

УДК 621.315.592

Спектры электролюминесценции и коэффициент полезного действия светодиодов на основе твердого раствора InGaN

Н. С. Грушко, Л. Н. Потанахина

Ульяновский государственный университет, Россия

Исследованы спектры электролюминесценции структур на основе твердого раствора InGaN ($\lambda_{max} = 426$ нм) в диапазоне напряжений 3,2—3,6 В. Определена зависимость коэффициента полезного действия исследуемой структуры от тока, на которой наблюдается максимум при 4 мА. Объяснены причины уменьшения коэффициента полезного действия и темпа роста ампер-яркостной характеристики с увеличением тока, подаваемого через об-разец.

Яркие InGaN светодиоды (СД) позволяют расширить сферу применения за счет многоцветных указателей и одноцветных светофорных сигналов, требующих наиболее ярких светодиодов. По светоотдаче СД зеленого и синего свечения InGaN превосходят лампы накаливания в 2—3,5 раза и приближаются к люминесцентным лампам. Однако одной из проблем при изготовлении СД на основе GaN является уменьшение квантового выхода электролюминесценции (ЭЛ) при высоких уровнях инжекции. Обычно в светодиодах максимальная внешняя квантовая эффективность наблюдается при небольших токах, а при рабочем токе 20 мА она заметно падает [1—4].

В работе [1] исследовались голубые и зеленые СД на основе *p-n*-гетероструктур InGaN/AlGaIn/GaN с модулированно-легированными квантовыми ямами (КЯ). Мощность P и коэффициент полезного действия (КПД) СД (η_{ext}) немонотонно зависели от тока с максимумом в интервале $J = 1—10$ мА. Большие значения η_{max} соответствовали более сильному легированию барьеров и ярко выраженным периодическим изменениям распределения заряженных центров.

В работах [2, 3] исследовались голубые СД *p-GaN/InGaIn/n-GaN* с КЯ в *p-i-n*-структуре. Обнаружено, что при комнатной температуре кривая $\eta_{ext}(J)$ имеет максимум вблизи 2—4 мА. Наблюдаемое уменьшение эффективности ЭЛ связывается с ограничением инжекции носителей заряда в КЯ при рекомбинации дырок с электронами, захваченными на локализованные состояния на гетерогранице. При этом $\eta_{ext}(J)$ ЭЛ, проходя через максимум при относительно малых токах (~1—3 мА), значительно уменьшается при рабочих токах ~20 мА. Таким образом, закрепление уровня Ферми на ге-

терогранице с высокой плотностью состояний ограничивает инжекцию носителей заряда в КЯ и является основной причиной снижения эффективности при больших токах и низких температурах.

В работе [4] исследовались СД на основе гетероструктур InGaIn/AlGaIn/GaN с КЯ зеленого и синего диапазонов спектра. На зависимости излучаемой мощности от напряжения $P_{rad}(U)$ при напряжениях прямого смещения $U > 4,0—4,5$ В обнаружен спад выходной мощности. Установлено, что внешний квантовый выход уменьшается тогда, когда заметная часть напряжения прямого смещения падает на последовательном сопротивлении структуры R_f , так как при этом замедляется понижение барьера в сильно легированной области. Это приводит к ограничению инжекции носителей заряда, что и является причиной понижения внешнего квантового выхода.

Целью данной работы является исследование спектров ЭЛ, ампер-яркостной характеристики (АЯХ) и зависимости КПД от тока СД на основе твердого раствора InGaIn, выявление особенностей при этих характеристиках и механизмов, их вызывающих.

Спектры ЭЛ и коэффициент полезного действия СД на основе твердого раствора InGaIn

Эксперимент проводился на фиолетовых светодиодах Hewlett Packard на основе твердого раствора InGaIn. Исследуемая структура состоит из трех пар слоев InGaIn/GaN, выращенных при 650 °С на высокотемпературном GaN толщиной 0,5 мкм. По методике [5] определено процентное содержание In в твердом растворе InGaIn — 11 %.

Спектры ЭЛ исследуемой структуры в диапазоне напряжений 3,2—3,6 В приведены на рис. 1.

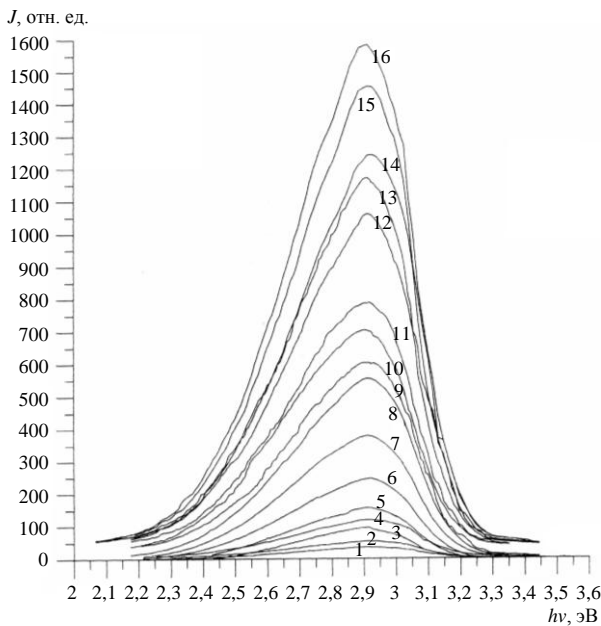


Рис. 1. Спектры ЭЛ структуры на основе твердого раствора InGaN при следующих значениях напряжения U на образце, В:

1 — 3,24; 2 — 3,26; 3 — 3,3; 4 — 3,32; 5 — 3,33; 6 — 3,34; 7 — 3,37; 8 — 3,4; 9 — 3,42; 10 — 3,44; 11 — 3,46; 12 — 3,48; 13 — 3,5; 14 — 3,54; 15 — 3,58; 16 — 3,6

Как видно из рис. 1, максимум спектра ЭЛ наблюдается при $\hbar\omega_{\max} = 2,91$ эВ ($\lambda_{\max} = 426$ нм), который не сдвигается с ростом напряжения на образце. Отсутствие смещения максимума спектра связано с экранированием пьезоэлектрических полей в исследуемой структуре. Спектры ЭЛ имеют несимметричную форму: плавный низкоэнергетический рост и резкий высокоэнергетический спад. Такая форма спектра ЭЛ может быть связана с тем, что излучение обусловлено переходами, сопровождающимися туннелированием [6]. В теории туннелирования не учитывались прыжки через промежуточные виртуальные состояния. Учет таких процессов приводит к существенному возрастанию вероятности туннелирования на более удаленные расстояния. Процесс происходит с участием фононов [7]. Вероятно, низкоэнергетический край спектра формируется наиболее удаленными состояниями, причем излучательная рекомбинация сопровождается туннелированием на большие расстояния. Высокоэнергетические фотоны излучаются состояниями, для которых рекомбинация происходит либо без туннелирования, либо сопровождается туннелированием на более короткое расстояние. Таким образом, туннелирование менее важно при переходах, генерирующих высокоэнергетические фотоны; высокоэнергетический край спектра ЭЛ более резкий, чем низкоэнергетический.

С другой стороны, компенсация n -области может вызвать появление дырочной компоненты тока через p - n -переход и рекомбинацию электронно-дырочных пар, что вызывает более резкий спад спектра ЭЛ в высокоэнергетической области.

Зависимость КПД от тока или напряжения на образце определялась из измерений зависимости яркости (B , кд/м²) излучения исследуемой структуры от тока или напряжения. Для измерения яркости использовался люксметр/яркометр ТКА-ПК в режиме измерения яркости. Расчет оптической мощности излучения проводился без учета зависимости интенсивности от направления излучения по формуле

$$P_0 = 2\pi BS\Phi_{en},$$

где S — площадь светящейся поверхности исследуемой структуры (при расчете использовалась площадь корпуса СД);

$\Phi_{en} = \frac{0,0016}{V(\lambda_{\max})}$ Вт — коэффициент перевода фотометрических единиц измерения в энергетические [8];

$V(\lambda_{\max})$ — значение функции видности при длине волны, соответствующей максимуму спектра ЭЛ.

КПД определялся как отношение оптической мощности к электрической

$$\eta = \frac{P_0}{P_{el}} = \frac{P_0}{IU}, \quad (1)$$

где U — напряжение, приложенное к исследуемой структуре;

I — протекающий через нее ток.

Зависимость КПД от тока и АЯХ приведена на рис. 2.

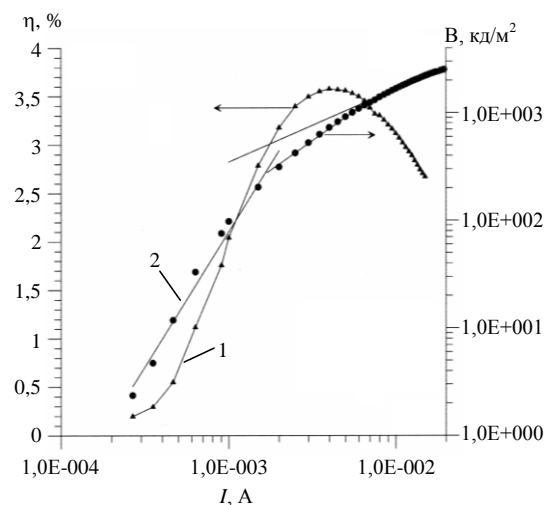


Рис. 2. Зависимость:

1 — \blacktriangle — $\eta = f(I)$ (1); 2 — \bullet — АЯХ для СД на основе твердого раствора InGaN

Как видно из рис. 2, зависимость $\eta = f(I)$ имеет немонотонный характер с максимумом в диапазоне токов $I = 3\text{—}6$ мА. При этом на АЯХ можно выделить три участка:

участок резкого увеличения яркости излучения ($2,6 \cdot 10^{-4}\text{—}2 \cdot 10^{-3}$ А; $3,1\text{—}3,4$ В; с наклоном $n = 2,68$);

участок линейного роста ($2 \cdot 10^{-3}\text{—}7 \cdot 10^{-3}$ А; $3,4\text{—}3,65$ В; с наклоном $n = 1,1$);

участок с наклоном $n = 0,68$ ($7,1 \cdot 10^{-3}\text{—}20 \cdot 10^{-3}$ А; $3,65\text{—}3,92$ В).

Вероятно, уменьшение наклона АЯХ связано с конкуренцией излучательного и безызлучательного каналов рекомбинации. На первом участке наблюдается резкое увеличение яркости излучения с ростом тока через образец ($n = 2,68$), что связано с преобладанием излучательного канала рекомбинации, так как основная часть напряжения смещения расходуется на снижение потенциального барьера [4]. С ростом тока АЯХ становится линейной (второй участок, $n = 1,1$), что соответствует постоянному внутреннему квантовому выходу, который определяется как [6]

$$\eta = \frac{1}{1 + \tau/\tau'}, \quad (2)$$

где τ — излучательное время жизни носителей заряда;

τ' — время жизни носителей заряда при безызлучательной рекомбинации.

Как видно из формулы (2), $\eta = \text{const}$, если оба канала рекомбинации характеризуются постоянными временами жизни. В этой области токов наблюдается максимум на зависимости $\eta = f(I)$.

Уменьшение КПД при $I \geq 6$ мА может быть связано с тем, что скорость в канале безызлучательной рекомбинации с увеличением напряжения на образце растет быстрее, чем скорость излучательной рекомбинации (третий участок на АЯХ), а также с утечкой носителей заряда из активной области (КЯ) в соседние широкозонные слои (GaN).

С другой стороны, профили легирующей примеси для исследуемых образцов рассчитывались из вольт-фарадных характеристик (ВФХ) и имели особенности в виде минимумов на возрастающем градиенте легирующей примеси. Наличие минимумов на профиле легирующей примеси может свидетельствовать о ее частичной компенсации. Уменьшение темпа роста интенсивности излучения образца при увеличении тока обусловлено последовательным сопротивлением компенсированного слоя. В [4] уменьшение темпа роста яркости излучения связано с тем, что с ростом напряжения на образце увеличивается доля напряжения, падающего на компенсированном слое. При этом

происходит замедление понижения потенциально-го барьера, что и ограничивает инжекцию носителей заряда в активную область, а следовательно, является причиной уменьшения КПД с ростом тока. Кроме того, с ростом напряжения на образце увеличивается доля носителей заряда, способных переходить в неосновную долину InGaN. Эти носители заряда рекомбинируют с участием фононов, что снижает эффективность излучения.

Заключение

Спектр ЭЛ (см. рис. 1) исследуемой структуры на основе твердого раствора InGaN имеет максимум при $\hbar\omega_{\text{max}} = 2,91$ эВ ($\lambda_{\text{max}} = 426$ нм), который не сдвигается с ростом напряжения на образце. Отсутствие смещения максимума спектра связано с экранированием пьезоэлектрических полей в исследуемой структуре. Форма спектра ЭЛ связана с тем, что излучение обусловлено переходами, сопровождающимися туннелированием.

Зависимость $\eta = f(I)$ (см. рис. 2, кривая 1), рассчитанная по формуле (2), имеет немонотонный характер с максимумом в диапазоне токов $I = 3\text{—}6$ мА, принимая при этом значения в диапазоне $0,2\text{—}3,57$ %. При этом на АЯХ (см. рис. 2, кривая 2) можно выделить три участка:

участок резкого увеличения ($2,6 \cdot 10^{-4}\text{—}2 \cdot 10^{-3}$ А; $3,1\text{—}3,4$ В; с наклоном $n = 2,68$), что связано с преобладанием излучательного канала рекомбинации, так как основная часть напряжения смещения падает на p - n -переходе, т. е. приводит к снижению потенциального барьера [4];

участок линейного роста ($2 \cdot 10^{-3}\text{—}7 \cdot 10^{-3}$ А; $3,4\text{—}3,65$ В; с наклоном $n = 1,1$), что соответствует постоянному внутреннему квантовому выходу. В этой области токов наблюдается максимум на зависимости $\eta = f(I)$;

участок с наклоном $n = 0,68$ ($7,1 \cdot 10^{-3}\text{—}20 \cdot 10^{-3}$ А; $3,65\text{—}3,92$ В). В этом диапазоне токов скорость в канале безызлучательной рекомбинации растет быстрее, чем скорость излучательной рекомбинации. Увеличение скорости безызлучательной рекомбинации, а следовательно, уменьшение КПД с ростом тока через образец и темпа роста АЯХ (см. рис. 2, кривые 1, 2) связано:

- с увеличением доли напряжения, падающего на компенсированном слое;
- с утечкой носителей заряда из активной области (КЯ) в соседние широкозонные слои (GaN);
- с увеличением доли носителей заряда, которые могут перейти в неосновную долину InGaN и рекомбинировать с участием фононов.

Литература

1. Мамакин С. С., Юнович А. Э., Ваттана А. Б., Маняхин Ф. И. // ФТП. 2003. № 37. С. 1131.
2. Бочкарева Н. И., Журнов Е. А., Ефремов А. А., Ребана Ю. Т., Горбунов Р. И., Шретер Ю. Г. // Там же. 2005. № 39. С. 627.
3. Бочкарева Н. И., Журнов Е. А., Ефремов А. А., Ребана Ю. Т., Горбунов Р. И., Клочков А. В., Лавринович Д. А., Шретер Ю. Г. // Там же. С. 829.
4. Маняхин Ф. И. // Известия вузов. Материалы электронной техники. 2004. № 1. С. 45.
5. Петров С. И., Кайдаш А. П., Красовицкий Д. М., Соколов И. А., Погорельский Ю. В., Чалый В. П., Шкурко А. П., Степанов М. В., Павленко М. В., Баранов Д. А. // Письма в ЖТФ. 2004. № 30. С. 13.
6. Панков Ж. Оптические процессы в полупроводниках. — М.: Мир, 1973.
7. Звягин И. П. // Письма в ЖЭТФ. 1996. № 69. С. 879.
8. Савельев И. В. Курс общей физики. — М.: Наука, 1978. Т. 2.

Статья поступила в редакцию 26 апреля 2006 г.

Spectra of electroluminescence and the efficiency of light-emitting diodes on the basis of InGaN firm solution

N. S. Grushko, L. N. Potanakhina
Ulyanovsk State University, Russia

Investigated were spectra of electroluminescence for structures on the basis of InGaN firm solution ($\lambda_{max} = 426$ nm) in a range of 3.2—3.6 V. Determined was a dependence of efficiency of investigated structure on a current, on which the maximum is observed at 4 mA. The reasons of reduction of the efficiency and rate of growth of the ampere-brightness characteristic with increase in a current through a sample are explained.

УДК 537.226.83

Фотолюминесценция в нанокompозитах на основе поливинилиденфторида и наполнителя CdS

М. А. Рамазанов

Бакинский государственный университет, Республика Азербайджан

Изложены исследования фотолюминесцентных (ФЛ) свойств композиций на основе поливинилиденфторида (ПВДФ) и наполнителя CdS в интервале длин волн $\lambda = 350—700$ нм. Получены композиции с размером частиц наполнителя CdS 3—5 мкм и 20—35 нм. Спектры фотолюминесценции исследованы в области длин волн 300—1000 нм. Появление дополнительного максимума для композиции ПВДФ+ CdS с размером 3—5 мкм вызвано, по видимому, слабыми межфазными взаимодействиями. Широкая полоса ФЛ с максимумами при 2,4 эВ образцов, содержащих нанокластеры в матрице, является суперпозицией двух полос: полосы, связанной с рекомбинацией через уровни дефектов в матрице, и полосы, обусловленной состояниями на границе нанокластер—матрица.

В последнее время появилось множество исследований, посвященных разным аспектам получения полимерных композиционных материалов (КМ), обладающих фотолюминесцентными свойствами. Эти материалы воплощают в себе положительные свойства отдельных компонентов композиции и могут обладать высокими фотолюминесцентными свойствами в сочетании с высокими физико-механическими характеристиками. Также известно, что полупроводниковые материалы в виде кла-

стеров, распределенных в органической или силикатной матрице, вызывают повышенный интерес исследователей, работающих в области физики и химии низкоразмерных систем и нелинейной оптике [1—4]. Данные материалы проявляют необычные по сравнению с объемными материалами оптические и электронные свойства.

В большинстве случаев в указанных работах компоненты композиций рассматривались как механическая смесь и мало внимания уделялось