03,08,16

Инфракрасная электролюминесценция диодов на основе гетероструктур GeSiSn/Ge

© В.А. Тимофеев[1], И.В. Скворцов[1], В.И. Машанов[1], В.В. Кириенко[1], В.А. Зиновьев[1], Т.В. Перевалов[1], Д.В. Коляда[2], Д.Д. Фирсов[2], О.С. Комков[2]

[1] Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова, Новосибирск, Россия
[2] Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет „ЛЭТИ“, Санкт-Петербург, Россия

E-mail: vyacheslav.t@isp.nsc.ru

Поступила в Редакцию 15 сентября 2026 г.
В окончательной редакции 12 октября 2026 г.
Принята к публикации 16 октября 2026 г.

Разработана технология изготовления *p-i-n* диодов на основе слоев GeSiSn и получена серия *p-i-n* светодиодов, включающих гетероструктуру GeSiSn/Ge, на подложке Ge(100), демонстрирующих электролюминесценцию в температурном диапазоне от 10 до 300 K. В спектре электролюминесценции при 10 K наблюдается полоса в диапазоне 0.68−0.76 eV с максимумом около 0.716 eV и плечом при 0.74 eV. Температурная зависимость интегральной интенсивности электролюминесценции описывается двумя энергиями активации — 28 и 6 meV, которые могут быть связаны соответственно с мелкими ловушками и энергией связи экситона. Интегральная интенсивность электролюминесценции имеет сверхлинейную зависимость от тока инжекции при 10 K с показателем степени, близким к 2. При повышении температуры показатель степени уменьшается до 1.25 при 300 K, что объясняется переходом от механизма излучательной рекомбинации к смешанному механизму, включающему излучательную и безызлучательную Оже-рекомбинацию. Изготовленные *p-i-n* диоды являются перспективными для устройств инфракрасной фотоники, основанных на материалах IV группы.

Ключевые слова: молекулярно-лучевая эпитаксия, германий-кремний-олово, электролюминесценция, энергия активации, рекомбинация.

DOI: 10.61011/FTT.2026.10.64087.10675

1. Введение

Фотонные интегральные схемы (ФИС), реализованные на кремниевой платформе, представляют большой интерес для таких применений, как оптические соединения внутри и между чипами, сенсорика, фотонные нейросети [1,2]. Основными элементами ФИС являются излучатели, волноводы, модуляторы и фотодетекторы. На основе кремния получены все необходимые элементы ФИС, за исключением излучателей [3–5]. Создание светоизлучающих структур на основе Si является сложной задачей, что связано с низкой вероятностью излучательной рекомбинации носителей заряда, обусловленной непрямой запрещенной зоной. В качестве квазипрямозонного материала может быть использован Ge, поскольку разница между прямой и непрямой запрещенной зоной составляет 136 meV. На основе сильнолегированных слоев Ge, а также слоев Ge с деформацией растяжения, были продемонстрированы светодиоды и лазерные диоды [6,7]. Однако светодиоды с сильнолегированными слоями Ge имеют большие рабочие токи, а в случае лазерных диодов наблюдаются высокие пороговые значения лазерной генерации. Деформация растяжения в слое Ge позволяет уменьшить разницу между прямой и непрямой запрещенной зоной. Для получения прямозонного Ge требуется деформация растяжения около 2%. В качестве одного из примеров, в котором было достигнуто подобное значение деформации, можно рассматривать растянутые Ge микромостики [8]. Другим подходом, позволяющим добиться увеличения вероятности прямых оптических переходов, является добавление Sn в матрицу GeSi. Изовалентное по отношению к кремнию и германию α-Sn имеет кристаллическую структуру алмаза и обладает прямой запрещенной зоной. Вследствие этого, могут быть получены соединения GeSn и GeSiSn, имеющие прямую запрещенную зону в определенном диапазоне составов и деформаций кристаллической решетки [9–13]. На основе GeSn и GeSiSn могут быть созданы различные типы гетероструктур для светоизлучающих диодов коротковолнового и среднего инфракрасного (ИК) диапазона. Особенность гетероструктуры Ge/GeSn/Ge заключается в формировании гетероперехода I рода [14,15]. В этом случае повышается эффективность излучения света за счет пространственной локализации электронов и дырок в активном слое GeSn, заключенном между Ge барьерами. В 2011 году впервые была продемонстрирована электролюминесценция (ЭЛ) *p-i-n* светодиодов на основе гетероструктуры Ge/$Ge_{0.989}Sn_{0.011}$/Ge, эпитаксиально выращенной на виртуальной подложке Ge на Si(100) с

применением низкотемпературной молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) [16]. Спектры ЭЛ были получены при комнатной температуре. Наблюдалось смещение максимума ЭЛ на 20 meV в длинноволновую ИК область относительно пика ЭЛ *p-i-n* светодиода на основе ненапряженного слоя Ge. Увеличение содержания олова до 4.2 % приводило к ещё большему смещению максимума ЭЛ до 120 meV [17]. Пик ЭЛ соответствовал длине волны около 1.8 μm. Сравнение с *p-i-n* светодиодом на основе Ge продемонстрировало увеличение интенсивности ЭЛ в 2.5 раза. Спектры ЭЛ с отдельными пиками, соответствующими прямым и непрямым переходам, наблюдались от светодиодов с гетероструктурой $Ge/Ge_{0.922}Sn_{0.078}/Ge$ [18]. Разница энергий прямых и непрямых оптических переходов составила 26 meV. Максимумы ЭЛ наблюдались вблизи длин волн 2.164 μm и 2.275 μm для прямых и непрямых переходов, соответственно. Предложены гетероструктуры GeSiSn/GeSn с квантовой ямой GeSn и барьерными слоями GeSiSn, которые оказались более эффективными по сравнению с барьерными слоями Ge [19]. Одной из возможных структур в качестве активной области для светодиодов рассматривается квантовая яма $Ge_{0.85}Sn_{0.15}$, расположенная между двойными барьерами, образованными гетероструктурой $Ge_{0.89}Sn_{0.11}/Ge_{0.89}Si_{0.03}Sn_{0.08}$ [20]. Благодаря такой структуре могут быть достигнуты эффективная локализация и сбор носителей заряда.

Несмотря на большой прогресс в изучении этих материалов, многие проблемы, связанные с ростом слоев GeSn и GeSiSn, остаются не решенными. Требуется совершенствование неравновесных методов роста для преодоления ограниченной растворимости Sn в Si и Ge (менее 1 %). Кроме того, ввиду низкой термодинамической стабильности, получение соединений GeSn с высоким содержанием Sn возможно только при низких температурах не более 400 °C, что ограничивает возможности дальнейшей постростовой термической обработки структур [21]. Тройное соединение GeSiSn является более термодинамически стабильным, по сравнению с двойным соединением GeSn [22]. Вследствие этого, разработка гетероструктур, включающих слои GeSiSn различного состава, представляет большой интерес. Применение тройных соединений для создания светоизлучающих структур предоставит больше степеней свободы для контролируемого управления деформациями кристаллической решетки, а также для проведения зонного инжиниринга. В связи с большим рассогласованием параметров решеток GeSiSn и Si, в качестве перспективного подхода рассматривается применение виртуальных подложек Ge на Si(100). При этом первоочередной задачей является оптимизация структур по гетерокомпозиции, составу и толщинам слоев GeSiSn, полученных на подложке Ge(100). На данный момент в литературе представлено ограниченное количество работ, в которых рассматриваются макеты светодиодов со слоями GeSiSn в качестве активной области. В данной работе представлены результаты исследований электрофизических свойств светоизлучающих *p-i-n* структур на основе слоев GeSiSn на подложке Ge(100).

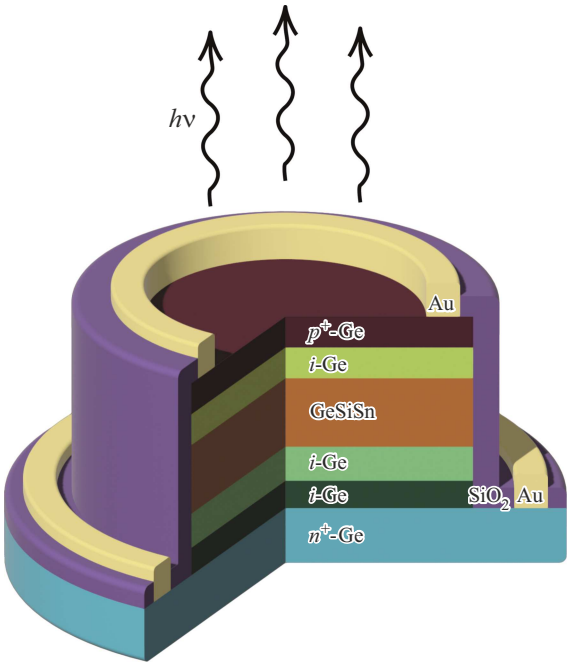


Рис. 1. Схематичное изображение *p-i-n* диода, содержащего слой GeSiSn.

2. Эксперимент

Методом низкотемпературной МЛЭ были сформированы гетероструктуры, включающие слои GeSiSn толщиной 200 nm, выращенные при температуре 100 °C на подложке n^+-Ge с буферным слоем германия толщиной 200 nm (рис. 1). Слой GeSiSn заращивался слоем Ge толщиной 100 nm при той же температуре, чтобы предотвратить процесс сегрегации Sn. Верхний сильнолегированный слой германия p^+-Ge толщиной 200 nm выступал в качестве контактного слоя и также выращивался при 100 °C. Поверхность растущей пленки контролировалась с помощью дифракции быстрых электронов (ДБЭ). Напряженное состояние, средний состав слоев GeSiSn и качество гетерограниц оценивались из анализа кривых дифракционного отражения и карт обратного пространства, полученных с помощью двухкристального рентгеновского дифрактометра DSO-1T с применением кристалла-монохроматора Ge(004) в излучении $CuK_{\alpha 1}$ ($\lambda = 1.54056$ Å).

На основе структур с гетеропереходом GeSiSn/Ge были изготовлены *p-i-n* диоды с использованием разработанного комплекта фотошаблонов. Диодные структуры были изготовлены с помощью стандартных технологических процессов: фотолитографии, жидкостного травления, осаждения пассивирующего оксидного слоя,

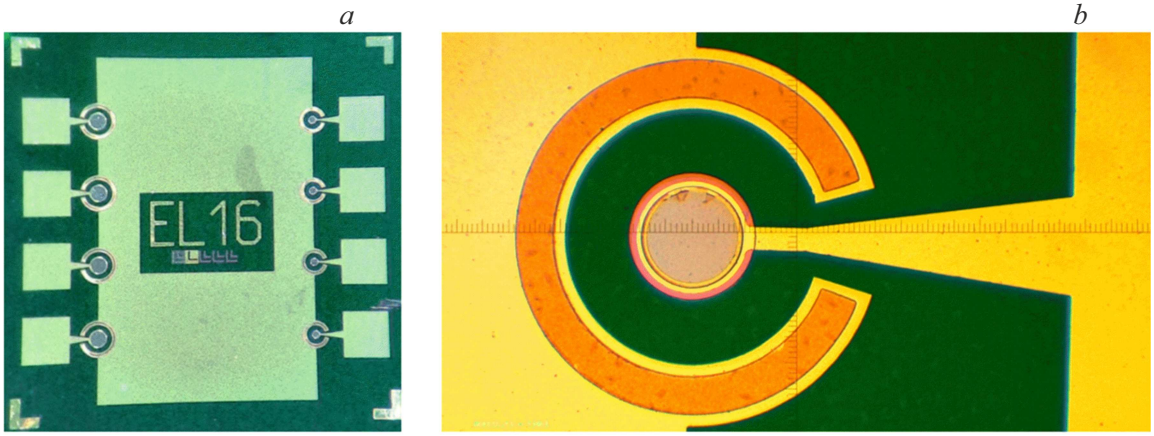


Рис. 2. Оптическое изображение чипа с несколькими диодами размерами 100 и 200 μm (a) и оптическое изображение p-i-n диода с диаметром мезы 100 μm (b).

напыления металлов в вакууме. Диоды формировались в виде круглой мезы диаметром 100 и 200 μm с кольцевым верхним контактом (рис. 1). Плазмохимическое травление мезы проводилось в установке Plasmalab System 80 с использованием газовой смеси CF_4/Ar через маску из фоторезиста. Структура травилась на всю глубину до подложки Ge. Тонкие металлические пленки золота толщиной 50–100 nm использовались для формирования электродов к легированным слоям Ge. Подслой Ti толщиной 5 nm осаждался перед напылением слоя Au для увеличения адгезии Au к поверхности. После изготовления пластина разрезалась на отдельные чипы (рис. 2), которые монтировались в керамический корпус для измерения вольт-амперных характеристик (ВАХ). Используемые в качестве проводников тонкие серебряные проволочки соединялись с контактными площадками диодов методом холодной сварки. Контроль темнового тока диодов проводился при комнатной температуре с помощью источника-измерителя Keithley 2450.

Измерения спектров ЭЛ осуществлялись на установке для измерения люминесценции на основе фурье-спектрометра Vertex 80, оптическая схема которой была описана ранее [23]. Образец излучающей диодной структуры располагался в гелиевом оптическом криостате замкнутого цикла Janis CCS-150, оснащённом разъемом для подведения электрических контактов к образцу. Крепление образца на металлический держатель криостата, через который осуществлялся теплоотвод, выполнялось с помощью специального клея. Образцы представляли собой диодные структуры с контактами, размещённые в керамических корпусах с плоской диэлектрической нижней поверхностью, обеспечивавшей электрическую изоляцию и теплоотводящий контакт с держателем. Для возбуждения ЭЛ светодиодные структуры подключались к генератору импульсов Г5-54, величина протекающего через светодиод тока регулировалась амплитудой сигнала генератора и контролировалась по показаниям последовательно подключенного мультиметра. Для минимизации разогрева образца применялись относительно короткие импульсы длительностью до 40 μs, повторявшиеся с частотой 2.5 kHz (скважность импульсов от 10).

Модулированное излучение от светодиодной структуры собиралось с помощью системы линз из CaF_2 и направлялось в интерферометр фурье-спектрометра. Далее излучение проходило через фильтр КС-17, а для его регистрации применялся фотодетектор на основе InSb с охлаждением до температуры жидкого азота. Сигнал с предусилителя фотоприемника направлялся на синхронный усилитель SR-830, который обеспечивал выделение и накопление сигнала на частоте модуляции. В качестве опорного сигнала для фазочувствительного детектирования выступал сигнал с генератора. При питании светодиода импульсами с высокой скважностью (выше 20) вместо синхронного усилителя использовался стробируемый интегратор SR250. Для отсечения коротковолновой фоновой засветки, включая излучение от внутреннего He-Ne лазера спектрометра, перед фотодетектором был установлен фильтр из GaAs. Выходной сигнал с синхронного усилителя SR-830 направлялся на АЦП спектрометра, что позволяло осуществлять регистрацию интерферограммы и её преобразование в спектр ЭЛ при помощи штатного программного обеспечения. При этом использование синхронного усиления для регистрации модулированного сигнала ЭЛ позволяет исключить из получаемых спектров фоновое тепловое излучение, которое может затруднить анализ спектральных характеристик ИК люминесценции [24].

3. Результаты и обсуждение

На основе эпитаксиальных гетероструктур GeSiSn/Ge были изготовлены p-i-n диоды в виде меза-структур и

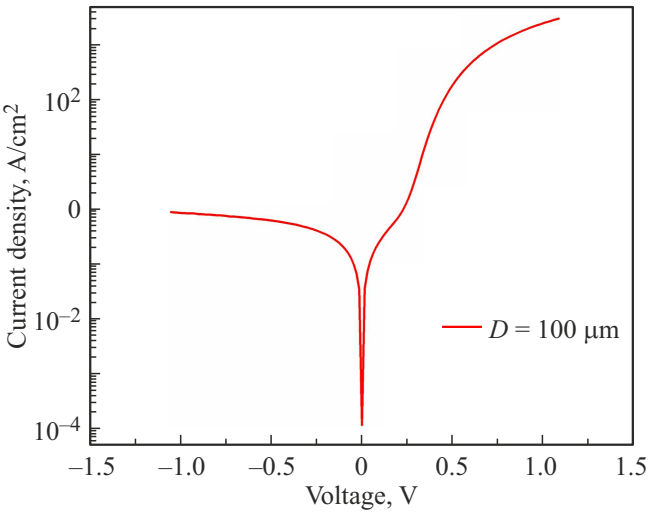


Рис. 3. Электрическая характеризация *p-i-n* диода с гетероструктурой GeSiSn/Ge: ВАХ диода с размером мезы 100 μm. ВАХ снята при комнатной температуре.

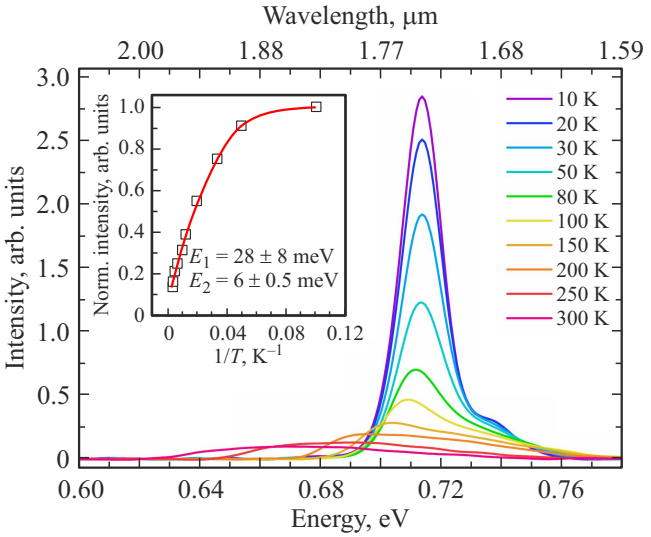


Рис. 4. Спектры электролюминесценции *p-i-n* диода с гетероструктурой GeSiSn/Ge в диапазоне температур 10–300 K. На вставке приведена аппроксимация температурной зависимости интегральной интенсивности ЭЛ по формуле Аррениуса.

измерена их ВАХ (рис. 3). Вольт-амперная характеристика является диодной с коэффициентом выпрямления до $3 \cdot 10^3$ при смещениях ± 1 V. Далее была измерена электролюминесценция полученных *p-i-n* диодов в диапазоне температур от 10 до 300 K (рис. 4). В спектре электролюминесценции при 10 K наблюдается полоса в диапазоне примерно 0.68–0.76 eV с максимумом около 0.716 eV, а также выраженным высокоэнергетическим плечом при 0.74 eV. Наблюдаемые спектральные особенности полностью согласуются с характерным спектром низкотемпературной люминесценции германия [25]. Наблюдаемое плечо около 0.74 eV соответствует энергии непрямых переходов в германии при низкой температуре, тогда как положение наблюдаемого максимума, смещенное в низкоэнергетическую область на 28–30 meV, указывает на непрямые межзонные переходы с участием преимущественно продольного акустического LA-фонона [25,26]. Ширина полосы люминесценции может быть обусловлена перекрытием вкладов с участием LA-, TO-, LO- и TA-фононов.

Температурная зависимость интегральной интенсивности ЭЛ может быть аппроксимирована известной формулой Аррениуса для определения возможных процессов гашения люминесценции, активирующихся при повышении температуры [27,28]. При этом гашение ЭЛ может происходить либо за счет термически активированного ухода носителей заряда с состояний, отвечающих за излучательную рекомбинацию, либо вследствие термической активации (ионизации) центров безызлучательной рекомбинации, что будет приводить к увеличению их вклада в гашение интенсивности ЭЛ с ростом температуры. Экспериментально полученная температурная зависимость для нормированной ЭЛ (вставка к рис. 4) наилучшим образом описывается следующим выражением [29]:

$$I_{PL}(T) = \left[1 + a_1 \exp\left(\frac{E_1}{k_B T}\right) + a_2 \exp\left(\frac{E_2}{k_B T}\right)\right]^{-1}, \quad (1)$$

где E_1, E_2 — энергии активации двух различных безызлучательных процессов, a_1, a_2 — параметры, пропорциональные отношению вероятностей безызлучательной рекомбинации к излучательной, k_B — постоянная Больцмана. Полученные в результате аппроксимации значения составили $E_1 = 28$ meV и $E_2 = 6$ meV, соответственно.

Энергия активации $E_1 = 28$ meV может быть связана с мелкими локализованными состояниями в запрещённой зоне Ge из-за наличия различных точечных дефектов (и их комплексов). Согласно экспериментальным данным, полученным методами спектроскопии глубоких уровней [30] и спектроскопии возмущённых угловых корреляций [31], дефекты междоузельного типа дают уровни энергии, лежащие ниже края зоны проводимости Ge в диапазоне от 8 meV до 40 meV, что достаточно близко к значению энергии активации E_1. Вторая энергия активации $E_2 = 6$ meV очень близка к энергии связи свободного экситона. В случае объёмного Ge, энергия связи экситона составляет ~ 4 meV [32]. Для экситона, образующего комплекс с примесью или дефектом, энергия связи может быть несколько больше.

Для *p-i-n* диодов с гетероструктурой GeSiSn/Ge была изучена зависимость интегральной интенсивности ЭЛ от тока инжекции. На рис. 5, *a* показаны спектры ЭЛ для температур 10 и 300 K. На их основе были получены зависимости интегральной интенсивности ЭЛ от тока инжекции (рис. 5, *b*). Интегральная интенсивность ЭЛ наблюдаемых пиков имеет сверхлинейную зависимость от тока инжекции $\sim I^m$, где показатель степени составил $m = 2.0$ при 10 K и ограниченных токах. При высоких

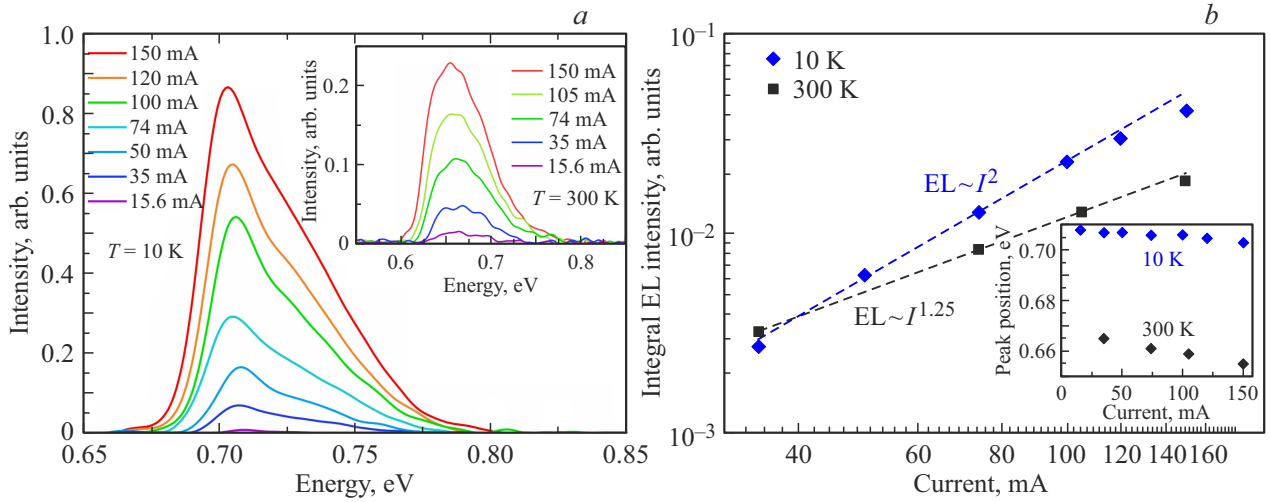


Рис. 5. (*a*) Спектры ЭЛ при различных токах инжекции при 10 и 30 K, и зависимости (*b*) интегральной интенсивности ЭЛ *p-i-n* диода от тока инжекции при тех же температурах.

токах наблюдается замедление роста ЭЛ, выражающееся в отклонении от линейного хода зависимости в логарифмических координатах. Причиной такого замедления является нагрев кристалла, что подтверждается заметным смещением положения пика в спектре ЭЛ в сторону меньших энергий (см. вставку на рис. 5, *b*).

Для непрямозонного перехода в Ge при 9 K ранее была получена почти квадратичная зависимость интегральной интенсивности фотолюминесценции от тока с показателем 2.02, связанной с излучательной межзонной рекомбинацией с участием фононов [33], что хорошо согласуется с полученным нами значением m при низкой температуре. Согласно модели из работы [34], показатель степени может составлять от 1 до 2 для излучения с участием свободных экситонов. При этом в идеальном случае, когда отсутствуют каналы рекомбинации носителей заряда из-за дефектов и все электроны и дырки формируют участвующие в излучении экситоны, зависимость интенсивности люминесценции от тока будет линейной ($m = 1$). Наблюдаемая нами существенно сверхлинейная зависимость может быть обусловлена тем, что при малых токах значительная часть инжектируемых носителей захватывается дефектными центрами и рекомбинирует безызлучательно, тогда как при увеличении тока эти центры постепенно заполняются и доля носителей, участвующих в межзонной рекомбинации, возрастает. Аналогичный сверхлинейный рост интегральной ЭЛ с током наблюдался в Ge-светодиодах, где он интерпретировался как повышение эффективности излучения при увеличении инжекции [35].

При повышении температуры в криостате показатель степени существенно уменьшается и составляет $m = 1.25$ при $T = 300$ K. Уменьшение m с нагревом образца свидетельствует о том, что термически активируемые безызлучательные процессы, например пороговая Оже-рекомбинация, начинают более эффективно конкурировать с излучательной рекомбинацией. Вероятность многочастичных процессов безызлучательной рекомбинации с повышением концентрации инжектируемых носителей заряда возрастает быстрее, чем вероятность излучательных. Вследствие этого рост интенсивности ЭЛ с увеличением тока замедляется, и зависимость становится ближе к линейной [33].

4. Заключение

Методом низкотемпературной молекулярно-лучевой эпитаксии получены гетероструктуры, включающие слои GeSiSn толщиной 200 nm, выращенные при температуре 100 °C на подложке Ge(100). На основе данных гетероструктур созданы светоизлучающие *p-i-n* диоды, которые продемонстрировали интенсивный сигнал электролюминесценции в ближнем инфракрасном диапазоне (0.68–0.76 eV) вплоть до комнатной температуры. Температурная зависимость гашения интегральной интенсивности ЭЛ демонстрирует две характерные энергии 28 meV и 6 meV. Первая энергия может быть связана с термической активацией ухода носителей заряда с уровней ловушек, а вторая с термической активацией распада экситона. Зависимость интегральной интенсивности ЭЛ от тока инжекции описывается степенной функцией с показателем степени, близким к $m = 2$ при 10 K, что указывает на излучательную рекомбинацию с участием экситонов. При повышении температуры до комнатной (~ 300 K) показатель степени уменьшается до 1.25. Это указывает на переход к смешанному механизму рекомбинации, когда наряду с излучательной межзонной рекомбинацией, существенный вклад начинают вносить многочастичные безызлучательные процессы, такие как Оже-рекомбинация. В результате зависимость интенсив-

ности ЭЛ от тока инжекции становится более слабой, приближаясь к линейной.

Финансирование работы

Работа поддержана госзаданием № FWGW-2024-0001 „Физико-технологические основы создания гетероструктур на базе элементов IV группы, совместимых с современной кремниевой технологией, для устройств фотоники“.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] S.Y. Siew, B. Li, F. Gao, H.Y. Zheng, W. Zhang, P. Guo, S.W. Xie, A. Song, B. Dong, L.W. Luo, C. Li, X. Luo, G.-Q. Lo. J. Light. Technol. **39**, *13*, 4374 (2021).
[2] A.N. Tait, T. Ferreira de Lima, E. Zhou, A.X. Wu, M.A. Nahmias, B.J. Shastri, P.R. Prucnal. Sci. Rep. **7**, *1*, 7430 (2017).
[3] M. Casalino. Int. J. Opt. Appl. **2**, *1*, 1 (2012).
[4] G.T. Reed, C.E. Jason. Png. Mater. Today **8**, *1*, 40 (2005).
[5] W. Klingenstein, H. Schweizer. Solid-State Electron. **21**, *11–12*, 1371 (1978).
[6] S.-L. Cheng, J. Lu, G. Shambat, H.-Y. Yu, K. Saraswat, J. Vuckovic, Y. Nishi. Opt. Express **17**, *12*, 10019 (2009).
[7] R.E. Camacho-Aguilera, Y. Cai, N. Patel, J.T. Bessette, M. Romagnoli, L.C. Kimerling, J. Michel. Opt. Express **20**, *10*, 11316 (2012).
[8] Н.А. Байдакова, А.Н. Яблонский, Н.С. Гусев, К.Е. Кудрявцев, Е.Е. Морозова, Д.В. Юрасов, В.Я. Алешкин, А.В. Нежданов, А.В. Новиков. ФТП **56**, *10*, 954 (2022).
[9] S. Sun, W. Huang, L. Zhang, Z. Chen, H. Wang, C. Zhang. J. Alloys Compd. **899**, 163339 (2022).
[10] V.A. Timofeev, I.V. Skvortsov, V.I. Mashanov, A.E. Gayduk, A.A. Bloshkin, V.V. Kirienko, D.E. Utkin, A.I. Nikiforov, D.V. Kolyada, D.D. Firsov, O.S. Komkov. Appl. Surf. Sci. **659**, 159852 (2024).
[11] J. Xie, A.V.G. Chizmeshya, J. Tolle, V.R. D.Costa, J. Menendez, J. Kouvetakis. Chem. Mater. **22**, *12*, 3779 (2010).
[12] S. Wirths, D. Buca, S. Mantl. Prog. Cryst. Growth Charact. Mater. **62**, *1*, 1 (2016).
[13] Y. Zhou, Y. Miao, S. Ojo, H. Tran, G. Abernathy, J.M. Grant, S. Amoah, G. Salamo, W. Du, J. Liu, J. Margetis, J. Tolle, Y. Zhang, G. Sun, R.A. Soref, B. Li, S.Q. Yu. Optica **7**, *8*, 924 (2020).
[14] G. Sun, R.A. Soref, H.H. Cheng. J. Appl. Phys. **108**, *3*, 033107 (2010).
[15] G. Sun, R.A. Soref, H.H. Cheng. Opt. Express. **18**, *19*, 19957 (2010).
[16] M. Oehme, J. Werner, M. Gollhofer, M. Schmid, M. Kaschel, E. Kasper. IEEE Photonics Technol. Lett. **23**, *23*, 1751 (2011).
[17] M. Oehme, K. Kostecki, T. Arguirov, G. Mussler, K. Ye, M. Gollhofer, M. Schmid, M. Kaschel, R. Korner, M. Kittler, D. Buca, E. Kasper, J. Schulze. IEEE Photonics Technol. Lett. **26**, *2*, 187 (2014).
[18] H.H. Tseng, K.Y. Wu, H. Li, V. Mashanov, H.H. Cheng, G. Sun, R.A. Soref. Appl. Phys. Lett. |bf102, *18*, 182106 (2013).
[19] D. Stange, N. von den Driesch, D. Rainko, C. Schulte-Braucks, S. Wirths, G. Mussler, A.T. Tiedemann, T. Stoica, J.M. Hartmann, Z. Ikonic, S. Mantl, D. Grützmacher, D. Buca. Opt. Express **24**, *2*, 1358 (2016).
[20] O. Olorunsola, A. Said, S. Ojo, G. Abernathy, S. Saha, E. Wangila, J. Grant, H. Stanchu, S. Acharya, W. Du, Y.-T. Jheng, G.-E. Chang, B. Li, G. Salamo, S.-Q. Yu. J. Phys. D: Appl. Phys. **55**, 305101 (2022).
[21] N. von den Driesch, D. Stange, S. Wirths, D. Rainko, I. Povstugar, A. Savenko, U. Breuer, R. Geiger, H. Sigg, Z. Ikonic, J.-M. Hartmann, D. Grützmacher, S. Mantl, D. Buca. Small **13**, *16*, 1603321 (2017).
[22] L. Jiang, C. Xu, J.D. Gallagher, R. Favaro, T. Aoki, J. Menéndez, J. Kouvetakis. Chem. Mater. **26**, *8*, 2522 (2014).
[23] D.D. Firsov, O.S. Komkov, V.A. Solov'ev, P.S. Kop'ev, S.V. Ivanov. J. Phys. D **49**, *28*, 285108 (2016).
[24] А.И. Луферов, Д.Д. Фирсов, О.С. Комков. Оптика и спектроскопия **128**, *1*, 134 (2020).
[25] J. Menéndez, C.D. Poweleit, S.E. Tilton. Phys. Rev. B **101**, 195204 (2020).
[26] T. Arguirov, M. Kittler, M. Oehme, N.V. Abrosimov, O.F. Vyvenko, E. Kasper, J. Schulze. Sol. St. Phenomena **205**, 383 (2014).
[27] Y. Fang, L. Wang, Q. Sun, T. Lu, Z. Deng, Z. Ma, Y. Jiang, H. Jia, W. Wang, J. Zhou and H. Chen. Scientific reports **5**, 12718 (2015).
[28] M. Dyksik, M. Motyka, M. Kurka, K. Ryczko, M. Dallner, S. Höfling, M. Kamp, G. Sęk, J. Misiewicz. Optical and Quantum Electronics **48**, 401 (2016).
[29] D. Bimberg, M. Sondergeld, E. Grobe. Phys. Rev. B **4**, 3451 (1971).
[30] A. Mesli, L. Dobaczewski, K. Bonde Nielsen, Vl. Kolkovsky, M. Christian Petersen, A. Nylandsted Larsen. Phys. Rev. B **78**, 165202 (2008).
[31] H. Haesslein, R. Sielemann, C. Zistl. Phys. Rev. Lett. **80**, 2626 (1998).
[32] M. Altarelli, N.O. Lipari. Phys. Rev. Lett. **36**, 619 (1976).
[33] R.R. Lieten, K. Bustillo, T. Smets, E. Simoen, J.W. Ager, E.E. Haller, J.-P. Locquet. Phys. Rev. B **86**, 035204 (2012).
[34] T. Schmidt and K. Lischka. Phys. Rev. B **45**, 8989 (1992).
[35] M. Oehme, M. Gollhofer, D. Widmann, M. Schmid, M. Kaschel, E. Kasper, J. Schulze. Optics Express **21**, *2*, 2206 (2013).

Редактор Ю.Э. Китаев