Моделирование транспортных и излучательных характеристик светоизлучающего латерального кремниевого p^+-i-n^+-транзистора с самоформирующимися Ge(Si)-наноостровками

© Е.В. Демидов, В.Е. Захаров, В.Б. Шмагин, А.Н. Яблонский, А.В. Новиков

Институт физики микроструктур Российской академии наук,
603950 Нижний Новгород, Россия

E-mail: demidov@ipmras.ru, zakharov@ipmras.ru

Поступила в Редакцию 4 июня 2025 г.
В окончательной редакции 23 июня 2025 г.
Принята к публикации 17 июля 2025 г.

Проведено моделирование транспортных и излучательных характеристик экспериментально исследованных ранее светоизлучающих латеральных кремниевых p^+-i-n^+-транзисторов с массивом Ge(Si)-наноостровков, сформированных на подложке-„кремний-на-изоляторе“. Выполненное моделирование позволило количественно описать экспериментальные результаты, свидетельствующие о возможности управления пространственным распределением интенсивности излучения в таких светоизлучающих транзисторах за счет подачи управляющего напряжения на подложку. Показано, что такая возможность возникает за счет управления индуцированным каналом проводимости для электронов или дырок, формируемым на границе структуры со скрытым окислом.

Ключевые слова: светоизлучающие p^+-i-n^+-транзисторы, Ge(Si)-наноостровки, пространственная локализация, электролюминесценция.

DOI: 10.61011/FTP.2025.04.61258.8246

1. Введение

В последние годы кремниевая фотоника (КФ) демонстрирует стремительный рост, становясь одной из наиболее перспективных областей современной электроники. Это обусловлено высокой степенью интеграции фотонных и электронных компонентов, что открывает широкие возможности для разработки разнообразных функциональных устройств [1]. В настоящее время основной платформой для формирования элементов КФ являются структуры „кремний-на-изоляторе“ (КНИ), позволяющие создавать в интегральном исполнении все необходимые компоненты, такие как планарные волноводы, модуляторы и делители [2]. Одной из главных проблем на современном этапе развития КФ является интеграция на эту платформу высокоэффективных источников излучения на основе прямозонных материалов $A^{III}B^{V}$ как посредством методов сращивания [3], так и путем их гетероэпитаксиального роста на Si [4].

По понятным причинам наиболее перспективными с точки зрения возможностей интеграции в КФ являются источники излучения непосредственно на основе кремния. Основным препятствием для практического использования светоизлучающих кремниевых структур является их низкая эффективность, связанная с непрямозонным характером зонной структуры объемного кремния. В то же время в ряде недавних работ были продемонстрированы Si-светодиоды в интегральном исполнении, эффективность которых уже достаточна для их использования в ряде задач КФ [5–7], в частности для экспресс-тестирования полученных фотонных схем. При этом с точки зрения возможностей интеграции на КНИ платформу наиболее перспективными представляются латеральные светодиоды, в которых области с различным легированием располагаются в одной плоскости и протекание тока осуществляется параллельно поверхности структуры [7]. Данный тип светодиодов по своей конструкции близок к полевому транзистору — основному элементу современных цифровых интегральных схем. Кроме того, излучение латерального светодиода может быть легко выведено в Si-планарный волновод, сформированный на той же структуре [7]. Одним из существенных недостатков светодиодов, работающих на межзонных переходах в объемном Si, является сильное поглощение излучения таких диодов в Si-планарных волноводах. В результате расстояние, на которое может быть передано излучение таких светодиодов посредством Si-планарных волноводов, не превышает 200 мкм [7].

Этого недостатка лишены источники излучения на основе SiGe-гетероструктур, работающие в области длин волн 1.3–1.55 мкм, т. е. в области прозрачности объемного Si [8–10]. Среди таких источников наиболее совместимыми с платформой КНИ являются источники на основе самоформирующихся Ge(Si)/Si(001)-наноостровков, так как для их создания не требуется рост толстых буферных слоев, и они могут быть выращены непосредственно на подложках КНИ [11]. В недавней работе сообщалось о разработке эффективных латеральных $p-i-n$-светодиодов на КНИ структурах с самоформирующимися Ge(Si)-наноостровками [12]. Высокая, для источников излучения на основе кремния, эффектив-

ность была достигнута за счет встраивания фотонного кристалла в i-область светодиода, что позволило на порядок увеличить мощность излучения островков в области 1.3–1.55 мкм и по этому параметру достигнуть значений, сравнимых со значениями для Si-латеральных светодиодов в интегральном исполнении [12]. Кроме того, было продемонстрировано неоднородное пространственное распределение интенсивности электролюминесценции (ЭЛ) в полученных светодиодах с длинной базой и возможность управления этим распределением за счет подачи управляющего потенциала на КНИ подложку [13]. Это позволяет использовать полученные светодиоды в качестве светоизлучающих транзисторов, открывая новые возможности для управления излучением, в частности его спектральными характеристиками [13]. Отметим, что на сегодняшний день концепция формирования латеральных светоизлучающих транзисторов хорошо развита в первую очередь для структур на основе органических полупроводников [14,15], в то время как реализации таких источников излучения на КНИ структурах посвящены лишь единичные работы [16].

В работе [13] было высказано предположение о том, что обнаруженное неоднородное пространственное распределение сигнала ЭЛ вдоль i-области полученных светодиодов с Ge(Si)-островками связано с пространственной локализацией дырок в островках, а зависимость этого распределения от величины и знака потенциала, приложенного к подложке, — с образованием канала проводимости для носителей заряда определенного типа (электронов или дырок) на границе кремния с захороненным слоем окисла КНИ подложки. В данной работе представлены подтверждающие это предположение результаты численного моделирования светоизлучающих диодов и транзисторов, экспериментально исследованных в работах [12,13]. С учетом зонной диаграммы Ge(Si)-островков рассчитаны пространственные распределения носителей заряда и интенсивности электролюминесценции в зависимости от управляющего напряжения на подложке. Результаты расчетов сопоставлены с экспериментальными данными, приведенными в работах [12,13]. Обсуждается механизм, ответственный за изменение пространственного распределения интенсивности ЭЛ в полученных светоизлучающих транзисторах при смене полярности и величины управляющего напряжения, подаваемого на подложку.

2. Описание используемой модели

Как было показано выше, в работе выполнено моделирование транспортных и излучательных характеристик полученных ранее светоизлучающих латеральных p^+-i-n^+-диодов (light-emitting diode, LED) и транзисторов (light-emitting transistor, LET) с самоформирующимися Ge(Si)-наноостровками. Технология формирования таких структур, а также результаты их экспериментального исследования представлены в работах [12,13]. Схема моделируемых транзисторных структур показана на рис. 1, *a*. Структуры были выращены на КНИ подложке с толстым (2 мкм) слоем захороненного окисла (buried oxide, BOX). Структуры содержали буферный и покровный слои Si, между которыми была сформирована решетка из 3–5 слоев Ge(Si)-наноостровков, разделенных слоями Si толщиной 15 нм. Суммарная толщина структуры над слоем окисла составляла ~ 250 нм. Тип проводимости i-области диодов определялся остаточными акцепторами ($N_a = 10^{15}-10^{16}$ см$^{-3}$). Согласно результатам проведенных ранее исследований [17], концентрация бора и фосфора в легированных контактных p- и n-областях соответственно составляла $10^{18}-10^{20}$ см$^{-3}$. Длина i-области (расстояние между n^+- и p^+-контактными областями) рассматриваемых в данной статье LED и LET составляла 20 мкм.

Численное моделирование светодиодов осуществлялось с использованием программного пакета Comsol Multiphysics в рамках двумерной модели (рис. 1, *a*). В результате моделирования рассчитывались пространственные распределения концентрации носителей заряда, токов, а также интенсивности ЭЛ. Для этого находилось самосогласованное решение двумерного уравнения Пуассона с учетом распределения электронов и дырок. Для описания транспорта носителей заряда использовалось диффузионно-дрейфовое приближение. При моделировании распределения носителей заряда учитывалась безызлучательная рекомбинация Шокли–Рида–Холла. Ввиду непрямого характера строения зон в рассматриваемых структурах предполагалось, что излучательная рекомбинация слабо влияет на распределение носителей заряда. Концентрация остаточных акцепторов в i-области в расчетах полагалась равной $N_a = 3 \cdot 10^{15}$ см$^{-3}$ (рис. 1, *a*). Распределения концентрации электронов и дырок по толщине структуры в контактных n^+- и p^+-областях соответствовали экспериментально определенным распределениям легирующих примесей в этих областях [17].

В работе выполнены модельные расчеты для диодов, содержащих три слоя Ge(Si)-островков, разделенных слоями Si толщиной 15 нм (рис. 1). Слои с островками располагались на расстоянии 130–180 нм от границы Si-BOX (рис. 1), что соответствовало расположению островков в экспериментально исследованных структурах [12,13]. Размеры островков при моделировании выбирались равными 90 нм в плоскости роста и 7 нм в вертикальном направлении, что соответствовало размеру островков в светодиодах, полученных при температуре роста 600 °C [18]. Полагалось, что островки имеют форму усеченной пирамиды, что близко к реальной форме зарощенных Ge(Si)-островков в рассматриваемых структурах [18]. Известно, что Ge(Si)-островки представляют собой глубокую потенциальную яму для дырок [19] (рис. 1, *b*). В расчетах глубина потенциальной ямы

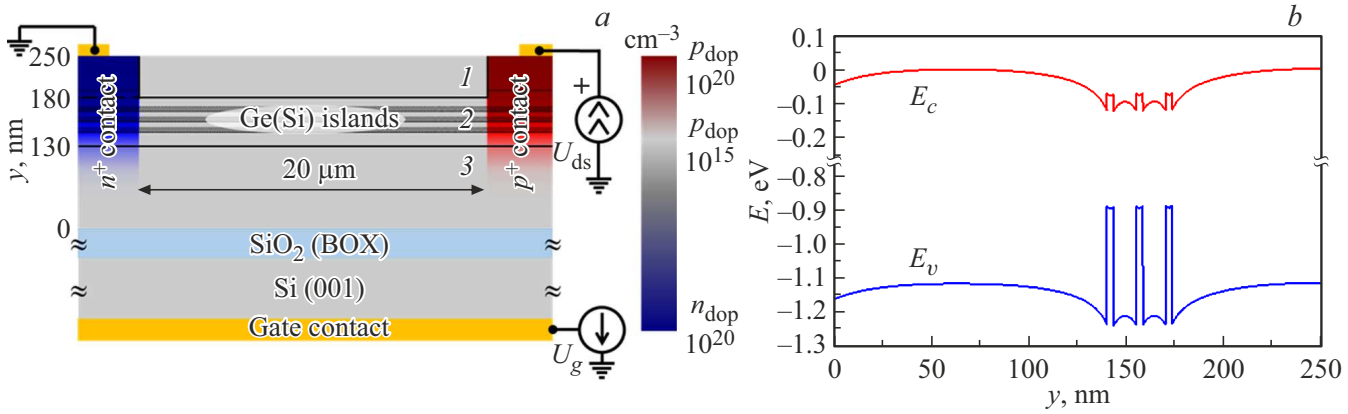

Рис. 1. *a* — схема светоизлучающего транзистора с Ge(Si)-островками, используемая в расчетах. Цифрами обозначены: *1* — покровный Si-слой; *2* — слой с Ge(Si)-островками; *3* — буферный Si-слой между слоем с островками и захороненным SiO_2-слоем. Цветовая шкала показывает тип и уровень легирования различных областей. На рисунке также показана схема подачи напряжений на структуру. *b* — зонная диаграмма структуры в направлении роста в центре *i*-области (на расстоянии 10 мкм от контактных областей), рассчитанная при величине тока через диод $I_{ds} = 0.5$ мА и смещении на подложке $U_g = 0$ В.

выбиралась равной 0.3 эВ, что является типичным значением для Ge(Si)-островков, выращенных при 600 °C [20]. В отсутствие тока из-за II-типа разрыва зон для гетеропары Ge-Si в зоне проводимости островков формируется небольшой барьер для электронов [19]. Потенциальная яма для электронов формируется в слоях кремния на гетерогранице II-типа с островком, во-первых, вследствие растяжения этих слоев вблизи границы с островком из-за частичной релаксации упругих напряжений в островках и, во-вторых, из-за кулоновского потенциала дырок, локализованных в островках [19] (рис. 1, *b*). В расчетах глубина потенциальной ямы для электронов, связанной с растяжением Si-слоев (без учета кулоновского потенциала дырок), полагалась равной 40 мэВ. Как будет показано далее, протекание тока через диод значительно влияет на величину потенциальных барьеров в зоне проводимости структуры.

Наличие потенциальных барьеров в островках и их окрестностях оказывает существенное влияние на транспорт носителей заряда. Поэтому *i*-область моделируемых диодов была поделена по толщине на три слоя (рис. 1, *a*): покровный слой Si (слой 1), слой, содержащий решетку с островками (слой 2), и слой Si между островками и BOX (слой 3).

Для моделирования транспортных свойств слоев кремния (слои 1 и 3) использовалось зависящее от уровня легирования выражение для подвижности электронов и дырок в объемном кремнии [21]:

$$\mu(N) = \mu_0/\sqrt{1 + 1/(a + N_0/N)}, \qquad (1)$$

где для электронов $\mu_0 = 1450\,\text{см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$, $a = 0.001$, $N_0 = 3\cdot 10^{16}\,\text{см}^{-3}$, а для дырок $\mu_0 = 470\,\text{см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$, $a = 0.0123$, $N_0 = 4\cdot 10^{16}\,\text{см}^{-3}$.

Зависимость времени жизни электронов и дырок от концентрации носителей заряда в кремнии учитывалась с использованием выражения [22]

$$\tau(N) = \tau_0/(1 + N/N_0), \qquad (2)$$

где $N_0 = 5\cdot 10^{16}\,\text{см}^{-3}$. Величина τ_0 выступала в качестве одного из подгоночных параметров.

Моделирование транспортных свойств слоя с Ge(Si)-островками усложняется отсутствием детальных данных об особенностях токопереноса между островками на микроскопическом уровне. Известно, что глубокая потенциальная яма для дырок в островках приводит к прыжковому характеру проводимости дырок в слое с островками [23]. Электроны же в слоях кремния, прилегающих к островкам, рассеиваются на потенциальных барьерах, созданных Ge(Si)-островками. Оба этих фактора ведут к существенному уменьшению подвижности носителей заряда по сравнению с объемными материалами. Поэтому значения подвижности электронов и дырок в GeSi-слое выступали в качестве подгоночных параметров. При моделировании также учитывалось последовательное сопротивление контактных областей структуры.

Вследствие II-типа разрыва зон в структурах с Ge(Si)-островками основной вклад в сигнал люминесценции таких структур дает непрямая в реальном пространстве излучательная рекомбинация дырок, локализованных в островках, и электронов, локализованных в Si-слоях на гетерогранице с островками [19,20]. Однако, как показано на рис. 1, *b*, при высоких уровнях инжекции дырок в островках также может образовываться небольшая потенциальная яма для электронов. В этом случае вклад в люминесценцию Ge(Si)-островков может давать также прямая в пространстве излучательная рекомбинация электронов и дырок в островках. В связи с этим при моделировании полагалось, что интенсивность сигнала ЭЛ Ge(Si)-островков пропорциональна произведению

концентрации дырок, локализованных в островках, на концентрацию электронов, локализованных как в самих островках, так и Si-слое с островками (слой 2 на рис. 1, *a*). Поскольку уровень инжекции носителей заряда и интенсивность излучения в исследованных светодиодах пропорциональны току [12], при сравнении с экспериментальными данными в расчетах использовался режим заданного тока $I_{ds} = 0.5$ мА.

Как было показано ранее [13], формирование фотонных кристаллов в светоизлучающих транзисторах с GeSi-островками не оказывает существенного влияния на пространственное распределение интенсивности излучения островков. Поэтому в данной работе для простоты было проведено моделирование латеральных светоизлучающих диодов и транзисторов с Ge(Si)-островками, не содержащих фотонных кристаллов.

3. Результаты и обсуждение

Определение значений подгоночных параметров (последовательное сопротивление контактных областей, подвижности носителей заряда в слое с Ge(Si)-островками, времена жизни носителей заряда в моделируемой структуре) было выполнено за счет подгонки к экспериментальным результатам рассчитанной зависимости падения напряжения между областями истока и стока LET (U_{ds}) от знака и величины управляющего напряжения на подложке (U_g) при фиксированном токе через транзистор (I_{ds}) (рис. 2). Выполненные расчеты показали, что дырки локализуются в Ge(Si)-островках, которые представляют для них глубокую потенциальную яму. Поэтому значение подвижности дырок слабо влияет на их распределение и транспортные свойства LET. В дальнейших расчетах подвижность дырок в слое с островками полагалась равной $\mu_p = 50\,\text{см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$. На качественный вид зависимости $U_{ds}(U_g)_{I_{ds}=\text{const}}$ наибольшее влияние оказывают подвижность электронов в слое с Ge(Si)-островками и времена жизни носителей заряда. Для количественного согласия с экспериментальными данными были также учтены знак и плотность заряда на границе Si-BOX.

Как было экспериментально показано ранее [13], приложение управляющего напряжения к подложке структуры оказывает существенное влияние на проводимость LET (рис. 2). Согласно результатам проведенного моделирования (рис. 3 и 4), это обусловлено наличием в исследованных диодах двух основных каналов протекания тока: встроенного канала — по слою с Ge(Si)-островками и индуцированного канала — по границе Si-BOX. Соотношение вкладов этих каналов в суммарную проводимость транзистора сильно зависит от знака и величины управляющего напряжения на подложке. Низкая проводимость покровного Si-слоя (слой 1 на рис. 1, *a*) и большей части буферного Si-слоя (слой 3 на рис. 1, *a*) связана с пространственной локализацией инжектированных дырок в Ge(Si)-

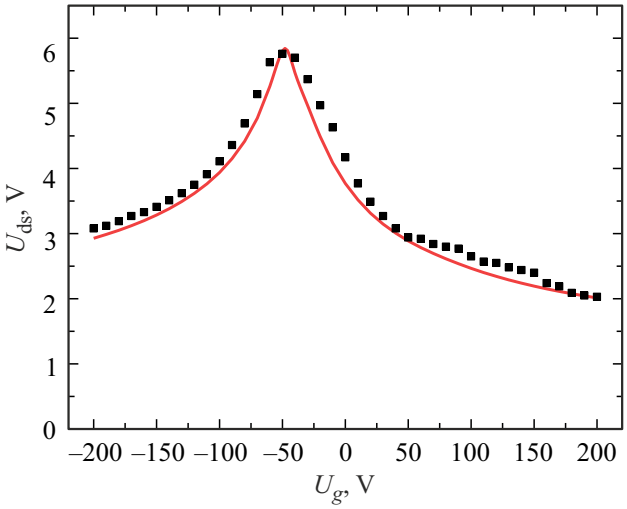

Рис. 2. Сравнение экспериментальной (символы) и расчетной (сплошная линия) зависимостей напряжения между истоком и стоком LET (U_{ds}) от напряжения на затворе (U_g) в режиме заданного тока исток–сток ($I_{ds} = 0.5$ мА).

островках. Накопление дырок в островках приводит к возникновению кулоновского потенциала, существенно меняющего положение энергетических зон в слое с Ge(Si)-островками (рис. 1, *b*). Наличие этого потенциала ведет к увеличению глубины потенциальной ямы для электронов в Si-слоях в окрестности островков (слой 2 на рис. 1, *a*), а также к возникновению потенциальной ямы для электронов в самих островках (рис. 1, *b*). В результате электроны также оказываются локализованными в слое с островками, хотя потенциал их локализации остается заметно меньшим, чем для дырок (рис. 1, *b*). Из-за наличия потенциальных барьеров как для дырок, так и для электронов проводимость слоя с Ge(Si)-островками оказывается довольно низкой. Поэтому полагается, что максимальное значение U_{ds} в зависимости $U_{ds}(U_g)_{I_{ds}=\text{const}}$ должно наблюдаться при условии наименьшего вклада в проводимость LET индуцированного канала на границе Si-BOX. Расчеты показали, что в отсутствие встроенного поверхностного заряда на границе Si-BOX этот максимум должен наблюдаться не при нулевом управляющем напряжении на подложке ($U_g = 0$ В), а при небольшом отрицательном напряжении $U_g \approx -15$ В. Это связывается с различием в подвижности дырок и электронов в кремнии, а также с особенностями протекания носителей заряда разных знаков через исследуемые диодные структуры. Однако на полученной экспериментальной зависимости $U_{ds}(U_g)_{I_{ds}=\text{const}}$ максимум наблюдается при бóльших отрицательных значениях управляющего напряжения ($U_g \approx -50$ В) (рис. 2). Это указывает на наличие на границе Si-BOX встроенного положительного заряда, который в отсутствие управляющего напряжения приводит к формированию на этой границе канала проводимости для электронов (рис. 4). Подача положительного

управляющего напряжения на подложку увеличивает проводимость этого канала (рис. 4) и, как следствие, общую проводимость транзистора (рис. 2).

При подаче на подложку небольшого отрицательного управляющего напряжения канал проводимости для электронов на границе Si-BOX исчезает и проводимость транзистора уменьшается. Согласно расчетам, экспериментально наблюдаемый максимум зависимости $U_{ds}(U_g)_{I_{ds}=\mathrm{const}}$ при $U_g \approx -50$ В (рис. 2) указывает на наличие положительного заряда на границе Si-BOX с поверхностной плотностью $N_s = 3.5 \cdot 10^{11}$ см$^{-2}$. При бóльших отрицательных значениях управляющего напряжения на границе Si-BOX образуется канал проводимости для дырок (рис. 3), что, как и в случае положительных значений управляющего напряжения, ведет к увеличению общей проводимости транзистора и уменьшению падения напряжения между истоком и стоком при фиксированной величине тока I_{ds} (рис. 2). Но при $U_g < -50$ В увеличение проводимости происходит за счет увеличения вклада в нее дырочной составляющей тока вследствие образования канала проводимости для дырок на границе Si-BOX (рис. 3).

Проведенные расчеты показали, что наилучшее согласие между рассчитанной и измеренной зависимостями $U_{ds}(U_g)_{I_{ds}=\mathrm{const}}$ достигается при следующих значениях подгоночных параметров: последовательное сопротивление контактных областей — 600 Ом; время жизни носителей заряда $\tau_0 = 2.5 \cdot 10^{-9}$ с; подвижность электронов и дырок в области с Ge(Si)-островками $\mu = 50$ см^2/(В · с); поверхностная плотность положительного заряда на границе Si-BOX $N_s = 3.5 \cdot 10^{11}$ см$^{-2}$. Указанные значения подгоночных параметров позволяют получить хорошее количественное описание экспериментальной зависимости изменения транспортных характеристик LET от величины и знака управляющего напряжения U_g во всем диапазоне его изменения (рис. 2). Следует отметить, что высокие значения управляющих напряжений на подложке, необходимые для наблюдения описанных эффектов, связаны с большой (2 мкм) толщиной скрытого слоя окисла в исследованных устройствах. Малое значение параметра τ_0 связывается с безызлучательной рекомбинацией носителей заряда на границах структуры (поверхность и граница Si-BOX), а также на точечных дефектах в самой структуре.

Рассчитанные распределения концентрации носителей заряда в моделируемых LET и их зависимость от управляющего напряжения на подложке позволяют оценить интенсивность излучательной рекомбинации в моделируемых приборах, ее пространственное распределение и влияние потенциала подложки на это распределение. Поскольку интенсивность электролюминесценции определяется интенсивностью излучательной рекомбинации носителей заряда в структуре, результаты расчетов могут быть сопоставлены с экспериментальными результатами, полученными в работе [13].

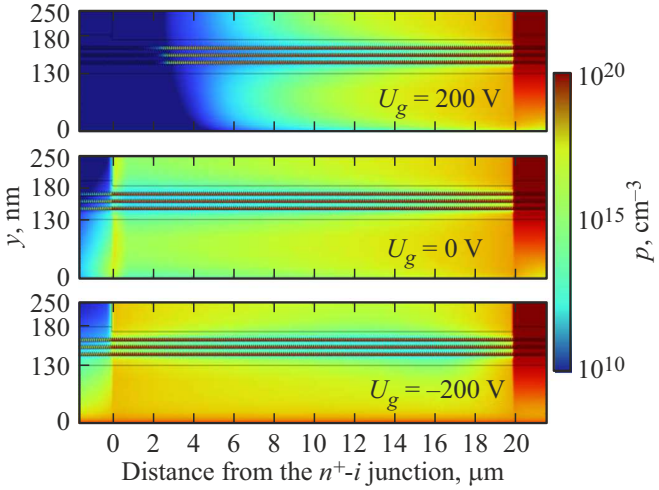

Рис. 3. Рассчитанные распределения концентрации дырок в исследуемой LET структуре для трех значений управляющего напряжения на подложке U_g при $I_{ds} = 0.5$ мА. Нулевое значение на оси ординат соответствует границе Si-BOX.

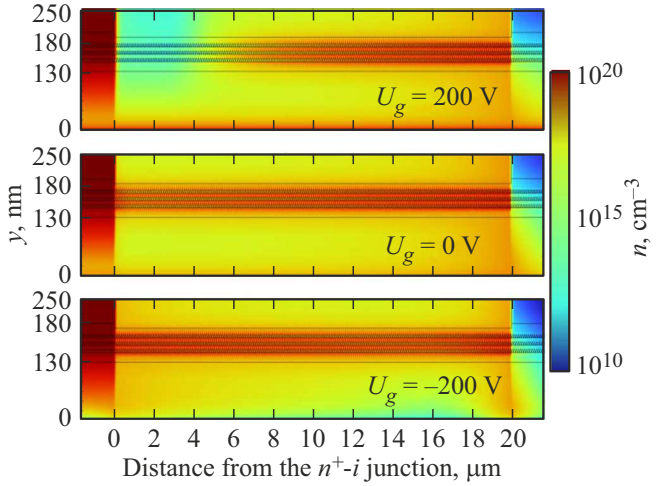

Рис. 4. Рассчитанные распределения концентрации электронов в исследуемой LET структуре для трех значений управляющего напряжения на подложке U_g при $I_{ds} = 0.5$ мА. Нулевое значение на оси ординат соответствует границе Si-BOX.

Расчеты показывают (рис. 1, *b*, 3 и 4), что при протекании тока через LET электроны и дырки оказываются локализованными в слое с островками. Высокая концентрация одного из типов носителей заряда может наблюдаться также вблизи границы Si-BOX, в формирующемся на этой границе канале проводимости для электронов или дырок (в зависимости от знака и величины управляющего напряжения) (рис. 3 и 4). В указанном индуцированном канале проводимости, в отличие от слоя с Ge(Si)-островками, возрастание концентрации одного типа носителей заряда сопровождается падением концентрации носителей другого типа (рис. 3 и 4), что обусловливает низкую интенсивность излучательной

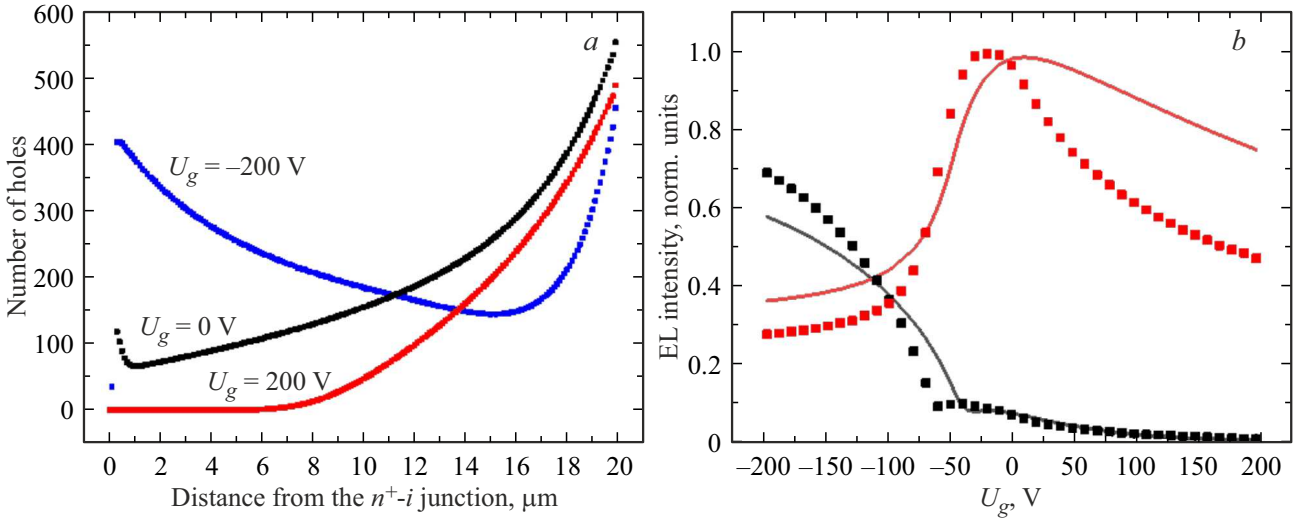

Рис. 5. *a* — рассчитанные пространственные распределения дырок в слое с Ge(Si)-островками вдоль i-области LET для трех различных значений управляющего напряжения U_g. По вертикальной оси отложено количество дырок, приходящихся на один Ge(Si)-островок. *b* — экспериментально измеренные (символы) и рассчитанные в результате моделирования (сплошные кривые) зависимости интенсивности ЭЛ на границах „n^+-i“ (черные символы и черная сплошная кривая) и „p^+-i“ (красные символы и красная сплошная кривая) от знака и величины управляющего напряжения U_g. Измерения и расчеты выполнены для $I_{ds} = 0.5$ мА.

рекомбинации в этой области при любых значениях управляющего напряжения. В результате, согласно расчетам, интенсивность ЭЛ, связанной с рекомбинацией носителей заряда в слое с Ge(Si)-островками, должна существенно превышать интенсивность межзонной ЭЛ в Si-слоях расматриваемых LED и LET, что и наблюдается в эксперименте [12,13]. Следовательно, излучательные свойства LET определяются в первую очередь концентрацией носителей заряда (электронов и дырок) в слое с Ge(Si)-островками, ее распределением вдоль диода и зависимостью от управляющего напряжения на подложке (затворе).

Как было показано выше, на распределение и транспорт электронов и дырок в слое с Ge(Si)-островками большое влиние оказывает потенциал островков, благодаря которому в островках формируется глубокая потенциальная яма для дырок. Потенциальные ямы для электронов в слое с Ge(Si)-островками имеют меньшую глубину, поэтому полагается, что пространственное распределение интенсивности ЭЛ в моделируемых LET определяется в первую очередь распределением концентрации дырок в слое с Ge(Si)-островками. На рис. 5, *a* приведены рассчитанные распределения количества дырок, локализованных в каждом Ge(Si)-островке, по длине i-области рассматриваемой структуры при трех различных значениях управляющего напряжения U_g. Согласно расчетам, в слое с Ge(Si)-островками (слой 2 на рис. 1, *a*) суммарная (по толщине слоя) концентрация электронов (расположенных как в кремнии, так и в самих островках) в силу принципа сохранения электронейтральности повторяет распределение количества дырок в островках.

Из вышеизложенных результатов моделирования транспортных свойств LET следует, что заполнение Ge(Si)-островков дырками может происходить либо напрямую за счет их инжекции из контактной p^+-области, либо в результате диффузии дырок из проводящего канала на границе Si-BOX (при $U_g < -50$ В). При $U_g \geq -50$ В заполнение Ge(Si)-островков дырками осуществляется только за счет их инжекции из p^+-контакта непосредственно в слой с островками (рис. 3). При этом вследствие захвата дырок в островки и их эффективной локализации концентрация дырок в слое с островками быстро спадает по мере удаления от p^+-контакта, и максимум числа дырок в островках наблюдается на границе p^+- и i-областей (рис. 5, *a*). В связи с этим при $U_g \geq -50$ В интенсивность ЭЛ вблизи p^+-контакта существенно выше, чем вблизи n^+-контакта как в эксперименте, так и в результатах расчетов (рис. 5, *b*). Для моделируемых LET с плотностью положительного заряда на ранице Si-BOX на уровне $N_s = 3.5 \cdot 10^{11}$ см$^{-2}$ при фиксированном токе $I_{ds} = 0.5$ мА максимум интенсивности ЭЛ вблизи p^+ контакта наблюдается при небольших отрицательных напряжениях на затворе (рис. 5, *b*). Необходимо отметить, однако, что при таких управляющих напряжениях LET имеет низкую проводимость (рис. 2), т.е. его эффективность как источника излучения при данном управляющем напряжении будет низкой. Уменьшение интенсивности ЭЛ вблизи p^+-контакта при больших положительных значениях U_g (рис. 5, *b*) связывается с увеличением потенциального барьера для дырок на границе i- и p^+-областей, что приводит к уменьшению инжекции дырок в i-область.

При больших отрицательных значениях управляющего напряжения ($U_g < -50$ В) на границе Si-BOX форми-

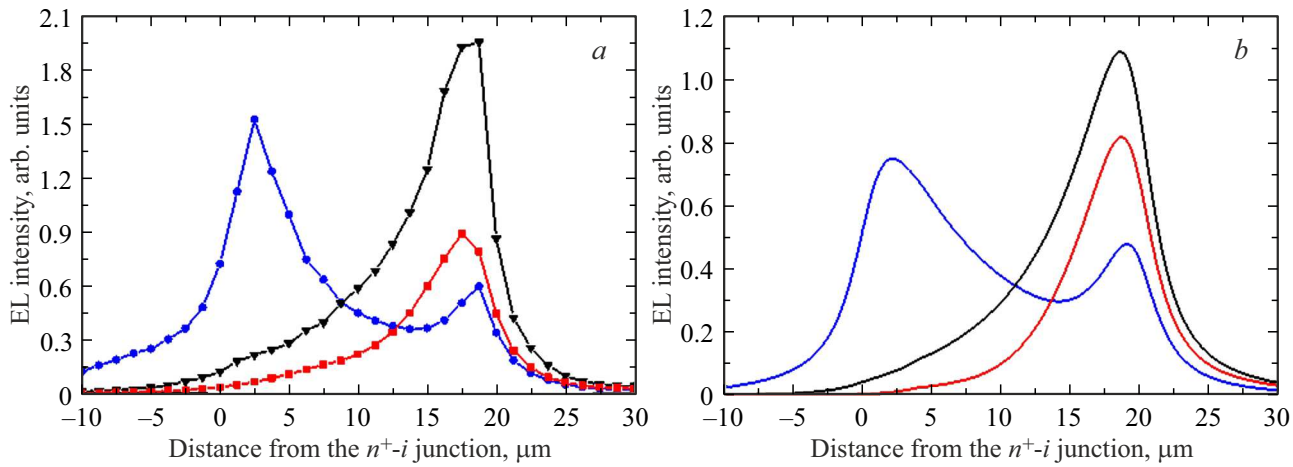

Рис. 6. Экспериментально измеренные (a) и расчитанные (b) пространственные распределения интенсивности ЭЛ вдоль LET для $U_g = 0$ В (черные кривые), $U_g = 200$ В (красные кривые) и $U_g = -200$ В (синие кривые). Измерения и расчеты выполнены для $I_{ds} = 0.5$ мА.

руется дырочный канал проводимости. Как было показано выше, заполнение Ge(Si)-островков дырками в этих условиях может происходить как за счет их непосредственной инжекции в слой с островками из p^+-контакта, так и в результате диффузии дырок из проводящего канала в островки. Поскольку движению дырок вдоль канала проводимости в окрестности границы Si-BOX не препятствуют процессы захвата в Ge(Si)-островки (в связи с отсутствием островков в данной области структуры), заполнение островков дырками, связанное с диффузией из канала проводимости, может происходить по всей длине i-области, от p^+- до n^+-контакта (рис. 3 и 5, a). Как показывают результаты расчетов, наиболее эффективно этот процесс реализуется в окрестности n^+-контакта, поскольку в этой области заполнение островков дырками из канала проводимости осуществляется как за счет диффузии дырок под действием градиента концентрации (которая слабо меняется по длине канала), так и вследствие усиления дрейфовой компоненты дырочного тока (под действием поля) из канала в слой с островками. В результате наряду с максимумом распределения количества дырок в островках и, соответственно, интенсивности ЭЛ вблизи p^+-контакта (который наблюдается при любых значениях управляющего напряжения) при $U_g = -200$ В возникает дополнительный максимум в окрестности n^+-контакта (рис. 5, a, b).

Таким образом, проведенные расчеты позволяют получить хорошее количественное описание экспериментальных зависимостей интенсивности ЭЛ на границах i-области с контактными областями от управляющего напряжения на подложке (рис. 5, b). Также они позволяют качественно воспроизвести экспериментально измеренные пространственные распределения интенсивности ЭЛ вдоль LET для различных значений управляющего напряжения (рис. 6). Как было описано выше, при $U_g \geq 0$ В максимум сигнала ЭЛ наблюдается только вблизи p^+-контакта (рис. 6). В то же время при больших отрицательных значениях U_g максимумы сигнала ЭЛ наблюдаются в окрестности обеих контактных областей, при этом максимум вблизи n^+-контакта характеризуется более высокой интенсивностью (синие кривые на рис. 6). Высокая интенсивность ЭЛ вблизи сильно легированных областей является типичной для различных $p-i-n$-светодиодов и определяется высокой концентрацией носителей заряда в этих областях.

4. Заключение

В работе развита двумерная модель, позволяющая описать транспортные и люминесцентные характеристики латеральных светоизлучающих p^+-i-n^+-транзисторов, полученных на основе кремниевых структур с самоформирующимися Ge(Si)-островками, выращенных на КНИ подложке. При учете пространственной локализации дырок в Ge(Si)-островках и электронов в их окрестности, а также наличия заряда на границе структуры и скрытого окисла удалось количественно описать основные характеристики подобных источников излучения, экспериментально исследованные ранее в работах [12,13]. В частности, влияние величины и знака управляющего напряжения, приложенного к КНИ подложке, на общую интенсивность сигнала ЭЛ, а также на пространственное распределение интенсивности ЭЛ вдоль i-области транзистора хорошо описывается формированием индуцированного канала проводимости для электронов или дырок на границе структуры со скрытым слоем окисла. Наблюдаемая в эксперименте максимальная интенсивность ЭЛ вблизи контактной p^+-области в отсутствие управляющего напряжения на затворе связана с эффективной локализацией дырок, инжектируемых в i-область диодов, в Ge(Si)-островках. Развитая модель

может быть использована для поиска путей увеличения эффективности источников излучения на основе кремния и расширения возможностей управления их излучательными свойствами.

Финансирование работы

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ (грант № 25-12-00367).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] S. Shekhar, W. Bogaerts, L. Chrostowski, J. E. Bowers, M. Hochberg, R. Soref, B. J. Shastri. Nature Commun., **15**, 751 (2024). https://doi.org/10.1038/s41467-024-44750-0
[2] 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. Lightwave Technol., **39**, 4374 (2021). https://doi.org/10.1109/JLT.2021.3066203
[3] S. Y. Bao, Y. Wang, K. Lina, L. Zhang, B. Wang, W. A. Sasangka, K. E. K. Lee, S. J. Chua, J. Michel, E. Fitzgerald, C. S. Tan, K. H. Lee. J. Semicond., **42** (2), 023106 (2021). https://doi.org/10.1088/1674-4926/42/2/023106
[4] Y. Hu, D. Liang, K. Mukherjee, Y. Li, C. Zhang, G. Kurczveil, X. Huang, R. G. Beausoleil. Light: Sci. Appl., **8**, 93 (2019). https://doi.org/10.1038/s41377-019-0202-6
[5] Z. Li, J. Xue, M. Cea, J. Kim, H. Nong, D. Chong, K. Y. Lim, E. Quek, R. J. Ram. Nature Commun., **14**, 882 (2023). https://doi.org/10.1038/s41467-023-36639-1
[6] J. Xue, J. Kim, A. Mestre, K. M. Tan, D. Chong, S. Roy. IEEE Trans. Electron Dev., **68** (8), 3870 (2021). https://doi.org/10.1109/TED.2021.3085541
[7] M. Cea, Z. Li, M. Notaros, J. Notaros, R. J. Ram. APL Photonics, **8**, 081301 (2023). https://doi.org/10.1063/5.0156602
[8] J. Liu, X. Sun, R. Camacho-Aguilera, L.C. Kimerling, J. Michel. Optics Lett., **35** (5), 679 (2010). https://doi.org/10.1364/OL.35.000679
[9] X. Xu, T. Tsuboi, T. Chiba, N. Usami, T. Maruizumi, Y. Shiraki. Opt. Express, **20**, 14714 (2012). https://doi.org/10.1364/OE.20.014714
[10] R. Koerner, M. Oehme, M. Gollhofer, M. Schmid, K. Kostecki, S. Bechler, D. Widmann, E. Kasper, J. Schulze. Opt. Express, **23** (11), 14815 (2015). https://doi.org/10.1364/OE.23.014815
[11] M. Brehm, M. Grydlik. Nanotechnology, **28**, 392001 (2017). https://doi.org/10.1088/1361-6528/aa8143
[12] V.B. Shmagin, A.N. Yablonskiy, M.V. Stepikhova, D.V. Yurasov, A.N. Mikhaylov, D.I. Tetelbaum, E.E. Rodyakina, E.E. Morozova, D.V. Shengurov, S.A. Kraev, P.A. Yunin, A.I. Belov, A.V. Novikov. Nanotechnology, **35** (16), 165203 (2024). http://dx.doi.org/10.1088/1361-6528/ad1f8a
[13] A.N. Yablonskiy, V.B. Shmagin, V.E. Zakharov, D.V. Yurasov, M.V. Shaleev, E.V. Demidov, A.N. Mikhaylov, D.I. Tetelbaum, E.E. Rodyakina, E.E. Morozova, D.V. Shengurov, S.A. Kraev, A.V. Novikov. Appl. Phys. Lett., **125**, 231103 (2024). http://dx.doi.org/10.1063/5.0239609
[14] T. Oyamada, H. Uchiuzou, S. Akiyama, Y. Oku, N. Shimoji, K. Matsushige, H. Sasabe, C. Adachi. J. Appl. Phys., **98** (7), 074506 (2005). http://dx.doi.org/10.1063/1.2060932
[15] J. Zaumseil, R.H. Friend, H. Sirringhaus. Nature Materials, **5**, 69 (2006). https://doi.org/10.1038/nmat1537
[16] S. Saito, D. Hisamoto, H. Shimizu, H. Hamamura, R. Tsuchiya, Y. Matsui, T. Mine, T. Arai, N. Sugii, K. Torii, S. Kimura, T. Onai. Appl. Phys. Lett., **89** (16), 163504 (2006). https://doi.org/10.1063/1.2360783
[17] П.А. Юнин, М.Н. Дроздов, А.В. Новиков, В.Б. Шмагин, Е.В. Демидов, А.Н. Михайлов, Д.И. Тетельбаум, А.И. Белов. Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, № 5, 92 (2024). https://doi.org/10.31857/S1028096024050094
[18] Z.F. Krasilnik, A.V. Novikov, D.N. Lobanov, K.E. Kudryavtsev, A.V. Antonov, S.V. Obolenskiy, N.D. Zakharov, P. Werner. Semicond. Sci. Technol., **26**, 014029 (2011). https://doi.org/10.1088/0268-1242/26/1/014029
[19] В.Я. Алешкин, Н.А. Бекин, Н.Г. Калугин, З.Ф. Красильник, А.В. Новиков, В.В. Постников, Х. Сейрингер. Письма ЖТФ, **67** (1), 46 (1998).
[20] Н.В. Востоков, Ю.Н. Дроздов, З.Ф. Красильник, Д.Н. Лобанов, А.В. Новиков, А.Н. Яблонский. ЖЭТФ, **76** (6), 425 (2002).
[21] D.L. Scharfetter, H.K. Gummel. IEEE Trans. Electron Dev., **16** (1), 64 (1969). https://doi.org/10.1109/T-ED.1969.16566
[22] D.J. Roulston, N.D. Arora, S.G. Chamberlain. IEEE Trans. Electron Dev., **29** (2), 284 (1982). https://doi.org/10.1109/T-ED.1982.20698
[23] N.P. Stepina, A.V. Nenashev, A.V. Dvurechenskii. JETP Lett., **106**, 308 (2017). http://dx.doi.org/10.1134/S0021364017170118

Редактор Г.А. Оганесян

Modeling of transport and emission characteristics of light-emitting lateral silicon p^+-i-n^+ transistor with self-assembled Ge(Si) nanoislands

E.V. Demidov, V.E. Zakharov, V.B. Shmagin, A.N. Yablonskiy, A.V. Novikov

Institute for Physics of Microstructures of the Russian Academy of Sciences, 603950 Nizhny Novgorod, Russia

Abstract Presents the modeling of transport and radiation characteristics of previously experimentally studied light-emitting lateral silicon p^+-i-n^+ transistors with an array of self-assembled Ge(Si) nanoislands grown on a silicon on insulator substrate. The performed modeling made it possible to quantitatively explain experimental results indicating the possibility to control the spatial distribution of radiation intensity in such light-emitting transistors by applying a bias voltage to the substrate. It is shown that such a possibility arises due to the control of the conduction channel for electrons or holes formed at the boundary of the structure with a hidden oxide.