

Особенности формирования спектров электролюминесценции квантово-размерных кремниевых $p^+ - n$ -гетеропереходов в инфракрасном диапазоне длин волн

© Н.Т. Баграев, Л.Е. Клячкин, Р.В. Кузьмин[†], А.М. Маляренко, В.А. Машков*

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

* Санкт-Петербургский государственный политехнический университет,
195251 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 1 апреля 2013 г. Принята к печати 8 апреля 2013 г.)

Проводится анализ результатов исследований характеристик оптического излучения, возникающего в различных областях сильно легированных бором квантово-размерных кремниевых $p^+ - n$ -гетеропереходов. Полученные результаты позволяют сделать выводы, что электролюминесценция ближнего инфракрасного диапазона возникает вблизи гетерограницы между наноструктурированным широкозонным кремниевым p^+ -барьером, сильно легированным бором, и кремнием (100) n -типа проводимости и что в ее формировании активное участие принимают дипольные центры бора.

Наличие не прямой зонной структуры накладывает серьезные ограничения на использование кремния в качестве источника оптического излучения. Медленная излучательная рекомбинация вследствие необходимости компенсировать разницу в квазиимпульсах электронов и дырок, находящихся в разных точках зоны Бриллюэна, приводит к доминированию безызлучательных процессов над излучательными. Большие усилия прикладываясь в последние десятилетия к решению данной проблемы [1]. В настоящее время кажется очевидным, что для получения эффективного источника излучения на основе кремния структура последнего должна быть модифицирована. Это может быть достигнуто различными способами, например, за счет пространственного ограничения носителей заряда [2], с помощью текстурирования поверхности [3,4], а также благодаря высокой степени легирования [5] или введения оптически активных центров и дислокаций [6,7]. Плодотворность данных подходов подтверждается результатами успешных попыток наблюдения стимулированного излучения в структурах на основе кремния [8].

В настоящей работе эффект пространственного ограничения и высокая степень легирования объединяются вместе для повышения эффективности излучательной способности квантово-размерных кремниевых $p^+ - n$ -гетеропереходов, которые представляют собой сильно легированный бором наноструктурированный слой кремния на поверхности n -Si (100). Подобные гетеропереходы, \langle наноструктурированный $p^+ - \text{Si}$ $\rangle / n\text{-Si}$ (100), получают в рамках планарной кремниевой технологии на поверхности кремния (100) n -типа проводимости в результате предварительного ее окисления и последующей кратковременной диффузии бора [9]. В процессе предварительного окисления n -Si (100) избыточные потоки собственных межузельных атомов и вакансий, генерируемых окисляемой поверхностью, формируют наноструктурированный слой кремния, состоящий из

микродефектов с минимальным размером 2 нм. Кратковременная диффузия бора, проводимая из газовой фазы после процессов фотолитографии и травления, приводит к трансформации данного наноструктурированного слоя в сильно легированный широкозонный барьер, который является одной из составляющих квантово-размерных кремниевых $p^+ - n$ -гетеропереходов. Существенно, что концентрация вводимого таким способом бора, которая определяется с помощью масс-спектрометрии вторичных ионов, достигает очень высокой величины, равной $5 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ [9]. Однако лишь малая часть от столь большого количества акцепторов бора остается электрически активной внутри наноструктурированного p^+ -слоя. Остальные формируют упорядоченную систему тригональных дипольных центров $\text{V}^+ - \text{V}^-$, которые возникают вследствие реконструкции мелких акцепторов бора, $2\text{V}^0 \rightarrow \text{V}^+ + \text{V}^-$, как центров с отрицательной корреляционной энергией [9].

Таким образом, присутствие в исследуемой системе наноструктурированного p^+ -слоя, резкой гетерограницы между ним и подложкой n -Si (100), а также высокой концентрации бора позволяет надеяться на появление у квантово-размерных кремниевых $p^+ - n$ -гетеропереходов интересных оптических свойств в различных спектральных диапазонах. Как результат, прямое смещение, прикладываемое к ним, приводит к возникновению интенсивного излучения в видимом и ближнем инфракрасном спектральных диапазонах.

Цель настоящей работы заключалась в получении более ясного представления о механизме формирования спектра электролюминесценции квантово-размерных кремниевых $p^+ - n$ -гетеропереходов в ближнем инфракрасном спектральном диапазоне. Излучение в данном диапазоне интенсивно исследовалось ранее [10]. Однако близость его формы и спектрального положения к аналогичным параметрам низкотемпературной экситонной люминесценции из слабо легированного монокристаллического кремния [11] по-прежнему

[†] E-mail: roman.kuzmin@mail.ioffe.ru

может вызывать ряд вопросов о природе этого излучения и области его формирования в структуре.

Подобные вопросы, по-видимому, подтолкнули автора работы [12] к сравнению спектров электролюминесценции (ЭЛ) гетеропереходов $p^+ns\text{-Si}/n\text{-Si}$, ($ns\text{-Si}$ — наноструктурированный кремний) представленных в [10], и ЭЛ кремниевых $p\text{-}n$ -переходов [13,14], при объяснении которой он разрешил экситонной люминесценции существовать в условиях высокого уровня инжекции носителей заряда при комнатной температуре?! К сожалению, вместо анализа оригинальных спектров автором [12] применялось сканирование рисунков, их оцифровка с помощью специальной компьютерной программы и дифференцирование с помощью другой компьютерной программы. Очевидно, что тройная компьютерная обработка лишает подобное сравнение какой-либо ценности. То же можно сказать и о методе, использованном автором для анализа порога линий электролюминесценции [15]. Он основывается на предположении о том, что первая производная от спектра люминесценции должна достигать максимума вблизи порога возникновения линии излучения, согласно выводу автора, полученному на основании дифференцирования по энергии распределения Максвелла [15]. Однако, к несчастью, во многих случаях спектры излучения полупроводников не описываются распределением Максвелла [16,17]. Например, зачастую в области вблизи края собственного поглощения полупроводника имеются хвосты плотности состояний, причем плотность состояний при наличии хвостов экспоненциально спадает с энергией в глубь запрещенной зоны и входит как множитель в выражение для скорости излучательной рекомбинации [17]. По этой причине, в отличие от простейшего случая параболических зон, описанного автором [15], дифференцирование спектра излучения не дает правильного положения порога линии люминесценции. Таким образом, этот метод, хотя и может быть использован в некоторых случаях, имеет весьма ограниченные возможности применения.

При этом следует подчеркнуть, что таким методом определяется именно порог линии излучения, но не механизм, по которому она возникает. Судить о механизме излучательной рекомбинации по одному лишь порогу линии люминесценции в общем случае не представляется возможным, так как необходимо учитывать очень большое число факторов, влияющих на его положение. Примерами таких факторов являются электрон-электронное взаимодействие, приводящее к изменению ширины запрещенной зоны и экранированию связанных состояний, структурный беспорядок, выражающийся в появлении хвостов плотности состояний, наличие ловушек для носителей заряда, внутренние напряжения, видоизменение спектра фоонов и правил отбора по ним, а также многое другое [3,18,19]. Особенно существенно все перечисленное выше проявляется в исследованиях сильно легированных структур, полученных ионной имплантацией, которые, в частности, являются объектами изучения работы [20].

По этой причине изучение механизма рекомбинации должно в себя включать как минимум анализ всей формы линии излучения, а особенно низкоэнергетической ее части от порога до максимума, которая при низких температурах наименее подвержена изменению за счет самопоглощения и содержит важную информацию о плотности состояний, участвующих в рекомбинации [16]. Вместе с этим существенным является и проведение других измерений для идентификации механизма рекомбинации. Так, например, общепризнанным доказательством вклада экситонного механизма в рекомбинацию носителей заряда является наблюдение водородоподобной серии линий или характерного поведения люминесценции в магнитном поле.

В связи с этим удивляют неосторожные высказывания авторов [20–23] об экситонном характере люминесценции в кремниевых $p\text{-}n$ -переходах при комнатной и более высоких температурах. При этом остается без внимания вопрос о возможности существования свободных экситонов с энергией связи 15 мэВ при столь больших температурах, высоких концентрациях примесей и высоких уровнях инжекции. Приводимые авторами [20–23] аргументы в пользу этих выводов, а именно линейность интенсивности ЭЛ в зависимости от величины тока и линейность интенсивности фотолюминесценции в зависимости от мощности возбуждения, а также экспоненциальный характер затухания люминесценции, не являются таковыми, поскольку данные зависимости не связаны исключительно с наличием экситонов, а могут наблюдаться в условиях межзонной рекомбинации даже при высоком уровне инжекции [24].

Таким образом, вопрос, из какой области квантово-размерных кремниевых p^+n -гетеропереходов возникает интенсивное излучение ближнего инфракрасного диапазона, все еще требует ясности. Интенсивность излучения p^+ - и n -областей гетероперехода во многом зависит от количества инжектируемых в них неосновных носителей заряда. При этом, несмотря на более высокую степень легирования наноструктурированной p^+ -части гетероперехода, количество электронов, инжектируемых в нее, достаточно для возбуждения видимой невооруженным глазом электролюминесценции [25]. Измеренный при комнатной температуре и величине прямого тока 6 мА спектр данного излучения, соответствующий белому свету, представлен на рис. 1, *a*. Спектр формирует широкая энергетическая полоса с максимумом, находящимся в области 2 эВ. Согласно многочисленным расчетам, выполненным для нанокристаллического кремния, данному положению максимума спектра ЭЛ соответствует пространственное ограничение в структурных элементах размером 2 нм [25–29]. Это значение очень хорошо согласуется с размерами микродефектов, которые были напрямую обнаружены на поверхности изучаемых квантово-размерных кремниевых p^+n -гетеропереходов с помощью сканирующей туннельной микроскопии (рис. 1, *b*) [9]. Большая спектральная ширина наблюдаемой линии ЭЛ может быть

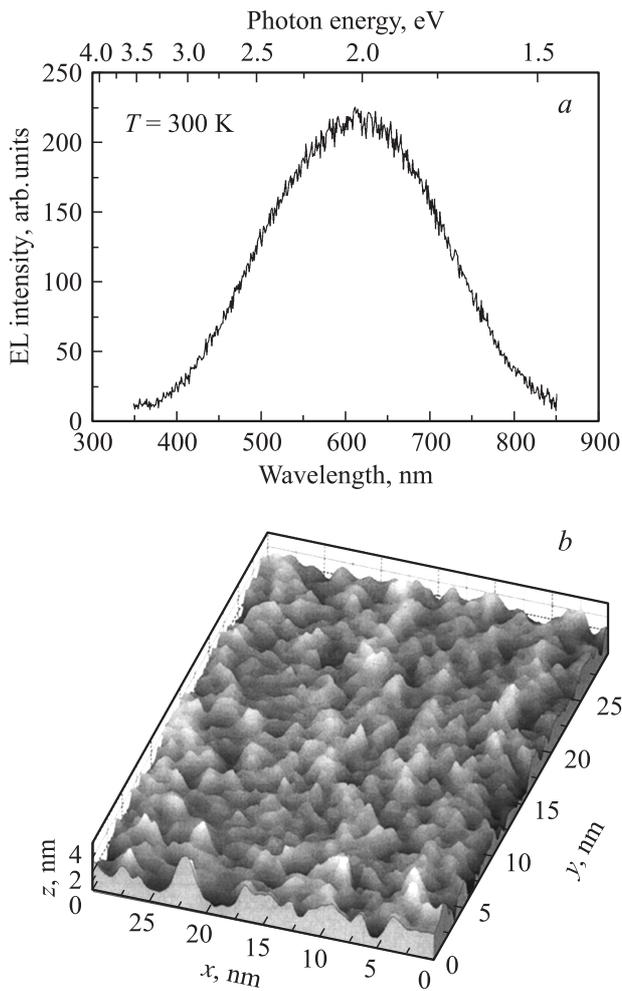


Рис. 1. *a* — спектр электролюминесценции (EL) квантово-размерного кремниевого p^+ - n -гетероперехода в видимом диапазоне длин волн при комнатной температуре и величине прямого тока 6 мА. *b* — трехмерное изображение поверхности квантово-размерного кремниевого p^+ - n -гетероперехода, полученное с помощью сканирующей туннельной микроскопии [9].

объяснена небольшим разбросом (± 0.5 нм) в размерах микродефектов.

Однако область, в которой возникает доминирующее в спектре излучение, определяется не только распределением электронного и дырочного токов, но также скоростью излучательной рекомбинации. Чем она выше, тем большую роль играет данная часть структуры в формировании спектра ЭЛ. Следовательно, говоря об электролюминесценции из n -области квантово-размерных кремниевых p^+ - n -гетеропереходов, можно сделать вывод, что наиболее вероятным ее источником в ближнем инфракрасном диапазоне длин волн является, по-видимому, гетерограница между наноструктурированным широкозонным кремниевым p^+ -барьером, сильно легированным бором, и кремнием (100) n -типа проводимости, принимая во внимание высокую вероятность рекомбинации вблизи нее, а также достигающий ее относительно немалый поток электронов.

На рис. 2, *a* представлен спектр фотолюминесценции (ФЛ) n -области изучаемых квантово-размерных кремниевых p^+ - n -гетеропереходов, полученный при температуре кипения жидкого азота ($T = 77$ К). В спектре доминирует линия излучения, характерная для непрямых межзонных переходов с испусканием поперечного оптического фонона. Ее форма хорошо описывается соответствующим для данного процесса выражением для скорости излучательной рекомбинации с учетом самопоглощения (см. вставку на рис. 2, *a*) [16,17]. Интенсивность линии ФЛ растет с уменьшением температуры от азотной до гелиевой в соответствии с коэффициентом рекомбинации для непрямых межзонных переходов (см. вставку на рис. 2, *b*). При понижении температуры до $T = 4.2$ К других линий излучения в рассматриваемой спектральной области не наблюдается (рис. 2, *b*).

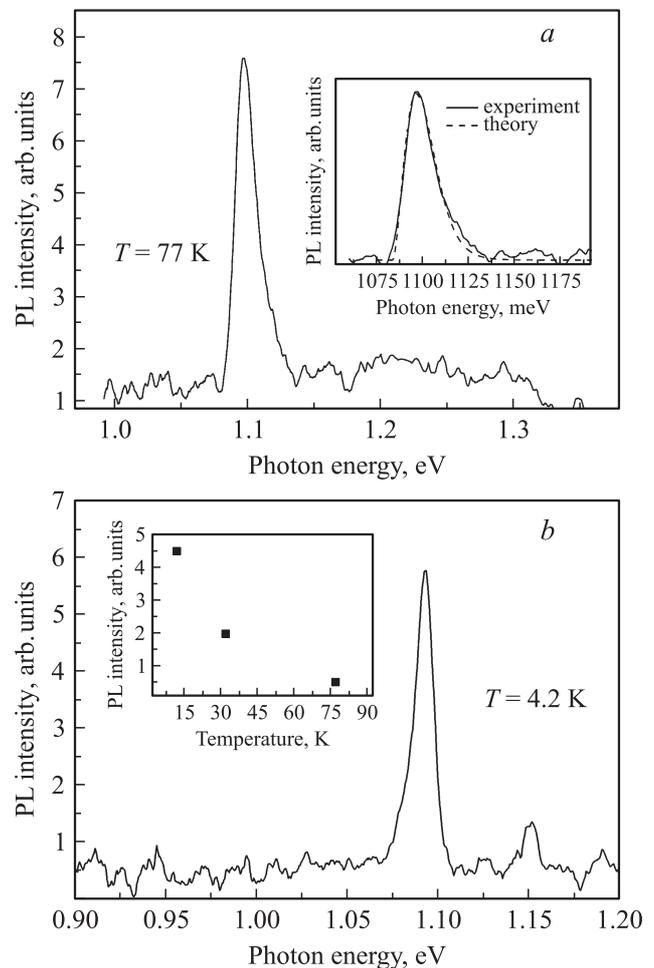


Рис. 2. *a* — спектр фотолюминесценции (PL) области n -Si квантово-размерного кремниевого p^+ - n -гетероперехода при температуре 77 К; на вставке представлено сравнение экспериментальной формы линии (сплошная кривая) с формой линии, рассчитанной для непрямых межзонных переходов (штриховая кривая) [16]. *b* — спектр фотолюминесценции (PL) из области n -Si квантово-размерного кремниевого p^+ - n -гетероперехода при температуре 4.2 К; на вставке — изменение интенсивности ФЛ с температурой.

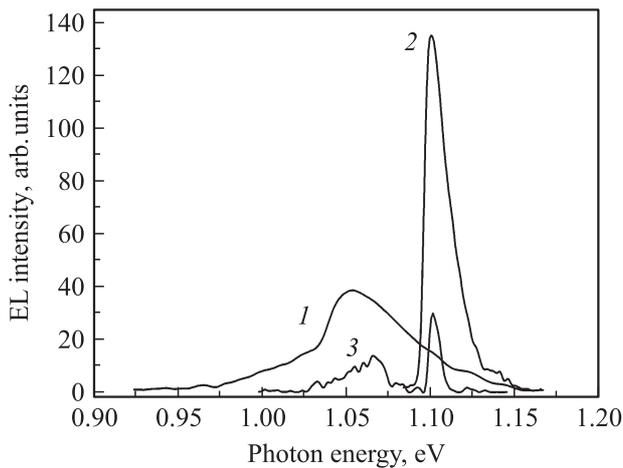


Рис. 3. Спектры электролюминесценции (EL) квантово-размерных кремниевых $p^+ - n$ -гетеропереходов при температуре T , К: 1 — 300, 2 — 77, 3 — 15.

В отличие от фотолюминесценции из n -Si (100), линия излучения, возникающая в инфракрасных спектрах ЭЛ квантово-размерных кремниевых $p^+ - n$ -гетеропереходов (рис. 3), характеризуется нетипичным для межзонных переходов ростом интенсивности с повышением температуры и прохождением через максимум вблизи 150 К [10]. Ее форма не описывается ни одним из обычных для слабо легированного монокристаллического кремния механизмов излучательной рекомбинации даже с учетом гауссова уширения [10]. Кроме того, при гелиевых температурах в спектрах ЭЛ присутствует линия излучения (кривая 3 на рис. 3), ранее наблюдавшаяся только в сильно легированном бором кремнии [5,30]. Добавим к этому обнаруженные прежде высокую степень линейной поляризации ЭЛ квантово-размерных кремниевых $p^+ - n$ -гетеропереходов, кристаллографически ориентированную в соответствии с направлением упорядочения дипольных центров бора, определенным из угловых зависимостей спектров электронного парамагнитного резонанса, а также подавление линейной поляризации ЭЛ латеральным электрическим полем в плоскости $p^+ - n$ -гетероперехода [10]. В результате получим физическую картину, все элементы которой самосогласованно могут быть объяснены в рамках гипотезы о том, что электролюминесценция квантово-размерных кремниевых $p^+ - n$ -гетеропереходов ближнего инфракрасного диапазона действительно возникает вблизи гетерограницы и в ее формировании принимают участие дипольные центры бора.

Для того чтобы разобраться с особенностями формирования спектров электролюминесценции в этом диапазоне, необходимо проанализировать температурные изменения формы линии ЭЛ, а также понять, какое влияние на вид спектра может оказывать наличие высокой концентрации бора. Хорошо известно, что при увеличении концентрации мелких водородоподобных донорных и акцепторных центров формируется примесная зона,

которая уширяется и постепенно смещается соответственно к зоне проводимости или валентной зоне, т.е. чем больше концентрация примеси, тем шире примесная зона и тем ближе она к соответствующей зоне [31]. Критическая концентрация бора, когда примесная зона „касается“ валентной зоны кремния p -типа проводимости, составляет величину $4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ [32]. При дальнейшем увеличении концентрации водородоподобных центров ширина примесной зоны не изменяется, но она проникает в валентную зону или зону проводимости, что сопровождается переходом сильнолегированного кремния в полуметаллическое состояние [31].

Благодаря исследованию люминесценции из сильно легированного кремния было установлено, что уже при концентрациях водородоподобных примесей $\approx 10^{18} \text{ см}^{-3}$ в спектрах доминирует излучение, связанное с наличием примесной зоны [33–35]. Сверхвысокая концентрация бора, $5 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$, в исследуемых квантово-размерных кремниевых $p^+ - n$ -гетеропереходах означает, что наблюдаемая в спектрах электролюминесценции полоса возникает в результате рекомбинации через состояния, находящиеся, казалось бы, в слившихся полностью примесной и валентной зонах. В этом случае влияние присутствия бора на форму спектра ЭЛ должно было бы проявляться лишь через возможные изменения в плотности состояний слившихся зон, связанные с энергетической структурой примесной зоны бора.

Косвенная информация об энергетической структуре плотности состояний, участвующих в рекомбинации, может быть получена из температурной зависимости формы спектра электролюминесценции. Для этой цели удобно ввести величину Δ , определяемую как разность между спектральными положениями максимума линии ЭЛ и ее порога. Можно показать аналитически, с помощью численного расчета или экспериментально, что зависимость Δ от температуры, $\Delta(kT)$ (k — постоянная Больцмана), представляет собой прямую линию с линейным коэффициентом, зависящим от механизма рекомбинации [16]. Например, для кремния этот коэффициент должен составлять 2 для межзонной рекомбинации и 0.5 для экситонной рекомбинации [16]. Кроме того, следует отметить, что для прямых межзонных переходов $\Delta(kT)$ тоже равно $0.5kT$.

Зависимость $\Delta(kT)$, извлеченная из спектров электролюминесценции квантово-размерных кремниевых $p^+ - n$ -гетеропереходов, представлена на рис. 4. Приведенные данные могут быть аппроксимированы двумя прямыми линиями: $\Delta(kT) \approx 1.4kT$ для $T < 146 \text{ К}$ и $\Delta(kT) \approx 0.6kT$ для $T > 146 \text{ К}$. Из рисунка следуют два существенных вывода. Во-первых, при низких температурах вид зависимости $\Delta(kT)$, получаемой из ЭЛ квантово-размерных кремниевых $p^+ - n$ -гетеропереходов, существенно отличается от вида, характерного для экситонной и электронно-дырочной межзонной рекомбинации в монокристаллическом кремнии (штриховая и штрихпунктирная линии на рис. 4). Это свидетельствует об отклонении поведения плотности состояний,

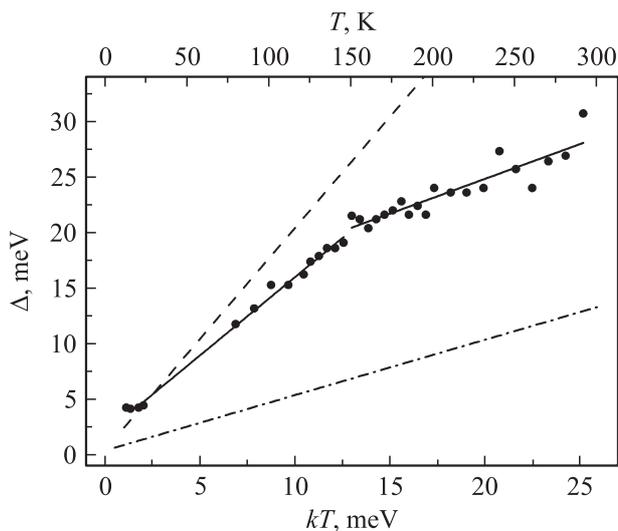


Рис. 4. Зависимость разности положений максимума и порога линии ЭЛ квантово-размерных кремниевых $p^+ - n$ -гетеропереходов от температуры: эксперимент (точки) и аппроксимация прямыми (сплошная линия). Штриховая и штрихпунктирная прямые — расчет для излучательной экситонной и электронно-дырочной межзонной рекомбинации в монокристаллическом кремнии.

участвующих в рекомбинации, от обычной корневой зависимости. Во-вторых, наличие излома $\Delta(kT)$ при $T \approx 146$ К означает изменения, происходящие в примесной зоне бора вблизи данного значения температуры.

Как уже отмечалось, начинающие доминировать при высоких концентрациях бора зарядовые корреляции приводят к реконструкции мелких акцепторов бора в тригональные дипольные центры с отрицательной корреляционной энергией. Этот процесс сопровождается перестройкой энергетического спектра двумерного дырочного газа и формированием корреляционной щели в плотности состояний примесной зоны бора, наличие которой было напрямую обнаружено при помощи сканирующей туннельной спектроскопии [9]. Одним из наиболее ярких следствий наличия сильных корреляций в системе дипольных центров бора является высокотемпературная сверхпроводимость, обнаруженная ранее в кремниевых наноструктурах, сильно легированных бором, которая возникает в результате трансформации корреляционной энергетической щели в сверхпроводящую [36–39]. Сверхпроводящие свойства исследуемых в настоящей работе квантово-размерных кремниевых $p^+ - n$ -гетеропереходов проявлялись в диамагнитном отклике при изучении статической магнитной восприимчивости, в падении удельного сопротивления при достижении критической температуры, в поведении термоэДС и в характерном скачке теплоемкости [39]. Все использованные экспериментальные методики сходятся в значении критической температуры сверхпроводящего перехода, которое оказалось близким к 145 К [39].

Таким образом, по всей видимости, именно зарядовые корреляции в системе мелких акцепторов бора приводят

к существенному нарушению параболичности зон при низких температурах, проявляющемуся через форму спектров электролюминесценции сильно легированных бором квантово-размерных кремниевых $p^+ - n$ -гетеропереходов. Повышение температуры до критической приводит к подавлению зарядовых корреляций в примесной зоне бора, что отражается в форме плотности состояний, которая становится более близкой к корневой зависимости (см. рис. 4, область $T > 146$ К, где $\Delta(kT) \approx 0.6kT$), как и предсказывается для самых высоких концентраций примесей [31].

Следует заметить также, что наличие в температурной зависимости интенсивности ЭЛ максимума, который наблюдается вблизи температуры 150 К можно связать с изменением времени жизни носителей, участвующих в рекомбинации. Однако вопрос заключается в том, с чем связано такое изменение времени жизни. Часто его связывают с присутствием ловушек, захватывающих носители заряда [4]. В случае изучаемых гетеропереходов не наличие максимума как такового, а тот факт, что его положение близко к температуре фазового перехода в системе дипольных центров бора, определенной независимо с помощью большого числа методик, позволяет сделать предположение, что дипольные центры бора могут выступать в качестве таких ловушек.

Итак, сравнение спектров фотолюминесценции из области n -Si квантово-размерных кремниевых $p^+ - n$ -гетеропереходов с их спектрами электролюминесценции, а также изучение температурного изменения формы линии ЭЛ позволяют утверждать, что излучение ближнего инфракрасного диапазона возникает в области гетерограницы между наноструктурированным широкозонным кремниевым p^+ -барьером, сильно легированным бором, и кремнием (100) n -типа проводимости и в его формировании принимают участие дипольные центры бора.

Выводы настоящей работы, как и работы [10], базируются на детальном понимании структуры исследованных квантово-размерных кремниевых $p^+ - n$ -гетеропереходов и основаны на анализе большого числа экспериментальных данных, полученных с помощью различных методик, использование которых привело к получению самосогласованных результатов.

Список литературы

- [1] J.M. Shainline, J. Xu. *Laser & Photon. Rev.*, **1** (4), 334 (2007).
- [2] O. Bisi, S. Ossicini, L. Pavesi. *Surf. Sci. Rep.*, **38**, 1 (2000).
- [3] S.G. Cloutier, Chih-Hsun Hsu, P.A. Kosyrev, J. Xu. *Adv. Mater.*, **18**, 841 (2006).
- [4] T. Trupke, J. Zhao, A. Wong, R. Corkish, M.A. Green. *Appl. Phys. Lett.*, **82**, 2996 (2003).
- [5] J. Sun, T. Dekorsy, W. Skorupa, B. Schmidt, A. Mücklich, M. Helm. *Phys. Rev. B*, **70**, 1 (2004).
- [6] H. Przybylinska, W. Jantsch, Yu. Suprun-Belevitch, M. Stepikhova, L. Palmetshofer, G. Hendorfer, A. Kozanecki, R.J. Wilson, B.J. Sealy. *Phys. Rev. B*, **4**, 2532 (1996).

- [7] V. Kveder, M. Badylevich, E. Steinman, A. Izotov, M. Seibt, W. Schröter. *Appl. Phys. Lett.*, **84**, 2106 (2004).
- [8] N. Daldosso, L. Pavesi. *Laser & Photon. Rev.*, **3**, 509 (2009).
- [9] N.T. Bagraev, E.Yu. Danilovsky, W. Gehlhoff, L.E. Klyachkin, A.A. Kudryavtsev, R.V. Kuzmin, A.M. Malyarenko, V.V. Romanov. *J. Mod. Phys.*, **2**, 256 (2011).
- [10] Н.Т. Баграев, Л.Е. Клячкин, Р.В. Кузьмин, А.М. Маляренко, В.А. Машков. *ФТП*, **46**, 289 (2012).
- [11] L.M. Smith, J.P. Wolfe. *Phys. Rev. B*, **51**, 7521 (1995).
- [12] А.М. Емельянов. *ФТП*, **47**, 112 (2013).
- [13] А.М. Емельянов, В.В. Забродский, Н.В. Забродская, Н.А. Соболев, В.Л. Суханов. *ФТП*, **40**, 882 (2006).
- [14] А.М. Емельянов. *ФТП*, **42**, 1375 (2008).
- [15] А.М. Емельянов. *ФТП*, **44**, 1170 (2010).
- [16] H.B. Bebb, E.W. Williams. In: *Semiconductors and Semimetals*, ed. by R.K. Willardson, A.C. Beer (Elsevier, 1972) v. 8, p. 181.
- [17] P.T. Landsberg. *Recombination in semiconductors* (Cambridge, Cambridge University Press, 1991).
- [18] J. Wagner, J.A. del Alamo. *J. Appl. Phys.*, **63**, 425 (1988).
- [19] A. Selloni, S.T. Pantelides. *Phys. Rev. Lett.*, **49**, 586 (1982).
- [20] А.М. Емельянов, Н.А. Соболев, Е.И. Шек. *ФТП*, **46**, 44 (2004).
- [21] А.М. Емельянов. *Письма ЖТФ*, **30** (22), 75 (2004).
- [22] А.М. Емельянов. *Письма ЖТФ*, **35** (6), 9 (2009).
- [23] А.М. Емельянов. *ФТП*, **45**, 823 (2011).
- [24] I. Pelant, J. Valenta. *Luminescence Spectroscopy of Semiconductors* (Oxford University Press, 2012) chap. 3, p. 82.
- [25] N.T. Bagraev, A.D. Bouravleuv, W. Gehlhoff, L.E. Klyachkin, A.M. Malyarenko. In: *Proc. 26th Int. Conf. Physics of Semiconductors, ICPS-26* (Edinburgh, 2002), ed. by A.R. Long, J.H. Davies [Inst. Physics, Conf. Ser., **171**, G3.3 (2002)].
- [26] М.С. Бреслер, И.Н. Ясневич. *ФТП*, **27**, 871 (1993).
- [27] S. Horiguchi. *Physica B*, **227**, 336 (1996).
- [28] M. Bruno, M. Palummo, A. Marini, R. Sole, S. Ossicini. *Phys. Rev. Lett.*, **98**, 036 807 (2007).
- [29] О.Б. Гусев, А.Н. Поддубный, А.А. Прокофьев, И.Н. Ясневич. *ФТП*, **47**, 147 (2013).
- [30] I.A. Buyanova, W.M. Chen, A. Henry, W. Ni, G.V. Hansson, B. Monemar. *Phys. Rev. B*, **53**, 9587 (1996).
- [31] P.P. Altermatt, A. Schenk, G. Heiser. *J. Appl. Phys.*, **100**, 113 714 (2006).
- [32] P.P. Altermatt, A. Schenk, B. Schmihüsen, G. Heiser. *J. Appl. Phys.*, **100**, 113 715 (2006).
- [33] R.R. Parsons. *Sol. St. Commun.*, **29**, 763 (1979).
- [34] P.E. Schmid, M.L.W. Thewalt, W.P. Dumke. *Sol. St. Commun.*, **38**, 1091 (1981).
- [35] J. Wagner. *Phys. Rev. B*, **29**, 2002 (1984).
- [36] Н.Т. Баграев, Е.В. Владимирская, В.Э. Гасумянц, В.И. Кайданов, В.В. Кведер, Л.Е. Клячкин, А.М. Маляренко, Е.И. Чайкина, А.И. Шальнин. *ФТП*, **29**, 2133 (1995).
- [37] N.T. Bagraev, W. Gehlhoff, L.E. Klyachkin, A.M. Malyarenko, V.V. Romanov, S.A. Rykov. *Physica C*, **21**, 437 (2006).
- [38] E. Bustarret, C. Marcenat, P. Achatz, J. Kasmarcik, F. Levy, A. Huxley, L. Ortega, E. Bourgeois, X. Blase, D. Debarre, J. Boulmer. *Nature*, **444**, 465 (2006).
- [39] Н.Т. Баграев, Л.Е. Клячкин, А.А. Кудрявцев, А.М. Маляренко, В.В. Романов. *ФТП*, **43**, 1481 (2009).

Редактор Л.В. Шаронова

The features of the electroluminescence spectra from silicon quantum-sized $p^+ - n$ -heterojunctions in the infrared spectral range

N.T. Bagraev, L.E. Klyachkin, R.V. Kuzmin, A.M. Malyarenko, V.A. Mashkov*

Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

* St. Petersburg State Polytechnical University,
195251 St. Petersburg, Russia

Abstract We present the analysis of the results obtained under investigations of the optical emission from silicon quantum-sized $p^+ - n$ -heterojunctions heavily doped with boron. These results allow to conclude that the electroluminescence in the near infrared spectral range is caused by the heterointerface between the wide-gap nanostructured silicon p^+ barrier heavily doped with boron and the Si (100) substrate. Besides, the mechanism of this near infrared electroluminescence appears to be due to the presence of dipole boron centers.