

Отрицательная люминесценция и приборы на ее основе

Обзор

© В.И. Иванов-Омский, Б.А. Матвеев[†]

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

(Получен 20 апреля 2006 г. Принят к печати 18 июля 2006 г.)

Приведен обзор работ и представлен анализ основных свойств инфракрасных излучателей, при электрической модуляции которых появляется поглощение излучения, регистрируемого сторонним наблюдателем как отрицательная люминесценция.

PACS: 85.60.Jb, 78.60.Fi, 78.20. Ci

1. Введение

В основе действия многообразных источников излучения лежит принцип выведения фотонной системы излучателя из состояния равновесия с окружающей средой. Отклонение от равновесия при этом может происходить как за счет изменения температуры фотонной системы, так и за счет изменения концентрации излучающих осцилляторов, или того и другого вместе. Излучение, генерируемое за счет превышения температуры или концентрации над их равновесными величинами, можно назвать положительным. До недавнего времени по умолчанию только такие источники излучения и имелись в виду, пока в 1964 г. не было привлечено внимание к возможности создания на основе полупроводников источников „отрицательного“ излучения, точнее, отрицательной люминесценции [1]. В оригинальной работе [1] для этих целей использовался магнитоконцентрационный эффект, при котором в скрещенных электрическом и магнитном полях под действием силы Лоренца происходило перераспределение концентрации носителей заряда между противоположными гранями образца. Если под действием импульса напряжения на грани, обращенной к приемнику излучения, концентрация носителей заряда превышала равновесную, то на приемнике возникал сигнал, совпадающий по знаку с импульсом напряжения. Инверсия направления магнитного поля изменяла знак регистрируемого приемником сигнала на обратный. Авторы связали это наблюдение с уменьшением концентрации носителей заряда вблизи излучающей грани относительно ее равновесного значения. Именно инверсия знака сигнала на приемнике излучения относительно знака напряжения возбуждающего импульса объясняет происхождение теперь уже общепринятого в литературе термина — отрицательная люминесценция (ОЛ). В последующих после открытия ОЛ работах для генерации ОЛ чаще использовалось явление эксклюзии носителей заряда в помощью неомического контакта. Достаточно полный обзор ранних работ по ОЛ и путей ее практического применения можно найти в обзоре известного специалиста и автора ряда выдающихся идей в области

инфракрасной оптоэлектроники Эллиота [2]. Настоящий обзор мотивирован желанием дополнить библиографию ОЛ, расширив географию проведенных исследований, и включить недавние работы в этой области.

Наибольший интерес представляет явление ОЛ в узкощелевых (узкозонных) полупроводниках, излучающих в инфракрасном диапазоне длин волн. Именно в этом диапазоне фоновое излучение наиболее существенно и модуляция ОЛ оказывается более эффективной. Поэтому применение ОЛ в измерительных устройствах оказывается весьма полезным. Действительно, основой работы любой измерительной системы является процесс сравнения с эталоном, причем процесс этот повторяется тем чаще, чем выше требования к точности измерений. Для средней инфракрасной области спектра таким эталоном на протяжении почти века являлось „абсолютно черное тело“ (АЧТ) со стандартными излучательными характеристиками. Вместе с тем АЧТ уже не всегда гармонично вписывается в архитектуру современной техники, имеющую постоянную тенденцию к уменьшению габаритов и мощности потребляемой энергии в сочетании с повышением быстродействия. Всем этим требованиям способны удовлетворить полупроводниковые генераторы (источники) ОЛ.

2. Магнитоконцентрационные источники отрицательной люминесценции

Как уже отмечалось выше, оригинальное наблюдение ОЛ было связано с магнитоконцентрационным эффектом в полупроводниках с биполярной проводимостью и большой подвижностью носителей заряда, по крайней мере одного типа [1]. Магнитоконцентрационный эффект впервые наблюдался Велькером [3] и детально изучен в работах его группы и его последователей, ссылки на которые можно найти в [1]. Магнитоконцентрационный эффект состоит, как известно, в перераспределении концентрации носителей заряда вблизи противоположных граней образца, т.е. имеет место инжекция или экстракция неравновесных носителей заряда в приповерхностных областях образца, перпендикулярных

[†] E-mail: bmat@iropt3.ioffe.rssi.ru

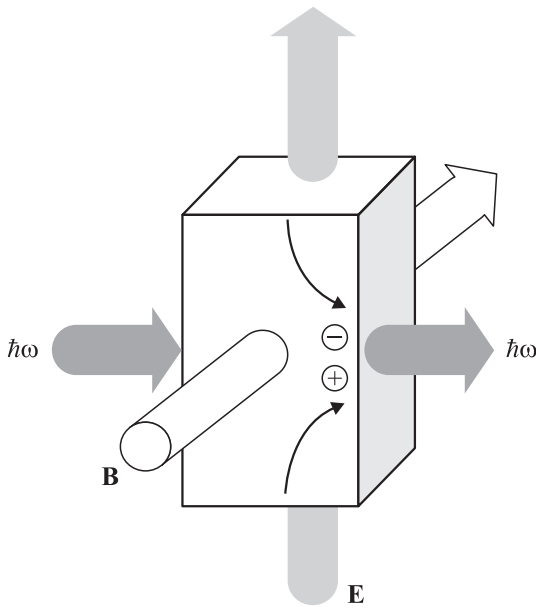


Рис. 1. Схема генерации излучения при магнитоконцентрационном эффекте в биполярном полупроводнике. Стрелками показаны направления магнитного (\mathbf{B}) и электрического (\mathbf{E}) полей и направление потоков фотонов ($\hbar\omega$).

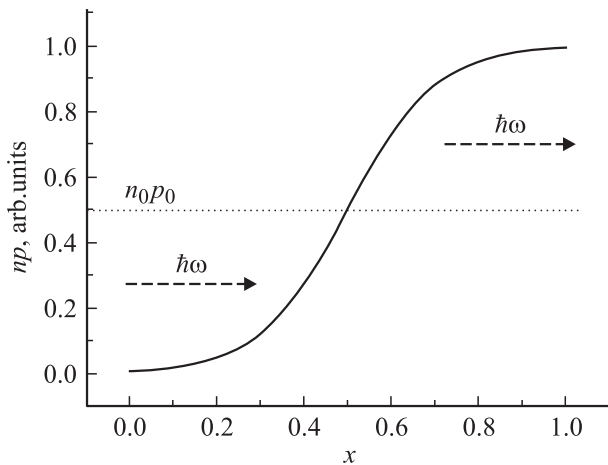


Рис. 2. Зависимость концентрации неравновесных электронов (n) и дырок (p) в направлении, перпендикулярном магнитному и электрическому полям, при толщине образца порядка длины амбиполярной диффузии. Координата x нормирована на длину амбиполярной диффузии. n_0 , p_0 — равновесные концентрации электронов и дырок. Штриховые стрелки $\hbar\omega$ показывают направление излучения фотонов в соответствии с рис. 1.

магнитному полю. Однако в отличие от электронно-дырочного перехода инжекционный ток в этом случае имеет биполярную природу. Именно это обстоятельство создает благоприятные условия для генерации рекомбинационного излучения. Рис. 1 иллюстрирует схематически явление магнитоконцентрационной люминесценции в биполярном полупроводнике, помещенном в скрещенные электрическое (\mathbf{E}) и магнитное (\mathbf{B}) поля.

На рис. 2 приводится пример распределения носителей заряда при магнитоконцентрационном эффекте при комнатной температуре в пластине толщиной порядка длины амбиполярной диффузии, вырезанной из InSb p -типа проводимости (концентрация дырок $p_0 = 1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$). Из рис. 2 видно, что на правой грани концентрация инжектируемых скрещенными магнитным и электрическим полями носителей превышает равновесную; часть носителей, рекомбинируя с излучением фотона, создают превышение плотности фотонов над их равновесным значением при данной температуре. В результате со стороны этой грани возникает положительный поток фотонов, как это иллюстрируется стрелками на рис. 1 и 2. Одновременно вблизи левой грани по той же самой причине имеет место экстракция электронно-дырочных пар и соответственно понижение плотности генерируемых фотонов по сравнению с равновесной. Это означает, что поток фотонов через эту грань изменяет свой знак на отрицательный, и на обращенном к этой грани приемнике излучения происходит уменьшение сигнала при смене знака приложенного к образцу электрического или магнитного поля. Именно знак потока фотонов через поверхность определяет знак люминесценции. Недосток фотонов вблизи левой грани при стремлении системы к равновесию ведет к отбору фотонов от окружающей среды. В таких условиях источник ОЛ работает как фотонный холодильник, ряд применений которого будет обсужден далее.

Расчет эффективности магнитоконцентрационного источника ОЛ не представляет принципиальных трудностей и выполнялся неоднократно, например в работах [4,5]. Следует, однако, отметить многопараметрический характер такого расчета, который возникает, в частности, из-за биполярного характера эффекта. Действительно, из элементарных соображений следует, что потоку носителей заряда на грань образца в направлении, перпендикулярном скрещенным полям $[\mathbf{B} \times \mathbf{E}]$, должен препятствовать эффект Холла. Следовательно, оптимальным условием для наблюдения магнитоконцентрационной ОЛ должно служить равенство нулю коэффициента Холла, которое в пределе слабого магнитного поля для актуального случая биполярной проводимости достигается при концентрации дырок [6]

$$p = \frac{nb^2(1 + \mu_h^2 B^2)}{1 + b^2 \mu_h^2 B^2}, \quad (1)$$

где n — концентрация электронов, b — отношение подвижностей электронов и дырок, μ_h — подвижность дырок. Видно, что отношение концентраций дырок и электронов, при котором магнитоконцентрационная ОЛ достигает оптимума, зависит от поля B , а условие $p = n$ выполняется только в пределе сильных магнитных полей для дырок ($\mu_h B \gg 1$). Это обстоятельство может учитываться различными способами. Один из поучительных примеров расчета эффективности ОЛ в узкощелевых полупроводниках InSb и $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ приведен в рабо-

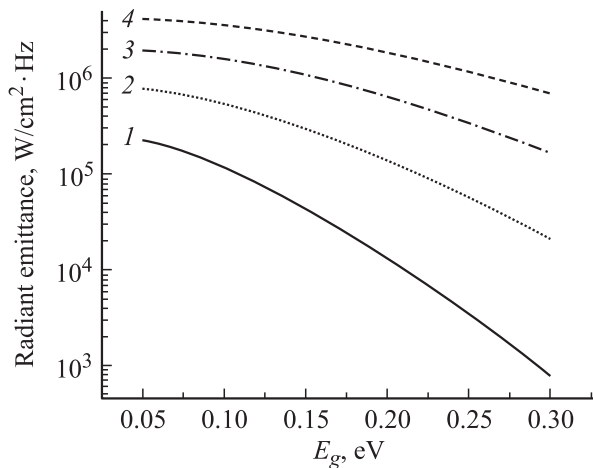


Рис. 3. Зависимость излучательной эффективности ОЛ от ширины запрещенной зоны полупроводника E_g (расчет по схеме [5]) при различных температурах T , К: 1 — 300, 2 — 400, 3 — 500, 4 — 600.

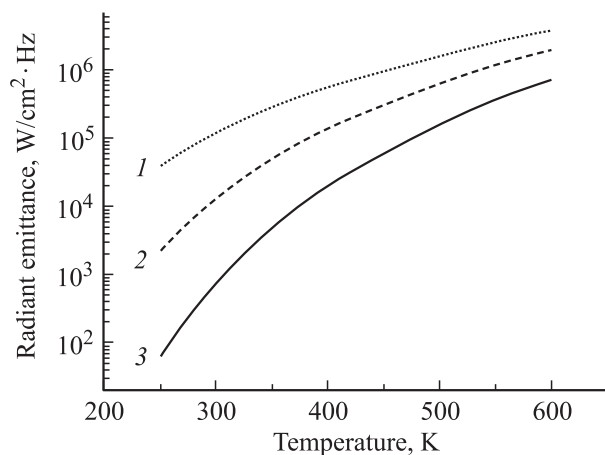


Рис. 4. Зависимость излучательной эффективности ОЛ от температуры (расчет по схеме [5]) для полупроводников с различной шириной запрещенной зоны E_g , эВ: 1 — 0.1, 2 — 0.2, 3 — 0.3.

те [5]. Результаты выполненных в этих работах расчетов температурной зависимости интенсивности ОЛ, а также ее зависимости от ширины запрещенной зоны материала E_g иллюстрируются графически на рис. 3 и 4. Легко видеть, что предпочтительными материалами для создания источников ОЛ при комнатной температуре, не говоря уже о более низких температурах, могут быть лишь узкощелевые (узкозонные) полупроводники с запрещенной зоной не больше, чем в InSb. С повышением температуры (T) интенсивность ОЛ существенно возрастает (рис. 4), и круг материалов, в которых возможно возбуждение достаточно эффективной ОЛ, расширяется. По этим свойствам магнитоконцентрационная ОЛ отличается от светодиодной ОЛ, эффективность которой падает с увеличением температуры, особенно в случае узкощелевых материалов, когда падает инжекционная

эффективность электронно-дырочного перехода. В этой связи магнитоконцентрационная ОЛ представляет собой единственный альтернативный вариант при повышенных температурах. Кроме того, преимущество магнитоконцентрационной ОЛ становится весьма очевидным при необходимости фотонного охлаждения достаточно больших площадей.

Как отмечалось еще в работе [7], в теории магнитоконцентрационного эффекта поток носителей заряда на грань, перпендикулярную электрическому (\mathbf{E}) и магнитному (\mathbf{B}) полям, пропорционален $[\mathbf{E} \times \mathbf{B}]/k_B T$ (k_B — постоянная Больцмана). Однако, как показывают эксперимент [1] и соответствующий расчет [5], существует оптимальная величина $[\mathbf{E} \times \mathbf{B}]$, при которой мощность ОЛ максимальна. Как видно из рис. 5 [1], для интенсивности рекомбинационного излучения, вызываемого магнитоконцентрационным эффектом, как в случае инжекции на излучающую грань неравновесных электронно-дырочных пар, так и в актуальном случае ОЛ — их экстракции из этой области, характерен экстремум в зависимости от $[\mathbf{E} \times \mathbf{B}]$. Отметим, что соотношение интенсивностей положительной и отрицательной люминесценции, представленных на рис. 5, индивидуально для каждого образца определяется его геометрией и свойствами поверхностей граней. Отметим далее, что в эксперименте не наблюдалось симметрии в зависимости мощности ОЛ от полей \mathbf{E} и \mathbf{B} . В основе асимметрии зависимости мощности ОЛ от полей \mathbf{E} и \mathbf{B} , на которую впервые было обращено внимание в [1], лежит некоторое функциональное различие в воздействии этих полей на движущийся носитель заряда. Действительно, если основная роль скрещенных полей \mathbf{E} и \mathbf{B} состоит в лоренцевом искривлении траекторий электронов и дырок, определяющем уменьшение их концентрации в приповерхностной области (эксклюзии), то электрическое поле дополнительно оказывает разогре-

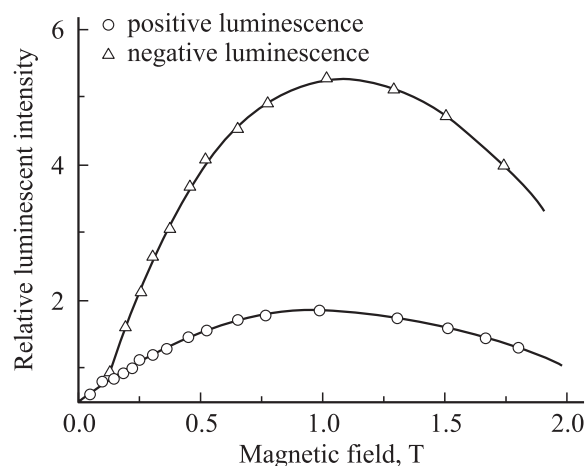


Рис. 5. Экспериментальные зависимости интенсивности положительной и отрицательной люминесценции от магнитного поля в p -InSb с концентрацией дырок $5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ при плотности тока $J = 10^3 \text{ А/см}^2$ [1].

вающее действие как самого образца, так и электронов. Именно эти последние обстоятельства ответственны за различия в зависимостях величин ОЛ от напряженности магнитного и электрического полей.

3. Отрицательная люминесценция в диодных структурах

Последнее десятилетие является периодом быстрого развития полупроводниковых излучающих устройств — светодиодов (СД), появление которых в товарах широкого потребления стало весьма обыденным явлением, в том числе для среднего инфракрасного диапазона (длины волн $\lambda = 3\text{--}5$ мкм). Именно в этом диапазоне ожидаются широкие применения излучателей и приемников, связанные с оптическим контролем состава воздуха, газовых и (или) жидких сред и термометрии. Наряду с широко известными преимуществами СД по сравнению с АЧТ, такими как высокое быстродействие (0.1 мкс и менее), малые размеры и энергопотребление, а также узкий спектр излучения (обычно 0.3–0.5 мкм), светодиоды диапазона 3–5 мкм обладают уникальной способностью генерации ОЛ, т. е. способностью имитировать холодные объекты, имеющие пониженную по сравнению с фоном излучательную способность. Механизм появления ОЛ в этом случае состоит в экстракции носителей из области, примыкающей к обратно смещенному p – n -переходу. При этом происходит уменьшение их концентрации ниже равновесной величины, так что $np < n_0p_0 = n_i^2$, где n_0 , p_0 , n , p — равновесные и неравновесные концентрации электронов и дырок соответственно, а n_i — собственная концентрация. Согласно классической теории Шокли–Ван-Рузбрека, это немедленно ведет к уменьшению интенсивности излучательной рекомбинации P , делая ее меньше интенсивности теплового фона P_0 , т. е. возникает преобладание поглощения над излучением, и в этом смысле люминесценция оказывается „отрицательной“:

$$\Delta P = P - P_0 = P_0(np/n_i^2 - 1) < 0.$$

3.1. Оценка радиационного охлаждения активной области

Количественная оценка наблюдаемого в эксперименте радиационного охлаждения активной области проводилась с использованием следующих понятий:

- эффективность отрицательной люминесценции, выражаемая числом меньше единицы;
- эффективное понижение радиационной температуры;
- степень подавления исходной равновесной мощности, испускаемой с поверхности диода, представленная числом больше единицы, например числом 14 для диодов из HgCdTe (298 К, $\lambda = 5.5$ мкм) [8].

1. Как представляется, наиболее полное определение эффективности отрицательной люминесценции (ЭОЛ),

содержащее минимальное количество оговорок и параметров, приводится в работе [5]. Авторы [5] определяют ЭОЛ как отношение мощности АЧТ, у которого длинноволновый край спектра обрезан с учетом края поглощения полупроводника, к интегральной мощности „стандартного“ АЧТ с широким спектром излучения и мощностью $P = \sigma T^4$. При этом, согласно оценкам (рис. 5 из работы [5]), ЭОЛ при комнатной температуре не может превышать 0.26 для полупроводника с шириной запрещенной зоны $E_g = 0.11$ эВ и 0.07 для более широкозонного материала с $E_g = 0.18$ эВ.

На практике часто имеют дело с ограниченным интервалом длин волн, например, связанным с коротковолновой границей спектральной характеристикой фотоприемника. Поэтому более практичные и более оптимистичные оценки величины ЭОЛ могут быть получены при рассмотрении ОЛ в узком спектральном диапазоне. При этом под идеальным источником (ЭОЛ = 1) понимается источник, спектр излучения которого совпадает со спектром излучения диода, а спектральная плотность излучения в максимуме полосы равна спектральной плотности АЧТ.

Величина внутренней ЭОЛ может быть представлена в удобном для экспериментального определения виде [9]:

$$\eta_i = \frac{S(T, 0) - S(T, V_s)}{S(T, 0) - S(T = 0, 0)},$$

где $S(T, V_s)$ — излучательная способность при обратном смещении диода V_s (или сигнал фотоприемника, воспринимающего ОЛ) при температуре T , $S(T, 0)$ — излучательная равновесная способность диода без смещения, а $S(T = 0, 0)$ — сигнал на приемнике при полностью подавленном излучении АЧТ, например, при температуре диода 150 К. При таком определении ЭОЛ ее значения для диодов из HgCdTe находятся вблизи $\eta_i = 0.9$ при $E_g \approx 0.28$ эВ и $\eta_i = 0.9\text{--}0.95$ при $E_g = 0.21\text{--}0.26$ эВ.

Наиболее привлекательными для использования, например, при создании матриц большой площади являются приборы ОЛ с конструкцией типа „флип-чип“ (или backside-illuminated). Для таких конструкций весьма вероятно появление поглощения коротковолнового излучения в слоях или в подложке, расположенных между активным слоем и световыводящей поверхностью. Поэтому для характеристики эффективности устройства более удобным параметром является ЭОЛ, определенная на выбранной длине волны. Экспериментально определенная „спектральная ЭОЛ“ имеет обычно максимум вблизи максимума спектра ОЛ в силу вышеприведенных причин. Внешняя эффективность при отсутствии антиотражающих покрытий обычно рассчитывается как отношение экспериментального значения мощности отрицательной люминесценции к мощности, получаемой из формул Планка, и в лучших диодах в максимуме спектра приближается к величине $(1 - R)$, где R — коэффициент отражения на границе раздела полупроводник/воздух [10].

В литературе встречается также понятие квантовой эффективности ОЛ, понимаемое как частное от деления количества поглощаемых фотонов на количество инжектируемых носителей (ток) [11]. Это понятие близко к описываемому (далее) определению коэффициента преобразования, отличается от него прежде всего множителем, равным энергии фотона. Однако, на наш взгляд, оно требует дополнительных уточнений при определении эффективности работы источника ОЛ, главным образом в отношении толщины активной области. Действительно, определенная выше квантовая эффективность может оказаться значительно меньше единицы при достаточно толстых активных областях или больших обратных токах; при этом ЭОЛ может по-прежнему быть большой (на практике — приближаться к единице).

2. Вариации определения эффективного понижения радиационной температуры (ΔT [K]) в основном повторяют приведенные выше разночтения, при этом абсолютное значение „переохлаждения“, $|\Delta T|$, тем больше, чем уже спектральный диапазон, для которого определяется ΔT , и чем ближе этот диапазон к максимуму излучения ОЛ. Для удобства восприятия количественных характеристик пользователями и (или) разработчиками практических систем дополнительно введен еще один сопутствующий параметр, а именно, спектральная характеристика фотоприемника, регистрирующего ОЛ. Спектральную характеристику фотоприемника можно представить в виде единичной функции с резким обрывом со стороны длинных волн (cut-off detector) [10] или в виде ограниченной с длинноволновой и коротковолновой сторон функции, имеющей ненулевые значения в диапазоне $\lambda = 3\text{--}5\text{ мкм}$ [8,12–14] или $\lambda = 8\text{--}14\text{ мкм}$ [15], т.е. в диапазонах, представляющих для тепловидения наибольший интерес.

В первом случае величина радиационного охлаждения диода при изменении граничной длины волны фотоприемника (λ_c) будет зависеть от прозрачности слоев (подложки) между активной областью и световыводящей поверхностью и может изменяться, например, от $\Delta T = -20\text{ К}$ при $\lambda_c = 6.5\text{ мкм}$ до $\Delta T = -10\text{ К}$ при $\lambda_c = 5\text{ мкм}$ в диодах из InSb/InAlSb (с длиной волны максимума излучения $\lambda_{\text{max}} = 6.5\text{ мкм}$) [10]. Для случая спектральной чувствительности, ограниченной областью 3–5 мкм, следует ожидать, что с уменьшением ширины запрещенной зоны диода будет расти и величина радиационного охлаждения, поскольку для комнатной температуры максимум спектра АЧТ находится при 8.4 мкм, и более длинноволновые диоды будут иметь большую мощность. Сообщается о радиационном охлаждении $\Delta T = -10\text{ К}$ в InAsSb-диодах ($\lambda_{\text{max}} = 4.3\text{ мкм}$ [16]), $\Delta T = -50\text{ К}$ для InSb, помещенного во взаимно перпендикулярные магнитное и электрическое поля [13], (в обоих случаях имело место прямое измерение с помощью тепловизора, чувствительного в диапазоне 3–5 мкм), и о $\Delta T = -60, -59$ и -49 К при измерениях через фильтр, пропускающий полосу 3–5 мкм, в HgCdTe-диодах с $\lambda_{\text{max}} = 4.8, 5.5$ и 6.0 мкм соответственно [8].

Отметим, что отклонение радиационной температуры от фактической (тепловой) ΔT может применяться и для характеристики мощности излучения при прямом смещении диода (т.е. для „классической“, „положительной“, люминесценции). Существуют по крайней мере три попытки описать эффективность работы светодиодов при введении понятия эффективной температуры (ЭТ) (apparent temperature, T_a или ΔT) с максимальными значениями $\Delta T = 600\text{ К}$ [17,18] и $\Delta T = 950\text{ К}$ [19] для излучателей в диапазоне 3.3–3.6 мкм. Как и в случае с ОЛ, терминология при определении ΔT светодиодов еще не устоялась, и поэтому имеют место те же расхождения в определении ΔT , что и для ОЛ.

3.2. Пространственное распределение отрицательной люминесценции

Пространственное распределение ОЛ в ближнем поле чаще всего изучается с помощью тепловизора (инфракрасной камеры), состыкованного с микроскопом [20]. В ряде случаев распределение ОЛ изучали при сканировании с помощью оптоволоконного зонда вдоль излучающей поверхности [21,22] в направлениях, перпендикулярном и параллельном $p\text{--}n$ -переходу.

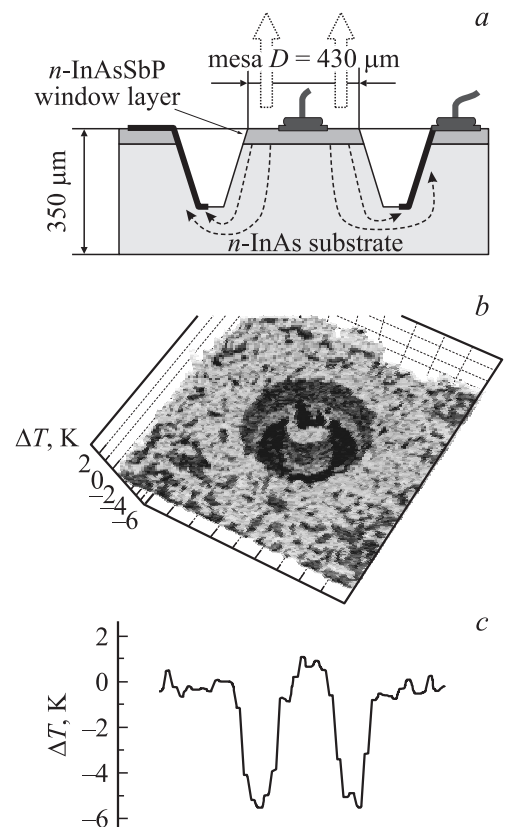


Рис. 6. Схема диода $p\text{-InAsSbP}/n\text{-InAs}$ (a), изображение обратного смещенного диода, полученное в тепловом микроскопе (b), и распределение эффективной температуры вдоль поверхности (c) [16].

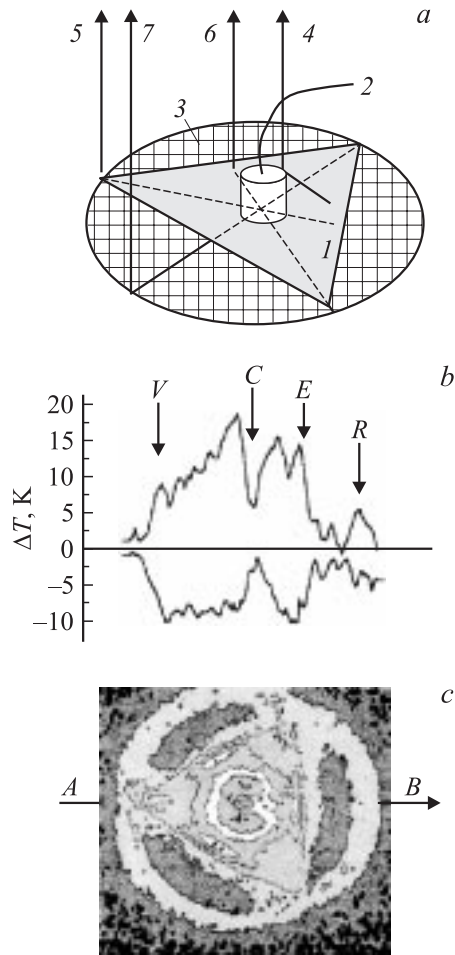


Рис. 7. *a* — схема треугольного образца $p\text{-InAsSbP}/n\text{-InAsSbP}$ (I) с точечным катодным контактом (2), смонтированного на поверхность корпуса (3); (4–7) — ход лучей, вышедших из кристалла. *b* — распределение эффективной температуры вдоль поверхности по направлению одной из медиан треугольника для прямого ($\Delta T > 0$) и обратного ($\Delta T < 0$) смещений. *c* — двумерное распределение излучательной способности при прямом токе 100 мА. Данные работы [24].

На рис. 6 в качестве примера визуализации пространственного распределения ОЛ приведено двумерное распределение ЭТ, полученное с помощью инфракрасного микроскопа, снабженного тепловизором для диапазона длин волн 3–5 мкм (рис. 6, *b*), и распределение „теплового контраста“ ΔT вдоль поверхности (рис. 6, *c*) [23]. На рис. 6, *a* показана схема диода из арсенида индия, излучающего в области 3–4 мкм с широкозонным „окном“ из $p\text{-InAsSbP}$ толщиной 3 мкм и круглой мезой диаметром $D = 430$ мкм, имеющего точечный контакт (анод) в центре мезы. Легко видеть (см. рис. 6, *c*), что единственной областью, в которой протекание обратного тока вызывает небольшой разогрев с превышением температуры над фоном $\Delta T \approx 1$ К, является узкая область, ограниченная контактом в центре мезы. Большая часть мезы излучает „холодный свет“, поскольку $\Delta T = -6$ К,

что свидетельствует о высоком качестве p – n -перехода и низком последовательном сопротивлении, исключающих появление заметного джоулева разогрева при протекании обратного тока.

Замечательным свойством ОЛ является равномерность ее распределения вдоль поверхности обратно смещенного p – n -перехода, в противоположность распределению положительной люминесценции, что можно продемонстрировать на примере распределения излучения в образце треугольной формы, схематически показанном на рис. 7 [24]. Образец представлял собой сколотую по граням (011) градиентную эпитаксиальную структуру $p\text{-InAsSbP}/n\text{-InAsSbP}$ (111), имел форму равнобедренного треугольника (I) с длиной стороны ~ 0.7 мм и был снабжен точечным контактом ~ 0.1 мм на поверхности $n\text{-InAsSbP}$ и катодным электродом (2). Слой p -типа проводимости толщиной 5 мкм припаивался на плоскость (3) стандартного держателя кристаллов типа ТО-18. На рис. 7, *c* показана картина распределения электролюминесцентного излучения ($\lambda = 4.3$ мкм), выраженного в величинах ΔT , при прямом токе 100 мА и температуре образца 55°C ; при этом применена градация яркости, при которой темный фон соответствует отсутствию излучения, а белый — наличию ярко светящейся области. На рис. 7, *b* показаны значения эффективной температуры $\Delta T > 0$ вдоль A – B , одного из направлений, проходящих через центр структуры (контакт).

На рис. 7, *b, c* хорошо видна неравномерность распределения излучения по поверхности при прямом смещении диода, причем можно выделить следующие характерные детали этого распределения, связанные, несомненно, с геометрией образца.

1) Падение ЭТ над контактом — область C на рис. 7, *b*. В дополнительных измерениях было установлено, что имеет место незначительный разогрев самого контакта, и поэтому значение ЭТ для этой области ($\Delta T \approx 5^\circ\text{C}$) является лишь следствием отражения излучения, исходящего из других областей структуры, как показано стрелкой 4 на рис. 7, *a*. При этом надо иметь в виду, что угловое распределение излучения, выходящего с плоской поверхности полупроводника, близко к ламбертовскому.

2) Падение ЭТ с соответствующим изменением ΔT от 20 до 10 К в областях, удаленных от контакта. Наиболее отчетливо это падение при токе 100 мА наблюдается при удалении от контакта в стороны углов треугольника, и оно еще существеннее при токе 800 мА; соответствующие локальные излучательные способности при 100 и 800 мА составляют 50 и 5 мВт/см².

3) Незначительное увеличение ЭТ в углах треугольника, обозначенное V на рис. 7, *b*. Это, на первый взгляд, странное увеличение, противоречащее соображениям, приведенным в п. 2, имеет вполне простое объяснение, а именно: „накопление“ излучения благодаря распространению внутри кристалла лучей, испытавших первоначально полное внутреннее отражение на границе

полупроводник с $n = 3.5$ /воздух с $n = 1$ (n — показатель преломления). Лучи, идущие по направлению к углам, испытывая многократные отражения от сколотых граней, могут сконцентрироваться в углах треугольного образца и затем выйти благодаря наличию дефектов скола в угловых областях, как показано стрелкой 5 на рис. 7, а.

4) Области с локально „повышенной“ ЭТ, расположенные в середине сколотых граней и обозначенные E . Очевидно, что эти области появляются из-за лучей, первоначально испытавших полное внутреннее отражение на границе полупроводник/воздух, распространяющихся перпендикулярно сколам $\{011\}$ и выходящих, как показано стрелкой 6 на рис. 7, а.

5) „Светящееся кольцо“ (R), появляющееся, как показано стрелкой 7 на рис. 7, а, из-за отражений излучения, выходящего с торцов образца, от наклонной цилиндрической стенки рефлектора корпуса ТО-18 (на рисунке не показан).

По аналогии с результатами многочисленных исследований, выполненных на диодах, излучающих в ближнем инфракрасном диапазоне (см. например, [25]), можно полагать, что основная причина неравномерности картины ближнего поля и падения интенсивности при удалении от контакта состоит в неравномерности протекания тока, а именно в сгущении линий тока вблизи точечного контакта при больших токах. Такой вывод согласуется с тем, что внутренний квантовый выход люминесценции материалов для длины волны 4.3 мкм обычно не превышает нескольких процентов и поэтому процессами переизлучения, т. е. перераспределения возбуждения за счет переноса энергии фотонами, можно пренебречь. Действительно, эффект сгущения линий тока вблизи контакта подтверждается численными расчетами, выполненными для трехмерной модели по методу конечных элементов для идеализированной структуры [24]. Результаты расчета показаны на рис. 8, из которого видно, что протекание прямого тока даже при незначительных смещениях p - n -перехода сконцентрировано в прикон-

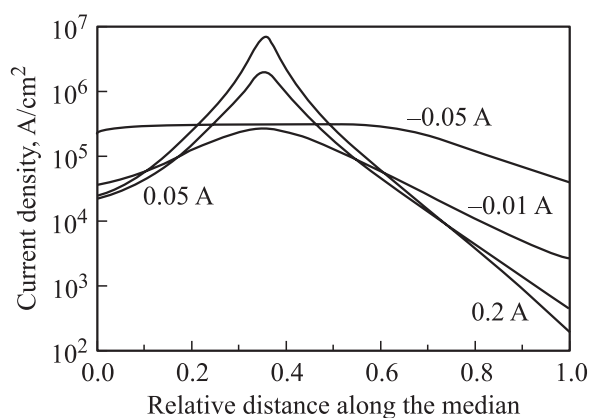


Рис. 8. Распределение плотности тока вдоль медианы на поверхности треугольного диода при прямом и обратном смещениях [24]. Токи через диод указаны на рисунке.

тактной области; с увеличением тока неравномерность протекания тока увеличивается. В противоположность этому в обратном смещенном p - n -переходе, например, при токе $I = -50$ мА большая часть структуры характеризуется неизменностью плотности тока по поверхности. Последнее имеет место при наличии слоя с высоким сопротивлением (в данном случае — это истощенные области p - n -перехода), помещенного между слоями с низким сопротивлением, т. е. слоями InAsSbP p - и n -типа проводимости. Расчеты удовлетворительно согласуются с экспериментом, свидетельствующим о постоянстве ЭТ, характеризующей ОЛ, вдоль поверхности, показанное на рис. 7 для $\Delta T < 0$ (при напряжении смещения $U < 0$). Это свойство чрезвычайно важно для калибровочных источников, поскольку имеется однозначная связь между током и ЭТ, не привязанная к определенной точке диода. Отметим также неизменность или незначительное изменение мощности ОЛ при колебаниях напряжения питания в области насыщения, что также является важной характеристикой калибровочного источника.

3.3. Обратный ток и коэффициент преобразования

При самом общем подходе зависимость мощности ОЛ от тока является тривиальной: с увеличением обратного тока растет истощение активного слоя носителями заряда, в соответствии с чем растет и мощность отрицательной люминесценции (здесь и далее под мощностью ОЛ мы понимаем ее абсолютное значение без учета знака). Действительно, значительное количество работ содержит ватт-амперные характеристики для обратного тока, подтверждающие вышеприведенные представления (см., например, данные работы [10] для диода из InSb). Один из наглядных примеров — это представление мощности ОЛ (NLP) и мощности „положительной“ люминесценции (PLP) в виде функции приложенного напряжения, при котором хорошо видны совпадение характера этих зависимостей с вольт-амперной характеристикой диода [26]. Совпадение хода вышеупомянутых зависимостей наряду с другими наблюдениями позволяет сформулировать простое положение: мощность люминесценции диода по крайней мере вблизи нуля смещения пропорциональна току в независимости от направления последнего. Этот вполне понятный постулат, не противоречащий классической теории Шокли–Ван-Русбрека, может оказаться полезным при определении эффективности диода, поскольку позволяет определить коэффициент преобразования диода (мВт/А) как частное от деления мощности ОЛ (NLP) на величину тока насыщения (I_{sat}). Оба приведенных параметра (NLP и I_{sat}) могут быть получены расчетным путем, что облегчает задачу определения выходной мощности электролюминесценции в рабочем режиме светодиода.

Попытка использования параметра $\text{NLP}/I_{\text{sat}}$ для анализа и описания температурных зависимостей выходной мощности флип-чип диодов на основе двойной

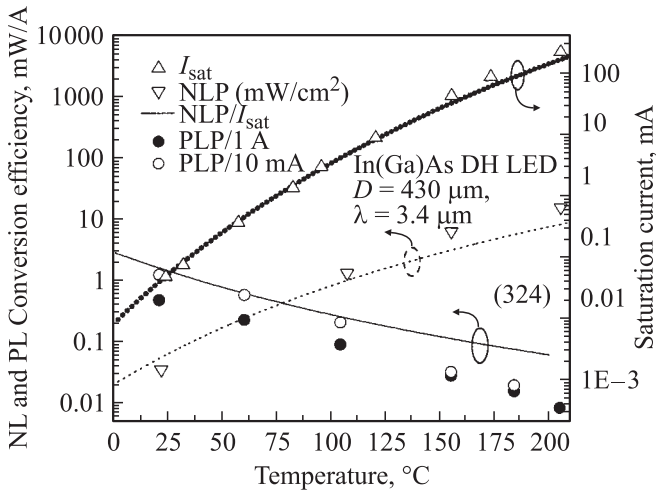


Рис. 9. Температурная зависимость тока насыщения I_{sat} , мощности отрицательной люминесценции NLP, коэффициента преобразования при токе 10 мА (PLP/10 мА) и 1 А (PLP/1 А) для светодиода на основе In(Ga)As. Тонкая линия — расчет NLP/ I_{sat} . Публикуется с разрешения Taylor & Francis Ltd. (<http://tandf.co.uk/journals>).

гетероструктуры с активным слоем из арсенида индия диаметром $D = 430$ мкм представлена на рис. 9 [27], где приведен ток насыщения, NLP, NLP/I_{sat} и измеренные значения коэффициента преобразования (КП) при токе через диод $I = 10$ мА и $I = 1$ А. Аналогичный анализ можно найти также в работе [28], посвященной диодам из InAsSb ($\lambda_{\text{max}} = 4.2$ мкм). Как видно из рис. 9, ток насыщения следует температурной зависимости, определяемой формулой Шокли, показанной толстой линией. При температурах менее 120°C ход зависимости NLP/I_{sat} от температуры повторял изменение КП положительной люминесценции, при этом для малых токов (10 мА) имелось совпадение значений экспериментального КП и расчетной величины NLP/I_{sat} . Для больших токов КП имел меньшие значения и соответствующие точки лежали ниже линии, определяемой функцией NLP/I_{sat} . При температурах выше 120°C стирается различие между КП при больших и малых токах, при этом наблюдается несколько более резкое падение КП, чем предсказанное функцией NLP/I_{sat} . Поскольку при определении NLP/I_{sat} используется минимальное количество параметров, характеризующих диод, указанным различием можно пренебречь и в первом приближении считать, что величина NLP/I_{sat} хорошо описывает температурное изменение мощности излучения по крайней мере при небольших токах. Понятно, что при больших прямых токах появляется большое число факторов, искажающих вышеизложенную стройную картину; среди них главными оказываются джоулево тепло и оже-рекомбинация. Поэтому величину NLP/I_{sat} нужно воспринимать как предельное значение КП для данной конструкции диода. В силу ограниченности числа параметров, используемых при определении NLP/I_{sat} , последнее может, по-видимому,

претендовать на универсальность при прогнозировании эффективности работы светодиодов. Феноменологический подход в описании изменения КП при изменении длины волны (ширины запрещенной зоны) с помощью экспериментально определенного тока насыщения и рассчитанной мощности ОЛ описан для СД с оптическим возбуждением [29].

Приведенное правило о пропорциональности мощности и тока имеет по крайней мере одно исключение, наблюдающееся при приближении к режиму насыщения тока, а именно, при достижении некоего порогового значения обратного смещения экспериментально наблюдается и объясняется истощением активной области резкое падение обратного тока с появлением участка отрицательного дифференциального сопротивления (ОДС) в длинноволновых диодах на основе HgCdTe (см. например, рис. 10, взятый нами из [30], а также [31,32]). При этом в области ОДС возрастает не только коэффициент преобразования NLP/I_{sat} , но и абсолютное значение мощности ОЛ в силу подавления оже-рекомбинации. Согласно [31], время переходного процесса в области ОДС составляет всего лишь несколько микросекунд, и, вероятно, поэтому в работах, указывающих на наличие в диодах ОДС [9,30,33] не содержится детальных данных о мощности ОЛ вблизи участка ОДС. Вследствие оже-рекомбинации мощность излучения в диодах на основе HgCdTe при их смещении в прямом направлении должна в этих обстоятельствах быстро насыщаться с током; экспериментальное наблюдение этого насыщения подчеркнуло бы сделанные в упомянутых работах выводы о влиянии оже-рекомбинации на мощность ОЛ. Однако данные о „положительной люминесценции“ в приведенных выше работах отсутствуют.

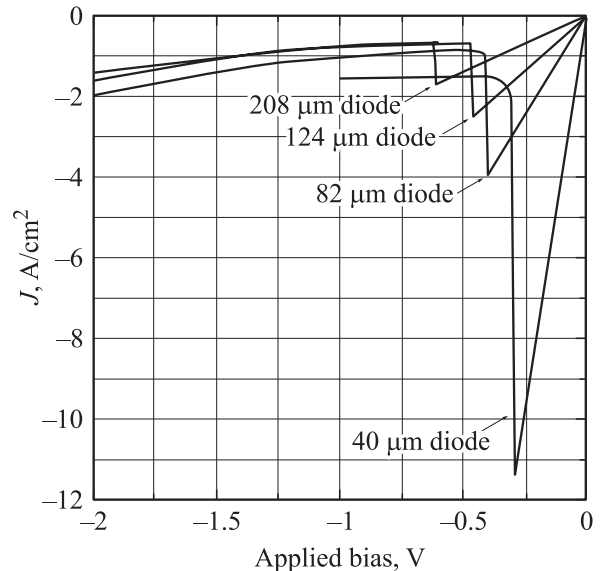


Рис. 10. Типичные вольт-амперные характеристики, полученные для диодов на основе CdHgTe с диаметром мезы 40, 82, 124 и 208 мкм [30]. Публикуется с разрешения Elsevier.

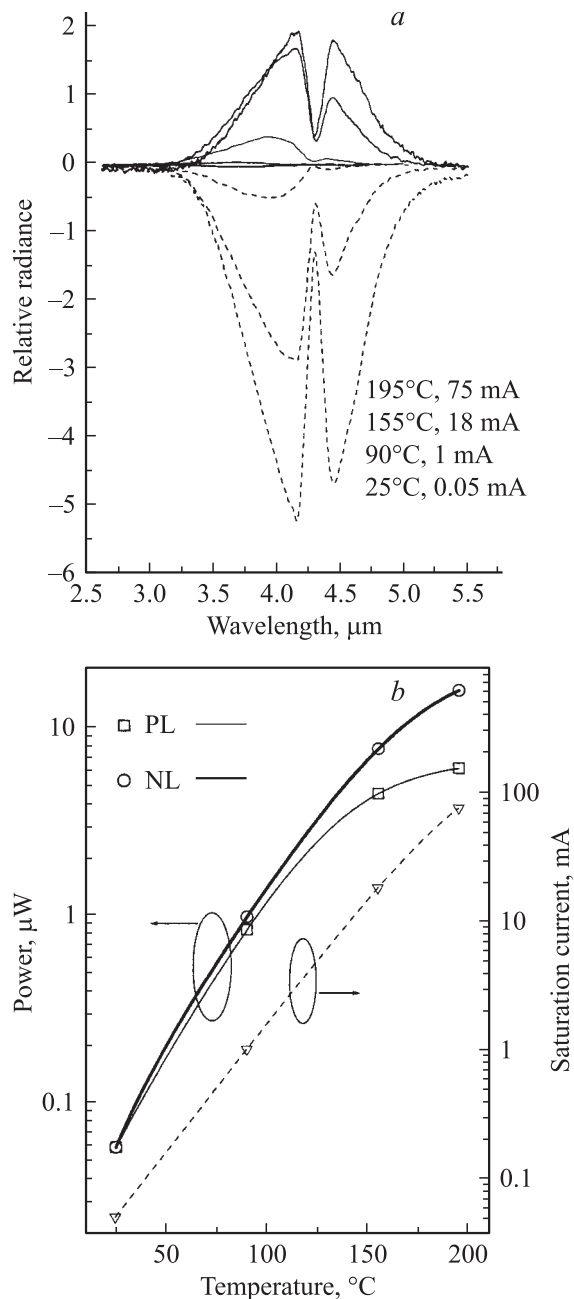


Рис. 11. Спектры (а) и температурная зависимость мощности излучения „положительной“ (PL), отрицательной (NL) люминесценции при $I = |I_{\text{sat}}|$ и ток насыщения (b) диода из InGaAsSb с диаметром мезы 300 мкм.

Насколько нам известно, участок ОДС не наблюдался в диодных структурах, изготовленных на основе материалов $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$, исследованных на предмет наблюдения ОЛ. Как уже отмечалось выше, имеется ряд данных, свидетельствующих о „линейном“ характере ватт-амперной характеристики диодов вблизи нуля смещения. Вместе с тем подавление оже-рекомбинации при обратном смещении, за редким исключением [34], действительно имеет место в диодах на основе $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$ на

длину волны $\lambda > 4$ мкм, о чем свидетельствует небольшое преобладание КП отрицательной люминесценции над КП положительной люминесценции, сообщаемое в работах [35,36]. Естественно, что при повышенных температурах преобладание КП ОЛ усиливается. Пример этого приведен на рис. 11, где показаны измеренные при температурах 25–195°C спектры электролюминесценции (ЭЛ) и ОЛ диодов на основе InGaAsSb (а), а также ток насыщения и мощность положительной люминесценции и ОЛ (b) для тока с амплитудой, равной модулю тока насыщения [37]. Максимальное отношение КП отрицательной и положительной люминесценции составило ~ 2 при температурах, близких к 200°C; естественно, что для более длинноволновых диодов ($\lambda = 5.3$ мкм) указанное различие начинает проявляться при значительно меньших температурах (60–80°C) [36]. Отметим, что при повышенных температурах абсолютные значения обратных токов сравнимы с рабочими токами, обычно используемыми в светодиодах (~ 100 мА), поэтому для некоторых практических задач, например, при измерениях прозрачности среды при повышенных температурах [38], режим обратного смещения является предпочтительным.

3.4. Спектры излучения

Спектры ОЛ являются в большинстве случаев зеркальным отражением спектров ЭЛ (при прямом смещении). В качестве примера укажем на спектры уже упоминавшихся выше диодов из InGaAsSb, показанные на рис. 11 и измеренные в обычных атмосферных условиях (без откачки воздуха из камеры монохроматора). Видно, что спектры одинаковым образом смещаются в длинноволновую область по мере увеличения температуры. Одинаковое воздействие на форму спектров оказывает и присутствие в оптической установке атмосферного углекислого газа: „горячая“ люминесценция (ЭЛ) гасится поглощением в оптическом тракте „холодным“ газом в области 4.3 мкм, в то время как „холодная“ люминесценция (ОЛ) экранируется „горячим“ по отношению к ней газом. Последнее есть замечательная иллюстрация спектроскопии с использованием „отрицательных световых потоков“, детально рассмотренная в оригинальной работе [39].

Отрицательная люминесценция сохраняет многие особенности теплового излучения — например, наличие мод в спектре теплового излучения полупроводника, ограниченного плоскопараллельными отражающими гранями [40]. На рис. 12 [22] приведены спектры ЭЛ при 300 К и ОЛ при 450 К, полученные для флип-чип диода с толщиной активной области InGaAsSb, равной 2 мкм, в котором резонатор образован золотым анодом диаметром $D = 390$ мкм и расположенной на расстоянии $L = 45$ мкм от нее границей раздела подложка InAs/воздух. В спектрах хорошо видны моды резонатора, расстояние между которыми соответствует

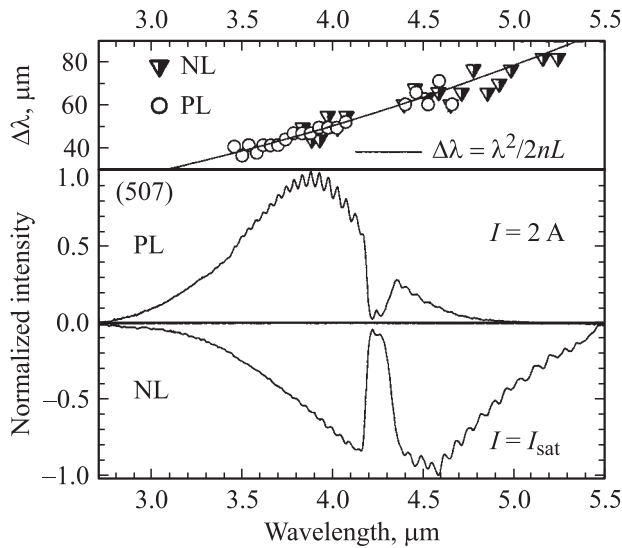


Рис. 12. Спектры излучения положительной (300 К) и отрицательной (480 К) люминесценции (внизу) и межмодовое расстояние $\Delta\lambda$ положительной и отрицательной люминесценции (вверху) диода из InGaAsSb с толщиной активной области 45 мкм [22]. Публикуется с разрешения Elsevier.

$\Delta\lambda = \lambda^2/2nL$, где n — показатель преломления арсенида индия ($n = 3.52$). Помимо этого, на рис. 12 показано межмодовое расстояние в СД на длину волны $\lambda = 3.3$ мкм с толщинами 7.5 и 45 мкм и в СД на длину волны $\lambda = 3.9$ мкм толщиной 45 мкм, которое также удовлетворительно описывается приведенным выше соотношением для $n = 3.52$. Интересно отметить, что значение $n = 3.52$ удовлетворительно согласуется также и с наблюдениями межмодового расстояния в спектрах ЭЛ в светодиодах на длину волны 3.3 мкм при повышенной температуре, что позволяет сделать вывод о несущественной температурной зависимости показателя преломления в арсениде индия и близких к нему твердых растворах.

Совсем недавно были рассмотрены условия возникновения ОЛ в однородно легированных варизонных структурах с антизапорным и омическим контактами [41]. Для случая постоянного градиента ширины запрещенной зоны и сильного поглощения света получены аналитические зависимости спектральной и интегральной интенсивностей электролюминесценции. Показано, что наличие антизапорного контакта на широкозонной грани варизонной структуры приводит к повышению эффективности отрицательной и положительной электролюминесценции по сравнению со случаем варизонной структуры с двумя омическими контактами. Знак электролюминесценции варизонной структуры с антизапорным контактом на узкозонной грани оказывается зависящим от величины тока. Показано, что в спектре рекомбинационного излучения такой структуры в области сильных токов преобладает широкая полоса отрицательной электролюминесценции.

4. Практическое применение приборов отрицательной люминесценции

Приборы ОЛ большой площади могут применяться для экранирования фонового излучения в фотоприемных системах. В данной работе мы не будем подробно останавливаться на применениях ОЛ для создания холодных экранов, поскольку они достаточно подробно изложены в обзорах [2,42].

Одной из важных областей применения приборов ОЛ является уже упоминавшаяся выше спектроскопия и газовый анализ. Новым является то, что благодаря инверсии знака смещения на диоде измерения и регистрацию сигналов ОЛ и ЭЛ можно осуществлять в одном приборе. При этом отличие температурных зависимостей мощности ОЛ и ЭЛ можно использовать для сглаживания температурной зависимости выходного сигнала. Так, в оптическом анализаторе в диапазоне температур 0–35°C предлагается попеременно использовать режим обратного и прямого смещений диода [43], а за суммарный сигнал оптического сенсора газоанализатора предлагается принимать сумму модулей амплитуд ЭЛ и ОЛ.

Следует отметить, что на сегодняшний день основное применение ОЛ исследователи все же видят в создании калибровочных источников большой площади, отмечая при это необходимость большого теплового контраста и однородности излучательной способности на площади не менее 1 см². Среди особенностей ОЛ, важных для тестирования фотоприемных систем, нужно отметить независимость мощности ОЛ в области насыщения от приложенного напряжения, что важно для устранения влияния нестабильностей источника питания.

В работе [13] излучающая матрица 16 × 16 (авторское название — „шахматная доска“) была составлена из отдельных параллелепипедов на основе p -InSb (концентрация нескомпенсированных акцепторов $N_a - N_d = 10^{15}$ см⁻³) с размерами сечения 0.5 × 0.5 мм², разделенных промежутками 0.5 мм и помещенных в магнитное поле $B = 12$ кЭ. При протекании тока имел место магнитоконцентрационный эффект с максимальным тепловым контрастом $\Delta T = 50$ К (диапазон измерения 3–5 мкм) для температуры матрицы 325 К.

Более высокий, чем в [13], коэффициент заполнения достигается при использовании фотолитографии и флип-чип технологии для сборки матрицы [8,30]. При этом появляется возможность существенного увеличения эффективности преобразования матрицы (мВт/А) за счет использования микрорефлекторов, интегрированных с полупроводником. Максимально возможное увеличение эффективности, при котором рефлектор собирает все излучение, для угла зрения 2π составляет n^2 (для InSb показатель преломления $n = 4$) [44]. Многоступенчатая фотолитография, использованная в работе [30], позволила создать на площади ~ 1 см² набор „гексагонально упакованных“ рефлекторов с шагом 37 мкм, близких

по форме к конусам Уинстона, концентрирующих излучение, генерируемое узкой областью $p-n$ -перехода (активной областью из InSb), расположенной в вершине конуса. Увеличение эффективности ОЛ достигается за счет существенного уменьшения плотности тока насыщения из-за уменьшения площади $p-n$ -перехода (с 9 до 2 А/см²).

Еще больший коэффициент заполнения в матрицах большой площади достигается при использовании межпиксельного расстояния, сравнимого с диффузионной длиной носителей. В работе [8] сообщается о 100%-м факторе заполнения для матрицы на основе HgCdTe, состоящей из плотно упакованных элементов с характерным размером 7 мкм.

5. Заключение

Прошедшие 40 лет существования полупроводниковых источников ОЛ позволили им занять важное место в инфракрасной оптоэлектронике. Удивительное и на первых этапах не очень понятное явление ОЛ оказалось полезным в ряде практических приложений, таких как спектроскопия и экологический мониторинг, контроль и защита от помех фотоприемных систем и др. Одновременно с этим наблюдение ОЛ в приборах, предназначенных для традиционного использования, например, в светодиодах, позволяет выявить детали, полезные для понимания работы таких устройств и для прогнозирования их рабочих характеристик. Количество работ и приборных реализаций открытого в 1965 году явления ОЛ постоянно растет, и термин „отрицательная“ люминесценция уже появился в Британской энциклопедии. Можно с уверенностью сказать, что пройдет еще совсем немного времени и описание ОЛ появится в учебниках по физике для школьников и в лабораторных работах студентов вузов.

В заключение авторы благодарят своих коллег В.А. Смирнова, Н.В. Зотову, С.А. Карандашева, М.А. Ременного, Н.М. Стуся и В.К. Малютенко за неоценимую помощь при проведении исследований и работе над статьей.

Список литературы

- [1] В.И. Иванов-Омский, Б.Т. Коломиец, В.А. Смирнов. ДАН СССР, **161** (6), 1308 (1965).
- [2] С.Т. Elliott. Phil. Trans. R. Soc. Lond. A, **359**, 567 (2001).
- [3] H. Welker. Zs. Naturforsch., **6a**, 184 (1951).
- [4] С.С. Болгов, В.К. Малютенко, В.И. Пипа. ФТП, **17** (2), 208 (1983).
- [5] V.I. Pira, A.I. Liptuga. J. Appl. Phys., **92**, 5053 (2002).
- [6] R.A. Smith. *Semiconductors* (Cambridge University Press, 1957) eq. (5–74).
- [7] В.И. Иванов-Омский, Б.Т. Коломиец, В.А. Смирнов. Письма ЖЭТФ, **3** (7), 287 (1966).
- [8] J.R. Lindle, W.W. Bewley, I. Vurgaftman, C.S. Kim, J.R. Meyer. IEEE. J. Quant. Electron., **41**, 227 (2005).
- [9] J.R. Lindle, W.W. Bewley, I. Vurgaftman, J.R. Meyer, J.L. Johnson, M.L. Thomas, W.E. Tennant. Physica E, **20**, 558 (2004).
- [10] G.R. Nash, N.T. Gordon, T. Ashley, M.T. Emeny, T.M. Burke. IEE Proc. Optoelectron., **150**, 371 (2003).
- [11] D. Hoffman, A. Hood, Y. Wei, A. Gin, F. Fuchs, M. Razeghi. Appl. Phys. Lett., **87**, 201 103 (2005).
- [12] V. Malyutenko. Proc. SPIE, **4648**, 43 (2002).
- [13] V.K. Malyutenko, S.S. Bolgov, O.Yu. Malyutenko. Infr. Phys. Technol., **44**, 11 (2003).
- [14] В.К. Малютенко, С.С. Болгов, О.Ю. Малютенко. Письма ЖТФ, **27** (15), 51 (2001).
- [15] V. Malyutenko, A. Melnik, O. Malyutenko. Infr. Phys. Technol., **41**, 373 (2000).
- [16] B.A. Matveev, M. A'daraliev, N.V. Zotova, S.A. Karandashev, M.A. Remennyi, N.M. Stus', G.N. Talalakin, V.K. Malyutenko, O.Yu. Malyutenko. Proc. SPIE, **4285**, 109 (2001).
- [17] N.C. Das, G. Simonis, J. Bradshaw, A. Goldberg, N. Gupta. Proc. SPIE, **5408**, 136 (2005).
- [18] V. Malyutenko, O. Malyutenko, A. Zinovchuk, N. Zotova, S. Karandashev, B. Matveev, M. Remennyi, N. Stus'. *Book of abstracts MIOMD-VI conf.* (St. Petersburg, Russia, 2004); <http://www.ioffe.rssi.ru/MIOMD-VI/miomd-abs.html>
- [19] B.A. Matveev, N.V. Zotova, N.D. Il'inskaya, S.A. Karandashev, M.A. Remennyi, N.M. Stus', A.P. Kovchavtsev, G.L. Kuryshv, V.G. Polovinkin, N.G. Tarakanova. *MRS Proc.*, vol. 891, ed. by L.J. Olafsen, R.M. Biefeld, M.C. Wanke and A.W. Saxler (2006) paper #0.891-EE01-04. http://www.mrs.org/s_mrs/sec_subscribe.asp?CID=6214&DID=173799&action=detail
- [20] V.K. Malyutenko. Rev. Sci. Instrum., **74**, 655 (2003).
- [21] V.K. Malyutenko, O.Yu. Malyutenko, A. Dazzi, N. Gross, J.-M. Ortega. J. Appl. Phys., **93**, 9398 (2003).
- [22] M.A. Remennyi, B.A. Matveev, N.Y. Zotova, S.A. Karandashev, N.M. Stus', G.N. Talalakin. Physica E: Low-Dim. Systems Nanostructures, **20** (3–4), 548 (2004).
- [23] M. Aidaraliev, N.V. Zotova, S.A. Karandashev, B.A. Matveev, M.A. Remennyi, N.M. Stus', G.N. Talalakin, V.K. Malyutenko, O.Yu. Malyutenko. Proc. SPIE, **4355**, 161 (2000).
- [24] V.K. Malyutenko, O.Yu. Malyutenko, A.D. Podoltsev, I.N. Kucheryavaya, B.A. Matveev, M.A. Remennyi, N.M. Stus'. Appl. Phys. Lett., **79**, 4228 (2001).
- [25] Ж.И. Алфёров, А.Т. Гореленок, И.Г. Груздов, А.Г. Джигасов, Н.Д. Ильинская, И.С. Тарасов, А.С. Усиков. Письма ЖТФ, **8**, 257 (1982).
- [26] M. Jurkovic, W. Bewley, C. Felix, R. Lindle, I. Vurgaftman, J. Meyer, E. Aifer, S.P. Tobin, P.W. Norton, M.A. Hutchins. Bull. Amer. Phys. Soc., **46** (1) (2001).
- [27] B.A. Matveev, N.V. Zotova, N.D. Il'inskaya, S.A. Karandashev, M.A. Remennyi, N.M. Stus', G.N. Talalakin. J. Mod. Optics, **49**, 743 (2002).
- [28] Н.В. Зотова, Н.Д. Ильинская, С.А. Карандашев, Б.А. Матвеев, М.А. Ременный, Н.М. Стусь. ФТП, **40**, 717 (2006).
- [29] М. Айдаралиев, Н.В. Зотова, С.А. Карандашев, Б.А. Матвеев, М.А. Ременный, Н.М. Стусь, Г.Н. Талалакин. ФТП, **36**, 881 (2002).
- [30] G.R. Nash, N.T. Gordon, D.J. Hall, M.K. Ashby, J.C. Little, G. Masterton, J.E. Hails, J. Giess, L. Haworth, M.T. Emeny, T. Ashley. Physica E, **20**, 540 (2004).
- [31] G.R. Nash, T. Ashley, N.T. Gordon, C.L. Jones, C.D. Maxey, R.A. Catchpole. J. Mod. Optics, **49**, 811 (2002).

- [32] J.R. Lindle, W.W. Bewley, I. Vurgaftman, J.R. Meyer. *J. Electron. Mater.*, **33**, 600 (2004).
- [33] T. Ashley, C.T. Elliott, N.T. Gordon, R.S. Hall, A.D. Johnson, G.J. Pryce. *Infr. Phys. Technol.*, **36**, 1037 (1995).
- [34] M. Pullin, X. Li, J. Heber, D. Gevaux, C. Phillips. *Proc. SPIE*, **3938**, 144 (2000).
- [35] J.R. Lindle, W.W. Bewley, I. Vurgaftman, J.R. Meyer, J.B. Varesi, S.M. Johnson. *Appl. Phys. Lett.*, **82**, 2002 (2003).
- [36] B.A. Matveev, N.V. Zotova, S.A. Karandashev, M.A. Remennyi, N.M. Stus', G.N. Talalakin. *IEE Proc. Optoelectron.*, **149**, 33 (2002).
- [37] B.A. Matveev. In: *Mid-infrared semiconductor optoelectronics* [Springer Ser. in Optical Science (2006). № 0342-4111, p. 395].
- [38] B. Andrews. *Тез. конф. MIOMD-VI* (St. Petersburg, 2004) с. 90.
- [39] Б.И. Степанов. *Основы спектроскопии отрицательных световых потоков* (Минск, 1961).
- [40] К.Ю. Гуга, А.Г. Коллюх, А.И. Липтуга, В.А. Мороженко, В.И. Пипа. *ФТП*, **38**, 524 (2004).
- [41] Б.С. Соколовский, В.И. Иванов-Омский, Г.А. Ильчук. *ФТП*, **39**, 1409 (2005).
- [42] J.R. Lindle, W.W. Bewley, I. Vurgaftman, J.R. Meyer, J.L. Johnson, M.L. Thomas, E.C. Piquette, W.E. Tennant, E.P. Smith, S.M. Johnson. *J. Electron. Mater.*, **35** (6), 1391 (2006).
- [43] T. Ashley, J.G. Crowder, V.P. Mannheim, S.D. Smith. PCT patent application WO 00/02263. Published 13 January, 2000.
- [44] T. Ashley, J.A. Beswick, J.G. Crowder, D.T. Dutton, C.T. Elliott, N.T. Gordon, A.D. Johnson, C.D. Maxey, G.J. Pryce, C.H. Wang. *Proc. SPIE*, **3279**, 43 (1998).

Редактор Л.В. Шаронова

Negative luminescence and negative luminescence devices (overview)

V.I. Ivanov-Omskii, B.A. Matveev

loffe Physicotechnical Institute,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract We present an overview of the recent development of electrically modulated devices that act as cold objects — negative luminescence devices.