что образования конфайнмента не происходит, а имеет место эффект геттерирования центров безызлучательной рекомбинации образующимися протяженными дефектами. Тем не менее это исследование стимулировало проведение новых работ по использованию ионной имплантации для создания СИС на основе кремния. В работах [87,88] для создания СИС проводилась имплантация ионов кремния. Было подтверждено, что проведение имплантации и отжига позволяет увеличить интенсивность краевой люминесценции. Информация о наличии линий ДЛ отсутствовала. Это может быть связано как с тем, что в области спектра 1.4–1.6 мкм измерения не проводились, так и с отсутствием линий ДЛ, поскольку авторы не указывают среду отжига радиационных дефектов.

Однако использование относительно легких ионов для создания СИС с ДЛ представляет интерес, поскольку, во-первых, именно они используются в микроэлектронной технологии, и, во-вторых, имплантация других не редкоземельных ионов может дать дополнительную информацию о процессах образования протяженных дефектов и центров ДЛ. Недавно нами было обнаружено, что имплантация ионов O или Si с последующим высокотемпературным отжигом в ХСА также приводит к появлению ДЛ в Si [89,90]. Оказалось, что условия имплантации ионов и отжиг, после которых появляется ДЛ, существенно различаются. Более того, существенно различаются и спектры образующихся протяженных дефектов. В настоящем разделе рассмотрены особенности, обнаруженные в люминесцентных и структурных свойствах структур, имплантированных ионами O и Si .

4.1. Дислокационная люминесценция и структурные дефекты в Si, имплантированном ионами O

Для формирования СИС с ДЛ в пластины $p\text{-Cz-Si}(100)$ с удельным сопротивлением $20 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ проводились многоэтапная имплантация ионов O с энергиями и дозами $0.1/7 \cdot 10^{13} + 0.17/1 \cdot 10^{14} + 0.28/1.3 \cdot 10^{14} + 0.45/1.5 \cdot 10^{14} + 0.7/1.7 \cdot 10^{14} + 1.05/1.85 \cdot 10^{14} + 1.5/2 \cdot 10^{14} \text{ МэВ}/\text{см}^{-2}$ и отжиг в ХСА при 900°C в течение 4 ч [89]. ХСА представляла собой поток кислорода, насыщенный парами четыреххлористого углерода с концентрацией 0.5 мол%. Согласно данным вторичной ионной масс-спектрометрии, максимальная концентрация атомов O достигала уровня $\sim 2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ в диапазоне глубин 500–1800 нм.

Спектры RBS протонов с энергией 231 кэВ в образце после имплантации ионов O , измеренные в случайном режиме и режиме каналирования, приведены на рис. 20

(кривые 1 и 2). Анализ спектров показывает, что аморфизации имплантированного слоя не происходит: уровень имплантационных нарушений, характеризующийся отношением интенсивностей, измеренных в режиме каналирования и случайном режиме (кривая 3), существенно меньше единицы. Расчет профиля концентрации точечных дефектов, нормированной на концентрацию атомов в решетке Si, по данным спектра RBS показал, что максимальный уровень радиационных нарушений, равный ~ 0.13 , наблюдается на глубине ~ 700 нм.

Дифракционная кривая симметричного брэгговского отражения (004) рентгеновских лучей, приведенная на рис. 21, выявляет наличие поверхностного слоя с положительной деформацией. Рассчитанная средняя величина относительного изменения межплоскостного расстояния составляет $(\Delta d/d)_\perp = 2.5 \cdot 10^{-4}$. Это означает, что возникающий после имплантации ионов O уровень напряжений примерно на порядок меньше, чем в выше рассмотренном случае имплантации ионов Er, и дефектообразование в процессе последующего отжига может отличаться от такового в образцах, имплантированных ионами Er.

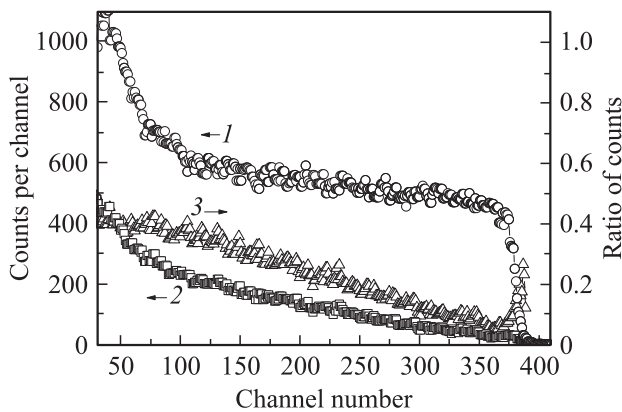


Рис. 20. Спектры RBS протонов, измеренные в случайном режиме (1) и режиме каналирования (2), а также отношение амплитуд сигналов RBS в режимах каналирования и случайном (3) для образца *p*-Cz-Si:O.

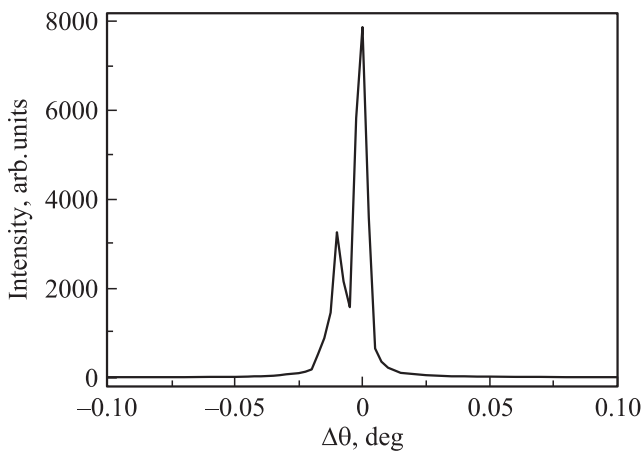


Рис. 21. Кривая XRD образца Si:O после имплантации.

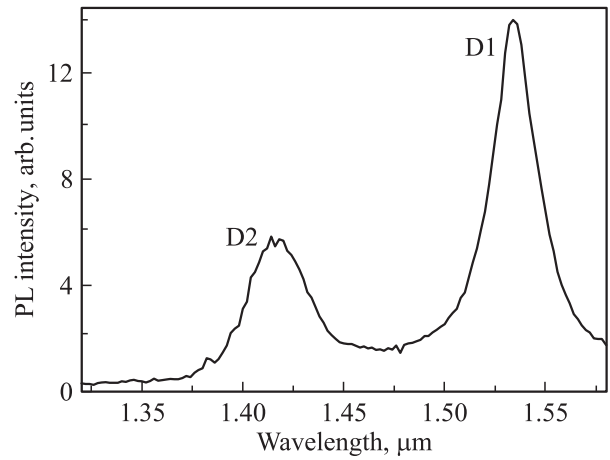


Рис. 22. Спектр фотолуминесценции (PL) при 78 К после имплантации ионов O и отжига при 900°C в течение 4 ч.

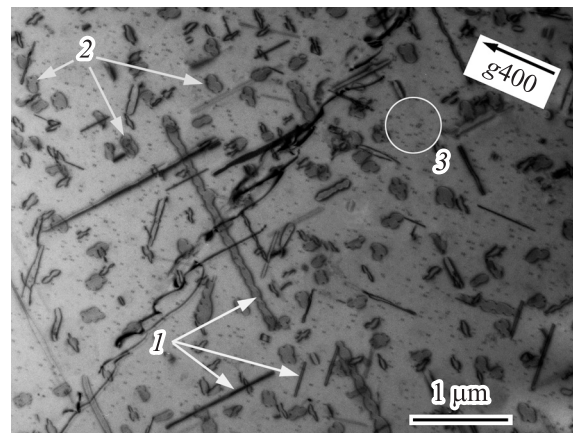


Рис. 23. Светлопольное TEM-изображение продольного среза образца Si:O после отжига: 1 — диполи, 2 — петли Франка, 3 — мелкие дислокационные петли с чечевичным контрастом.

Спектры ФЛ, измеренные при 78 К после отжига, показаны на рис. 22. В характерной для ДЛ области 1.4–1.6 мкм доминируют две линии с максимумами при ~ 1.54 и ~ 1.43 мкм, принадлежащие центрам ДЛ D1 и D2.

Исследования образца Si:O после отжига методом TEM показали, что в ансамбле структурных дефектов преобладают петли Франка, большую долю составляют диполи (рис. 23), вытянутые вдоль направлений типа $\langle 110 \rangle$ и $\langle 100 \rangle$ [91]. Последние имеют осциллирующий контраст, свидетельствующий о наклонном расположении их в материале, и явно являются преобразованными дефектами $\{311\}$. Наблюдается огромная плотность точечного контраста, который может быть связан как с мелкими дислокационными петлями с размерами до 10 нм, так и с круглыми преципитатами. Особенностью данной дислокационной структуры являются редкие с большой протяженностью полосы, состоящие из ломаных дислокационных сегментов. Такая ломаная линия может тянуться на 100 мкм и просто заканчи-

ваются в материале. На пересечениях такой линии с царапинами явно видно, что у нее другая природа и отличающийся характер расположения дислокационных сегментов. Анализ показывает, что это не дислокационная стенка. Существенным отличием системы протяженных дефектов, образующихся после отжига образцов кремния, имплантированных ионами O, от картины, наблюдаемой в образцах кремния, имплантированных ионами Er, является отсутствие краевых дислокаций, с образованием которых и связывалось появление линий ДЛ в кремнии с Er.

4.2. Дислокационная люминесценция и структурные дефекты в Si, имплантированном ионами Si

Для формирования СИС с ДЛ в пластины *n*-FZ-Si(100) (FZ-Si — кремний, выращенный методом зонной плавки) с удельным сопротивлением 500 Ом·см проводилась имплантация ионов Si с энергией 100 кэВ и дозой $1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ [90]. Последующий отжиг осуществлялся в ХСА при температуре 1100°C в течение времени 15–60 мин. ХСА представляла собой поток кислорода, насыщенный парами четыреххлористого углерода с концентрацией 0.5 мол%.

Спектры RBS протонов с энергией 231 кэВ в образце после имплантации ионов Si, измеренные в случайном режиме и режиме каналирования, приведены на рис. 24 (кривые 1 и 2). Анализ спектров показывает, что аморфизации имплантированного слоя не происходит: уровень имплантационных нарушений, характеризующийся отношением измеренных в режиме каналирования и случайном режиме интенсивностей (кривая 3), составляет ~80%. Поскольку пороговая доза аморфизации для ионов Si с энергией ~100 кэВ составляет $\sim 1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ [69], это достаточно неожиданный результат, который нуждается в дальнейшем изучении. Реальная дефектная структура имплантированного образца изучалась также с помощью ТЕМ [92]. Установлено,

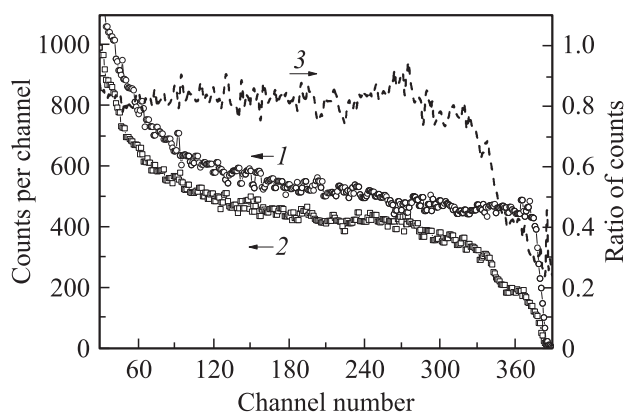


Рис. 24. Спектры RBS протонов, измеренные в случайном режиме (1) и режиме каналирования (2) (левая шкала), после имплантации ионов Si. 3 — отношение интенсивностей в режимах каналирования и случайном (правая шкала).

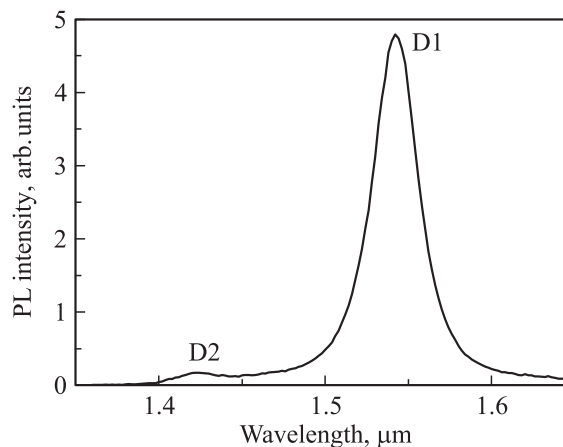


Рис. 25. Спектр фотолюминесценции (PL) после имплантации ионов Si и отжига при 1100°C в течение 0.5 ч.

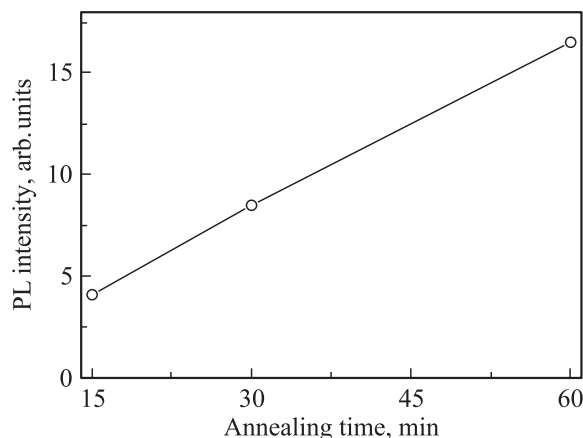


Рис. 26. Зависимость интенсивности линии D1 фотолюминесценции (PL) от времени отжига в образце, имплантированном ионами Si.

что толщина слоя, содержащего протяженные дефекты, составляет ~480 нм и значительно больше проецированного пробега ионов кремния (~137 нм). Распределение плотности протяженных дефектов неоднородно, их средняя плотность составляет $\sim 10^{10} \text{ см}^{-2}$. Наименьшая плотность наблюдалась на глубине ~300 нм, где оказалось возможно увидеть контраст от отдельных протяженных дефектов в виде изогнутых линий с осциллирующим контрастом, который однозначно соответствует дислокациям. Картина электронной дифракции от поперечного сечения образца подтверждает результат обратного резерфордовского рассеяния протонов: аморфизации в имплантированном слое не произошло.

Спектр ФЛ образца после имплантации ионов Si и отжига при 1100°C в течение 0.5 ч представлен на рис. 25. Наблюдаются две линии с максимумами при 1.542 и 1.422 мкм, принадлежащие центрам ДЛ D1 и D2. Важно отметить, что, как и в случае имплантации ионов Er [53] и (или) кислорода [89], происходит образование только центров D1 и D2 и не наблюдается появления других связанных с введением дислокаций

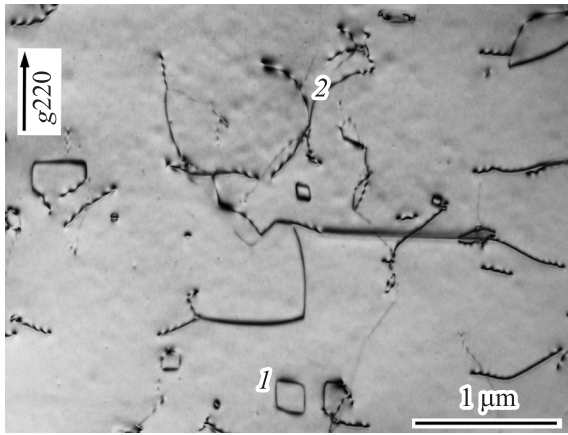


Рис. 27. Светлопольное ТЕМ-изображение продольного среза образца Si:Si после отжига: 1 — совершенные 60° -петли, 2 — сегменты протяженных дислокаций.

линий, например, D3 и D4, которые появляются в случаях деформации [18,22] или формирования кислородных преципитатов [26].

Зависимость интенсивности доминирующей линии D1 от времени отжига показана на рис. 26. Имеет место практически линейное возрастание интенсивности ФЛ с увеличением времени отжига от 15 до 60 мин. Наличие линий ДЛ во всех образцах обусловлено тем, что имплантация ионов Si и последующий отжиг приводят к введению протяженных структурных дефектов, которые образуют или способствуют образованию оптически активных центров. При этом линейная зависимость интенсивности ФЛ от времени отжига означает, что при увеличении времени отжига растет концентрация люминесцентных центров.

Исследования методом ТЕМ образца Si:Si после отжига в течение 1 ч показали, что образовалась пространственная дислокационная структура из взаимодействующих больших полных петель (рис. 27) [91]. Дислокационная сетка преимущественно состоит из 60° -дислокаций, но содержит достаточно большую долю чисто краевых дислокаций, контраст на которых погасает в отражениях типа (220). Среди крупных дислокационных петель наблюдаются мелкие полные петли. Петли Франка полностью отсутствуют.

Таким образом, установлено, что имплантация ионов O и Si в исследованных экспериментальных условиях не сопровождается аморфизацией имплантированного слоя. Последующий высокотемпературный отжиг в условиях пересыщения Si собственными межузельными атомами сопровождается трансформацией введенных при имплантации радиационных дефектов в протяженные структурные дефекты разного типа и образованием оптически активных центров D1 и D2. Важно отметить, что происходит образование только центров D1 и D2 и не наблюдается введения других связанных с дислокациями линий.

5. Эффективность возбуждения дислокационной фотолюминесценции в кремниевых светоизлучающих структурах

Зависимость интенсивности дислокационной ФЛ от мощности оптической накачки исследовалась в СИС, изготовленных разными технологическими способами: имплантацией ионов Si или Er и постимплантационным отжигом в ХСА при 1100°C в течение 1 ч [25], а также методом жидкофазной эпитаксии (ЖФЭ) [93]. ФЛ возбуждалась линиями 514 и 488 нм аргонового лазера и измерялась при температуре жидкого азота. Во всех спектрах ФЛ доминировала линия ДЛ D1. Экспериментальные зависимости интенсивности линии D1 от мощности накачки приведены на рис. 28 и 29. Эти зависимости описываются формулой, аналогичной (1),

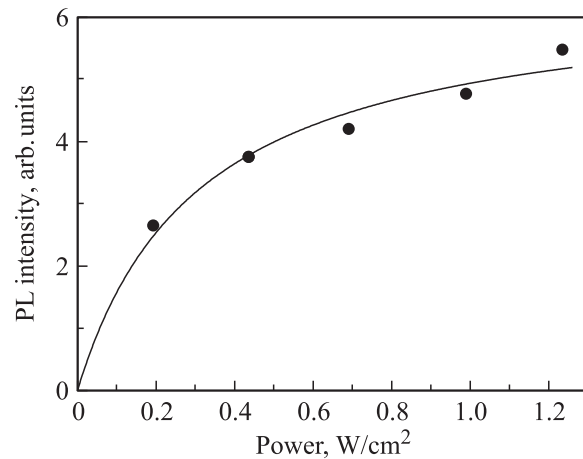


Рис. 28. Зависимость интенсивности фотолюминесценции (PL) от мощности накачки для линии D1 в образце, имплантированном ионами Si и отожженном при 1100°C в течение 1 ч.

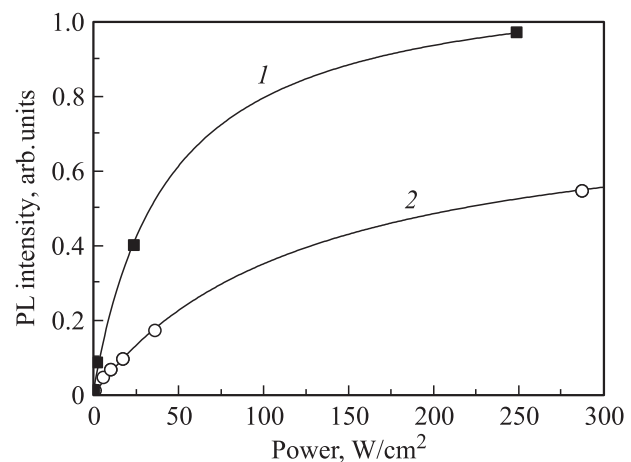


Рис. 29. Зависимости интенсивности фотолюминесценции (PL) от мощности накачки для линии D1 в образцах, приготовленных с помощью имплантации ионов Er (1) и ЖФЭ (2).

которая использовалась при описании возбуждения ДЛ электрическим током:

$$I_{PL}/I_{PL}^{\max} = (\sigma\tau F)/(\sigma\tau F + 1), \quad (2)$$

где I_{PL} — интенсивность ФЛ, I_{PL}^{\max} — максимальная интенсивность ФЛ, σ — сечение возбуждения ФЛ, τ — время жизни центра в возбужденном состоянии, F — плотность потока фотонов. Аппроксимация экспериментальных зависимостей интенсивности ФЛ от мощности накачки, проведенная с помощью формулы (2), позволила определить значения $\sigma\tau$: $1.2 \cdot 10^{-18}$ (имплантация Si), $9.5 \cdot 10^{-21}$ (имплантация Er) и $3.3 \cdot 10^{-21} \text{ см}^2 \cdot \text{с}$ (ЖФЭ). Параметр $\sigma\tau$ характеризует эффективность возбуждения оптически активного центра. В нашей работе [81] было предложено использовать его для сравнения различных оптически активных центров ДЛ. Легко видеть, что эффективность возбуждения центров ДЛ в образцах, приготовленных разными методами, возрастает в ряду ЖФЭ→имплантация ионов Er→имплантация ионов Si. В последнем случае эффективность возбуждения возрастает более чем в 100 раз. Практически это означает, что насыщение интенсивности ДЛ наступает при значениях мощности возбуждения, меньших более чем на 2 порядка величины. Зависимость рассчитанных значений $\sigma\tau$ от технологии формирования СИС, несомненно, свидетельствует о разной структуре оптически активных центров, ответственных за ДЛ.

6. Природа оптически активных центров дислокационной люминесценции D1 и D2

Предпринимались неоднократные попытки связать появление линий ДЛ D1 и D2 с образованием различных нарушений (петель, точек пересечения и т.п.) на линиях дислокаций. Однако более плодотворной оказалась идея, что линии D1 и D2 возникают благодаря точечным дефектам, находящимся в окружающей ядро дислокации атмосфере Коттрела [19,72]. Основываясь на этой идее и исходя из первых принципов, авторы [94] установили, что в кремнии простейшими реконструированными термостабильными дефектами являются структуры, содержащие 3 и 4 межузельных атома кремния (так называемые tri-interstitial I_3 и tetra-interstitial I_4 structures). Они показали, что эти дефекты образуют в нижней половине запрещенной зоны Si несколько заполненных электронами донорных уровней, которые могут быть ответственными за ранее наблюдавшиеся в спектрах ФЛ линии W (1.018 эВ) и X (1.0398 эВ). Расчеты также показали, что образование дефектов I_3 и I_4 в присутствии 90- и 30-градусных частичных дислокаций приводит к изменению положений вышеупомянутых донорных уровней и в некоторых случаях к введению не заполненных электронами уровней в верхней половине запрещенной зоны кремния. Переходы между уровнями, находящимися в разных половинах запрещенной зоны, и

обуславливают появление линий D1 и D2. К сожалению, пока эта модель экспериментально не подтверждена. Анализ экспериментальных данных, приведенных на рис. 15 и 16, позволяет предположить, что в состав простейших неподвижных структурных дефектов могут входить и вакансии — другой тип собственных точечных дефектов решетки кремния. Другое дело, что на сегодняшний день построение теоретических моделей структурных дефектов удастся проводить пока только исходя из наличия межузельных атомов кремния.

7. Заключение

Обобщены результаты по развитию физических основ базирующейся на ионной имплантации технологии изготовления СИС с ДЛ. Исследовано влияние условий имплантации (тип, энергия и доза имплантируемых ионов), постимплантационного отжига (температура, длительность и атмосфера) и условий формирования светодиодных структур, а также типа проводимости исходных пластин кремния на формирование протяженных структурных дефектов и люминесцентных центров. Существенными достижениями развиваемого метода являются возможность формирования СИС с одним типом протяженных дефектов и снижение количества люминесцентных центров, что облегчает задачу установления корреляции между протяженными структурными дефектами и центрами ДЛ и в конечном итоге установления их природы. Показана возможность сравнения центров ДЛ по эффективности их оптического и электрического возбуждения. Совместимость рассматриваемой технологии с промышленной микроэлектронной технологией, высокая однородность введения центров ДЛ и протяженных дефектов по площади СИС, достигнутый уровень интенсивности ДЛ и продемонстрированные возможности его дальнейшего увеличения при применении современных методов геттерирования и пассивации центров безызлучательной рекомбинации позволяют считать СД с ДЛ, изготовленные по имплантационной технологии, вероятными кандидатами для применения в качестве источников света в кремниевой оптоэлектронике.

Автор выражает благодарность С.А.А. Ammerlaan, В.И. Вдовину, О.Б. Гусеву, А.М.Емельянову, А.Е. Калядину, Р.Н. Кютту, Е.О. Паршину, S. Pizzini, В.И. Сахарову, И.Т. Серенкову, В.Л. Суханову и Е.И. Шек за экспериментальную поддержку и стимулирующие дискуссии.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант № 07-02-01462).

Список литературы

- [1] L. Pavesi. J. Phys.: Condens. Matter, **15**, R1169 (2003).
- [2] H. Ennen, G. Pomrenke, A. Axmann, K. Eisele, W. Haydl, J. Schneider. Appl. Phys. Lett., **46**, 381 (1985).

- [3] J. Michel, J.L. Benton, R.F. Ferrante, D.C. Jacobson, D.J. Eaglesham, E.A. Fitzgerald, Y.H. Xie, J.M. Poate, L.C. Kimerling. *J. Appl. Phys.*, **70**, 2672 (1991).
- [4] B. Zheng, J. Michel, F.Y.G. Ren, L.C. Kimerling, D.C. Jacobson, J.M. Poate. *Appl. Phys. Lett.*, **64**, 2842 (1994).
- [5] G. Franzo, F. Priolo, S. Coffa, A. Polman, A. Carnera. *Appl. Phys. Lett.*, **64**, 2235 (1994).
- [6] J. Stimmer, A. Reittinger, J.F. Nützel, G. Abstreiter, H. Holzbrecher, Ch. Buchal. *Appl. Phys. Lett.*, **68**, 3290 (1996).
- [7] N.A. Sobolev, O.B. Gusev, E.I. Shek, V.I. Vdovin, T.G. Yugova, A.M. Emel'yanov. *Appl. Phys. Lett.*, **72**, 3326 (1998).
- [8] Н.А. Соболев. *ФТП*, **29**, 1153 (1995).
- [9] A. Polman. *J. Appl. Phys.*, **82**, 1 (1997).
- [10] J. Michel, L.V. Assali, M.T. Morse, L.C. Kimerling. *Semicond. Semimet.*, v. 49, ed. by D.J. Lockwood (1998) p. 111.
- [11] S. Coffa, G. Franzo, F. Priolo. *MRS Bulletin*, **23**, 25 (1998).
- [12] A.J. Kenyon. *Semicond. Sci. Technol.*, **20**, R65 (2005).
- [13] M.A. Green, J. Zhao, A. Wang, P.J. Reece, M. Gal. *Nature*, **412**, 805 (2001).
- [14] N.A. Sobolev. In: *Advances in Light Emitting Materials*, ed. by H.G. Grimmeiss, B. Monemar, M. Kittler (Trans. Tech. Publications, Switzerland, 2008) ch. 5 [*Mater. Sci. Forum*, **590**, 79 (2008)].
- [15] Н.А. Дроздов, А.А. Патрин, В.Д. Ткачев. *Письма ЖЭТФ*, **23**, 651 (1976).
- [16] V.V. Kveder, E.A. Steinman, S.A. Shevchenko, H.G. Grimmeiss. *Phys. Rev. B*, **51**, 10 520 (1995).
- [17] E.O. Sveinbjornsson, J. Weber. *Appl. Phys. Lett.*, **69**, 2686 (1996).
- [18] V. Kveder, V. Badylevich, E. Steinman, A. Izotov, M. Zeibt, W. Schreter. *Appl. Phys. Lett.*, **84**, 2106 (2004).
- [19] R. Sauer, J. Weber, J. Stolz, E.R. Weber, K.H. Kurster, H. Alexander. *Appl. Phys. A*, **36**, 1 (1985).
- [20] S. Pizzini, M. Guzzi, E. Grilli, G. Borionetti. *J. Phys.: Condens. Matter*, **12**, 10 131 (2000).
- [21] M. Acciarri, S. Binetti, O.V. Feklisova, E.A. Steinman, E.B. Yakimov. *Sol. St. Phenomena*, **95–96**, 453 (2004).
- [22] N.A. Sobolev, A.M. Emel'yanov, E.I. Shek, O.V. Feklisova, E.B. Yakimov, T.V. Kotereva. *Phys. Status Solidi C*, **2**, 1842 (2005).
- [23] V.V. Kveder, E.A. Steiman, H.G. Grimmeiss. *J. Appl. Phys.*, **78**, 446 (1995).
- [24] S. Fukatsu, Y. Mera, M. Inoue, K. Maeda, H. Akiyama, H. Sakaki. *Appl. Phys. Lett.*, **68**, 1889 (1996).
- [25] S. Binetti, M. Donghi, S. Pizzini, A. Castaldini, A. Cavallini, F. Fraboni, N.A. Sobolev. *Sol. St. Phenomena*, **57–58**, 197 (1997).
- [26] S. Pizzini, E. Leonti, S. Binetti, M. Acciarri, A. Le Donne, B. Pichaud. *Sol. St. Phenomena*, **95–96**, 273 (2004).
- [27] А.А. Каплянский. *Опт. и спектр.*, **16**, 329 (1964).
- [28] N.A. Drozdov, A.A. Patrin, V.D. Tkachev. *Phys. Status Solidi B*, **83**, K137 (1977).
- [29] M. Suesawa, Y. Sasaki, Y. Nishino, K. Sumino. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **20**, 537 (1981).
- [30] M. Suesawa, K. Sumino, Y. Nishina. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **21**, L518 (1982).
- [31] A.E. Huges, W.A. Runciman. *Proc. Phys. Soc.*, **90**, 827 (1967).
- [32] R. Sauer, Ch. Kisielowski-Kemmerich, H. Alexander. *Phys. Rev. Lett.*, **57**, 1472 (1986).
- [33] M. Suezawa, K. Sumino. *Phys. Status Solidi A*, **78**, 639 (1983).
- [34] G.P. Watson, J.L. Benton, Y.-H. Hie, E.A. Fitzgerald. *J. Appl. Phys.*, **83**, 3773 (1998).
- [35] V. Higgs, E.C. Lightowers, S. Tajbakhsh. *Appl. Phys. Lett.*, **61**, 1087 (1992).
- [36] T. Sekiguchi, K. Sumino. *Mater. Sci. Forum*, **196–201**, 1201 (1995).
- [37] M. Suezawa, Y. Sasaki, K. Sumino. *Phys. Status Solidi A*, **79**, 173 (1983).
- [38] E.A. Steiman, V.V. Kveder, H.G. Grimmeiss. *Sol. St. Phenomena*, **47–48**, 217 (1996).
- [39] V. Kveder, M. Badylevich, W. Schröter, M. Seibt, E. Steinman, A. Izotov. *Phys. Status Solidi A*, **202**, 901 (2005).
- [40] L.C. Kimerling, J.R. Patel. *Appl. Phys. Lett.*, **34**, 73 (1979).
- [41] V.V. Kveder, Yu.A. Ossipyan, W. Schroeter, G. Zoth. *Phys. Status Solidi A*, **72**, 701 (1982).
- [42] P. Omling, L. Samuelson, H.G. Grimmeiss. *J. Appl. Phys.*, **54**, 5117 (1983).
- [43] D. Cavalcoli, A. Cavallini, E. Gombia. *Phys. Rev. B*, **56**, 10 208 (1997).
- [44] *Электронные свойства дислокаций в полупроводниках*, под ред. Ю.А. Осипьяна (М., Эдиториал УРСС, 2000).
- [45] V. Kveder, M. Kittler. In: *Advances in Light Emitting Materials*, ed. by H.G. Grimmeiss, B. Monemar, M. Kittler (Trans. Tech. Publications, Switzerland, 2008) ch. 3 [*Mater. Sci. Forum*, **590**, 29 (2008)].
- [46] G. Davies. *Phys. Rep.*, **176**, 83 (1989).
- [47] S. Coffa, S. Libertino, C. Spinella. *Appl. Phys. Lett.*, **76**, 321 (2000).
- [48] V. Raineri, S. Coffa, E. Szilágyi, J. Gyulai, E. Rimini. *Phys. Rev. B*, **61**, 937 (2000).
- [49] Н.А. Соболев, М.С. Бреслер, О.Б. Гусев, М.И. Маковийчук, Е.О. Паршин, Е.И. Шек. *ФТП*, **28**, 1995 (1994).
- [50] N.A. Sobolev, O.V. Alexandrov, M.S. Bresler, O.B. Gusev, E.I. Shek, M.I. Makoviichuk, E.O. Parshin. *Mater. Sci. Forum*, **196–201**, 597 (1995).
- [51] T. Gregorkiewicz, I. Tsimperidis, C.A.J. Ammerlaan, F.P. Widdershoven, N.A. Sobolev. *MRS Symp. Proc.*, **422**, 207 (1996).
- [52] Р.Н. Кютт, Н.А. Соболев. *ФТТ*, **39**, 853 (1997).
- [53] N.A. Sobolev, O.B. Gusev, E.I. Shek, V.I. Vdovin, T.G. Yugova, A.M. Emel'yanov. *Appl. Phys. Lett.*, **72**, 3326 (1998).
- [54] М.Г. Мильвидский, В.Б. Освенский. *Структурные дефекты в монокристаллах полупроводников* (М., Металлургия, 1984).
- [55] К. Рейви. *Дефекты и примеси в полупроводниковом кремнии*, пер. с англ. под ред. С.Н. Горина (М., Мир, 1984).
- [56] W. Frank, U. Gösele, H. Mehrer, A. Seeger. In: *Diffusion in crystalline solids*, ed. by G.E. Murch, A.S. Nowick (Academic Press, 1984) p. 63.
- [57] P.M. Fahey, P.B. Griffin, J.D. Plummer. *Rev. Mod. Phys.*, **61**, 289 (1989).
- [58] N.A. Sobolev. In: *Semiconductor Technology: Processing and Novel Fabrication Techniques*, ed. by M. Levinshstein, M. Shur (Wiley-Interscience, N.Y., 1997) p. 131.
- [59] V. Higgs, F. Chin, X. Wang, J. Mosalski, R. Beanland. *J. Phys.: Condens. Matter*, **12**, 10 105 (2000).
- [60] N.A. Sobolev. *Physica B*, **401–402**, 10 (2007).
- [61] N.A. Sobolev, O.B. Gusev, E.I. Shek, V.I. Vdovin, T.G. Yugova, A.M. Emel'yanov. *J. Luminesc.*, **80**, 357 (1999).
- [62] P.B. Klein, G.S. Pomrenke. *Electron. Lett.*, **24**, 1503 (1988).

- [63] O.B. Александров, Ю.А. Николаев, Н.А. Соболев, В.И. Сахаров, И.Т. Серенков, Ю.А. Кудрявцев. ФТП, **33**, 652 (1999).
- [64] R.N. Kyutt, P.V. Petrashen, L.M. Sorokin. Phys. Status Solidi A, **60**, 381 (1980).
- [65] P. Zaumseil, U. Winter, F. Cembali, M. Servidori, Z. Sourek. Phys. Status Solidi A, **100**, 95 (1982).
- [66] В.А. Бушуев, А.П. Петраков. Кристаллография, **40**, 11 (1995).
- [67] O.B. Александров, Р.Н. Кютт, Т.Г. Алкснис. ФТТ, **22** (10), 2892 (1980).
- [68] C.J. Tsai, A. Dommann, M.A. Nicolet, T. Vreeland. J. Appl. Phys., **69**, 2067 (1991).
- [69] G. Bai, M.-A. Nicolet. J. Appl. Phys., **70**, 649 (1991).
- [70] S. Mader, A.F. Michel. Phys. Status Solidi A, **33**, 793 (1976).
- [71] T. Sekiguchi, K. Sumino, Z.J. Radzinski, G.A. Rozgonyi. Mater. Sci. Eng. B, **42**, 141 (1996).
- [72] V. Higgs, E.C. Lightowers, C.E. Norman, P. Keighley. Mater. Sci. Forum, **83–87**, 1309 (1992).
- [73] V.I. Vdovin, T.G. Yugova, N.A. Sobolev, E.I. Shek, M.I. Makovijchuk, E.O. Parshin. Nucl. Instrum. Meth. B, **147**, 116 (1999).
- [74] Н.А. Соболев, Е.И. Шек, А.М. Емельянов, В.И. Вдовин, Т.Г. Югова. ФТП, **33**, 656 (1999).
- [75] V.I. Vdovin, N.A. Sobolev, E.M. Emel'yanov, O.B. Gusev, E.I. Shek, T.G. Yugova. Mater. Sci. Forum, **258–263**, 1521 (1997).
- [76] N.A. Sobolev, A.M. Emel'yanov, E.I. Shek, V.I. Sakharov, I.T. Serenkov, Yu.A. Nikolaev, V.I. Vdovin, T.G. Yugova, M.I. Makovijchuk, E.O. Parshin, S. Pizzini. Mater. Sci. Eng. B, **91–92**, 167 (2002).
- [77] N.A. Sobolev, A.M. Emel'yanov, E.I. Shek, V.I. Vdovin, T.G. Yugova, S. Pizzini. J. Phys.: Condens. Matter, **14**, 13 241 (2002).
- [78] Н.А. Соболев, В.И. Вдовин, Т.Г. Югова, Е.И. Шек, А.М. Емельянов, А.К. Гутаковский. Тезисы докл. V Росс. конф. по физике полупроводников (Н. Новгород, Россия, 2001) с. 363.
- [79] A. Polman, J.S. Guster, E. Snoeks, G.N. van den Hoven. Appl. Phys. Lett., **62**, 507 (1993).
- [80] Н.А. Соболев, А.М. Емельянов, Е.И. Шек, О.В. Фежлисова, Е.Б. Якимов. ФТП, **39**, 1271 (2005).
- [81] Н.А. Соболев, А.М. Емельянов, Е.И. Шек, М.И. Маковийчук, Е.О. Паршин. Тр. XIII Межд. совещ. „Радиационная физика твердого тела“ (Севастополь, Украина, 2003) с. 131.
- [82] Н.А. Соболев, А.М. Емельянов, В.В. Забродский, Н.В. Забродская, В.Л. Суханов, Е.И. Шек. ФТП, **41**, 635 (2007).
- [83] N.A. Sobolev. Physica B, **308–310**, 333 (2001).
- [84] N.A. Sobolev, A.M. Emel'yanov, R.N. Kyutt, Yu.A. Nikolaev. Sol. St. Phenomena, **69–70**, 371 (1999).
- [85] А.М. Емельянов, Е.И. Шек. ФТТ, **46**, 175 (2004).
- [86] W.L. Ng, M.A. Lourenco, R.M. Gwilliam, S. Ledain, G. Shao, K.P. Homewood. Nature, **410**, 192 (2001).
- [87] D.J. Stowe, S.A. Galloway, S. Senkader, K. Mallik, R.J. Falster, P.R. Wilshaw. Physica B, **340–342**, 710 (2003).
- [88] T. Hoang, P. LeMinh, J. Holleman, J. Schmitz. IEEE Electron. Dev. Lett., **27**, 105 (2006).
- [89] Н.А. Соболев, Б.Я. Бер, А.М. Емельянов, А.П. Коварский, Е.И. Шек. ФТП, **41**, 295 (2007).
- [90] Н.А. Соболев, А.М. Емельянов, В.И. Сахаров, И.Т. Серенков, Е.И. Шек, Д.И. Тетельбаум. ФТП, **41**, 555 (2007).
- [91] Н.А. Соболев, Р.Н. Кютт, В.И. Сахаров, И.Т. Серенков, Е.И. Шек, В.И. Вдовин. Матер. XI Межд. симп. „Нанофизика и нанoeлектроника“ (Н. Новгород, Россия, 2007) с. 428.
- [92] N.A. Sobolev, V.I. Sakharov, I.T. Serenkov, V.I. Vdovin. Superlatt. Microstruct., **45**, 177 (2009).
- [93] Н.А. Соболев, А.Е. Калядин, Е.И. Шек. Тр. XVIII Межд. совещ. „Радиационная физика твердого тела“ (Севастополь, Украина, 2003) с. 11.
- [94] A.T. Blumenau, R. Jones, S. Öberg, P.R. Briddon, T. Frauenheim. Phys. Rev. Lett., **87**, 187 404 (2001).

Редактор Л.В. Шаронова

Defect engineering in the implantation-based technology of silicon light-emitting structures with dislocation-related luminescence

N.A. Sobolev

Ioffe Physicotechnical Institute,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract The paper summarizes results concerning the development of physical fundamentals of implantation-based technology for fabrication of silicon light-emitting structures (LESSs) with dislocation-related luminescence at $\sim 1.6\ \mu\text{m}$ wavelength. Development of a conception of defect engineering in the semiconductor device technology allowed, to find regularities and reveal peculiarities in the luminescence spectra arising in consequence of variation of conditions at implantation of Er, Dy, Ho, O, Si ions and subsequent annealing, as well as to produce LESSs with reliable spectra of luminescent centers and extended defects. The technological conditions were found to produce only one type of extended defects (Frank loops, perfect prismatic loops, or pure edge dislocations) into a light-emitting layer. It allowed us to study a correlation between the concentration of the well-defined extended defects and the intensity of dislocation-related luminescence lines. A determinant role of intrinsic point defects in arising and transformation of extended defects and dislocation-related luminescence centers has been revealed. An efficiency of dislocation-related luminescence excitation of the D1 center being the most interesting one for an application changes more than two orders of magnitude in LESSs fabricated by different technological techniques. High efficiency silicon light-emitting diodes operating at the room temperature were fabricated.