

ФИЗИКА ПОЛУПРОВОДНИКОВ И ДИЭЛЕКТРИКОВ

УДК 521.315.82.2

DOI: 10.17223/00213411/64/3/144

В.Н. ДАВЫДОВ, А.Н. ЛАПИН, О.Ф. ЗАДОРЖНЫЙ

ФОНОННЫЙ СПЕКТР LED-ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ InGaN/GaN
С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ

Измерения фононного спектра LED-гетероструктуры на основе барьера $\text{In}_{0.12}\text{Ga}_{0.88}\text{N}/\text{GaN}$ показали наличие в нём четырех пиков фононного излучения с энергиями 0.193, 0.207, 0.353 и 0.356 эВ. Из сравнения результатов проведенного расчета энергетического спектра электронной и дырочной квантовых ям с полученными экспериментальными данными предположено, что указанные пики могут быть интерпретированы как энергии фононов, генерируемых при захвате электронов из барьерного слоя на второй уровень размерного квантования, а также при релаксации электронов со второго уровня на излучательный уровень и захвате дырок на верхний уровень квантовой ямы.

Ключевые слова: квантовая яма, захват электронов, фононы, спектр, преобразования Кубелки – Мунка.

Введение

В настоящее время в научной литературе недостаточно внимания уделяется рассмотрению механизмов захвата и эмиссии носителей заряда квантовой ямой (КЯ) в LED-гетероструктурах (ГС). В свою очередь данные механизмы задают ток инжекции в КЯ, который определяет эффективность работы светодиодной ГС. Существует несколько моделей, описывающих захват и эмиссии носителей заряда на энергетические уровни: модель Дж. Томсона [1], каскадная модель Лэкса [2], модель Абакумова – Переля [3, 4], модель Шокли – Рида – Холла [5–7]. Однако до настоящего времени ни одна из них не учитывает, в требуемом для согласования с экспериментом объеме, принципиальные особенности взаимодействия КЯ и носителей заряда, связанные с участием в резонансном захвате – эмиссии свободных электронов и фононов с образованием стоячей волны с разностной энергией, представляющей спектр электрона в КЯ [3, 4, 8–10].

Исходные положения

Представленная на рис. 1 энергетическая диаграмма электронной (n -КЯ) и дырочной (p -КЯ) квантовых ям показывает, что процесс взаимодействия носителей и КЯ заключается в захвате носителя на верхний уровень размерного квантования (УРК) с характерным временем $\tau_{\text{зах}}^{(n)}$ или его эмиссии со временем $\tau_{\text{эм}}^{(n)}$ [10]. Избыток энергии захваченного электрона реализуется в виде фонона с энергией $E_{\text{ф1}}^{(n)}$ и $E_{\text{ф1}}^{(p)}$ при захвате дырки. Возможно излучение нескольких фононов с разными энергиями, но однофононные процессы, видимо, более вероятны.

Далее захваченные носители через время τ_r релаксируют на нижние уровни $E_{1n,p}$ с испусканием фононов разностных энергий $E_{\text{ф2}}^{(n)}$ и $E_{\text{ф2}}^{(p)}$, с которых осуществляются излучательные переходы зона – зона с временем рекомбинации τ_l .

Из проведенного анализа взаимодействия свободных носителей заряда с КЯ следует, что соотношения времен захвата, эмиссии, безызлучательной релаксации и времени излучательной рекомбинации являются определяющими для получения высокого внутреннего квантового выхода эмиссии излучения: одни характеристические времена должны быть максимальными ($\tau_{\text{эм}}^{(n)}$, $\tau_{\text{эм}}^{(p)}$), а другие – минимальными ($\tau_{\text{зах}}^{(n)}$, $\tau_{\text{зах}}^{(p)}$, τ_r , τ_l).

Если описание состояния свободного электрона в барьерном слое и электрона-волны в яме не вызывают затруднений, то описание третьего участника взаимодействия – оптического или акустического фонона в КЯ – требует отдельного рассмотрения. В настоящее время в литературе недостаточно работ по исследованию физических процессов по формированию фононных спектров КЯ из InGaN и интерфейса GaN–InGaN. Имеющиеся данные указывают на то, что основными

участниками процесса захвата носителей заряда КЯ являются оптические фононы [11–13]. Однако нет данных о механизме образования фононов, численных значениях их энергий применительно к захвату электронов и дырок в ГС на основе наиболее используемого на практике соединения $\text{In}_{0.12}\text{Ga}_{0.88}\text{N}$.

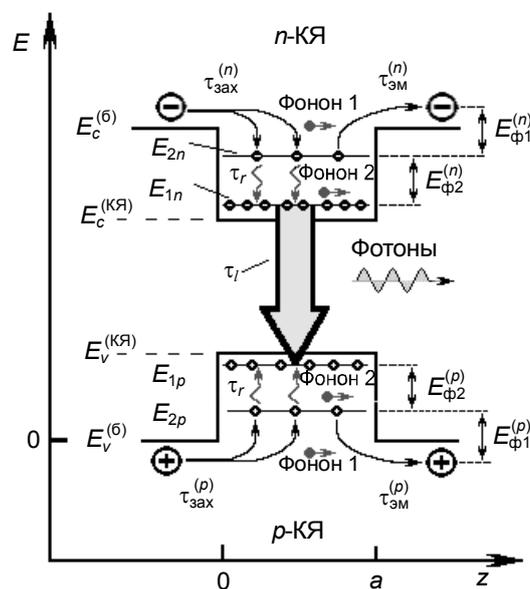


Рис. 1. Захват и эмиссия носителей заряда КЯ с генерацией фононов

Цель данной работы – экспериментальное исследование фононного спектра светодиодной ГС с КЯ для выявления его базовой структуры и особенностей в режиме излучения света, а также частот оптических фононов, которые ответственны за захват носителей в КЯ.

Постановка эксперимента

Исследуемые образцы представляли собой светоизлучающие гетероструктуры на основе барьеров $\text{In}_{0.12}\text{GaN}/\text{GaN}$, в которых на выходе излучения отсутствовал люминофорный слой. Их фононный спектр измеряли методом фурье-спектроскопии [14] путем регистрации спектров диффузного отражения в диапазоне от 0.04–0.5 эВ ($400\text{--}4000\text{ см}^{-1}$) на ИК-фурье-спектрофотометре (ИКФС) Shimadzu IRTracer-100 с приставкой DRS-8000A [14]. В качестве возбуждения неравновесного состояния образцов использовалось когерентное излучение из красной области видимого спектра. В проведенных экспериментах исследовано около десятка гетероструктур, показавших качественно одинаковые результаты.

Наряду с регистрацией спектров диффузного отражения LED-гетероструктур в эксперименте измерялись фононные спектры диффузионных арсенид-галлиевых светодиодов марки АЛ106 с красной линией излучения. Сравнение спектров диффузионных светодиодов и LED ГС позволяет, с определенной достоверностью, выделить области спектра ГС, которых нет в спектре диффузионных светодиодов и которые содержат информацию о взаимодействии носителей заряда с фононами в КЯ.

Для исключения систематической ошибки в начале эксперимента измеряли спектр выключенной ГС, который рассматривали как фоновый. Затем записывали спектр включенной ГС, из которого вычитали фоновый спектр. Получаемый спектр рассматривали как итоговый. В программном обеспечении LabSolutions IR, работающем с ИКФС Shimadzu IRTracer-100, полученные с помощью преобразования Кубелки – Мунка разностные спектры диффузного отражения преобразовывались в спектры поглощения исследуемого объекта [15, 16].

Результаты эксперимента

Форма длинноволнового спектра отражения – поглощения в видимом диапазоне ГС показана на рис. 2. Его сравнение с фононным спектром диффузионного светодиода показало, что их разли-

чие вызвано существованием в спектре LED ГС двух областей пиков коэффициента отражения – поглощения с энергиями в диапазоне 0.18–0.22 эВ и 0.35–0.36 эВ. Их наличие рассматривается как результат влияния КЯ на генерацию оптического излучения с образованием фононов в ГС. В спектре отражения – поглощения включенной ГС обнаружено также большое количество пиков длинноволнового излучения. Наиболее значимый среди них пик с энергией 0.09 эВ может быть связан с продольными оптическими фононами [17]. Пики в области 0.45–0.48 эВ, вероятно, связаны с водосодержащими соединениями.

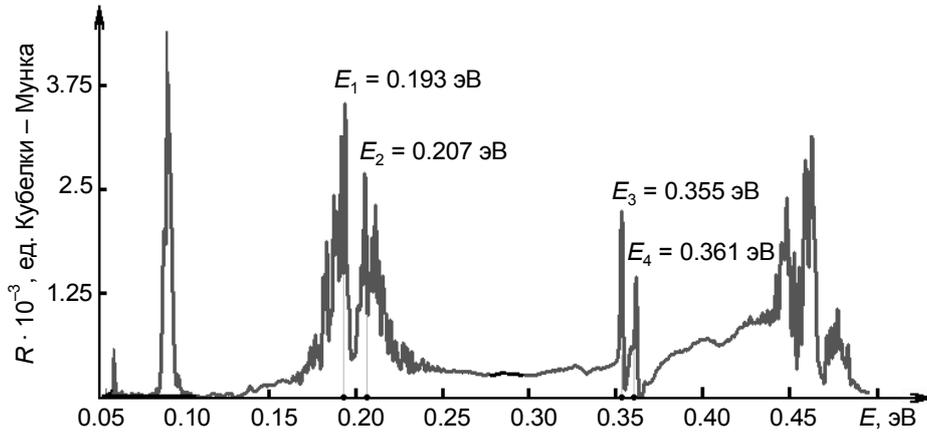


Рис. 2. Фононный спектр излучающей гетероструктуры InGaN/GaN, спектр выключенной гетероструктуры вычтен

Рассматривая полученные результаты измерения фононного спектра с позиций классической модели Лоренца в рамках однофононного резонанса [14], указанные значения энергий с большой долей вероятности можно связать с энергиями фононов, образующихся в ГС при излучении видимого света. Это энергия, которую электрон отдает решетке вещества КЯ, опускаясь из зоны проводимости барьера на верхний УРК ямы. Для типичного значения глубины n -КЯ в LED-гетероструктурах, равного 0.40 эВ, и доли индия в составе ямы, равной $x = 0.12$ в КЯ из $\text{In}_{0.12}\text{Ga}_{0.88}\text{N}$ толщиной 1.9 нм, будет только два УРК с энергиями $E_{1n} \approx 0.06$ эВ и $E_{2n} \approx 0.24$ эВ. Тогда захват электрона на верхний уровень будет сопровождаться высвобождением избытка энергии величиной $E_{\phi 1}^{(n)} \approx 1.8kT + \Delta E_c - E_{2n} \approx 0.05 + 0.40 - 0.24 = 0.21$ эВ. Это значение энергии испускаемого фонона близко к энергии пика фононного спектра с $E_2 = 0.207$ эВ.

Другим каналом генерации фононов в LED ГС является релаксация захваченных электронов с верхнего уровня на нижний, излучательный уровень. Выделяемая при этом энергия равна разности энергий верхнего и нижнего УРК и составляет $E_{\phi 2}^{(n)} = E_{2n} - E_{1n} = 0.24 - 0.06 = 0.18$ эВ, что в пределах точности эксперимента попадает в область пика фононного спектра рис. 2 $E_1 = 0.193$ эВ.

Второй пик плотности фононов с энергией 0.18 эВ, вероятно, вызван захватом дырки на УРК в дырочной яме. Ввиду различия эффективных масс электронов m_n^* и тяжелых дырок m_p^* в веществе $\text{In}_{0.12}\text{Ga}_{0.88}\text{N}$ энергетический спектр для дырок плотнее электронного в $E_{kp} = E_{kn} (m_n^*/m_p^*)$ раз. Тогда УРК в p -КЯ будут иметь следующие значения энергий:

$$E_{1p} = E_{1n} (m_n^*/m_p^*) = 0.06(0.189m_0/0.90m_0) \approx 0.01 \text{ эВ}, \quad E_{2p} = E_{2n} (m_n^*/m_p^*) \approx 0.05 \text{ эВ}.$$

При глубине p -КЯ $\Delta E_v = 0.24$ эВ захват дырок на уровень E_{2p} будет сопровождаться испусканием фонона с энергией 0.18 эВ, которую можно интерпретировать как второй пик в спектре фононов. Использованные численные значения параметров гетероструктуры с КЯ из InGaN соответствуют параметрам реальных ГС [18, 19].

Отметим, что релаксация захваченной дырки на излучательный уровень будет сопровождаться излучением фононов, энергия которых находится за пределами обсуждаемых пиков.

Выводы

По экспериментально измеренным спектрам отражения – поглощения LED ГС с КЯ на основе барьера InGaN/GaN, а также спектров диффузионного светодиода рассчитаны спектры светоизлучающей ГС с КЯ. На полученных спектрах обнаружены две области частот фононов (0.18–0.22 эВ и 0.35–0.36 эВ), которые связываются с особенностями процесса захвата свободных носителей заряда электронной и дырочной квантовыми ямами.

Расчеты показывают, что для ГС с типичными значениями для LED-источников толщиной КЯ $a \approx 1.9$ нм и содержанием In в катионной подрешетке 12% фононы с энергией $E_2 = 0.207$ эВ, вероятно, образуются в результате захвата электронов из барьера на второй УРК в электронной яме: $E_{\phi 1}^{(n)} = E_2$. Последующая релаксация электронов на нижний уровень сопровождается генерацией фононов с энергией $E_{\phi 2}^{(n)} = 0.18$ эВ, которая ввиду уширения спектра и приближенного расчета УРК может быть отождествлена с пиком плотности фононов $E_1 = 0.193$ эВ: $E_{\phi 2}^{(n)} \approx E_1$. Такую же энергию имеют фононы, испускаемые при захвате дырок на второй УРК: $E_{\phi 1}^{(p)} \approx E_1$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Thomson J. J. // *Philos. Mag.* – 1924. – V. 47. – P. 337.
2. Lax M. // *Rev. Mod. Phys.* – 1960. – V. 32. – P. 25.
3. Yassievich I. N., Abakumov V. N., and Yassievich I. N. // *ЖЭТФ.* – 1976. – V. 71. – P. 657.
4. Абакумов В. Н., Перель В. И., Яссиевич И. В. Безызлучательная рекомбинация в полупроводниках. – СПб.: Изд-во «Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова РАН», 1997. – 376 с.
5. Hall R. N. // *Proc. IEEE* – 1959. – V. 106B. – P. 923.
6. Shockley W. and Read W. T. // *Phys. Rev. J.* – 1952. – V. 87. – P. 835.
7. Wertheim G. K. // *Phys. Rev. J.* – 1958. – V. 109. – P. 1086.
8. Соколова З. Н., Тарасов И. С., Асрян Л. В. // *ФТП.* – 2011. – Т. 45. – Вып. 11. – С. 1553–1559.
9. Соколова З. Н., Бахвалов К. В., Лютецкий А. В. и др. // *ФТП.* – 2016. – Т. 50. – Вып. 5. – С. 679–682.
10. Давыдов В. Н., Каранкевич О. А. // *Изв. вузов. Физика.* – 2018. – Т. 61. – № 2. – С. 19–25.
11. Bloom P. W. M., Smidt C., Haverkort J. E. M., and Wolter J. H. // *Phys. Rev.* – 1992. – V. B47. – P. 2072.
12. Wu F., Tian W., Yan W. Y., et al. // *J. Appl. Phys.* – 2013. – V. 113. – P. 154505.
13. Beeler M., Trichas E., and Monroy E. // *Semicond. Sci. Technol.* – 2013. – V. 28. – P. 074022.
14. Ефимова А. И., Головань Л. А., Кашкаров П. К. и др. Инфракрасная спектроскопия систем пониженной размерности. – СПб.: Лань, 2016. – 246 с.
15. Mitchell M. B. *Advanced in Chemistry* / eds. M. Urban et al. – Washington, DC: American Chemistry Society, 1993. – P. 351–375.
16. Fuller M. P. and Griffiths P. R. // *Anal. Chem.* – 1978. – V. 50. – No. 13. – P. 1906–1910.
17. Протасов Д. Ю., Малин Т. В., Тихонов А. В. и др. // *ФТП.* – 2013. – Т. 47. – Вып. 1. – С. 36–47.
18. Шуберт Ф. Светодиоды: пер. с англ. под ред. А.Э. Юновича. – 2-е изд. – М.: Физматлит, 2008. – 495 с.
19. Vungtaftman J., Meyer J. R., and Ram-Mohan L. R. // *J. Appl. Phys.* – 2001. – V. 89. – No. 11. – P. 5815–5875.

Поступила в редакцию 25.05.2020,
после доработки – 11.01.2021.

Томский государственный университет систем управления и
радиоэлектроники, г. Томск, Россия

Давыдов Валерий Николаевич, д.ф.-м.н., профессор каф. ЭП ТУСУРа, e-mail: dvn@fet.tusur.ru,
Лапин Алексей Николаевич, к.т.н., ст. науч. сотр. лаб. РКМ ТУСУРа, e-mail: alexey_nl@sibmail.com;
Задорожный Олег Федорович, аспирант каф. ЭП ТУСУРа, e-mail: oleg9300@mail.ru.