

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Катодолюминесцентная микроскопия

В.И. Петров

В полупроводниковых материалах, из которых состоят такие оптоэлектронные приборы как полупроводниковые лазеры и светодиоды, очень существенны процессы излучательной рекомбинации, при которых и происходит рождение световых квантов. Эти полупроводниковые структуры состоят из эпитаксиальных слоев малой толщины, и эффективность излучательной рекомбинации в них существенно зависит от наличия структурных дефектов типа дислокаций, обычно являющихся центрами безызлучательной рекомбинации, и точечных дефектов. Последние обычно распределены по слоям неоднородно, что влечет за собой неоднородное распределение излучательных характеристик по слоям или мелким элементам структур. В связи с этим катодолюминесцентная сканирующая микроскопия, позволяющая контролировать распределение излучательных характеристик на микроуровне, является незаменимой при исследовании таких структур. Эффективность ее использования зависит от правильности понимания процессов, происходящих при взаимодействии электронного зонда с полупроводником и приводящих к возникновению светового излучения. Очень важно знать возможности и информативность метода.

PACS numbers: 07.79.-v, 61.16.Ch

Содержание

1. Введение (859).
 2. Формирование катодолюминесцентного излучения (860).
 - 2.1. Генерация неравновесных носителей заряда. 2.2. Движение и рекомбинация неравновесных носителей.
 3. Пространственное разрешение катодолюминесцентной микроскопии (862).
 4. Аппаратура (865).
 5. Информативность сигнала катодолюминесценции (865).
 - 5.1. Интенсивность сигнала интегральной катодолюминесценции. 5.2. Спектральный состав сигнала катодолюминесценции. 5.3. Поляризация катодолюминесцентного излучения.
 6. Заключение и перспективы развития метода (870).
- Список литературы (870).

1. Введение

Явление катодолюминесценции (КЛ) — генерации светового излучения под облучением электронами — известно давно и широко используется в настоящее время практически во всех черно-белых и цветных электронно-лучевых трубках. Кроме этого, с помощью катодолюминесценции исследуются также люминесцентные свойства различных материалов. Обширные библиографические сведения об этих исследованиях могут быть почерпнуты из монографий Москвина [1] и

Панкова [2], а более поздние работы вплоть до 1988 г. частично приведены в книге Якоби и Холта [3].

При КЛ-исследованиях различных объектов эта методика выступает в одном ряду с другими спектроскопическими методиками, такими как фотолюминесценция и т.д. Поскольку механизмы генерации светового излучения в полупроводнике, связанные с рекомбинацией неравновесных носителей заряда, одни и те же для разных способов возбуждения, получаемые результаты будут схожими, однако некоторая разница, тем не менее, будет существовать. При катодолюминесценции, например, световая эмиссия происходит за счет всех существующих в полупроводнике механизмов излучательной рекомбинации. Меняя энергию падающих электронов, за счет изменения глубины проникновения электронов в объект возможно получение информации с различной глубины объекта. Есть и более существенное различие между возбуждением фотонами и электронами, как это было показано Гареевой и др. и Митданком и др. [4]. Во втором случае, поскольку электроны обладают помимо возбуждающей энергии еще и импульсом, неравновесные носители появляются также и в не прямых зонах, за счет чего в спектрах КЛ появляются дополнительные пики (например, пик S на рис. 1).

Развитие полупроводниковой оптоэлектроники стимулировало разработку методов контроля локальных характеристик микронных и субмикронных слоев полупроводниковых эпитаксиальных структур с высоким пространственным разрешением. Локальная катодолюминесценция или микрокатодолюминесценция — катодолюминесцентный режим растрового электронного микроскопа, когда регистрируемое катодолюминесцентное излучение возбуждается тонким электронным зондом, сфокусированным на заранее выбранное

В.И. Петров. Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, 119899 Москва, Воробьевы горы
Тел. (095) 939-14-48

Статья поступила 20 декабря 1995 г.

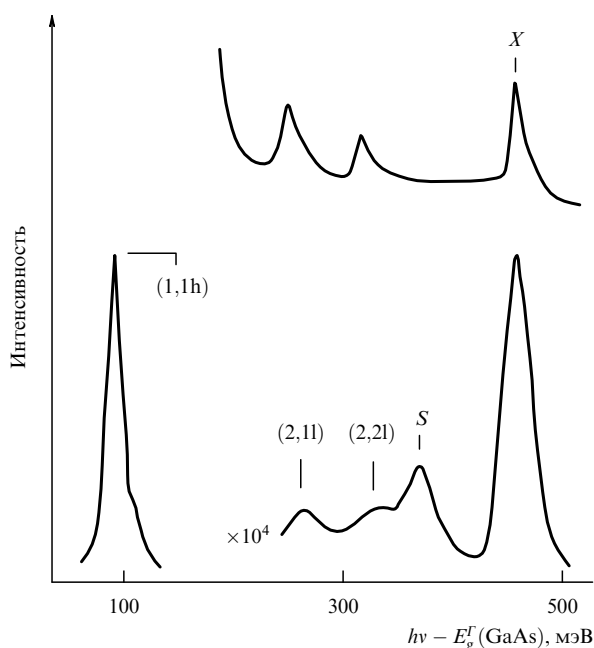


Рис. 1. Спектры фотолюминесценции (вверху) и катодолуминесценции (внизу) образца $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ с множественными квантовыми ямами при 10 K [46].

место объекта, — является одним из таких методов и позволяет контролировать распределение люминесцентных характеристик по поверхности объекта. Помимо достаточно высокого пространственного разрешения, реализуемого в этом случае, микроскоп позволяет получать еще и дополнительную информацию об объекте — о топографии его поверхности, химическом составе, встроенных электрических барьерах, — используя другие режимы, такие как режимы вторичной электронной эмиссии, рентгеновского микроанализа, тока, индуцированного электронным зондом и т.д.

Следует отметить, что в настоящее время, выпускаемые в Японии, США, Англии, Франции и т.д., растровые электронные микроскопы оснащаются стандартными КЛ-приставками, преимущественно фирмы Оксфорд Инструментс, имеющими систему охлаждения жидким гелием, а также приставками, позволяющими одновременно проводить исследования в режиме наведенного электронным зондом тока, принятое английское название которого Electron Beam Induced Current (EBIC). Последний очень важен при исследовании полупроводников, так как наличие сигнала этого тока указывает на электрическую активность исследуемого участка объекта (неоднородности).

2. Формирование катодолуминесцентного излучения

Три фундаментальных процесса участвуют в создании КЛ-эмиссии. Это — генерация, движение и рекомбинация неравновесных носителей заряда. Рассмотрим эти процессы в отдельности.

2.1. Генерация неравновесных носителей заряда

Падающие на объект быстрые облучающие электроны за счет взаимодействия с материалом объекта претерпевают потери энергии и тормозятся. Для упрощения

оценок потерь энергии обычно используется модель непрерывной передачи энергии от первичного электрона объекту и средняя потеря энергии электроном на единицу пути вдоль траектории s за счет действия всех механизмов потерь энергии выражается формулой Бете [5]:

$$\frac{dE}{ds} = -2\pi e^4 N_A \frac{\rho Z}{EA} \ln \frac{1,166E}{J}, \quad (1)$$

где e — заряд электрона, N_A — число Авогадро, ρ — плотность материала объекта, A — атомный вес, Z — атомный номер, E — средняя энергия электрона и J — средний потенциал ионизации.

В области потерь энергии, которую еще называют областью возбуждения, протекают вызываемые электронной бомбардировкой разнообразны вторичные процессы за счет электронных переходов в объекте. Размер области возбуждения близок по величине к глубине проникновения первичных электронов R_e и, как показано в работе Канайи и Окаямы [6], может быть оценен по формуле

$$R_e = \frac{0,0276A}{\rho Z^{0,889}} E_0^{1,67} [\text{мкм}], \quad (2)$$

где A измеряется в г моль $^{-1}$, ρ — в г см $^{-3}$ и E_0 — в кэВ. На рисунке 2 приведены зависимости величины R_e от энергии падающих электронов для некоторых материалов.

Форма области возбуждения зависит от атомного номера материала объекта и изменяется от грушеподобной для материалов с низким атомным номером, становясь далее близкой к сферической для материалов с $15 < Z < 40$ и полусферической для материалов с более высоким атомным номером. Следует отметить существ-

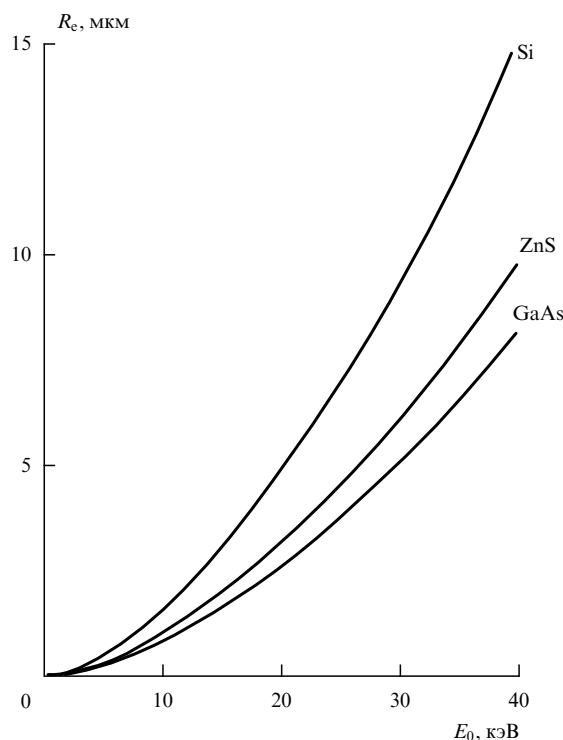


Рис. 2. Глубина проникновения первичных электронов в объект R_e как функция энергии электронов E_0 (расчет по формуле (2)).

венную разницу в форме и размерах области возбуждения для тонкопленочных и массивных объектов (рис. 3).

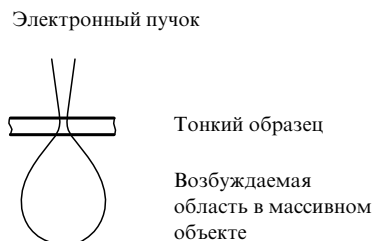


Рис. 3. Возбуждаемый объем в тонком и массивном объектах.

Размеры области, где имеет место тот или иной вторичный процесс, иначе, области генерации сопутствующего ему сигнала определяются энергией активации данного процесса. В полупроводниках рассеянная в объекте энергия падающих электронов может частично пойти на образование неравновесных электронно-дырочных пар, вызывая тем самым существенное увеличение числа подвижных носителей заряда. Валентные электроны могут переводиться с различных уровней валентной зоны на различные уровни зоны проводимости, но лежащие выше максимального уровня электронов, рожденных за счет тепловой генерации, из-за чего средняя энергия образования одной электронно-дырочной пары E_i несколько превышает ширину запрещенной зоны E_g и равна

$$E_i = 2,8E_g + M, \quad (3)$$

где $0 < M < 1$ эВ и зависит от материала объекта, оставаясь независимой от энергии падающих электронов. Значения E_i для некоторых материалов следующие (в скобках приведены значения E_g при 300 К): InSb — 0,42 эВ (0,16 эВ), PbS — 2,05 эВ (0,41 эВ), GaAs — 4,6 эВ (1,43 эВ), CdTe — 4,65 эВ (1,5 эВ), GaP — 7,8 эВ (2,24 эВ).

В электронном микроскопе средняя энергия образования одной электронно-дырочной пары существенно меньше энергии падающего электрона и один электрон с энергией 10–20 кэВ по траектории своего движения в объекте может создать несколько тысяч электронно-дырочных пар. Эта величина является фактором генерации и дается выражением

$$G = \frac{E_0(1 - \gamma)}{E_i}, \quad (4)$$

где γE_0 описывает потери энергии за счет отражения электронов от объекта.

Помимо генерации электронно-дырочных пар быстрые электроны пучка могут приводить к локальному разогреву объекта и изменению структуры и свойств облучаемой области, особенно в сфокусированном режиме работы микроскопа, вызывая, например, изменение люминесцентных характеристик (см., например, работу Сапарина и др. [7] и книгу Якоби и Холта [3]).

2.2. Движение и рекомбинация неравновесных носителей

Возникшие неравновесные носители заряда в полупроводнике приобретают направленное движение за счет диффузионных и дрейфовых процессов и одновременно

рекомбинируют из-за возвращения электронов в свободные состояния в валентной зоне, в результате чего исчезают свободный электрон и свободная дырка. В условиях термодинамического равновесия процессы генерации и рекомбинации полностью уравниваются. В зависимости от механизма различают три вида рекомбинации: межзонная рекомбинация, рекомбинация через локальные центры и поверхностная рекомбинация. В зависимости от того, на что расходуется выделяемая при рекомбинации энергия, рекомбинация может быть излучательной с испусканием кванта света и безызлучательной с передачей энергии решетке (образование фононов) или третьему свободному носителю, в последнем случае она называется ударной или рекомбинацией Оже.

При непрерывном облучении и неподвижном электронном зонде на образце в последнем в результате этих процессов создается стационарное распределение неравновесных электронов и дырок, подчиняющееся в простейшем случае трехмерному диффузионному уравнению, которое для полупроводника p -типа имеет вид

$$D\nabla^2 \Delta n(r) - \frac{\Delta n(r)}{\tau} + G(r) = 0 \quad (5)$$

с граничным условием на поверхности

$$D \frac{\partial \Delta n(r)}{\partial z} \Big|_{z=0} = v_s \Delta n(r) \Big|_{z=0}, \quad (6)$$

где $\Delta n(r)$ — плотность неосновных неравновесных носителей заряда; D — коэффициент диффузии; τ — время жизни неосновных носителей заряда; v_s — скорость поверхностной рекомбинации; $G(r)$ — функция генерации неравновесных носителей заряда (функция источника), определяемая параметрами электронного зонда и процессами рассеяния электронов в объекте, или иными словами, функция распределения плотности потерь энергии электронов в объекте; z — координата, направленная в глубь образца (см., например, обзор Якоби и Холта [8]). Уравнение (5) справедливо при выполнении следующих двух условий:

- 1) время жизни τ не зависит от Δn , что выполняется достаточно хорошо при малом уровне возбуждения, т.е. когда $\Delta n \ll p_0$, где p_0 — равновесная концентрация дырок;
- 2) внутренние электрические поля в объекте отсутствуют, т.е. электроны и дырки двигаются только за счет диффузии.

Интенсивность КЛ-эмиссии I_{CL} обычно принимается пропорциональной $\Delta n(r)$ и записывается в виде

$$I_{CL} = \int_V AB \eta(r) \Delta n(r) dV_r, \quad (7)$$

где A и B учитывают соответственно поглощение КЛ-излучения при его выходе через толщу объекта и его отражение от поверхности границы раздела объект–вакуум, а $\eta(r)$ является внутренним квантовым выходом, равным отношению темпа излучательной рекомбинации к полному темпу рекомбинации, являющемуся суммой темпа излучательной рекомбинации и темпов по всем каналам безызлучательной рекомбинации. Величина η обычно выражается через времена жизни $\tau_{\text{из}}$ (излучательное) и $\tau_{\text{нр}}$ (безызлучательное):

$$\eta = \frac{1}{\tau_{\text{нр}}} \left(\frac{1}{\tau} \right)^{-1},$$

где

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_{\text{гр}}} + \frac{1}{\tau_{\text{нр}}},$$

откуда

$$\eta = \left(1 + \frac{\tau_{\text{гр}}}{\tau_{\text{нр}}}\right)^{-1}. \quad (8)$$

Для расчета I_{CL} по формуле (7) необходимо знать точное решение уравнения (3). В настоящее время существуют точные аналитические расчеты для однородного материала, когда диффузионная длина неосновных носителей заряда $L = \sqrt{D\tau}$ постоянна, и протестных граничных условий (4) для точечного источника и для сферического с постоянной плотностью пар. При расчетах часто принимают $v_s = \infty$. Этими результатами можно пользоваться и при произвольной функции источника, но только в тех случаях, когда границы располагаются от источника на расстояниях, больших L и превышающих размеры области генерации пар.

Помимо интенсивности КЛ-эмиссия характеризуется спектральным составом излучения. Энергия фотонов и, таким образом, спектр КЛ-излучения содержат сведения о характеристических энергетических уровнях, имеющих в объекте. Излучательные переходы можно разделить на два класса: собственные (фундаментальные) и примесные. К собственным переходам относятся переходы зона-зона с выделением фотона с энергией, равной E_g , где E_g — ширина запрещенной зоны, и рекомбинация свободного экситона с выделением фотона с энергией $h\nu = E_g - E_x$, где E_x — энергия ионизации экситона. В непрямозонных полупроводниках, таких как, например, GaP, фундаментальное излучение очень слабое, поскольку в отличие от прямозонных полупроводников, таких как GaAs, при рекомбинации электрона и дырки обязательно должно происходить образование фонона, а появление дополнительной частицы резко уменьшает вероятность процесса (рис. 4). Поэтому собственное излучение в непрямозонных полупроводниках относительно слабое, особенно в сравнении с излучением, связанным с примесями и дефектами.

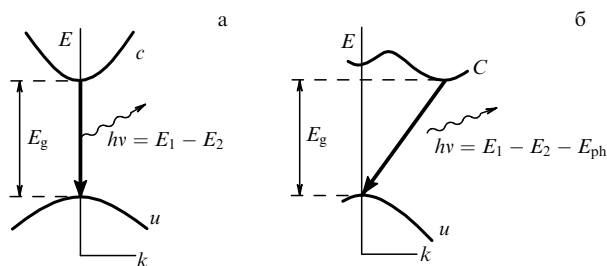


Рис. 4. Прямые (а) и непрямые (б) межзонные переходы; E_1 и E_2 — энергии начального и конечного состояний, E_{ph} — энергия фонона.

К примесным переходам относятся переходы через уровни, расположенные внутри запрещенной зоны, которые возникают за счет присутствия в материале атомов различных примесей, в том числе доноров и акцепторов, или структурных дефектов и могут быть мелкими, расположенными у краев зон, или глубокими, расположенными ближе к середине запрещенной зоны. Рекомби-

национной эмиссии с первых соответствуют фотоны с энергией близкой к E_g , рекомбинационной эмиссии со вторых — фотоны с энергией существенно меньшей, чем E_g . При комнатной температуре такое излучение может быть сделано гораздо более интенсивным, чем собственное, даже в прямозонных материалах. Такие примеси, активирующие люминесценцию, называют активаторами, и этим часто пользуются в терминологии, связанной с люминофорами. В присутствии примесей могут образовываться связанные на них экситоны, при рекомбинации которых возникают фотоны с энергией

$$h\nu = E_g - E_x - E_b - mE_{\text{ph}},$$

где E_b — энергия связи экситона с примесным атомом, E_{ph} — энергия эмиттируемых фононов и m — число фононов. В реальных материалах доминирующим излучением является излучение за счет примесных переходов через уровни примесей и дефектов.

3. Пространственное разрешение катодолуминесцентной микроскопии

Помимо основных спектроскопических характеристик системы анализа светового излучения, таких как полная спектральная передаточная характеристика системы, спектральное разрешение и предельная чувствительность, установка для исследования микрокатодолуминесценции характеризуется еще одним очень важным параметром, а именно, величиной пространственного разрешения или локальностью сбора информации, т.е. минимальным расстоянием между двумя деталями объекта, которые можно различить по сигналу КЛ-эмиссии. Для массивных объектов оно существенно хуже пространственного разрешения растрового электронного микроскопа в режиме вторичной электронной эмиссии, которым обычно характеризуется последний. Это вызвано тем, что регистрируемое КЛ-излучение в объекте рождается в области существенно больших размеров, чем область выхода вторичных электронов. Она включает в себя область непосредственной генерации неравновесных носителей заряда под электронным облучением и область, куда они претерпели диффузию.

Из-за малости сигнала КЛ, особенно у материалов с малым внутренним квантовым выходом, для работы в режиме локальной КЛ используют повышенные (10^{-6} – 10^{-8} А) токи электронного зонда. Это приводит к уширению электронного пучка на объекте и вносит дополнительную лепту в ухудшение пространственного разрешения. В обзоре Якоби и Холта [8] на основании ранних представлений полагалось, что пространственное разрешение в этом режиме можно выразить как геометрическую сумму поперечного размера электронного зонда на объекте, поперечного размера области диссипации энергии электронов зонда в объекте — области генерации неравновесных электронно-дырочных пар, который полагался равным глубине проникновения электронов в объект R_e , — и диффузионной длины неосновных носителей заряда L . Следует отметить, что и в более поздних работах, например Брессе [9], эта точка зрения без убедительных обоснований поддерживалась. Такая оценка давала завышенное значение пространственного разрешения, а на практике реализовывалось гораздо более высокое значение разрешения. Например,

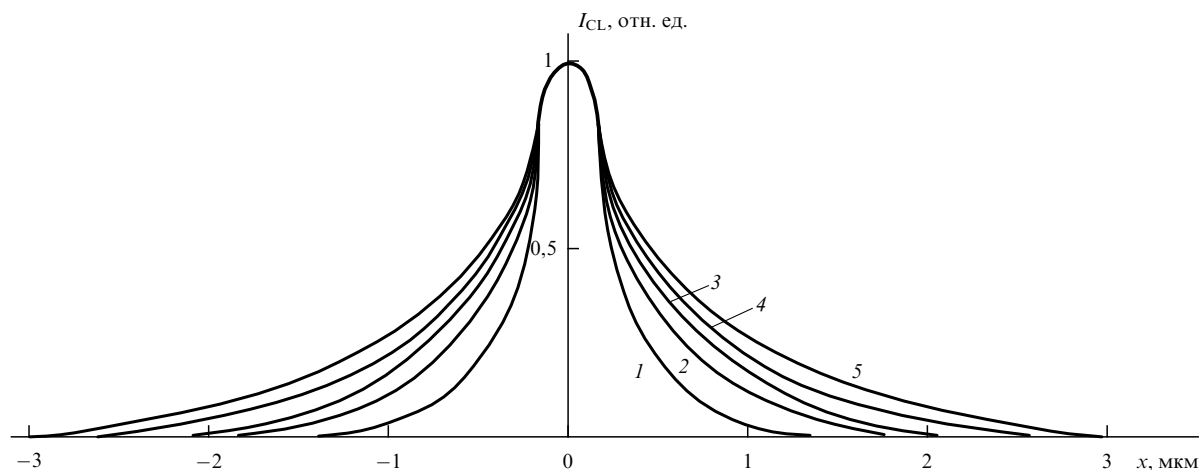


Рис. 5. Рассчитанные методом Монте-Карло нормированные отклики сигнала КЛ $I_{CL}(x)$ при сканировании поперек тонкого люминесцирующего слоя в матрице GaAs для разных ускоряющих напряжений: 1 — 10, 2 — 20, 3 — 30, 4 — 40 и 5 — 50 кВ при отсутствии диффузии неравновесных носителей заряда [11].

для n -GaP с $L = 3,5$ мкм в работе Гареевой и др. [10] при 20 кВ реально было получено разрешение в 1,5 мкм вместо 6 мкм, получаемых при расчете методом геометрической суммы.

Позже, в работах Эльтекова и др. [11] и Гареевой и др. [12] была построена формальная теория пространственного разрешения в режиме локальной КЛ. Она отталкивалась от определения понятия пространственного разрешения в этом режиме, основанного на критерии разрешения двух точек в просвечивающей электронной микроскопии (см. книги Лейзеганга [13] и Глазера [14]), где провал между двумя максимумами на изображении еще разрешаемых двух точек достигает 25 %. Для локальной КЛ под разрешением понималось минимальное расстояние между двумя тонкими люминесцирующими слоями в нелюминесцирующей матрице, когда при сканировании пучка поперек слоев в сигнале КЛ (отклике) провал посередине изображения этих слоев достигал 25 %.

Оказалось, что определяемая таким образом величина пространственного разрешения очень близка к значению полуширины отклика сигнала КЛ на тонкий люминесцирующий слой в объекте, т.е. ширины отклика на уровне 0,5 от максимального значения сигнала, достигаемого при нахождении электронного зонда непосредственно на люминесцирующем слое. При теоретическом расчете отдельно учитывался вклад рассеяния первичных электронов в объекте (конечного размера области генерации пар в объекте) в пренебрежении диффузией пар и вклад диффузии пар в пренебрежении размерами области генерации пар, которая в этом случае считалась точечной. Из-за малости вклада, обусловленного конечными размерами электронного зонда на объекте, влиянием этого фактора пренебрегалось.

При учете лишь конечных размеров реальной области генерации пар диффузионная длина L полагалась равной нулю. Отклик сигнала КЛ при сканировании поперек тонкого люминесцирующего слоя содержит узкую центральную часть с повышенным значением сигнала, полуширина которой и определяет величину пространственного разрешения (рис. 5). В данном случае это является вкладом в пространственное разрешение за счет рассея-

ния первичных электронов в объекте и зависит от ускоряющего напряжения микроскопа, как это показано на рис. 6 для различных материалов объекта, причем вид этой зависимости различен для материалов с разными атомными номерами, что является следствием различия в процессах рассеяния в объекте электронов пучка: в легких материалах (Si) преобладают малоугловые неупругие рассеяния, в тяжелых (PbS, GaAs) — упругие рассеяния на большие углы. Получаемое при таких расчетах значение пространственного разрешения можно рассматривать как предельно достигаемое разрешение, реализуемое либо на материалах с малыми по сравнению с размерами области генерации пар диффузионными длинами, либо при работе микроскопа в импульсном режиме с регистрацией сигнала КЛ лишь в начальный момент возбуждающего электронного воздействия, пока не произошло существенного диффузионного распыливания неравновесных носителей заряда, что было показано в работе Спивака и др. [15]. Происходящее в этом случае "улучшение" пространственного

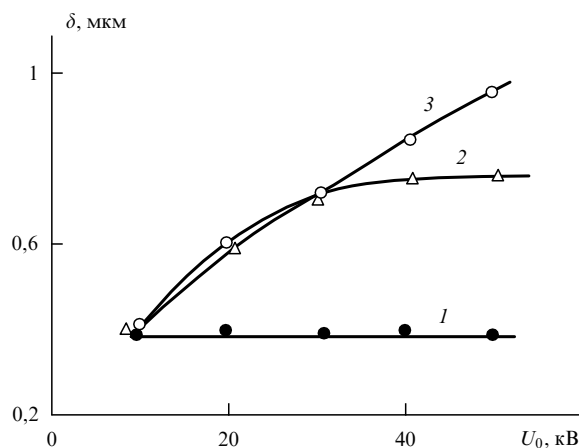


Рис. 6. Зависимость полуширины δ распределения $I_{CL}(x)$ от ускоряющего напряжения для различных полупроводниковых материалов в отсутствие диффузии неравновесных носителей заряда: 1 — Si, 2 — GaP, 3 — PbS и GaAs [11].

разрешения по сравнению со стационарным случаем, естественно, тем более заметно, чем больше значение диффузионной длины (при этом следует учитывать необходимое увеличение времени накопления сигнала при регистрации из-за существенного уменьшения его интенсивности). Следует отметить, что недавно Арауфо и др. [16] был предложен новый метод экспериментальной оценки размера области генерации электронно-дырочных пар. Для этого они использовали структуру из AlAs/GaAs с тремя квантовыми ямами, поперек которых проводилось сканирование и регистрировался отклик сигнала КЛ. В таком образце исключался эффект диффузии носителей заряда и повышалось разрешение до 50 нм. Полученные авторами отклики были похожи на отклики, представленные на рис. 5.

Расчет аналогичного отклика сигнала КЛ для точечного источника генерации пар с учетом диффузии ($L \neq 0$) показал зависимость полуширины распределения от скорости поверхностной рекомбинации, которая с приближением источника к поверхности объекта становилась все более выраженной (рис. 7). Наличие поверхностной рекомбинации приводит к оттоку носителей на поверхность и к последующей там безызлучательной их рекомбинации, за счет чего уменьшаются диффузионное "расплывание" носителей и полуширина распределения сигнала КЛ, при этом также происходит снижение интенсивности и самого сигнала КЛ. Это "обужение" кривой отклика сигнала КЛ за счет наличия поверхностной рекомбинации для массивного объекта в приближении точечного источника генерации пар может достигать семи крат. Наличие поверхностной рекомбинации приводит к тому, что в приповерхностных слоях объекта время жизни неосновных носителей отличается от его значения в глубине объема τ_{bulk} и приобретает некоторое эффективное значение:

$$\frac{1}{\tau_{\text{eff}}} = \frac{1}{\tau_{\text{bulk}}} + \frac{1}{\tau_s},$$

где τ_s — время жизни за счет рекомбинации на поверхности. Роль поверхностной рекомбинации существенно возрастает при работе с тонкими объектами. Здесь уже

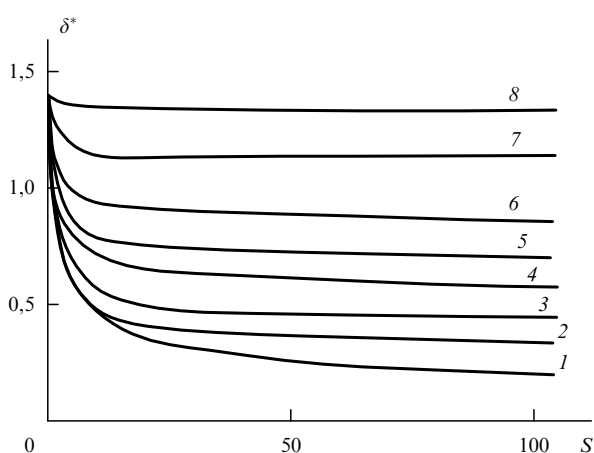


Рис. 7. Зависимость нормированной полуширины $\delta^* = \delta/L$ распределения $I_{\text{CL}}(x)$ от приведенной скорости поверхностной рекомбинации $S = v_s \tau / L$ для различных значений приведенной глубины залегания точечного источника $Z_0 = z_0/L$: 1 — $Z = 0$; 2 — 0,05; 3 — 0,1; 4 — 0,2; 5 — 0,3; 6 — 0,5; 7 — 1,0 и 8 — 2,0 [12].

нужно принимать во внимание действие двух поверхностей, ограничивающих объект сверху и снизу. В этом случае даже при отсутствии рекомбинации в объеме

$$\tau_{\text{eff}} = \frac{t^2}{\pi^2 D},$$

где t является толщиной образца, и если даже отсутствует рекомбинация в объеме, т.е. $\tau_{\text{bulk}} = \infty$, то время жизни будет определяться лишь присутствием поверхностей, чему будет соответствовать диффузионная длина, равная

$$L_s = \sqrt{D\tau_s} = \frac{t}{\pi}.$$

Важность поверхностной рекомбинации отмечалась также Уорвиком [17], который для повышения ее роли работал с очень низкими ускоряющими напряжениями (1 кВ) и реализовал рекордное в режиме КЛ разрешение 60 нм. Другой возможный путь улучшения разрешения заключается в прикладывании к объекту магнитного поля, направленного вдоль электронного пучка. Сила Лоренца в этом случае препятствует диффузионному размытию избыточных носителей. Впервые это было предложено Спиваком и др. [18] и гораздо позже Вадой и др. [19]. В сканирующем туннельном микроскопе (СТМ) при малых напряжениях смещения можно возбуждать люминесценцию в очень малой области объекта, как это было показано в работе Самуэльсона и др. [20], где были выполнены спектроскопические исследования люминесценции из одиночной квантовой проволоки. Однако в этом случае механизм возникновения люминесценции другой: генерации электронно-дырочных пар нет, а происходит инжекция дырок в объект и их рекомбинация с термализованными электронами. Спектры люминесценции, полученные в СТМ, приведены на рис. 8.

С уменьшением толщины объекта уменьшается также размер области генерации неравновесных носителей заряда за счет снижения вклада из-за рассеяния первичных электронов. Уширение первичного пучка b для малых толщин объекта t в предположении упругого рассеяния и малого (3 нм) размера пучка на объекте равно, как показано в работе Гоулдстейна и др. [21],

$$b \approx \frac{Z}{E_0} \left(\frac{\rho}{A} \right)^{1/2} t^{3/2}. \quad (9)$$

На рисунке 9 даны зависимости этой величины для пленки Si толщиной в 1 и 2 мкм. При $U = 100$ кВ размытие первичного пучка при толщине 1 мкм составляет лишь 0,2 мкм, поэтому с учетом резкого уменьшения в пленке L легко реализовывать существенно повышенное, чем для случая массивного объекта, пространственное разрешение.

Наблюдение в режиме микрокатодолюминесценции тонкопленочных образцов можно проводить в просвечивающем растровом электронном микроскопе. В этом случае сочетание этих исследований с возможностью визуализации кристаллографических дефектов методами обычной просвечивающей электронной микроскопии позволяет исследовать особенности рекомбинационных процессов вблизи отдельных дефектов кристаллической структуры, например, дислокаций или дефектов упаковки.

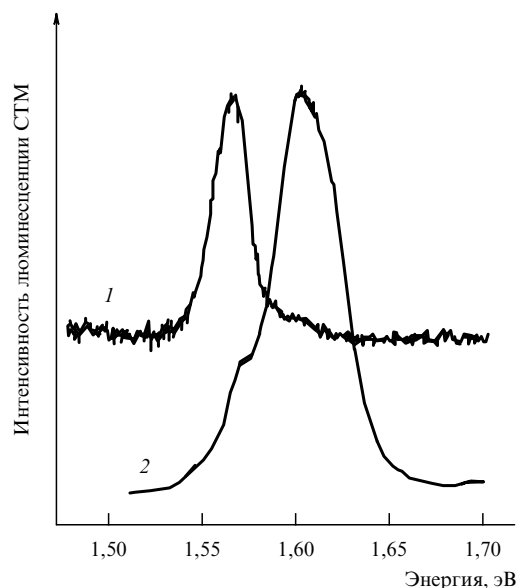


Рис. 8. Спектры люминесценции, полученные в СТМ при двух различных положениях острого конца над структурой GaAs/AlGaAs, содержащей на поверхности решетку из квантовых проволок с периодом 765 нм: непосредственно над квантовой проволокой (1) и между соседними квантовыми проволоками (2). На кривой 1 виден пик, соответствующий люминесценции из квантовой проволоки, на кривой 2 — только люминесценция из слоя квантовой ямы на поверхности объекта [20].

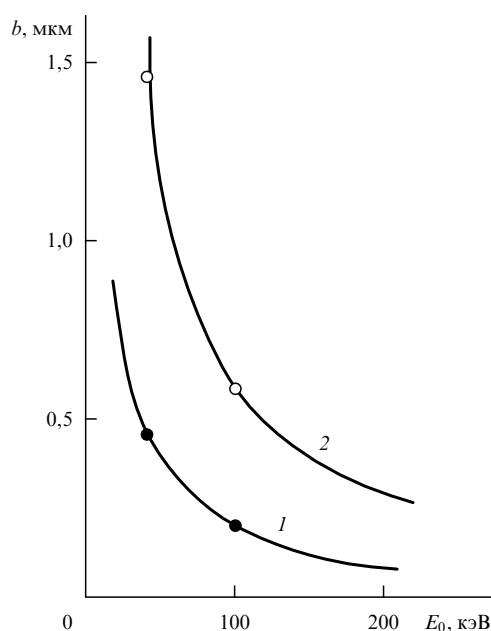


Рис. 9. Зависимость уширения b тонкого электронного зонда после прохода пленки Si толщиной 1 мкм (1) и 2 мкм (2) от энергии электронов пучка [21].

4. Аппаратура

Стандартная экспериментальная установка для исследования микрокатолюминесценции включает обычный растровый электронный микроскоп (РЭМ) или его просвечивающий аналог (ПРЭМ), систему сбора светового излучения и его вывода за пределы колонны микроскопа

(коллекторная система), систему спектрального анализа излучения (обычно монохроматор) и систему регистрации КЛ-излучения. Коллекторная система чаще всего является зеркально-линзовой и конструируется так, чтобы собрать световое излучение с образца как можно полнее. В качестве детекторов светового излучения обычно используют ФЭУ (при работе в видимой области спектра), являющиеся эффективными фотоприемниками с коэффициентом усиления вплоть до 10^9 раз. В ближней инфракрасной области используются твердотельные фотодетекторы — Ge- и Si-фотодиоды, как в работах Косчека и Кубалека [22]; Петровым и др. [23] применялись фотосопротивления из Ps и InSb.

Обычные, наиболее распространенные режимы работы такой установки — регистрация КЛ-изображений объекта и регистрация спектра КЛ-излучения. В первом случае используется либо полный, так называемый сигнал интегральной или панхроматической КЛ, и излучение попадает на фотодетектор, минуя монохроматор, либо сигнал КЛ в фиксированном спектральном интервале, так называемый сигнал монохроматической КЛ, для получения которого КЛ-излучение перед попаданием на фотодетектор пропускается через соответствующим образом настроенный монохроматор. В этом режиме сканирование осуществляется электронным зондом по поверхности объекта. Во втором случае электронный зонд неподвижен и установлен на определенную, выбранную точку объекта, а монохроматор сканирует по заданному спектральному диапазону и таким образом получают спектр КЛ-излучения из данной точки.

5. Информативность сигнала католюминесценции

К характеристикам сигнала КЛ, которые несут полезную информацию об объекте, относятся полная интенсивность КЛ, так называемая интегральная интенсивность, спектральный состав сигнала КЛ, динамика разгорания и спада КЛ и поляризация КЛ-излучения. Рассмотрим примеры получаемой информации при регистрации той или иной характеристики сигнала КЛ.

5.1. Интенсивность сигнала интегральной католюминесценции

Это наиболее просто регистрируемая характеристика сигнала КЛ. Изображение в этом случае представляет собой не что иное, как карту распределения по поверхности образца темпа фотонной эмиссии, причины изменения которого при переходе с одного места образца на другое могут быть различными.

В соответствии с выражением (7) интенсивность КЛ-излучения зависит от значения четырех величин: A , B , η и Δn , каждая из которых может иметь неоднородное пространственное распределение по поверхности объекта. Обычно Δn имеет однородное распределение за исключением образцов, поверхность которых частично закрыта слоями материала другого состава, например, металлическими контактами. Это приводит к изменению потерь энергии электронами зонда непосредственно в самом материале объекта и, соответственно, к изменению в Δn .

Другие три величины в большей степени подвержены вариации по поверхности. Так, наличие пленок загрязне-

ний или вариация толщины диэлектрических покрытий могут привести к вариациям степени отражения света от границы объект–вакуум, т.е. величины B , а в многослойных гетероструктурах могут иметь место вариации коэффициента поглощения светового излучения, т.е. величины A . Имеется большое число факторов, влияющих на локальные значения $\tau_{\text{т}}$ и $\tau_{\text{пг}}$, приводя, таким образом, к вариациям по поверхности объекта величины внутреннего квантового выхода $\eta(r)$.

В результате контраст "рутинного" КЛ-изображения в сигнале интегральной КЛ может быть вызван несколькими указанными выше причинами, поэтому очень важно уметь различать контраст за счет геометрических эффектов от контраста, обусловленного неоднородностью распределения люминесцентных свойств (внутреннего квантового выхода). При исследовании тонких объектов изменения в I_{CL} могут возникать из-за вариаций толщины объекта, что приводит к вариациям степени потерь энергии электронами зонда в объекте.

Факторами, которые могут оказывать воздействие на значение внутреннего квантового выхода и информация о которых может быть получена из сигнала I_{CL} , являются следующие.

1) Тип и концентрация легирующей примеси.

На рисунке 10 приведена зависимость интенсивности КЛ для GaAs:Te от концентрации теллура (Кузано, [24]). Видно, что интенсивность КЛ-сигнала очень чувствительна к содержанию теллура. Следствием этого будет возникновение контраста на изображении между областями объекта с разным содержанием теллура. Другой пример влияния концентрации легирующей примеси дан на рис. 11. Объектом служила поликристаллическая пленка PbS, которая при отжиге в присутствии кислорода приобретала люминесцентные и фоточувствительные свойства. При этом кислород входил в пленку неравномерно, что показывает карта распределения кислорода, полученная в оже-электронном микроанализаторе (рис. 11а), и что являлось причиной неоднородно-

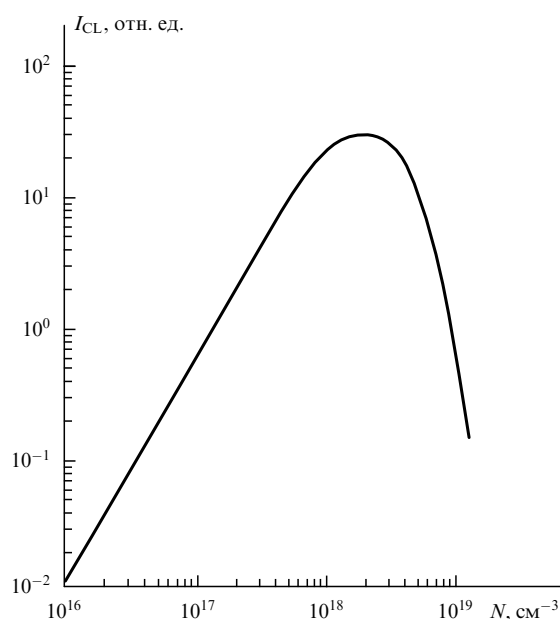


Рис. 10. Зависимость интенсивности КЛ при 300 К от концентрации доноров для n -GaAs:Te [24].

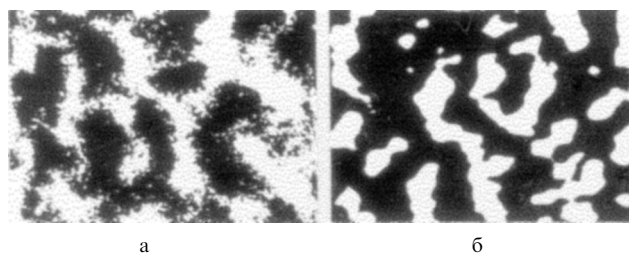


Рис. 11. Изображение в РЭМ поликристаллической пленки PbS: (а) в оже-электронах, энергии которых соответствуют оже-пику кислорода (карта распределения кислорода по поверхности пленки); (б) в сигнале интегральной КЛ [25].

сти люминесцентных характеристик (рис. 11б — Петров и др. [25]).

2) Наличие структурных дефектов.

В качестве примера рассмотрим дислокации, которые чаще всего проявляют себя как центры с повышенной безызлучательной рекомбинацией. Пусть дополнительный безызлучательный механизм на дислокации характеризуется временем жизни τ_d . Тогда эффективное время жизни на дислокации τ' в отличие от времени жизни в объеме τ_{bulk} будет определяться выражением

$$\frac{1}{\tau'} = \frac{1}{\tau_{\text{bulk}}} + \frac{1}{\tau_d}$$

и контраст на изображении дислокации может быть записан в виде $C = 1 - \tau'/\tau_{\text{bulk}}$. Поскольку $\tau' < \tau_{\text{bulk}}$, дислокации на КЛ-изображении выглядят как темные пятна, что впервые было показано Кайзером и Виттри [26]. В сильнолегированных полупроводниках, как было показано Якоби и Холтом [3], наблюдается другой тип контраста — темные пятна в светлом гало. Его возможные причины связаны либо с сегрегацией на дислокациях атомов легирующей примеси и повышением выхода люминесценции в области, окружающей дислокацию, из-за понижения в ней концентрации легирующей примеси (правая ветвь зависимости на рис. 10), либо с геттерированием дислокациями центров безызлучательной рекомбинации и повышением выхода люминесценции вблизи дислокаций из-за снижения эффективности канала безызлучательной рекомбинации. Изображения обоих типов приведены на рис. 12.

5.2. Спектральный состав сигнала катодолуминесценции

Спектр КЛ-излучения содержит информацию о механизмах излучательной рекомбинации, которые имеют место в данной области объекта. Информативность спектров сильно зависит от температуры: с одной стороны, при гелиевых температурах "уширение" линий в спектрах мало и соответствующие конкретным механизмам рекомбинации линии в спектрах хорошо разрешаются, но, с другой стороны, возможна смена механизмов рекомбинации с температурой. При гелиевых температурах существенно снижается деградация объекта под электронным облучением, что особенно важно при исследовании таких легко деградирующих материалов, как CdTe и HgCdTe.

При действии в объекте нескольких механизмов излучательной рекомбинации нужно принимать во вни-

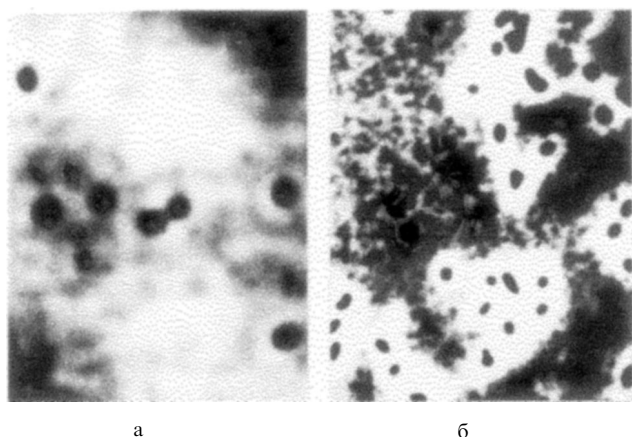


Рис. 12. Изображения дислокаций в GaAs:Te в сигнале интегральной КЛ: (а) в виде темных пятен (концентрация теллура 10^{17} см^{-3}), (б) в виде темных пятен в светлом гало (концентрация теллура 10^{18} см^{-3}) [3].

мание, что они являются конкурирующими как друг другу, так и безызлучательному каналу рекомбинации. Этот факт необходимо учитывать в тех случаях, когда в эксперименте меняется уровень возбуждения, за счет чего возможно существенное перераспределение темпа рекомбинации между отдельными каналами, приводящее в некоторых случаях к значительным изменениям в виде спектра. Этот эффект следует принимать во внимание при сравнении спектров КЛ-излучения от разных мест объекта. Различие в темпах безызлучательной рекомбинации у них может служить причиной разницы в эффективном уровне возбуждения этих участков даже при неизменных условиях эксперимента, приводя к кажущемуся изменению эффективности конкретного излучательного канала.

Выделяя с помощью монохроматора тот или иной участок спектра КЛ-излучения, соответствующий определенному механизму излучательной рекомбинации, и используя этот сигнал для построения изображения, можно получить карту распределения данного рекомбинационного механизма по поверхности объекта. Такая картина может представлять собой карту распределения отдельных фаз по поверхности объекта, если каждой фазе соответствует КЛ-эмиссия в определенном участке спектра. Такой режим, если фазы расположены (скрыты) на различной глубине под поверхностью объекта, может быть использован для неразрушающего контроля сложных структур, как это было продемонстрировано в работе Петрова и др. [27], где таким методом наблюдались дефекты в лежащем под эмиттерным слоем активном слое двойной гетероструктуры InGaAsP (эмиттерный слой, естественно, был достаточно тонким, чтобы дать возможность электронам зонда достичь активного слоя).

Успехи методов эпитаксиального выращивания привели к созданию специальных высокосовершенных гетероструктур, таких как структуры с квантовыми ямами и сверхрешетки. В этих структурах имеет место чередование слоев полупроводниковых материалов с разной шириной запрещенной зоны, в которых можно создать условия для возникновения квантово-размерного эффекта. При этом возможен новый тип собственного

излучения. Квантовая яма представляет собой тонкий слой узкозонного материала, помещенный между слоями широкозонного материала. Периодическая последовательность чередующихся слоев с различной шириной запрещенной зоны образует макроскопическую квантовую сверхрешетку. В первом приближении энергетические положения электронов в квантовой яме могут быть рассчитаны с помощью квантовой механики и для бесконечно глубокой ямы они выражаются как

$$E_n = \frac{h^2}{2m} \left(\frac{\pi n}{L} \right)^2, \quad (10)$$

где L — ширина узкозонного слоя. Конечно, потенциальная яма не бесконечно глубокая, поэтому волновые функции затухают экспоненциально в потенциальных барьерах, и это является причиной туннелирования через такие барьеры в периодической структуре сверхрешетки Есаки [28].

Важными люминесцентными свойствами таких ям являются, во-первых, сильная зависимость энергии эмиттируемого фотона от толщины слоя ямы L , и во-вторых, поскольку в слое ямы удерживаются как электроны, так и дырки, там формируются экситоны с сильной связью, а так как экситоны имеют тенденцию рекомбинировать излучательно, то эффективность излучательной рекомбинации в слое ямы велика вплоть до комнатных температур. Насколько высока чувствительность к изменению толщины слоя ямы говорит тот факт, что изменение толщины слоя на высоту лишь одного монослоя смещает положение экситонного пика на несколько нанометров, что легко поддается измерению. Поэтому в работе Бимберга и др. [29] было предложено использовать экситон в квантовой яме в качестве зонда для контроля нарушений границ слоя ямы, что является одной из наиболее важных проблем для структур с квантовыми ямами и сверхрешеток, так как эти структуры полностью или частично состоят из границ раздела и излучательная и безызлучательная рекомбинация происходят в ближайшей окрестности этих границ. Таким путем были обнаружены гигантские островки роста толщиной в один монослой при использовании для построения их изображения пика КЛ-излучения, соответствующего положению электронного зонда на островке (рис. 13), и размеры этих островков составляли несколько микрометров.

В КЛ-режиме, изменяя ускоряющее напряжение и наблюдая спектры, можно реализовать уникальную возможность метода, а именно, получать информацию об объекте в третьем измерении — по координате в глубину объекта (так называемая трехмерная КЛ-микроскопия). Такая возможность присуща лишь методу КЛ и отсутствует у фотолюминесценции.

С изменением ускоряющего напряжения меняются глубина проникновения электронов пучка в образец и распределение потерь энергии электронами пучка в объекте (т.е. плотности распределения электронно-дырочных пар), и, тем самым, меняются глубина возбуждения люминесцентного сигнала в объекте и вклад отдельных слоев в общий сигнал люминесценции. Эта методика "глубинного зондирования" объекта является неразрушающей и незаменима при изучении ионно-имплантированных полупроводниковых объектов, поскольку глубина проникновения в объект электронов с

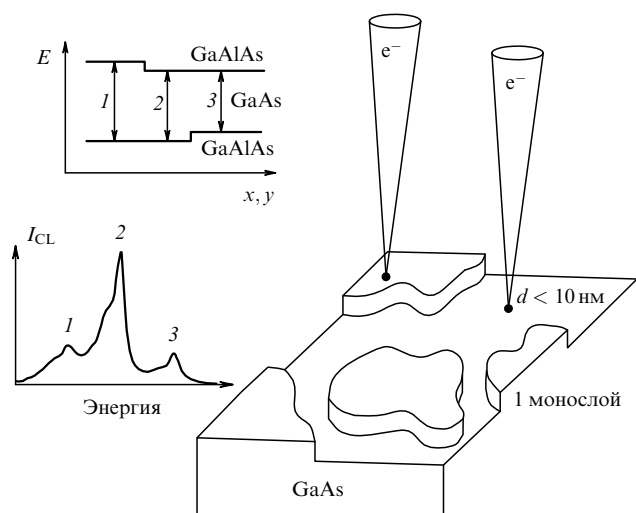


Рис. 13. Иллюстрация принципа КЛ-отображения островковой природы границ раздела структуры с одиночной квантовой ямой, имеющей на каждой границе раздела островки монократной высоты (вверху), ниже приведен КЛ-спектр с тремя пиками, соответствующими тремя различным толщинам слоя ямы, и рельеф нижней части границы раздела [29].

энергией от 1 до 20 кэВ сравнима с глубиной проникновения в полупроводники ионов с энергией от 50 до 300 кэВ, обычно используемых в полупроводниковой промышленности в технологических целях. Этот факт позволяет использовать КЛ-методику для исследования по глубине имплантированных примесей и внесенных ионной имплантацией структурных дефектов.

Пример спектров на рисунке 14 (Норрис и др. [30]) демонстрирует трансформацию КЛ-спектров, полученных при изменении ускоряющего напряжения с образца CdTe:In , имплантированного ионами Xe^+ с энергией 100 кэВ и стравленного на глубину около 140 нм. Созданные имплантацией дефекты вызывают появление полосы люминесценции с энергией 1,2 эВ, которая наблюдается с глубин, превышающих на несколько сотен нанометров проекцию пробега имплантирующих ионов на нормаль к поверхности (так называемый вторичный эффект "вбивания", т.е. дополнительное продвижение в глубину образца имплантированных атомов за счет воздействия на них падающих ионов). Появление этой полосы сопровождается гашением полосы люминесценции в области 1,4 эВ, связанной с рекомбинацией на комплексе примесь-дефект в CdTe . Это вызывается двумя причинами: ростом эффективности канала безизлучательной рекомбинации за счет вносимых имплантацией структурных дефектов, что обычно "залечивается" последующим отжигом, и конкуренцией нового (1,2 эВ) канала излучательной рекомбинации.

Получение спектров локальной КЛ при низких температурах открывает новые возможности анализа отдельных участков объекта. Действительно, за исключением полос излучения, соответствующих рекомбинациям зона-зона и свободного экситона, а также рекомбинации через локализованные состояния в запрещенной зоне, образованные дислокациями, все остальные полосы излучения обусловлены рекомбинацией с участием примесных атомов. Для каждого полупроводни-

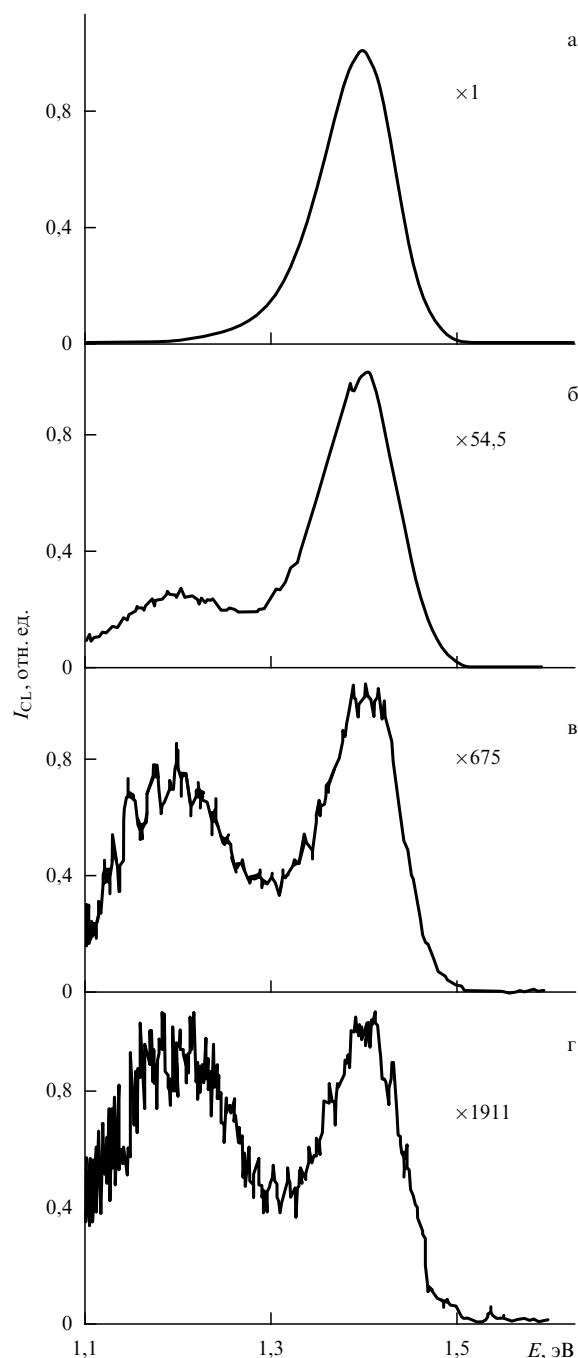


Рис. 14. Спектры КЛ при 80 К образца CdTe:In , имплантированного ионами Xe^+ с энергией 100 кэВ и стравленного на глубину 140 нм, при различных ускоряющих напряжениях: 20 кВ (а), 7,368 кВ (б), 2,714 кВ (в) и 1 кВ (г). Глубина проникновения электронов составляет, соответственно, 1,44, 0,25; 0,044 и 0,0078 мкм [30].

кового материала создаваемые примесями уровни в запрещенной зоне могут быть табулированы и, если переходы через эти уровни являются излучательными, по соответствующим им линиям в спектре излучения можно судить о наличии данной примеси в анализируемом объеме объекта, т.е. осуществлять качественный микроанализ, аналогичный рентгеноспектральному, но с чувствительностью на несколько порядков выше (предел обнаружения оценивается концентрацией 10^{14} см^{-3} и даже ниже, как это было показано Холтом и

Сабой [31]). При использовании метода "цветной" катодолюминесценции (см., например, обзор Спивака и др. [32]) этот предел может быть еще снижен за счет повышенной чувствительности глаза к вариациям цвета.

Что касается количественного КЛ-микроанализа, то в отличие от рентгеноспектрального, где количественные методы хорошо разработаны, здесь практически отсутствуют теоретические разработки и не найдены зависимости, связывающие концентрацию примеси, интенсивность КЛ-излучения и параметры зонной структуры. Существенное затруднение вызывает учет роли безызлучательной рекомбинации и контроль эффективного уровня возбуждения. Одним из возможных путей в этом направлении является сравнение интенсивности рассматриваемой линии с интенсивностью некоторой другой линии-репера, которая определяется временем жизни носителей. В качестве репера может служить (в условиях линейной рекомбинации) линия собственной люминесценции, а если это невозможно, то группа линий или полоса краевого излучения, как это было предложено Гиппиусом и Вавиловым [33]. Полоса в спектре, соответствующая межзонной рекомбинации, в некоторых случаях также может быть использована для определения состава, но уже самой матрицы. Одно из преимуществ использования для этого спектров локальной КЛ по сравнению с рентгеноспектральным анализом — это возможность реализации более высокого пространственного разрешения за счет использования более низких ускоряющих напряжений.

Следует напомнить еще об одной уникальной возможности КЛ-метода, который позволяет исследовать кинетику процессов возгорания и гашения люминесценции и в отличие от фотолюминесценции при изменении длительности возбуждающего импульса изменения его фронтов не происходит. Знание времени

жизни неравновесных носителей на различных уровнях очень важно с фундаментальной и прикладной точек зрения. Предельные характеристики многих устройств твердотельной электроники зависят от величины сечений захвата. Теоретически этот вопрос решить очень трудно из-за большого количества параметров. Локальная КЛ с временным разрешением сочетает преимущество электронно-зондового прибора в исследовании небольших объемов объекта с возможностью исследования процессов захвата при наблюдении за поведением отдельных линий и полос в спектре КЛ со временем. Такая возможность была реализована в работе Бимберга и др. [34]. В качестве образцов использовались *n*- и *p*-GaAs, спектры КЛ и переходные релаксационные процессы исследовались в зависимости от длительности возбуждающего импульса τ_p . Спектры КЛ, снятые спустя 2, 50 и 500 нс от начала импульса возбуждения (рис. 15), различались весьма существенно, причем число работающих механизмов рекомбинации при более длительном возбуждении было большим. В спектре КЛ от образца *n*-типа (рис. 15а), соответствующем 2 нс после начала импульса возбуждения, нет и намека на существование нейтральных акцепторов, а в спектре от образца *p*-типа (рис. 15б) — нейтральных доноров. Таким образом, до 2 нс от начала импульса рекомбинационные процессы на связанных носителях полностью отсутствуют, хотя свободные неосновные носители имеются. Захват свободных неосновных носителей в связанное состояние происходит гораздо позже. Эти спектры впервые непосредственно визуализировали временное развитие процессов захвата.

Релаксация сигнала КЛ после снятия импульса возбуждения, естественно, сильно зависела от τ_p до тех пор, пока за время импульса не достигалось квазиравновесное состояние ($\tau_p \sim 1$ мкс). При $\tau_p = 2$ нс интенсив-

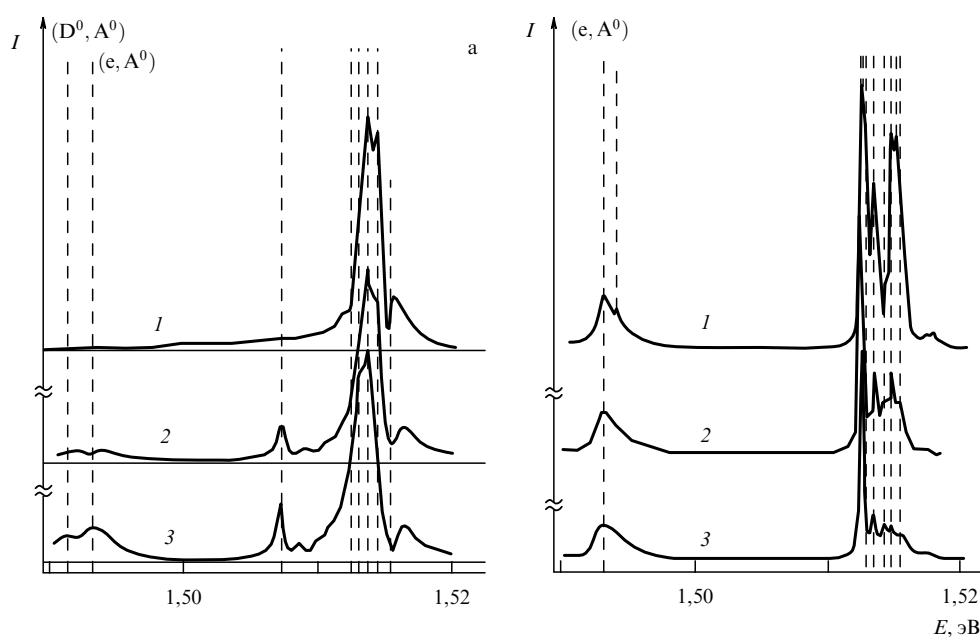


Рис. 15. Разрешенные во времени спектры локальной КЛ слаболегированного *n*-GaAs:Sn (а) и *p*-GaAs высокой чистоты (б) при 5,3 К. Спектры получены через временные интервалы 2 (1), 50 (2) и 500 (3) нс от начала электронного импульса возбуждения. A^0 — нейтральный акцептор, D^0 — нейтральный донор [34].

ность интегральной КЛ спадала с постоянной времени ~ 1 нс (рис. 16), соответствующей времени релаксации связанного на доноре экситона (рис. 15а). С ростом τ_p все большую роль начинали играть процессы релаксации на нейтральных акцепторах.

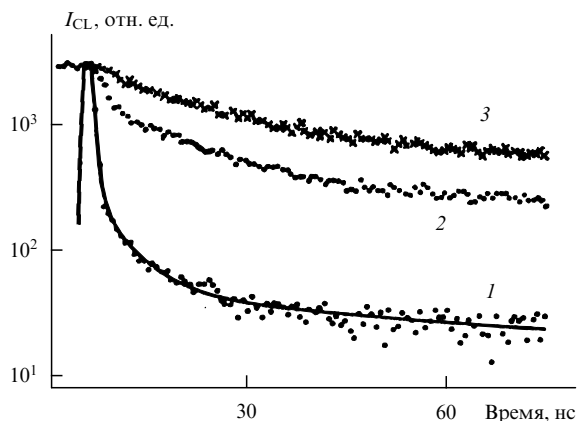


Рис. 16. Кривые релаксации сигнала интегральной КЛ от слабелегированного n -GaAs:Sn при 5,3 К после его возбуждения электронными импульсами длительностью 2 (1), 50 (2) и 500 (3) нс [34].

5.3. Поляризация катодолуминесцентного излучения

Поляризация КЛ-излучения наблюдалась в небольшом количестве работ. Впервые, по-видимому, она наблюдалась при исследовании $Zn_2SiO_4(Mn)$ Бхаллой и Уайтом [35]. Излучение от кристаллитов с осью c , параллельной поверхности образца, было сильно поляризовано и направление вектора E было перпендикулярным оси c . Если ось c кристалла располагалась перпендикулярно поверхности, то КЛ-излучение с него было неполяризованным. Отмечалась интересная деталь, правда, не нашедшая объяснения: максимумы полос в спектрах, снятых с одного и того же кристаллита при различающихся на 90° направлениях анализатора, отличались по местоположению на 10 нм.

В алмазах типа IIb наблюдалось сильно поляризованное голубое излучение с линейных дефектов, расположенных в направлении $\langle 110 \rangle$ с вектором E в том же направлении (Кифлафи и Ланг [36]). Позднее в другой работе этих же авторов эти дефекты были идентифицированы как дислокации [37]. Интересной особенностью люминесценции таких алмазов являлось то, что почти все излучение исходило с дислокаций, хотя люминесцировали не все дислокации, как было показано Пенникумом и др. [38]. Эмиссия с отдельных дислокаций была в диапазоне длин волн 435 нм, имела максимальную интенсивность при 170 К и была поляризована. Все люминесцирующие дислокации были расщепленными. Сильно люминесцировали дислокации, расположенные в направлении $\langle 110 \rangle$. Направление вектора E было параллельным дислокации независимо от направления вектора Бюргерса. Предложена модель рекомбинации: рекомбинация на донорно-акцепторных парах, расположенных на разном удалении от ядра дислокации (Ямамото и др. [39]).

Наблюдалась также (Спивак и др. [40]) поляризация локального КЛ-излучения при исследовании ряда минералов. Для сфалерита степень поляризации доходила до

100 %. В этой же работе были получены одновременно два изображения минералов с различающимися на 90° расположением анализаторов перед ФЭУ каждого канала.

В более поздних работах (Рич, Кседзов и др. [41]) поляризация локальной КЛ была использована для определения пространственного распределения тензора напряжений в структурах GaAs/Si вблизи и вдали микротрещин. В структурах существовали одноосные и двухосные деформации, за счет которых происходило расщепление валентной зоны GaAs на подзоны тяжелых (hh) и легких (lh) дырок, это было показано исследованиями люминесценции hh- и lh-экситонов.

6. Заключение и перспективы развития метода

Из-за недостатка места в вышеприведенном обзоре мы не смогли коснуться всех аспектов КЛ-микроскопии и КЛ вообще как явления. Не были обсуждены вопросы об артефактах, которые могут иметь место в КЛ-экспериментах. Также мы опустили использование КЛ-методики для исследования геологических и биологических объектов, поскольку они зачастую требуют специфических методик препарирования образцов непосредственно перед помещением их в микроскоп.

Что касается ближайших перспектив развития КЛ-микроскопии, то здесь, по-видимому, следует отметить следующее.

1. Переход от качественных методов к количественным. Это касается как определения значений отдельных электрофизических параметров объекта, так и концентрации люминесцирующих примесей. Учитывая, что чувствительность КЛ-анализа во много раз (по крайней мере, в 10^5 раз) выше чувствительности локального рентгеноспектрального микроанализа, КЛ-методика позволила бы контролировать реально используемые концентрации легирующих примесей в ряде полупроводников.

2. Расширение рабочего диапазона длин волн исследуемого КЛ-излучения в область ближнего ультрафиолетового и инфракрасного излучений за пределы 5 мкм. В последнем случае необходима разработка специальных фотоприемников с большой рабочей площадкой и повышенной чувствительностью.

В заключение автору хочется выразить благодарность В.С. Вавилову за полезные и конструктивные замечания в процессе рецензирования данной статьи.

Список литературы

1. Москвин А В *Катодолуминесценция* Ч. 1, 2 (М.-Л.: Гостехиздат, 1948–1949)
2. Панков Ж *Оптические процессы в полупроводниках* (пер. с англ. под ред. Ж И Алферова, В С Вавилова) (М.: Мир, 1973)
3. Yacobi B G, Holt D B *Cathodoluminescence Microscopy of Inorganic Solids* (New York, London: Plenum Press, 1990)
4. а) Гареева А Р и др. *Известия РАН, сер. физ.* **59** (9) 1633 (1995); б) Mitdank R et al. *Semicond. Sci. Technol.* **10** 835 (1995)
5. Bethe H *Ann. Phys. (Leipzig)* **5** 325 (1930)
6. Kanaya K, Okayama S *J. Phys. D: Appl. Phys.* **5** 43 (1972)
7. Сапарин Г В и др. *Вестн. МГУ. сер. физ. астрон.* **24** (3) 56 (1983)
8. Yacobi B G, Holt D B *J. Appl. Phys.* **59** R1 (1986)
9. Bresse J-F *Mat. Sci. Engineer. B* **24** 229 (1994)
10. Гвоздовер Р С, Петров В И, Эльтеков В А *Вестн. МГУ. сер. физ. астрон.* **31** (2) 33 (1990)

11. Эльтеков В А и др. *Известия АН СССР, сер. физ.* **52** 1376 (1988)
12. Гареева А Р, Петров В И, Чижев Г А *Вестн. МГУ. сер. физ. астрон.* **30** (1) 23 (1989)
13. Лейзерганг З *Электронная микроскопия* (М.: Изд-во иностр. лит., 1960) с. 136
14. Глазер В *Основы электронной оптики* (М.: Гостехтеориздат, 1957) с. 703
15. Спивак Г В и др. *Письма в ЖЭТФ* **21** 38 (1975)
16. Araújo D et al. *Mat. Sci. Engineer. B* **24** 124 (1994)
17. Warwick C A J. *de Phys. IV* **1** C6-117 (1991)
18. Спивак Г В и др. *Физ. и техн. полупровод.* **14** 1934 (1980)
19. Wada K et al. *Jpn. J. Appl. Phys.* **27** L1952 (1988)
20. Samuelson L et al. *J. Vac. Sci. Technol. B* **12** 2521 (1994)
21. Goldstein J I et al., in *Proc. of the 10th Annual Scanning Electron Microscopy, Symposium, Chicago, Ill., USA, 1977* (Chicago, Ill.: IIT Res. Inst., 1977) p. 315
22. Koschek G, Kubalek E *Scanning* **7** (4) 199 (1985)
23. Петров В И и др. *Известия АН СССР, сер. физ.* **51** 443 (1987)
24. Cusano D A *Solid State Commun.* **2** 353 (1964)
25. Петров В И, Прохоров В А *Известия АН СССР, сер. физ.* **48** 263 (1984); Петров В И, Прохоров В А, Юнович А Э *Физ. техн. полупроводн.* **18** 484 (1984)
26. Kyser D F, Wittry D B *The Electron Microprobe* (Eds T D McKinley, K F J Heinrich, D B Wittry) (New York: Wiley, 1964) p. 691
27. Петров В И и др. *Известия АН СССР, сер. физ.* **48** 2404 (1984)
28. Esaki L, Tsu R *IBM-J. Res. Develop.* **14** 61 (1970)
29. Bimberg D et al. *Superlattices and Microstructures* **4** 257 (1988)
30. Norris C B, Barnes C E, Zanio K R J. *Appl. Phys.* **48** 1659 (1977)
31. Holt D B, Saba F M *Scanning Electron Microscopy/1985* (SEM Inc. AMF O'Hare, ILL, 1985) Vol. 3, p. 1023
32. Спивак Г В, Сапарин Г В, Антошин М К *УФН* **113** 695 (1974)
33. Гиппиус А А, Вавилов В С, в кн. *Ионная имплантация в полупроводниках и других материалах* (Вильнюс: Изд-во Мин-вуза ЛитССР, 1985), с. 59
34. Bimberg D et al. *Phys. Rev. B* **31** 7788 (1985)
35. Bhalla R J R S, White E W *J. Appl. Phys.* **41** 2267 (1970)
36. Kiflawi I, Lang A R *Phil. Mag.* **30** 219 (1974)
37. Kiflawi I, Lang A R *Phil. Mag.* **33** 697 (1976)
38. Pennycook S J et al. *Phil. Mag. A* **41** 589 (1980)
39. Yamamoto N, Spence J C, Fathy D *Phil. Mag. B* **49** 609 (1984)
40. Спивак Г В и др. *Известия АН СССР, сер. физ.* **41** 876 (1977)
41. Rich D H et al. *Phys. Rev. B* **43** 6836 (1991)

Cathodoluminescence microscopy

V.I. Petrov

*M.V. Lomonosov Moscow State University
Vorob'evy Gory, 119882 Moscow, Russia
Tel. (7-095) 939-14 48*

Being as they are the source of light quanta in optoelectronic devices like semiconductor lasers and light-emitting diodes, radiation recombination processes are of great importance in the constituent semiconducting structures. These latter consist of small-thickness epitaxial layers, and their radiative recombination efficiency depends on structural imperfections such as dislocations, usually acting as nonradiative recombination centres, and point defects. Since point defects usually have a nonuniform layer distribution, radiation characteristics are distributed inhomogeneously over the layers and small-scale structural elements. For such structures, therefore, cathodoluminescence scanning microscopy, determining the microlevel distribution of radiation characteristics, is an irreplaceable research tool. The effective use of this techniques requires a correct understanding of the radiation-producing processes occurring during the electron probe-semiconductor interaction. A knowledge of the potential and the information capacity of the method is essential.

PACS numbers: **07.79.-v**, 61.16.Ch

Bibliography — 41 references

Received 20 December 1995