

02

Влияние внутренней зарядки на возможность катодолюминесцентного профилирования: β -Ga₂O₃, имплантированный бором

© А.А. Татаринцев^{1,2}, А.Е. Иешкин¹, Е.Ю. Зыкова¹, Н.Г. Орликовская¹, В.А. Киселевский^{2,3}

¹ Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
Москва, Россия

² НИЦ Курчатовский институт,
Москва, Россия

³ ИСВЧПЭ РАН,
Москва, Россия

e-mail: tatarintsev@physics.msu.ru

Поступила в редакцию 05.12.2024 г.

В окончательной редакции 09.12.2024 г.

Принята к публикации 10.12.2024 г.

Исследовано влияние электризации образца электронным пучком на интегральную интенсивность катодолюминесценции и на форму спектра излучения. Для этого на примере Fe: β -Ga₂O₃, имплантированного бором, проведено сравнение результатов измерения катодолюминесценции для трех серий экспериментов: поверхность исследуемого образца не заземлена, заземлена, покрыта проводящей заземленной плёнкой. Исследования показали, что даже при использовании металлической пленки накопление под ней заряда может искажать форму спектра. Такое искажение спектров при проведении катодолюминесцентного исследования с разрешением по глубине будет приводить к неправильному определению профилей концентрации дефектов. Сопоставление спектров, последовательно снятых при увеличении энергии электронного пучка и затем при уменьшении энергии, может быть предложено в качестве быстрого критерия оценки влияния зарядки на качество профилирования люминесцентных центров.

Ключевые слова: оксид галлия, катодолюминесценция, внутренняя зарядка, имплантация бора, профилирование дефектов.

DOI: 10.61011/OS.2025.03.60238.139-24

Введение

Оксид галлия является перспективным материалом для силовой электроники средней и высокой мощности [1], поэтому в последние годы растет число публикаций, посвященных исследованию этого широкозонного полупроводника [1–7]. Интерес к этому материалу вызван прежде всего его уникальными свойствами, которые могут быть использованы в ряде перспективных приложений. Важным достоинством оксида галлия является широкая запрещенная зона (4.8 eV для β -Ga₂O₃), что значительно уменьшает генерацию свободных носителей тока и, следовательно, приводит к увеличению критического пробойного поля E_C до 8.7 MV/cm [1].

Ионная имплантация и последующий активационный отжиг являются важными технологическими процессами для создания полупроводниковых устройств. Эти процессы позволяют сформировать требуемое распределение внедряемой примеси, что необходимо для получения устройств с заданными свойствами. Термический отжиг используется для активации атомов легирующей примеси и устранения дефектов, возникающих в процессе имплантации. В то же время он может вызывать диффузию имплантированных атомов, а также эволюцию точечных

дефектов [8–10], поэтому возникает необходимость проводить исследования распределения примесей в образце после имплантации и отжига.

В настоящее время для создания различных полупроводниковых устройств широко применяется имплантация ионов бора в различные полупроводники (Si, GaN) [11]. Легирование оксида галлия бором представляет широкий научный и практический интерес. Например, высокие концентрации бора предполагается использовать для изготовления детекторов медленных нейтронов [12]. Несмотря на это, бор является одной из наименее изученных примесей в Ga₂O₃. Ионы бора являются изовалентной примесью и замещают галлий в кристаллической решетке. В работе [12] было проведено исследование распределения атомов бора в оксиде галлия после имплантации и отжига. Было показано, что после высокотемпературного отжига профиль распределения концентрации бора по глубине имеет два максимума. Отметим, что такое распределение характерно для образцов, подвергнутых постимплантационному отжигу, и было обнаружено, например, при имплантации небольших кластеров алюминия в кремний [13]. В случае оксида галлия в области первого максимума на глубине ~ 50 nm под поверхностью атомы бора рас-

полагаются не в узлах галлиевой подрешетки, а входят в состав борсодержащих комплексов типа B_xO_y , $B-Ga_{1-x}O$ или образуют преципитаты (precipitates) элементарного бора. Для создания полуизолирующего материала используется легирование железом [14]. Железо создает глубокий акцепторный уровень, который находится на 0.8 eV ниже дна зоны проводимости. Тройным акцепторным уровнем также является вакансия галлия, энергетические уровни которой расположены на 3 и 3.3 eV выше потолка валентной зоны [15]. Для разработки устройств на основе Ga_2O_3 требуется не только знать распределение внедряемых имплантацией примесей по глубине, но и понимать механизмы образования дефектов и их природу. В исходном оксиде галлия могут присутствовать множественные дефекты, количество и тип которых изменяются в зависимости от роста и обработки [10,16–18].

Однако природа собственных точечных дефектов в Ga_2O_3 практически не изучена [15]. Католюминесцентная спектроскопия является хорошо зарекомендовавшим себя методом обнаружения оптически активных дефектов. При проведении католюминесцентного исследования образец облучается электронами с энергией 1–30 keV, которые способны приводить к возбуждению электронов валентной зоны на более высокие уровни или в зону проводимости с последующей релаксацией излучательным или безызлучательным путем. Спектры католюминесценции (КЛ) возникают в результате излучательных переходов электронов с участием уровней внутри запрещенной зоны или в результате межзонных переходов и несут информацию об оптически активных уровнях исследуемого материала. Уровни внутри запрещенной зоны могут возникать из-за собственных и примесных дефектов [1,3].

Полезную информацию о распределении примесей и дефектов в твердом теле может дать католюминесцентное исследование с разрешением по глубине [19]. Для этого регистрируют спектры КЛ при постепенном увеличении энергии возбуждающих электронов. Увеличение энергии приводит к увеличению глубины проникновения первичных электронов и соответственно увеличению глубины области выхода КЛ-излучения [20]. В то же время облучение электронами непроводящих образцов может приводить к формированию отрицательного потенциала вблизи поверхности, что будет изменять эффективную энергию зондирующего электронного пучка.

В настоящей работе исследовано влияние электризации образца электронным пучком как на интегральную интенсивность КЛ, так и на форму её спектра. Обычно при исследовании диэлектрических образцов для нейтрализации эффекта зарядки образцы покрывают проводящими плёнками (углеродными или металлическими), однако и в этом случае проходящие через плёнку электроны могут накапливаться в объеме диэлектрика. Создаваемые аккумулярованным зарядом электрические

поля могут искажать результаты профилирования. Поэтому в работе было проведено сравнение результатов трех экспериментальных серий — поверхность образца в процессе измерения спектров КЛ не заземлена, заземлена, покрыта проводящей заземленной плёнкой. Исследования были проведены на примере легированного железом широкозонного полупроводника $\beta-Ga_2O_3$, имплантированного бором.

Образцы и экспериментальные методы

Исходные образцы представляли собой полированные полуизолирующие пластины $\beta-Ga_2O_3$ с ориентацией подложки (–201), легированные железом в процессе роста кристалла. Ширина запрещенной зоны $\beta-Ga_2O_3$ составляет $E_g = 4.8–4.9$ eV [1,21], при этом не прямой переход на 0.1 eV меньше.

Было проведено исследование двух образцов $\beta-Ga_2O_3$, имплантированных бором с различной дозой (имплантация проводилась в ННГУ имени Н.И. Лобачевского) [12]. Образец В1 был имплантирован бором с энергией 40 keV и флюенсом 10^{15} cm^{-2} , а в образец В2 были последовательно имплантированы ионы бора с энергиями 14 keV флюенсом $3.6 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$, 22 keV флюенсом $1.8 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ и 40 keV флюенсом $1.9 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$. Оба образца отжигались при 950°C в атмосфере азота в течение 30 min. Для образца В2 толщина имплантированного бором слоя составляла ~ 170 nm, концентрация атомов бора $2 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$, что соответствует $\sim 5\%$ концентрации атомов Ga в Ga_2O_3 . Данные по толщине имплантированного слоя и концентрации атомов бора были рассчитаны в программе SRIM и экспериментально измерены методом вторичной ионной масс-спектрометрии (ВИМС) [12]. После имплантации и последующего отжига сопротивление поверхностного слоя составляло $\sim 14 \text{ k}\Omega/\text{cm}^2$.

Регистрация спектров КЛ проводилась в сверхвысоковакуумной камере Varian, давление в которой в процессе измерений составляло 10^{-8} Torr. Образцы оксида галлия облучались расфокусированным пучком электронов диаметром ~ 1.7 mm и током $30 \mu\text{A}$ (плотность тока составляла $1.3 \cdot 10^{-3} \text{ A/cm}^2$, что соответствует плотности потока электронов $\varphi = 8.3 \cdot 10^{15} \text{ el/cm}^2\text{s}$). В наших экспериментах максимальное ускоряющее напряжение электронной пушки было ограничено 3 kV. Для ускорения электронов до необходимой энергии на весь столик, на котором были закреплены образцы, подавался дополнительный положительный потенциал. Спектры КЛ снимались в диапазоне энергий электронов 1–20 keV, вначале при увеличении энергии электронов от минимального до максимального значения (прямой проход), а затем при уменьшении энергии (обратный проход). Спектры регистрировались при помощи микроспектрометра Ocean STS–VIS с ПЗС-линейкой в диапазоне длин волн 350–850 nm аналогично экспериментам в

работах [22,23]. Время накопления спектра составляло 10 с.

В наших экспериментах образцы монтировались на держатель тремя способами. В первой серии экспериментов образцы монтировались с помощью проводящей ленты неимплантированной стороной к металлическому держателю. При таком способе сток зарядов с поверхности отсутствовал. Таким образом, при этом способе получалась незаземленная „плёнка“ (т.е. слой, имплантированный бором), находящаяся на полуизолирующем слое $\text{Fe}\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$. Обозначим такой способ установки образца как незаземленный (ungrounded). Во второй серии экспериментов образцы также крепились к держателю при помощи двухсторонней проводящей ленты неимплантированной стороной, но дополнительно проводящей лентой обеспечивался сток заряда с поверхности. В дальнейшем для экспериментов с такими образцами будем использовать термин „заземленный образец“ (grounded). После проведения второго эксперимента на образцы наносилась тонкая проводящая плёнка Au для уменьшения сопротивления поверхности и стока зарядов с поверхности, как это обычно делается при исследовании диэлектрических образцов. Толщина плёнки подбиралась так, чтобы поверхность образца была прозрачна для регистрации КЛ, но при этом плёнка была бы сплошной. Плёнка наносилась на установке катодного распыления JEOL JFC-1100. Толщина плёнки измерялась на сканирующем электронном микроскопе по сколу пластины-свидетеля и составляла $\sim 14\text{ nm}$. В третьем эксперименте образцы монтировались аналогично заземлённым образцам — дополнительно с помощью проводящей ленты обеспечивался сток заряда с плёнки на металлический столик.

После нанесения на поверхность образца металлической плёнки общая интенсивность катодолюминесцентного излучения заметно снижается за счет поглощения оптического излучения. Коэффициенты пропускания золотых плёнок различной толщины представлены в работе [24]. При этом при прохождении электронов через тонкую плёнку часть энергии первичных электронов теряется. Средняя энергия прошедших электронов может быть оценена согласно [25] по выражению

$$\bar{E}_{\text{eff}} = cE_0 \exp\left(-\frac{x}{R}\right),$$

где x — толщина плёнки, $R = 90\rho^{-0.8}E_0^{1.3}$ (для $E_0 < 10\text{ keV}$) или $R = 45\rho^{-0.9}E_0^{1.7}$ (для $E_0 \geq 10\text{ keV}$) — максимальная глубина пробега электронов в материале. Константа пропорциональности может быть оценена как

$$c = \frac{1 + 0.5\eta_B + 0.5\eta_B^2}{1 + \eta_B},$$

где η_B — коэффициент отражения электронов от материала. Для экспериментов, проведенных на образцах с плёнкой, все результаты представлены в зависимости от средней энергии прошедших электронов.

Регистрируемые спектры представляли собой зависимость интенсивности излучения от длины волны $I_{\text{CL}}(\lambda)$, поэтому при обработке результатов эксперимента производился пересчет интенсивности по формуле $I_{\text{CL}}(E) = I_{\text{CL}}(\lambda)\lambda^2/hc$ [26]. После пересчета проводилось разложение спектров на гауссовы составляющие.

Экспериментальные данные и обсуждение

Изменение интенсивности сигнала

Интенсивность сигнала КЛ определяется количеством электронно-дырочных пар, сгенерированных электронным пучком, концентрацией люминесцентных центров, вероятностью захвата электронов на люминесцентные центры, а также временем жизни центра [27]. Таким образом, в формировании катодолюминесцентного излучения задействованы три фундаментальных процесса: генерация носителей заряда, их движение и рекомбинация [20]. При равномерном распределении концентрации люминесцирующих центров в том случае, если среднее количество приходящих электронов за время жизни ловушек значительно больше, чем число этих центров, интенсивность сигнала КЛ должна увеличиваться при увеличении энергии. Действительно, катодолюминесцентное излучение будет генерироваться во все большем объеме, содержащем все большее число люминесцирующих центров. Однако при неоднородном распределении дефектов ситуация сложнее. Один из способов её описания — разбиение на слои равных концентраций и учет концентрации электронно-дырочных пар в этих слоях [19]. Рассмотрим, как меняется полная интенсивность КЛ оксида галлия, имплантированного бором, для различных энергий первичного электронного пучка.

При низких значениях энергии электронного пучка интенсивность КЛ для незаземленного образца меняется слабо (кривая 1 на рис. 1), однако при энергиях электронного пучка выше 10 keV для B1 и 14 keV для B2 интенсивность резко возрастает. Следует отметить, что изменение интенсивности происходит практически мгновенно при достижении этой энергии и сопровождается неустойчивостью в интенсивности и разрядами на поверхности, наблюдаемыми визуально.

Наблюдаемый при прямом проходе резкий рост интенсивности КЛ незаземленного образца связан, вероятно, с электростатическим пробоем полуизолирующей подложки на держатель образцов. В результате пробоя накопившийся заряд может стекать по образующемуся пробойному каналу, что приводит к уменьшению потенциала поверхности и уменьшению внутренних электростатических полей. При этом фактическая энергия падающих электронов возрастает до номинальной, а значит, увеличивается глубина их проникновения в образец. Если после достижения максимальной энергии

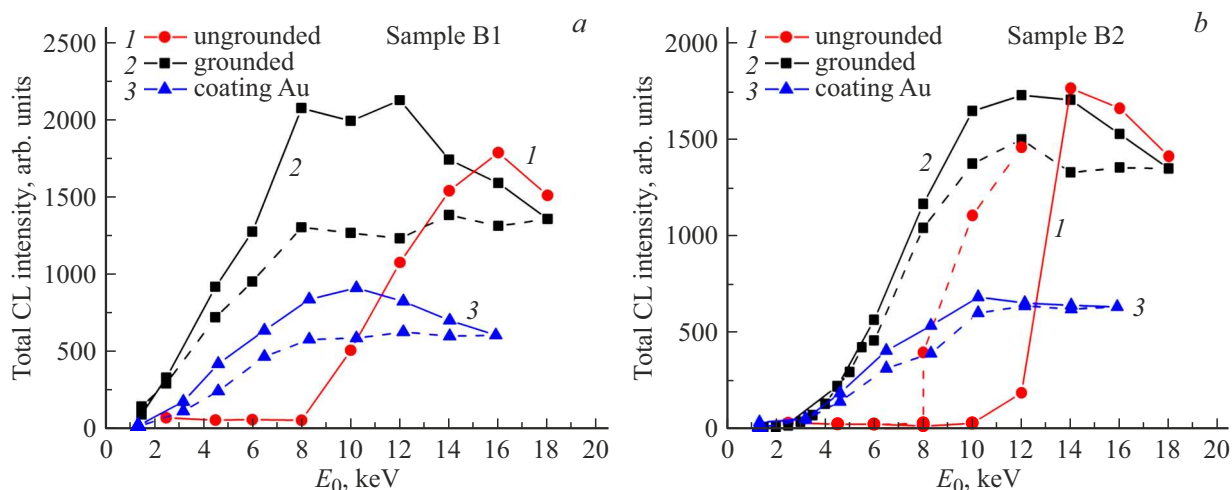


Рис. 1. Зависимость полной интенсивности КЛ от энергии электронного пучка для образцов В1 (а) и В2 (б) для случаев, когда поверхность образца была не заземлена (1), заземлена (2), покрыта плёнкой Au и заземлена (3). Штриховыми линиями обозначен обратный ход по энергии ? когда энергия уменьшалась с максимального значения до минимального.

электронного пучка (18 keV) начать снижать энергию, то интенсивность КЛ образца В2 возвращается к прежнему значению только при энергии электронов 8 keV. То есть существует своеобразный гистерезис по энергии, хорошо заметный на кривой 1 на рис. 1, б. Снижение интенсивности КЛ-излучения при 8 keV происходит не резко, а относительно плавно. Такое плавное снижение интенсивности обусловлено постепенным нарастанием потенциала поверхности при электронном облучении после того, как энергии электронов недостаточно для поддержания пробоя. При этом форма спектра практически не меняется со временем облучения. Это может свидетельствовать об одинаковом профиле распределения дефектов в приповерхностной области. Падение интенсивности всех линий КЛ связано здесь с уменьшением глубины пробега первичных электронов (а следовательно, и области выхода катодoluminesцентного сигнала) из-за уменьшения их фактической энергии вследствие увеличения зарядового потенциала поверхности с течением времени облучения. Если бы излучательные центры были распределены по глубине неравномерно, то следовало ожидать искажения спектров в процессе зарядки.

Для заземленного образца с увеличением энергии возбуждающих электронов интенсивность КЛ возрастает относительно плавно (кривая 2 на рис. 1). Однако при обратном проходе по энергии (штриховые линии на рис. 1) интенсивность существенно меньше, чем при прямом проходе. Это может быть связано с зарядовым эффектом, вызываемым внутренней зарядкой оксида галлия, когда нижележащий слой полуизолирующего оксида галлия захватывает электроны на глубокие акцепторные уровни железа. Электроны с энергией 14–18 keV проникают на глубину до 1–1.5 μm , где и происходит накопление отрицательного заряда. Такое внутреннее распределение зарядов будет создавать поля, которые

могут уменьшать область взаимодействия электронов, уменьшать область их дрейфа и в общем случае растаскивать разноименные заряды электронно-дырочных пар, что приводит к уменьшению интенсивности КЛ для образца.

При нанесенной на поверхность образца заземленной проводящей плёнке электрические поля не влияют на подлетающий пучок электронов. Но, как видно из экспериментальных данных, и в этом случае различие в интенсивности КЛ при прямом и обратном проходах всё же существует. Снижение интенсивности КЛ-излучения при обратном проходе также вызвано внутренним распределением зарядов под проводящей плёнкой [28].

Искажение формы КЛ-спектров

Различные линии КЛ могут иметь разные механизмы возбуждения, а также быть связаны с люминесцентными центрами, имеющими разное распределение по глубине. Поэтому в результате накопления заряда в объёме образца может происходить не только изменение интенсивности спектра, но и меняться его форма. На рис. 2, а представлены КЛ-спектры образца В1 для всех трех экспериментов при энергии возбуждающих электронов $E_0 = 8 \text{ keV}$. Видно, что для заземленного образца форма спектра сильно изменяется при снятии спектров КЛ при прямом (спектр 2) и обратном (спектр 3) проходах. Такое же поведение спектров наблюдается и для образца, покрытого проводящей пленкой (спектры 4 и 5). Здесь энергия пучка электронов, падающих на образец, была 10 keV, однако с учетом приведенных выше расчетов эффективная средняя энергия электронов, прошедших через плёнку, составляла $E_{\text{ef}} = 8.3 \text{ keV}$. Для незаземленного образца (спектр 1) интенсивность КЛ была очень низкой, она возрастала только при энергиях падающих электронов, превышающих 10 keV.

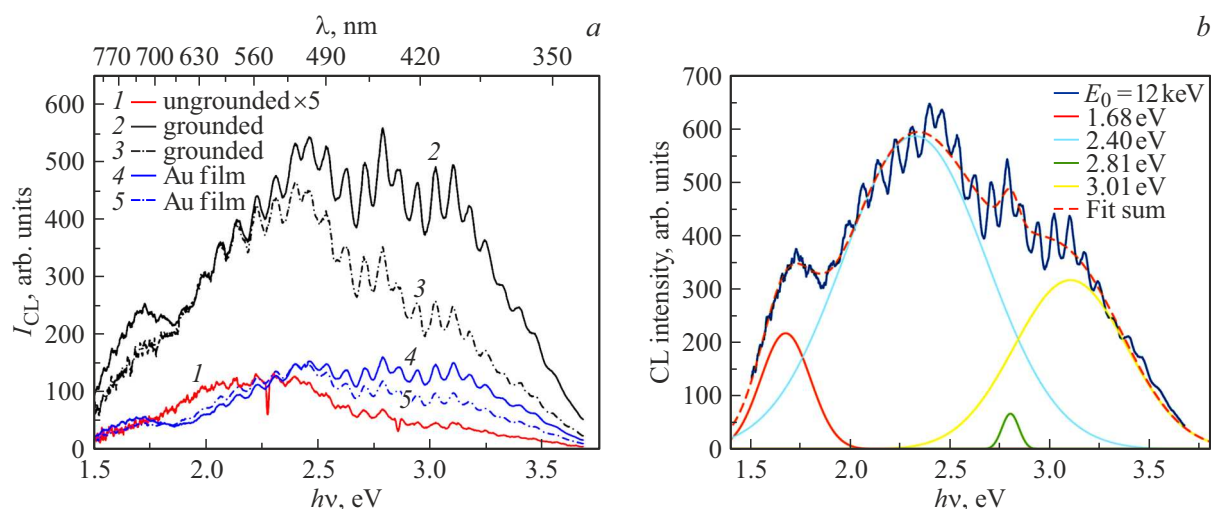


Рис. 2. (а) Спектры КЛ образца В1, зарегистрированные при энергии электронов 8 кэВ: 1 — для незаземленного образца (спектр увеличен в 5 раз), 2, 3 — для заземленного образца, 4, 5 — для образца покрытого плёнкой золота; сплошные кривые — прямой проход по энергии, штрихпунктирные — обратный проход. (б) Разложение на гауссовы кривые спектра КЛ заземленного образца В1, энергия электронов 12 кэВ, прямой проход.

Отметим, что после достижения значения энергии первичного пучка, при котором интенсивность КЛ для незаземленного образца резко увеличивается, формы спектров становятся похожими между собой.

Измеренные спектры КЛ для всех образцов и всех энергий возбуждающих электронов были разложены на гауссовы кривые и определены интегральные интенсивности спектральных линий. Для разложения спектров КЛ оксида галлия используются обычно 4–5 линий [6,15,29–32]. С учетом работ [1,6,29,33] нами были выбраны следующие четыре линии, которые наилучшим образом описывают все полученные экспериментальные спектры.

1. Ультрафиолетовая линия с энергией 3.1 eV (400 nm), связанная с переходами донор-акцептор [34,35].
2. Синяя линия ~ 2.8 eV (430 nm), также отнесенная к переходам донорно-акцепторной пары [34,35].
3. Зеленая линия 2.4 eV (496 nm), связанная с изолированной вакансией галлия V_{Ga} [32].
4. Красная линия с энергией ~ 1.7 eV (700 nm).

На рис. 2, б представлено разложение спектра КЛ заземленного образца В1, снятого при энергии возбуждающих электронов $E_0 = 12$ кэВ. Спектр зарегистрирован при прямом проходе.

После разложения на гауссовы компоненты всех спектров КЛ образцов В1 и В2 были построены зависимости площади гауссовых пиков (т.е. их интенсивности) от энергии первичного электронного пучка. На рис. 3 показаны примеры таких зависимостей для линий 3.1 и 2.4 eV. Для образца под плёнкой золота представлены зависимости интенсивности от средней энергии электронов, прошедших через плёнку. Видно, что характер изменения интенсивности свечения различен. Так,

интенсивности линии 3.1 eV при прямом и обратном проходах заметно различаются, причем это различие заметно даже в случае образца, покрытого металлической пленкой. Это следует учитывать при использовании КЛ-спектроскопии с разрешением по глубине для восстановления профиля распределения дефектов. Поскольку под действием электрических полей, создаваемых накопленными зарядами, интенсивность различных линий ведет себя по-разному, то итоговый результат восстановления профиля дефектов будет некорректным.

В то же время интенсивность линии 2.4 eV для образцов с заземленной поверхностью и с металлической пленкой практически воспроизводится при прямом и обратном проходах. Для не заземленного образца гистерезис остается и в случае этой линии, причем на обратном проходе её интенсивность оказывается выше, чем на прямом.

Как было отмечено в предыдущем пункте, распределения излучающих различные линии дефектов по глубине считается одинаковыми. Почему же зависимости интенсивности этих линий от глубины оказываются разными?

Различное поведение линий в спектре КЛ при прямом и обратном проходах может объясняться различной природой этих линий. Действительно, линии 2.8, 3.1 eV связаны с донорно-акцепторным переходом, для осуществления которого необходим сначала захват электронов и дырок на соответствующие донорные и акцепторные уровни, а затем их излучательная рекомбинация. Линия 2.4 eV связана с изолированной вакансией галлия, которая испускает фотон при захвате дырки. Накопление отрицательного заряда под имплантированной плёнкой будет создавать внутренние поля, которые будут влиять на области дрейфа электронов и дырок и разделять их в пространстве, что может приводить к уменьшению

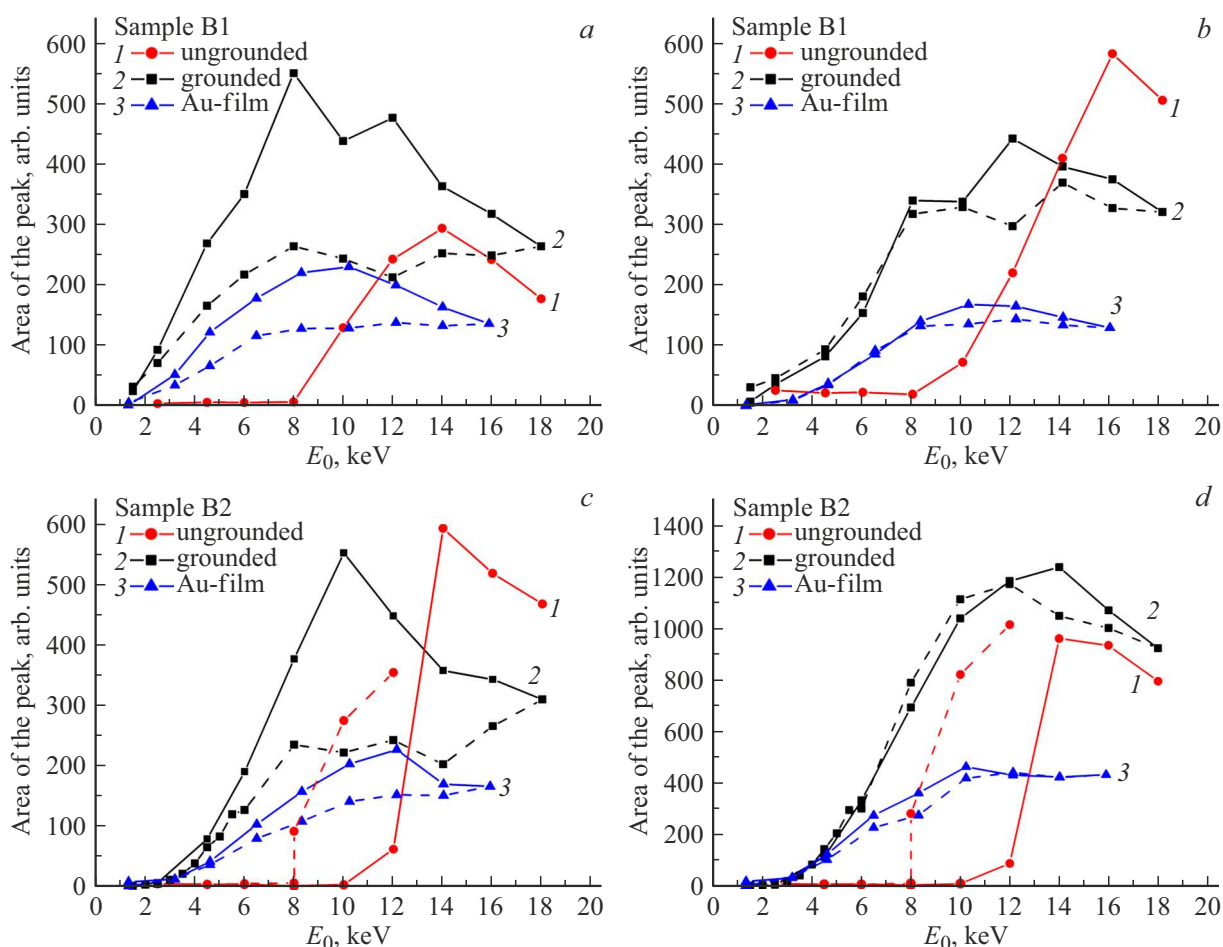


Рис. 3. Зависимость интенсивности гауссовых пиков с энергиями 3.1 (a, c) и 2.4 eV (b, d) для образцов B1 (a, b) и B2 (c, d) на „прямом“ (сплошная линия) и „обратном“ (штриховая линия) проходах по энергиям: 1 — поверхность не заземлена, 2 — заземлена, 3 — покрыта плёнкой Au и заземлена.

вероятности их рекомбинации. Это будет снижать интенсивность линий в спектре, связанных именно с донорно-акцепторным переходом.

Над не заземленным образцом возникает электрическое поле, которое тормозит электроны, уменьшая их энергию и, следовательно, область их взаимодействия с образцом. В случае с заземленным образцом или образцом под металлической заземленной плёнкой такое уменьшение энергии первичных электронов происходит уже внутри образца, а вследствие утечки заряда через заземленную поверхность это поле значительно слабее. Это позволяет предположить, что основной причиной искажения спектров катодоллюминесцентного сигнала является изменение областей растекания носителей зарядов.

Заключение

Одним из традиционных способов избежать электризации непроводящих образцов, возникающей при их исследовании с помощью электронного микроскопа, КЛ

или проведения рентгеновского микроанализа, является нанесение на поверхность тонкой проводящей плёнки. Проведенные в настоящей работе исследования КЛ оксида галлия показали, что даже при использовании металлической пленки накопление под ней заряда может искажать форму спектра. Создаваемые аккумулярованным зарядом внутренние электрические поля изменяют область растекания носителей заряда и, следовательно, объем, в котором происходит их рекомбинация, а также приводят к разделению электронов и дырок и снижению вероятности их рекомбинации. Искажение спектров при проведении катодоллюминесцентного исследования с разрешением по глубине будет приводить к неправильному определению профилей концентрации дефектов.

Сопоставление спектров, последовательно снятых при увеличении энергии электронного пучка и затем при уменьшении энергии, может быть предложено в качестве быстрого критерия оценки влияния зарядки диэлектрических и полупроводниковых образцов на качество профилирования люминесцентных центров. Подчеркнем, что сделанные выводы являются актуальными

не только для оксида галлия, но и для любых слабо проводящих образцов при проведении катодолюминесцентного исследования или рентгеновского микроанализа.

Благодарности

Благодарим А.А. Никольскую, Д.И. Тетельбаума и Д.С. Королева (ННГУ имени Н.И. Лобачевского) за предоставленные образцы.

Финансирование работы

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-22-00083, <https://rscf.ru/project/23-22-00083>.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] M.D. McCluskey. *J. Appl. Phys.*, **127**, 101101 (2020). DOI: 10.1063/1.5142195
- [2] A.I. Titov, K. V. Karabeshkin, A.I. Struchkov, V.I. Nikolaev, A. Azarov, D.S. Gogova, P.A. Karaseov. *Vacuum*, **200**, 111005 (2022). DOI: 10.1016/j.vacuum.2022.111005
- [3] A. Nikolskaya, E. Okulich, D. Korolev, A. Stepanov, D. Nikolichev, A. Mikhaylov, D. Tetelbaum, A. Almaev, C.A. Bolzan, A. Buaczik, R. Giulian, P.L. Grande, A. Kumar, M. Kumar, D. Gogova. *J. Vac. Sci. Technol. A*, **39**, 030802 (2021). DOI: 10.1116/6.0000928
- [4] M. Oda, R. Tokuda, H. Kambara, T. Tanikawa, T. Sasaki, T. Hitora. *Appl. Phys. Express*, **9**, 021101 (2016). DOI: 10.7567/APEX.9.021101
- [5] S.J. Pearton, F. Ren, M. Tadjer, J. Kim. *J. Appl. Phys.*, **124**, 220901 (2018). DOI: 10.1063/1.5062841
- [6] V. Nikolaev, A.Y. Polyakov, V. Krymov, S. Shapenkov, P. Butenko, E. Yakimov, A. Vasilev, I. Shchemerov, A. Chernykh, N. Matros, L. Alexanyan, A. Kochkova, S.J. Pearton. *ECS J. Solid State Sci. Technol.*, **13**, 015003 (2024). DOI: 10.1149/2162-8777/ad1bda
- [7] A.Y. Polyakov, N.B. Smirnov, I. V. Shchemerov, S.J. Pearton, F. Ren, A. V. Chernykh, P.B. Lagov, T. V. Kulevoy. *APL Mater.*, **6**, 096102 (2018). DOI: 10.1063/1.5042646
- [8] R. Sharma, M.E. Law, C. Fares, M. Tadjer, F. Ren, A. Kuramata, S.J. Pearton. *AIP Adv.*, **9**, 085111 (2019). DOI: 10.1063/1.5115149
- [9] R. Sharma, M.E. Law, M. Xian, M. Tadjer, E.A. Anber, D. Foley, A.C. Lang, J.L. Hart, J. Nathaniel, M.L. Taheri, F. Ren, S.J. Pearton, A. Kuramata. *J. Vac. Sci. Technol. B*, **37**, 051204 (2019). DOI: 10.1116/1.5118001
- [10] R. Sugie, T. Uchida, A. Hashimoto, S. Akahori, K. Matsumura, Y. Tani. *Appl. Phys. Express*, **13**(12), 126502 (2020). DOI: 10.35848/1882-0786/abca7c
- [11] L. Williams, E. Kioupakis. *Appl. Phys. Lett.*, **111**, 211107 (2017). DOI: 10.1063/1.4997601
- [12] A.A. Nikolskaya, D.S. Korolev, V.N. Trushin, M.N. Drozdov, P.A. Yunin, E.A. Pitirimova, A. V. Kudrin, E. V. Okulich, V.I. Okulich, A.N. Mikhaylov, D.I. Tetelbaum. *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B*, **537**, 65 (2023). DOI: 10.1016/j.nimb.2023.01.014
- [13] X. Zeng, V. Pelenovich, A. Ieshkin, A. Danilov, A. Tolstogousov, W. Zuo, J. Ranjana, D. Hu, N. Devi, D. Fu, X. Xiao. *Rapid Commun. Mass Spectrom.*, **33** (18), 1449 (2019). DOI: 10.1002/rcm.8489
- [14] A.Y. Polyakov, N.B. Smirnov, I. V. Shchemerov, S.J. Pearton, F. Ren, A. V. Chernykh, A.I. Kochkova. *Appl. Phys. Lett.*, **113**, 142102 (2018). DOI: 10.1063/1.5051986
- [15] H. Gao, S. Muralidharan, N. Pronin, M.R. Karim, S.M. White, T. Asel, G. Foster, S. Krishnamoorthy, S. Rajan, L.R. Cao, M. Higashiwaki, H. Von Wenckstern, M. Grundmann, H. Zhao, D.C. Look, L.J. Brillson. *Appl. Phys. Lett.*, **112** (24), 242102 (2018). DOI: 10.1063/1.5026770
- [16] J. Lee, E. Flitsyan, L. Chernyak, S. Ahn, F. Ren, L. Yuna, S.J. Pearton, J. Kim, B. Meyler, J. Salzman. *ECS J. Solid State Sci. Technol.*, **6**(2), Q3049 (2017). DOI: 10.1149/2.0101702jss
- [17] S. Rafique, L. Han, H. Zhao. *Phys. St. Sol. Appl. Mater. Sci.*, **214**(8), 1700063 (2017). DOI: 10.1002/pssa.201700063
- [18] P. Ravadgar, R.-H. Horng, S.-D. Yao, H.-Y. Lee, B.-R. Wu, S.-L. Ou, L.-W. Tu. *Opt. Express*, **21**(21), 24599 (2013). DOI: 10.1364/oe.21.024599
- [19] R. Renoud, F. Papin, J. P. Ganachaud, J. Bigarré. *Phys. St. Sol. Appl. Mater. Sci.*, **203**(3), 591 (2006). DOI: 10.1002/pssa.200521482
- [20] В.И. Петров. *УФН*, **166**(8), 859 (1996). DOI: 10.3367/UFNr.0166.199608c.0859 [V.I. Petrov. *Phys. Usp.*, **39**, 807 (1996). DOI: 10.1070/PU1996v039n08ABEH000162].
- [21] F. Alema, B. Hertog, O. Ledyev, D. Volovik, G. Thoma, R. Miller, A. Osinsky, P. Mukhopadhyay, S. Bakhshi, H. Ali, W. V. Schoenfeld. *Phys. St. Sol.*, **214**(5), 1600688 (2017). DOI: 10.1002/pssa.201600688
- [22] А.А. Татаринцев, Е.Ю. Зыкова, А.Е. Иешкин, Н.Г. Орликовская, Э.И. Рау. *ФТТ*, **65**(8), 1288 (2023). DOI: 10.61011/OS.2025.03.60238.139-24 [A.A. Tatarintsev, E.Y. Zyкова, A.E. Ieshkin, N.G. Orlikovskaya, E.I. Rau. *Physics of the Solid State*, **65**(8), 1236 (2023). DOI: 10.61011/OS.2025.03.60238.139-24].
- [23] E.Y. Zyкова, A.E. Ieshkin, N.G. Orlikovskaya, A.A. Tatarintsev, V.V. Khvostov, Y.V. Balakshin. *Radiat. Phys. Chem.*, **217**, 111481 (2024). DOI: 10.1016/j.radphyschem.2023.111481
- [24] A. Axelevitch, B. Gorenstein, G. Golan. *Phys. Procedia*, **32**, 1 (2012). DOI: 10.1016/j.phpro.2012.03.510
- [25] H.J. Fitting. *J. Electron Spectros. Relat. Phenomena*, **136**(3), 265 (2004). DOI: 10.1016/j.elspec.2004.04.003
- [26] Y. Wang, P.D. Townsend. *J. Lumin.*, **142**, 202 (2013). DOI: 10.1016/j.jlumin.2013.03.052
- [27] M.R. Phillips. *Microchim. Acta*, **155**, 51 (2006). DOI: 10.1007/s00604-006-0506-0
- [28] Н.Г. Орликовская, Е.Ю. Зыкова, А.А. Татаринцев. *Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования*, **9**, 50 (2024).
- [29] Y. Wang, P.T. Dickens, J.B. Varley, X. Ni, E. Lotubai, S. Sprawls, F. Liu, V. Lordi, S. Krishnamoorthy, S. Blair, K.G. Lynn, M. Scarpulla, B. Sensale-Rodriguez. *Sci. Rep.*, **8**, 18075 (2018). DOI: 10.1038/s41598-018-36676-7

- [30] A.Y. Polyakov, N.B. Smirnov, I. V. Shchemerov, E.B. Yakimov, V.I. Nikolaev, S.I. Stepanov, A.I. Pechnikov, A. V. Chernykh, K.D. Shcherbachev, A.S. Shikoh, A. Kochkova, A.A. Vasilev, S.J. Pearton. *APL Mater.*, **7**, 051103 (2019). DOI: 10.1063/1.5094787
- [31] A.Y. Polyakov, I.H. Lee, N.B. Smirnov, E.B. Yakimov, I.V. Shchemerov, A. V. Chernykh, A.I. Kochkova, A.A. Vasilev, P.H. Carey, F. Ren, D.J. Smith, S.J. Pearton. *APL Mater.*, **7**, 061102 (2019). DOI: 10.1063/1.5109025
- [32] Y. Nie, S. Jiao, S. Li, H. Lu, S. Liu, S. Yang, D. Wang, S. Gao, J. Wang, Y. Li. *J. Alloys Compd.*, **900**, 163431 (2022). DOI: 10.1016/j.jallcom.2021.163431
- [33] H.H. Tippins. *Phys. Rev.*, **137**, 3A (1965). DOI: 10.1103/PhysRev.137.A865
- [34] L. Binet, D. Gourier. *J. Phys. Chem. Solids*, **59**(8), 1241 (1998). DOI: 10.1016/S0022-3697(98)00047-X
- [35] T.T. Huynh, L.L. C. Lem, A. Kuramata, M.R. Phillips, C. Ton-That. *Phys. Rev. Mater.*, **2**(10), 105203 (2018). DOI: 10.1103/PhysRevMaterials.2.105203