

К вопросу о механизмах разогрева светодиодов на основе $p\text{-InAsSbP}/n\text{-InAs}(\text{Sb})$

© А.Л. Закгейм¹, С.А. Карандашев², А.А. Климов², Р.Э. Кунков², Т.С. Лухмырина²,
Б.А. Матвеев^{2,†}, М.А. Ременный², А.А. Усикова², А.Е. Черняков¹

¹ НТЦ микроэлектроники Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

² Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

† E-mail: bmat@iropt3.ioffe.ru

Поступила в Редакцию 18 ноября 2022 г.

В окончательной редакции 25 декабря 2022 г.

Принята к публикации 25 декабря 2022 г.

Рассмотрены три основные причины повышения температуры диодов на основе двойных гетероструктур $p\text{-InAsSbP}/n\text{-InAs}/n\text{-InAsSbP}$ и $p\text{-InAsSbP}/n\text{-InAsSb}/n\text{-InAs}$. Вклады джоулевого тепла, безызлучательной оже-рекомбинации и электрон-фононного взаимодействия в повышение температуры диодов были оценены для прямого и обратного смещений с помощью анализа пространственного распределения интенсивности собственного излучения в среднем ИК диапазоне и вольт-амперных характеристик одноэлементных светодиодов и флип-чип диодных линеек (1×3).

Ключевые слова: ИК светодиод, ИК диодные линейки, джоулев нагрев, оже-рекомбинация, электрон-фононное взаимодействие.

DOI: 10.21883/FTP.2023.01.54929.4338

1. Введение

Изучение токового разогрева полупроводниковых $p\text{-}n$ -структур представляет несомненный интерес как при создании и использовании мощных переключателей и (традиционных) светодиодов (СД), так и для исследований и разработок новых подходов к отводу тепла от работающих электронных компонент, например, за счет радиационного или термоэлектрического охлаждения [1–3]. Кроме этого, существует ряд задач, требующих анализа распределения температуры в многоэлементных устройствах, где растекание тепла от работающего элемента с $p\text{-}n$ -переходом изменяет условия для работы соседних с ним элементов [4–7].

Для СД среднего ИК диапазона спектра (2.5–6 мкм), имеющих ряд важных реализованных практических приложений в промышленности, медицине и экологии, повышение температуры при протекании прямого тока в структурах на основе узкозонных полупроводников, таких, как InAs, InGaAs, InAsSb и др., обсуждалось неоднократно. Вместе с тем во многих опубликованных работах указание на природу токового разогрева СД было не вполне корректным, что препятствовало правильной интерпретации экспериментальных данных и затрудняло понимание особенностей таких СД. Так, например, довольно часто можно встретить упоминание лишь об одном механизме преобразования электрической энергии в тепловую, а именно о джоулевом разогреве: $P_{\text{Joule}} = I_{\text{LED}}^2 \cdot R_s$, где I_{LED} — значение тока СД, а R_s — величина его последовательного сопротивления. При этом нередко молчаливое игнорирование других возможных причин разогрева СД не сопровождалось численными оценками выделяющегося тепла и (или)

приведением значений R_s [8–13], а в ряде работ экспериментальные вольт-амперные характеристики (ВАХ) СД и вовсе не приводились [5,6,8,11].

С другой стороны, в ряде работ (см., например, [14,15]) развивался альтернативный подход, объясняющий различие в температуре нагрева СД при больших токах накачки исключительно различием в скоростях безызлучательных рекомбинационных оже-процессов в активных областях СД на основе твердых растворов InGaAs и InAsSbP. Не подвергая сомнению некоторые из экспериментальных результатов, приведенных в [14], например, в части зависимости плотности наклонных дислокаций от несоответствия периодов решеток на гетерогранице InAsSbP/InAs, подтверждающей полученную ранее аналогичную зависимость в [16], все же следует отметить недостаточную обоснованность выводов работы [14] касательно истинных причин разогрева СД до температур на 100 К выше комнатной. Так, например, при рассмотрении данных о разогреве СД отсутствовали измерения ВАХ и значений R_s и, соответственно, не был принят во внимание джоулев нагрев. Помимо этого, различие в тепловом сопротивлении между теплоотводом и $p\text{-}n$ -переходом в структурах на основе InGaAs и InAsSbP, обусловленное конструктивными особенностями СД, а именно разным расстоянием от $p\text{-}n$ -перехода до теплоотвода, равно как и влияние химического состава гетероструктуры на характер растекания тока, отмеченное, например, в [10], не упоминались и, соответственно, не учитывались. Упомянем также, что использованный режим питания СД (синусоидальный ток с амплитудой 300 мА) вряд ли следует считать безопасным для нормального и бездеградационного функционирования описанных в [14] СД.

В третьей группе работ дополнительный токовый разогрев СД упоминается как результат невысокого внутреннего квантового выхода электролюминесценции IQE [6], однако соответствующее ему повышение температуры не рассматривалось в явном виде, как результат оже-рекомбинации носителей заряда.

И наконец, в четвертой, самой многочисленной, группе работ активно обсуждается оже-рекомбинация в средневолновых лазерах, СД и термофотовольтаических преобразователях, однако вопросы токового разогрева не рассматриваются вовсе (см., например, [17–20]).

В данной работе на основе анализа ВАХ и распределения интенсивности собственного излучения по поверхности чипа представлены выводы о соотношении вкладов основных механизмов токового разогрева в повышении температуры в средневолновых ИК СД на основе двойных гетероструктур (ДГС) с активными слоями из InAs и InAsSb , излучающими на длинах волн вблизи 3.4 и 4.7 мкм соответственно.

1.1. Предварительные замечания

Строго говоря, указание лишь одного процесса оже-рекомбинации неравновесных носителей в качестве причины разогрева СД, приведенной во многих вышеупомянутых публикациях, например, в [15], не является достаточно исчерпывающим, ибо процесс разогрева полупроводника начинается при рассеивании энергии горячих носителей, т.е. при электрон-фононном взаимодействии, следующем по времени после оже-рекомбинации. Это обстоятельство, как правило, умалчивается, т.е. понимается, как само по себе разумеющееся, как неотъемлемая часть общего процесса безызлучательной рекомбинации. Вместе с тем на практике встречаются случаи, когда разогрев активной области происходит без участия оже-рекомбинации, а лишь за счет электрон-фононного взаимодействия. По нашему мнению, такой случай реализуется при обратном смещении p – n -перехода с незначительным последовательным сопротивлением, т.е. при работе в режиме отрицательной люминесценции, когда, по общему мнению, оже-рекомбинация подавлена [21]. В этой связи тепло, выделяющееся при обратном смещении ($U < 0$, $I_{\text{LED}} < 0$), мы будем в дальнейшем называть теплом, обусловленным электрон-фононным взаимодействием, мощность которого при больших смещениях и невысокой температуре равна $P_{(e-ph)} = I_{\text{LED}}(U - I_{\text{LED}}R_s) = I_{\text{LED}}U_{(p-n)}$, где I_{LED} — ток СД, U — напряжение смещения СД, $U_{(p-n)}$ — напряжение на p – n -переходе, R_s — последовательное сопротивление СД. Тепло, выделяющееся в активной области прямосмещенного СД ($U > 0$), также может быть частично связано с электрон-фононным взаимодействием, например, при наличии большой скорости оже-рекомбинации, однако при $U > 0$ доля того или иного процесса в разогреве не столь очевидна, как для $U < 0$, и требует отдельного рассмотрения, приведенного далее.

2. Описание образцов

Основу использованных в работе образцов составляли выращенные на подложках InAs (100) с электронным типом проводимости эпитаксиальные гетероструктуры $p\text{-InAs}_x\text{Sb}_{0.31(1-x)}\text{P}_{0.69(1-x)}$ (2–4 мкм) / $n\text{-InAs}$ (6–7 мкм) / $p\text{-InAs}_x\text{Sb}_{0.31(1-x)}\text{P}_{0.69(1-x)}$ (2–3 мкм), аналогичные рассмотренным в работе [7], и гетероструктуры $p\text{-InAsSbP}/n\text{-InAs}_{0.9}\text{Sb}_{0.1}$ двух типов, отличающиеся друг от друга лишь степенью легирования подложек InAs , аналогичные рассмотренным в [22]. Спектры фоточувствительности гетероструктур $p\text{-InAsSbP}/n\text{-InAs}(\text{Sb})$, измеренные со стороны подложки $n\text{-InAs}$, и ИК микроскопа УТК1 [23], использованного для регистрации пространственного распределения их собственного излучения в ближнем поле, а также спектры электролюминесценции (ЭЛ) представлены на рис. 1, *a* и *b*. При комнатной температуре образцы с активным слоем из InAsSb имели в максимуме спектра невысокую интенсивность ЭЛ, составляющую $\sim 20\%$ от интенсивности в образцах с активным слоем из InAs при прочих равных условиях. Спектральные характеристики фотоответа на рис. 1, *b* в области коротких длин волн сильно различались, что объяснялось влиянием степени легирования на оптическое пропускание подложки [22]. Как следует из данных на рис. 1, *b*, интенсивность ЭЛ СД с активным слоем из InAsSb уменьшалась примерно на порядок при нагреве образца от -30 до 100°C , что близко к зависимости, полученной ранее для СД на основе $\text{InAs}_{0.92}\text{Sb}_{0.08}$ в [24]. Тем не менее, несмотря на незначительное перекрытие спектров ЭЛ и фоточувствительности ИК микроскопа, а также низкий внутренний квантовый выход в InAsSb ($IQE \ll 10\%$), нам все же удавалось регистрировать как ЭЛ излучение, так и отрицательную люминесценцию (ОЛ) и их пространственное распределение в образце с широким спектром фотоответа (#874), о чем будет сообщено далее. В образце с узким спектром фотоответа (#867) фотосигнал в ИК микроскопе за счет ЭЛ был слишком мал, и ИК микроскопом регистрировалось лишь тепловое излучение, возникающее из-за нагрева образца.

2.1. Образцы с активным слоем из InAs

В первой группе полученные с помощью стандартной фотолитографии чипы имели размеры $0.5 \times 0.5 \times 0.1$ мм и представляли собой флип-чип диоды с угловым треугольным катодом и широким анодом на основе металлической композиции Cr , Ni , Au , как показано на рис. 2, *a* [25].

Для измерений фототока (I_{ph}) два индивидуальных диодных чипа устанавливались друг против друга с минимально возможным расстоянием между ними, т.е. „лицом к лицу“; в некоторых измерениях промежутки между диодами/подложками $n^+\text{-InAs}$ заполнялся оптическим клеем из халькогенидного стекла с показателем преломления $\tilde{n} = 2.4$ и толщиной ≤ 0.1 мм, как показано на рис. 2, *b*. Халькогенидное стекло имеет крайне низкую

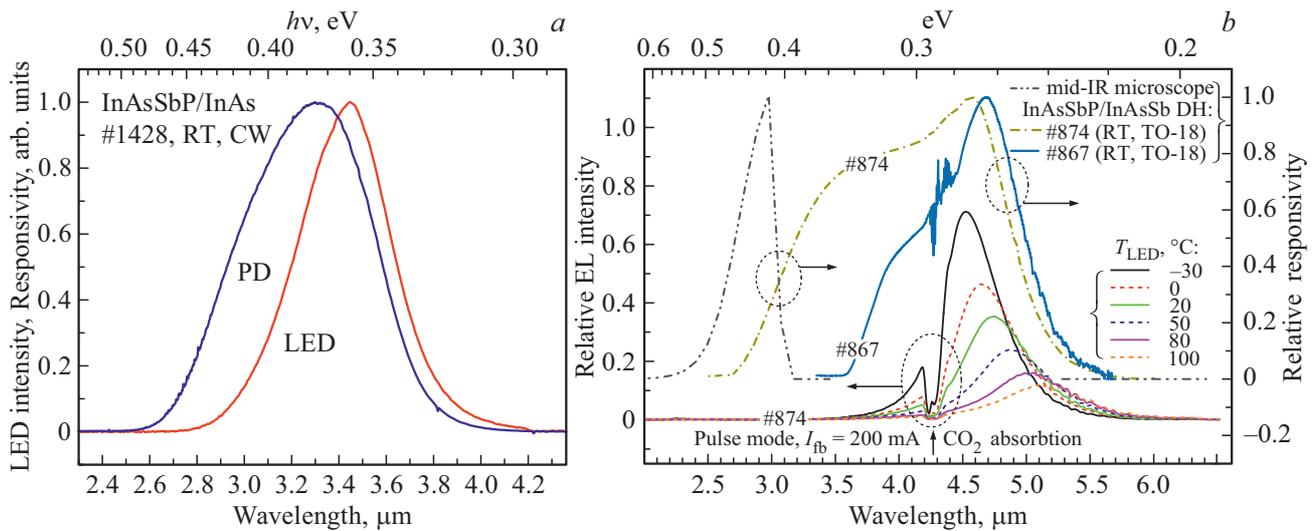


Рис. 1. Спектры ЭЛ (LED) и фоточувствительности (PD) диодов на основе ДГС $\text{InAs}_x\text{Sb}_{0.31(1-x)}\text{P}_{0.69(1-x)}/\text{InAs}$ при комнатной температуре (а), спектры ЭЛ, измеренные в импульсном режиме при температурах $T_{\text{LED}} = -30, 0, 20, 50, 80$ и 100°C (левая шкала), спектры фоточувствительности при 20°C для двух диодов на основе ДГС $\text{InAsSbP}/\text{InAsSb}$ с различающейся степенью легирования подложки $n\text{-InAs}$ при комнатной температуре, а также спектр фоточувствительности ИК микроскопа (правая шкала) (b).

электропроводность, поэтому чипы были электрически изолированы друг от друга, а контактные (монтажные) керамические платы на основе AlN обеспечивали возможность одновременного и независимого подключения двух диодов, например, подачу прямого смещения на один из диодов (нижний диод на рис. 2, b) и измерение ВАХ и I_{ph} — в другом (верхний диод на рис. 2, b). При описанном режиме эксплуатации подобный „двойной бутерброд“ можно рассматривать как „иммерсионную оптипару“ или оптрон с закрытым каналом¹ с рабочей длиной волны вблизи 3.4 мкм.

Вторая группа образцов из диодов размером 0.4×0.55 мм с диаметром активной области $\varnothing_{\text{mesa}} = 0.2$ мм монтировалась с использованием техники иммерсии в цилиндрические корпуса с резьбой типа „Sr“ и снабжалась кремниевыми линзами в форме сферы Вейерштрасса диаметром $\varnothing_{\text{линз}} = 3.5$ мм, как это описано в ряде публикаций (см., например, [26,27]). При измерениях ватт-амперных характеристик ($L-I$) и I_{ph} такие диоды устанавливались вблизи от центра кривизны сферического зеркала диаметром 80 мм, позволявшего собирать на принимающей поверхности ФД большую часть излучения от СД.

Третья группа образцов представляла собой семейство плоских диодов 0.4×0.55 мм с круглыми мезами диаметром $\varnothing_{\text{mesa}} = 45, 95, 185$ и 280 мкм и широкими дисковыми анодами, диаметр которых \varnothing_{A} лишь на 20–30 мкм уступал диаметрам мез. Фотографии контактной поверхности подобных образцов приведены на рис. 3, а, на вставке к рис. 5, а также в [28]. При

¹ Другие, близкие по смыслу и используемые в литературе термины — здесь полагаем несущественным влияние отрицательной люминесценции „оптический изолятор“, „микрооптипары“.

этом значение последовательного сопротивления R_s при уменьшении диаметра анодов монотонно увеличивалось в соответствии с рядом: 0.02, 0.09, 0.4 и 4 Ом. Диоды монтировались на контактные платы из кремния по методу флип-чип.

Дополнительные измерения показали также, что основная часть последовательного сопротивления диодов R_s связана с сопротивлением омических контактов, а не с объемным сопротивлением подложки и других кристаллических слоев структуры. То же относится и ко всем другим образцам, использованным в данном исследовании. При этом вполне очевидно, что контактное сопротивление обусловлено свойствами эвтектики, формируемой на границе металл/полупроводник. В этой связи джоулев разогрев в нашем случае обеспечивается выделением тепла в материале, не обладающем кристаллической структурой, т.е. в среде, к которой строго не применимы понятия „фононы“ и, соответственно, „электрон-фононное“ взаимодействие. Понятно также, что величина сопротивления контактов не зависела от направления тока.

2.2. Образцы с активным слоем из InAsSb

Диоды были аналогичны описанным нами ранее в [7], т.е. были изготовлены с использованием стандартных процессов фотолитографии: каждый диод размером 0.4×0.55 мм состоял из круглой мезы ($\varnothing_{\text{mesa}} = 190$ мкм) с широким металлическим анодом ($\varnothing_{\text{A}} = 170$ мкм) и металлического катода, размещенного сбоку от мезы. Микрочип датчика размером 0.4×1.8 мм представлял собой тройку описанных выше диодов, имеющих общую подложку InAs, разделенных канавками травления глубиной 50 мкм, расположенных с периодом

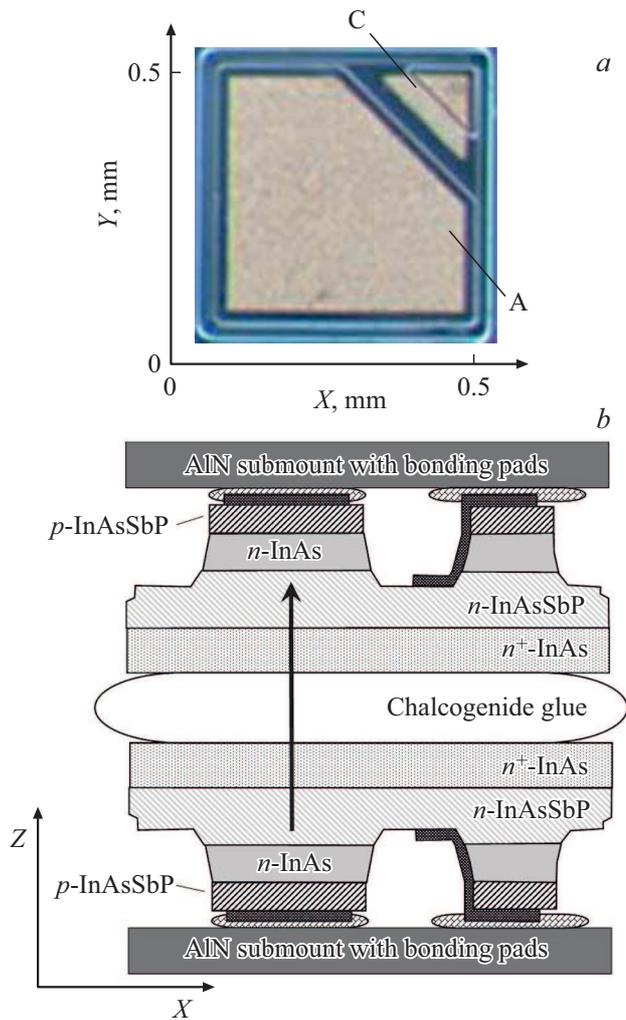


Рис. 2. Фотография контактной поверхности чипа для первой группы образцов с треугольным катодом („C“) и широким анодом („A“) (см. также [25]) (a), схема образца, составленного из двух одинаковых чипов с контактными платами из AlN („AlN submount with bonding pads“) и иммерсионной прослойкой из халькогенидного стекла („Chalcogenide glue“). Толщины слоев, плат и поперечные размеры показаны не в масштабе; стрелкой показано основное направление движения фотонов от СД (LED) к ФД (PD) (b).

580 мкм вдоль длинной стороны чипа (направление X на рис. 3); боковые поверхности чипа получали скалыванием подложки по плоскостям $\{110\}$. В отличие от образцов в работе [7] нами был осуществлен монтаж чипа на подкристалльную плату из AlN по методу „флип-чип“, при котором свободная от контактов поверхность образца, т.е. поверхность подложки $n\text{-InAs}$, была обращена к наблюдателю, как показано на схеме сечения образца на рис. 3, c и фотографии на рис. 3, d. Плата с образцом припаивалась к корпусу ТО-3 (в терминологии завода „Марс“ (г. Торжок) — „корпус типа 311“). Подобные тройки диодов в литературе именуют также „диодными линейками“; в рамках этой терминологии в нашем исследовании мы имели дело с „монокристалльной диодной

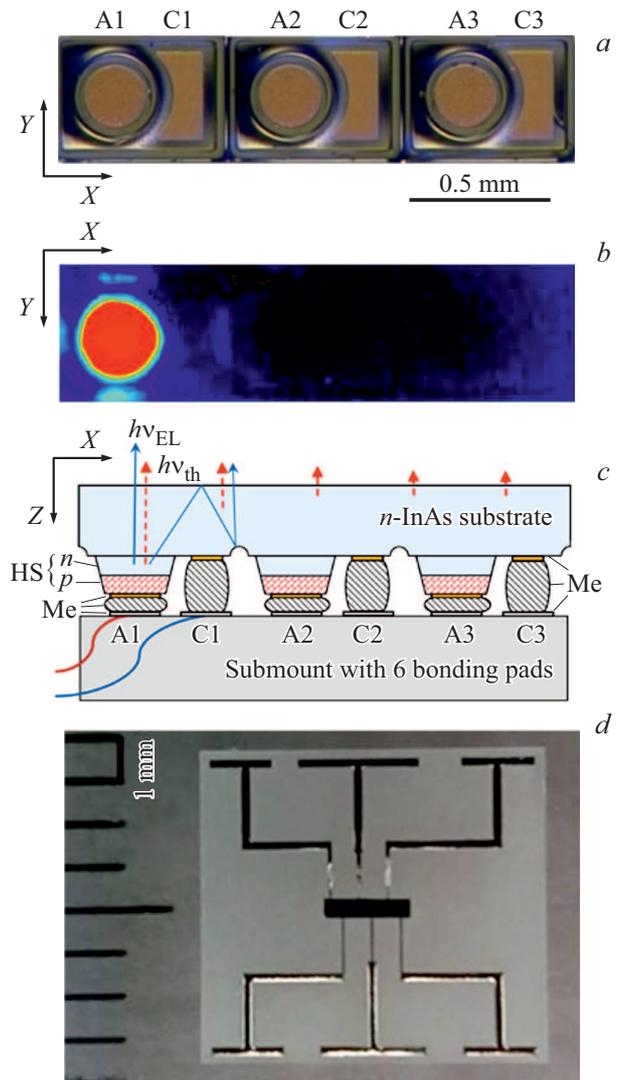


Рис. 3. Фотография эпитаксиальной стороны чипа (плоскость (100)) с омическими контактами и канавками разделения (a). ИК-изображение чипа (1 × 3) со стороны прозрачной подложки при активации крайнего диода (0°C, $I_{fb} = 50$ mA) (левый элемент, контакты A1, C1) (b). Схема продольного сечения чипа (плоскость XZ, (011)), смонтированного на монтажной плате с 6 проводниками для подключения элементов (Submount with 6 bonding pads), где HS — гетероструктура, Me — металлы (напыленные в вакууме контакты, припои), $h\nu_{EL}$ — фотоны, рожденные при излучательной рекомбинации неравновесных носителей заряда (см. также сплошные стрелки), $h\nu_{th}$ — фотоны, рожденные при тепловых колебаниях атомов (см. также пунктирные стрелки), $n\text{-InAs substrate}$ — подложка из арсенида индия с электронным типом проводимости, A1, A2, A3 — аноды, C1, C2, C3 — катоды. n — эпитаксиальные слои с электронным типом проводимости, p — эпитаксиальные слои с дырочным типом проводимости, X — ось вдоль длинной стороны образца, ось Z — направление эпитаксиального роста ДГС (направление [100]). Изогнутые линии условно показывают провода, подсоединяющие диод к внешнему источнику смещения. Схема выполнена не в масштабе (c). Фотография чипа (1 × 3), смонтированного на контактной плате из AlN размером 7.1 × 7.1 мм. Расстояние между горизонтальными рисками слева от платы соответствует 1 мм (d).

линейкой $1 \times 3^{\text{мкм}}$. Согласно измерениям, проведенным на установке „Thermaltester T3Ster“ [29], тепловое сопротивление между p - n -переходом центрального элемента линейки и корпусом ТО-3 при 300 К составляло $R_{\text{th}}^{300\text{K}} = 110 \text{ К/Вт}$.

На рис. 3, *b* представлено ИК-изображение, полученное при комнатной температуре при подаче прямого смещения на крайний (левый на рис. 3) элемент линейки. Из рис. 3, *b* видно, что основная часть неравновесного излучения выходит из подложки InAs в области мезы и из прилегающих к ней краев чипа, повторяя характер распределения ЭЛ в образцах одиночных плоских ФД на основе InAs [28]. Закономерное отличие этого изображения от предыдущего состоит в небольшом всплеске, обусловленном отражением части ЭЛ от поверхности разделительной канавки, схематически показанной „ломаной“ сплошной стрелкой на схеме сечения на рис. 3, *c*. Пунктирными стрелками на рис. 3, *c* обозначены выходы неравновесного теплового излучения от подложки, создаваемого за счет тепла, передающегося за счет колебаний решетки InAs (теплопроводности). В условиях данного измерения (0°C , $I_{fb} = 50 \text{ мА}$) тепловое излучение было намного слабее, чем ЭЛ.

3. Результаты измерений и обсуждение

На рис. 4, *a* представлена ВАХ ФД в составе оптопары с иммерсионными линзами при различных токах накачки СД. Вид кривых на рис. 4, *a* полностью аналогичен полученным ранее для пары ФД из InAs — СД из твердого раствора InGaAs [26] с той лишь разницей, что в нашем случае величина отсечки ВАХ на оси ординат, т.е. значение фототока I_{ph} , увеличилась по сравнению с прежде опубликованным значением более чем в 3 раза. Значения I_{ph} , полученные из данных на рис. 4, *a*, а также значения I_{ph} для „оптрона“ (рис. 2, *b*) с воздушным зазором и с иммерсионным сопряжением представлены на рис. 4, *b* (левая шкала). Там же представлена интенсивность излучения одиночного иммерсионного СД, работающего в импульсном режиме ($\tau = 10 \text{ мкс}$, $f = 2 \text{ кГц}$), полученная при измерениях с помощью фотоприемника на основе твердого раствора КРТ (CdHgTe) (правая шкала).

Как видно из приведенных на рис. 4, *b* данных, с увеличением тока накачки практически линейная зависимость I_{ph} от тока СД (I_{LED}) при его малых значениях сменяется сублинейной зависимостью I_{ph} (I_{LED}), что естественно связать с падением внутреннего квантового выхода (IQE) СД. Указанное уменьшение IQE чаще всего описывают с помощью так называемой ABC-модели следующим образом:

$$IQE = \frac{Bn_{inj}}{A + Bn_{inj} + Cn_{inj}^2}, \quad (1)$$

где A, B, C — коэффициенты, отвечающие механизмам рекомбинации Шокли–Рида–Холла, излучательной и

безызлучательной оже-рекомбинации соответственно, а n_{inj} — концентрация инжектированных электронов. Набор параметров A - B - C позволяет вычислить инвариант $Q = B/(A \cdot C)^{1/2}$, являющийся фундаментальной характеристикой светодиода и позволяющий определить максимальное значение $IQE_{\text{max}} = Q/(Q + 2)$ [30,31]. В нашем случае вычислить инвариант Q затруднительно, ибо найти параметр A не представляется возможным, поскольку в экспериментальных зависимостях L - I (на рис. 4, *b*) в отличие от данных в [17,19,30,31] при малых токах нами не обнаруживается явно выраженная сверхлинейная область, в которой преобладает рекомбинация Шокли–Рида–Холла и где $A \cdot n_{inj} > B \cdot n_{inj}^2 > C \cdot n_{inj}^3$. Кроме этого, различие в наклонах L - I зависимостей для непрерывного и импульсного режима питания в области больших токов указывает на существование теплового разогрева СД, никак не учитываемого в соотношении (1). Кроме этого, как справедливо отмечено в [32], ABC-модель не учитывает особенности растекания тока и теплопереноса в конкретных СД.

В этой связи более удобным для нас способом оценки IQE является прямое измерение мощности излучения СД (P_{output}) с помощью предварительно откалиброванного фотоприемника с учетом возможных потерь на пути фотонов от p - n -перехода СД к приемной области приемника. При этом понятно, что наиболее достоверные данные могут быть получены в парах СД-ФД, для которых имеет место наименьшая неопределенность в величине возможных оптических потерь. К таковым относятся пары из первой группы образцов (см. рис. 2, *b*); для них токовая чувствительность ФД предварительно (до сборки оптопары в единое целое) измерялась с помощью модели Абсолютно Черного Тела (АЧТ) с температурой 300°C , для которых можно было полагать, что большая часть излучения, вышедшая из СД, поглощается в расположенном в непосредственной близости ФД.

Полученное в эксперименте значение $I_{\text{ph}} = 127 \text{ мкА}$ ($I_{\text{LED}} = 100 \text{ мА}$) для оптопары без иммерсионного сопряжения может быть использовано для оценки полной оптической мощности излучения, выходящего из СД (P_{output}), путем численного решения уравнения

$$P_{\text{output}} = \frac{I_{\text{ph}}}{S_{\lambda \text{ max}}} \frac{\int L(\lambda) d\lambda}{\int S_i^*(\lambda) L(\lambda) d\lambda}, \quad (2)$$

где I_{ph} — фототок [А], $S_i^*(\lambda)$ — относительная токовая фоточувствительность ФД, $S_{\lambda \text{ max}}$ — токовая фоточувствительность в максимуме спектра [А/Вт], $L(\lambda)$ — спектр излучения СД в относительных единицах. Для $S_{\lambda \text{ max}} = 1 \text{ А/Вт}$ получаем решение уравнения (2): $P_{\text{output}} = 176 \text{ мкВт}$ (1.76 мВт/А). Полученное из уравнения (2) значение оптической мощности СД близко к мощности СД на основе ДГС InAs_xSb_{0.31(1-x)}P_{0.69(1-x)}/InAs, снабженного иммерсионной линзой [33], и в 4 раза превосходит значения для СД с длиной волны вблизи $\lambda = 3.5 \text{ мкм}$ на основе квантовых колодцев InSb/InAlSb [34], имеющих наибольший IQE (10%, $I_{\text{LED}} = 100 \text{ мА}$, $P_{\text{output}} = 41 \text{ мкВт}$) среди

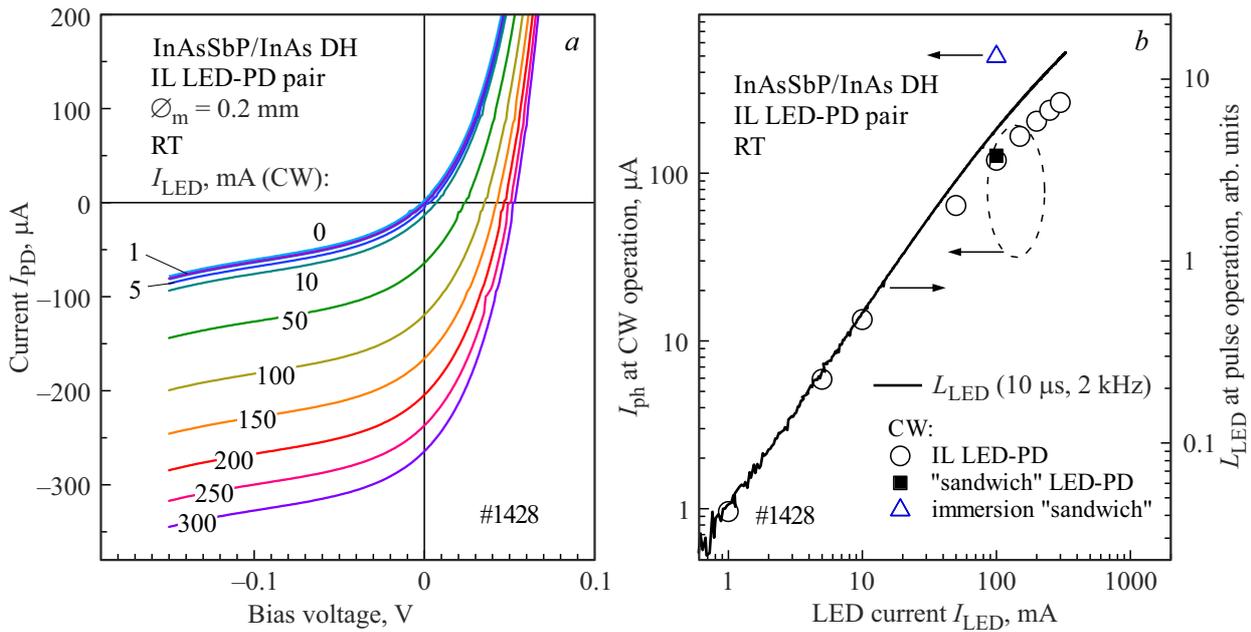


Рис. 4. ВАХ ФД в составе дискретной оптопары с иммерсионными линзами при токах накачки СД: 0, 1, 5, 10, 50, 100, 200 и 300 мА (а), значения фототока в оптопаре, состоящей из дискретных иммерсионных СД и ФД (кружки), в оптроне из плоских диодов с воздушным промежутком между СД и ФД (квадраты) и оптрона с заполненным промежутком между СД и ФД (треугольник), а также $L-I$ зависимость для импульсного режима питания (сплошная кривая) (б).

СД, рассмотренных в обзоре [19]. Здесь мы сознательно не приводим сравнение с некоторыми „рекордными“ ($P_{\text{output}} \gg 1$ мВт) значениями мощности СД, заявленными в ряде публикаций, из-за того что они представляются нам завышенными: большинство из них позже не упоминалось самими же авторами „рекордов“, в частности, в обзорах достижений в создании эффективных средневолновых ИК СД [19].

Невысокую мощность плоских (без иммерсионных линз) СД обычно связывают с совокупным влиянием полного внутреннего отражения излучения от границы раздела полупроводник/воздух и низкого значения внутреннего квантового выхода ($IQE \ll 1$). Действительно, большая часть фотонов, рожденных вблизи от $p-n$ -перехода при прямом смещении СД, отражается от границы раздела полупроводник/воздух и перенаправляется обратно к $p-n$ -переходу, где ввиду большой толщины активного слоя большинство из этих фотонов в нем и поглотится, в данном случае — поглотится в слое $n\text{-InAs}^2$. Рожденные при этом поглощении электронно-дырочные пары могут вновь создать фотоны, движущиеся по направлению к границе раздела полупроводник/воздух. Но вероятность такого процесса невелика, и понятно, что при $IQE \ll 1$ такие „переизлученные“ фотоны не дадут заметного вклада в выходную мощность СД. Ситуация может резко измениться, если изменить условия на границе раздела поверхности, на которой происходит полное внутреннее отражение ЭЛ. Согласно данным в работе [30], использование иммерсионного

оптически плотного материала покрытия сферической формы $\tilde{n} = 2.4$ должно приводить к ~ 6 -кратному увеличению внешнего квантового выхода (EQE) по отношению к плоскому СД; в нашем случае (см. данные на рис. 4, б) увеличение I_{ph} и, соответственно, мощности излучения, достигающего активную область ФД после заполнения воздушного промежутка халькогенидным стеклом ($\tilde{n} = 2.4$), оказалось несколько скромнее, а именно составило ~ 4 раза ($0.5 \text{ мА}/0.127 \text{ мА} = 3.9$ при $I_{\text{LED}} = 100 \text{ мА}$).

Считая излучение монохроматическим с $h\nu = 0.354 \text{ эВ}$, коэффициент вывода излучения ($\gamma = EQE/IQE$) из плоского СД, равным $\gamma = 0.02$, и эффективность инжекции, равной 1, для внешнего квантового выхода получаем $EQE_{300\text{K}} = P_{\text{output}} \cdot q/(Ih\nu) = 5 \cdot 10^{-3}$ при соответствующем значении $IQE_{300\text{K}} = 0.25$. Несмотря на то что указанное значение несколько превышает наибольшее $IQE_{300\text{K}}$ из опубликованных в литературе [35], мы не склонны заявлять о получении рекордно высокого значения $IQE_{300\text{K}}$ для средневолновых СД, ибо значение $IQE_{300\text{K}}$ было получено нами при многих допущениях, например, в предположении о неучастии стенок мезы в увеличении доли излучения, выходящего из СД [36]. В этой связи оно представляется нам несколько завышенным. К тому же, как и в примерах, рассмотренных в [36], имеет место расхождение значения $IQE_{300\text{K}}$ с простой эмпирической оценкой, учитывающей температурную зависимость ЭЛ/ EQE для интервала 77–300 К, полученную экспериментально, а именно учитывающей, что

$$IQE_{300\text{K}} \simeq IQE_{77\text{K}} / \xi_{300\text{K}}^{77\text{K}}, \quad (3)$$

² Электрические контакты редко бывают идеальными, поэтому они могут также поглощать часть излучения ЭЛ.

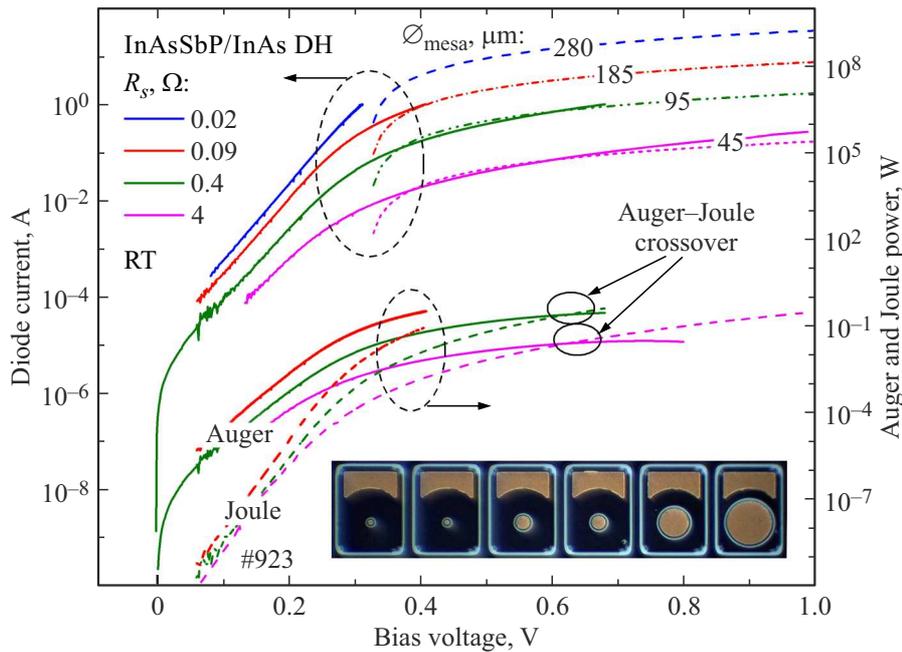


Рис. 5. Левая шкала — ВАХ четырех диодов с диаметрами активных областей $\varnothing_{\text{mesa}} = 280, 185, 95$ и 45 мкм (сплошные кривые), значения функции $I = (U - 0.32)/R_s$ для $R_s = 0.02, 0.09, 0.4$ и 4 Ом (пунктирные кривые). Правая шкала — тепловые мощности $P_{\text{Auger}} = I_{\text{LED}}(U - I_{\text{LED}}R_s)$ (Auger, сплошные кривые) и $P_{\text{Joule}} = R_s I_{\text{LED}}^2$ (Joule, пунктирные кривые). На вставке — фотография контактной поверхности диодов, отличающихся друг от друга размером мез и контактов.

где $IQE_{77\text{K}} = 1$, а $\xi_{300\text{K}}^{77\text{K}} = (EQE_{77\text{K}}/EQE_{300\text{K}}) = (P_{\text{LED},77\text{K}}/P_{\text{LED},300\text{K}})$ — коэффициент температурного гашения ЭЛ³. Согласно данным, приведенным в работе [25], коэффициент температурного гашения в аналогичных ДГС с удаленной подложкой составляет $\xi_{300\text{K}}^{77\text{K}} \sim 20^4$, поэтому данные для $IQE_{77\text{K}}$ и $IQE_{300\text{K}}$ не согласуются друг с другом ($IQE_{77\text{K}} \ll IQE_{300\text{K}} \xi_{300\text{K}}^{77\text{K}}$). С учетом изменения пропускания подложки [25] при понижении температуры ожидаемый коэффициент вывода излучения γ при 77K несколько возрастает, но расхождение определяемых с помощью соотношений (2) и (3) величин сохранится. Несмотря на то что причина указанных расхождений требует отдельного изучения, указанная оценка для $IQE_{300\text{K}}$ позволяет нам все же сделать выводы о природе разогрева СД, приведенные далее.

Невысокое значение $IQE_{300\text{K}}$ (~ 0.25), а также малость угла полного внутреннего отражения в СД из оптически плотного полупроводника ($\tilde{n} = 3.5$) позволяют считать, что при $U > 0$ почти вся подаваемая на p - n -переход электрическая мощность переходит в „оже-мощность“, которую можно представить как $P_{\text{Auger}} \simeq P_{(\text{e-ph})} = I_{\text{LED}}(U - I_{\text{LED}}R_s)$, где U — полное напряжение на диоде, R_s — его последовательное сопротивление. Вполне очевидно, что в зависимости от

³ В соотношении (3) не учитывается температурная зависимость коэффициента вывода излучения γ и инжекции.

⁴ В большинстве известных из литературы случаев значения $\xi_{300\text{K}}^{77\text{K}}$ для СД на основе InAs находятся в пределах от 10 до 30 (см., например, [36]).

значений R_s и режимов питания могут наблюдаться различные соотношения между оже- и джоулевым теплом. Различие в указанных параметрах нетрудно обнаружить, например, измеряя образцы СД, изготовленные из одной эпитаксиальной структуры, но с разной площадью контактов и мез. В нашем случае — это образцы из третьей группы.

На рис. 5 приведены ВАХ флип-чип диодов с разными диаметрами мез $\varnothing_{\text{mesa}}$ и значениями R_s . Как видно из данных на рис. 5, переход от экспоненциального к линейному участку ВАХ начинается при смещениях, близких к значению $E_g/q = 0.35\text{ В}$. Для диодов с диаметром мезы $\varnothing_{\text{mesa}} = 45$ и 95 мкм равенство тепловой мощности, выделяемой на последовательном сопротивлении P_{Joule} и в результате безызлучательной оже-рекомбинации P_{Auger} , имеет место при напряжениях смещения $\sim 0.65\text{ В}$ и токах $> 200\text{ мА}$. Для диодов с большим диаметром мез (185 и 280 мкм) джоулев разогрев является второстепенным по отношению к „оже-разогреву“ при разумных значениях токов ($I_{\text{LED}} < 1\text{ А}$), не приводящих к катастрофическому разрушению/пробою диода.

На рис. 6, а представлены ВАХ крайнего диода линейки (1×3) при нескольких температурах и зависимости тока от напряжения на p - n -переходе U_{p-n} при 80°C . Там же, на рис. 6, б, приведена расчетная зависимость тока от напряжения, определяемая модифицированной формулой Шокли для токопрохождения, обусловленного генерацией-рекомбинацией в слое объемного заряда (фактор идеальности ВАХ $\beta = 2$), с током насыщения $I_0 = 30\text{ мА}$.

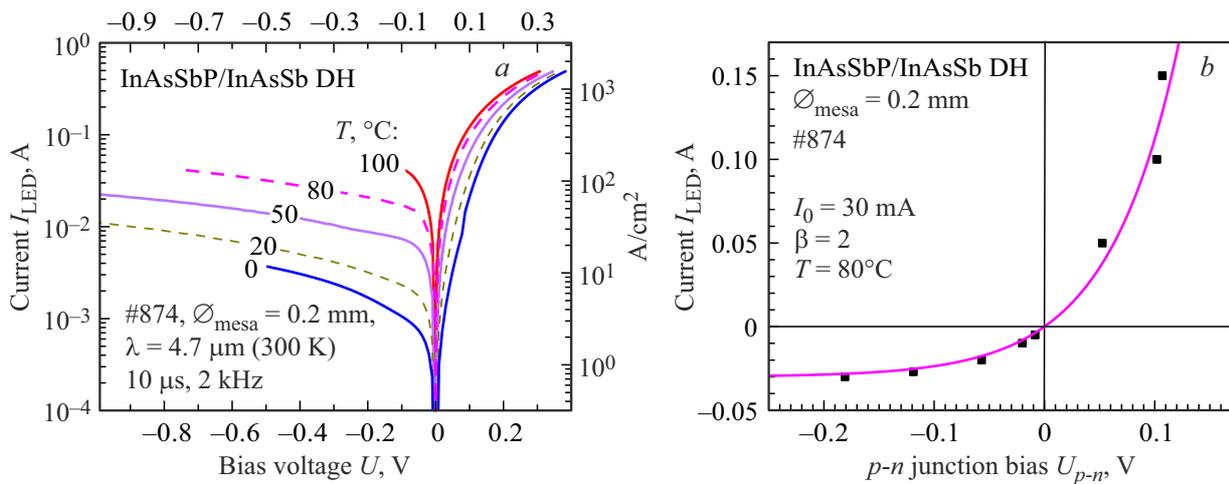


Рис. 6. ВАХ диодного элемента линейки 1×3 с активным слоем из InAsSb при температурах 0, 20, 50, 80 и 100°C при импульсном питании (a), зависимость тока от напряжения на $p\text{-}n$ -переходе $U_{p-n} = U - I_{\text{LED}}R_s$, где R_s — значение последовательного сопротивления, определенного на линейном участке ВАХ при $T = 80^\circ\text{C}$ и непрерывном режиме измерения. Сплошная линия — функция $I_{\text{LED}} = 0.03(e^{qU_{p-n}/2kT} - 1)$, [A], где k — постоянная Больцмана, q — заряд электрона, T — температура [K] (b).

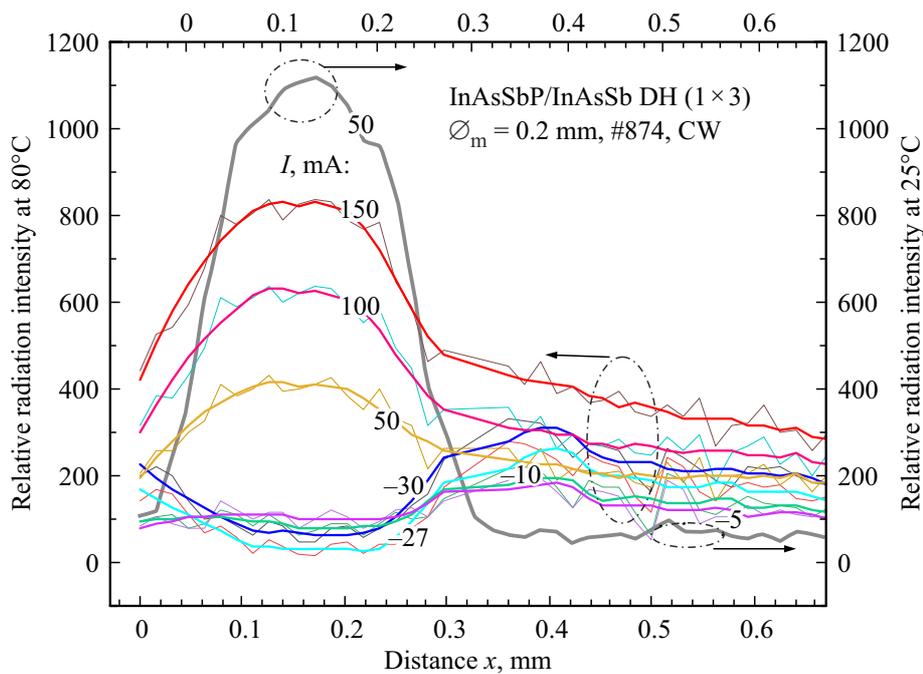


Рис. 7. Распределение интенсивности неравновесного собственного излучения в образце при 25°C (прямой ток 50 мА, правая шкала) и при 80°C при нескольких значениях прямого и обратного тока в крайнем элементе линейки 1×3 (левая шкала). Небольшое различие пространственного расположения максимумов ЭЛ при 25°C и при 80°C вызвано термическими деформациями при работе нагревателя (термостата). Ось X сдвинута относительно таких же осей на рис. 3.

Как видно из рис. 7, распределение интенсивности при прямом токе имеет максимум в области мезы и плавно спадает при удалении от нее; увеличение тока при этом сопровождается монотонным увеличением интенсивности, что отражает как рост интенсивности ЭЛ, так и увеличение теплового излучения за счет повышения температуры активной области диода. При комнатной температуре вклад ЭЛ в интенсивность излучения, ре-

гистрируемую ИК микроскопом, имеет резкий спад при удалении от мезы, отражая невыгодные условия для распространения излучения ЭЛ вдоль образца, обусловленные, главным образом, поглощением излучения в соседнем (среднем) диоде. Можно различить лишь небольшой „всплеск“ излучения при $x = 0.5$ мм, связанный с вышеупомянутым отражением от стенок разделительной канавки (см. рис. 3, c), отмеченный штрихпунктирным

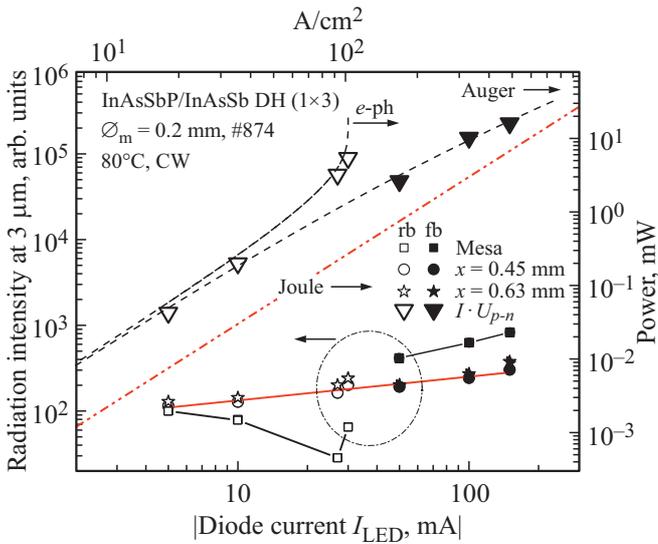


Рис. 8. Зависимость интенсивности излучения в области мезы (квадраты) и вдали от нее (кружки и звезды) от модуля тока в крайнем элементе диодной линейки 1×3 (левая шкала) и зависимость мощности, выделяемой на последовательном сопротивлении $R_s = 0.3$ Ом (красная штрихпунктирная линия), при электрон-фононном взаимодействии (пунктирная черная кривая и незакрашенные треугольники) и безызлучательной оже-рекомбинации (пунктирная черная кривая, закрашенные треугольники) (правая шкала). Заполненные символы относятся к данным для прямого смещения, „пустые“ символы — для обратного.

кружочком внизу рис. 7 и слабой светлой полоской на ИК-изображении на рис. 3, б.

Для обратного смещения характер токовой зависимости интенсивности в области мезы немонокотонен: уменьшение интенсивности при малых обратных токах, соответствующее увеличению мощности ОЛ, сменяется ростом интенсивности излучения при больших токах, отражая насыщение мощности ОЛ при больших смещениях. Некоторые детали указанных зависимостей представлены на рис. 8, где приведены значения интенсивностей излучения в двух характерных областях чипа: 1) в области, сопряженной с центральной частью мезы ($x = 0.16$ мм), и 2) в области вдали от мезы, т.е. в области слабого ЭЛ излучения ($x = 0.45$ и 0.6 мм) в зависимости от модуля тока накачки ($|I_{LED}|$). Обращает на себя внимание узкая область значений $|I_{LED}|$ при $U_{p-n} < 0$, в которой имеет место резкое изменение интенсивности как вблизи от центра мезы, так и вдали от нее. Понятно, что такое резкое изменение может быть вызвано только изменением температуры, поскольку зависимости интенсивности и ЭЛ, и ОЛ от тока плавные. Исходя из определенного ранее значения теплового сопротивления (см. выше), изменение температуры (т.е. „скачок“ температуры) активной области (мезы) при увеличении обратного тока с 27 до 30 мА при 80°C составило $\Delta T_{\#874} = R_{th}^{300\text{K}} \Delta P = 0.3$ К. Для области мезы в образце с непрозрачной подложкой (#867) при

разогреве прямым током изменение температуры при тех же значениях произведения $U_{p-n} \times I_{LED}$, полученное с использованием значений интенсивностей излучения от области над мезой и предварительно полученной калибровки ИК микроскопа, составило $\Delta T_{\#867} = 0.5$ К. В условиях игнорирования температурной зависимости теплового сопротивления $R_{th}^{300\text{K}}(T)$ различия в свойствах структур и условиях их сборки, в отличие от полученных значений ΔT , можно считать незначительными.

Резкое изменение температуры при относительно небольшом изменении тока навряд ли связано с джоулевым разогревом, имеющим плавную, квадратичную зависимость от тока. Совсем иное дело — разогрев с участием электрон-фононного взаимодействия в узкозонном активном слое InAsSb, для которого IQE составляет не более единиц процентов при комнатной температуре [19] и резко уменьшается при повышенных температурах (рис. 1, б, [24]). С учетом предложенных на рис. 8 координат нетрудно обнаружить узкую область значений тока, в которой произведение тока на напряжение на $p-n$ -переходе испытывает резкий рост, причем эта область совпадает с областью „аномального“ изменения интенсивности теплового излучения, т.е. температуры образца. К этому можно добавить, что мощность джоулевого разогрева значительно уступает значениям $I_{LED}U_{p-n}$ (см. данные на рис. 8).

4. Заключение

Из приведенных в работе данных следует, что преобладание разогрева за счет безызлучательной оже-рекомбинации над другими видами теплового разогрева в СД с невысоким коэффициентом вывода излучения не является чем-то само собой разумеющимся, и поэтому при формулировании причин разогрева необходимо каждый раз делать оценки внутреннего квантового выхода, величины последовательного сопротивления того или иного СД и учитывать геометрические особенности СД, включая сопротивление его отдельных частей, таких как анод и катод. В средневолновых ИК диодах с невысоким последовательным сопротивлением, работающих при обратном смещении, т.е. в режиме отрицательной люминесценции, доминирующим для разогрева диода следует считать процесс электрон-фононного взаимодействия. При прямом смещении такие диоды можно рассматривать и как „нагревательные элементы“, используемые, например, для создания удобной для проведения измерений температуры полупроводниковых датчиков. Использование этих особенностей оправдано, например, при проведении измерений нарушенного полного внутреннего отражения с помощью миниатюрных датчиков МНПВО, для которых гораздо удобнее стабилизировать температуру элементов выше окружающей среды с помощью прямосмещенного СД (т.е. оже-нагревателей), чем перегружать конструкцию датчика такими устройствами, как элементы Пельтье [7].

Благодарности

Авторы благодарят А.А. Лаврова, Н.Д. Ильинскую, О.Н. Сараева, а также сотрудников ООО „ИоффеЛЕД“ за помощь при изготовлении образцов и проведении измерений. Исследование ближнего поля собственной эмиссии диодов было выполнено в ЦКП „Элементная база радиофотоники и наноэлектроники: технология, диагностика, метрология“.

Финансирование работы

Часть работы, выполненная в ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, а именно исследование образцов с активной областью из InAs, описанных в разд. 2.1, была поддержана Министерством науки и высшего образования РФ (проект „Встроенные Электронные Решения для Инновационных Сканирующих Устройств Диагностики Полимеров на Основе Источников Излучения“ (№ RF 225121X0001, соглашение — 075-15-2021-936).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] P. Santhanam, D. Huang, R.J. Ram, M.A. Remennyi, B.A. Matveev. *Appl. Phys. Lett.*, **103** (19), 183513 (2013).
- [2] Jin Xue, Yuji Zhao, Sang-Ho Oh, W.F. Herrington, J.S. Speck, S.P. DenBaars, Shuji Nakamura, R.J. Ram. *Appl. Phys. Lett.*, **107**, 121109 (2015).
- [3] L. Zhu, A. Fiorino, D. Thompson, R. Mittapally, E. Meyhofer, P. Reddy. *Nature*, **566**, 239 (2019).
- [4] B.K. Tanner, A. Danilewsky, P.J. McNally. *J. Appl. Cryst.*, **55**, 1139 (2022).
- [5] V. Malyutenko, A. Zinovchuk. *Proc. SPIE*, **6368**, 63680D (2006).
- [6] J.V. Lawler, J. Currano. *Proc. SPIE*, **6942**, Art. no. 69420E-1 (2008).
- [7] S.A. Karandashev, T.S. Lukhmyrina, B.A. Matveev, M.A. Remennyi, A.A. Usikova. *Phys. Status Solidi A*, **219** (2), 2100456 (2022).
- [8] А.П. Астахова, А.С. Головин, Н.Д. Ильинская, К.В. Калинина, С.С. Кижжаев, О.Ю. Серебренникова, Н.Д. Стоянов, Zs.J. Horvath, Ю.П. Яковлев. *ФТП*, **44** (2), 278 (2010).
- [9] V.K. Malyutenko. *Mater. Res. Soc. Symp. Proc.*, **744**, M4.10.1 (2002).
- [10] V.K. Malyutenko, A.V. Zinovchuk, O.Yu. Malyutenko. *Semicond. Sci. Technol.*, **23** (8), 085004 (2008).
- [11] А.А. Попов, М.В. Степанов, В.В. Шерстнев, Ю.П. Яковлев. *Письма ЖЭТФ*, **15**, 34 (1998).
- [12] A. Krier, V.V. Sherstnev. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **34**, 428 (2001).
- [13] С.А. Карандашев, Т.С. Лухмырина, Б.А. Матвеев, М.А. Ременный, А.А. Усикова. *Опт. и спектр*, **129** (9), 1193 (2021).
- [14] G.A. Sukach, A.B. Bogoslovskaya, P.F. Oleksenko, Yu.Yu. Bilynets, V.N. Kabacij. *Infr. Phys. Technol.*, **41**, 299 (2000).
- [15] Г.А. Сукач, П.Ф. Олексенко, А.Б. Богославская, Ю.Ю. Билинец, В.Н. Кабаций. *ЖТФ*, **67** (9), 68 (1997).
- [16] С.Г. Конников, Б.А. Матвеев, Т.Б. Попова, Н.М. Стусь, Г.Н. Талалакин, В.Е. Уманский. *ФТТ*, **28** (3), 789 (1986).
- [17] A. Krier, M. Yin, V. Smirnov, P. Batty, P.J. Carrington, V. Solovev, V. Sherstnev. *Phys. Status Solidi A*, **205** (1), 129 (2008).
- [18] A. Semakova, N.L. Bazhenov, K.D. Mynbaev. *J. Phys.: Conf. Ser.*, **1038**, 012097 (2018).
- [19] A. Krier, E. Repiso, F. Al-Saymari, P.J. Carrington, A.R.J. Marshall, L. Qi, S.E. Krier, K.J. Lulla, M. Steer, C. MacGregor, C.A. Broderick, R. Arkani, E. O'Reilly, M. Sorel, S.I. Molina, M. De La Mata. *Mid-infrared light-emitting diodes*. In: *Mid-infrared Optoelectronics. Materials, Devices, and Application* (Woodhead Publishing Series in Electronic and Optical Mater., 2020) p. 59.
- [20] G.P. Forcade, C.E. Valdivia, S. Molesky, S. Lu, A.W. Rodriguez, J.J. Krich, R. St-Gelais, K. Hinzler. *Appl. Phys. Lett.*, **121** (19), 193903 (2022).
- [21] В.И. Иванов-Омский, Б.А. Матвеев. *ФТП*, **41** (3), 2570 (2007).
- [22] P.N. Brunkov, N.D. Il'inskaya, S.A. Karandashev, A.A. Lavrov, B.A. Matveev, M.A. Remennyi, N.M. Stus', A.A. Usikova. *Infr. Phys. Technol.*, **73**, 232 (2015).
- [23] В.М. Базовкин, А.А. Гузев, А.П. Ковчавцев, Г.Л. Курьшев, А.С. Ларшин, В.Г. Половинкин. *Прикл. физика*, **2**, 97 (2005).
- [24] Н.В. Зотова, Н.Д. Ильинская, С.А. Карандашев, Б.А. Матвеев, М.А. Ременный, Н.М. Стусь. *ФТП*, **40** (6), 717 (2006).
- [25] S.A. Karandashev, A.A. Klimov, R.E. Kunkov, A.A. Lavrov, T.S. Lukhmyrina, B.A. Matveev, M.A. Remennyi, A.A. Usikova. *J. Phys.: Conf. Ser.*, **410** (1), 012028 (2019).
- [26] B.A. Matveev; N.V. Zotova, S.A. Karandashev, M.A. Remennyi, N.M. Stus', G.N. Talalakin. *Proc. SPIE*, **4650**, 173 (2002).
- [27] N. Dyakonova, S.A. Karandashev, M.E. Levinshtein, B.A. Matveev, M.A. Remennyi, A.A. Usikova. *Infr. Phys. Technol.*, **117**, 103867 (2021).
- [28] А.Л. Закгейм, Н.Д. Ильинская, С.А. Карандашев, А.А. Лавров, Б.А. Матвеев, М.А. Ременный, Н.М. Стусь, А.А. Усикова, А.Е. Черняков. *ФТП*, **51** (2), 269 (2017).
- [29] Simcenter T3STER <http://www.micred.com/t3ster/>
- [30] А.Л. Закгейм. *Светодиоды и их применение* (М., Светотехника, 2021).
- [31] S. Karpov. *Optical Quant. Electron.*, **47**, 1293 (2015).
- [32] V.K. Malyutenko, A.D. Podoltsev, O.Yu. Malyutenko. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **118**, 153105 (2015).
- [33] ИоффеЛЕД www.ioffeled.com
- [34] L. Meriggi, M.J. Steer, Y. Ding, I.G. Thayne, C. Macgregor, C.N. Ironside, M. Sorel. 11th Conf. on Ph. D. Research in Microelectronics and Electronics (PRIME), 29 June, Glasgow, UK, IEEE, 180 (2015).
- [35] M.J. Kane, G. Braithwaite, M.T. Emeny, D. Lee, T. Martin, D.R. Wright. *Appl. Phys. Lett.*, **76**, 943 (2000).
- [36] С.А. Карандашев, Б.А. Матвеев, М.А. Ременный. *ФТП*, **53** (2), 147 (2019).

Редактор Г.А. Оганесян

On heating mechanisms in LEDs based on $p\text{-InAsSbP}/n\text{-InAs}(\text{Sb})$

A.L. Zakgeim¹, S.A. Karandashev², A.A. Klimov²,
R.E. Kunkov², T.S. Lukhmyrina², B.A. Matveev²,
M.A. Remennyi², A.A. Usikova², A.E. Chernyakov¹

¹ Submicron Heterostructures for Microelectronics,
Research & Engineering Center,
194021 St. Petersburg, Russia

² Ioffe Institute,

194021 St. Petersburg, Russia

Abstract Three main reasons for a temperature increase in activated $p\text{-InAsSbP}/n\text{-InAs}/n\text{-InAsSbP}$ and $p\text{-InAsSbP}/n\text{-InAsSb}/n\text{-InAs}$ double heterostructures has been considered. Contribution of nonradiative Auger recombination, electron-phonon interaction and Joule heating to diode temperature increase in single element LEDs and flip-chip diode arrays (1×3) were evaluated at forward and reverse bias using data on spatial distribution of the mid-IR radiation intensity and current-voltage characteristics.