

**РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ МИКРОСТРУКТУР**

На правах рукописи

Кудрявцев Константин Евгеньевич

**Особенности электролюминесценции Er-содержащих центров
с линейчатыми спектрами излучения
в кремниевых эпитаксиальных структурах**

*Специальность 05.27.01 – твердотельная электроника, радиоэлектронные
компоненты, микро- и наноэлектроника, приборы на квантовых эффектах*

**Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук**

Научный руководитель:
кандидат химических наук
Шмагин Вячеслав Борисович

Нижний Новгород

2013 г.

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	4
ГЛАВА 1. Возбуждение и релаксация ионов Er^{3+} в структурах Si:Er/Si (обзор литературы)	10
1.1 Излучательные свойства ионов эрбия в кремнии и методы получения структур Si:Er/Si	10
1.2 Температурное гашение люминесценции ионов Er^{3+} в структурах Si:Er/Si при различных механизмах возбуждения	16
ГЛАВА 2. Электролюминесценция ионов Er^{3+} в составе различных излучающих центров	28
2.1 Аппаратура и методики измерения спектров и кинетики люминесценции ионов Er^{3+} в диодных структурах Si:Er/Si	28
2.2 Формирование Er-содержащих излучающих центров с линейчатой структурой спектра люминесценции	31
2.3 Электролюминесцентные свойства центра Er-1 при инжекционной накачке	35
2.4 Ударное возбуждение излучающих центров с линейчатой структурой спектра люминесценции	39
Выводы по главе 2	50
ГЛАВА 3. Безызлучательная оже-релаксация ионов Er^{3+} в эпитаксиальных слоях Si:Er при взаимодействии с равновесными носителями заряда	51
3.1 Аппаратура и методика адмиттанс-спектроскопии	53
3.2 Исследования кинетики фотолюминесценции ионов Er^{3+}	55
3.3 Исследования адмиттанс-спектров структур Si:Er/Si	59
3.4 Сопоставление данных кинетики с данными адмиттанс-спектроскопии	63
Выводы по главе 3	71

ГЛАВА 4. Температурное гашение ЭЛ ионов Er³⁺ в эпитаксиальных структурах Si:Er/Si с различными типами излучающих центров в диапазоне $T > 100$ К	72
<u>4.1</u> Особенности исследования кинетики люминесценции ионов Er³⁺ в диодных структурах Si:Er/Si	73
<u>4.2</u> Исследование “эрбиевого” фотоотклика в диодных СМЛЭ структурах Si:Er/Si с ионами эрбия в составе SiO₂-подобных преципитатов	77
<u>4.3</u> “Back transfer” релаксация ионов Er³⁺ в составе центров Er-O1 и Er-1 с линейчатой структурой спектра люминесценции	86
<u>4.4</u> Исследование подзонного фотоотклика диодных структур Si:Er/Si	92
Выводы по главе 4	102
Заключение	103
Список публикаций автора по теме диссертации	106
Список цитируемой литературы	109

Введение

Актуальность темы

Внутрицентровая люминесценция ионов эрбия в кремнии является одним из интенсивно развиваемых подходов к созданию светоизлучающих структур для кремниевой фотоники. Преимущества данного подхода обусловлены температурной стабильностью и малой шириной линии излучения ионов редкоземельных элементов, в том числе, эрбия, внедренных в полупроводниковую матрицу. Преимущественный интерес к эрбию связан с тем, что линия основного перехода ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ в спектре излучения иона Er^{3+} ($\lambda \sim 1.5$ мкм) попадает в полосу максимальной прозрачности кварцевых оптоволоконных линий связи.

Особенности технологии и оптические свойства светоизлучающих структур на основе Si:Er исследовались во множестве работ, опубликованных за последние два десятилетия, большая часть которых посвящена исследованию структур, полученных имплантацией эрбия и некоторых сопутствующих элементов (O, C, F и др.) в кремниевую подложку. Успехи последних лет, однако, связаны с развитием эпитаксиальных методов роста структур Si:Er/Si и, прежде всего, метода сублимационной молекулярно-лучевой эпитаксии (СМЛЭ). СМЛЭ структуры Si:Er/Si характеризуются высокой интенсивностью люминесценции эрбия и, что более важно, возможностью селективного формирования излучающих центров с заданными свойствами, в том числе, излучающих центров с атомно-узкими линиями люминесценции.

Вместе с тем, имеется ряд нерешенных проблем, препятствующих созданию светодиодных, в том числе, лазерных структур на основе Si:Er, эффективно излучающих при комнатной температуре. К числу таких проблем, прежде всего, следует отнести сильное температурное гашение эрбиевой люминесценции. Физические процессы, ответственные за температурное гашение люминесценции ионов эрбия, несмотря на пристальное внимание к ним научного сообщества, исследованы недостаточно. Сложность проблемы усугубляется разнообразием излучающих центров, формируемых в слоях Si:Er при росте светоизлучающих структур. Слоям Si:Er с различными типами излучающих центров иона Er^{3+} присущи специфические особенности возбуждения и девозбуждения эрбия, исследование которых требует структур с преобладанием определенного типа центров.

Данная работа развивает представления об особенностях возбуждения, температурного гашения и безызлучательной релаксации Er-содержащих излучающих центров с линейчатой структурой спектра люминесценции. Такие центры, в отличие от центров преципитатного

типа, характеризуются атомно-узкими линиями люминесценции и более перспективны для возможных практических приложений.

Основные цели работы

1. Установление факторов, контролирующих температурное гашение электролюминесценции ионов Er^{3+} в диодных структурах Si:Er/Si с различными типами излучающих центров эрбия при рекомбинационном и ударном механизмах возбуждения ионов Er^{3+} .
2. Исследование особенностей ударного возбуждения ионов Er^{3+} в составе излучающих центров типа Er-1 и Er-O1 с линейчатой структурой спектра люминесценции.

Научная новизна

1. Впервые реализована инжекционная накачка излучающих центров типа Er-1 в эпитаксиальных Si:Er/Si диодах. Ширина основной линии электролюминесценции в спектре рабочего перехода ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ иона Er^{3+} составила величину менее 25 мкэВ (0.2 см^{-1}) при $T \sim 30 \text{ К}$, что является рекордно низким значением ширины линии излучения для кремниевых Er-содержащих диодных структур. Сечение возбуждения центра Er-1 при инжекционной накачке составило $\sigma \sim 1.7 \times 10^{-14} \text{ см}^2$ ($T \sim 30 \text{ К}$) и превосходит известные данные для электролюминесценции диодных структур Si:Er/Si .
2. Определено эффективное сечение ударного возбуждения излучающих центров Er-1 и Er-O1 ($\sigma \sim 10^{-16} \text{ см}^2$ при $T = 77 \text{ К}$) горячими электронами, разогреваемыми в электрическом поле обратносмещенного p/n-перехода. Показано, что по эффективности ударного возбуждения центры Er-1 и Er-O1 не уступают центрам с ионами эрбия в SiO_2 -подобных преципитатах. Температурное гашение электролюминесценции центров Er-1 и Er-O1 обусловлено увеличением скорости безызлучательной релаксации ионов эрбия с ростом температуры.
3. Исследованы факторы, определяющие температурное гашение электролюминесценции ионов эрбия в составе излучающих центров Er-1 и Er-O1 в диапазоне $T > 100 \text{ К}$. Предложена физическая модель, объясняющая экспериментально обнаруженные особенности безызлучательной релаксации центров Er-1 и Er-O1 по механизму “back-transfer”, включая малую энергию активации ($\sim 70 \text{ мэВ}$) процесса “back-transfer” и отсутствие резонансного фотоотклика на частоте рабочего перехода иона Er^{3+} .

Научная и практическая значимость работы

Полученные в работе результаты являются важными как для понимания физических процессов, определяющих излучательные свойства кремниевых структур, легированных эрбием, так и для оценки возможности практической реализации оптоэлектронных приборов на их основе.

Научная значимость полученных в работе результатов состоит в установлении особенностей взаимодействия Er-содержащих центров с линейчатыми спектрами излучения с электронной подсистемой кремния, контролирурующих возбуждение и девозбуждение ионов эрбия при токовой накачке.

Практическая значимость полученных результатов состоит в определении условий получения диодных светоизлучающих структур Si:Er/Si с шириной линии излучения менее 25 мкэВ при $T \sim 30$ К и установлении факторов, определяющих температурное гашение электролюминесценции Er-содержащих излучающих центров типа Er-1, Er-O1 с линейчатым спектром излучения.

Основные положения, выносимые на защиту

По эффективности ударного возбуждения горячими носителями заряда центры Er-1 и Er-O1 не уступают центрам с ионами эрбия в SiO₂-подобных преципитатах. Температурное гашение эрбиевой электролюминесценции при ударном возбуждении центров Er-1 и Er-O1 обусловлено увеличением скорости безызлучательной релаксации ионов эрбия с ростом температуры.

Температурное гашение фото- и электролюминесценции ионов эрбия в СМЛЭ структурах Si:Er/Si при $T < 50-60$ К и рекомбинационном механизме возбуждения определяется безызлучательной оже-релаксацией ионов Er³⁺ с участием равновесных носителей заряда, концентрация которых контролируется дефектно-примесными комплексами с энергией ионизации $\sim 20-40$ мэВ, формируемыми при эпитаксиальном росте слоев Si:Er.

Температурное гашение электролюминесценции ионов эрбия в диодных СМЛЭ структурах с излучающими центрами Er-O1 и Er-1 в диапазоне $T > 80-100$ К при рекомбинационном механизме возбуждения определяется снижением эффективности возбуждения и увеличением скорости безызлучательной релаксации ионов эрбия по механизму “back-transfer” с энергией активации $E_A \sim 70$ мэВ.

Апробация результатов работы

Основные результаты диссертации опубликованы в работах [A1-A20] и докладывались на международной конференции Европейского материаловедческого сообщества E-MRS (Страсбург 2008), 25-й Международной конференции по дефектам в полупроводниках (Санкт-Петербург 2009), IX и XI Российских конференциях по физике полупроводников (Новосибирск/Томск 2009, Санкт-Петербург 2013), 3-й конференции «Устройства и материалы для примесной электролюминесценции» (Impurity Based Electroluminescence Devices and Materials, Барселона 2009), V и VII Международных конференциях «Кремний» (Черноголовка 2008, Нижний Новгород 2010), XI-XVII Международных симпозиумах "Нанопизика и наноэлектроника" (Нижний Новгород 2007-2013), а также на внутренних семинарах Института физики микроструктур РАН.

Публикации

По теме диссертации опубликовано 20 печатных работ, в том числе 6 статей в реферируемых научных журналах и 14 публикаций в сборниках тезисов докладов и трудов конференций, симпозиумов и совещаний.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, четырех глав и заключения. Объем диссертации составляет 115 страниц, включая 60 рисунков и 4 таблицы. Список цитируемой литературы содержит 76 наименований.

Содержание работы

Во **Введении** обоснована актуальность темы исследований, показана научная новизна и практическая значимость, сформулированы цели работы. Также представлены сведения о структуре и содержании работы, приведены положения, выносимые на защиту.

Глава 1 представляет собой обзор литературы по теме диссертации. В первом параграфе рассмотрены излучательные свойства ионов Er^{3+} в диэлектрических и полупроводниковых матрицах и выделены преимущества структур на основе Si:Er по сравнению с другими подходами к проблеме кремниевой фотоники. Во втором параграфе обсуждаются механизмы возбуждения и девозбуждения эрбия в кремнии, факторы, определяющие температурное гашение эрбиевой фото- и электролюминесценции в структурах на основе Si:Er.

Глава 2 посвящена исследованию люминесцентных свойств Si:Er/Si диодов с излучающими центрами эрбия различной структуры. В разделе 2.1 приведены методики регистрации спектров фото- и электролюминесценции (в том числе с высоким спектральным разрешением), и методика измерения кинетики люминесценции. В разделе 2.2 рассмотрены излучательные свойства диодных структур Si:Er/Si с различными типами оптически активных центров эрбия, включая излучающие центры преципитатного типа и центры с линейчатой структурой спектра люминесценции. В разделе 2.3 представлены результаты исследования инжекционной электролюминесценции диодных структур с излучающими центрами типа Er-1, в том числе данные спектроскопии с высоким разрешением, результаты исследования эффективности токовой накачки и температурного уширения линий излучения, проведено сравнение с результатами выполненных ранее фотолюминесцентных измерений. Заключительный раздел главы, 2.4, содержит результаты исследования эффективности ударного возбуждения ионов Er^{3+} в диодных структурах с излучающими центрами типа Er-1 в режиме обратного смещения p/n-перехода и особенностей температурного гашения люминесценции, сопоставление полученных данных с предшествующими исследованиями ударного возбуждения центров преципитатного типа.

Глава 3 посвящена исследованию безызлучательной оже-релаксации эрбия при взаимодействии с равновесными носителями заряда в эпитаксиальных слоях Si:Er, определяющей температурное гашение люминесценции эрбия при относительно низких температурах ($T \sim 20-80$ К). Раздел 3.1 содержит описание методики адмиттанс-спектроскопии, применяемой в данной работе для исследования мелких примесных состояний. В разделе 3.2 представлены результаты исследования кинетики

люминесценции и определены энергии активации оже-девозбуждения для образцов с различными типами излучающих центров эрбия. В параграфе 3.3 описаны особенности применения метода адмиттанс-спектроскопии в данной работе, приведены результаты измерений адмиттанса структур Si:Er/Si и определены энергии активации мелких примесей в исследуемых образцах. Последний параграф, 3.4, посвящен сопоставлению данных, полученных при измерениях кинетики и адмиттанса. Объяснены причины наблюдаемых расхождений, уточнены энергии ионизации примесей, выполнены оценки степени компенсации исследованных образцов.

Глава 4 содержит результаты исследования безызлучательной релаксации ионов эрбия в эпитаксиальных структурах Si:Er/Si по механизму обратной передачи энергии возбуждения (“back-transfer”), активируемой в области высоких ($T > 100-150$ К) температур. В параграфе 4.1 приведены особенности измерений кинетики люминесценции, направленных на исследование “back-transfer” релаксации эрбия диодных структурах Si:Er/Si. В разделе 4.2 приведены результаты исследования резонансного фотоотклика эрбия в Si:Er/Si диодах, доказывающего существование “back-transfer” релаксации эрбия в СМЛЭ структурах с излучающими центрами преципитатного типа. По данным исследования фотоотклика СМЛЭ структур оценена концентрация центров эрбия, подверженных “back-transfer” релаксации. Раздел 4.3 посвящен исследованию СМЛЭ структур Si:Er/Si, в которых наблюдалась “back-transfer” релаксация, отличающаяся меньшей энергией активации (~ 70 мэВ) и отсутствием резонансного отклика в спектре фототока диодной структуры. Для образцов с различными типами излучающих центров сопоставлены относительные вклады процессов возбуждения и безызлучательной релаксации эрбия в температурное гашение эрбиевой люминесценции. Заключительный параграф главы, 4.4, посвящен исследованию энергетической структуры примесно-дефектных состояний, формируемых в запрещенной зоне кремния при эпитаксиальном росте структур Si:Er/Si. Приведены результаты исследования спектров фототока эпитаксиальных Si:Er/Si диодов в области энергий ниже края поглощения кремния. Установлено, что плотность состояний, формирующихся в процессе СМЛЭ в запрещенной зоне кремния, коррелирует с температурой эпитаксии. Показано, что структура примесных состояний не коррелирует с типом излучающих центров иона Er^{3+} .

В заключении сформулированы основные результаты работы.

Глава 1. Возбуждение и релаксация ионов Er^{3+} в структурах Si:Er/Si (обзор литературы)

Легирование кремния редкоземельными элементами (в частности, эрбием) является одним из подходов к созданию светоизлучающих устройств для кремниевой фотоники. Преимущества данного подхода обусловлены температурной стабильностью и малой шириной линии излучения ионов эрбия, встроенных в матрицу кремния. Недостатки связаны с сильным температурным гашением люминесценции, которое обусловлено, в свою очередь, сложными схемами возбуждения и интенсивной безызлучательной релаксацией ионов эрбия. В данной главе приведен критический обзор работ, посвященных исследованию механизмов возбуждения и девозбуждения ионов эрбия в кремнии. Описываемые результаты сопоставлены с особенностями получения структур Si:Er/Si и, прежде всего, с типом излучающих центров, преобладающих в исследованных структурах.

1.1 Излучательные свойства ионов эрбия в кремнии и методы получения структур Si:Er/Si

Изолированный атом эрбия (Er) имеет конфигурацию внешних электронных оболочек $4f^{12}5s^25p^66s^2$. В то же время, ионы эрбия, встроенные в полупроводниковую матрицу, являются, как правило, трехзарядными (Er^{3+}), и обладают электронной конфигурацией $4f^{11}5s^25p^6$. Таким образом, кроме внешних $6s$ -электронов, ион эрбия отдает и один из $4f$ -электронов. Для неполной электронной $4f$ -оболочки возможны различающиеся по энергии конфигурации электронов (рис. 1.1.1) и, соответственно, переходы между этими состояниями с поглощением либо испусканием фотонов [1]. Интерес к эрбию среди остальных редкоземельных элементов обусловлен тем, что переход из первого возбужденного состояния (${}^4I_{13/2}$) в основное состояние (${}^4I_{15/2}$) отвечает энергии фотона $h\nu \sim 0.8$ эВ (длине волны излучения $\lambda \sim 1.5$ мкм), соответствующей минимуму потерь и дисперсии кварцевого волокна, и потому выгодной для оптических межсоединений. Отметим, что $4f$ -оболочка, внутри которой происходит излучательный переход, экранирована внешними $5s$ и $6p$ оболочками. Поэтому длина волны люминесценции относительно слабо зависит даже от ближайшего атомного окружения, и при помещении эрбия в различные полупроводниковые (Si , GaAs , GaN , GaP , InP) или изолирующие (SiO_2 , Al_2O_3) матрицы основной переход в спектре излучения ионов Er^{3+} всегда соответствует диапазону 1.5 мкм (см. рис. 1.1.2) [2].

Отметим также, что для изолированного иона Er^{3+} переход ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ в дипольном приближении запрещен; для внедренного же в полупроводниковую матрицу иона Er^{3+} этот запрет частично снимается за счет нарушения симметрии электронных состояний иона эрбия в кристаллическом поле полупроводника. Тем не менее, скорость излучательных переходов остается весьма небольшой, и характерное время перехода ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ составляет для эрбия в кремнии величину ~ 1 мс [3]. Отметим, что указанное значение является типичным и для других полупроводниковых материалов, легированных эрбием [4]. Состояния более энергетичные, чем ${}^4I_{13/2}$, являются в этом масштабе очень короткоживущими (время перехода из этих состояний в ${}^4I_{13/2}$ не превышает, как правило, 1-10 мкс [5]) за счет многофононной безызлучательной релаксации в состояние ${}^4I_{13/2}$.

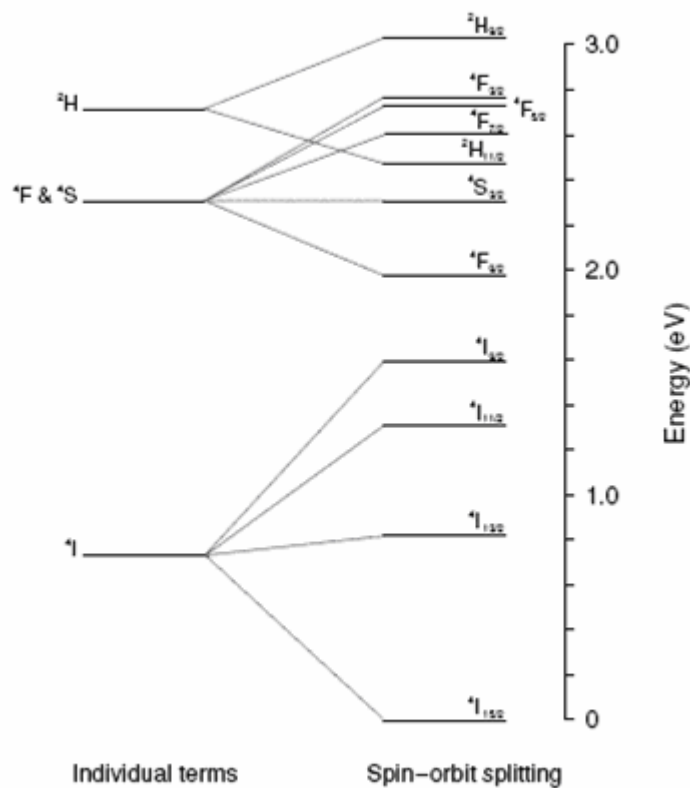


Рис. 1.1.1. Расщепление энергетических уровней иона Er^{3+} за счет спин-орбитального взаимодействия [6].

Более высоколежащие электронные состояния иона Er^{3+} используются для резонансного возбуждения иона Er^{3+} при реализации трехуровневых лазерных схем в широкозонных матрицах ($\lambda=980$ нм для перехода ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$, $\lambda=810$ нм для перехода ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$). Такие схемы оптического возбуждения применяются для накачки волоконных усилителей на основе $\text{SiO}_2:\text{Er}$, поскольку указанный диапазон длин волн накачки идеально подходит для газоразрядных ламп (Kr, Xe) или полупроводниковых лазерных диодов (для

перехода с $\lambda=810$ нм). Немаловажным обстоятельством является то, что диоксид кремния прозрачен в этом диапазоне.

Помимо частичного снятия запрета на основной переход ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$, структура кристаллического окружения иона Er^{3+} определяет и тонкую структуру спектра излучения ионов Er^{3+} , что связано со штарковским расщеплением уровней ${}^4I_{15/2}$, ${}^4I_{13/2}$, ${}^4I_{11/2}$, ${}^4F_{9/2}$ и т.д. (которые для изолированного иона Er^{3+} являются вырожденными) в кристаллическом поле полупроводника (рис. 1.1.2, слева). Таким образом, в одной и той же полупроводниковой матрице возможно формирование различных типов оптически активных центров (ОАЦ) иона эрбия, различающихся положением иона Er^{3+} относительно кристаллической решетки полупроводника и наличием солегирующих примесей в ближайшем окружении иона эрбия.

В зависимости от условий получения слоев Si:Er, люминесценция эрбия может быть представлена как достаточно широкой линией люминесценции, определяемой неоднородным уширением, так и серией узких (и, по-видимому, однородно уширенных) линий излучения. В первом случае спектр люминесценции сходен с наблюдаемым в легированных эрбием стеклах, а характерная спектральная ширина полосы люминесценции составляет $\Delta\nu \sim 50 \text{ см}^{-1}$. Такие излучающие центры эрбия в кремнии получили название центров в SiO_2 -подобных преципитатах (далее в тексте преципитатных центров). Во втором случае вклад в люминесценцию дают центры с одинаковой микроскопической структурой, определяющей число и положение линий люминесценции. Так, в случае кубической симметрии кристаллического поля состояние ${}^4I_{15/2}$ расщепляется на 5, а в случае более низкой симметрии – на 8 подуровней, и соответствующее количество линий (при низкой температуре) наблюдается в спектре люминесценции [7]. В этом случае наблюдаемые линии люминесценции соответствуют переходам с нижнего подуровня возбужденного состояния ${}^4I_{13/2}$ (более высокие подуровни состояния ${}^4I_{13/2}$ не заселены при низкой температуре) на все подуровни основного состояния ${}^4I_{15/2}$. Таким образом, спектр люминесценции при низкой температуре определяется расщеплением основного состояния. По мере повышения температуры вероятность заполнения вышележащих подуровней состояния ${}^4I_{13/2}$ возрастает и становятся возможными излучательные переходы с этих подуровней (так называемая “горячая” люминесценция [7]). При этом спектральные линии, появляющиеся за счет таких переходов, будут повторять “основной” спектр излучения, но сдвинутый как целое в область больших энергий на величину штарковского расщепления подуровней состояния ${}^4I_{13/2}$. Характерная энергия штарковского расщепления мала по сравнению с энергией основного перехода, и максимум люминесценции всегда соответствует длине волны ~ 1.5 мкм (спектры

излучения различных эрбий-содержащих структур на основе соединений III-V представлены на рис. 1.1.2, справа).

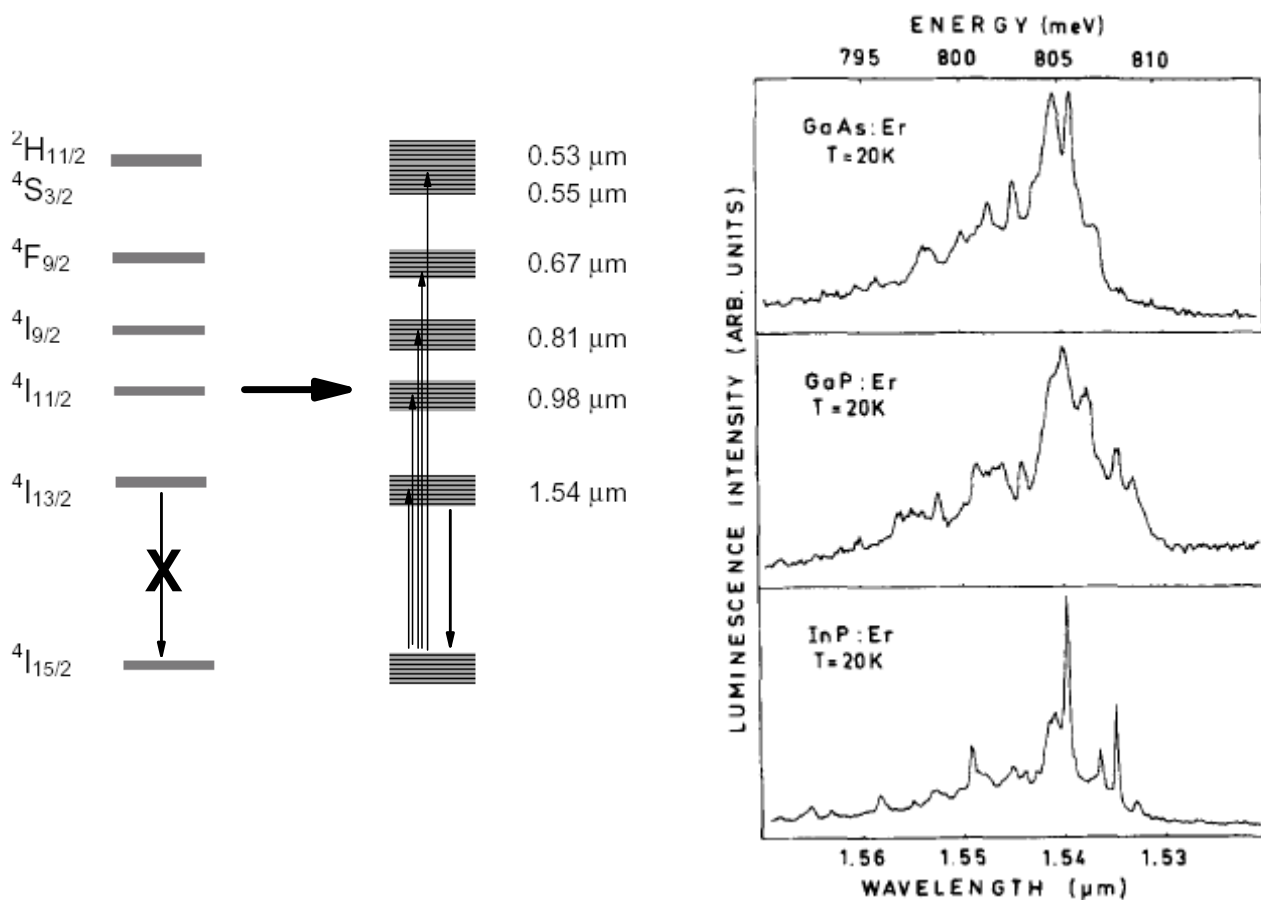


Рис. 1.1.2. Слева: схема расщепления электронных состояний ионов Er^{3+} в поле кристаллической решетки. Справа: спектры излучения структур на основе соединений, легированных эрбием [2].

Для центров эрбия с линейчатым спектром излучения характерная ширина линий в спектре люминесценции составляет $\sim 1\text{-}5\text{ см}^{-1}$ по сравнению с $100\text{-}300\text{ см}^{-1}$ для дислокационной люминесценции [8] и даже значительно большими значениями для люминесценции GeSi/Si структур [9]. Таким образом, при той же интегральной интенсивности люминесценции в Si:Er может обеспечиваться существенно большая спектральная плотность излучения по сравнению с вышеперечисленными более широкополосными источниками излучения. По этой причине излучающие центры эрбия с линейчатым спектром привлекательны как основа для построения лазерных источников излучения. Лазерная генерация на переходах иона Er^{3+} достаточно давно получена в легированных эрбием стеклах (несмотря на значительное неоднородное уширение линии люминесценции), и на настоящий момент существуют коммерчески доступные усилители и лазеры на длину волны 1.54 мкм на основе оптического волокна, легированного эрбием. В то же время, в волоконных усилителях имеет место достаточно высокая ($>10^{20}\text{ см}^{-3}$)

концентрация эрбия, что позволяет получить достаточный коэффициент усиления. При переходе же к кремниевой матрице получение слоев Si:Er с высокой концентрацией эрбия является существенной (и до сих пор не решенной) проблемой. Так, равновесная растворимость эрбия в кремнии составляет, по данным работы [10], величину всего лишь $\sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$. В то же время, минимумом концентрации эрбиевых центров, допускающим возможности практического применения структур на основе Si:Er, считаются величины не ниже $\sim 10^{17}-10^{18} \text{ см}^{-3}$ [10]. Более того, доля оптически активных центров (тех, которые могут быть возбуждены и впоследствии релаксировать с излучением фотона) составляет, по различным оценкам [11, 12, 13, 14], лишь относительно небольшую ($\sim 1-15\%$) часть от полной концентрации эрбия. Таким образом, требуется встроить в кремниевую матрицу по крайней мере $\sim 10^{18}-10^{19} \text{ см}^{-3}$ атомов эрбия. Это означает, что получение светоизлучающих структур на основе Si:Er в принципе возможно только неравновесными методами, такими, например, как ионная имплантация или молекулярно-лучевая эпитаксия (МЛЭ).

Метод ионной имплантации получил наибольшее распространение применительно к созданию светоизлучающих структур Si:Er [15, 16]. Ионы эрбия и кислорода, а также легирующие примеси III и V группы (в случае изготовления диодной структуры), имплантируются непосредственно в кремниевую подложку или эпитаксиальный слой. Этот метод имеет ряд принципиальных недостатков, к числу которых, прежде всего, следует отнести необходимость использования при имплантации ионов высоких энергий (от долей до единиц МэВ), с чем связано возникновение радиационных дефектов, не устраняемых полностью даже при длительном высокотемпературном отжиге. Отметим ограничения по глубине имплантации, а также необходимость многократной имплантации для создания резких (либо наоборот, однородных) концентрационных профилей имплантируемых примесей. В имплантированных слоях наблюдается, как правило, большое количество электрически активных центров (сопоставимое с концентрацией внедренного эрбия). Это существенно ограничивает практическое использование метода, и особенно критично при росте диодных структур Si:Er/Si, поскольку раздельное управление концентрациями эрбия и свободных носителей заряда оказывается практически невозможным. Для снижения концентрации свободных носителей заряда используют в данном случае компенсирующее легирование активного слоя Si:Er мелкими акцепторами [17].

Частично эти проблемы разрешаются при росте структур Si:Er методом молекулярно-лучевой эпитаксии [18, 19], который позволяет существенно улучшить кристаллическое совершенство получаемых слоев и получать заметно более резкие

концентрационные профили легирующих примесей. Однако характерная для классической МЛЭ невысокая скорость роста (на уровне 0.1-0.2 мкм/ч) способствует осаждению загрязняющих примесей на ростовой поверхности и обостряет проблему сегрегации легирующих примесей (накопление примесей на поверхности роста), которая становится трудно разрешимой проблемой при изготовлении структур с большой толщиной эпитаксиального слоя.

Развиваемая в НИФТИ ННГУ модификация метода МЛЭ – сублимационная молекулярно-лучевая эпитаксия (СМЛЭ) [20, 21] – позволяет решить основные проблемы эпитаксиальных методов применительно к росту светоизлучающих Si:(Er,O) структур. Отличительной особенностью метода СМЛЭ является высокая (до 5 мкм/ч) скорость роста, за счет чего существенно подавлена сегрегация примесей на ростовой поверхности. Одним из важных следствий подавления сегрегации в процессе СМЛЭ является возможность роста эрбий-содержащих слоев при более низкой (по сравнению с классической МЛЭ) температуре. Это важно, поскольку температура роста Si:Er слоя определяет (наряду с условиями послеростового отжига) тип формирующихся излучающих центров [22]. При низкой температуре роста формируются эрбиевые центры с линейчатой структурой спектра люминесценции, которые представляют наибольший интерес с точки зрения возможных лазерных приложений. Так, на настоящий момент только методом СМЛЭ могут быть получены структуры, в которых преимущественно формируется один тип оптически активных центров – Er-1. Этот центр был впервые идентифицирован в работе [22], и особенностью данного типа излучающих центров являются исключительно узкие линии фотолюминесценции (ФЛ). Анализ тонкой структуры спектров ФЛ [23, 24] приводит к заключению, что все наблюдаемые линии ФЛ действительно принадлежат одному излучающему центру. При этом ширина основной линии в спектре фотолюминесценции составила менее 10 мкэВ при температуре 4.2 К [25, 26]. Столь узкие линии и возможность селективного формирования центров такого типа делают структуры с ОАЦ Er-1 перспективными с точки зрения получения стимулированного излучения, поскольку центры с линейчатой структурой спектра позволяют сосредоточить весь усиливающий потенциал среды в узком спектральном диапазоне. Оценка достижимого в исследованных структурах коэффициента усиления ($\sim 30 \text{ см}^{-1}$, [27]) заметно превысила оценку возможных потерь ($\sim 1 \text{ см}^{-1}$). Это объясняет, почему новые достижения метода сублимационной молекулярно-лучевой эпитаксии (СМЛЭ) стали серьезным толчком к исследованию структур на основе Si:Er. Отметим, что формирование подобных излучающих центров (преобладающих по интенсивности

в спектрах ФЛ и обладающих узкими линиями излучения) наблюдалось и в других полупроводниковых матрицах. В [28, 29] это показано для системы GaAs:Er.

Использование описанных выше неравновесных методов роста позволяет увеличить концентрацию введенного эрбия до уровня $\sim 10^{20} \text{ см}^{-3}$. В то же время, увеличение концентрации эрбия не всегда приводит к увеличению числа оптически активных эрбиевых центров. Так, в работе [30] исследовались кремниевые структуры с различной концентрацией эрбия, и было показано, что число излучающих эрбиевых центров (определяемое через интенсивность люминесценции) максимально при концентрации эрбия на уровне $N_{\text{Er}}=4 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$. При концентрациях эрбия выше указанного значения интенсивность люминесценции ионов Er^{3+} уменьшалась, несмотря на то, что увеличивалась полная концентрация эрбия в образце. Авторы работы [30] высказали предположение, что рост интенсивности эрбиевой люминесценции сдерживался в их случае недостатком кислорода, необходимого для формирования излучающих центров. Было показано, что легирование слоев Si:Er кислородом (или такими элементами как C, N, F) может быть использовано для увеличения концентрации излучающих центров эрбия. Дополнительное легирование слоя Si:Er указанными элементами при эпитаксиальном росте позволяет избежать эффектов сегрегации эрбия на ростовой поверхности и предотвратить образование оптически неактивных кластеров металлического эрбия или силицидов эрбия [31, 32] вплоть до концентрации введенного эрбия на уровне 10^{19} см^{-3} . Солегирующие примеси при этом входят в состав эрбий-содержащих комплексов и определяют тонкую структуру спектров люминесценции эрбия [33, 34]. С другой стороны, при столь больших концентрациях оптически активных центров иона Er^{3+} начинает проявляться эффект кооперативной ап-конверсии эрбия [35], и, таким образом, образуется дополнительный эффективный канал безызлучательной релаксации эрбия, что отрицательно сказывается на интенсивности люминесценции получаемых структур.

С точки зрения возможности практических приложений, серьезной проблемой для эрбия в полупроводниковых матрицах является температурное гашение люминесценции. Рассмотрению этого вопроса посвящен следующий параграф.

1.2 Температурное гашение люминесценции ионов Er^{3+} в структурах Si:Er/Si при различных механизмах возбуждения

Важным отличием легированных эрбием полупроводниковых материалов от диэлектрических матриц (например, различных стекол) является механизм возбуждения редкоземельной примеси. В случае диэлектрической матрицы фактически единственным способом возбуждения эрбия является оптическая накачка в высшие

возбужденные состояния. Этот механизм является универсальным для всех редкоземельных примесей и широко используется, например, в твердотельных лазерах и волоконных лазерных системах. В полупроводниковых же матрицах возможна реализация более сложных механизмов с участием электронной подсистемы полупроводника. Такими механизмами возбуждения редкоземельной примеси являются рекомбинационное возбуждение, осуществляемое за счет энергии рекомбинации электронно-дырочной пары [2, 36], и ударное возбуждение горячими носителями заряда [37]. Важными аспектами в данном случае являются, во-первых, возможность токовой накачки, и, во-вторых, высокая эффективность указанных механизмов возбуждения редкоземельной примеси по сравнению с непосредственной оптической накачкой. В последнем случае типичное значение сечения возбуждения составляет величину порядка $\sigma_{\text{opt}} \sim 10^{-20} \text{ см}^2$ [38], в то время как для рекомбинационного и ударного механизмов возбуждения характерные значения составляют $\sigma_{\text{e-h}} \sim 10^{-15} \text{ см}^2$ [39] и $\sigma_{\text{imp}} \sim 10^{-16} \text{ см}^2$ [40, 41] соответственно.

Первым из указанных механизмов возбуждения эрбия в структурах на основе Si:Er было реализовано рекомбинационное возбуждение при межзонной оптической накачке имплантированных эрбием слоев кремния [2]. По сформированным в ходе исследований представлениям [42], процесс возбуждения иона Er^{3+} в этом случае является многоступенчатым (рис. 1.2.1). Инжектированные носители заряда связываются в экситоны, захватываются на примесный центр, связанный с эрбием, и рекомбинируют с передачей энергии в $4f$ -оболочку иона Er^{3+} . Избыточная энергия передается электронам или фононам. Участие экситонов в процессе возбуждения эрбия было установлено в [43] на основании сопоставления зависимостей интенсивностей эрбиевой и экситонной люминесценции от плотности мощности возбуждения.

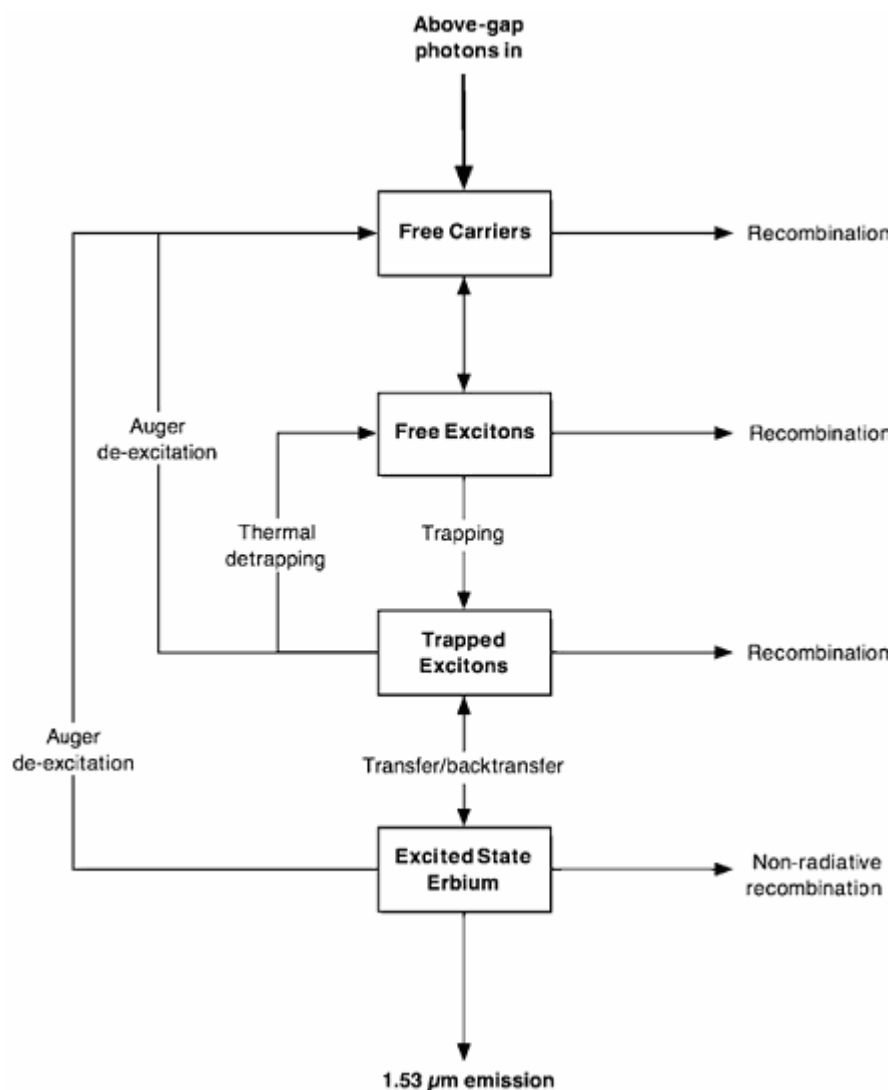


Рис. 1.2.1. Схема процессов передачи энергии при рекомбинационном механизме возбуждения эрбия [6].

На каждом этапе процесса возбуждения имеются конкурирующие процессы, снижающие эффективность всей цепочки и влияющие на интенсивность люминесценции эрбия. В условиях низких (гелиевых) температур и малой мощности накачки эти процессы в основном подавлены и внутренняя квантовая эффективность эрбиевой люминесценции в структурах Si:Er может достигать 10% [44]. Однако по мере увеличения температуры они приводят к гашению эрбиевой люминесценции, составляющему 2-3 порядка величины в диапазоне температур 77-300 К [15, 30, 45, 46].

Рост температуры может приводить как к снижению эффективности передачи энергии возбуждения ионам Er^{3+} , так и к снижению эффективности излучательной релаксации возбужденных ионов Er^{3+} – за счет включения конкурирующих процессов безызлучательной релаксации. По этой причине ранние исследования (например, [30]), основанные исключительно на температурных измерениях интенсивности

люминесценции, сталкивались с проблемой интерпретации полученных экспериментальных данных.

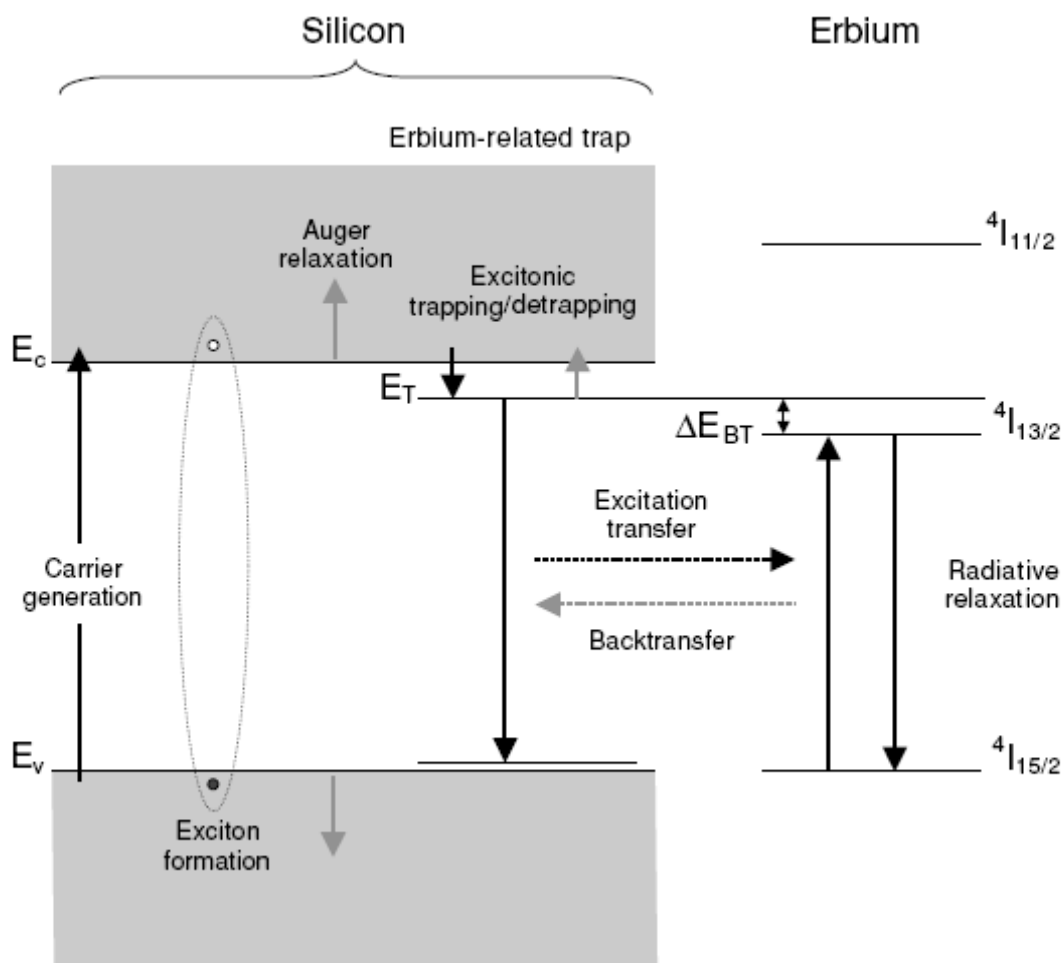


Рис. 1.2.2. Возбуждение и “back-transfer” релаксация эрбия в кремнии [6].

Позднее был предложен подход, позволяющий разделить вклады процессов возбуждения и безызлучательной релаксации в температурное гашение люминесценции эрбия [46], состоящий в следующем. Измерения температурной зависимости интенсивности люминесценции эрбия дополняются измерениями кинетики спада люминесценции. Такой подход позволяет непосредственно исследовать процессы безызлучательного девозбуждения ионов Er^{3+} , поскольку время спада люминесценции эрбия определяется исключительно конкуренцией процессов излучательной и безызлучательной релаксации. Время излучательной релаксации эрбия определяется структурой излучающего центра и не зависит от температуры. Таким образом, уменьшение характерного времени спада люминесценции с ростом температуры указывает на включение тех или иных механизмов безызлучательной релаксации. Сопоставление полученных зависимостей интенсивности и времени спада

люминесценции от температуры позволяет выявить причины температурного гашения и сопоставить вклады переноса энергии возбуждения ионам Er^{3+} и безызлучательной релаксации эрбия в наблюдаемое температурное гашение люминесценции.

Применительно к имплантационным Si:Er/Si структурам, подобный подход был развит в работах [39, 47]. Было показано, что в исследованных авторами структурах температурное гашение люминесценции эрбия определяется процессами безызлучательной релаксации, и выявлены два основных термоактивируемых процесса безызлучательной релаксации эрбия. Характерные энергии активации этих процессов составили $E_A^{(1)} \sim 20\text{-}40$ мэВ и $E_A^{(2)} \sim 150\text{-}160$ мэВ соответственно. Первым процессом, соответствующим меньшей энергии, является оже-девозбуждение эрбия свободными носителями заряда, включающееся по мере ионизации мелких электрически активных примесей. При увеличении температуры темп оже-релаксации насыщается по мере ионизации мелких примесей. В диапазоне температур $T > 100$ К наблюдается значительно более интенсивное температурное гашение люминесценции эрбия, связываемое с включением второго процесса – обратной передачи энергии от возбужденного иона Er^{3+} . Данный процесс является обратным к процессу возбуждения эрбия посредством рекомбинации электронно-дырочной пары (рис. 1.2.2), по этой причине в англоязычной литературе данный процесс называется “back-transfer” релаксацией. В ходе “back-transfer” релаксации переход иона Er^{3+} в основное состояние сопровождается рождением связанной на примеси (E_T) электронно-дырочной пары; процесс идет с дефицитом энергии (ΔE_{BT}), набираемым за счет тепловых колебаний решетки. Процесс “back-transfer” релаксации эрбия завершается генерацией свободных носителей заряда. Это является важным обстоятельством, позволившим в [38] непосредственно показать наличие “back-transfer” релаксации и, тем самым, подтвердить предложенную в [39, 47] модель возбуждения и релаксации эрбия на основании сопоставления особенностей фотоотклика Si:Er диодов с температурным гашением люминесценции (рис. 1.2.3). Было показано, что фотоотклик в области излучательных переходов эрбия обусловлен “back-transfer” релаксацией центров эрбия, резонансно возбуждаемых фотонами накачки.

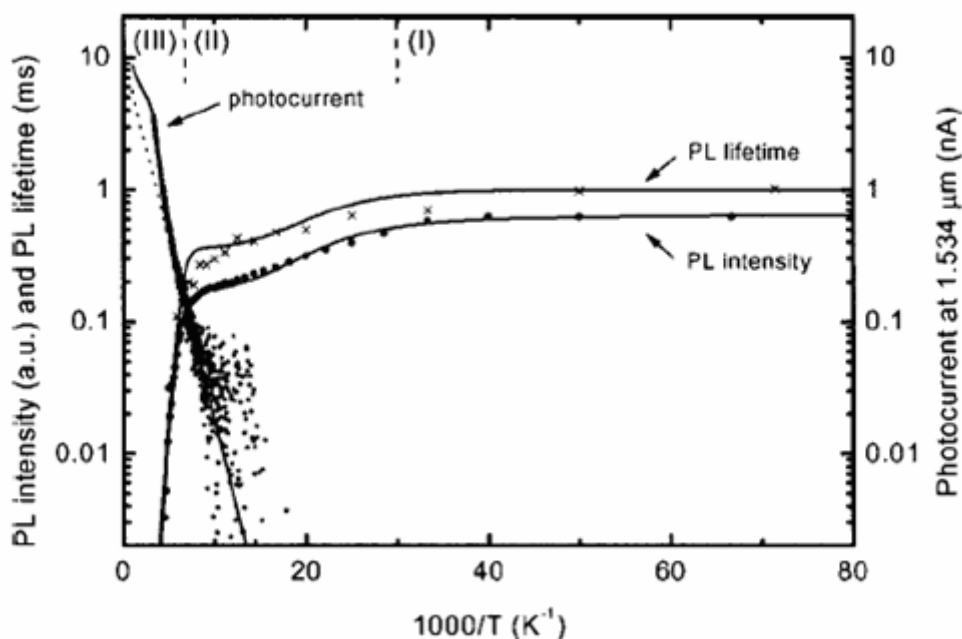


Рис. 1.2.3. Температурные зависимости интенсивности и времени спада люминесценции эрбия в сравнении с температурной зависимостью фототока в области 1.5 мкм [38].

Ключевым в предлагаемой модели является наличие “промежуточного” состояния (E_T на рис. 1.2.2), обеспечивающего как возбуждение, так и релаксацию эрбия, и определяющего характерные энергии активации безызлучательной релаксации. Исследования электрически активных примесных центров в структурах Si:Er/Si (в частности, методом релаксационной спектроскопии глубоких уровней), приведенные в [48, 49], позволили предположить, что для Si:Er структур промежуточным состоянием являются непосредственно связанные с внедрением эрбия электрически активные примесные центры с энергией ионизации $E_T \sim 150$ мэВ (E_5 на рис. 1.2.4). Отметим, что существенной проблемой в интерпретации полученных в [48, 49] результатов является сильная дефектность структур Si:Er, получаемых при имплантации тяжелых ионов эрбия. Важным является вопрос разделения обнаруживаемых примесей и дефектов на (i) связанные с эрбиевыми комплексами и участвующие в процессах возбуждения и релаксации эрбия и (ii) вносимые в процессе имплантации, но не участвующие в возбуждении и “back-transfer” релаксации эрбия. Отметим, что последние центры, являясь электрически активными, могут влиять на процессы девозбуждения эрбия, например, по механизму Оже. Высокотемпературный термический отжиг в целом снижает концентрацию радиационных дефектов, но не устраняет их окончательно.

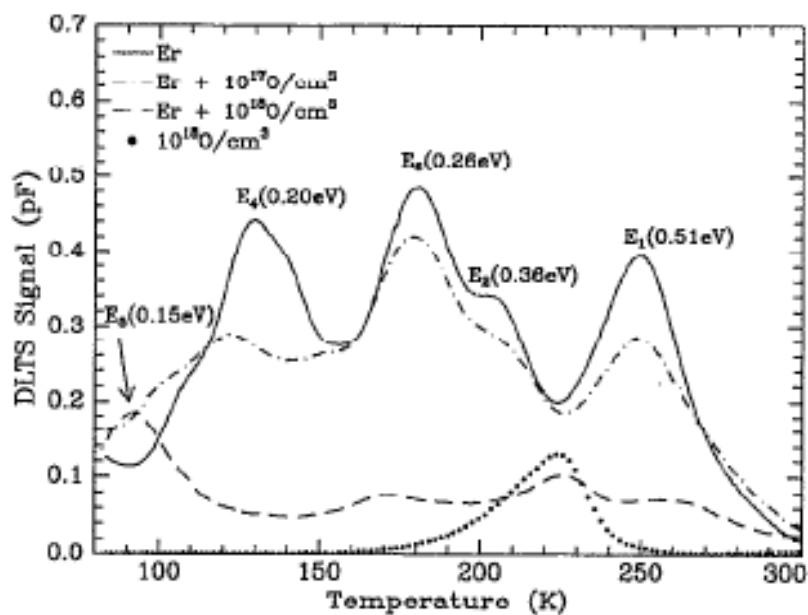


Рис. 1.2.4. Электрически активные примеси в слоях кремния, имплантированных эрбием и кислородом [49]. Измерения проведены методом нестационарной спектроскопии глубоких уровней.

Эпитаксиальные структуры Si:Er/Si, в том числе исследованные в настоящей диссертации, являются в этом смысле выигрышными, поскольку концентрации ростовых дефектов невелики. При формировании эпитаксиальных структур Si:Er/Si нет жесткой необходимости в высокотемпературном послеростовом отжиге, что позволяет широко варьировать температуры роста и отжига и получать слои Si:Er с селективно сформированными оптически активными центрами эрбия, обладающими уникальными свойствами [50]. В СМЛЭ структурах Si:Er/Si электрически активные примесные центры впервые исследовались в работе [22], и далее в [51]. Было показано наличие в запрещенной зоне кремния ряда энергетических уровней с энергиями ионизации в пределах 150-300 мэВ, что сходно с картиной, наблюдаемой для имплантационных структур Si:Er/Si. В то же время, обнаруженные глубокие примесные центры полностью исчезали после высокотемпературного (900 °С) отжига, и при этом не наблюдалось значительных изменений в интенсивности люминесценции эрбия. По этой причине был сделан вывод, что столь глубокие уровни не участвуют в процессе возбуждения эрбиевой ФЛ. Таким образом, остается неясным, как именно реализуются возбуждение и “back-transfer” релаксация эрбия в СМЛЭ Si:Er структурах, определяется ли процесс “back-transfer” релаксации непосредственно структурой эрбиевых центров (в том числе, связанными с эрбием электрически активными состояниями) или попутно вносимыми в процессе эпитаксиального роста сторонними дефектами, и какой вклад вносят процессы

безызлучательной релаксации (по отношению к процессам возбуждения) в температурное гашение люминесценции эрбия.

Альтернативным механизмом возбуждения ионов Er^{3+} в кремниевых структурах является ударное возбуждение горячими носителями заряда, реализованное в [37, 52]. В этом случае электрон набирает в электрическом поле обратно-смещенного p/n-перехода энергию, превышающую энергию перехода ${}^4I_{15/2}$ - ${}^4I_{13/2}$ в ионе Er^{3+} , и ударным образом возбуждает эрбиевый центр. Характерное значение сечения ударного возбуждения эрбия составляет $\sigma_{\text{imp}} \sim 6 \times 10^{-17} \text{ см}^2$ [40, 41], и в целом эффективность ударного возбуждения существенно ниже, чем эффективность рекомбинационного возбуждения при низких температурах. Преимущества ударного механизма возбуждения эрбия проявляются в характере температурного гашения эрбиевой люминесценции, который радикально отличается от наблюдаемого при рекомбинационном возбуждении.

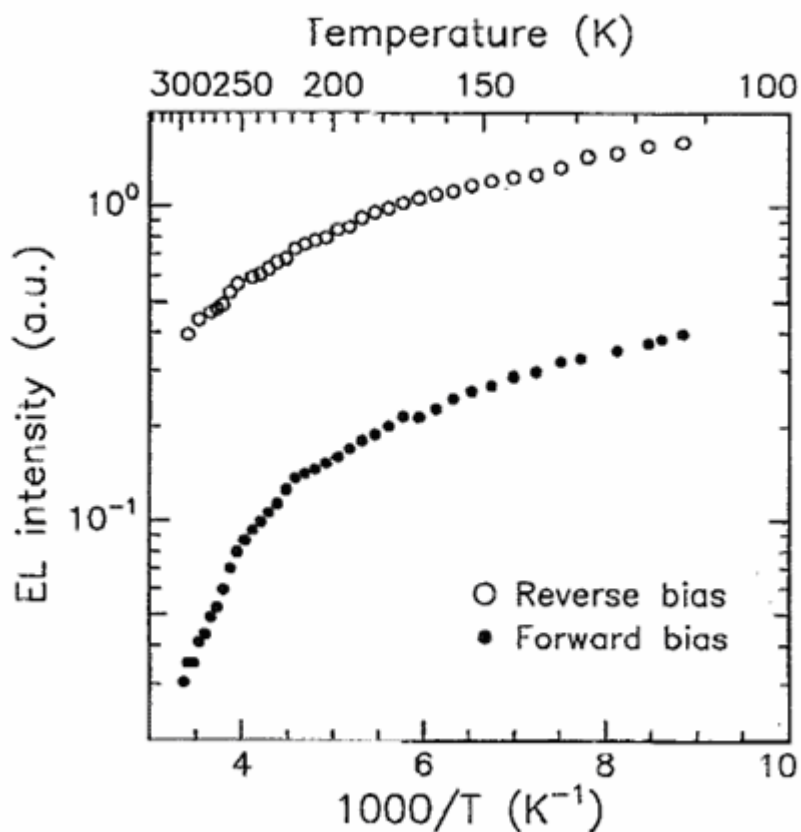


Рис. 1.2.5. Сравнение температурного гашения при рекомбинационном и ударном возбуждении ионов Er^{3+} в диодной структуре n-Si:Er/p-Si [37].

Полученные в [37] температурные зависимости интенсивности эрбиевой люминесценции при рекомбинационном и ударном возбуждении представлены на рис. 1.2.5. Во-первых, реализация ударного возбуждения эрбия позволила значительно (более чем на порядок величины) снизить температурное гашение люминесценции

и наблюдать интенсивную люминесценцию эрбия при комнатной температуре. Это исключительно важно с точки зрения возможных практических применений. Во-вторых, авторы [37] наблюдали в несколько раз большую интенсивность электролюминесценции при ударном возбуждении, чем при рекомбинационном при одном и том же значении тока накачки. Это свидетельствует либо об увеличении эффективности люминесценции излучающих центров эрбия при ударном возбуждении по сравнению с рекомбинационным (например, за счет подавления оже-девозбуждения в обедненной области обратно-смещенного диода), либо о вовлечении в процесс люминесценции значительно большего числа центров эрбия. Предположение о большем числе возбуждаемых эрбиевых центров при ударном возбуждении по сравнению с рекомбинационным было рассмотрено в [53]. Было предложено следующее объяснение наблюдаемого различия в интенсивностях люминесценции при прямом и обратном смещении p/n-перехода. В рамках описанной выше модели рекомбинационного возбуждения эрбия для передачи энергии рекомбинации электронно-дырочной пары эрбиевому центру требуется некоторое промежуточное состояние, связанный с эрбием примесный центр. При встраивании в кремний не все атомы эрбия образуют соответствующий примесный комплекс. Таким образом, часть эрбия не может быть возбуждена рекомбинационным путем, но при этом может быть возбуждена ударным образом. В соответствии этим предположением, основной вклад в люминесценцию эрбия при рекомбинационном и ударном возбуждении вносят различные по своей структуре центры эрбия. В доказательство высказанной гипотезы, авторы [53] отмечают, что структура спектра люминесценции различна для различных полярностей включения диода (рис. 1.2.6).

В дальнейшем значительное число работ было посвящено исследованию особенностей реализации ударного возбуждения эрбия в обратно-смещенных диодных структурах Si:Er/Si. В [54] было проведено сравнение эффективности ударного возбуждения ионов Er^{3+} носителями разных знаков, и показано, что сечение ударного возбуждения эрбия горячими электронами значительно превышает сечение возбуждения дырками. В [55] были рассмотрены возможности увеличения эффективности возбуждения эрбия при инъекции горячих носителей через тонкий слой SiO_x . В [56] были рассмотрены эффекты температурного гашения и возгорания ЭЛ эрбия при ударном возбуждении, объясняемые авторами изменением в характере пробоя p/n-перехода по мере ионизации глубоких примесно-дефектных состояний. Сильная зависимость эффективности возбуждения излучающих центров эрбия от механизма пробоя p/n-перехода была продемонстрирована и объяснена в [57]. В диссертации Д.Ю. Ремизова [58] приводятся

более подробные исследования данного вопроса, а также предложен дизайн светодиодной структуры, позволяющий значительно увеличить интенсивность ЭЛ эрбия при комнатной температуре.

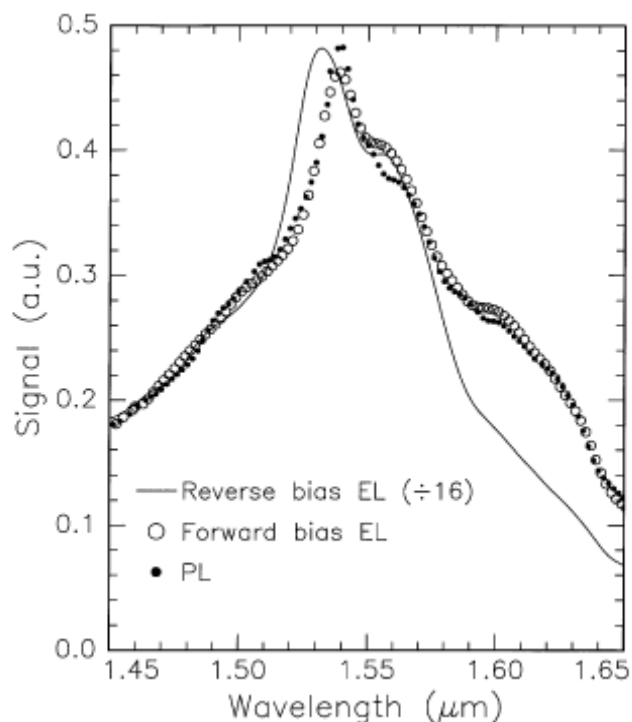


Рис. 1.2.6. Спектры фотолюминесценции (PL), инжекционной электролюминесценции (F.b. EL) и электролюминесценции при ударном возбуждении (R.b. EL) [53].

Отметим, что во всех работах, посвященных ударному возбуждению эрбия в кремнии, интенсивная люминесценция при комнатной температуре наблюдалась для излучающих центров преципитатного типа. В то же время, вопрос о возможности наблюдения эрбиевой люминесценции при ударном возбуждении центров с линейчатым спектром при температурах, близких к комнатной, остается открытым. В частности, в [59] вообще высказывались сомнения в эффективности ударного возбуждения центров с линейчатым спектром излучения, по сравнению с центрами преципитатного типа.

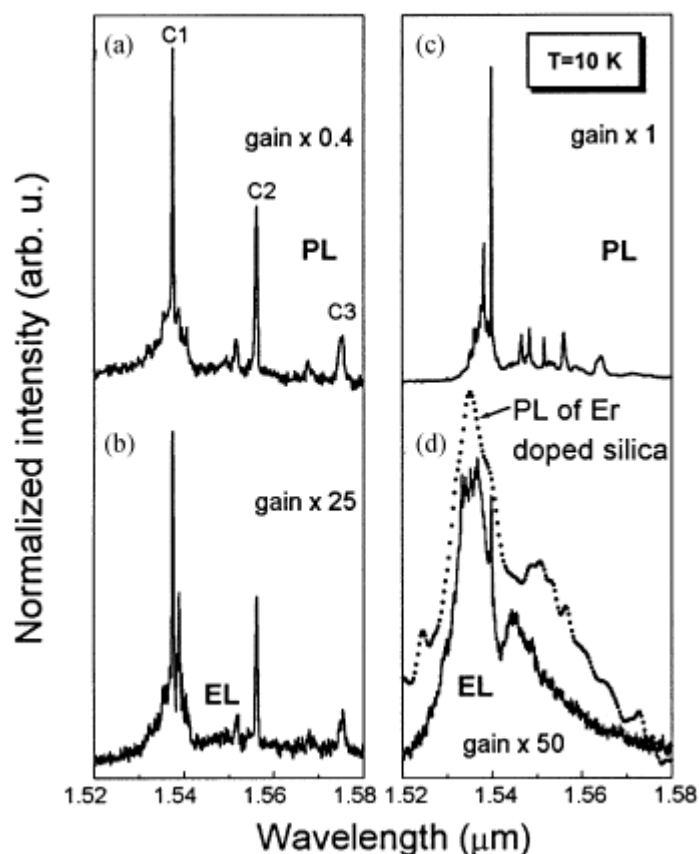


Рис. 1.2.7. ФЛ (a) и инжекционная ЭЛ (b) для имплантированного эрбием Si диода; ФЛ (c) и ЭЛ при ударном возбуждении эрбия (d) для эпитаксиального Si:Er диода [59].

На рис. 1.2.7 приведены спектры ФЛ и ЭЛ эрбия в Si:Er/Si диодах. При рекомбинационном возбуждении наблюдается интенсивная люминесценция центров эрбия с линейчатым спектром (рис. 1.2.7, c). В то же время, при ударном возбуждении в спектре люминесценции преобладают центры преципитатного типа (рис. 1.2.7, d). Соотношение интенсивностей данных центров очень сильно меняется при смене механизма возбуждения эрбия. Согласно выводам [59], это указывает на значительные различия в эффективностях рекомбинационного и ударного возбуждения для наблюдаемых типов центров. Отметим, что для СМЛЭ Si:Er/Si структур особенности ударного возбуждения центров эрбия с линейчатым спектром ранее не исследовались. Проведение такого исследования составляет одну из задач настоящей работы.

Наконец, рассмотрим кратко особенности прямого оптического возбуждения ионов эрбия в кремниевых структурах. Прежде всего отметим, что прямое оптическое возбуждение эрбия в высшие состояния ($^4I_{11/2}$ и далее) затруднено, поскольку в кремнии (в отличие от более широкозонных матриц, например ZnTe и GaN) переходы из основного состояния иона Er^{3+} ($^4I_{15/2}$) в какие либо состояния выше первого возбужденного ($^4I_{13/2}$) превышают по энергии ширину запрещенной зоны. Оптическое возбуждение $^4I_{15/2} \rightarrow ^4I_{13/2}$,

непосредственно на длине волны основного излучательного перехода, описанное в [60], является более интересным с исследовательской точки зрения, чем с точки зрения возможной практической реализации. В этом случае процесс возбуждения эрбия отвязан от электронной подсистемы кремния и не зависит от температуры образца. В работе [60] было показано, что в условиях непосредственного оптического возбуждения центров эрбия преципитатного типа температурное гашение подавлено по сравнению со случаем рекомбинационного возбуждения. В то же время, было показано, что центры эрбия, излучающие при комнатной температуре, связаны с электронной подсистемой кремния, поскольку подвержены оже-девозбуждению избыточными носителями заряда в условиях дополнительной межзонной оптической накачки.

Представленные экспериментальные факты дают основания считать, что реализация процессов возбуждения и безызлучательной релаксации эрбия в СМЛЭ Si:Er структурах существенно отличается от представлений, принятых для имплантационных структур Si:Er/Si. Исследованию особенностей возбуждения и безызлучательной релаксации эрбия в СМЛЭ структурах Si:Er/Si, особенностей температурного гашения эрбиевой люминесценции при различных механизмах возбуждения и посвящена предлагаемая работа. Следует отметить, что в настоящее время акценты в развитии кремниевой фотоники сместились от исследований объемных материалов к исследованию микроструктурированных объектов и исследованию возможности управления эффективностью излучательной релаксации редкоземельной примеси. В то же время, детальное понимание физики процессов взаимодействия Er-содержащих излучающих центров с электронной и фононной подсистемами полупроводниковой матрицы по-прежнему актуально и, с нашей точки зрения, предопределяет успехи в практической реализации преимуществ активной среды Si:Er.

ГЛАВА 2. Электролюминесценция ионов Er^{3+}

в составе различных излучающих центров

В [23, 61] было показано, что при эпитаксии слоев Si:Er/Si тип формируемых излучающих центров эрбия определяется, прежде всего, температурой роста активного слоя и условиями послеростового отжига. Точный подбор этих параметров позволяет селективно формировать конкретные типы излучающих центров эрбия. Этот подход был использован в данной работе, что позволило исследовать особенности безызлучательной релаксации ионов Er^{3+} в составе излучающих центров, различных по микроскопической структуре.

В данной части работы приведены описания методик измерений и результаты исследований электролюминесцентных свойств эрбиевых центров с линейчатой структурой спектра люминесценции (Er-O1, Er-1) в диодных структурах Si:Er/Si в режимах прямого и обратного смещения p/n-перехода. Особое внимание уделено исследованию электролюминесцентных свойств центра Er-1 в диодных структурах Si:Er/Si. В первом параграфе предлагаемой главы описана методика люминесцентных измерений. Второй параграф содержит результаты исследований инжекционной электролюминесценции диодных структур Si:Er/Si, различающихся условиями роста и послеростового отжига. В третьем параграфе более детально исследована электролюминесценция центра Er-1 при инжекционной накачке, а в четвертом – в режиме ударного возбуждения горячими носителями заряда.

2.1 Аппаратура и методики измерения спектров и кинетики люминесценции ионов Er^{3+} в диодных структурах Si:Er/Si

Измерения спектров фото- (ФЛ) и электролюминесценции (ЭЛ) слоев Si:Er и диодных структур n-Si:Er/p⁺-Si производились как с целью диагностики состава излучающих центров в выращенных образцах, так и для количественной оценки эффективности возбуждения и интенсивности люминесценции ионов эрбия при различных режимах накачки.

Идентификация различных оптически активных центров, связанных с ионами Er^{3+} , требует регистрации спектров люминесценции с достаточно высоким (не хуже 1 см^{-1}) спектральным разрешением. В данной работе для диагностики состава излучающих центров использовался фурье-спектрометр BOMEM DA3.36. Спектральное разрешение в наших экспериментах составляло до 0.05 см^{-1} . Измерения проводились в режиме

непрерывной накачки. Возбуждение ФЛ осуществлялось излучением непрерывного Nd:YVO₄ лазера с удвоением частоты ($\lambda_{\text{ex}}=532$ нм), возбуждение ЭЛ – прямым или обратным током через диодную структуру с помощью источника тока Keithley 2400. Для детектирования сигнала люминесценции применялся германиевый p-i-n фотодиод (Edinburgh Instruments EI-A), охлаждаемый жидким азотом. Для измерений при криогенных температурах образец размещался в гелиевом криостате замкнутого цикла (Advanced Research Systems DE-202N, $T=8-300$ К), либо в жидком азоте ($T=77$ К). Нормировка на спектральную функцию регистрирующей системы не проводилась, поскольку излучение эрбия сосредоточено в узком спектральном интервале вблизи $\lambda \sim 1.54$ мкм. Идентификация излучающих центров выполнялась путем сопоставления измеренного положения спектральных линий с известными табличными данными (например, [7]).

Оценка эффективности возбуждения ЭЛ производилась в рамках двухуровневой модели излучающего центра [31] по зависимости интенсивности люминесценции от плотности тока накачки. Поскольку в условиях интенсивной накачки тепловая мощность, выделяемая в образце, может быть значительной, измерения эффективности возбуждения ЭЛ проводились в импульсном режиме. Схема измерений приведена на рис. 2.1.1.

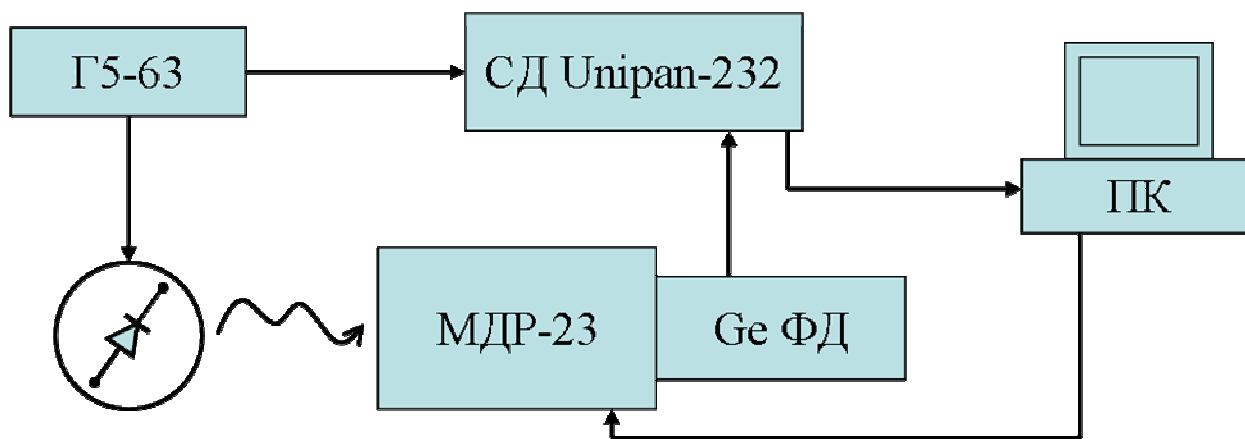


Рис. 2.1.1. Схема измерений ЭЛ в импульсном режиме.

Накачка образца осуществлялась импульсами тока, формируемыми генератором прямоугольных импульсов Г5-63. Для спектрального анализа сигнала люминесценции использовался решеточный монохроматор МДР-23, обеспечивающий разрешение $\Delta\lambda=2-3$ нм ($\Delta\nu=10-15$ см⁻¹). Основной целью измерений на этом стенде было измерение зависимости интенсивности люминесценции эрбия и межзонной люминесценции кремния

от тока накачки, и высокое спектральное разрешение не требовалось. Сигнал люминесценции детектировался германиевым фотоприемником (ФД). Период повторения импульсов накачки составлял 25 мс. Длительность импульсов составляла 4 мс, что много больше времен нарастания и спада ЭЛ в структурах на основе Si:Er, а также времени отклика фотоприемника. Таким образом, даже с использованием импульсной накачки в эксперименте измерялось стационарное значение интенсивности люминесценции, соответствующее заданному току накачки. Использовалась методика синхронного детектирования сигнала(с помощью синхронного вольтметра Unipan-232В, СД). Это позволило значительно улучшить отношение сигнал/шум в регистрируемых спектрах ЭЛ.

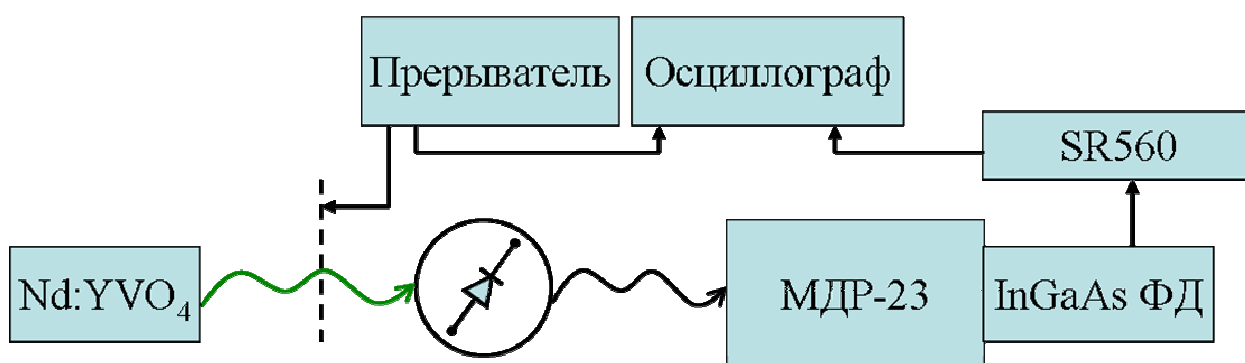


Рис. 2.1.2. Схема измерения кинетики люминесценции.

Измерения кинетики люминесценции проводились как при оптической, так и при токовой накачке. Схема измерений кинетики ФЛ приведена на рис.2.1.2. В случае фотолюминесценции для накачки образца использовались, в зависимости от временных масштабов исследуемых процессов, непрерывный лазер на основе Nd:YVO₄ с удвоением частоты ($\lambda=532$ нм) с механическим прерывателем (в этом случае характерное временное разрешение составляло ~ 50 мкс), либо импульсный Nd:YAG лазер ($\lambda=532$ нм, длительность импульса ~ 10 нс). При измерениях кинетики электролюминесценции для формирования импульсов тока накачки использовались генератор сигналов произвольной формы Tabor Electronics WW2571 и усилитель мощности У7. Время нарастания и спада тока составляло ~ 5 мкс. В качестве приемника излучения применялись либо InGaAs p-i-n фотодиод, охлаждаемый жидким азотом (спектральный диапазон 800-1580 нм, время отклика 50 мкс), либо фотоумножитель Hamamatsu R73 (спектральный диапазон 950-1700 нм, время отклика до 3 нс). Для усиления сигнала с фотоприемника использовался маломушящий усилитель напряжения SR560. Выходной сигнал записывался цифровым осциллографом. Для выделения требуемого спектрального диапазона при исследовании кинетики люминесценции использовался решеточный монохроматор МДР-23 или

Астон 2300i. В ряде экспериментов в силу малой светосилы монохроматора и невысокой интенсивности люминесценции не удавалось обеспечить достаточное для регистрации кинетики люминесценции отношение сигнал/шум. В этом случае, для выделения полосы люминесценции эрбия в качестве спектрального элемента вместо монохроматора применялся интерференционный фильтр с центром полосы пропускания 1532 нм и полушириной 20 нм.

2.2 Формирование Er-содержащих излучающих центров с линейчатой структурой спектра люминесценции

Как уже отмечалось, излучающие центры иона Er^{3+} с линейчатой структурой спектров люминесценции привлекательны с точки зрения возможной реализации оптического усиления в структурах на основе c-Si:Er. Известно, что подобные центры формируются в эпитаксиальных слоях Si:Er при пониженной ($T_{\text{gr}} \sim 400\text{-}450^\circ\text{C}$) температуре роста слоя Si:Er [61] и характеризуются достаточно интенсивными и узкими линиями люминесценции с характерной шириной $\Delta\nu \sim 1 \text{ см}^{-1}$ (при температуре $T \sim 77 \text{ K}$). Наличие узких спектральных линий предполагает значительный выигрыш в сечениях перехода по сравнению с излучающими центрами преципитатного типа, характерная ширина спектра излучения которых составляет $\Delta\nu \sim 30\text{-}50 \text{ см}^{-1}$.

Исследуемые образцы выращивались методом СМЛЭ [20] из поликристаллических источников Si:(Er, O). Структура сформированных Si:Er/Si диодов схематично представлена на рис. 2.2.1. Эпитаксиальный рост производился на подложках Cz-Si (100), легированных бором до концентрации $[\text{B}] \sim 3 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Относительно слабо легированные подложки были выбраны с целью снизить поглощение излучения эрбия свободными носителями заряда в подложке. Поскольку в получаемых диодных структурах излучение эрбия не локализовано в активном слое и свободно проникает в подложку, использование сильнолегированных подложек будет приводить к сильному поглощению излучения.

Для обеспечения равномерного растекания тока накачки по площади образца, что важно при исследовании диодных образцов, на подложку осаждался достаточно тонкий (200 нм) контактный p^+ -слой ($[\text{B}] > 5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$). После осаждения слоя p^+ -Si при температуре подложки в пределах $T_{\text{gr}} = 400\text{-}520^\circ\text{C}$ осаждался активный слой Si:Er толщиной $\sim 0.8\text{-}1 \text{ мкм}$. Структура закрывалась контактным n^+ слоем толщиной $\sim 200 \text{ нм}$, легированным фосфором до концентрации $[\text{P}] \sim 2 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Таким образом, формировалась диодная $p^+/n/n^+$ структура. Затем методами фотолитографии и влажного химического

травления формировались меза-структуры, на которые со стороны слоя Si:Er осаждался сеточный контакт. Более 80% площади мезы оставалось свободной для выхода излучения. В отдельных случаях выращенная структура раскалывалась на отдельные чипы размером $2 \times 2 \text{ мм}^2$ и со стороны слоя Si:Er осаждались контактные площадки Ti/Au диаметром 200-500 мкм. Электрический контакт со стороны подложки во всех случаях формировался осаждением сплошной пленки алюминия.

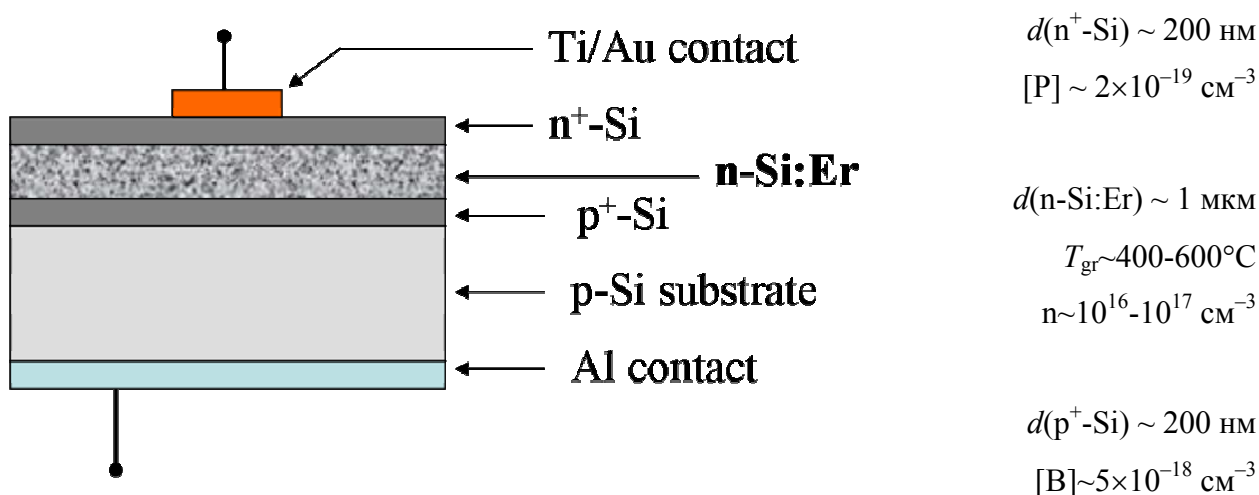


Рис. 2.2.1. Схема исследуемых диодных структур Si:Er/Si. Справа приведены параметры слоев, формирующих диодную структуру.

Предшествующие исследования фотолюминесценции однородно легированных слоев Si:Er/Si показали, что при низкой температуре эпитаксии ($T_{gr} \sim 400-430^\circ\text{C}$) наблюдается формирование эрбиевых центров с линейчатым спектром люминесценции, в то время как при более высоких ($T_{gr} > 450-500^\circ\text{C}$) температурах преимущественно формируются центры преципитатного типа [61]. На рис. 2.2.2 приведены спектры ЭЛ изготовленных диодных структур Si:Er/Si, выращенных при различной температуре. Измерения проводились при прямом смещении p/n-перехода.

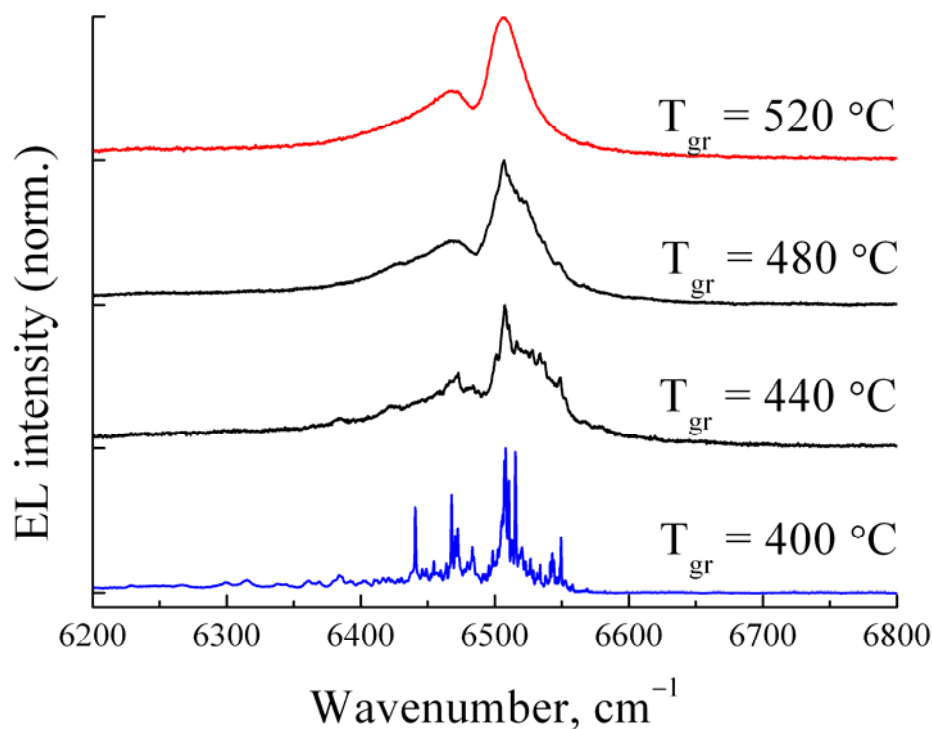


Рис. 2.2.2. Спектры ЭЛ диодных структур Si:Er/Si, полученных при различных температурах эпитаксии слоя Si:Er. Температура измерений 77 К, плотность тока накачки 1 А/см², спектральное разрешение 2 см⁻¹. Спектры нормированы на единицу и разнесены по вертикали для наглядности.

Для низкотемпературных образцов, выращенных при $T_{gr}=400\text{ }^{\circ}\text{C}$, преобладающим типом оптически активных центров являются центры типа Er-O1. Для этих образцов концентрации эрбия и кислорода в активном слое составили, по данным ВИМС, величины $[\text{Er}]=3\times 10^{17}\text{ см}^{-3}$ и $[\text{O}]=2\times 10^{18}\text{ см}^{-3}$ соответственно. При этом концентрация электрически активных центров в Si:Er слое составила, по данным C-V профилирования, $N_D\sim(2\div 3)\times 10^{17}\text{ см}^{-3}$. При высокой температуре эпитаксии ($T_{gr}=520\text{ }^{\circ}\text{C}$) в слое Si:Er формируются излучающие центры с SiO₂-подобной структурой и широкой линией излучения ($\sim 50\text{ см}^{-1}$). Для высокотемпературных образцов концентрации эрбия и кислорода в активном слое составили $[\text{Er}]=8\times 10^{17}\text{ см}^{-3}$, $[\text{O}]=6\times 10^{17}\text{ см}^{-3}$, концентрация электрически активных центров $N_D\sim(1\div 2)\times 10^{16}\text{ см}^{-3}$. При промежуточных температурах эпитаксии формируются как те, так и другие центры, что подтверждается приведенными спектрами ЭЛ диодных структур.

Ранее было показано [23], что центры преципитатного типа, формируемые в высокотемпературных ($T_{gr}\sim 500\div 600\text{ }^{\circ}\text{C}$) образцах, слабо чувствительны к послеростовому отжигу. Структура спектров люминесценции подобных образцов

практически не меняется при отжиге. В то же время, отжиг оказывает существенное влияние на оптические свойства низкотемпературных ($T_{gr} \sim 400-450$ °C) структур Si:Er/Si. На рис. 2.2.3 приведены спектры инжекционной электролюминесценции диодных структур Si:Er/Si, выращенных при $T_{gr}=400$ °C, до и после отжига. Образцы отжигались в течение 30 минут в атмосфере азота, температура отжига варьировалась в пределах $T_{ann} \sim 700-900$ °C.

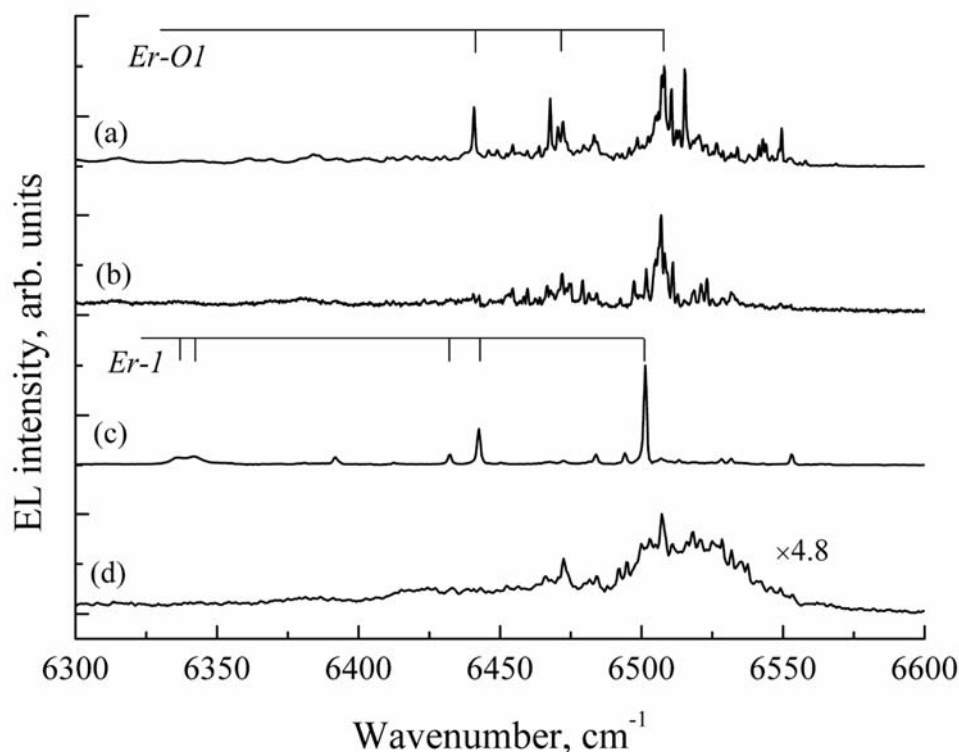


Рис. 2.2.3. Влияние послеростового отжига структур Si:Er/Si на состав излучающих центров эрбия. Приведены спектры ЭЛ диодной структуры до отжига (a), и после отжига в течение 30 минут при температурах $T_{ann}=700$ °C (b), $T_{ann}=800$ °C (c), $T_{ann}=900$ °C (d). Спектры ЭЛ измерены в режиме прямого смещения p/n-перехода.

В спектре люминесценции неотожженной структуры (рис. 2.2.3, a) преобладают излучающие центры типа Er-O1, описанные в [7]. После отжига при температуре 800 °C происходит трансформация излучающих центров в центры Er-1 (рис. 2.2.3, c), при этом люминесценция центров Er-O1 практически полностью подавляется. Следует отметить, что подобная трансформация излучающих центров имеет место только в достаточно узком интервале температур отжига. В случае отжига при температуре 700 °C (рис. 2.2.3, b) преобладающим излучающим центром остается Er-O1, при отжиге 900 °C (рис. 2.2.3, d) в спектре отожженных структур наблюдается множество линий,

принадлежащих различным ОАЦ. В то же время, спектральные линии, соответствующие центру Er-1, не наблюдаются в спектрах люминесценции структур, отожженных при 900 °С или 700 °С.

Отметим, что результаты проведенного исследования влияния температур роста и послеростового отжига диодных СМЛЭ структур Si:Er/Si на спектры ЭЛ этих структур качественно соответствуют сформированным ранее представлениям о формировании излучающих центров в СМЛЭ слоях Si:Er, полученным при исследовании спектров ФЛ однородно легированных слоев Si:Er [61]. Для нас представленные в данном параграфе результаты важны, во-первых, с точки зрения идентификации излучающих центров, во-вторых, для уточнения режимов роста, поскольку диодные структуры Si:Er/Si выращивались в новой ростовой установке.

2.3 Электролюминесцентные свойства центра Er-1 при инжекционной накачке

Среди излучающих центров, рассмотренных в предыдущем разделе, особый интерес представляют центры типа Er-1. В то время как малые ширины спектральных линий характерны, по-видимому, для многих (если не всех) эрбиевых центров, получаемых в процессе СМЛЭ при низкой температуре роста, в случае центра Er-1 можно за счет точного подбора условий роста и отжига селективно формировать в образце только один тип излучающих центров (см. рис. 2.2.3). Это исключительно удобно с исследовательской точки зрения, однако в первую очередь привлекает внимание как средство эффективного обуздания спектра люминесценции, позволяющее за счет большей спектральной плотности излучения оптимизировать структуры Si:Er/Si для получения оптического усиления.

На рис. 2.3.1 представлен детальный спектр ЭЛ образца, выращенного при $T_{gr}=400$ °С и отожженного при $T_{ann}=800$ °С (соответствующий спектру “с” на рис 2.2.3). Спектр снят с разрешением 1 см^{-1} и представляет собой серию узких спектральных линий (обозначенных L_i), соответствующих излучающему центру Er-1. В отличие от исследований ФЛ, проведенных при $T=4.2\text{ К}$, при исследовании ЭЛ Si:Er/Si диодов минимальная температура измерений ограничивалась вымораживанием примеси в подложке и составляла $T=30\text{ К}$ ($kT=2.6\text{ мэВ}$). В этих условиях становятся заселенными Штарк-отщепленные подуровни первого возбужденного состояния $^4I_{13/2}$ иона Er^{3+} , и, как результат излучательных переходов с этих возбужденных состояний в основное состояние $^4I_{15/2}$, возникает ряд дополнительных линий (так называемая “горячая люминесценция” [7], обозначены L_i^H). Эти линии также принадлежат центру Er-1 и смещены относительно

соответствующих основных линий центра на одну и ту же величину $\Delta\nu \sim 51 \text{ см}^{-1}$ ($\Delta E \sim 6.3 \text{ мэВ}$).

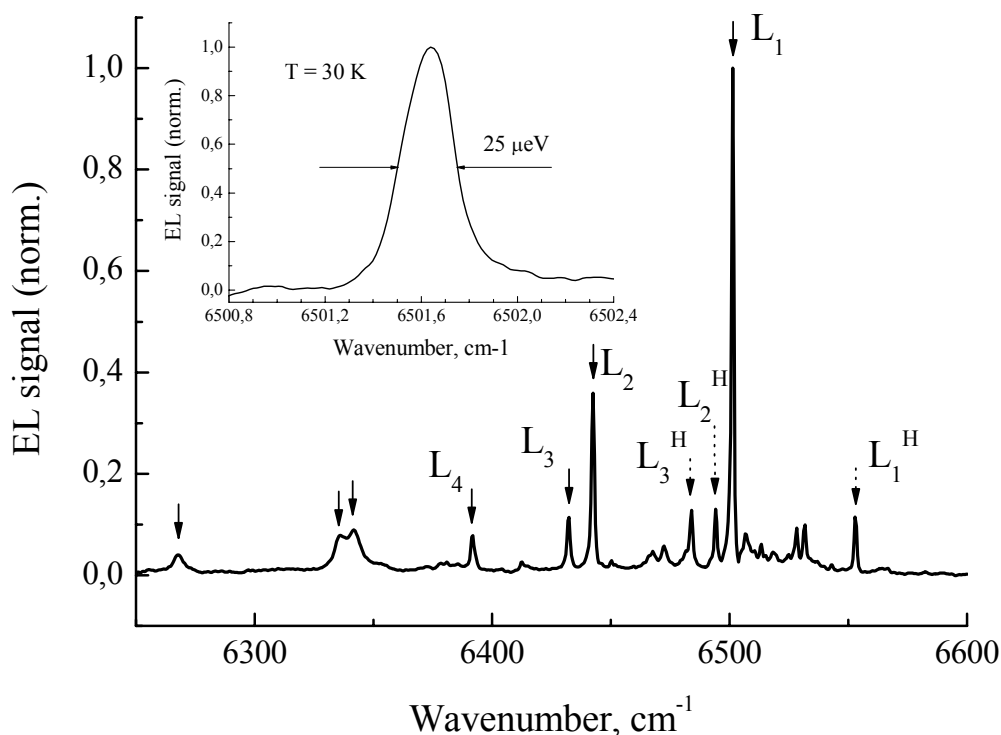


Рис. 2.3.1. Спектр ЭЛ исследуемой диодной структуры Si:Er/Si. Стрелками отмечены линии, принадлежащие центру Er-1. Кроме основных линий (L_i), видны линии “горячей” люминесценции (L_i^H). На вставке: основная линия (L_1), зарегистрированная с разрешением 0.05 см^{-1} .

На вставке на рис. 2.3.1 представлена основная линия ОАЦ Er-1, прописанная с разрешением 0.05 см^{-1} . Спектральная ширина этой линии составила $\Delta\nu = 0.2 \text{ см}^{-1}$ (25 мкэВ) при температуре $T = 30 \text{ К}$. Насколько нам известно, это наименьшая из известных по публикациям ширина линии ЭЛ для Si:Er структур.

На рис. 2.3.2 приведена основная линия люминесценции исследуемого образца и аппроксимация пика люминесценции кривой Лоренца. Хорошее совпадение эксперимента и модельной кривой позволяет сделать вывод, что линии люминесценции центра Er-1 являются однородно уширенными. Отметим, что форма линии хорошо описывается функцией Лоренца вплоть до температуры $T = 4.2 \text{ К}$, и, таким образом, неоднородное уширение линии люминесценции в наших экспериментах не наблюдается вплоть до гелиевых температур.

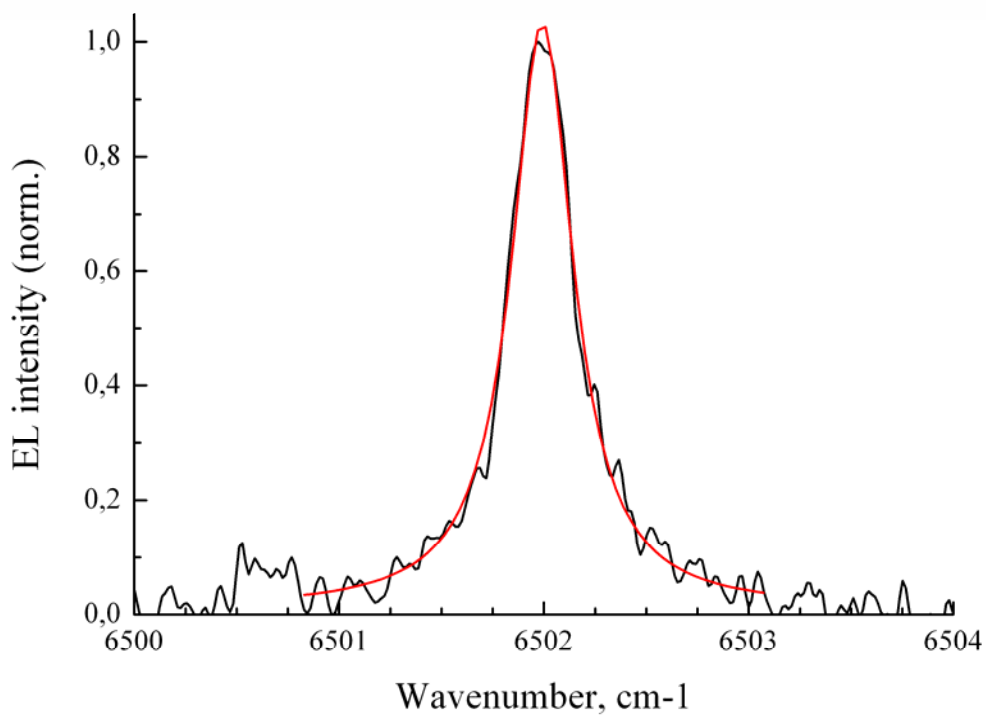


Рис. 2.3.2. Спектральная форма основной линии люминесценции центра Er-1 и аппроксимация кривой Лоренца.

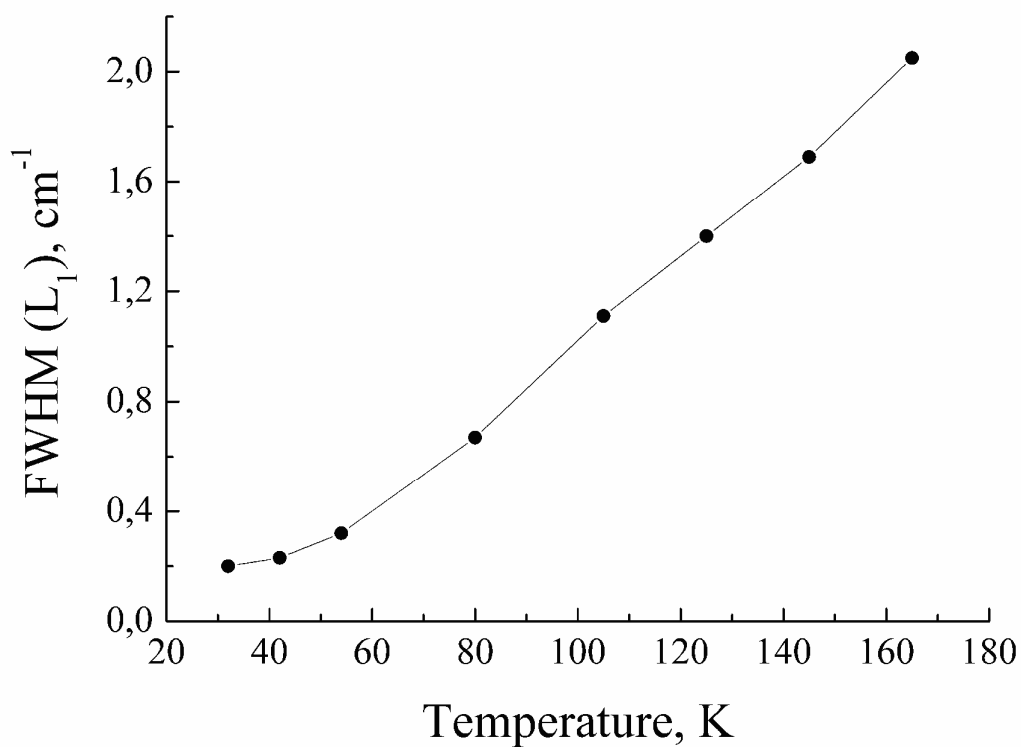


Рис. 2.3.3. Температурное уширение основной линии ЭЛ центра Er-1.

Также было исследовано температурное уширение линий ЭЛ ОАЦ Eг-1. Зависимость ширины линии от температуры, полученная для основной линии L_1 , представлена на рис. 2.3.3. При повышении температуры ширина линии возрастает до $\Delta\nu \sim 0.7 \text{ см}^{-1}$ при $T=80 \text{ К}$ и $\Delta\nu \sim 2.2 \text{ см}^{-1}$ при $T=160 \text{ К}$. Характер уширения линии также свидетельствует в пользу того, что наблюдаемая спектральная ширина линий излучения эрбия обусловлена однородным уширением. Отметим, что с точки зрения возможности получения стимулированного излучения на внутриатомных переходах эрбия, температурное уширение линии является серьезным фактором, ограничивающим продвижение в область высоких температур.

Для практических приложений чрезвычайно важна эффективность возбуждения излучающего центра, определяемая как произведение сечения возбуждения σ на время жизни иона эрбия в возбужденном состоянии τ и характеризующая скорость выхода эрбиевой ЭЛ в режим насыщения при увеличении плотности тока накачки. Эффективность возбуждения $\sigma\tau$ определяют из измерений зависимости интенсивности люминесценции от мощности накачки. На рис. 2.3.4 приведены зависимость интенсивности ЭЛ диодной структуры с излучающими центрами типа Eг-1 от тока накачки и описание этой зависимости в рамках двухуровневой модели излучающего центра.

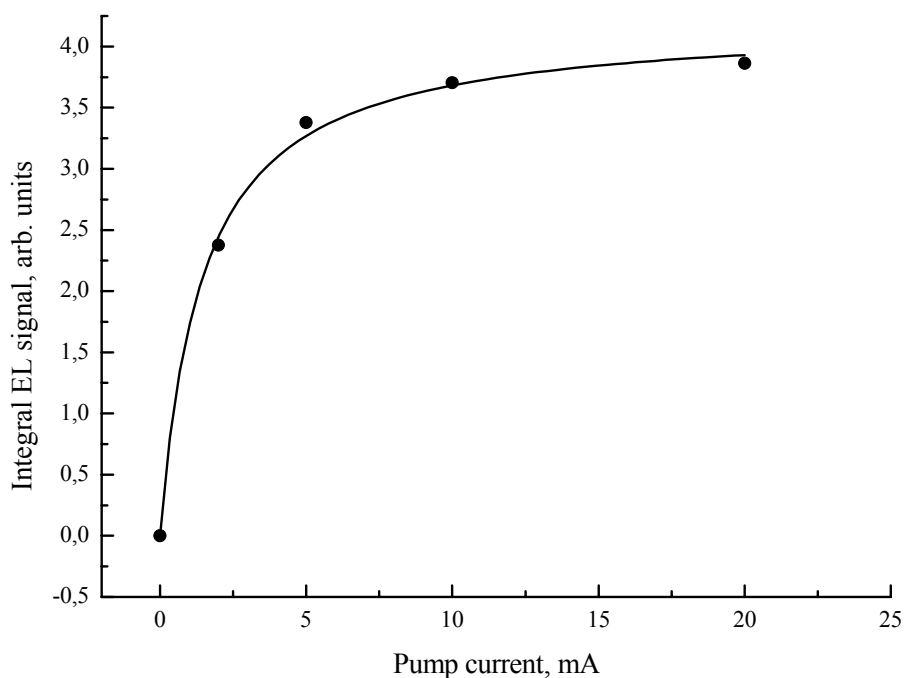


Рис. 2.3.4. Зависимость интегральной интенсивности ЭЛ центра Eг-1 от тока накачки. Температура измерений $T=30 \text{ К}$. Площадь образца $S=4 \text{ мм}^2$.

Видно, что экспериментальная зависимость $I_{EL}(j)$ хорошо описывается модельным выражением, получаемым в приближении двухуровневой модели [31]:

$$I_{EL}(j) \propto \frac{\sigma\tau j/e}{1 + \sigma\tau j/e}.$$

Здесь σ – эффективное сечение возбуждения эрбия, τ – время жизни ионов Er^{3+} в возбужденном состоянии, j – плотность тока накачки, e – элементарный заряд. Величина $(\sigma\tau)$, характеризующая эффективность возбуждения люминесценции, составила $\sigma\tau=4 \times 10^{-18}$ см²·с. Нами были выполнены измерения кинетики спада ЭЛ при выключении тока накачки при температуре $T=30$ К. Из измерений кинетики было определено время жизни ионов эрбия в составе центра Er-1 в возбужденном состоянии $\tau \sim 230$ мкс. С нашей точки зрения, измеренная в данном эксперименте величина τ определяется ожедевозбуждением ионов эрбия, локализованных вне обедненной области p/n-перехода, на свободных носителях заряда. Измеренные величины $(\sigma\tau)$ и τ позволяют определить эффективное сечение возбуждения центра Er-1 в исследуемых Si:Er/Si диодах при инжекционной накачке: $\sigma=1.7 \times 10^{-14}$ см⁻² (при $T=30$ К) Эта величина несколько уступает приведенному в [62] значению $\sigma=5 \times 10^{-14}$ см², полученному при оптической накачке слоев Si:Er/Si, что можно объяснить значительно большей температурой измерений ($T=30$ К в данной работе, $T=8$ К в [62]).

Таким образом, впервые продемонстрирована интенсивная инжекционная электролюминесценция эрбия в составе излучающих центров Er-1 в диодных структурах n-Si:Er/p-Si. Ширина линии люминесценции составила $\Delta\nu=0.2$ см⁻¹ (25 мкэВ) при температуре $T=30$ К, что является рекордно низким значением для диодных структур Si:Er/Si. Сечение возбуждения ионов Er^{3+} в составе центра Er-1 при инжекционной токовой накачке диодной структуры составило $\sigma=1.7 \times 10^{-14}$ см² при $T=30$ К, что является рекордно высоким для диодных структур Si:Er/Si.

2.4 Ударное возбуждение излучающих центров с линейчатой структурой спектра люминесценции

При исследовании ударного возбуждения ионов Er^{3+} в составе центров преципитатного типа было установлено, что эффективность возбуждения существенно зависит от характера пробоя p/n-перехода (лавинный или туннельный). Было показано, что наибольшая интенсивность эрбиевой ЭЛ наблюдались в диодных структурах

со смешанным механизмом пробоя при незначительном преобладании туннельной компоненты тока [57, 58].

Управление механизмом пробоя n-Si:Er/p⁺-Si диодов возможно за счет изменения уровня легирования слоя n-Si:Er. В случае, когда слой n-Si:Er не легируется дополнительно в процессе СМЛЭ роста (помимо эрбия и кислорода), концентрация доноров, формируемых в слое n-Si:Er, не превышает $N_D \sim 10^{16} - 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Такие концентрации недостаточны для реализации смешанного пробоя p/n-перехода, и для подобных структур характерен лавинный пробой p/n-перехода. С целью реализовать смешанный механизм пробоя и, таким образом, приблизить условия возбуждения эрбия к оптимуму, установленному в [57], в данной работе было применено дополнительное легирование слоя n-Si:Er донорными примесями.

Были выращены диодные структуры с преобладанием центров типа Er-O1 и Er-1 (по данным фотолюминесценции) и различным уровнем солегирования слоя n-Si:Er фосфором. Далее будут сопоставлены результаты исследования двух образцов. Образец #1 не легировался дополнительно фосфором, и концентрация нескомпенсированных доноров в слое Si:Er, определяемая по вольт-фарадным измерениям, составила $N_{D1} \sim 2 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Отметим, что указанная величина ($N_{D1} \sim 2 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$) характерна для слоев Si:Er, выращенных методом СМЛЭ при низких температурах ($T_{gr} \sim 400 - 450^\circ\text{C}$) [A4], и обусловлена, по-видимому, формированием кислородосодержащих электрически активных примесно-дефектных комплексов, близких по свойствам к классу двойных термодоноров [63]. В образце #2, легированном дополнительно фосфором, концентрация нескомпенсированных доноров в слое Si:Er составила $N_{D2} \sim 6 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Величина N_{D2} включает концентрацию эрбий-кислородных комплексов, сформированных в процессах роста и послеростового отжига структуры, и концентрацию электрически активного фосфора, дополнительно введенного в слой Si:Er в процессе роста.

На рис. 2.4.1 приведены обратные ветви ВАХ диодных структур #1 и #2, измеренные при $T=77 \text{ K}$ и $T=300 \text{ K}$. Напряжения пробоя U_{br} определялись экстраполяцией линейного участка ВАХ в области пробоя до пересечения с осью напряжений (сплошные линии на рис. 2.4.1).

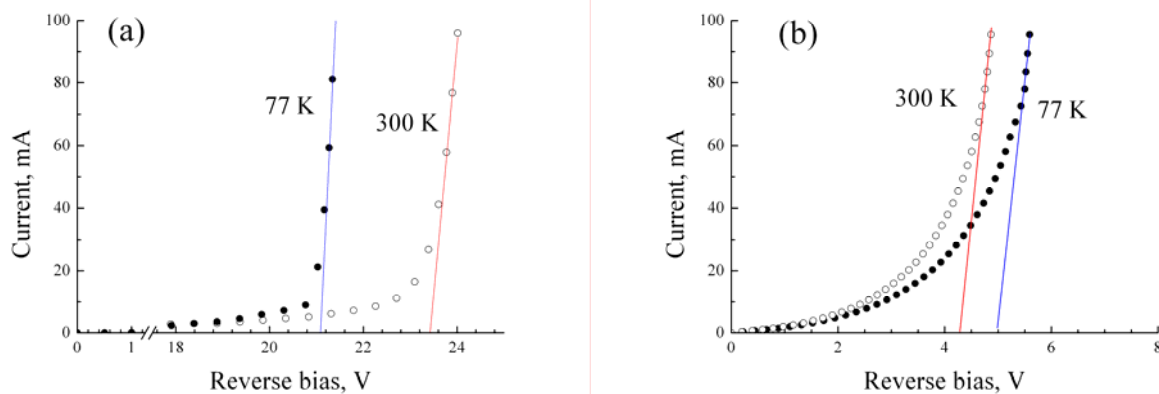


Рис. 2.4.1. Вольт-амперные характеристики нелегированного образца (a) и образца, дополнительно легированного фосфором (b).

Для образца #1 напряжения пробоя составили $U_{br}^{77} = 21$ В и $U_{br}^{300} = 23.5$ В при $T=77$ К и $T=300$ К, соответственно. Большие значения U_{br} , а также соотношение $U_{br}^{300} > U_{br}^{77}$, четко указывают на лавинный механизм пробоя p/n-перехода [64]. Для образца #2 напряжения пробоя оказались заметно ниже и составили $U_{br}^{77}=5$ В и $U_{br}^{300}=4.3$ В, причем $U_{br}^{77} > U_{br}^{300}$, что указывает на преобладание туннельного механизма пробоя p/n-перехода [64]. Таким образом, дополнительное легирование активного слоя Si:Er фосфором позволило, как и ожидалось, изменить механизм пробоя p/n-перехода в нужном направлении.

Спектры ЭЛ образцов #1 и #2, записанные при обратном смещении в режиме пробоя p/n-перехода ($T=77$ К, $j=1$ А/см²), представлены на рис. 2.4.2. В спектре излучения образца #1 наблюдается широкая полоса, обусловленная внутризонными излучательными переходами горячих носителей заряда [65] и характерная для диодных структур с лавинным механизмом пробоя. Для подобного излучения разогретого газа носителей в литературе закрепился термин “горячая люминесценция”. Такое же название использовалось в предшествующем параграфе по отношению к внутриатомным переходам иона Er^{3+} с верхних штарковских уровней состояния $^4I_{13/2}$. Оба термина имеют хождение в научной литературе. В данном параграфе под термином “горячая люминесценция” мы будем понимать излучательную релаксацию горячих носителей заряда.

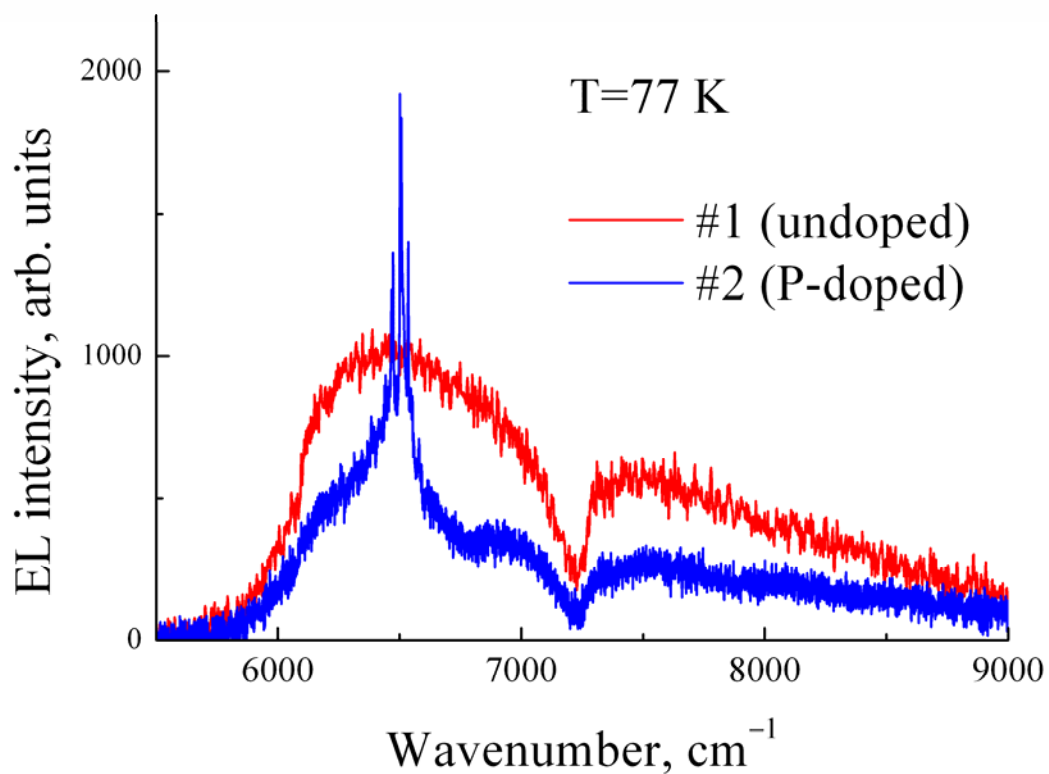


Рис. 2.4.2. Спектры ЭЛ при обратном смещении диодной структуры для нелегированного образца ($N_D \sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$) (#1) и образца, дополнительно легированного фосфором до концентрации $N_D \sim 6 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (#2). Температура $T=77 \text{ K}$, спектральное разрешение 4 см^{-1} , плотность тока накачки $j=1 \text{ A/см}^2$.

Сигнал, соответствующий излучению ионов Er^{3+} , в спектре ЭЛ образца #1 отсутствует. В спектре образца #2 наряду с “горячей” ЭЛ, интенсивность которой заметно ниже, наблюдается серия узких линий в диапазоне $\nu \sim 6400\text{-}6520 \text{ см}^{-1}$, соответствующих излучательным переходам центров типа Er-O1 и Er-1 (спектр ЭЛ с лучшим спектральным разрешением приведен рис. 2.4.3). Сопоставление спектров ЭЛ, приведенных на рис. 2.4.2, с результатами исследований центров преципитатного типа [57] показывает, что влияние механизма пробоя p/n-перехода на электролюминесцентные свойства центров Er-1 и Er-O1 подчиняется закономерностям, характерным для центров преципитатного типа.

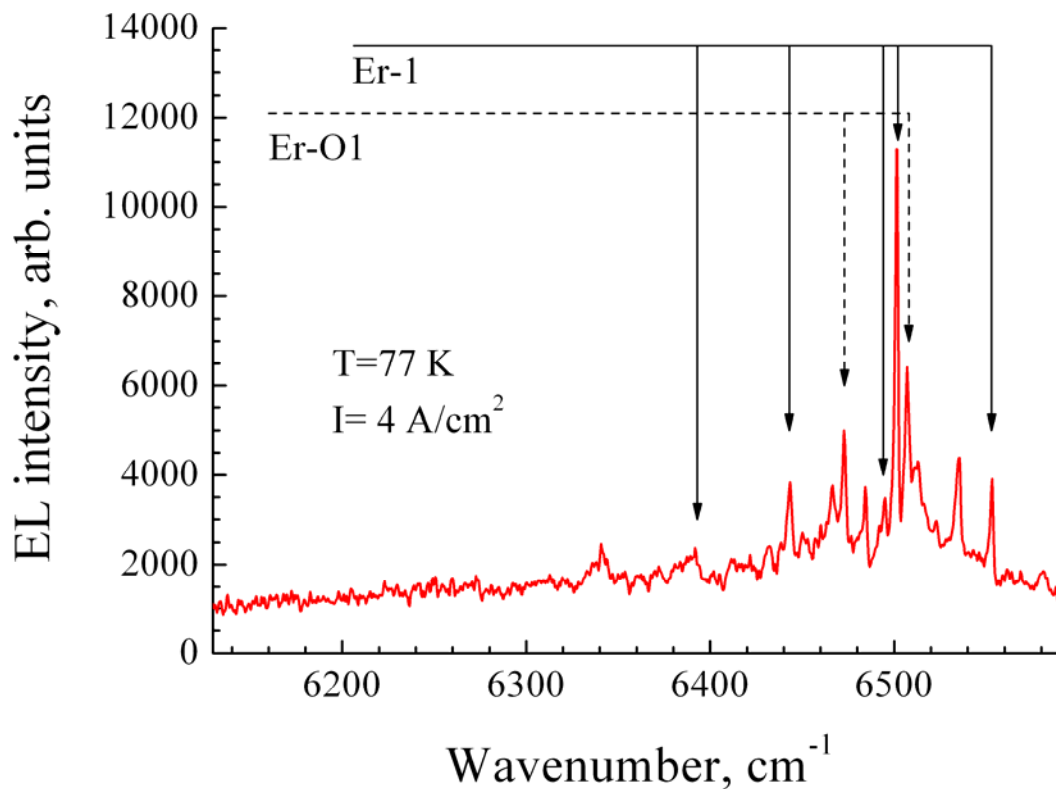


Рис. 2.4.3. Тонкая структура спектра ЭЛ в обратно-смещенном диоде Si:Er/Si Температура $T=77$ К, спектральное разрешение 4 cm^{-1} , плотность тока накачки $j=4 \text{ A/cm}^2$.

На рис. 2.4.3 представлены спектры ЭЛ диодной структуры #2, записанные с более высоким спектральным разрешением. В спектре отчетливо видны спектральные линии, принадлежащие центрам Er-O1 и Er-1. Отметим, что тонкая структура спектра люминесценции в режиме ударного возбуждения повторяет структуру спектра, наблюдаемую в режиме рекомбинационного возбуждения. Этот факт свидетельствует о том, что в обоих случаях излучают одни и те же центры. Вообще это не является очевидным. Так, для центров преципитатного типа в спектрах ЭЛ в режиме ударного возбуждения наблюдался сдвиг максимума спектра излучения в коротковолновую область по сравнению с инжекционной ЭЛ тех же структур [53], что, по мнению авторов, свидетельствовало о различной природе центров, дающих вклад в люминесценцию при рекомбинационном и ударном механизмах возбуждения.

С целью сопоставления эффективности ударного возбуждения излучающих центров с линейчатыми спектрами и центров преципитатного типа мы измерили сечения ударного возбуждения ионов эрбия в образце #2 с излучающими центрами типа Er-1 и тестовом образце с центрами преципитатного типа. Поскольку характер пробоя p/n-перехода

оказывает определяющее влияние на эффективность ударного возбуждения ионов Er^{3+} , для сравнения выбирались диодные структуры с близким соотношением напряжений пробоя при комнатной и азотной температурах: $U_{\text{br}}^{300} / U_{\text{br}}^{77}$: 4.3 / 5.0 В для диода с ОАЦ Er-1 и 3.5 / 5.6 В для структуры с ОАЦ преципитатного типа, обладающие сходным характером пробоя р/n-перехода. Зависимости интенсивности ЭЛ эрбия от плотности тока накачки, измеренные при температуре $T=77$ К, приведены на рис. 2.4.4.

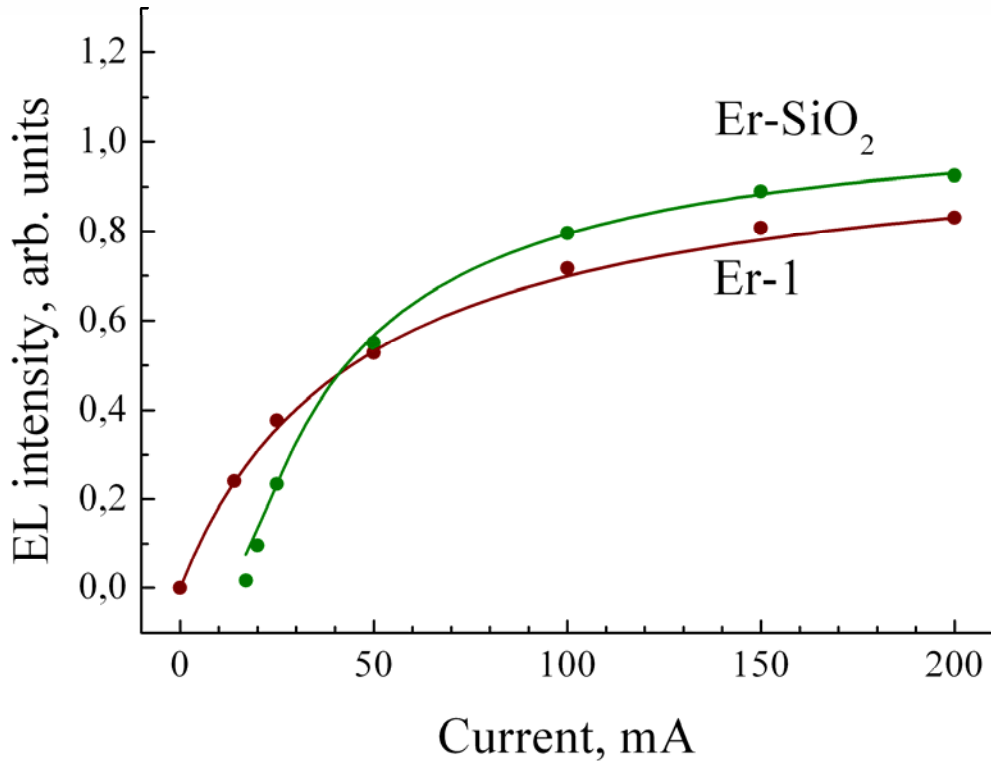


Рис. 2.4.4. Зависимость интенсивности эрбиевой ЭЛ от тока накачки для образцов с центрами Er-1 и преципитатного типа. Температура измерений $T=77$ К.

На этом же рисунке приведены результаты модельного описания экспериментальных данных с использованием двухуровневой модели излучающего центра [31]:

$$I_{EL} = I_{\max} \frac{\sigma\tau(j/e)}{1 + \sigma\tau(j/e)}, \quad (2.4.1)$$

где I_{EL} – интенсивность эрбиевой ЭЛ, I_{\max} – интенсивность ЭЛ в режиме насыщения, j – плотность тока накачки, σ – эффективное сечение возбуждения иона Er^{3+} , τ – время жизни иона Er^{3+} в возбужденном состоянии, e – заряд электрона. Под интенсивностью ЭЛ в данном случае понимается интегральная интенсивность основной линии перехода ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ (линия 6501.7 см^{-1} для ОАЦ Er-1 и 6504 см^{-1} для ОАЦ преципитатного типа).

Аппроксимация данных эксперимента выражением (2.4.1) позволила оценить эффективность ударного возбуждения ионов Er^{3+} , определяемую как произведение $\sigma\tau$ и характеризующую скорость выхода эрбиевой ЭЛ в режим насыщения при увеличении плотности тока накачки: $\sigma\tau = 1.3 \times 10^{-19} \text{ см}^2\text{с}$ для структуры с центрами преципитатного типа, $\sigma\tau = 5 \times 10^{-20} \text{ см}^2\text{с}$ для центров Er-1 (и $\sigma\tau \sim 4.7 \times 10^{-20} \text{ см}^2\text{с}$ для центров типа Er-O1 в том же образце).

Близкие величины $\sigma\tau$ для центров Er-O1 и Er-1 (различие между ними лежит в пределах погрешности эксперимента) указывает на то, что тип излучающего центра не оказывает влияния на эффективность накачки в режиме ударного возбуждения. Относительно отмеченного различия в эффективности ударного возбуждения центров типа Er-1 или Er-O1 с одной стороны и центров преципитатного типа с другой стороны, следует отметить, что измерения эффективности возбуждения были выполнены на разных образцах, с разным распределением поля по ширине ОПЗ. Для измерений выбирались образцы со сходным механизмом пробоя, то есть с близким соотношением напряжений пробоя при $T=77 \text{ К}$ и $T=300 \text{ К}$. В то же время, нельзя гарантировать идентичности распределения поля по ширине ОПЗ, что, несомненно, оказывает влияние на эффективность ударного возбуждения, и, соответственно, измеряемое эффективное сечение возбуждения. Отметим также, что приведенное различие в комбинированной “эффективности возбуждения” (произведение $\sigma\tau$) учитывает и различие во времени жизни эрбиевого центра в возбужденном состоянии, корректное измерение которого в исследуемых нами диодах с центрами Er-1 и Er-O1 затруднено наличием значительного фонового сигнала “горячей” люминесценции. В целом, приведенные данные не дают оснований утверждать, что эффективность ударного возбуждения существенно различается для исследуемых образцов с центрами преципитатного типа и центрами с линейчатой структурой спектра.

На рис. 2.4.5 приведены спектры ЭЛ диодной структуры #2, зарегистрированные при одной и той же плотности накачки в диапазоне температур 30-150 К. Спектры ЭЛ регистрировались с помощью фурье-спектрометра в непрерывном режиме, образец располагался в гелиевом криостате замкнутого цикла. С целью избежать перегрева образцов, плотность тока накачки была ограничена величиной $j=1 \text{ А/см}^2$. Из сопоставления представленных на рис. 2.4.5 спектров видно, что интенсивность ЭЛ ионов Er^{3+} в составе центров Er-O1 и Er-1 испытывает сильное температурное гашение, и сигнал эрбиевой люминесценции не наблюдается при температурах $T>150 \text{ К}$. Этот факт резко отличает центры Er-O1 и Er-1 от центров преципитатного типа.

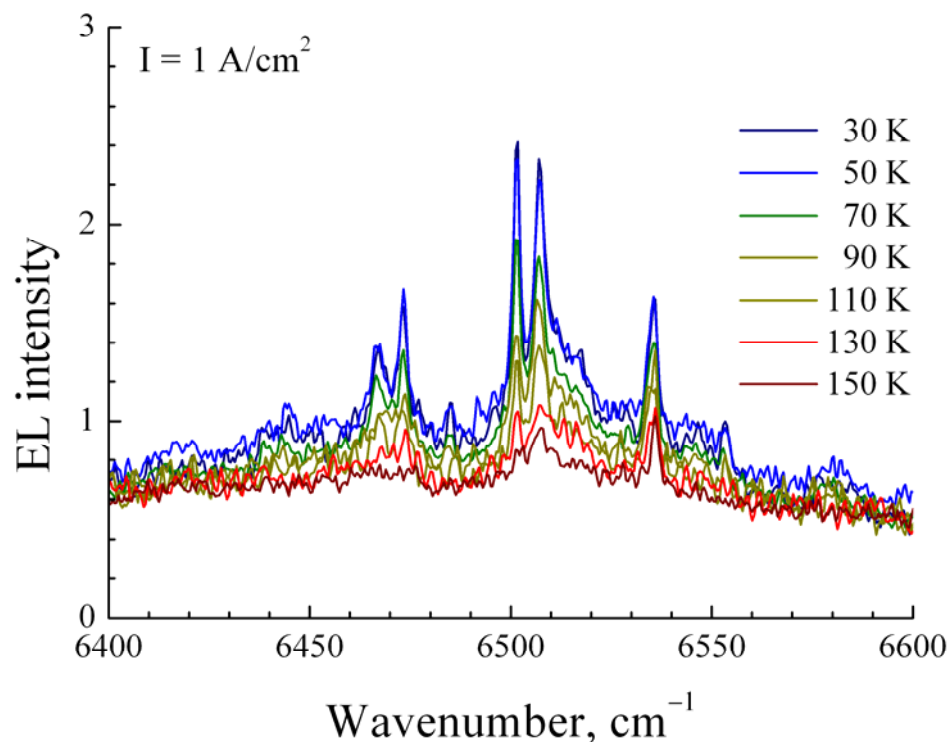


Рис. 2.4.5. Спектры ЭЛ Si:Er/Si диода с центрами Er-O1 и Er-1, излучающего в режиме обратного смещения, зарегистрированные при различных температурах.

На рис. 2.4.6 приведены температурные зависимости интенсивности ЭЛ для излучающих центров преципитатного типа (a) в тестовом образце Si:Er/Si, ЭЛ центров Er-1 (b) в образце #2 и интенсивности “горячей” люминесценции, измеренной на длине волны $\lambda=1.4$ мкм (c) в образце #2. Сопоставление приведенных температурных зависимостей показывает, что ЭЛ центров Er-1 (и Er-O1) сопровождается значительно более сильным температурным гашением, по сравнению с центрами преципитатного типа.

Попытаемся понять причины наблюдаемого температурного гашения ЭЛ центров Er-O1 и Er-1. Рассмотрим факторы, определяющие эффективность ударного возбуждения эрбиевых центров. Такими факторами являются (i) эффективность нагрева носителей заряда в электрическом поле обратного-смещенного p/n-перехода, определяющая распределение носителей по энергиям, (ii) однородность распределения плотности тока по площади p/n-перехода, и (iii) зависимость сечения ударного возбуждения от температуры. Оценим возможное влияние перечисленных факторов.

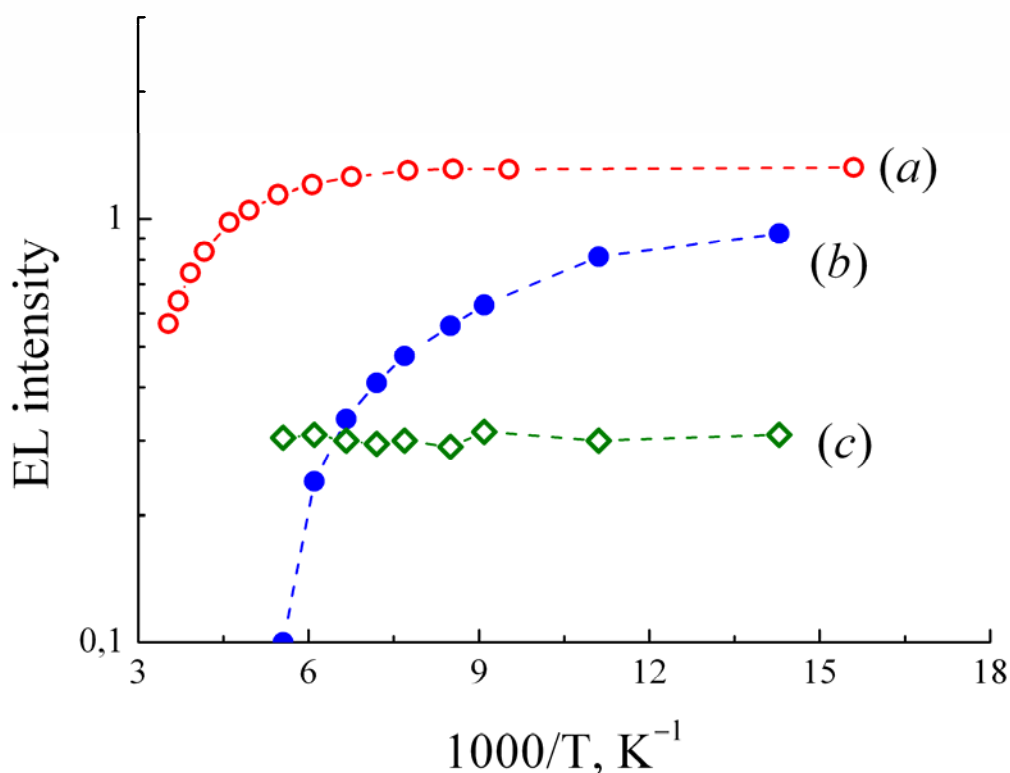


Рис. 2.4.6. Температурное гашение люминесценции центров преципитатного типа (a) в тестовом образце и центров типа Er-1 (b) в образце #2 при ударном возбуждении. Также приведена температурная зависимость интенсивности “горячей” люминесценции в образце #2 (c).

Из представленной рис. 2.4.6 температурной зависимости интенсивности “горячей” ЭЛ и спектров ЭЛ диодной структуры #2, приведенных на рис. 2.4.7 в более широком (по сравнению с рис. 2.4.5) спектральном диапазоне, видно, что как интенсивность, так и вид спектра “горячей” ЭЛ, обусловленной, как уже указывалось, излучательной релаксацией горячих носителей, не меняются с изменением температуры во всем температурном интервале 30-150 К. Таким образом, результаты экспериментальных исследований, отраженные на рис. 2.4.5-2.4.7, позволяют утверждать, что распределением электрического поля по глубине обедненной области и определяемое им распределением носителей заряда по энергии, не зависят от температуры или, по крайней мере, не обладают сильной температурной зависимостью, которая могла бы инициировать наблюдаемое температурное гашение ЭЛ центра Er-1.

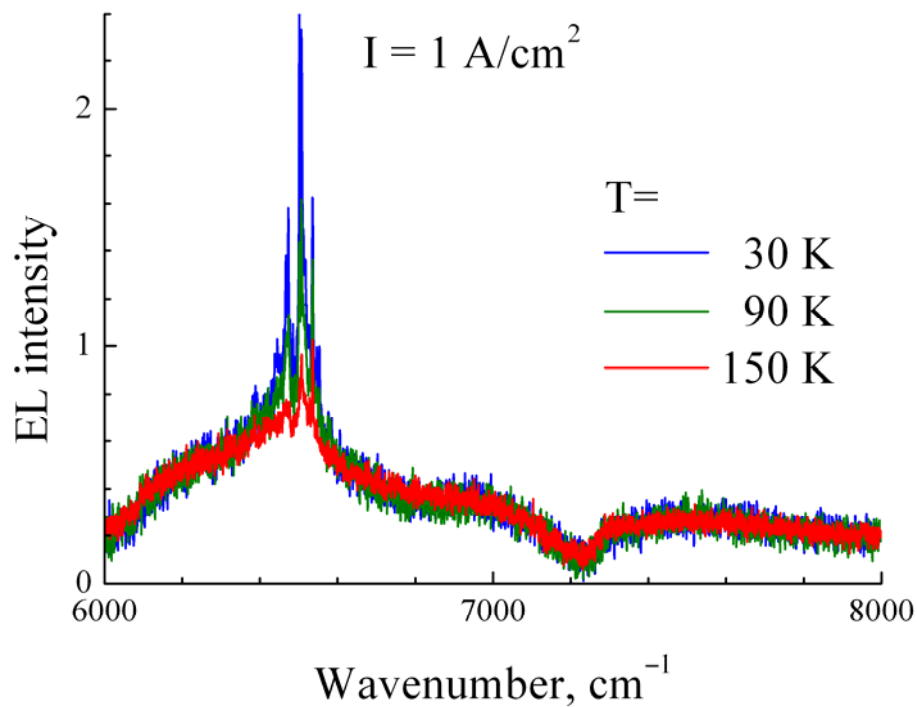


Рис. 2.4.7. Горячая люминесценция в спектрах ЭЛ Si:Er/Si диода с центрами Er-O1 и Er-1, излучающего в режиме обратного смещения.

Далее, мы экспериментально показали, что в исследуемой диодной структуре #2 распределение плотности тока накачки по площади р/п-перехода остается равномерным в указанном интервале температур. Об этом свидетельствуют отсутствие микроплазм, являющихся признаком шнурования тока накачки, и равномерное распределение интенсивности “горячей” ЭЛ в видимом диапазоне спектра, наблюдаемое в поле зрения оптического микроскопа МБС-10, по площади мезы. Подробнее о методике оценки распределения плотности тока накачки по площади р/п-перехода см. [57].

Наконец, относительно зависимости сечения ударного возбуждения ионов Er^{3+} от температуры, следует сказать, что нам не удалось найти в литературе сведений, отражающих сам факт изменения сечения возбуждения с ростом температуры, либо предлагающих возможные механизмы, определяющие это изменение. В отличие от эффективной температуры электронов (определяемой разогревом в электрическом поле р/п-перехода), температура кристаллической решетки не входит выражения для сечения ударного возбуждения, приводимые в теоретических работах [66, 67].

Приведенные доводы позволяют утверждать, что эффективность ударного возбуждения центров Er-1 и Er-O1 не должна заметно меняться в рассматриваемом интервале температур $T=30\text{-}150$ К. В этом случае единственным фактором, который

может определять температурное гашение ЭЛ центров Er-1 и Er-O1, является безызлучательная релаксация эрбия.

Слабое температурное гашение ЭЛ центров преципитатного типа при ударном механизме возбуждения этих центров объясняют тем, что в области пространственного заряда (ОПЗ) обратно-смещенного p/n-перехода основные механизмы безызлучательной релаксации центров преципитатного типа существенно подавлены. Оже-релаксация на свободных носителях подавлена, поскольку концентрация свободных носителей в ОПЗ пренебрежимо мала. “Back transfer” релаксация также оказывается несущественной в силу следующих обстоятельств. Процессы возбуждения и “back transfer” релаксации иона Er^{3+} идут через так называемое “промежуточное” состояние (см. главу 1), которое представляет собой экситон, локализованный на неоднородности потенциала вблизи излучающего центра, включающего в себя ион Er^{3+} . В литературе высказывались утверждения, что лишь небольшая часть излучающих центров преципитатного типа формирует подобное “промежуточное” состояние. Отсюда следует, что лишь малая часть таких центров возбуждается по рекомбинационному механизму, и эти же центры подвержены “back-transfer” релаксации. В то же время, для возбуждения излучающего центра по ударному механизму наличие подобного “промежуточного” состояния несущественно. В этом случае могут быть эффективно возбуждаться и излучать центры, для которых указанное “промежуточное” состояние не формируется. Данное утверждение подтверждается для центров преципитатного типа сопоставлением спектров ЭЛ, полученных при прямом и обратном смещении p/n-перехода [53, 59], и указывающих на различную структуру излучающих центров, дающих преимущественный вклад в люминесценцию эрбия при рекомбинационном и ударном возбуждении.

С другой стороны, центры с линейчатой структурой спектра (Er-1, Er-O1 и др.), по-видимому, образуют «промежуточное» состояние, без исключения. Это ведет к тому, что в возбуждении и “back transfer” релаксации участвуют одни и те же центры, что и обуславливает интенсивное температурное гашение ФЛ и ЭЛ этих центров. Подтверждением этого служит, в частности, наблюдаемое нами совпадение спектров ЭЛ центра Er-1, регистрируемых для образца #2 при прямом и обратном смещениях p/n-перехода.

Приведенные доводы показывают, что определяющую роль в температурном гашении люминесценции центров с линейчатыми спектрами излучения, возбуждаемых по ударному механизму в обратносмещенных Si:Er/Si диодах, играют процессы безызлучательной релаксации эрбия.

Выводы по главе 2

Осуществлена инжекционная накачка центра Er-1, наиболее перспективного для лазерных применений в силу малой спектральной ширины линии излучения. Ширина основной линии в спектре рабочего перехода ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ иона Er^{3+} составила для диодной структуры с излучающими центрами типа Er-1 величину менее 25 мкэВ (0.2 см^{-1}) при $T \sim 30 \text{ К}$, что является рекордно низким значением ширины линии излучения для кремниевых Er-содержащих диодных структур. Сечение возбуждения при инжекционной накачке центра Er-1 составило $\sigma \sim 1.7 \times 10^{-14} \text{ см}^2$ при $T \sim 30 \text{ К}$, что превышает известные по литературным данным значения σ для диодных структур Si:Er/Si.

Впервые наблюдалась электролюминесценция центра Er-1 при ударном возбуждении горячими электронами, разогреваемыми в электрическом поле обратно-смещенного p/n-перехода. Эффективность ударного возбуждения центра Er-1 составила $\sigma\tau \sim 5 \times 10^{-20} \text{ см}^2\text{с}$ при $T = 77 \text{ К}$. Исследование температурного гашения ЭЛ центра Er-1 при ударном возбуждении и сопоставление с аналогичными данными по центрам преципитатного типа показывают, что по эффективности ударного возбуждения центр Er-1 не уступает центрам преципитатного типа, а температурное гашение ЭЛ центра Er-1 при ударном возбуждении обусловлено усилением безызлучательной релаксации ионов Er^{3+} с ростом температуры.

ГЛАВА 3. Безызлучательная оже-релаксация ионов Er^{3+} в эпитаксиальных слоях Si:Er при взаимодействии с равновесными носителями заряда

Приведенные в предыдущей главе результаты исследований электролюминесценции Si:Er/Si диодов показали, что значительную роль в температурном гашении люминесценции играют процессы безызлучательной релаксации ионов Er^{3+} . В предлагаемой и последующей главах будут рассмотрены процессы безызлучательной релаксации эрбия, характерные для различных температурных интервалов. В области низких температур ($T < 100 \text{ K}$) таким процессом является девозбуждение по механизму Оже.

Безызлучательная оже-релаксация оптически активных ионов переходных и редкоземельных элементов в полупроводниковых матрицах обусловлена их взаимодействием со свободными (или слабо локализованными) носителями заряда и является универсальным механизмом, вызывающим температурное гашение фото- и электролюминесценции (см. [39, 47, 53, 68] и ссылки в этих работах). В процессе взаимодействия с носителем заряда излучающий центр передает последнему энергию возбуждения, которая в дальнейшем рассеивается в электронной подсистеме матрицы, а сам переходит в основное состояние без излучения фотона (рис. 3.0.1).

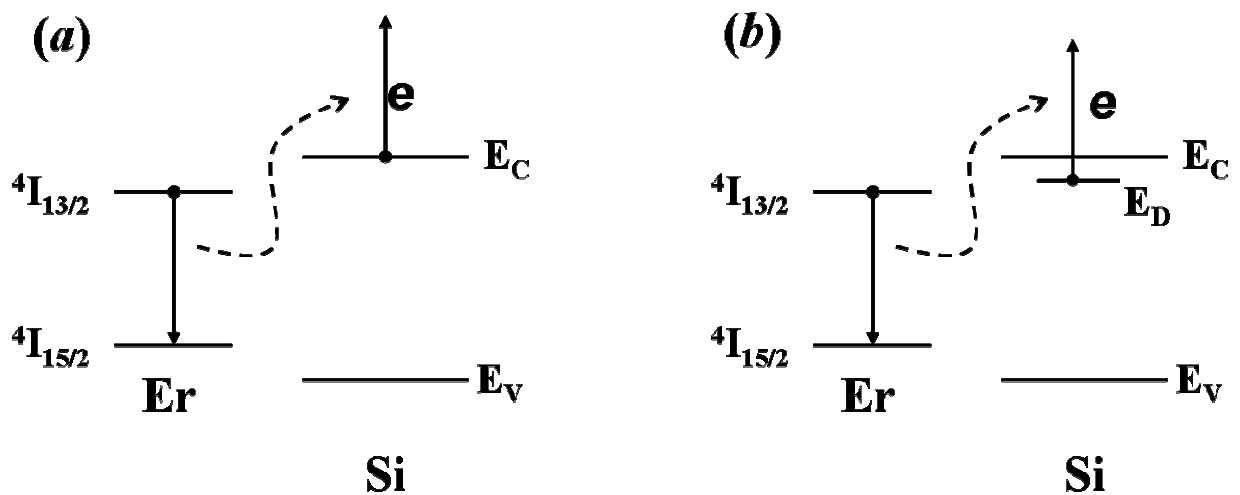


Рис. 3.0.1. Оже-девозбуждение ионов Er^{3+} при взаимодействии со свободными (a) и связанными на примеси (b) носителями заряда

Интенсивность этого процесса зависит от того, с какими именно носителями происходит взаимодействие. Так, оже-релаксация на избыточных (неравновесных)

носителях заряда, генерируемых в процессе накачки излучающей структуры, определяется интенсивностью накачки и временем жизни неравновесных носителей в активной области структуры. В то же время, для эрбия в кремнии при опосредованном возбуждении через электронную подсистему (рекомбинационный или ударный механизмы) эффективность возбуждения высока и для насыщения люминесценции, как правило, не требуется большой мощности накачки. В этом случае интенсивность оже-релаксации на избыточных носителях не очень высока. Оже-релаксация на связанных носителях заряда значительно (на один-два порядка) менее эффективна, по сравнению с релаксацией на свободных носителях [39, 68], и существенна лишь при очень низких температурах, ниже температуры вымерзания свободных носителей ($T < 15\text{K}$ в структурах Si:Er/Si [39]).

В данном разделе будет рассмотрена оже-релаксация эрбия на равновесных носителях заряда, обусловленная ионизацией электрически активных примесей. Характер активации оже-девозбуждения эрбия равновесными носителями заряда по мере увеличения температуры определяется составом мелких электрически активных примесей, задающих тип проводимости и концентрацию свободных носителей в активном слое структуры. Поскольку состав примесей в значительной степени определяется условиями роста и послеростовой термообработки структур, данные по оже-релаксации ионов эрбия в структурах Si:Er/Si, полученные в различных лабораториях, достаточно разноречивы. Особенности оже-девозбуждения эрбия в СМЛЭ структурах Si:Er/Si обусловлены следующими обстоятельствами. Во-первых, концентрация и энергия ионизации мелких примесных состояний в образцах, полученных методом СМЛЭ, по-видимому, отличаются от состава примесей в образцах, получаемых другими методами. На это, в частности, указывает иное (по отношению к имплантационным структурам) соотношение между концентрацией введенного эрбия и концентрацией свободных носителей в СМЛЭ слоях Si:Er/Si. Так, в СМЛЭ структурах концентрация свободных носителей составляет единицы процентов от полной концентрации эрбия, в то время как в случае ионной имплантации эти величины сравнимы. В данном разделе представлены результаты исследования особенностей оже-релаксации ионов Er^{3+} в составе различных излучающих центров при взаимодействии с равновесными носителями заряда. Энергии активации оже-процессов определялись из кинетики люминесценции. Особенностью данного исследования является то, что данные кинетики сопоставлены с данными адмиттанс-спектроскопии, содержащими информацию об энергетической структуре примесных состояний. Последнее позволило не только определить энергии ионизации

основной примеси, но и получить данные о степени компенсации примеси в СМЛЭ слоях Si:Er/Si.

3.1 Аппаратура и методика адмиттанс-спектроскопии

Адмиттанс-спектроскопия [69] является одним из методов исследования электрически активных примесей в полупроводниковых структурах. Исследуемый объект представляет собой структуру с потенциальным барьером, например p/n-переход или диод Шоттки (рис. 3.1.1). Упрощенная эквивалентная схема подобной структуры включает в себя емкость обедненной области C_d , емкость электрически нейтральной области C_b и сопротивление нейтральной области R_b . Непосредственно измеряемыми величинами являются амплитуда и фаза тока через исследуемую диодную структуру при приложении синусоидального напряжения, которые автоматически пересчитываются в эквивалентные параллельные емкость C_p и проводимость G_p .

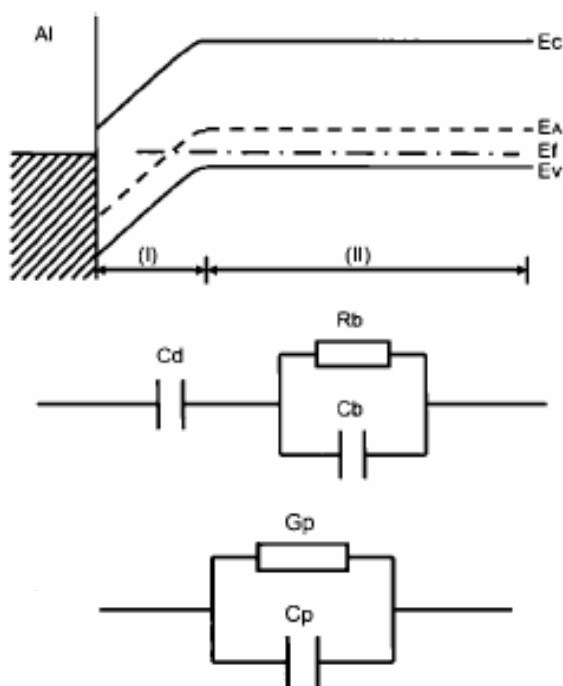


Рис. 3.1.1. Сверху вниз: зонная диаграмма структуры с барьером Шоттки, схема исследуемой структуры и эквивалентная параллельная схема.

Варьируя температуру измерений и частоту тестового сигнала, можно получить информацию о поведении величин C_d , C_b или R_b . В данной главе рассматривается случай предельно низких температур, соответствующих вымораживанию мелкой примеси в электрически нейтральной области диода. В этих условиях емкости обедненной

и нейтральной областей практически не меняются, а сопротивление электрически нейтральной области экспоненциально зависит от температуры:

$$C_d \approx const, C_b \approx const, R_b = R^* \exp\left(\frac{E_A}{kT}\right). \quad (3.1.1)$$

При пересчете C_d , C_b и R_b в параллельную эквивалентную схему оказывается, что температурные зависимости $C_p(T)$ и $G_p(T)$, называемые адмиттанс-спектрами, имеют вид, представленный на рис. 3.1.2 [69].

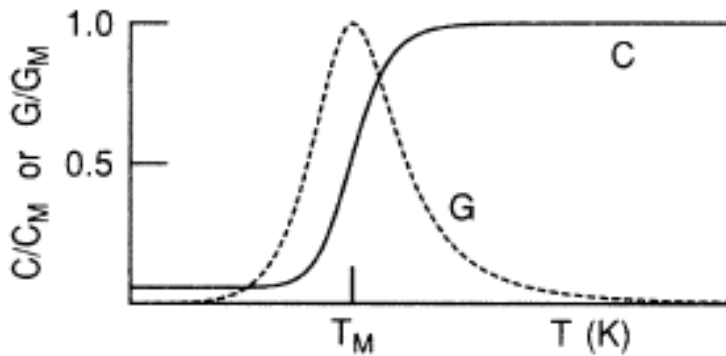


Рис. 3.1.2. Характерный вид адмиттанс-спектров в условиях вымораживания примеси в электрически нейтральной области диода.

В зависимости $C_p(T)$ наблюдается ступенька, а в зависимости $G_p(T)$ – пик при некоторой температуре T_M . Повторяя измерения на разных частотах, мы получаем серию адмиттанс-спектров, сдвинутых друг относительно друга по оси температур. При этом частота тестового сигнала F и температура T_M , характеризующая соответствующие этой частоте спектры $C_p(T)$ и $G_p(T)$, связаны между собой условием резонанса эквивалентной RC-цепи:

$$F \cdot (C_d + C_b) \cdot R_b(T_M) \sim 2\pi. \quad (3.1.2)$$

Учитывая (3.1.1), получаем следующее соотношение:

$$\frac{F}{T_M^{3/2}} = B \exp\left(-\frac{E_A}{T_M}\right). \quad (3.1.3)$$

Здесь F – частота тестового сигнала, T_M – температура, соответствующая максимуму в спектре $G(T)$, E_A – энергии активации примеси, B – постоянный коэффициент. Множитель $T_M^{3/2}$ учитывает температурную зависимость плотности состояний в зоне проводимости, температурная зависимость подвижности носителей заряда не учитывается. В координатах Аррениуса выражение 3.1.3 представляет собой прямую (см. например, рис. 3.1.3), по углу наклона которой определяют энергию ионизации искомой примеси

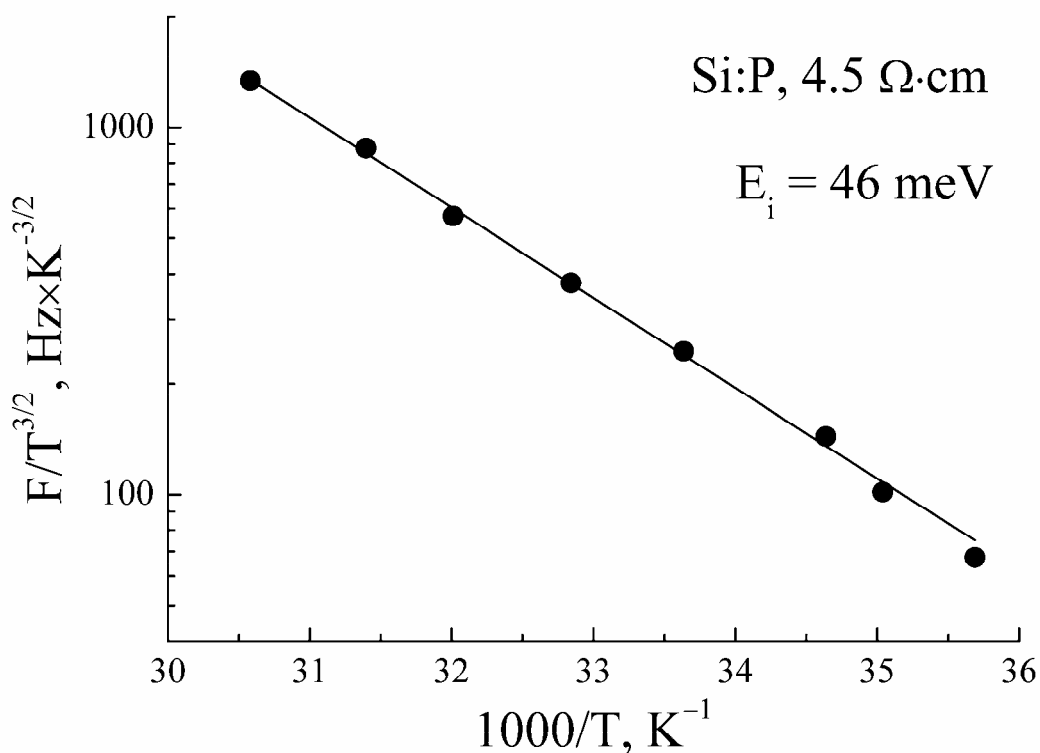


Рис. 3.1.3. Определение энергии ионизации фосфора в кремнии по результатам тестовых измерений подложки КЭФ-4.5. Измерения выполнены в планарной геометрии.

В данной работе для измерений адмиттанса использовался LCR-измеритель QuadTech7600. Частота пробного сигнала составляла от 300 Гц до 1 МГц, амплитуда пробного сигнала составляла 20-50 мВ. Образец помещался в стандартный гелиевый сосуд Дьюара СТГ-40, сканирование по температуре осуществлялось изменением высоты вставки с образцом над уровнем гелия. Для измерения температуры использовался никелевый или платиновый терморезистор, сопротивление которого измерялось по четырехпроводной схеме с помощью прецизионного мультиметра Keithley 2000. Тестовые измерения были проведены на подложках Si:P, результат представлен на рис. 3.1.3. Полученная энергия ионизации примеси с хорошей точностью соответствует известным из литературы данным для примеси фосфора в кремнии.

3.2 Исследования кинетики фотолюминесценции ионов Er^{3+}

В данной части работы с помощью экспериментальных методик, описанных в параграфе 2.1, исследуются особенности кинетики фотолюминесценции ионов эрбия,

обусловленные взаимодействием излучающих центров с равновесными носителями заряда. Люминесцентные измерения, относящиеся к данной части работы, проводились при малых плотностях мощности накачки, и концентрация избыточных носителей заряда, генерируемых в слое *n*-Si:Er под действием накачки, была значительно меньше концентрации, обусловленной ионизацией электрически активных примесей (порядка 10^{16} - 10^{17} cm^{-3}).

Исследовались образцы, выращенные при высокой ($T_{\text{gr}}=520^\circ\text{C}$) и низкой ($T_{\text{gr}}=400^\circ\text{C}$) температурах эпитаксии, и различающиеся типом излучающих центров ионов Er^{3+} . Структуры после роста не отжигались. На рис. 3.2.1 приведены спектры фотолюминесценции образца #1 с излучающими центрами преципитатного типа ($T_{\text{gr}}=520^\circ\text{C}$) и образца #2 с излучающими центрами Er-O1 ($T_{\text{gr}}=400^\circ\text{C}$). Спектр ФЛ центра преципитатного типа представлен широкой (~ 50 cm^{-1}) неоднородно уширенной линией люминесценции. Спектр люминесценции центра Er-O1 состоит из ряда узких линий шириной $\Delta\nu \sim 1$ cm^{-1} при $T=77$ К. Представленные на рис. 3.2.1 спектры ФЛ центров преципитатного типа и Er-O1 известны и описаны в литературе [7, 59]. Представленные спектры служат подтверждением того, что в каждом из образцов преобладает один тип излучающих центров – преципитатный центр в образце #1 и центр Er-O1 в образце #2.

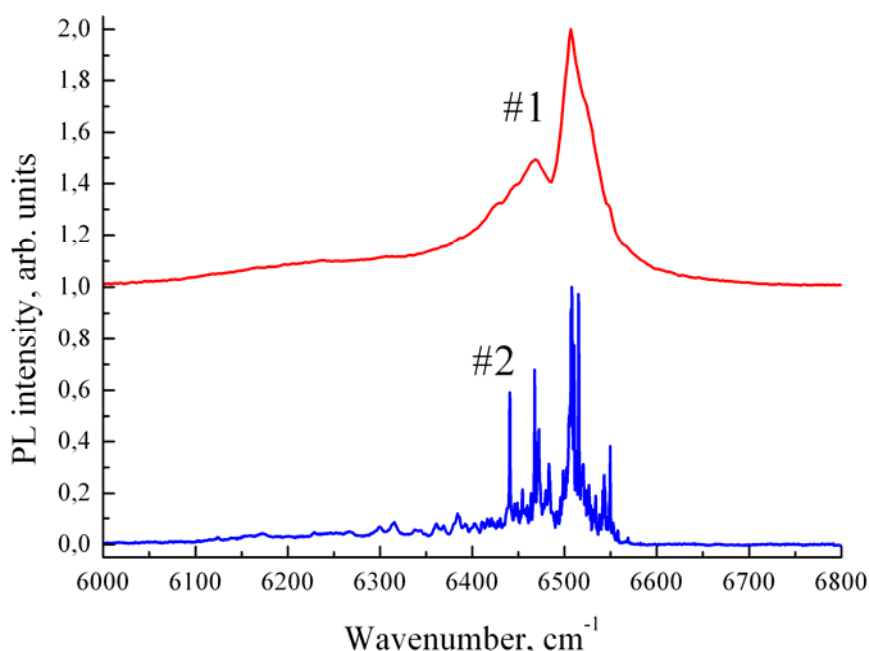


Рис. 3.2.1. Спектры ФЛ исследуемых структур. Температура измерений $T=77$ К, спектральное разрешение 1 cm^{-1} .

Характерные концентрации электрически активных примесей, определенные из С-V измерений, составили при $T=300$ К величины $N_D \sim 10^{16}$ см $^{-3}$ для образца #1 и $N_D \sim 10^{17}$ см $^{-3}$ для образца #2. Различие в концентрации электрически активных примесей, как и различие в типе излучающих центров, обусловлено различием в температуре роста образцов [A4]. В [A4] исследована зависимость концентрации доноров, формируемых в слоях n-Si:Er в процессе СМЛЭ роста, от температуры эпитаксии, и показано, что доноры, формируемые в слоях n-Si:Er, относятся к классу кислородосодержащих термодоноров.

На рис. 3.2.2 приведена кинетика спада ФЛ при выключении накачки, зарегистрированная в диапазоне температур $T=30-60$ К для образца #2. Кинетика спада ФЛ образца #1 выглядит аналогично и в работе не представлена. Для обоих образцов кривые спада ФЛ хорошо описываются выражением вида

$$I_{PL} = I_{fast} \cdot \exp(-t/\tau_{fast}) + I_{slow} \cdot \exp(-t/\tau_{slow}), \quad (3.2.1)$$

где I_{fast} и τ_{fast} , I_{slow} и τ_{slow} – интенсивность и время спада для быстрой и медленной компонент в кинетике спада ФЛ, соответственно.

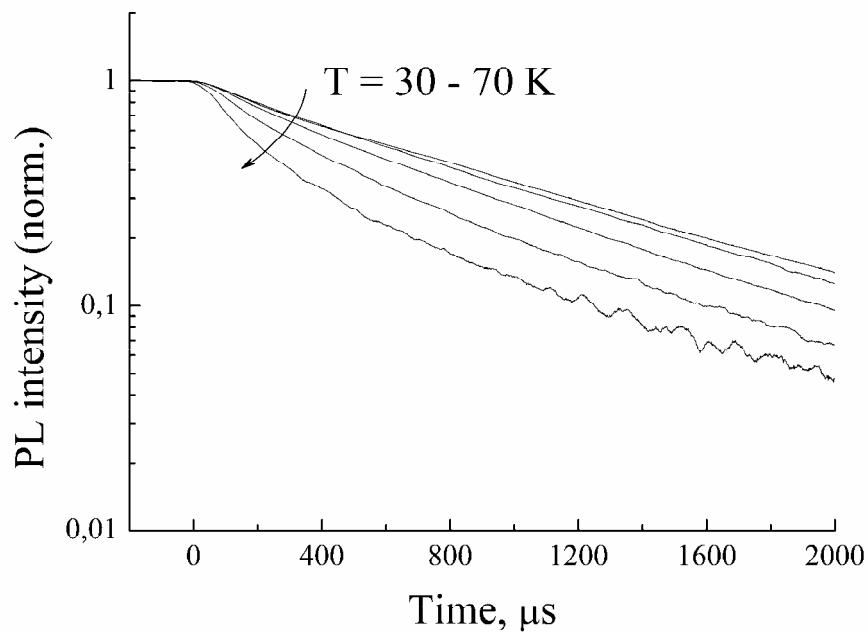
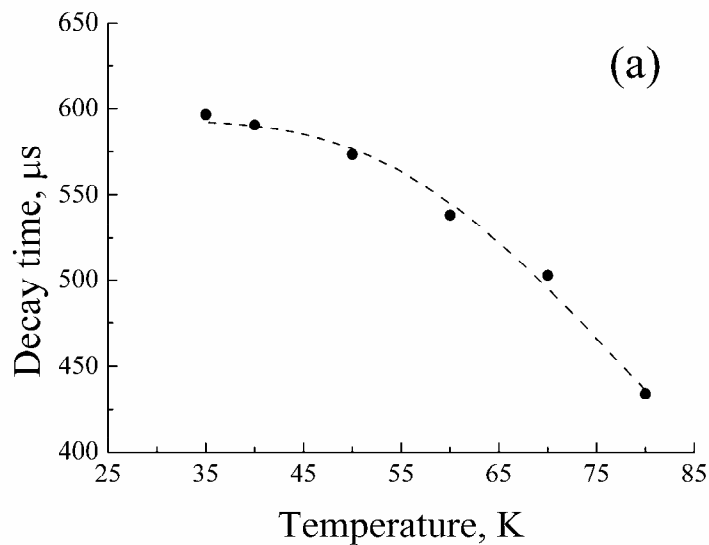


Рис. 3.2.2. Осциллограммы спада интенсивности ФЛ ионов Er^{3+} в образце #2 в диапазоне температур 30-70 К. Стрелка указывает направление, в котором увеличивалась температура измерения ФЛ. Осциллограммы нормированы на значение интенсивности ФЛ в момент выключения импульса накачки ($t=0$).

Время спада медленной компоненты (соответствующей обедненной области структуры) не меняется в исследуемом температурном диапазоне и составляет $\tau_{\text{slow}} \sim 0.6$ мс для образца #1 и $\tau_{\text{slow}} \sim 0.7$ мс для образца #2. Значения τ_{slow} , определенные для образцов #1 и #2, несколько меньше характерного излучательного времени жизни иона Er^{3+} в кремнии ($\tau_{\text{rad}} \sim 1$ мс), что, с нашей точки зрения, может быть обусловлено влиянием оже-релаксации ионов Er^{3+} на связанных носителях заряда. Для быстрой компоненты люминесцентного отклика температурные зависимости времени спада $\tau_{\text{fast}}(T)$ приведены на рис. 3.2.3. Для обоих образцов наблюдается уменьшение времени спада τ_{fast} с ростом температуры, что обусловлено включением оже-девозбуждения эрбия по мере ионизации мелких доноров и, соответственно, увеличения концентрации свободных носителей заряда в слое n-Si:Er. Температурные зависимости $\tau_{\text{fast}}(T)$ хорошо описываются активационной зависимостью [53]

$$1/\tau = 1/\tau_0 + 1/\tau_A = 1/\tau_0 + C \cdot \exp(-E_A/kT), \quad (3.2.2)$$

где τ_0 – время спада люминесценции при низкой температуре (определяемое излучательным временем жизни ионов Er^{3+} и оже-релаксацией на связанных носителях заряда), E_A – энергия активации процесса оже-релаксации, C – константа. Описание кинетики спада ФЛ выражением (3.2.1) предполагает наличие двух параллельных процессов девозбуждения эрбиевых центров: девозбуждение, независящее от температуры, и оже-девозбуждение, темп которого пропорционален концентрации свободных носителей заряда и растет с температурой.



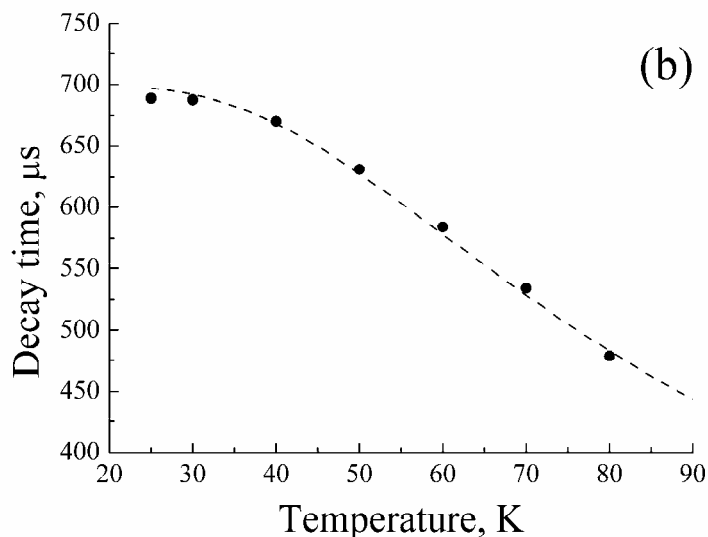


Рис. 3.2.3. Время спада эрбиевой люминесценции в зависимости от температуры для центров эрбия в SiO_2 -подобных преципитатах (a) и центров типа Er-O1 (b). Точки – данные эксперимента, линии – аппроксимация выражением (3.2.2).

Энергии активации оже-девозбуждения, полученные при аппроксимации данных эксперимента выражением (3.2.2), составили $E_A^{(1)}=31$ мэВ для образца #1 (с излучающими центрами преципитатного типа) и $E_A^{(2)}=15$ мэВ для образца #2 (с центрами типа Er-O1) соответственно. В обоих случаях энергии активации оже-девозбуждения составляют менее 45 мэВ. Это сходится с результатами предшествующих исследований структур на основе Si:Er [51], показавших, что формирующиеся в процессе СМЛЭ примесные комплексы имеют энергии ионизации меньше, чем энергия ионизации основной акцепторной примеси (бор) в кремниевой подложке.

Таким образом, кинетические измерения показали, что процессы оже-релаксации эрбия в СМЛЭ слоях Si:Er действительно определяются электрически активными примесями с энергиями ионизации, зависящими от условий роста образца, и меньшими, чем соответствующие примесям бора или фосфора.

3.3 Исследования адмиттанс-спектров структур Si:Er/Si

На тех же образцах были проведены емкостные измерения по методике адмиттанс-спектроскопии. При постановке таких измерений нужно учитывать следующие особенности. Во-первых, электрически активные центры, формируемые в слоях Si:Er при СМЛЭ росте, являются более мелкими по сравнению с примесями бора или фосфора в кремниевых подложках. На это указывают как предшествующие исследования

электрически активных центров в СМЛЭ структурах Si:Er/Si [51], так и результаты приведенных в предыдущем параграфе люминесцентных измерений. Во-вторых, подложки, применяемые для роста исследуемых в данной работе структур, являются достаточно высокоомными ($\rho \sim 0.2-12 \text{ Ом}\cdot\text{см}$, что соответствует концентрации легирующей примеси $N_A \sim 10^{15}-10^{17} \text{ см}^{-3}$ [64]), т.е. являются невырожденными. Это означает, что по мере уменьшения температуры образца вымораживание свободных носителей заряда в подложке может происходить раньше, чем в слое Si:Er. Таким образом, измерения в вертикальной геометрии (рис. 3.3.1, *a*) не дают возможности исследования электрически активных центров в слое Si:Er.

Ограничение, связанное с вымораживанием носителей заряда в подложке, снимается при измерениях в планарной геометрии (рис. 3.3.1, *b*). Для подобных измерений со стороны активного слоя производилось напыление двух контактов существенно различной площади. При этом контакт большей площади близок по своим свойствам к омическому, в то время как контакт меньшей площади является барьерным контактом Шоттки. Отметим также, что такая геометрия эксперимента позволяет проводить измерения и на структурах, выращенных на изолирующих подложках типа кремний-на-изоляторе.

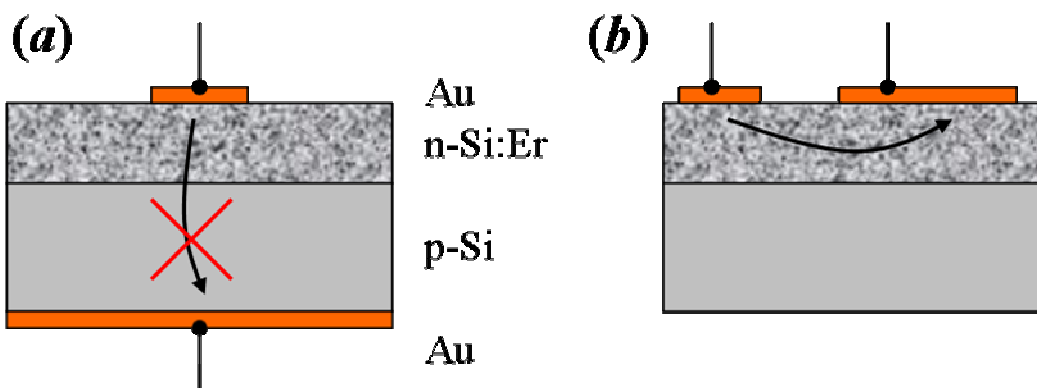


Рис. 3.3.1. Схема включения образца при регистрации адмиттанс-спектров в вертикальной (*a*) и планарной (*b*) геометрии.

Измеренные адмиттанс-спектры активной $G(T)$ и емкостной $C(T)$ компонент проводимости, измеренные на различных частотах для образца #2, приведены на рис. 3.3.2. Характер спектров – ступенька в спектре $C(T)$ и пик в спектре $G(T)$ – обусловлен вымораживанием мелких примесей в области электрической нейтральности исследуемой структуры по мере понижения температуры [70, 71].

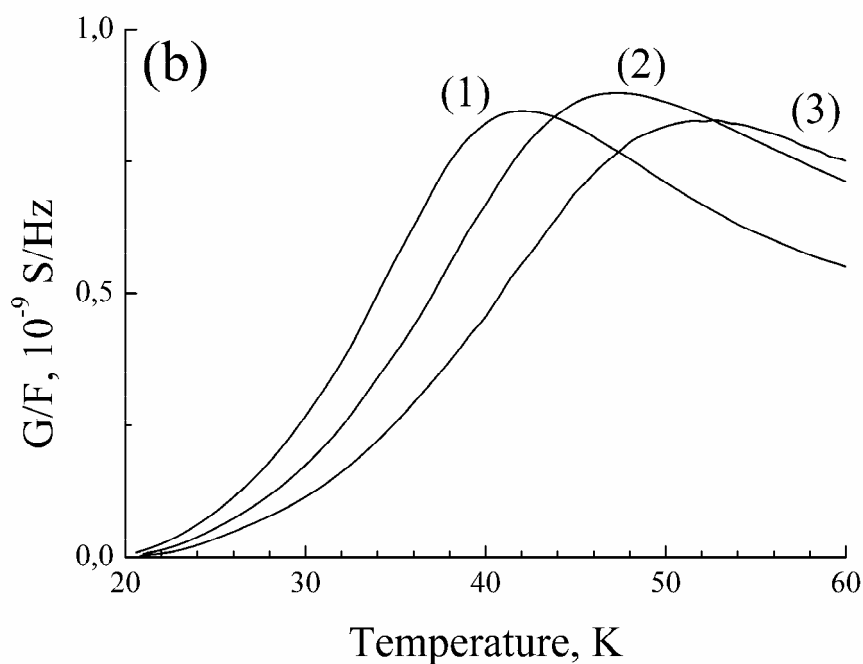
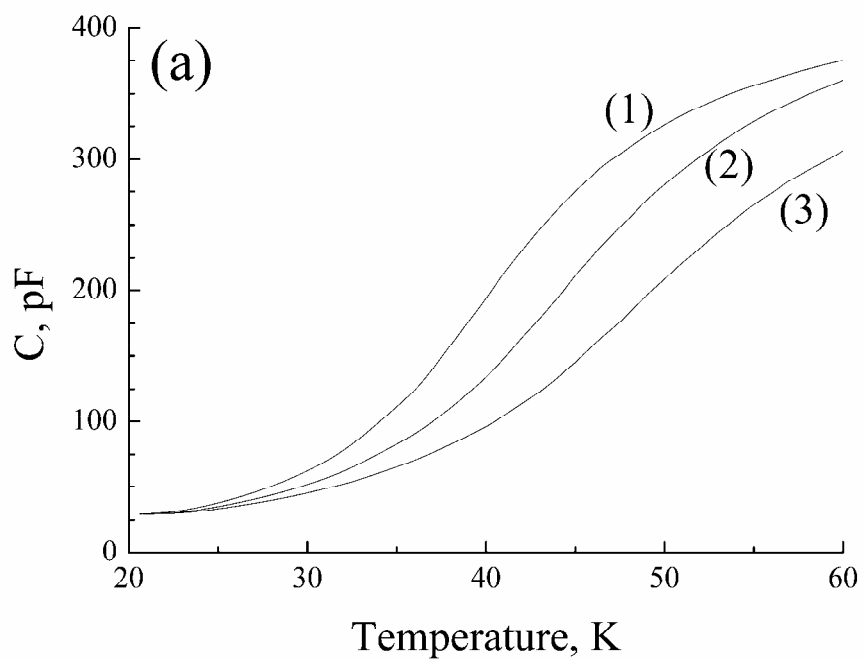


Рис.3.3.2. Адмиттанс-спектры емкостной (а) и резистивной (б) компонент для образца с излучающими центрами эрбия типа Er-O1. Частота тестового сигнала: $F=16$ кГц (1), $F=32$ кГц (2), $F=64$ кГц (3).

Обработка адмиттанс-спектров и определение энергий активации E_A , связанных с вымораживанием носителей в слое n -Si:Er, проводились в соответствии с соотношением [70]

$$\frac{F}{T_{\max}^{3/2}} = B \exp\left(-\frac{E_A}{T_{\max}}\right), \quad (3.3.1)$$

где F – частота, T_{\max} – температура, соответствующая пику в спектре $G(T)$, B – постоянный коэффициент. Множитель $T_{\max}^{3/2}$ учитывает температурную зависимость плотности состояний в зоне проводимости, температурная зависимость подвижности носителей не учитывалась. На рис. 3.3.3 в координатах Аррениуса приведены результаты обработки данных адмиттанс-спектроскопии образцов #1 и #2. Энергии активации, определенные в соответствии с выражением (3.3.1), составили $E_A^{(1)}=38$ мэВ для образца #1 и $E_A^{(2)}=18$ мэВ для образца #2.

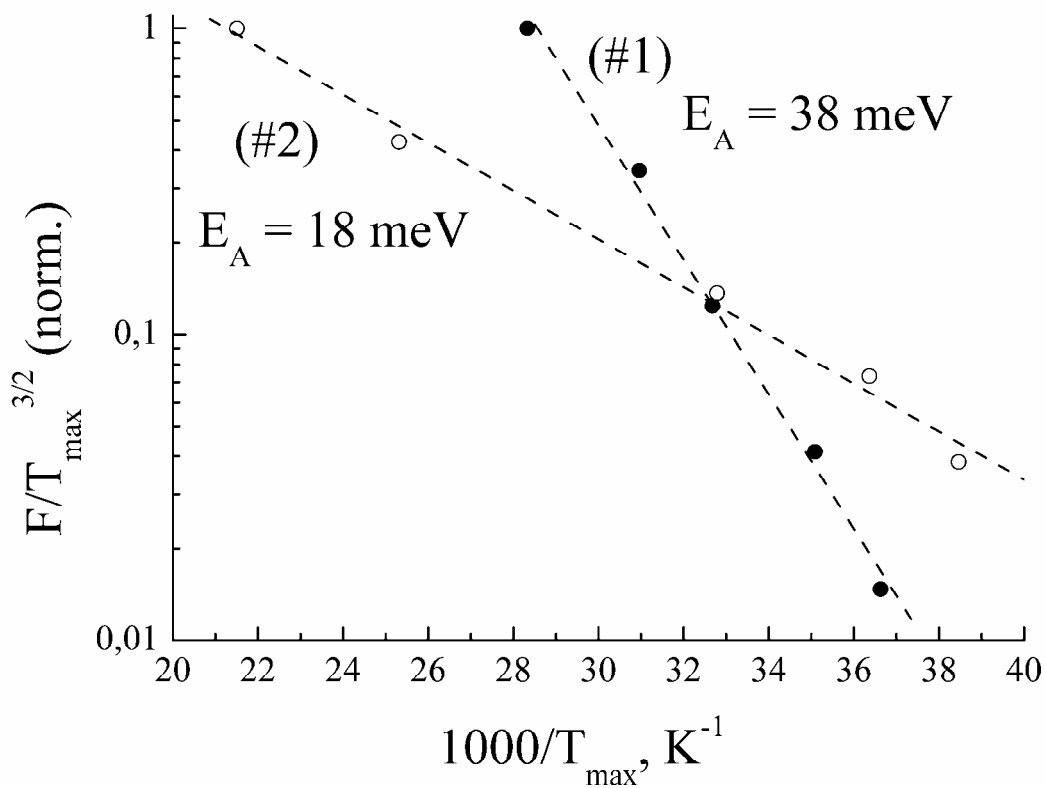


Рис 3.3.3. Определение энергии ионизации мелкой примеси в слоях Si:Er/Si с излучающими центрами преципитатного типа (1) и типа Er-O1 (2).

Сравнение величин энергии активации, полученных из данных кинетики и данных адмиттанс-спектроскопии, показывает, что имеются достаточно большие расхождения в определяемых этими методами значениями E_A . Подобное расхождение имеет систематический характер, наблюдается для всех исследованных образцов и в ряде случаев (в высокотемпературных образцах, подобных образцу #1) заметно превышает погрешность измерений. Обсуждению причин, вызывающих отмеченные расхождения, посвящен следующий параграф.

3.4 Сопоставление данных кинетики с данными адмиттанс-спектроскопии

В предшествующие параграфе было продемонстрировано, что имеет место расхождение в данных, полученных из измерений кинетики ФЛ и спектроскопии адмиттанса структур Si:Er/Si. На первый взгляд, таких различий не должно быть, поскольку наблюдаемые при повышении температуры изменения в кинетике ФЛ и в адмиттанс-спектрах обусловлены одним и тем же процессом – термической ионизацией мелких примесей в слое n-Si:Er. Поэтому есть основания ожидать совпадения энергий активации, определенных для каждого из исследованных образцов по измерениям кинетики и адмиттанс-спектров. Тем не менее, значения энергии активации, полученные из измерений кинетики, несколько ниже полученных из измерений адмиттанса. Причиной наблюдаемых расхождений, с нашей точки зрения, является то, что измерения кинетики проведены при более высоких температурах по сравнению с измерениями адмиттанса.

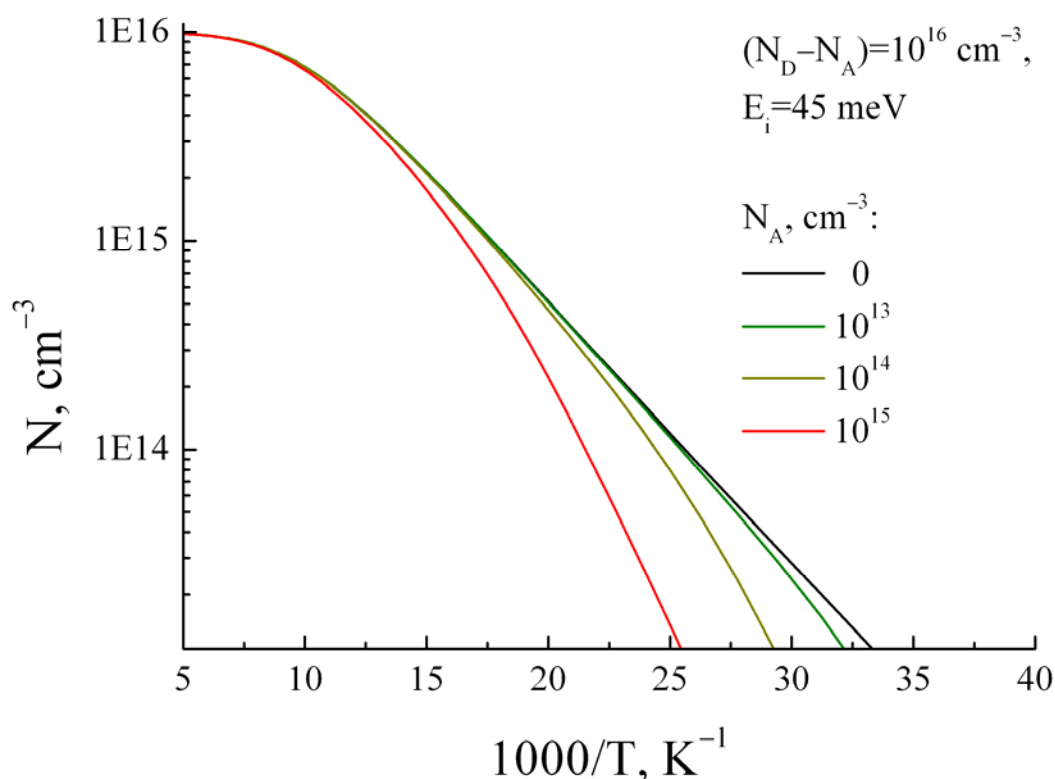


Рис. 3.4.1. Расчетные температурные зависимости концентрации свободных носителей заряда для Si:P (энергия ионизации $E_i \sim 45$ мэВ) для различных величин компенсации примеси. Разностная концентрация примеси фиксирована: $(N_D - N_A) = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$.

Продемонстрируем обоснованность данного предположения на примере Si:P. На рис. 3.4.1 приведены расчетные зависимости равновесной концентрации свободных носителей заряда от обратной температуры для нескольких значений степени компенсации примеси. Энергия ионизации примеси фосфора принималась равной $E_i=45$ мэВ, разностная концентрация примеси (N_D-N_A) равной 10^{16} см $^{-3}$. При изучении термически активируемых процессов, включая измерения адмиттанса или кинетики люминесценции, особенности исследуемых образцов, применяемых методик и аппаратуры ограничивают диапазон температур, в котором проводятся измерения, не очень широким интервалом. Фактически, в данных методиках энергия активации измеряется как тангенс угла наклона касательной к зависимости логарифма концентрации равновесных носителей заряда от обратной температуры, т.е. некоторая “локальная” энергия активации. Из рис. 3.4.1 видно, что указанная “локальная” энергия активации зависит как от диапазона температур, в котором проводятся измерения, так и от степени компенсации примесей в образце. Зависимости “локальной” энергии активации (E_{diff}) примеси фосфора в кремнии от температуры, рассчитанные по формуле

$$E_{diff}(T) \propto \frac{d}{d(1/T)} \ln\left(\frac{n}{T^{3/2}}\right) \quad (\text{Eq. 3.4.1}).$$

для слоев Si:P с разной степенью компенсации доноров приведены на рис. 3.4.2.

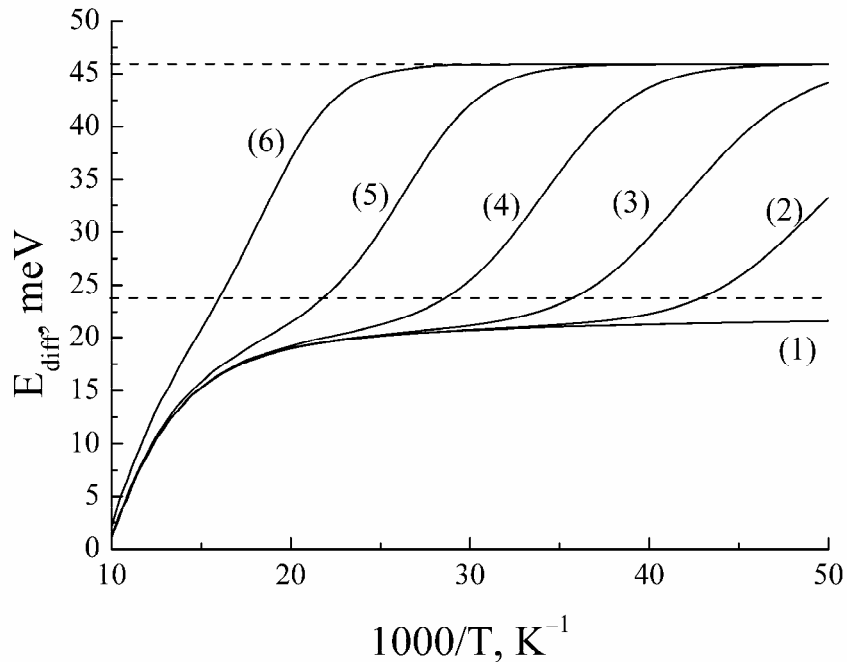


Рис 3.4.2. Зависимость “локальной” энергии активации для примеси фосфора в кремнии от температуры. Расчет для различных значений степени компенсации примеси K , %: (1) – 0, (2) – 0.001, (3) – 0.01, (4) – 0.1, (5) – 1, (6) – 10.

Видно, что при достаточно низкой температуре (зависящей от степени компенсации K), энергия активации, которая может быть получена в эксперименте, совпадает с энергией ионизации примеси ($T < 25-30$ К при $K > 0.1\%$). При увеличении же температуры E_{diff} плавно уменьшается до значений близких к нулю, что соответствует опустошению примеси. Более того, при $K > 0.1\%$ в рассчитанных зависимостях $E_{\text{diff}}(T)$ отсутствует плато, соответствующее $E_{\text{diff}} = E_i/2$. Поскольку степень компенсации реальных полупроводниковых структур редко снижается до значений менее $K \sim 0.1\%$, утверждения, встречающиеся в научных публикациях, что для “слабокомпенсированных” полупроводников справедливо соотношение $E_A = E_i/2$, имеют весьма узкую область применимости. Из рис. 3.4.2 видно, что соотношение $E_{\text{diff}} = E_i/2$ выполняется в очень узком температурном интервале. Лишь при $K < 0.01\%$ можно говорить о существовании достаточно протяженного интервала температур, в котором может быть экспериментально определена энергия активации $E_A = E_i/2$.

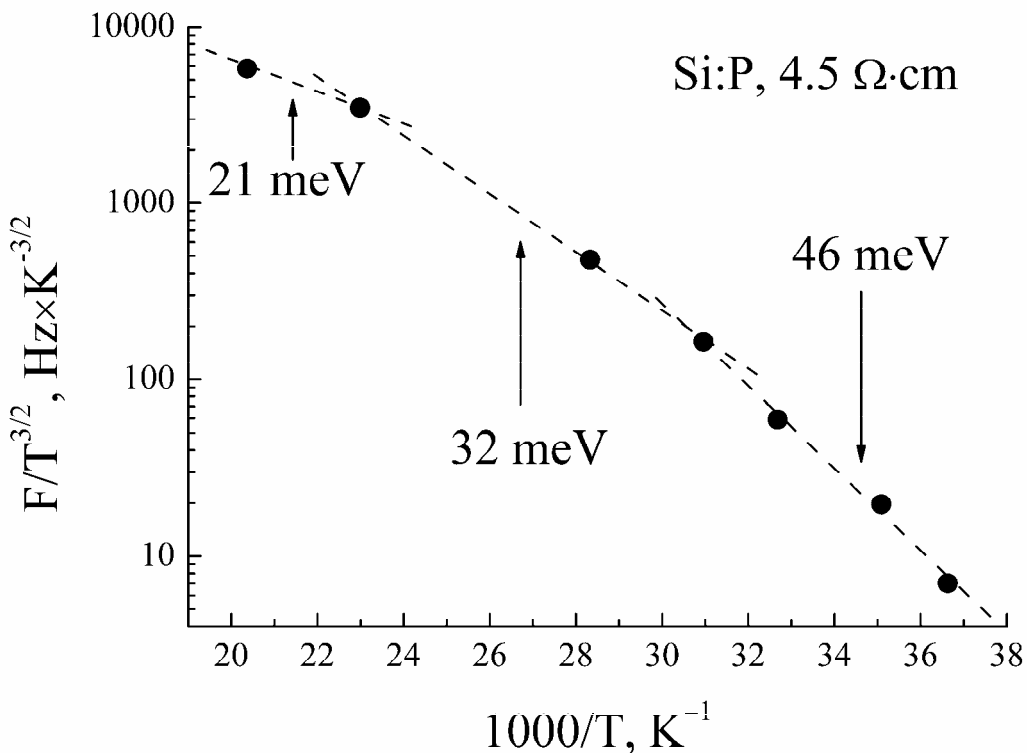


Рис. 3.4.3. Энергия активации примеси фосфора в подложке Si:P, получаемая из данных адмиттанс-спектроскопии. Точки – данные эксперимента, пунктир – “локальная” аппроксимация данных эксперимента для “отдельных” измерений в различных температурных интервалах и соответствующие этим интервалам энергии активации примеси.

Для примера на рис. 3.4.3 приведены значения “энергии ионизации” примеси фосфора в подложке КЭФ-4.5. Точками представлены данные эксперимента, пунктиром – “локальная” аппроксимация данных эксперимента для “отдельных” измерений в различных температурных интервалах и соответствующие этим интервалам энергии активации примеси. Отметим, что соответствие определяемой таким образом энергии активации истинному значению энергии ионизации примеси достигается только при измерениях в области температур $T < 30$ К.

Покажем, что сопоставление величин E_A , определяемых из измерений кинетики ФЛ и адмиттанса, с результатами расчетов позволяет не только определить энергию ионизации примеси, но и оценить степень компенсации примесей в исследуемых образцах. На рис. 3.4.4 и рис. 3.4.5 приведены зависимости $E_A(1/T)$, рассчитанные согласно выражению (3.4.1) для доноров в кремнии с различной энергией ионизации и степенью компенсации примеси $K=1\%$ и $K=10\%$ соответственно. Концентрация некомпенсированных доноров при расчетах принималась $1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, что соответствует результатам С-V профилирования образца #1.

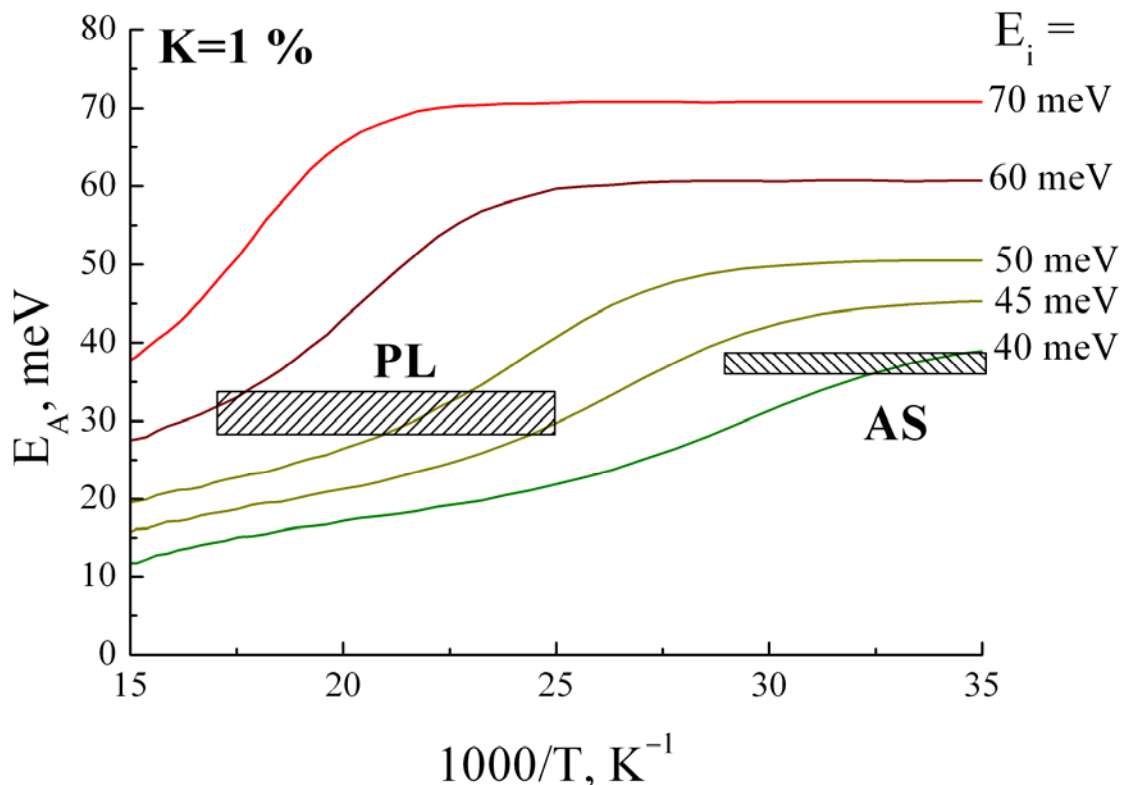


Рис 3.4.4. Сопоставление данных по кинетике ФЛ (PL) и адмиттанс-спектроскопии (AS) образца #1 с результатами расчета «локальной» E_A для различных энергий ионизации примеси и степени компенсации $K=1\%$.

Данные эксперимента по образцу #1 представлены заштрихованными прямоугольниками и отражают диапазоны температур, в которых были выполнены измерения кинетики ФЛ и адмиттанса, и погрешность в определении энергии активации. Будем считать, что рассчитанная (для заданной степени компенсации) зависимость локальной энергии активации примеси от обратной температуры адекватно описывает данные экспериментов по кинетике и адмиттансу, если расчетная кривая пересечет оба заштрихованных прямоугольника. Тогда энергия ионизации, для которой рассчитана кривая, и будет искомым энергией ионизации. Из рис. 3.4.4 следует, что, в предположении достаточно малой ($K \sim 1\%$ или менее) степени компенсации образца #1 не удастся подобрать значение энергии ионизации примеси, которое соответствовало бы данным экспериментов по кинетике и адмиттансу. Ни при каком значении энергии ионизации примеси не находится расчетной кривой, пересекающей оба заштрихованных прямоугольника. Вместе с тем, в предположении $K \sim 10\%$ такая кривая находится, и она соответствует энергии ионизации примеси $E_i \sim 38$ мэВ (рис. 3.4.5).

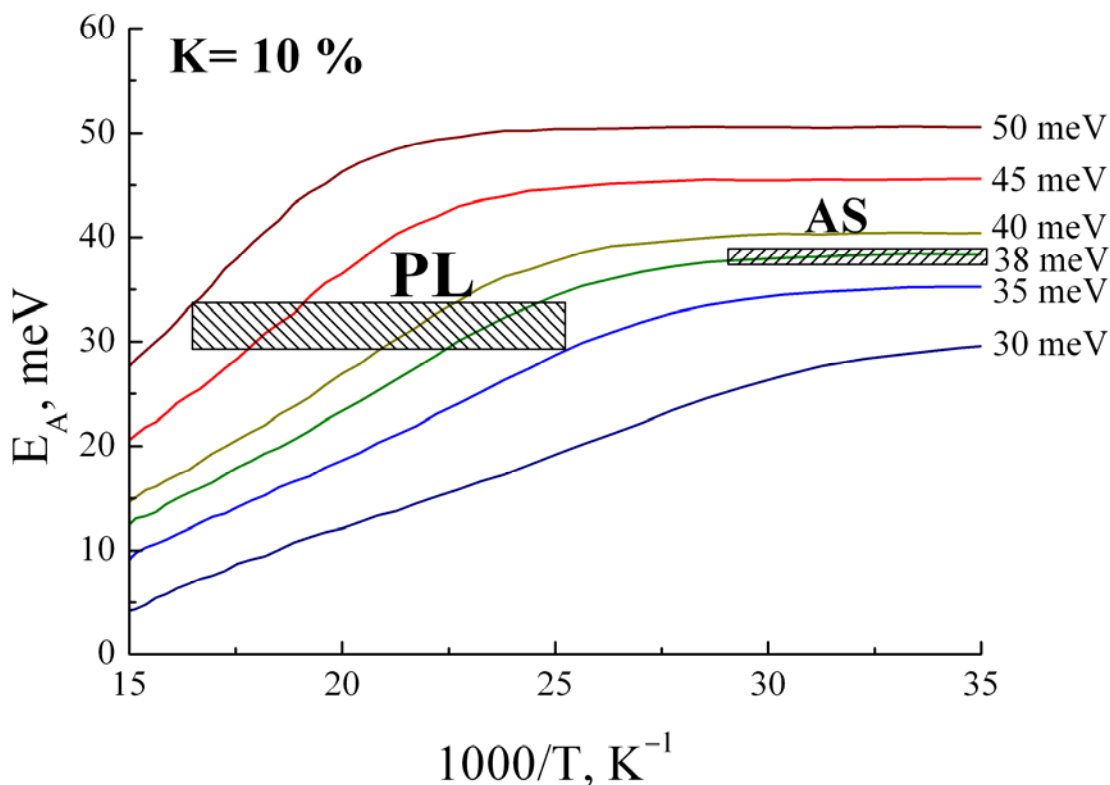


Рис 3.4.5. Сопоставление данных по кинетике ФЛ (PL) и адмиттанс-спектроскопии (AS) образца #1 с результатами расчета «локальной» E_A для различных энергий ионизации примеси и степени компенсации $K=10\%$.

Таким образом, сопоставление данных расчета с результатами экспериментов позволяет не только адекватно оценить энергию ионизации искомой примеси, но и оценить степень компенсации данного образца. Можно утверждать, что образец #1 достаточно сильно компенсирован, степень компенсации составляет $K \sim 10\%$ или более. Значение энергии ионизации примеси составило $E_i = 38$ мэВ. Сравнение данных эксперимента с результатами аналогичных расчетов по образцу #2 приводит к следующим результатам: $E_i \sim 20$ мэВ, $K \geq 1\%$. С учетом различия в концентрации мелких электрически активных центров (по данным C-V профилирования), полученные оценки степени компенсации исследованных образцов показывают, что в обоих случаях речь идет о концентрации компенсирующей примеси $\sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Предполагается, что наличие акцепторной примеси в таких количествах обусловлено остаточным легированием из ростовых источников и не связано непосредственно с легированием исследуемых структур эрбием.

Полученные данные позволяют также оценить величины коэффициентов Оже для свободных и связанных носителей заряда. По разностной концентрации примеси ($N_D - N_A$) в слое Si:Er и оцененной степени компенсации можно рассчитать зависимость концентрации свободных носителей заряда от температуры. Для образца с излучающими центрами преципитатного типа такая зависимость приведена на рис. 3.4.6.

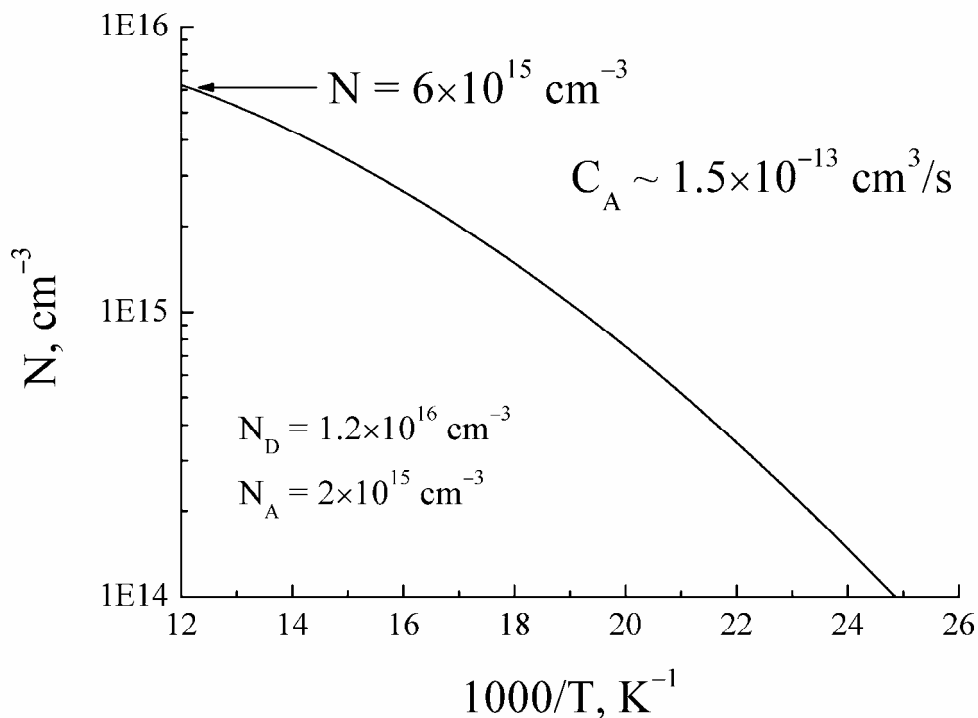


Рис. 3.4.6. Расчетная зависимость концентрации носителей от температуры для образца с излучающими центрами преципитатного типа и определение коэффициента Оже.

Поскольку темп оже-релаксации определяется выражением $\tau_A^{-1} = C_A \cdot n$, зная из кинетических измерений величину τ_A при некоторой температуре и рассчитав соответствующую этой температуре концентрацию свободных носителей n , можно получить для коэффициента оже-девозбуждения эрбия свободными носителями заряда величину $C_A^{(\#1)} = (\tau_A \cdot n)^{-1} = 1.5 \times 10^{-13} \text{ см}^3/\text{с}$.

В области низких температур можно оценить коэффициент Оже для релаксации на связанных носителях заряда. Принимая время излучательной релаксации эрбия равным $\tau_0 = 1.1 \text{ нс}$, можно получить темп оже-релаксации на связанных носителях заряда равным

$$(\tau_{\text{BC}})^{-1} = 1/\tau - 1/\tau_0 = 340 \text{ с}^{-1}.$$

При полной концентрации примеси $N_D \sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$ это соответствует коэффициенту Оже $C_{\text{AB}}^{(\#1)} = (\tau_{\text{BC}} \cdot N_D)^{-1} = 3.4 \times 10^{-14} \text{ см}^3/\text{с}$. Для образца #2 аналогичный расчет дает значения $C_A^{(\#2)} \sim 4.2 \times 10^{-14} \text{ см}^3/\text{с}$, $C_{\text{AB}}^{(\#2)} \sim 4 \times 10^{-15} \text{ см}^3/\text{с}$. Полученные значения в целом достаточно близки к приводимым ранее в литературе значениям коэффициентов Оже для имплантированных эрбием кремниевых структур ($C_A = (0.2 \div 1) \times 10^{-12} \text{ см}^3/\text{с}$ и $C_{\text{AB}} = 1.9 \times 10^{-14} \text{ см}^3/\text{с}$ [47], $C_A = 5 \times 10^{-13} \text{ см}^3/\text{с}$ [39]) и свидетельствуют о правильности проведенных измерений. Сопоставление полученных данных с известными из литературы приведено в таблице 3.4.1.

Таблица 3.4.1

	Свободные носители	Связанные носители
#1 (Er-SiO _x)	$C_A^{(\#1)} = 1.5 \times 10^{-13} \text{ см}^3/\text{с}$	$C_{\text{AB}}^{(\#1)} = 3.4 \times 10^{-14} \text{ см}^3/\text{с}$
#2 (Er-O1)	$C_A^{(\#2)} \sim 4.2 \times 10^{-14} \text{ см}^3/\text{с}$	$C_{\text{AB}}^{(\#2)} \sim 4 \times 10^{-15} \text{ см}^3/\text{с}$
Данные [39]	$C_A = 5 \times 10^{-13} \text{ см}^3/\text{с}$	–
Данные [47]	$C_A = (0.2 \div 1) \times 10^{-12} \text{ см}^3/\text{с}$	$C_{\text{AB}} = 1.9 \times 10^{-14} \text{ см}^3/\text{с}$

Различия в определяемых величинах коэффициентов Оже для исследованных образцов #1 и #2 могут быть определены следующими обстоятельствами. Во-первых, концентрации примеси в слое n-Si:Er для исследованных образцов могут несколько отличаться от соответствующих концентраций для тестовых диодных образцов. Во-вторых, для оже-релаксации эрбия на свободных носителях заряда коэффициент Оже может зависеть от микроскопической структуры (и соответствующего электростатического потенциала) излучающих центров. Вид спектров ФЛ, приводимых в [47], указывает, что для исследованных в [47] образцов Si:Er излучающие центры эрбия

сходны с центрами преципитатного типа в образце #1. Определяемая для образца #1 величина C_A в целом сходится с данными [39, 47], с учетом значительного разброса данных, приводимых в цитируемых работах. Отметим, что различие в величинах коэффициентов Оже для свободных и связанных носителей для образца #1 заметно меньше, чем в имплантационных образцах [47]. Это различие может объясняться большей величиной перекрытия волновых функций электронов эрбия и мелкого примесного центра в СМЛЭ слоях Si:Er, например, за счет лучшей локализации электрически активных примесей вблизи эрбиевых комплексов. Для образца #2 различие в коэффициентах Оже для релаксации на свободных и связанных носителях заряда больше, чем для образца #1. Более мелкие примесные центры в образце #2 (по сравнению с #1) соответствуют меньшей локализации электронов, и, соответственно, меньшему перекрытию волновых функций электронов эрбия и примеси. Тем самым, следует ожидать меньшего значения коэффициента Оже для релаксации на связанных носителях заряда.

Выводы по главе 3

Исследованы особенности оже-девозбуждения ионов эрбия равновесными носителями заряда в слоях Si:Er с различными излучающими центрами. Показано, что оже-девозбуждение ионов Er^{3+} определяется мелкими примесными центрами, формирование которых в слоях Si:Er зависит от условий СМЛЭ роста: высокотемпературных ($T_{\text{gr}} \sim 500-600$ °C) образцах энергия ионизации и концентрации примеси составляют $E_i^{(\text{HT})} \sim 35-40$ мэВ и $N_D \sim 10^{16}$ см⁻³, в низкотемпературных ($T_{\text{gr}} \sim 400-450$ °C) образцах $E_i^{(\text{LT})} \sim 15-20$ мэВ и $N_D \sim 10^{17}$ см⁻³. Различие в энергии ионизации объясняется различной структурой примесно-дефектных комплексов, формирующихся по типу кислородосодержащих термодоноров в процессе роста слоя n-Si:Er. Сопоставление данных люминесцентных и емкостных измерений позволило уточнить энергии ионизации примесных центров и сделать вывод о значительной (на уровне 10-30%) компенсации основной примеси в слоях Si:Er с ионами эрбия в SiO₂-подобных преципитатах.

Глава 4. Температурное гашение ЭЛ ионов Er^{3+} в эпитаксиальных структурах Si:Er/Si с различными типами излучающих центров в диапазоне $T > 100 \text{ K}$

В предшествующей главе было показано, что основным механизмом безызлучательной релаксации эрбия в СМЛЭ структурах Si:Er/Si в диапазоне температур $T \sim 20-80 \text{ K}$ при умеренной накачке, является оже-релаксация ионов Er^{3+} на равновесных носителях заряда. Было показано, что, в зависимости от условий роста структур, за оже-релаксацию ионов Er^{3+} ответственны различные группы примесно-дефектных центров, отличающиеся энергией ионизации и, по-видимому, структурой. В предлагаемой главе обсуждаются особенности температурного гашения люминесценции ионов Er^{3+} в диапазоне $T > 100 \text{ K}$ и факторы, его вызывающие.

Одним из наиболее информативных подходов к исследованию причин, вызывающих температурное гашение люминесценции, является, по-видимому, сопоставление температурных зависимостей интенсивности эрбиевой люминесценции и времени жизни ионов Er^{3+} в возбужденном состоянии $^4I_{13/2}$. Такой подход позволяет разделить вклады процессов возбуждения и безызлучательной релаксации ионов Er^{3+} в температурное гашение люминесценции, и был продемонстрирован в [39] при исследовании причин температурного гашения ФЛ и ЭЛ светоизлучающих структур Si:Er:O , полученных имплантацией ионов эрбия и кислорода в кремниевую подложку. В данном разделе вышеупомянутая методика применена к исследованию особенностей температурного гашения эрбиевой ЭЛ в светодиодных структурах $p^+-\text{Si/n-Si:Er:O}$, полученных методом сублимационной МЛЭ. Применительно к СМЛЭ структурам Si:Er/Si , подобный подход был использован Д.И. Крыжковым [72], однако выполненные им исследования ограничены областью относительно низких температур $T < 100 \text{ K}$. Исследования, результаты которых представлены в предлагаемой главе, выполнены в области более высоких температур ($T > 100-150 \text{ K}$), в которой наблюдается наиболее интенсивное (на порядки величины) гашение люминесценции эрбия. При таких температурах темп оже-процессов, обусловленных ионизацией мелких примесей в слоях Si:Er , насыщается, и оже-девозбуждение не играет заметной роли в температурном гашении люминесценции структур на основе Si:Er . Целью данного раздела является изучение процессов безызлучательной релаксации, включающихся при высоких температурах ($T > 100 \text{ K}$), и сопоставление вкладов безызлучательной релаксации и эффективности возбуждения ионов эрбия в наблюдаемое температурное гашение люминесценции эрбия.

В первом параграфе описаны особенности измерений кинетики люминесценции, направленных на исследование “back-transfer” релаксации эрбия в диодных структурах Si:Er/Si, и описаны исследуемые образцы. Во втором параграфе приведены результаты исследования диодных СМЛЭ структур с ионами эрбия в составе SiO₂-подобных преципитатов. Третий параграф посвящен исследованию безызлучательной “back-transfer” релаксации с малой энергией активации (~70 мэВ в сравнении с ~140 мэВ в первом случае), обнаруженной в СМЛЭ структурах с излучающими центрами Er-1 и Er-O1. О наблюдении “back-transfer” релаксации со столь малой энергией активации ранее не сообщалось, и результаты выполненных исследований представляются нам достаточно интересными. В четвертом параграфе приведены результаты исследования структуры примесно-дефектных состояний, формируемых в слоях Si:Er в процессе СМЛЭ, и обсуждается роль этих состояний в процессах возбуждения и “back-transfer” релаксации эрбия.

4.1 Особенности исследования кинетики люминесценции ионов Er³⁺ в диодных структурах Si:Er/Si

Диодные структуры Si:Er/Si являются исключительно удобными для исследования процессов безызлучательной релаксации эрбия. В отличие от однородно-легированных структур Si:Er/Si, диодные структуры позволяют физически разделить излучающие центры иона Er³⁺, подверженные различным механизмам девозбуждения. В той части слоя Si:Er, которая соответствует области электрической нейтральности (ОЭН) диода, концентрация свободных носителей заряда велика (определяется уровнем легирования и температурой), и оже-релаксация, рассмотренная в предыдущей главе, весьма интенсивна. В части слоя Si:Er, соответствующего области пространственного заряда (ОПЗ) диода, свободные носители вытеснены электрическим полем и их концентрация мала. Таким образом, в ОПЗ диода оже-девозбуждение подавлено и основным механизмом безызлучательной релаксации эрбия является “back-transfer” релаксация. В соответствии со сказанным, кинетика люминесценции диодных структур является, как правило, двухэкспоненциальной, что соответствует наличию двух различных областей структуры (рис. 4.1.1) с различным темпом безызлучательной релаксации эрбия.

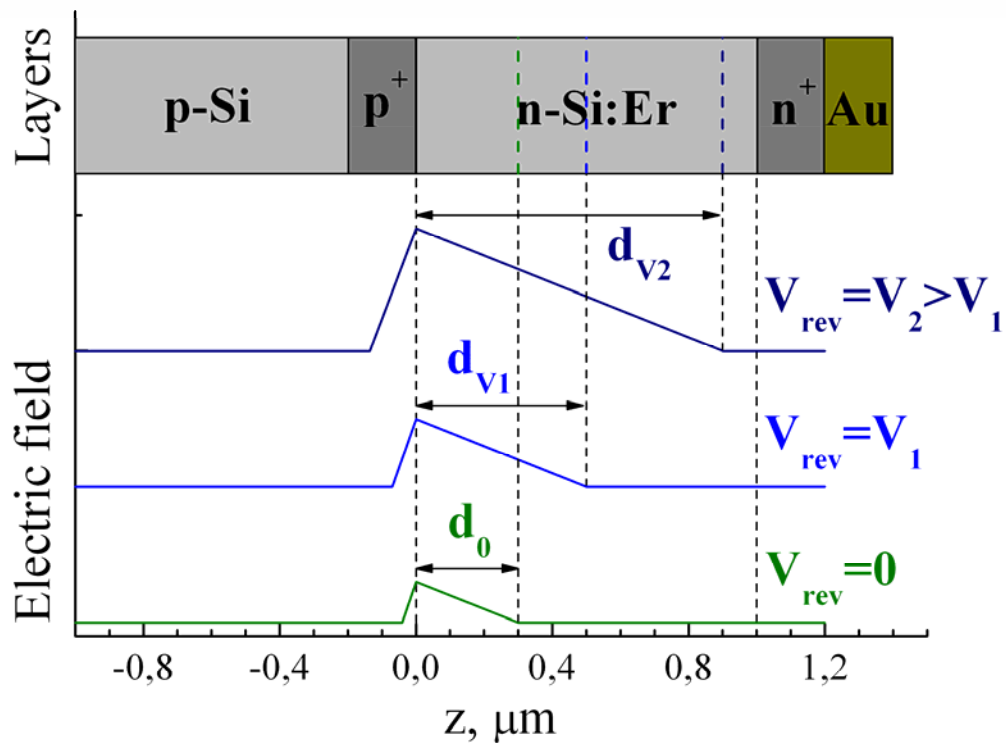


Рис. 4.1.1. Ростовая схема диодной структуры Si:Er/Si (сверху); ширина обедненной области диода и распределение электрического поля при различных величинах обратного смещения (снизу).

Очевидно, что при люминесцентных измерениях отклик ионов Er^{3+} в ОЭН, спад которого определяется оже-релаксацией, будет маскировать искомый отклик эрбия в ОПЗ. С тем, чтобы уменьшить вклад центров эрбия, расположенных в ОЭН и девозбуждаемых за счет оже-релаксации, в наблюдаемый сигнал люминесценции, мы использовали следующую схему модуляции смещения, подаваемого на исследуемый диод (см. вставку на рис. 4.1.2). Люминесценция эрбия возбуждалась импульсом прямого тока, который завершался подачей на диод обратного смещения V_{rev} . Это позволяло быстро удалить свободные носители заряда из активной области и, тем самым, уменьшить вклад оже-релаксации. По мере увеличения V_{rev} наблюдалось перераспределение взаимной доли быстрой и медленной компонент люминесцентного отклика в пользу более медленной, что соответствует увеличению доли эрбия, локализованного (при заданном обратном смещении) в обедненной области диода и релаксирующего по механизму “back-transfer” (см. рис.4.1.1).

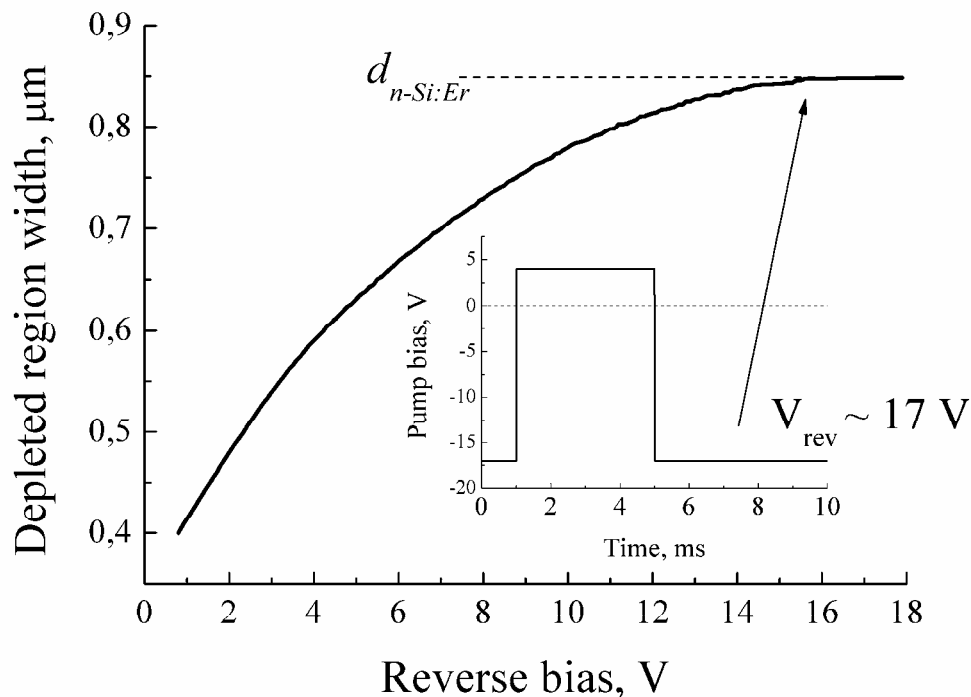


Рис. 4.1.2. Зависимость ширины ОПЗ диодной структуры от величины обратного смещения. Пунктиром показана толщина слоя n-Si:Er. На вставке приведена временная диаграмма напряжения на структуре при исследованиях кинетики спада ЭЛ.

На рис. 4.1.2 представлена построенная по данным вольт-фарадных измерений зависимость ширины ОПЗ исследуемой диодной структуры от величины V_{rev} для одного из исследуемых образцов. Сопоставление ширины ОПЗ с толщиной слоя n-Si:Er (показана пунктиром на рис. 4.1.2) показывает, что область пространственного заряда полностью перекрывает слой n-Si:Er для данного образца при величине $V_{rev} \sim 16-17$ В. Действительно, увеличив V_{rev} до величины ~ 17 В, мы смогли минимизировать ширину ОЭН и, тем самым, получить моноэкспоненциальный отклик, не содержащий вклада релаксации ионов эрбия по механизму Оже. Таким образом, увеличение V_{rev} позволяет отстроиться от оже-релаксации ионов Er^{3+} и наблюдать более медленные процессы безызлучательной релаксации. С тем, чтобы подавить оже-релаксацию эрбия на избыточных (неравновесных) носителях заряда, кинетические измерения выполнялись при малой плотности тока накачки (~ 0.4 А/см²).

Были исследованы диодные структуры Si:Er/Si, выращенные при различных температурах и, соответственно, обладающие различными типами излучающих центров. Характеристики исследуемых образцов приведены в таблице 4.1.1.

Таблица 4.1.1.

Образец	Температура роста	Условия отжига	Тип излучающих центров
#1 (7-26)	$T_{gr} = 520 \text{ }^\circ\text{C}$	без отжига	$\text{SiO}_x:\text{Er}$
#2 (K145)	$T_{gr} = 520 \text{ }^\circ\text{C}$	без отжига	$\text{SiO}_x:\text{Er}$
#3 (7-30)	$T_{gr} = 400 \text{ }^\circ\text{C}$	без отжига	Er-O1
#4 (7-30A)	$T_{gr} = 400 \text{ }^\circ\text{C}$	800 $^\circ\text{C}$, 30 мин.	Er-1

Спектры люминесценции исследуемых образцов приведены на рис. 4.1.3. В образцах, выращенных при высокой температуре (#1 и #2) преобладают центры эрбия в составе SiO_2 -подобных преципитатов. В низкотемпературных ($T_{gr}=400 \text{ }^\circ\text{C}$) образцах до отжига вклад в люминесценцию дают несколько различных типов центров с преобладанием центров типа Er-O1 (#3), после отжига определяющий вклад в люминесценцию вносят центры типа Er-1 (#4).

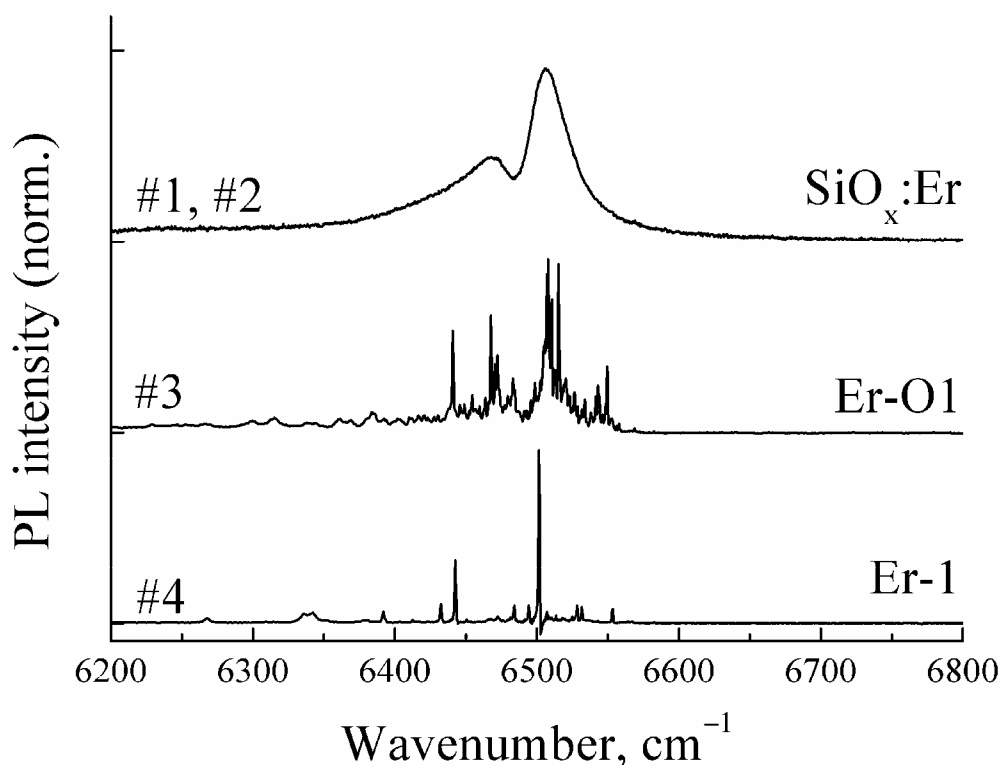


Рис. 4.1.3. Спектры ФЛ исследуемых образцов Si:Er. Спектры нормированы на единицу и разнесены по вертикали для наглядности.

4.2 Исследование “эрбиевого” фотоотклика в диодных СМЛЭ структурах Si:Er/Si с ионами эрбия в составе SiO₂-подобных преципитатов

В литературе наиболее полно описан механизм “back-transfer” релаксации эрбия, наблюдаемый для структур Si:Er/Si, полученных имплантацией эрбия и кислорода в кремниевую подложку, и характеризуемый энергией активации ~140-150 мэВ [39, 47]. В [38, 73] было экспериментально подтверждено, что “back-transfer” релаксация эрбия сопровождается генерацией свободных носителей заряда, и это позволяет наблюдать процесс “back-transfer” в спектрах фотопроводимости структур Si:Er/Si. В данном разделе будет показано, что такой тип “back-transfer” релаксации действительно наблюдается в СМЛЭ структурах Si:Er, и будут рассмотрены особенности его проявления.

Перейдем к исследованию спектров фототока диодных СМЛЭ структур Si:Er/Si. Исследовался образец #1 (см. таблицу 4.1.1), выращенный при $T_{gr}=520^{\circ}\text{C}$. Преобладающим типом излучающих центров в подобных высокотемпературных образцах являются центры преципитатного типа с характерной широкой ($\Delta k \sim 50 \text{ см}^{-1}$) полосой люминесценции. В качестве источника возбуждающего излучения использовалась лампа накаливания. Для спектрального анализа фототока использовался фурье-спектрометр Bruker Vertex80v. Часть спектра источника, соответствующая межзонному для кремния излучению, отсекалась полосовыми фильтрами, и эффективный спектральный диапазон источника составлял $\sim 3700\text{-}8300 \text{ см}^{-1}$. Это позволило значительно уменьшить шум и более четко зафиксировать слабые особенности в спектрах фототока. Для усиления фототока использовался малощумящий усилитель Stanford Research Systems SR570. Спектральное разрешение составляло до 2 см^{-1} . Температурные измерения проводились в заливном азотном криостате.

Спектр фототока, зарегистрированный при температуре $T=300 \text{ K}$, в спектральном диапазоне вблизи 6500 см^{-1} , представлен на рис. 4.2.1. На том же рисунке для сравнения приведен спектр фотолюминесценции исследуемого образца. Сопоставление приведенных спектров люминесценции и фототока позволяет установить, что наблюдаемая на фоне широкополосной «подставки» резонансная особенность в спектре фототока соответствует области излучательных переходов эрбия. Таким образом, резонансно возбуждаемые центры эрбия при релаксации дают вклад в фототок, что подтверждает наличие “back-transfer” релаксации в исследуемом образце. В контрольных диодных структурах, не содержащих ионов эрбия, такая особенность в спектре фототока не наблюдалась.

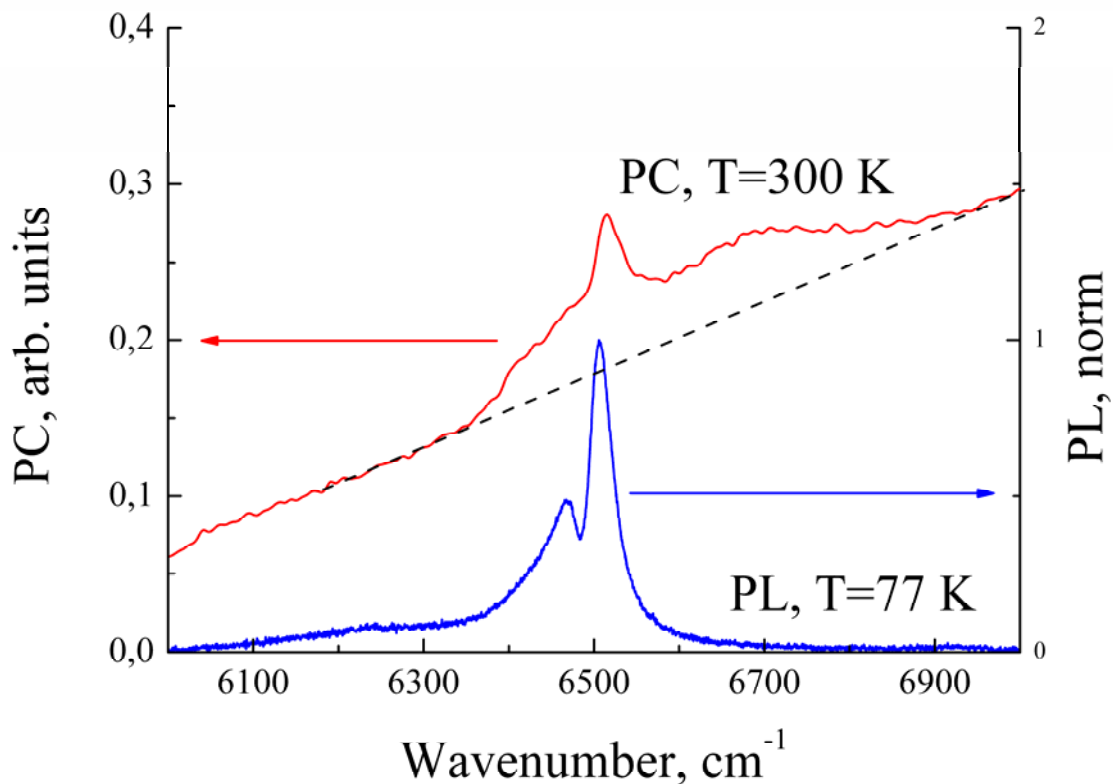


Рис. 4.2.1. Спектры фототока ($T=300$ К) и фотолюминесценции ($T=77$ К) исследуемого образца. Пунктиром обозначен фоновый ток, не связанный с эрбием.

Механизм возникновения наблюдаемого резонансного пика в спектрах фототока в области излучательных переходов эрбия, соответствующий модели, приведенной в [73], представлен на рис. 4.2.2. Излучающие центры эрбия возбуждаются резонансной оптической накачкой на длине волны $\lambda \sim 1.5$ мкм (рис 4.2.2, *a*). Далее, возбужденные ионы Er^{3+} релаксируют безызлучательным образом по механизму “back-transfer”. Выделяемая в этом процессе энергия расходуется на возбуждение электрона валентной зоны в “промежуточное” состояние, локализованное вблизи излучающего центра (рис. 4.2.2, *b*). Недостаток энергии в этом процессе компенсируется за счет тепловых колебаний решетки. В электрическом поле р/п-перехода происходит разделение электрона и дырки, которые дают вклад в фототок.

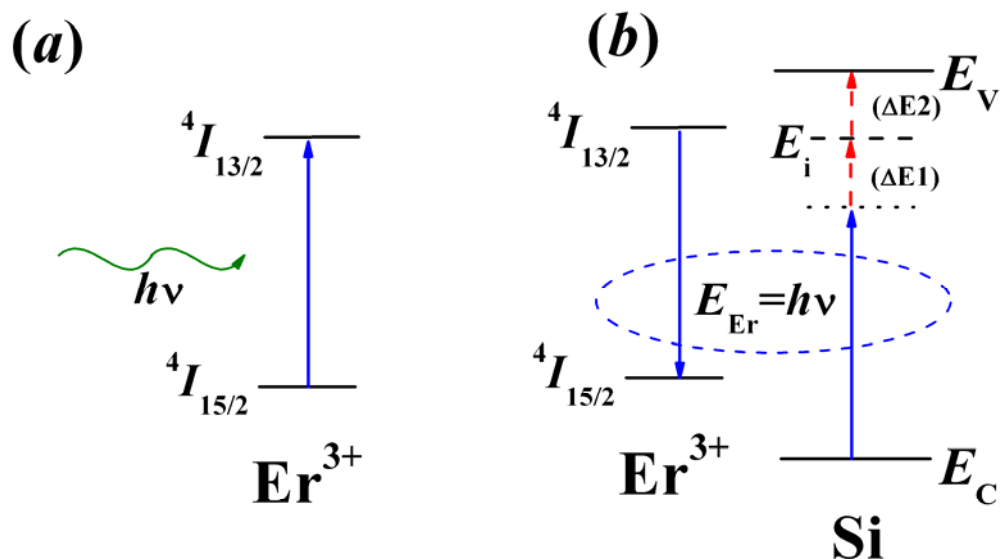


Рис. 4.2.2. Механизм возникновения резонансного фотоотклика эрбиевых центров.

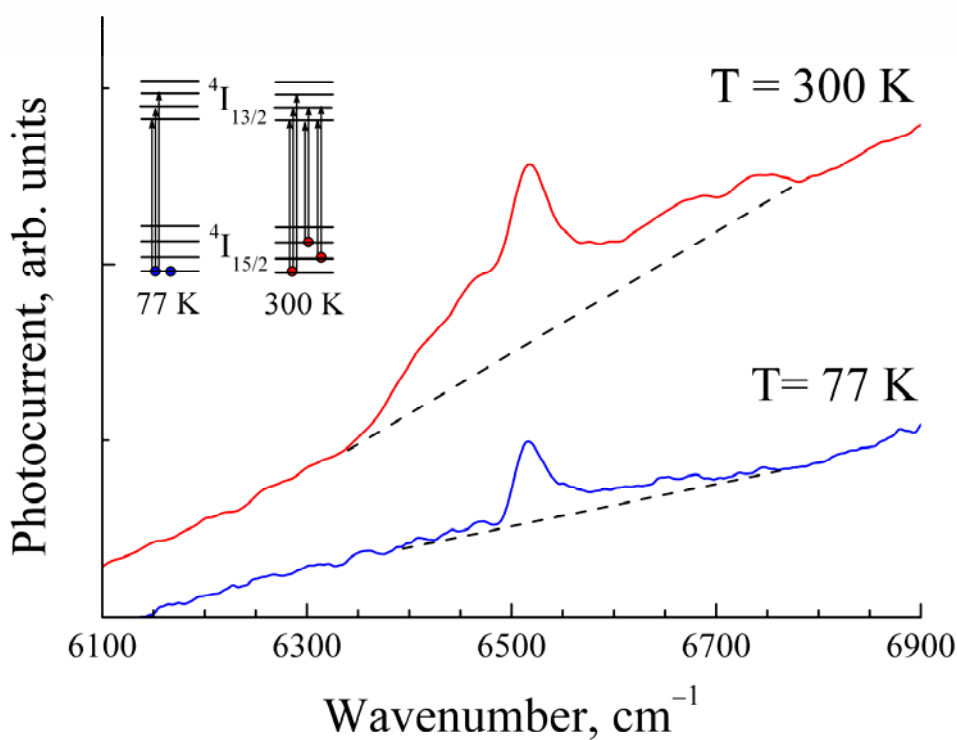


Рис. 4.2.3. Спектры фототока Si:Er диода, измеренные при $T=77 \text{ K}$ и $T=300 \text{ K}$. Спектры сдвинуты по вертикали для наглядности. Пунктиром обозначена величина фонового тока, не связанного с “back-transfer” релаксацией эрбия. На вставке: влияние заселенности штатковских подуровней состояния $4I_{15/2}$ при высоких и низких температурах на ширину спектра фотоотклика эрбия.

На рис. 4.2.3 приведены спектры фототока, измеренные при $T=300$ К и $T=80$ К (спектры сдвинуты по вертикали, поскольку величина широкополосного фона значительно меняется с температурой). В спектре, измеренном при комнатной температуре, имеется выраженное длинноволновое плечо в области $\nu=6350-6480$ см⁻¹, соответствующее переходам в возбужденное состояние $^4I_{13/2}$ с верхних штарковских подуровней основного состояния $^4I_{15/2}$. При низких температурах заселены только нижние подуровни, и данное низкоэнергетическое плечо не наблюдается.

Температурная зависимость “эрбиевого” фототока (интегральная величина тока, соответствующего отклику эрбия, за вычетом не связанного с эрбием фона, линейно зависящего от частоты) приведена на рис. 4.2.4. Представленные данные позволяют выделить три температурных интервала с различным поведением фототока: область фонового тока ($T=80-120$ К), область активационного роста ($T=120-250$ К), и область насыщения ($T=250-300$ К). Отметим, что насыщение фототока, связанного с “back-transfer” релаксацией эрбия, наблюдалось нами впервые, что отличает выполненные нами исследования от выполненных ранее и описанных в [38, 74]. Отсутствие подобного насыщения фототока в работе [38] вынудило авторов усложнить модель и ввести в нее дополнительный процесс безызлучательной рекомбинации носителей, связанных на глубоких примесных уровнях. Наблюдение насыщения “эрбиевого” фототока в СМЛЭ диодных структурах Si:Er/Si связано, по-видимому, со значительно меньшей дефектностью СМЛЭ структур по сравнению с исследованными ранее имплантационными структурами Si:Er/Si.

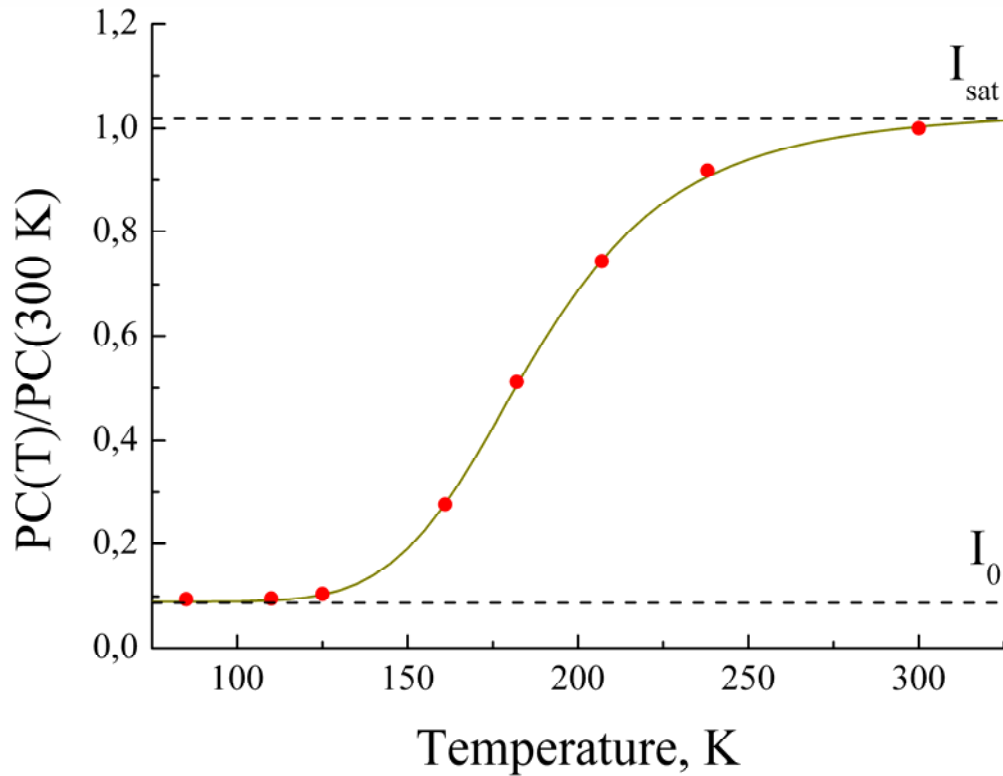


Рис. 4.2.4. Температурная зависимость “эрбиевой” компоненты фототока. Данные нормированы на величину фототока при $T=300$ К. Точки – эксперимент, сплошная линия – аппроксимация выражением (4.1.7).

Приведенная на рис. 4.2.4 зависимость $I(T)$ показывает, что общий фотоотклик системы состоит из постоянной и температурно-активируемой компонент:

$$I = I_0 + I_1(T), \quad I_0 = \text{const}(T).$$

Мы предполагаем, что вклад I_0 обусловлен теми центрами эрбия, для которых основным механизмом релаксации является безызлучательная релаксация за счет близости к какому-либо дефекту кристалла. Такой механизм безызлучательной релаксации не чувствителен к температуре, а ионы эрбия, подверженные данному механизму, не дают вклада в люминесценцию.

Описать температурный ход термоактивируемой компоненты “эрбиевого” фототока можно на основании уравнений баланса в рамках двухуровневой модели излучающего центра [31]. В предположении, что все носители достигают контактов, величина I фототока определяется выражением

$$I = e \frac{N^* V}{\tau_{NR}}. \quad (4.2.1)$$

Здесь N^* – концентрация возбужденных эрбиевых центров, τ_{NR} – время безызлучательной релаксации с рождением электронно-дырочной пары, V – объем активной области, e – заряд электрона. Стационарное значение N^* при постоянной плотности мощности накачки составляет

$$N^* = N_0 \cdot \frac{\sigma\tau\Phi}{1 + \sigma\tau\Phi}, \quad (4.2.2)$$

где N_0 – концентрация центров иона Er^{3+} , поглощающих свет с длиной волны вблизи 1.5 мкм, σ – сечение оптического возбуждения эрбия, Φ – плотность потока фотонов накачки, τ – среднее время жизни иона Er^{3+} в возбужденном состоянии. В проведенных в данной работе экспериментах реализуется случай малой плотности мощности возбуждения, при которой

$$N^* = N_0 \cdot \sigma\tau\Phi, \quad (4.2.3)$$

и выражение для величины фототока принимает вид

$$I = e(N_0V)\sigma\Phi \frac{\tau}{\tau_{NR}}. \quad (4.2.4)$$

Время жизни возбужденного эрбиевого центра определяется двумя параллельными процессами:

$$\tau^{-1} = \tau_0^{-1} + \tau_{NR}^{-1}. \quad (4.2.5)$$

Во-первых, имеет место излучательная релаксация с характерным временем τ_0 , не зависящим от температуры. Во-вторых, есть термоактивируемый процесс безызлучательной релаксации со временем $\tau_{NR}(T)$:

$$\tau_{NR} = \tau^* \exp\left(\frac{E_A}{kT}\right). \quad (4.2.6)$$

Подставляя (4.2.5) и (4.2.6) в выражение (4.1.4), получаем искомое выражение для температурной зависимости фототока:

$$I = I_0 + I_S \frac{1}{1 + \frac{\tau^*}{\tau_0} \exp\left(\frac{E_A}{kT}\right)}. \quad (4.2.7)$$

где $I_S = e \cdot \sigma\Phi \cdot N_0V$.

Аппроксимация данных эксперимента выражением (4.2.7) приведена сплошной линией на рис. 4.2.4. Получаемое значение энергии термической активации фототока составляет $E_A \sim 140$ мэВ. Для константы взаимодействия τ^* получено $\tau^*/\tau_0 = 2 \times 10^{-4}$, и, соответственно, $\tau^* \sim 2 \times 10^{-7}$ с. Отметим, что определяемая таким образом из температурной зависимости фототока энергия активации безызлучательной релаксации E_A близка

к энергии “back-transfer” релаксации, приводимой в [38, 39, 47], в то время как эффективность взаимодействия, выражаемая предэкспоненциальным множителем $(\tau^*)^{-1}$, для исследованных СМЛЭ структур Si:Er/Si значительно меньше известных из литературы данных (в [38] приводится значение $\tau^* \sim 5 \times 10^{-9}$ с). Это связано, с нашей точки зрения, с различиями в структуре дефектных состояний, формируемых в имплантационных и эпитаксиальных слоях Si:Er. При имплантации эрбия дефектность получаемых слоев Si:Er непосредственно обусловлена внедрением ионов Er^{3+} . Следует ожидать, что формирующиеся примесно-дефектные центры будут локализованы достаточно близко к излучающим центрам иона Er^{3+} . При эпитаксиальном росте формируемые примесно-дефектные состояния распределены в слое Si:Er более равномерно. Таким образом, перекрытие волновых функций электронов эрбия и примеси, обеспечивающей “back-transfer” релаксацию, для имплантационных структур Si:Er/Si может быть значительно больше, чем у эпитаксиальных.

Перейдем к рассмотрению кинетики и температурного гашения эрбиевой люминесценции в исследуемом образце. Осциллограммы спада люминесценции, зарегистрированные при различных температурах, приведены на рис. 4.2.5.

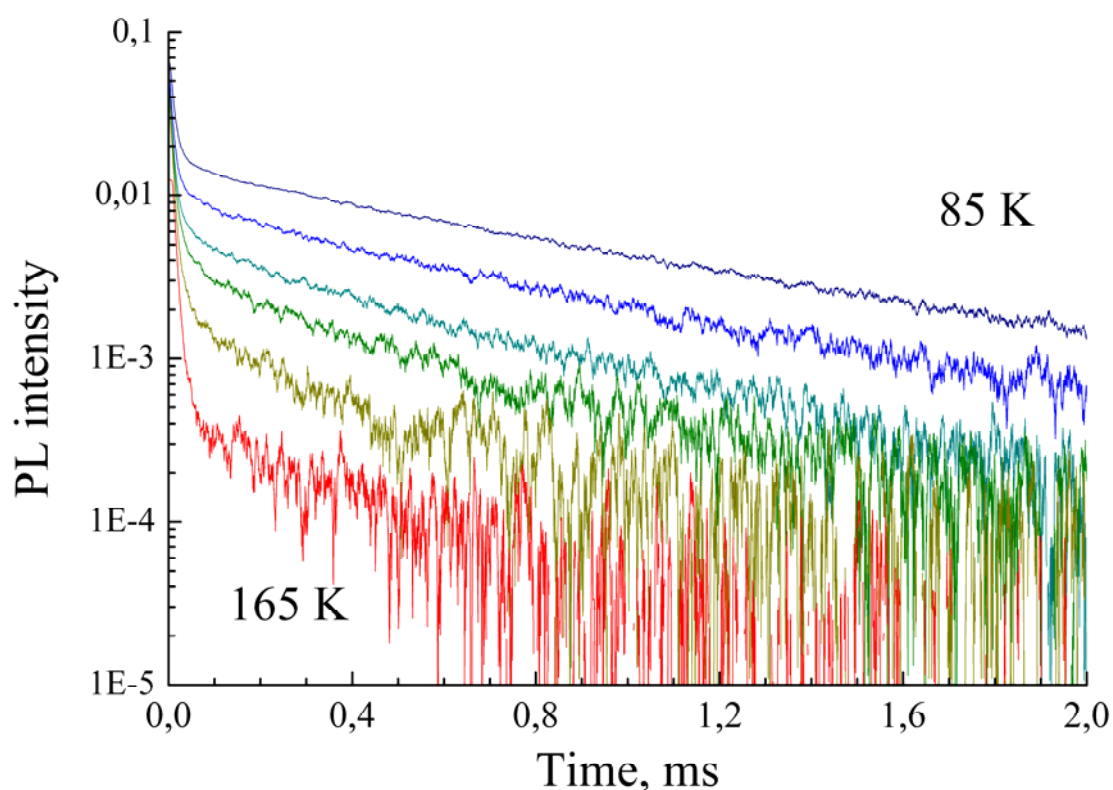


Рис. 4.2.5. Кинетика люминесценции эрбия в исследуемом образце при различных температурах.

Быстрая компонента сигнала обусловлена релаксацией эрбия, локализованного вне обедненной области диода, на избыточных носителях заряда. “Back-transfer” релаксации соответствует медленный спад люминесценции, характеризующий релаксацию ионов Er^{3+} , локализованных в обедненной области диода. Из рис. 4.2.5 видно, что характерное время спада медленной компоненты люминесцентного отклика весьма слабо изменяется в диапазоне температур $T=80\text{-}170\text{ К}$, то есть влияние процессов безызлучательной релаксации на эффективное время жизни возбужденного эрбиевого центра в исследованном интервале температур мало. Сравним результаты, полученные из исследований спектроскопии фототока и люминесцентных измерений (рис. 4.2.6).

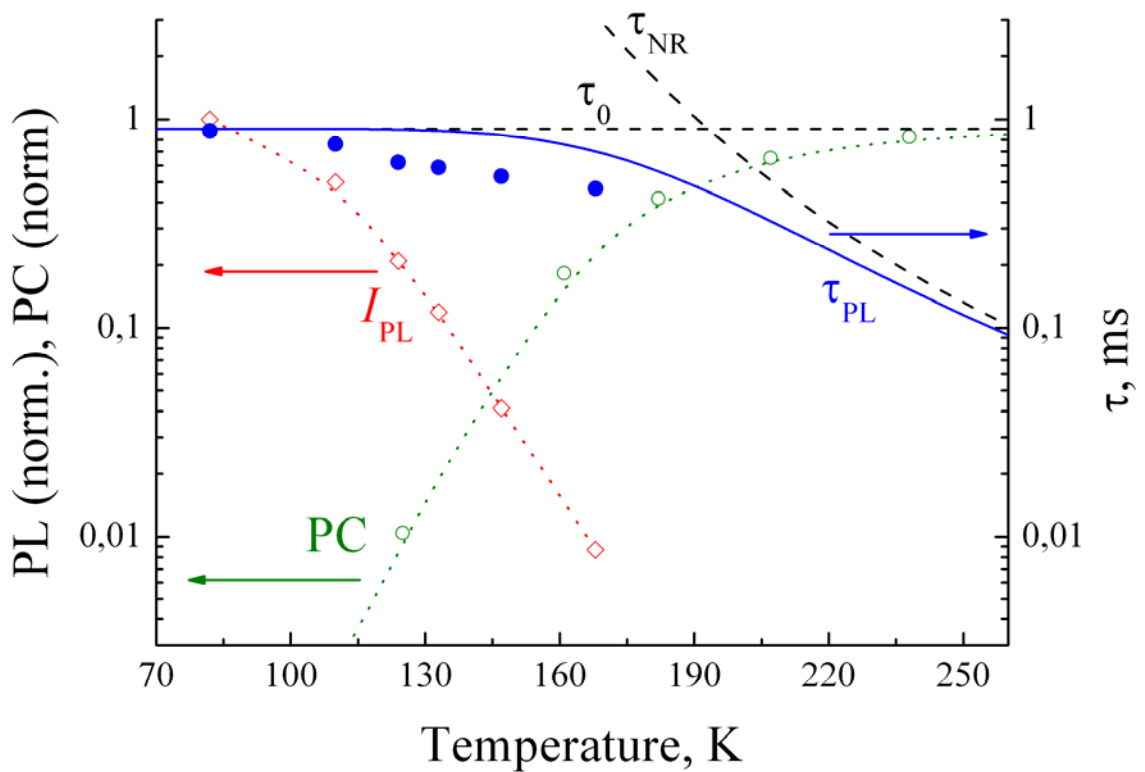


Рис. 4.2.6. Температурные зависимости интенсивности фотолюминесценции (\diamond , I_{PL}), времени спада люминесценции (\bullet , τ_{PL}) и величины “эрбиевого” фототока (\circ , PC). Пунктиром обозначены излучательное время жизни иона Er^{3+} в возбужденном состоянии (τ_0) и рассчитанная (на основании измеренных величин фототока) температурная зависимость времени безызлучательной “back-transfer” релаксации (τ_{NR}). Сплошная линия (τ_{PL}) отражает эффективное время спада, рассчитанное с учетом излучательной и “back-transfer” релаксации.

Температурная зависимость фототока позволяет по формулам (4.2.5) и (4.2.6) рассчитать темп безызлучательной релаксации эрбия (τ_{NR} на рис. 4.2.6) и, соответственно, ожидаемое время спада люминесценции (τ_{PL} на рис. 4.2.6) в зависимости от температуры.

Из рисунка видно, что рассчитанная зависимость $\tau_{PL}(T)$ удовлетворительно описывает экспериментальные данные. Расчеты показывают, что существенное влияние безызлучательной релаксации на время спада ФЛ эрбия должно наблюдаться только в области температур $T > 180-190$ К. Это факт определяет еще одно отличие СМЛЭ структур от исследованных в [38, 39, 47], которое состоит в том, что включение “back-transfer” релаксации эрбия в СМЛЭ структурах происходит при более высоких температурах (за счет обсуждаемого выше различия в величинах τ^*). Отметим, что интенсивность люминесценции эрбия в исследованном температурном интервале $T = 80-170$ К падает на два порядка величины, не позволяя проводить измерения с временным разрешением при температурах $T > 170$ К. Сопоставление температурных зависимостей интенсивности и времени спада люминесценции позволяет заключить, что определяющий вклад в температурное гашение люминесценции в интервале температур $T \sim 80-170$ К дает снижение эффективности возбуждения эрбия.

Проведенные измерения позволили оценить число центров эрбия, вносящих вклад в фототок. Возможность проведения таких оценок связана с тем, что, в отличие от всех предшествующих работ [38, 74], для исследуемого СМЛЭ Si:Er/Si диода наблюдается выраженное насыщение “эрбиевого” фототока в области высоких температур (рис. 4.2.4). При высоких температурах преобладающим механизмом релаксации эрбия становится “back-transfer” релаксация с генерацией электронно-дырочной пары ($\tau \rightarrow \tau_{NR}$). Концентрация эрбия, дающего вклад в фототок, может быть оценена по формуле

$$N_0 = \frac{I}{e\sigma\Phi V}.$$

В проведенных экспериментах компонента тока, соответствующая отклику эрбиевых центров, пересчитанная по спектру фототока из интегрального значения тока составляет $I \sim 1$ пА при $T = 300$ К. Плотность потока фотонов в полосе поглощения эрбия составляет величину порядка $\Phi = 10^{15}$ см⁻²с⁻¹. Поскольку преобладающим типом оптически активных центров в исследуемых образцах являются центры эрбия преципитатного типа, сходные с исследуемыми в [38] (см. спектр фототока в работе [73]), для оценок использовано приведенное в [38] значение сечения поглощения: $\sigma = 2 \times 10^{-20}$ см². Излучающий объем составляет $V = 6 \times 10^{-6}$ см³. Таким образом, можно оценить концентрацию центров эрбия, участвующих в генерации фототока, на уровне $N_{Er}^{opt} = 5 \times 10^{16}$ см⁻³, что составляет $\sim 5\%$ от полной концентрации эрбия в слое (по данным ВИМС, $N_{Er}^{tot} = 10^{18}$ см⁻³). Отметим, что приведенное значение соответствует по порядку величины характерным значениям оптической активности эрбия в слоях Si:Er ($\sim 1-10\%$ [12, 13]). Последнее обстоятельство позволяет предположить, что центры эрбия, дающие вклад в фототок при резонансной

оптической накачке за счет “back-transfer” релаксации, и центры, люминесцирующие при рекомбинационном возбуждении (т.е. оптически активные в классическом понимании), являются одними и теми же. Тем самым, мы утверждаем (с точностью погрешности оценок), что все ионы эрбия, возбуждаемые по экситонному (рекомбинационному) механизму, подвержены “back transfer” релаксации.

4.3 “Back transfer” релаксация ионов Er^{3+} в составе центров Er-O1 и Er-1 с линейчатой структурой спектра люминесценции

В предыдущем параграфе были приведены результаты исследования классического варианта “back-transfer” релаксации, характерного для имплантационных структур и наблюдаемого нами в СМЛЭ структурах Si:Er/Si с излучающими центрами преципитатного типа. Вместе с тем, выполненные нами исследования показали, что для ионов эрбия в составе излучающих центров Er-1 и Er-O1 с линейчатой структурой спектра в СМЛЭ структурах Si:Er/Si характерна безызлучательная релаксация (далее также называемая “back transfer” релаксацией) с заметно меньшей энергией активации ~ 70 мэВ. Отметим, что в научной литературе до сих пор не сообщалось о наблюдении и исследовании безызлучательной “back transfer” релаксации ионов эрбия со столь малой энергией активации.

Как уже указывалось, диодные структуры с преобладанием излучающих центров типа Er-O1 и Er-1, обладающих линейчатой структурой спектра люминесценции (#3 и #4 в таблице 4.1.1), выращивались при температуре $T_{\text{gr}} \sim 400$ °С. Для подобных низкотемпературных структур характерна значительно более высокая концентрация носителей в активном слое n-Si:Er ($n \sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$), по сравнению с диодными структурами #1 и #2 с излучающими центрами преципитатного типа ($n \sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$) [A4]. По этой причине, в образцах #3 и #4 (с преобладанием центров Er-1 и Er-O1) ширина обедненной области диода при нулевом смещении на p/n-переходе заметно меньше толщины слоя Si:Er. Возможности увеличения ширины ОПЗ до полной толщины слоя Si:Er (путем увеличения обратного смещения) ограничены ростом тока утечки и развитием пробоя p/n-перехода. Поэтому предложенная в разделе 4.1 схема регистрации кинетики люминесценции не позволяет полностью отсечь быструю компоненту люминесценции, соответствующую оже-релаксации эрбия в электрически нейтральной области диода. В то же время, эта схема позволяет убедиться, что при изменении величины обратного смещения имеет место соответствующее перераспределение вкладов быстрой и медленной компонент люминесцентного отклика в общий сигнал люминесценции.

Таким образом, мы показали, что медленная часть люминесцентного отклика соответствует излучению ионов Er^{3+} , расположенных в обедненной области диода. Эти центры не подвержены оже-девозбуждению, и время спада медленной компоненты сигнала определяется “back-transfer” релаксацией эрбия.

Кинетика электролюминесценции диодной структуры #3 (с излучающими центрами Er-O1) при различных температурах приведена на рис. 4.3.1. Несмотря на то, что амплитуда быстрой компоненты довольно велика, разделение быстрой и медленной компонент в кривых спада электролюминесценции не представляет сложностей в силу достаточно большого различия во временах спада быстрой и медленной компонент.

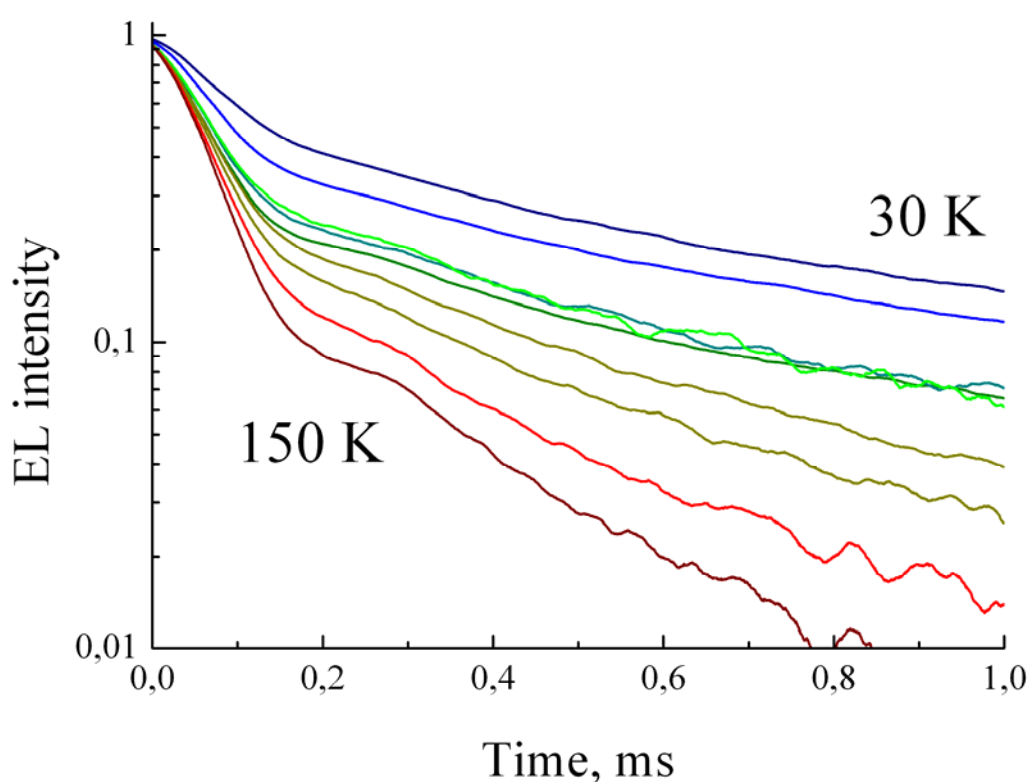


Рис. 4.3.1. Кинетика спада ЭЛ центра Er-O1 при различных температурах (образец #3). Кинетические кривые нормированы на единицу.

Температурная зависимость времени спада ЭЛ ионов Er^{3+} в составе центра Er-O1 (диодная структура #3) приведена на рис. 4.3.2. В диапазоне температур $T > 40 \text{ K}$ приведенные данные хорошо описываются в предположении о наличии двух параллельных процессов девозбуждения ионов Er^{3+} , соответствующих процессам излучательной и безызлучательной релаксации. Темп излучательной релаксации ионов Er^{3+} (определяемый излучательным временем жизни τ_0) предполагается не зависящим

от температуры, а темп безызлучательной релаксации (с характерным временем τ_{NR}) экспоненциально зависит от температуры и характеризуется некоторой энергией активации E_A [47]. Температурная зависимость полного времени жизни ионов Er^{3+} в возбужденном состоянии определяется следующим выражением:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_0} + \frac{1}{\tau_{NR}} = \frac{1}{\tau_0} + W_0 \exp\left(-\frac{E_A}{kT}\right) \quad (4.3.1)$$

где k – постоянная Больцмана, T – температура, W_0 – подгоночный параметр, определяющий характерный темп безызлучательной релаксации.

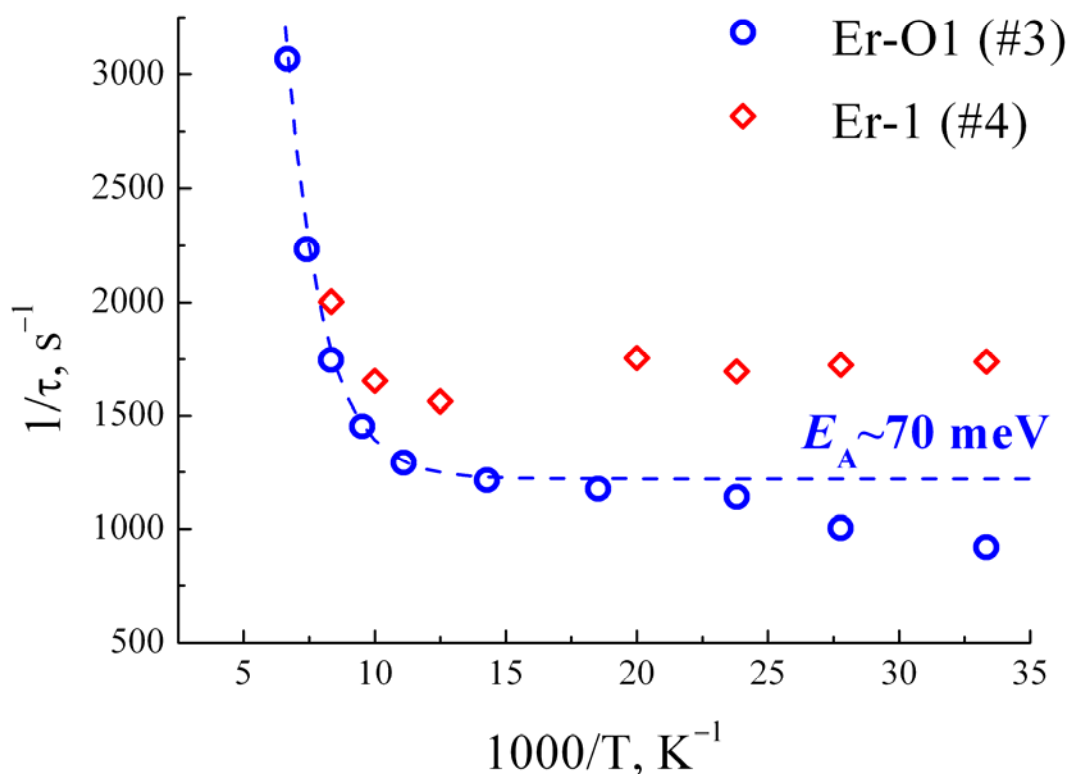


Рис. 4.3.2. Температурная зависимость времени спада люминесценции для образцов #3 (Er-O1) и #4 (Er-1). Точки – эксперимент, пунктир – аппроксимация выражением (4.3.1).

Энергия активации, определенная путем аппроксимации экспериментальных данных выражением (4.3.1), составила $E_A \sim 70$ мэВ. Отметим, что эта величина заметно расходится с результатами исследования “back transfer” релаксации в имплантационных структурах ($E_A \sim 150$ мэВ [39, 47]). Отметим, что в интервале $T=25-40$ К наблюдается достаточно отчетливая ступенька в зависимости $\tau^{-1}(T)$, в то время как в диапазоне $T=40-80$ К время спада люминесценции практически не изменяется. Это указывает на наличие параллельного процесса безызлучательной релаксации, быстро насыщающегося с ростом

температуры. Тем не менее, при самых низких температурах измерений время спада люминесценции составляет $\tau \sim 1.2$ мс и соответствует типичному излучательному времени жизни ионов эрбия в с-Si:Er.

Рассмотрим особенности, характеризующие кинетики спада ЭЛ ионов Er^{3+} в составе центра Er-1 (#4 на рис. 4.3.2). Во-первых, время спада люминесценции для центров Er-1 ($\tau_{\text{Er-1}} \sim 0.6-0.7$ мс) во всем исследованном интервале температур несколько меньше наблюдаемого для центров Er-O1 ($\tau_{\text{Er-O1}} \sim 1.2$ мс в том же образце до отжига). Мы связываем наблюдаемое уменьшение времени жизни с ростом темпа безызлучательной релаксации за счет изменения концентрации электрически активных примесей в процессе отжига. Рост концентрации ионизованных электрически активных центров при отжиге низкотемпературных образцов Si:Er/Si наблюдался в работе [A4].

Во-вторых, мы не смогли наблюдать четко выраженный участок активационного роста темпа релаксации эрбия в области высоких температур, подобный тому, который наблюдался в диодной структуре #3, что мы объясняем следующими факторами. Люминесценция ионов эрбия в образце #4 характеризуется более сильным температурным гашением, по сравнению с образцом #3. По этой причине температурный диапазон, в котором проводились измерения кинетики ЭЛ, для образца #4 был ограничен сверху температурой $T \sim 130$ К, в то время как для образца #3 измерения проводились при температурах до $T \sim 150$ К. Из рис. 4.3.2 видно, что при $T > 100$ К для центров Er-1 также наблюдается рост темпа релаксации, тем не менее, этих данных недостаточно для определения энергии активации. Во-вторых, заметно меньшее время спада люминесценции, наблюдаемое в области низких температур, маскирует включение безызлучательной релаксации по механизму “back-transfer”.

Перейдем к обсуждению механизма, который мог бы объяснить наблюдаемый в структурах с излучающими центрами Er-O1 процесс “back transfer” релаксации ионов Er^{3+} с энергией активации $E_A \sim 70$ мэВ. Для получения дополнительной информации о процессах безызлучательной релаксации эрбия в исследуемых структурах Si:Er/Si нами были детально изучены спектры фототока этих структур в области, соответствующей излучательным переходам эрбия. Измерения были проведены в широком интервале температур, заведомо включающим в себя температуры, при которых (по данным кинетики люминесценции) безызлучательная релаксация эрбия преобладает над излучательной. Тем не менее, в спектрах фототока диодных структур Si:Er/Si с преобладанием центров Er-O1 и Er-1 мы не наблюдали каких-либо резонансных особенностей, указывающих на генерацию свободных носителей под воздействием “back-transfer” релаксации ионов Er^{3+} . Это позволяет нам утверждать, что процесс

безызлучательной релаксации ионов Er^{3+} в составе центров Er-O1 и Er-1 в исследованных СМЛЭ диодных структурах Si:Er/Si не завершается генерацией свободных носителей заряда.

Сравним наблюдаемый процесс “back-transfer” релаксации эрбия, характеризуемый малой энергией активации, с процессом, рассмотренным в предыдущем параграфе, обладающим значительно большей энергией активации.

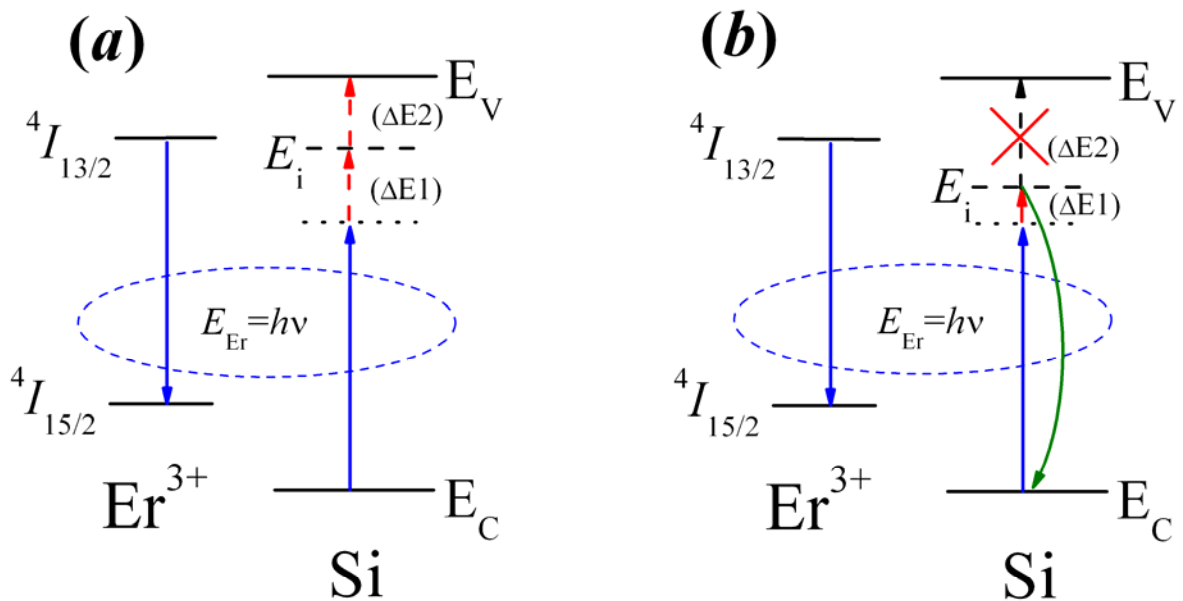


Рис. 4.3.3. Схемы процессов “back-transfer” релаксации эрбия с большей (a) и меньшей (b) энергиями активации

Схемы рассматриваемых процессов приведены для сравнения на рис. 4.3.3. Уравнение баланса энергии для процесса “back-transfer” релаксации эрбия, завершающегося генерацией электронно-дырочных пар, выглядит следующим образом:

$$E_{\text{Er}} + \Delta E_1 + \Delta E_2 = E_G.$$

Здесь E_{Er} – энергия перехода $^4I_{13/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$ иона Er^{3+} , E_G – ширина запрещенной зоны кремния, ΔE_1 – энергия активации “back-transfer” девозбуждения иона Er^{3+} , требуемая для генерации носителей заряда, связанных на промежуточном состоянии E_i , а ΔE_2 – энергия диссоциации этих носителей с образованием свободных носителей заряда. Генерация свободных носителей заряда и, как следствие, возникновение резонансного фотоотклика эрбия, является результатом двух последовательных термически активируемых процессов.

Схемы, представленные на рис. 4.3.3, *a* и рис. 4.3.3, *b*, различаются соотношением величин ΔE_1 и ΔE_2 . Рис. 4.3.3, *a* соответствует процессу “back-transfer” релаксации эрбия с большой энергией активации ($E_A \sim 140$ мэВ), наблюдавшемуся для излучающих центров преципитатного типа и описанному в параграфе 4.2. Поскольку величина E_A для этого процесса была получена из температурной зависимости фототока, она, зависит как от величины ΔE_1 , так и от величины ΔE_2 . Тем не менее, поскольку получаемое значение E_A энергии активации “back-transfer” релаксации составляет приблизительно половину от общего дефицита энергии

$$E_A \sim \frac{E_G - E_{Er}}{2} \equiv \frac{\Delta E_1 + \Delta E_2}{2},$$

можно утверждать, что $\Delta E_1 \sim \Delta E_2$. Другими словами, возбуждение “промежуточного” состояния (ΔE_1) и его диссоциация (ΔE_2) требуют приблизительно одинаковой температуры. По мере повышения температуры эти процессы включаются одновременно, и в этом случае “back-transfer” релаксация ионов Er^{3+} действительно завершается генерацией свободных носителей заряда, что мы фиксируем по наблюдению резонансного фотоотклика ионов эрбия на частоте перехода ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ иона Er^{3+} .

Рис. 4.3.3, *b* соответствует “back-transfer” релаксации эрбия, для которой характерна малая энергия активации ($E_A \sim 70$ мэВ), наблюдаемой, в частности, в структурах Si:Er/Si с центрами типа Er-O1. Отметим, что величина E_A для этого процесса получена из кинетики люминесценции, и, таким образом, отражает только процесс возбуждения “промежуточного” состояния (ΔE_1), но не последующее освобождение носителей заряда. В этом случае $\Delta E_1 = E_A = 70$ мэВ, соответственно $\Delta E_1 \ll E_G - E_{Er}$, и имеет место достаточно большой дефицит энергии, требуемой для распада “промежуточного состояния” и выброса носителей в свободную зону:

$$\Delta E_2 = E_G - E_{Er} - E_A \approx 270 \text{ мэВ}.$$

Поскольку $\Delta E_1 \ll \Delta E_2$, при температурах, достаточных для девозбуждения эрбиевых центров, распад “промежуточного” состояния с образованием свободных носителей заряда затруднен. Это дает основания предположить, что рождаемые в процессе безызлучательной релаксации эрбия связанные носители заряда рекомбинируют по механизму Шокли, и, тем самым, не дают вклада в фототок. Такой механизм соответствует проявлениям “back-transfer” релаксации ионов Er^{3+} , наблюдаемым в описанных выше экспериментах. Действительно, “back-transfer” девозбуждение эрбия включается при значительно меньших температурах (по сравнению с рассмотренным

выше случаев $\Delta E_1 \sim \Delta E_2$), однако не приводит к возникновению резонансного фотоотклика эрбиевых центров.

Таким образом, в структурах Si:Er/Si с излучающими центрами преципитатного типа мы наблюдали классический (описанный в литературе) процесс “back-transfer” релаксации эрбия, характеризующийся большой энергией активации (~140 мэВ) и завершающийся генерацией свободных носителей заряда. Для ионов Er^{3+} в составе центров Er-O1, обладающих линейчатой структурой спектра, характер “back-transfer” релаксации существенно отличается от имеющихся представлений: энергия активации “back-transfer” релаксации (~70 мэВ) значительно меньше приводимых в литературе значений, а девозбуждение эрбия не сопровождается генерацией свободных носителей заряда.

В то же время, нельзя говорить о четкой корреляции между типом излучающих центров иона Er^{3+} и особенностями безызлучательной релаксации этих центров. Для образца #2 с излучающими центрами преципитатного типа мы наблюдали “back-transfer” релаксацию с энергией активации $E_A \sim 70$ мэВ, сходную с наблюдаемой для образца #3 с центрами Er-O1 [A1]. С нашей точки зрения, особенности безызлучательной релаксации эрбия в СМЛЭ структурах Si:Er/Si в диапазоне температур $T > 100$ К связаны с различиями в структуре дефектно-примесных состояний в запрещенной зоне кремния, формирующихся при росте слоев Si:Er. Исследованию энергетического спектра дефектно-примесных состояний в СМЛЭ структурах Si:Er/Si посвящен следующий параграф данной главы.

4.4 Исследование подзонного фотоотклика диодных структур Si:Er/Si

Исследования особенностей кинетики и температурного гашения люминесценции ионов Er^{3+} в СМЛЭ структурах Si:Er/Si, результаты которых были приведены в предшествующих параграфах, выявили значительные различия в характере безызлучательной релаксации эрбия в составе излучающих центров различной природы. В данном разделе приведены результаты исследования спектров фототока диодных СМЛЭ структур Si:Er/Si, направленных на установление корреляции люминесцентных свойств и особенностей безызлучательной релаксации эрбия в исследуемых структурах с характеристиками энергетического спектра дефектно-примесных состояний в запрещенной зоне Si:Er.

Исследовались спектры фототока диодных структур Si:Er/Si, выращенных при различных температурах. В исследуемых образцах слой Si:Er не легировался

дополнительно какими-либо примесями, помимо эрбия и кислорода. Состав излучающих эрбиевых центров и концентрация доноров, формирующихся в слое Si:Er, определялись температурой эпитаксии [61, A4]. Параметры исследуемых образцов приведены в таблице 4.4.1, а соответствующие этим образцам спектры люминесценции – на рис. 4.4.1.

Таблица 4.4.1

Номер образца	Температура роста	Концентрация доноров в слое Si:Er
#7-26	$T_{gr} \sim 520^\circ\text{C}$	$N_D \sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$
#7-27	$T_{gr} \sim 480^\circ\text{C}$	$N_D \sim 2 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$
#7-28	$T_{gr} \sim 440^\circ\text{C}$	$N_D \sim 6 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$
#7-30	$T_{gr} \sim 400^\circ\text{C}$	$N_D \sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$

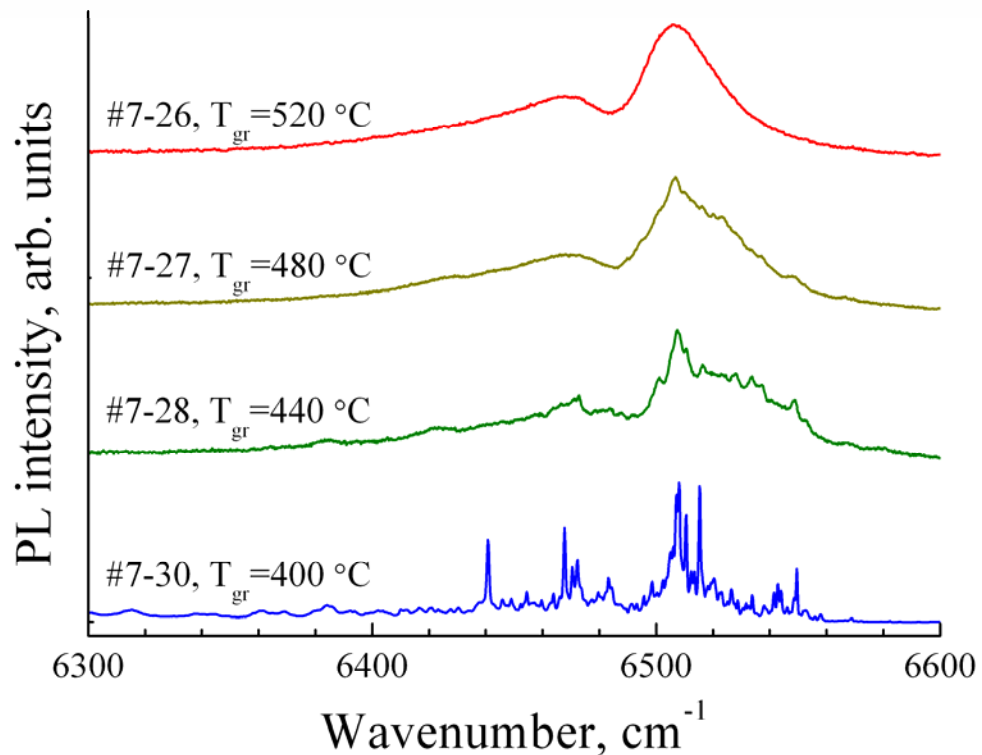


Рис. 4.4.1. Спектры ФЛ структур Si:Er/Si, выращенных при различных температурах. Температура измерений $T=77$ К. Спектры нормированы на единицу и разнесены по вертикали для наглядности.

Для спектрального анализа фототока использовался Фурье-спектрометр Bruker Vertex80v. В качестве источника возбуждающего излучения использовался глобар, что

позволило проводить измерения в режиме, линейном по мощности накачки, и полностью исключить влияние двухфотонных процессов. Использовался низкошумящий усилитель тока Stanford Research Systems SR570. Температурные измерения проводились в заливном азотном криостате. Спектральный диапазон измерений составлял $1000\text{-}15000\text{ см}^{-1}$, спектральное разрешение до 8 см^{-1} . Для учета спектральной функции источника излучения производилась нормировка измеряемых спектров фототока на отклик пирозлектрического (DTGS) приемника, имеющего практически плоскую спектральную функцию во всем диапазоне измерений.

На рис. 4.4.2 приведены спектры фототока исследуемых диодных структур Si:Er/Si, а также спектр тестового кремниевого диода, не легированного эрбием, измеренные при температуре $T=300\text{ К}$.

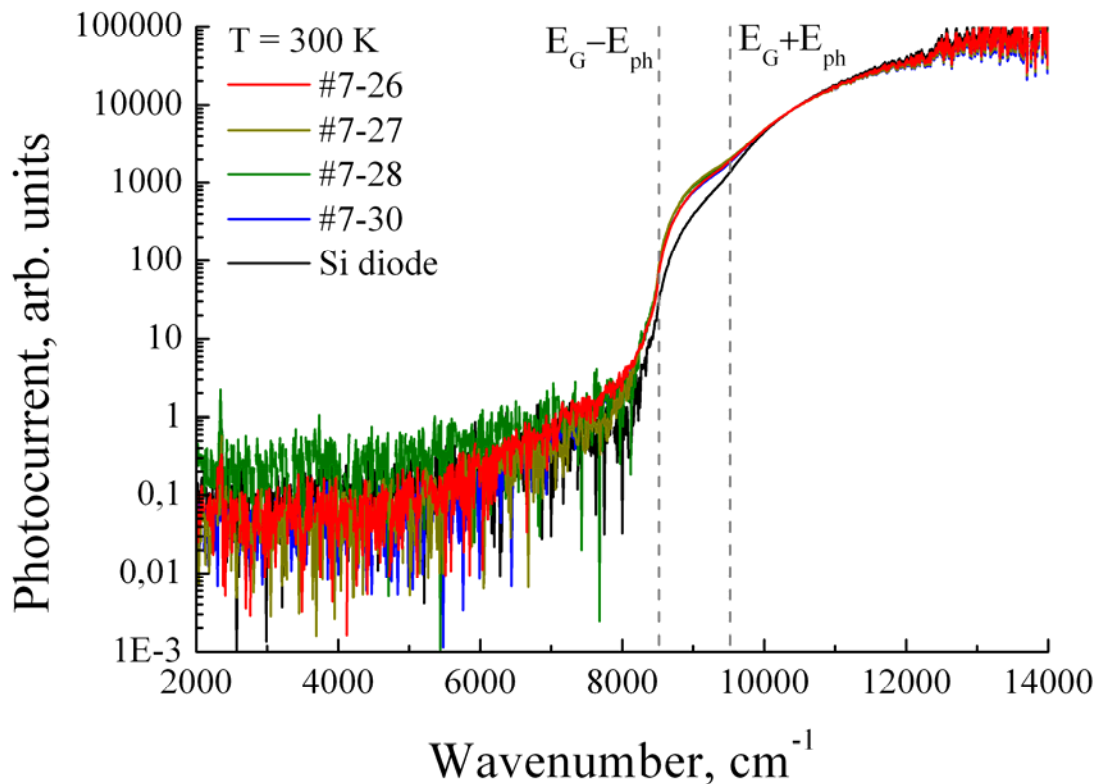


Рис. 4.4.2. Спектры фототока диодных структур Si:Er/Si, а также тестового Si диода без эрбия. Температура измерений $T=300\text{ К}$.

Вид спектров фототока одинаков для всех представленных образцов. В области энергий, соответствующих краю межзонного поглощения кремния, наблюдаются ступеньки $\hbar\omega = E_G \pm E_{ph}$, отражающие оптические переходы с испусканием и поглощением оптических фононов. Незначительные различия в спектрах фототока вблизи края фундаментального поглощения могут быть объяснены различной концентрацией

мелких электрически активных примесей в исследуемых структурах. В области энергий меньше ширины запрещенной зоны кремния ($\hbar\omega < E_G - E_{ph}$) поглощение света мало (на уровне шумов регистрирующей системы) и приблизительно одинаково во всех образцах, как легированных эрбием, так и не содержащих редкоземельной примеси.

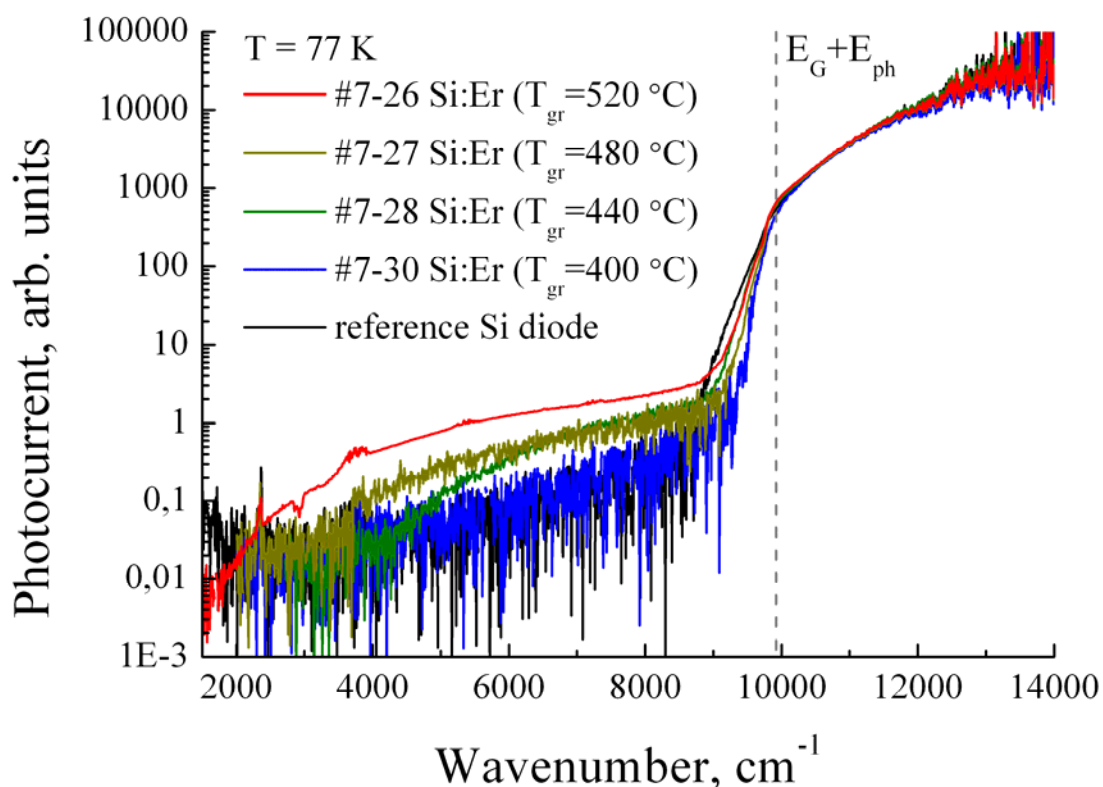


Рис. 4.4.3. Спектры фототока диодных структур Si:Er/Si. Температура измерений $T=80$ К.

На рис. 4.4.3 приведены спектры фототока тех же образцов, измеренные при температуре $T=80$ К. В области энергий значительно меньших, чем ширина запрещенной зоны кремния, наблюдается четкая зависимость величины фотоотклика от температуры эпитаксии слоя Si:Er. В образцах Si:Er/Si, выращенных при низкой температуре (#7-30, $T_{gr} \sim 400^\circ\text{C}$) интенсивность подзонного поглощения света мала. Спектр фототока этого образца соответствует спектру тестового кремниевого диода без эрбия. По мере увеличения температуры эпитаксии слоев Si:Er, величина подзонного фотоотклика получаемых диодных структур Si:Er/Si возрастает. В образцах, выращенных при высокой температуре (#7-26, $T_{gr} \sim 520^\circ\text{C}$), подзонная фотопроводимость выражена наиболее ярко, наблюдается в широком спектральном диапазоне ($h\nu \sim 2000-8000 \text{ cm}^{-1}$), и более чем на порядок величины превышает фотоотклик тестовых кремниевых диодов и низкотемпературных структур Si:Er/Si.

Следует обратить внимание, что в приведенных на рис. 4.4.3 спектрах фототока величина подзонного фотоотклика достаточно плавно спадает в области меньших энергий, и не наблюдается выраженной “красной границы” фототока. Это дает основания ожидать, что структура примесных состояний не описывается одним изолированным уровнем. Для прояснения данного вопроса были проведены измерения спектров фототока при различных температурах. Исследовался образец #7-26, выращенный при наиболее высокой температуре, в котором подзонный фотоотклик был наиболее выражен. Спектры фототока этого образца #7-26, измеренные для различных температур в диапазоне $T=90-190$ К, приведены на рис. 4.4.4.

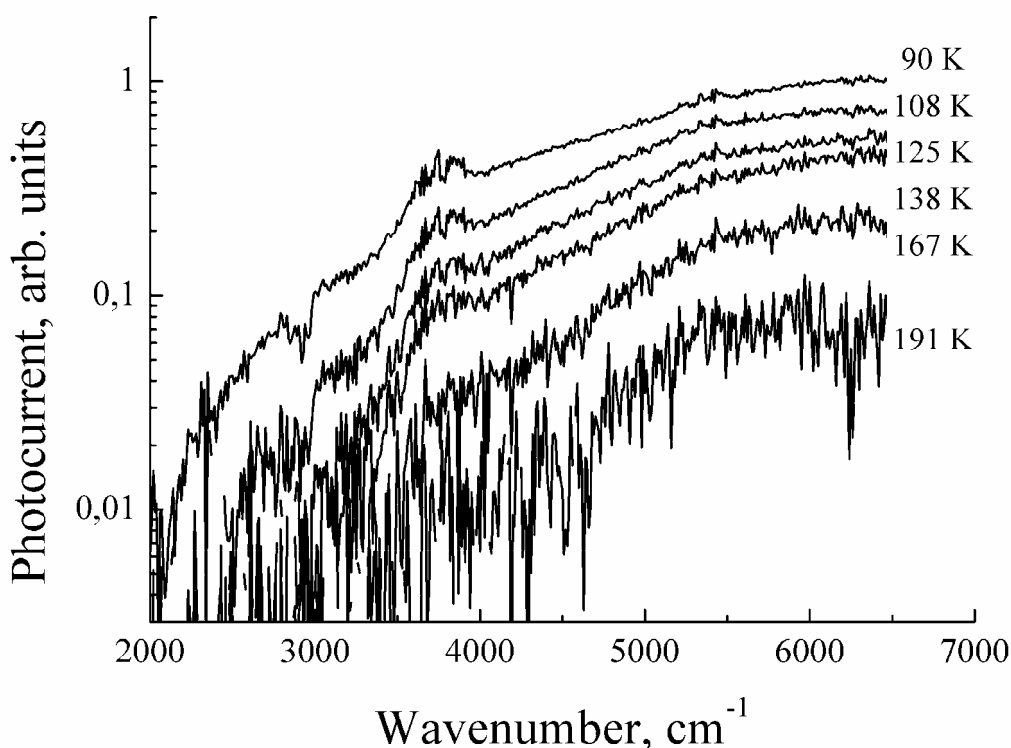


Рис. 4.4.4. Спектры фототока образца #7-26 ($T_{gr} \sim 520^\circ\text{C}$), измеренные при различных температурах.

Для каждого из представленных спектров проведено вычитание фототока, измеренного при комнатной температуре, при которой примесное поглощение отсутствует (см. рис. 4.4.2). Это позволило увеличить контрастность компоненты фотоотклика, связанной с примесным поглощением. Видно, что с ростом температуры наблюдения величина фототока падает, кроме того, условная “красная граница” в спектрах фототока плавно сдвигается в сторону больших энергий. Последнее позволяет нам утверждать, что в данном случае мы имеем дело не с одним или двумя уровнями

энергии в запрещенной зоне кремния, а с квазинепрерывным спектром состояний в запрещенной зоне кремния.

Энергии ионизации примеси, определяемые по длинноволновой границе в спектрах фототока, составляют величины порядка $1700\text{-}2300\text{ см}^{-1}$ ($210\text{-}280\text{ мэВ}$). Это в целом согласуется с заключениями о структуре примесных состояний в СМЛЭ слоях Si:Er, приведенными в [75] на основании данных двухцветной спектроскопии, а также в [76] на основании данных холловских измерений. Роль обнаруживаемых примесных состояний в безызлучательной релаксации эрбиевых центров может быть вполне заметной, например, за счет оже-девозбуждения свободными носителями заряда при ионизации примесей, что, по-видимому, и наблюдается в [75].

При сопоставлении спектров фототока диодных структур, выращенных в различных технологических условиях, мы обнаружили, что структура примесных состояний, формируемых в СМЛЭ слоях Si:Er, зависит от технологических особенностей ростового процесса. На рис. 4.4.5 приведены спектры фототока двух диодных структур Si:Er/Si, выращенных в близких условиях различными исследовательскими группами.

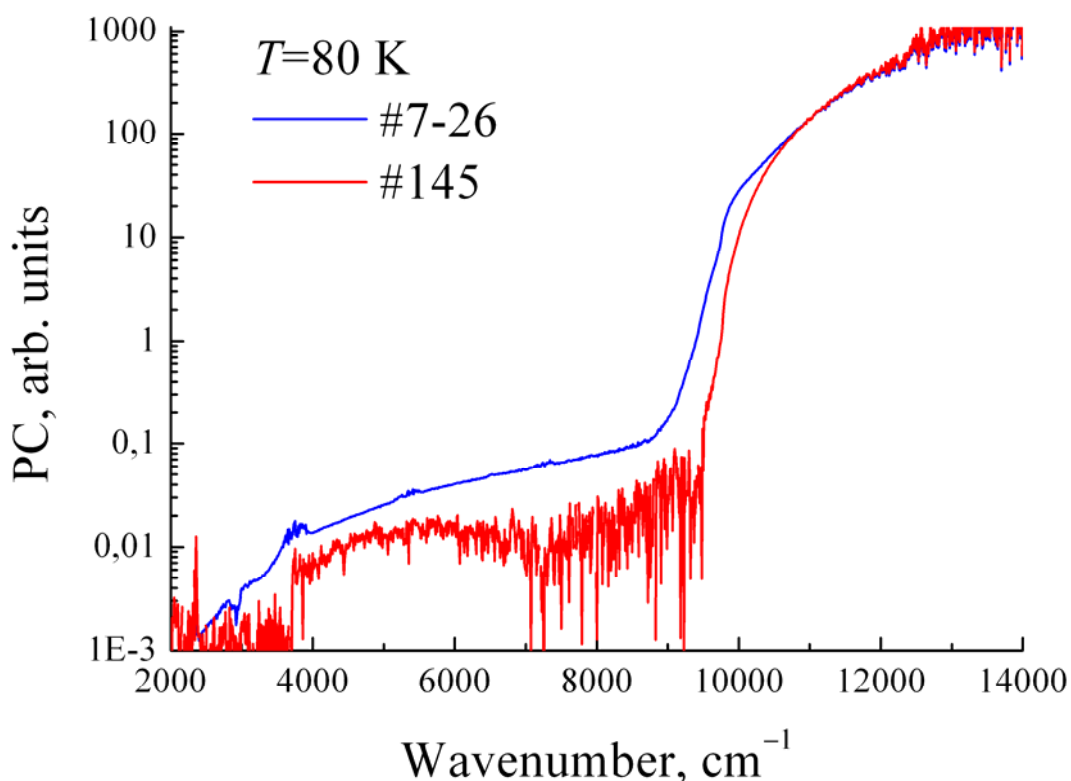


Рис. 4.4.5. Спектры фототока диодных структур Si:Er/Si с излучающими центрами преципитатного типа.

В обеих структурах были сформированы излучающие центры преципитатного типа. Спектры фотолюминесценции этих образцов практически идентичны и были приведены ранее на рис. 4.1.3 (#1, #2). В то же время, спектры фототока этих образцов качественно различны, что указывает на различную структуру примесных состояний, формируемых в процессе эпитаксиального роста. Эти различия могут быть обусловлены различным составом фоновых примесей либо в использованных ростовых источниках, либо в атмосфере ростовых установок. Различия в структуре примесных состояний, наблюдаемые в спектрах фототока диодных структурах #7-26 и #K145, с нашей точки зрения, ответственны и за различный характер “back transfer” релаксации ионов эрбия в данных структурах. Если свойства структуры #7-26 типичны для структур с ионами эрбия в составе SiO₂-подобных преципитатов, то структура #K145 по характеру “back transfer” релаксации более напоминает структуры, в которых преобладают излучающие центры с линейчатыми спектрами.

Сопоставим приведенные в предыдущем параграфе данные фототока с данными спектроскопии люминесценции. Ранее упоминалось, что тип оптически активных эрбиевых центров, формирующихся при СМЛЭ росте структур Si:Er/Si, определяется в первую очередь температурой эпитаксии [61]. При высоких температурах ($T_{gr} \sim 500-600^\circ\text{C}$) формируются излучающие центры эрбия преципитатного типа, для которых характерна относительно широкая ($\sim 50 \text{ см}^{-1}$) за счет неоднородного уширения полоса люминесценции. По мере понижения температуры эпитаксии вклад таких центров в спектр люминесценции снижается, и при самых низких температурах ($T_{gr} \sim 400^\circ\text{C}$) преобладающими становятся изолированные центры эрбия с линейчатой структурой спектра люминесценции. Спектры ФЛ, представленные на рис. 4.4.1, показывают, что такая закономерность действительно наблюдается для исследуемых образцов.

Сравнение вида спектров люминесценции, приведенных на рис. 4.4.1, со спектрами фототока, приведенными на рис. 4.4.3, позволяет, на первый взгляд, говорить о корреляции между формированием излучающих центров иона Er³⁺ преципитатного типа и наблюдаемым подзонным фотооткликом исследуемых структур. В образцах с большим относительным вкладом центров преципитатного типа в спектр люминесценции подзонный фотоотклик выражен ярче. Этому можно предложить два различных объяснения. Первая гипотеза заключается в том, что примесно-дефектные комплексы, дающие вклад в подзонный фотоотклик структур Si:Er/Si, напрямую соответствуют Er-содержащим комплексам, дающим вклад в люминесценцию. Вторая гипотеза заключается в том, что формирование излучающих центров преципитатного типа и формирование глубоких примесно-дефектных состояний не связаны между собой непосредственно, а

наблюдаемая корреляция обусловлена сходными закономерностями формирования электрически и оптически активных центров от температуры эпитаксии слоя Si:Er.

Далее будут приведены результаты эксперимента, позволяющие сделать выбор между указанными гипотезами. Для этого исследовались особенности ФЛ и ФП структур Si:Er/Si, выращенных с дополнительным легированием активного слоя примесью As. Слой Si:Er легировался дополнительно мышьяком до уровня $N_D \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Данные об этих образцах представлены в таблице 4.4.2.

Таблица 4.4.2

Номер образца	Температура роста	Концентрация доноров в активном слое
#7-71	$T_{gr} \sim 600^\circ\text{C}$	$N_D \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$
#7-72	$T_{gr} \sim 400^\circ\text{C}$	$N_D \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$

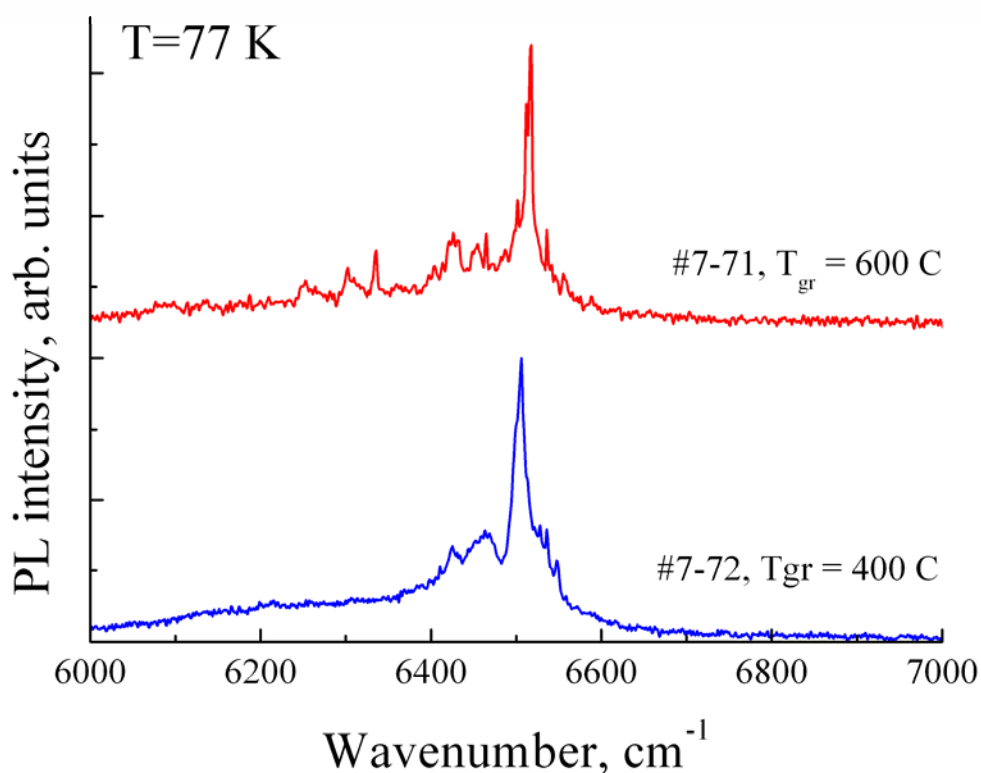


Рис. 4.4.6. Спектры фотолуминесценции диодных структур Si:Er/Si, выращенных с дополнительным легированием слоя Si:Er мышьяком. Температура измерений $T=77 \text{ К}$.

Спектры ФЛ исследуемых образцов показаны на рис. 4.4.6. Эти спектры имеют достаточно сложную структуру. Отметим, что в условиях дополнительного легирования

нам не удалось реализовать селективное формирование единственного типа излучающих центров. Тем не менее, можно утверждать, что в образце #7-71, выращенном при более высокой температуре, преобладающий вклад в люминесценцию вносят излучающие центры с линейчатым спектром, в то время как в низкотемпературном образце #7-72 значителен вклад центров преципитатного типа. Таким образом, дополнительное легирование слоя Si:Er мышьяком позволило изменить (по отношению к принятым в [61] представлениям) соотношение между температурой эпитаксии и составом излучающих центров эрбия.

Спектры фототока образцов, выращенных с дополнительным легированием, приведены на рис. 4.4.7. Заметный подзонный фотоотклик наблюдается, как и в предыдущем случае, в высокотемпературном образце (#7-71).

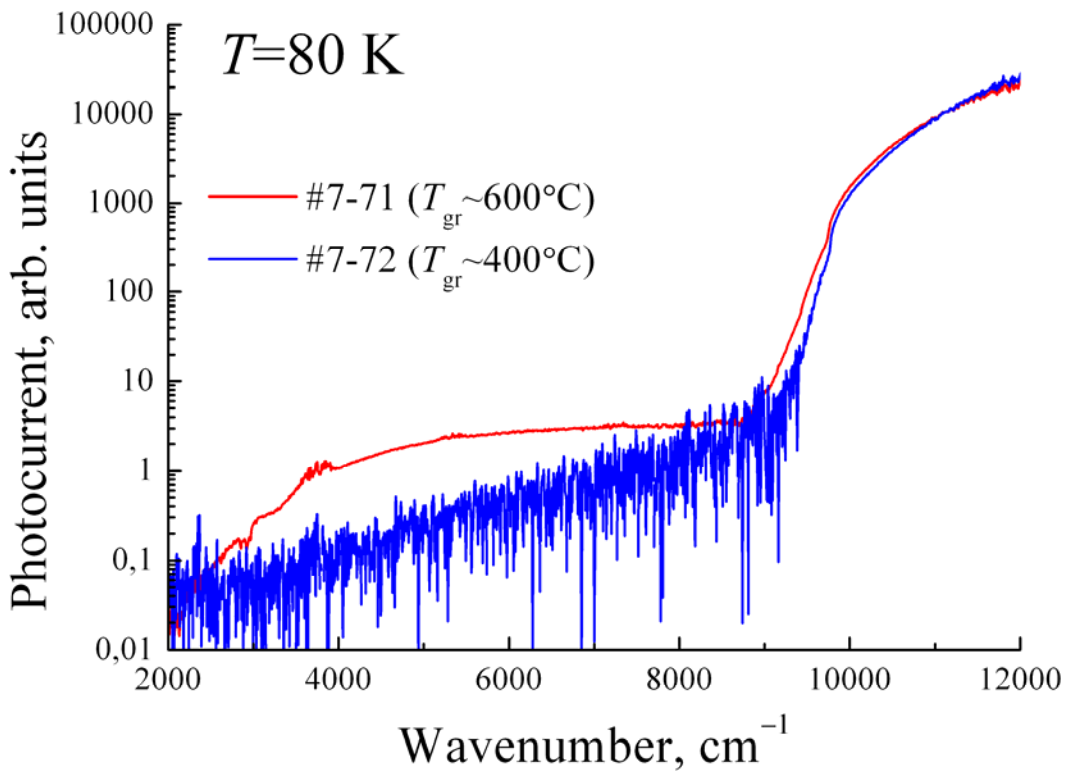


Рис. 4.4.7. Спектры фототока Si:Er диодов, выращенных с дополнительным легированием активного слоя: #5 ($T_{gr}=600\text{ }^{\circ}\text{C}$) и #6 ($T_{gr}=400\text{ }^{\circ}\text{C}$). Температура измерений $T=80\text{ K}$. Спектры разнесены по вертикали для наглядности.

Несмотря на то, что излучающие центры иона Er^{3+} преципитатного типа дают значительный вклад в люминесценцию низкотемпературного образца (#7-72), в спектре фототока этого образца не наблюдается дополнительного поглощения, по сравнению

с тестовыми кремниевыми диодами без эрбия. Таким образом, мы можем постулировать отсутствие жесткой связи между типом излучающих центров эрбия и структурой спектров фототока. По-видимому, наблюдаемое подзонное поглощение света связано с примесно-дефектными центрами, формирующимися при высоких температурах роста независимо от типа излучающих эрбиевых центров.

Приведенное сопоставление спектров фототока и фотолюминесценции диодных структур Si:Er/Si противоречит высказанным в работах [75, 76] предположениям о непосредственной связи наблюдаемых примесных уровней с излучающими центрами эрбия и участии соответствующих примесных состояний в процессах возбуждения редкоземельной примеси.

Таким образом, исследованы спектры фототока эпитаксиальных Si:Er/Si диодов в области энергий ниже края поглощения кремния. Предполагается, что поглощение света с энергией кванта меньше ширины запрещенной зоны кремния определяется примесно-дефектными комплексами, возникающими в процессе роста эпитаксиального слоя и формирующимися в запрещенной зоне кремния квазинепрерывный спектр состояний. Установлено, что плотность состояний в примесной зоне растет с увеличением температуры осаждения слоя Si:Er и не связана с типом излучающих центров, формируемых в процессе осаждения слоя.

Выводы по главе 4.

Исследованы процессы безызлучательной релаксации ионов эрбия в эпитаксиальных структурах Si:Er/Si с различными типами излучающих центров в диапазоне температур $T > 100$ К. В структурах с излучающими центрами преципитатного типа впервые наблюдалось насыщение резонансного фотоотклика на частоте рабочего перехода иона Er^{3+} с ростом температуры, что позволило непосредственно из данных эксперимента оценить концентрацию ионов эрбия, подверженных “back transfer” релаксации. Совпадение полученной оценки с оценкой концентрации оптически активных ионов эрбия позволяет утверждать, что ионы эрбия, возбуждаемые по экситонному механизму, обязательно подвержены “back transfer” релаксации.

В диодных структурах с преобладанием центров Er-O1 и Er-1 с линейчатым спектром излучения, “back-transfer” релаксация ионов Er^{3+} характеризуется существенно меньшей энергией активации (~ 70 мэВ), по сравнению с центрами преципитатного типа (~ 140 мэВ) и не сопровождается генерацией свободных носителей заряда. Предложена модель “back transfer” релаксации с малой энергией активации, объясняющая экспериментально обнаруженные особенности девозбуждения ионов Er^{3+} в составе центров Er-1 и Er-O1, включая отсутствие резонансного фотоотклика на частоте рабочего перехода иона Er^{3+} .

Исследованы спектры фототока диодных структур Si:Er/Si с различными типами излучающих центров в области энергий ниже края поглощения кремния. Показано, что поглощение света с энергией кванта, меньшей ширины запрещенной зоны кремния, определяется примесно-дефектными комплексами, возникающими в процессе роста эпитаксиального слоя и формирующими квазинепрерывный спектр состояний в запрещенной зоне кремния. Установлено, что плотность состояний в примесной зоне растет с увеличением температуры осаждения слоя Si:Er и не связана с типом излучающих центров, формируемых в процессе осаждения слоя.

Заключение

Основные результаты проведенных в диссертационной работе исследований можно сформулировать следующим образом:

1. В кремниевых диодных структурах, легированных эрбием, впервые реализована электролюминесценция излучательного центра Er-1 с шириной линии излучения рабочего перехода ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ иона Er^{3+} менее 25 мкэВ (0.2 см^{-1}) при $T \sim 30 \text{ К}$, что является рекордно низким значением ширины линии электролюминесценции эрбия. Эффективность токовой накачки исследуемых структур также превосходит опубликованные данные для электролюминесценции диодов Si:Er/Si. Сечение возбуждения при инжекционной накачке центра Er-1 составило $\sigma \sim 1.7 \times 10^{-14} \text{ см}^2$ ($T \sim 30 \text{ К}$).

2. Определено эффективное сечение ударного возбуждения излучающих центров Er-1 и Er-O1 ($\sigma \sim 10^{-16} \text{ см}^2$ при $T = 77 \text{ К}$) горячими электронами, разогреваемыми в электрическом поле обратно-смещенного p/n-перехода. По эффективности ударного возбуждения центры Er-1 и Er-O1 не уступают центрам с ионами эрбия в SiO_2 -подобных преципитатах. Показано, что температурное гашение электролюминесценции центров Er-1 и Er-O1 в кремниевых диодных структурах, обусловлено не падением эффективности ударного возбуждения с ростом температуры, а увеличением скорости безызлучательной релаксации ионов эрбия.

3. Показано, что безызлучательная релаксация ионов Er^{3+} в составе центров Er-1 и Er-O1 в диапазоне низких температур ($T < 50\text{-}60 \text{ К}$) определяется ионизацией электрически активных примесно-дефектных комплексов с энергией ионизации $E_i \sim 15\text{-}20 \text{ мэВ}$, существенно меньшей, по сравнению с энергией ионизации примесно-дефектных комплексов ($E_i \sim 35\text{-}40 \text{ мэВ}$), определяющих безызлучательную оже-релаксацию ионов эрбия в SiO_2 -подобных преципитатах. Сопоставление данных люминесцентных и емкостных измерений позволяет сделать вывод о значительной (на уровне 10-30%) компенсации основной примеси в слоях Si:Er с ионами эрбия в SiO_2 -подобных преципитатах.

4. Исследованы факторы, определяющие температурное гашение электролюминесценции ионов эрбия в эпитаксиальных структурах Si:Er/Si с различными типами излучающих центров в диапазоне температур $T > 100 \text{ К}$. В структурах с излучающими центрами преципитатного типа впервые наблюдалось насыщение резонансного фотоотклика на частоте рабочего перехода иона Er^{3+} с ростом температуры, что позволило непосредственно из данных эксперимента оценить концентрацию ионов эрбия,

подверженных безызлучательной релаксации по механизму “back-transfer”. Совпадение полученной оценки с оценкой концентрации оптически активных ионов эрбия позволяет утверждать, что ионы эрбия, возбуждаемые по экситонному механизму, обязательно подвержены “back transfer” релаксации.

5. Установлено, что в диодных СМЛЭ структурах Si:Er/Si с преобладанием центров Er-O1 и Er-1 “back-transfer” релаксация, определяющая температурное гашение электролюминесценции ионов Er^{3+} в диапазоне температур $T > 100 \text{ K}$, характеризуется существенно меньшей энергией активации ($\sim 70 \text{ мэВ}$), по сравнению с центрами преципитатного типа ($\sim 140 \text{ мэВ}$). Предложена физическая модель, объясняющая экспериментально обнаруженные особенности девозбуждения ионов Er^{3+} в составе центров Er-1 и Er-O1, включая малую энергию активации процесса “back-transfer” и отсутствие резонансного фотоотклика на частоте рабочего перехода иона Er^{3+} .

В заключение считаю своим приятным долгом выразить благодарность моему научному руководителю Шмагину Вячеславу Борисовичу за внимание, чуткое руководство и интересные научные дискуссии при выполнении данной работы. Также хочу выразить глубокую признательность Андрееву Борису Александровичу, Крыжкову Денису Игоревичу, Яблонскому Артему Николаевичу, Красильнику Захарию Фишелевичу, Антонову Александру Владимировичу, Красильниковой Людмиле Владимировне и Степиховой Маргарите Владимировне, а также большому коллективу сотрудников ИФМ РАН, за помощь в выполнении данной работы. Хочу выразить благодарность Кузнецову Виктору Павловичу и Шенгурову Дмитрию Владимировичу за изготовление структур Si:Er/Si и Si:Er/SOI, исследовавшихся в данной работе.

Список публикаций автора по теме диссертации

- [A1] Kudryavtsev, K.E. Features of erbium nonradiative deexcitation and electroluminescence temperature quenching in sublimation MBE grown Si:Er/Si diode structures / K.E. Kudryavtsev, V.P. Kuznetsov, D.V. Shengurov, V.B. Shmagin, Z.F. Krasilnik // *Physica E.* – 2009. –v. 41, iss. 6. – p. 899.
- [A2] Kudryavtsev, K.E. Extremely sharp electroluminescence from Er-doped silicon / K.E. Kudryavtsev, V.B. Shmagin, D.V. Shengurov, Z.F. Krasilnik // *Semiconductor Science & Technology.* – 2009. – v. 24. – p. 065009.
- [A3] Kudryavtsev, K.E. High-resolution spectroscopy and time-resolved study of electroluminescence of Er-1 center in silicon / K.E. Kudryavtsev, V.B. Shmagin, D.V. Shengurov, Z.F. Krasilnik // *Physica B.* – 2009. – v. 404, iss. 23-24. – p. 4593.
- [A4] Кузнецов, В.П. Зависимость концентрации ионизованных доноров от температуры эпитаксии для слоев Si:Er/Si, выращенных методом сублимационной молекулярно-лучевой эпитаксии / В.П. Кузнецов, В.Б. Шмагин, М.Н. Дроздов, М.О. Марычев, К.Е. Кудрявцев, М.В. Кузнецов, Б.А. Андреев, А.В. Корнаухов, З.Ф. Красильник // *Физика и техника полупроводников.* – 2011. – т. 45, №1. – с. 132.
- [A5] Kudryavtsev, K.E. Auger de-excitation of different Er centers in Si:Er layers grown with sublimation molecular beam epitaxy / K.E. Kudryavtsev, V.B. Shmagin, D.V. Shengurov, Z.F. Krasilnik // *Semiconductor Science & Technology.* – 2012. – v. 27. – p. 105028.
- [A6] Антонов, А.В. Особенности примесной фотопроводимости в эпитаксиальных диодах Si:Er/Si / А.В. Антонов, К.Е. Кудрявцев, Д.В. Шенгуров, В.Б. Шмагин, З.Ф. Красильник // *Физика и техника полупроводников.* – 2013. – т. 47, №11. – с. 1513.
- [A7] Кудрявцев К.Е. Особенности температурного гашение электролюминесценции Si:Er/Si диодных структур с разными типами оптически активных центров / К.Е. Кудрявцев, В.Б. Шмагин, Д.В. Шенгуров, З.Ф. Красильник // *Труды XII международного симпозиума “Нанопизика и Нанозлектроника”*: Нижний Новгород, 2008. – т. 2. – с. 491.
- [A8] Kudryavtsev, K.E. Features of erbium electroluminescence temperature quenching in sublimation MBE grown Si:Er/Si diode structures with different types of optically active centers / K.E. Kudryavtsev, V.B. Shmagin, D.V. Shengurov, Z.F. Krasilnik // *Abstracts of the E-MRS Spring Meeting 2008: Strasbourg, France, 2008.* – p. 5.

- [A9] Кудрявцев, К.Е. Предельно узкие линии электролюминесценции в Si:Er/Si диодных структурах / К.Е. Кудрявцев, В.Б. Шмагин, Д.В. Шенгуров, З.Ф. Красильник // Сборник тезисов V Международной конференции “Кремний-2008”: Черноголовка, 2008. – с. 101.
- [A10] Kudryavtsev, K.E. High-resolution spectroscopy and time-resolved study of electroluminescence of Er-1 center in silicon / K.E. Kudryavtsev, V.B. Shmagin, D.V. Shengurov, Z.F. Krasilnik // Abstracts of 25th International Conference on Defects in Semiconductors: St.-Petersburg, Russia, 2009. – p. 197.
- [A11] Кудрявцев, К.Е. Оптически активный центр Er-1 в диодных СМЛЭ структурах Si:Er/Si / К.Е. Кудрявцев, В.Б. Шмагин, Д.В. Шенгуров, З.Ф. Красильник // Сборник тезисов IX Российской конференции по физике полупроводников: Новосибирск-Томск, 2009. – с. 232.
- [A12] Андреев, Б.А. Особенности кинетики ЭЛ иона Er в структурах Si:Er с активным слоем, позиционированным в ОПЗ / Б.А. Андреев, З.Ф. Красильник, Д.И. Крыжков, К.Е. Кудрявцев, В.П. Кузнецов // Сборник тезисов IX Российской конференции по физике полупроводников: Новосибирск-Томск, 2009. – с. 229.
- [A13] Andreev, B.A. Time-resolved electroluminescence, photoluminescence and photoluminescence excitation spectroscopy of the sublimation MBE Si:Er/Si and Si:Er/SOI structures / B.A. Andreev, Z.F. Krasilnik, L.V. Krasilnikova, D.I. Kryzhkov, K.E. Kudryavtsev, V.P. Kuznetsov, D.V. Shengurov, V.B. Shmagin, A.N. Yablonskiy // Abstracts of the 3rd Workshop on the Impurity Based Electroluminescence Devices and Materials: Barcelona, Spain, 2009. – Abstract #14.
- [A14] Андреев, Б.А. Светоизлучающие структуры на основе Si:Er для кремниевой оптоэлектроники / Б.А. Андреев, З.Ф. Красильник, Д.И. Крыжков, В.П. Кузнецов, К.Е. Кудрявцев, В.Б. Шмагин, А.Н. Яблонский // Сборник тезисов VII Международной конференции “Кремний-2010”: Нижний Новгород, 2010. – с. 252.
- [A15] Антонов, А.В. Электролюминесценция центра Er-1 в диодных структурах Si:Er/Si при ударном механизме возбуждения / А.В. Антонов, К.Е. Кудрявцев, Д.В. Шенгуров, В.Б. Шмагин, З.Ф. Красильник // Сборник тезисов VII Международной конференции “Кремний-2010”: Нижний Новгород, 2010. – с. 144.
- [A16] Кудрявцев, К.Е. Электролюминесценция центра Er-1 в диодных структурах Si:Er/Si при ударном механизме возбуждения / К.Е. Кудрявцев, В.Б. Шмагин, Д.В. Шенгуров, З.Ф. Красильник // Труды XIV международного симпозиума “Нанопизика и Наноэлектроника”: Нижний Новгород, 2010. – т. 2. – с. 454.

[A17] Андреев, Б.А. Излучательные свойства эпитаксиальных структур Si:Er/SOI / Б.А. Андреев, З.Ф. Красильник, Д.И. Крыжков, К.Е. Кудрявцев, В.П. Кузнецов, Д.В. Шенгуров, А.Н. Яблонский, T. Gregorkiewicz, Ngo Ngoc Ha // Труды XIV международного симпозиума “Нанопизика и Наноэлектроника”: Нижний Новгород, 2010. – т. 1. – с. 273.

[A18] Кудрявцев, К.Е. Оже-девозбуждение ионов эрбия в кремниевых диодных структурах, выращенных методом сублимационной МЛЭ / К.Е. Кудрявцев, В.Б. Шмагин, Д.В. Шенгуров, В.П. Кузнецов, З.Ф. Красильник // Труды XV международного симпозиума “Нанопизика и Наноэлектроника”: Нижний Новгород, 2011. – т. 2. – с. 498.

[A19] Андреев, Б.А. Диодные светоизлучающие структуры Si:Er/SOI / Б.А. Андреев, З.Ф. Красильник, Д.И. Крыжков, К.Е. Кудрявцев, Д.А. Пряхин, Д.В. Шенгуров, В.Б. Шмагин, А.Н. Яблонский. Труды XVI международного симпозиума “Нанопизика и Наноэлектроника”: Нижний Новгород, 2012. – т. 1. – с. 293.

[A20] Антонов, А.В. Примесная фотопроводимость эпитаксиальных слоев Si:Er/Si / А.В. Антонов, К.Е. Кудрявцев, Д.В. Шенгуров, В.Б. Шмагин, З.Ф. Красильник // Сборник тезисов XI Российской конференции по физике полупроводников: Санкт-Петербург. – 2013. – с. 356.

Список цитируемой литературы

- [1] Hufner, S. *Optical spectra of transparent rare-earth compounds* / S. Hufner (Academic, New York, 1978).
- [2] Ennen, H. *1.54- μm luminescence of erbium-implanted III-V semiconductors and silicon* / H. Ennen, J. Schneider, G. Pomrenke, A. Axmann // *Appl. Phys. Lett.* – 1983. – v. 43, iss. 10. – p. 943-945.
- [3] Xie, Y.H. *Evaluation of erbium-doped silicon for optoelectronic applications* / Y.H. Xie, E.A. Fitzgerald, Y.J. Mil // *J. Appl. Phys.* – 1991. – v. 70, iss. 6. – p. 3223-3228.
- [4] Klein, P.B. *Photoluminescence decay of 1.54 μm Er^{3+} emission in Si and III-V semiconductors* / P.B. Klein, G.S. Pomrenke // *Electron. Lett.* – 1988. – v. 24, iss. 24. – p. 1502-1503.
- [5] Hehlen, M.P. *Spectroscopic properties of Er^{3+} - and Yb^{3+} -doped soda-lime silicate and aluminosilicate glasses* / M.P. Hehlen, N.J. Cockroft, T.R. Gosnell, A.J. Bruce // *Phys. Rev. B.* – 1997. – v. 56. – p. 9302.
- [6] Kenyon, A.J. *Erbium in silicon. Topical review* / A.J. Kenyon. *Semicond. Sci. Technol.* – 2005. – v. 20. – p. R65–R84.
- [7] Przybylinska, H. *Optically active erbium centers in silicon* / H. Przybylinska, W. Jantsch, Yu. Suprun-Belevitch, M. Stepikhova, L. Palmetshofer, G. Hendorfer, A. Kozanecki, R.J. Wilson, B.J. Sealy // *Phys. Rev. B* – 1996. – v. 54, iss. 4. – p. 2532-2547.
- [8] Kveder, V. *Room-temperature silicon light-emitting diodes based on dislocation luminescence* / V. Kveder, M. Badylevich, E. Steinman, A. Izotov, M. Seibt, W. Schroter // *Appl. Phys. Lett.* – 2004. – v. 84, iss. 12. – p. 2106-2108.
- [9] Baribeau, J.-M. *Ge dots and nanostructures grown epitaxially on Si* // J.-M. Baribeau, X. Wu, N.L. Rowell, D.J. Lockwood. *J. Phys.: Condens. Matter.* – 2006. – v. 18. – p. R139–R174.
- [10] Polman, A. *Properties of rare-earth doped crystalline silicon* / A. Polman, S. Coffa // *In Properties of silicon*. R. Hull ed. INSPEC. IEE. London. – 1999. – p. 583.
- [11] Polman, A. *Erbium in crystal silicon: Optical activation, excitation and concentration limits* / A. Polman, G.N. van der Hoven, J.S. Custer, J.H. Shin, R. Serna, P.F.A. Alkemade // *J. Appl. Phys.* – 1995. – v. 77, iss. 3. – p. 1256-1262.
- [12] van der Hoven, G.N. *Erbium in oxygen-doped silicon: Optical excitation* / G.N. van der Hoven, J.H. Shin, A. Polman, S. Lombardo, S.U. Campisano // *J. Appl. Phys.* – 1995. – v. 78, iss. 4. – p. 2642-2650.
- [13] Polman, A. *Erbium implanted thin film photonic materials* / A. Polman // *J. Appl. Phys.* – 1997. – v. 82, iss. 1. – p.1-39.

- [14] Vinh, N.Q. *Concentration of Er³⁺ ions contributing to 1.5- μ m emission in Si/Si:Er nanolayers* / N.Q. Vinh, S. Minissale, H. Vrielinck, T. Gregorkiewicz // Phys. Rev. B. – 2007. – v. 76. – p. 085339.
- [15] Coffa, S. *Direct evidence of impact excitation and spatial profiling of excited Er in light emitting Si diodes* / S. Coffa, G.Franzo, F. Priolo, A. Pacelli, A. Lacaia // Appl. Phys. Lett. – 1998. – v. 73. – p. 93-95.
- [16] Palmetshofer, L. *Donor activity of ion-implanted erbium in silicon* / L. Palmetshofer, Yu. Suprun-Belevich, M. Stepikhova // Nucl. Instr. Meth.; Phys. Research B. – 1997. – v. 127/128. – p. 479-482.
- [17] Neufeld, E. *Optimization of erbium-doped light-emitting diodes by p-type counterdoping* / E. Neufeld, M. Markmann, A. Vorckel, K. Brunner, G. Abstreiter // Appl. Phys. Lett. – 1999. – v. 75, iss. 5. – p. 647-649.
- [18] Efeoglu, H. *Recombination processes in erbium-doped MBE silicon* / H. Efeoglu, J.H. Evans, T.E. Jackman, B. Hamilton, D.C. Houghton, J.M. Langer, A.R. Peaker, D. Perovic, I. Poole, N. Ravel, P. Hemment, C.W. Chan // Semic. Sci. Tech. – 1993. – v. 8. – p. 236-242.
- [19] Stimmer, J. *Electroluminescence of erbium-oxygen-doped silicon diodes grown by molecular beam epitaxy* / J. Stimmer, A. Reittinger, J.F. Nuetzel, G. Abstreiter, H. Holzbrecher, Ch. Buchal // Appl. Phys. Lett. – 1996. – v. 68, iss. 23. – p. 3290-3292.
- [20] Кузнецов, В.П. *Особенности метода сублимационной молекулярно-лучевой эпитаксии Si и его возможности при получении структуры Si:Er/Si* / В.П. Кузнецов, Р.А. Рубцова // ФТП. – 2000. – т. 34, вып. 5. – с. 519-525.
- [21] Кузнецов, В.П. *Метод сублимационной молекулярно-лучевой эпитаксии структур на основе кремния* / В.П. Кузнецов, З.Ф. Красильник // ФТП. – 2010. – т. 44, вып. 3. – с. 413-417.
- [22] Андреев, А.Ю. *Оптически активные слои кремния, легированного эрбием в процессе сублимационной молекулярно-лучевой эпитаксии* / А.Ю. Андреев, Б.А. Андреев, М.Н. Дроздов, В.П. Кузнецов, З.Ф. Красильник, Ю.А. Карпов, Р.А. Рубцова, М.В. Степихова, Е.А. Ускова, В.Б. Шмагин, Н. Ellmer, L. Palmetshofer, K. Piplits, H. Hutter // ФТП. – 1999. – т. 33, вып. 2. – с. 156-160.
- [23] Andreev, B.A. *Optical Er-doping of Si during sublimational molecular beam epitaxy* / B.A. Andreev, A.Yu. Andreev, H. Ellmer, H. Hutter, Z.F. Krasilnik, V.P. Kuznetsov, S. Lanzerstorfer, L. Palmetshofer, K. Piplits, R.A. Rubtsova, N.S. Sokolov, V.B. Shmagin, M.V. Stepikhova, E.A. Uskova // J. Cryst. Growth. – 1999. – v. 201-202. – p. 534.

- [24] Stepikhova, M. *Uniformly and selectively doped silicon:erbium structures produced by the sublimation MBE method* // M. Stepikhova, B. Andreev, Z. Krasilnik, A. Soldatkin, V. Kuznetsov, O. Gusev // Mater. Sci. Eng. B. – 2001. – v. 81, iss. 1-3. –p. 67-70.
- [25] Vinh, N.Q. Observation of Zeeman effect in photoluminescence of Er^{3+} ion embedded in crystalline silicon / N.Q. Vinh, H. Przybylinska, Z.F. Krasil'nik, B.A. Andreev, T. Gregorkiewicz // Physica B. – 2001. – v. 308. – p. 340-343.
- [26] Vinh, N.Q. Optical properties of a single type of optically active center in Si/Si:Er nanostructures / N.Q. Vinh, H. Przybylinska, Z.F. Krasil'nik, T. Gregorkiewicz // Phys. Rev. B. – 2004. – v. 70. – p. 115332.
- [27] Krasilnik, Z.F. *SMBE grown uniformly and selectively doped Si:Er structures for LEDs and lasers* / Z.F. Krasilnik, V.Ya. Aleshkin, B.A. Andreev, O.B. Gusev, W. Jantsch, L.V. Krasilnikova, D.I. Kryzhkov, V.P. Kuznetsov, V.G. Shengurov, V.B. Shmagin, N.A. Sobolev, M.V. Stepikhova, A.N. Yablonskiy // in “Towards the first silicon laser” Eds. L. Pavesi, S. Gaponenko, L. Dal Negro. NATO Science Series. Kluwer Academic Publishers. – 2003. – p. 445-454.
- [28] Ennen, H. *Photoluminescence excitation measurements on GaAs:Er grown by molecular-beam epitaxy* / H. Ennen, J. Wagner, H.D. Muller, R.S. Smith // J. Appl. Phys. – 1987. – v. 61. – p. 4877.
- [29] Nakagome, H. *Extremely sharp erbium-related infra-4f-shell photoluminescence of erbium-doped GaAs grown by metalorganic chemical vapor deposition* / H. Nakagome, K. Uwai, K. Takahei // Appl. Phys. Lett. – 1988. – v. 53, iss. 18. – p. 1726-1728.
- [30] Michel, J. *Impurity enhancement of the 1.54- μm Er^{3+} luminescence in silicon* / J. Michel, J.L. Benton, R.F. Ferrante, J.C. Jacobson, D.J. Eaglesham, E.A. Fitzgerald, Y.-H. Xie, J.M. Poate, L.C. Kimerling // J. Appl. Phys. – 1991. – v. 70, iss. 5. – p. 2672-2678.
- [31] Coffa, S. *Optical activation and excitation mechanisms of Er implanted in Si* / S. Coffa, F. Priolo, G. Franzo, V. Bellani, A. Carnera, C. Spinella // Phys. Rev. B. – 1993. – v. 48, iss. 16. – p. 11782-11789.
- [32] Serna, R. *Segregation and trapping of erbium during silicon molecular beam epitaxy* / R. Serna, M. Lohmeier, P.M. Zagwijn, E. Vlieg, A. Polman // Appl. Phys. Lett. – 1995. –v. 66. – p. 1385-1387.
- [33] Adler, D.L. *Local structure of 1.54- μm -luminescence Er^{3+} implanted in Si* / D.L. Adler, D.C. Jacobson, D.J. Eaglesham, M.A. Marcus, J.L. Benton, J.M. Poate, P.H. Citrin. Appl. Phys. Lett. – 1992. – v. 61, iss. 18. – p. 2181-2183.

- [34] Terrasi, A. *Evolution of the local environment around Er upon thermal annealing in Er and O co-implanted Si* // A. Terrasi, G. Franzo, S. Coffa, F. Priolo, F. D'Acapito, S. Mobilio. *Appl. Phys. Lett.* – 1997. – v. 70, iss. 13. p. 1712-1714.
- [35] Snoeks, E. *Cooperative upconversion in erbium-implanted soda-lime silicate glass optical waveguides* / E. Snoeks, G.N. van der Hoven, A. Polman, B. Hendriksen, M.B.J. Diemeer // *J. Opt. Soc. Am. B.* – 1995. – v. 12, iss. 8. – p. 1468-1474.
- [36] Ennen, H. *1.54- μm electroluminescence of erbium-doped silicon grown by molecular beam epitaxy* / H. Ennen, G. Pomrenke, A. Axmann, K. Eisele, W. Haydl, J. Schneider // *Appl. Phys. Lett.* – 1985. – v. 46, iss. 4. – p.381-383.
- [37] Franzo, G. *Room-temperature electroluminescence from Er-doped crystalline Si* / G. Franzo, F. Priolo, S. Coffa, A. Polman, A. Carnera // *Appl. Phys. Lett.* – 1994. – v.64, iss. 17. p.2235-2237.
- [38] Hamelin, N. *Energy backtransfer and infrared photoresponse in erbium-doped silicon p-n diodes* / N. Hamelin, P.G. Kik, J.F. Suyver, K. Kikoin, A. Polman, A. Schonecker, F.W. Saris // *J. Appl. Phys.* – 2000. – v. 88, iss. 9. – p. 5381-5387.
- [39] Priolo, F. *Excitation and nonradiative deexcitation processes of Er³⁺ in crystalline Si* / F. Priolo, G. Franzo, S. Coffa, A. Carnera // *Phys. Rev. B.* – 1998. – v. 57, iss. 8. – p. 4443-4455.
- [40] Franzo, G. *Mechanism and performance of forward and reverse bias electroluminescence at 1.54 μm from Er-doped Si diodes* / G. Franzo, S. Coffa, F. Priolo, C. Spinella // *J. Appl. Phys.* – 1997. – v. 81. – p 2784-2793.
- [41] Coffa, S. *High efficiency and fast modulation of Er-doped light emitting Si diodes* / S. Coffa, G. Franzo, F. Priolo // *Appl. Phys. Lett.* – 1996. – v. 69. – p. 2077-2089.
- [42] Бреслер, М.С. *Экситонный механизм возбуждения ионов эрбия в кремнии* / М.С. Бреслер, О.Б. Гусев, Б.П. Захарченя, И.Н. Яссиевич // *ФТТ.* – 1996. – т.38, №5. – С.1474.
- [43] Gusev, O.B. *Excitation cross section of erbium in semiconductor matrices under optical pumping* / O.B. Gusev, M.S. Bresler, P.E. Pak, I.N. Yassievich, M. Forcales, N.Q. Vinh, T. Gregorkiewicz // *Phys. Rev. B.* – 2001. – v. 64. – p. 075302.
- [44] Андреев, Б.А. *Эффективность и температурное гашение люминесценции в эпитаксиальных кремниевых структурах, легированных эрбием* / Б.А. Андреев, Т. Gregorkiewicz, З.Ф. Красильник, В.П. Кузнецов, Д.И. Курицын, М.В. Степихова, В.Г. Шенгуров, В.Б. Шагин, А.Н. Яблонский, W. Jantsch // *Известия РАН. Серия физическая.* – 2003. – т.67, №2. – С.273-276.
- [45] Polman, A. *Optical doping of silicon with erbium by ion implantation* / A. Polman, J.S. Custer, E. Snoeks, G.N. van der Hoven // *Nucl. Instr. Meth.; Phys. Research B.* – 1993. – v. 80/81. – p. 653-658.

- [46] Coffa, S. *Temperature dependence and quenching processes of the infra-4f luminescence of Er in crystalline Si* / S. Coffa, G. Franzo, F. Priolo, A. Polman, R. Serna // Phys. Rev. B. – 1994. – v. 49, iss. 23. – p. 16313-16320.
- [47] Palm, J. *Electroluminescence of erbium-doped silicon* / J. Palm, F. Gan, B. Zheng, J. Michel, L.C. Kimerling // Phys. Rev. B. – 1996. – v. 54, iss. 24. – p. 17603-17615.
- [48] Benton, J.L. *The electrical and defect properties of erbium-implanted silicon* / J.L. Benton, J. Michel, L.C. Kimerling, D.C. Jacobson, Y.-H. Xie, D.J. Eaglesham, E.A. Fitzgerald, J.M. Poate // J. Appl. Phys. – 1991. – v. 70, iss. 5. – p. 2667-2671.
- [49] Libertino, S. *The effects of oxygen and defects on the deep-level properties of Er in crystalline Si* / S. Libertino, S. Coffa, G. Franzo, F. Priolo // J. Appl. Phys. – 1995. – v. 78, iss. 6. – p. 3867-3873.
- [50] Андреев, Б.А. *Оптически активные центры в кремнии, легированном эрбием в процессе сублимационно-лучевой эпитаксии* / Б.А. Андреев, А.Ю. Андреев, Д.М. Гапонова, З.Ф. Красильник, А.В. Новиков, М.В. Степихова, В.Б. Шмагин, В.П. Кузнецов, Е.А. Ускова, S. Lanzerstorfer // Известия АН. Сер. физическая. – 2000. – т.64, №2. – с.269.
- [51] Шмагин, В.Б. *Электрически активные центры в светоизлучающих слоях Si:Er, полученных методом сублимационной молекулярно-лучевой эпитаксии* / В.Б. Шмагин, Б.А. Андреев, А.В. Антонов, З.Ф. Красильник, В.П. Кузнецов, О.А. Кузнецов, Е.А. Ускова, С.А.А. Ammerlaan, G. Pensl // ФТП. – 2002. – т. 36, вып. 2. – с. 178-182.
- [52] Ren, F.Y.G. *IC compatible processing of Si:Er for optoelectronics* / F.Y.G. Ren, J. Michel, Q. Sun-Paduan, B. Zheng, H. Kitagawa, D.C. Jacobson, J.M. Poate, L.C. Kimerling // Mat.Res.Soc.Symp.Proc. – 1993. – v. 301. – p. 87.
- [53] Franzo, G. *Understanding and control of the erbium non-radiative de-excitation processes in silicon* / G. Franzo, F. Priolo, S. Coffa // J. Lumin. – 1999. – v. 80. – p. 19-28.
- [54] Markmann, M. *Excitation efficiency of electrons and holes in forward and reverse biased epitaxially grown Er-doped Si diodes* / M. Markmann, E. Neufeld, A. Sticht, K. Brunner, G. Abstreiter // Appl. Phys. Lett. – 2001. – v. 78, iss. 2. – p. 210-212.
- [55] Markmann, M. *Efficient light emission at 1.54 μm from Er in Si excited by hot electron injection through thin suboxide layers* / M. Markmann, A. Sticht, F. Bobe, G. Zandler, K. Brunner, G. Abstreiter // J. Appl. Phys. – 2002. – v. 91, iss. 12. – p. 9764-9771.
- [56] Emel'yanov, A. M. *Anomalous temperature dependence of erbium-related electroluminescence in reverse biased silicon p-n junction* / A.M. Emel'yanov, N.A. Sobolev, A.N. Yakimenko // Appl. Phys. Lett. – 1998. – v. 72, iss. 10. – p. 1223-1225.
- [57] Шмагин, В.Б. *Влияние характера пробоя p/n-перехода на интенсивность и эффективность возбуждения электролюминесценции ионов Er^{3+} в эпитаксиальных слоях*

- Si:Er*, полученных методом сублимационной молекулярно-лучевой эпитаксии / В.Б. Шмагин, Д.Ю. Ремизов, З.Ф. Красильник, В.П. Кузнецов, В.Н. Шабанов, Л.В. Красильникова, Д.И. Крыжков, М.Н. Дроздов // ФТТ. – 2005. – т 46, №1. – с. 110-113.
- [58] Ремизов, Д.Ю. *Ударное возбуждение ионов эрбия в кремниевых светодиодных структурах, полученных методом сублимационной молекулярно-лучевой эпитаксии*: дисс. канд. физ.-мат. наук: 05.27.01 / Ремизов Дмитрий Юрьевич. – Нижний Новгород, 2008. – 159 с.
- [59] Jantsch, W. *Different Er centres in Si and their use for electroluminescent devices* / W. Jantsch, S. Lanzertorfer, L. Palmetshofer, M. Stepikhova, H. Preier // J. Lumin. – 1999. – v. 80. – p. 9-17.
- [60] Yablonskiy, A.N. *Band-to-band and direct optical excitation of Er in silicon: Comparison of kinetics, temperature dependence of erbium PL* / A.N. Yablonskiy, B.A. Andreev, D.I. Kryzhkov, L.V. Krasilnikova, V.P. Kuznetsov, Z.F. Krasilnik // Physica B. – 2009. – v. 404, iss. 23. – p. 4601-4603.
- [61] Андреев, Б.А. *Особенности фотолюминесценции эрбия в кремниевых структурах, полученных методом сублимационной молекулярно-лучевой эпитаксии* / Б.А. Андреев, З.Ф. Красильник, В.П. Кузнецов, О.А. Солдаткин, М.С. Бреслер, О.Б. Гусев, И.Н. Яссиевич // ФТТ. – 2001. – т.43, №6. – с. 979-984.
- [62] Андреев, Б.А. *Определение сечения возбуждения фотолюминесценции иона Er в кремнии в случае однородного и неоднородного оптического возбуждения* / Б.А. Андреев, З.Ф. Красильник, Д.И. Крыжков, В.П. Кузнецов, А.Н. Яблонский // ФТП. – 2012. – т. 46, №11. – с. 1398-1401.
- [63] Wagner, P. *Thermal double donors in silicon* / P. Wagner, J. Hage // Appl. Phys. A. – 1989. – v. 49. –p. 123-138.
- [64] С. Зи, *Физика полупроводниковых приборов: в 2-х книгах* (пер. с англ. под ред. Р.А. Сурица) // М.: Мир, 1984.
- [65] Bude, J. *Hot-carrier luminescence in Si* / J. Bude, N. Sano, A. Yoshii // Phys. Rev. B. – 1992 – v. 45, iss. 11. – p. 5848-5856.
- [66] Gerchikov, L.G. *Impact excitation of the f –f emission in clusters Er–O in silicon* / L.G. Gerchikov, V.F. Masterov // Appl. Phys. Lett. – 1998. – v. 73, iss. 4. – p. 532-534.
- [67] Кривелевич, С.А. *Сечения возбуждения и девозбуждения излучающих нанокластеров в кремнии, легированном редкоземельными элементами* / С.А. Кривелевич, М.И. Маковийчук, Р.В. Селюков // ФТТ, – 2005. – т. 47, №1. – с. 13-16.
- [68] Suchocki, A. *Auger effect in the Mn²⁺ luminescence of CdF₂:(Mn,Y) crystals* / A. Suchocki, J.M. Langer // Phys. Rev. B. – 1989. – v. 39, iss. 11. – 7905-7916.

- [69] Losee, D.L. *Admittance spectroscopy of impurity levels in Schottky barriers* / D.L. Losee // J. Appl. Phys. – 1975. – v. 46, iss. 5. – p. 2204-2214.
- [70] Л.С. Берман. *Емкостные методы исследования полупроводников* // Л., Наука. –1972. – 104 с.
- [71] Yuan, H. *Detection of a shallow level in a semiconductor by admittance spectroscopy* / H. Yuan, H. Zhang, F. Lu // Semic. Sci. Technol. – 2009. – v. 24. – p. 085004.
- [72] Крыжков, Д.И. *Люминесцентные свойства структур на основе кремния в области длин волн 1.5-1.6 мкм*: дисс. канд. физ.-мат. наук: 05.27.01 / Крыжков Денис Игоревич. – Нижний Новгород, 2004. – 125 с.
- [73] Kik, P.G. *Excitation and deexcitation of Er^{3+} in crystalline silicon* / P.G. Kik, M.A.J. de Dood, K. Kikoin, A. Polman // Appl. Phys. Lett. – 1997 – v. 70, iss. 13. – p. 1721-1723.
- [74] Chen T.D. *The temperature dependence of radiative and nonradiative processes at Er-O centers in Si* / T.D. Chen, M. Platero, M. Opher-Lipson, J. Palm, J. Michel, L.C. Kimerling // Physica B. – 1999. – v. 273-274. – p. 322-325.
- [75] Izeddin, I. *Donor-state-enabling Er-related luminescence in silicon: Direct identification and resonant excitation* / I. Izeddin, M.A.J. Kik, N.Q. Vinh, M.S. Bresler, T. Gregorkiewicz // Phys. Rev. Lett. – 2007. – v. 99. – p. 077401.
- [76] Белова, О.В. *Электрофизические свойства слоев Si:Er/Si, выращенных методом сублимационной молекулярно-лучевой эпитаксии* / О.В. Белова, В.Н. Шабанов, А.П. Касаткин, О.А. Кузнецов, А.Н. Яблонский, М.В. Кузнецов, В.П. Кузнецов, А.В. Корнаухов, Б.А. Андреев, З.Ф. Красильник // ФТП. – 2008. – т. 42, №2. – с. 136-140.