

Анализ температурных зависимостей вольт-фарадных характеристик светоизлучающих структур InGaN/GaN с множественными квантовыми ямами

© О.А. Солтанович, Е.Б. Якимов[†]

Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов Российской академии наук, 142432 Черноголовка, Россия

(Получена 25 апреля 2012 г. Принята к печати 14 июня 2012 г.)

Исследованы вольт-фарадные характеристики, а также частотные зависимости емкости и проводимости светоизлучающих структур InGaN/GaN с множественными квантовыми ямами в диапазонах частот 60 Гц–5 МГц и температур 77–300 К. Показано, что релаксация носителей заряда в квантовых ямах может быть описана двумя эмиссионными процессами: термоактивационным и со степенной зависимостью скорости эмиссии от температуры. Показано также, что в типичных светоизлучающих структурах на основе InGaN/GaN одна или несколько квантовых ям могут оставаться заполненными даже при сравнительно больших значениях обратного смещения. Это позволяет объяснить обнаруженный ранее на таких структурах сдвиг эффективных профилей распределения носителей заряда, полученных из вольт-фарадных характеристик, относительно границы p – n -перехода при понижении температуры.

1. Введение

Исследование вольт-фарадных характеристик (ВФХ) светоизлучающих структур InGaN/GaN с множественными квантовыми ямами (МКЯ) позволяет получать важную информацию о распределении носителей заряда в структуре, о расположении квантовых ям (КЯ) относительно границы области пространственного заряда (ОПЗ), о концентрации легирующей примеси в ямах и барьерах [1–3].

Стандартная процедура обработки ВФХ состоит в получении профиля распределения основных носителей заряда из зависимости емкости барьерной структуры от напряжения (см., например, [4]). Такие профили эффективно используются не только для изучения распределения дефектов в гомогенных полупроводниках, но и для характеристики гетероструктур, в том числе квантово-размерных структур. Однако в структурах с δ -слоями или КЯ распределение основных носителей заряда может не совпадать с физическими размерами и распределением фиксированного заряда вблизи δ -слоя или КЯ [5]; полученные стандартной обработкой вольт-фарадных характеристик профили распределения носителей заряда называют в этом случае „кажущимися“ или эффективными (apparent carrier distribution). Кроме того, в многослойных структурах и в полупроводниках, содержащих дефекты с глубокими уровнями, вклад в измеряемую емкость одновременно могут давать несколько областей структуры, причем эти вклады могут по-разному зависеть от таких факторов, как температура, частота измерения и напряжение на структуре. Это также приводит к тому, что эффективные профили распределения носителей заряда, получаемые стандартной обработкой ВФХ, не соответствуют параметрам реальной структуры и требуют дополнительного анализа.

В светоизлучающих структурах InGaN/GaN с МКЯ было обнаружено [6]: емкость структур зависит от

температуры таким образом, что эффективные профили распределения носителей заряда (в том числе и положение КЯ) при понижении температуры „смещаются“ вглубь структуры относительно границы p – n -перехода, при этом расстояния между пиками концентрации на полученных профилях могут практически не меняться. Подобное смещение эффективных профилей распределения заряда с температурой в структурах InGaN/GaN можно обнаружить и в ряде других работ (см., например, [7]), однако авторы часто не акцентируют внимание на этом феномене или объясняют его возникновением с понижением температуры компенсированных областей вблизи границы p – n -перехода, дающих вклад в емкость [1,7].

В работе [8] были исследованы частотные зависимости ВФХ при разных температурах и было показано, что наиболее вероятной причиной изменений в емкости, приводящих к сдвигу эффективных профилей распределения носителей заряда, в структурах InGaN/GaN является изменение соотношения между частотой тестового сигнала измерения емкости и скоростью установления равновесного заряда (скоростью релаксации заряда) в КЯ. Если заряд в квантовых ямах успевает следовать за переменным напряжением тестового сигнала, это соответствует низкочастотному (НЧ) приближению (измеряется НЧ емкость), если не успевает, измеряется высокочастотная (ВЧ) емкость. Подобная ситуация при измерении емкости хорошо известна для полупроводника, содержащего центры с глубокими уровнями [4,9]. Было также показано [8], что ВФХ, измеренные на структурах InGaN/GaN с МКЯ в типичных условиях (как правило, при комнатной температуре на частотах 100 кГц или 1 МГц) соответствуют промежуточному положению между ВЧ и НЧ приближениями. При этом для каждой температуры существует предельная частота, ниже которой ВФХ от частоты не зависит, и эти предельные НЧ ВФХ, полученные при разных температурах, с хорошей точностью совпадают. Совпадение НЧ ВФХ также свидетельствует о том, что определяющий

[†] E-mail: yakimov@iptm.ru

вклад в „кажущееся“ смещение эффективных профилей носителей заряда с температурой вносит частотная зависимость емкости, связанная с процессами релаксации заряда в КЯ, а влиянием других факторов (например, вымораживанием носителей на центры захвата) можно пренебречь.

Таким образом, процессы релаксации заряда в КЯ оказывают существенное влияние на результаты измерений при характеристике реальных структур InGaN/GaN с МКЯ и требуют дальнейшего изучения. Оставалась также неясным вопрос, почему влияние на емкость и ВФХ наблюдается также при достаточно больших обратных напряжениях, приложенных к структуре, когда КЯ находятся внутри ОПЗ.

В настоящей работе для получения информации о процессах релаксации заряда в структурах InGaN/GaN с МКЯ был проведен анализ зависимостей емкости и проводимости структур от частоты при разных температурах и напряжениях смещения, аналогичный применяемому в методике адмиттансной спектроскопии [10] и позволяющий по скорости эмиссии носителей заряда, дающих вклад в емкость, дифференцированно исследовать параметры КЯ или центров захвата.

2. Методика эксперимента

В работе исследовались типичные светоизлучающие структуры на основе InGaN/GaN, выращенные методом MOCVD (metalloorganic chemical vapor deposition) на сапфире с ориентацией (0001). Структуры состояли из слоя *n*-GaN толщиной 3 мкм, легированного кремнием (концентрация доноров $\sim 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$), буферного слоя толщиной $\sim 50 \text{ нм}$, включающего сверхрешетку GaN/InGaN с низким содержанием In ($< 10\%$), активного слоя, содержащего 5 пар квантовых ям и барьеров (для большинства исследованных структур 3 нм InGaN с содержанием In $\sim 20\%$ и 12 нм GaN), а также верхнего слоя *p*⁺-GaN толщиной $\sim 0.1 \text{ мкм}$, легированного Mg до концентрации $\sim 10^{20} \text{ см}^{-3}$. Омические контакты к *p*-области создавались напылением тонких слоев Ni и Au диаметром 330 мкм с последующим вытравливанием вокруг них мезаструктуры диаметром 430 мкм. Второй омический контакт создавался с помощью индия, нанесенного на протравленную до *n*-слоя часть структуры.

Измерения ВФХ проводились в диапазоне частот 60 Гц–5 МГц измерителями импеданса HP/Agilent 4284A и 4285A при тестовом сигнале 35 мВ в диапазоне температур 77–300 К. Параллельно с ВФХ измерялись зависимости проводимости структуры от напряжения, которые впоследствии использовались для получения частотных зависимостей проводимости, а также служили для контроля корректности измерений емкостной составляющей сигнала.

Из полученного массива экспериментальных данных — ВФХ и зависимостей проводимости от напряжения смещения — были построены зависимости емкости и проводимости структуры от частоты для фиксированных значений температур и напряжений смещения. При

этом диапазон рассмотренных напряжений смещения составил от +2.4 В (прямое смещение) до –4 В (обратное смещение), что соответствовало прохождению границы ОПЗ от положения между квантовыми ямами до нижней границы буферного слоя.

3. Исследование вольт-фарадных характеристик и частотных зависимостей адмиттанса

3.1. Вольт-фарадные характеристики

Поведение ВФХ и эффективных профилей распределения носителей заряда в зависимости от частоты на аналогичных структурах InGaN/GaN с МКЯ детально исследовалось нами ранее [8], и основные результаты хорошо воспроизводятся на структурах, исследованных в настоящей работе.

Типичные эффективные профили распределения носителей заряда, полученные из ВФХ при нескольких выбранных значениях частоты и температуры, приведены на рис. 1, по оси абсцисс отложена ширина области пространственного заряда *W*. На всех профилях проявляются три или четыре КЯ, а также интерфейс между буфером и сильнолегированным слоем. Видно, что и понижение температуры, и повышение частоты измерений приводят к аналогичным изменениям: полученные профили практически параллельно „сдвигаются“ вглубь структуры, т.е. расстояния между квантовыми ямами, а также расстояние от области КЯ до сильнолегированной области при этом практически не меняются. Как упоминалось выше, при каждой температуре можно получить предельную НЧ ВФХ, которая при дальнейшем понижении частоты не изменяется, причем предельные НЧ ВФХ для разных температур с хорошей точностью

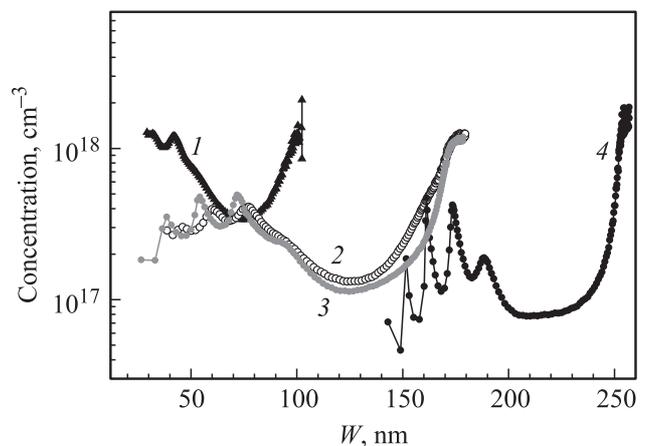


Рис. 1. Сдвиг эффективных профилей распределения носителей заряда, полученных стандартной обработкой ВФХ, в зависимости от частоты и температуры для структуры InGaN/GaN с 5 квантовыми ямами. (1, 2) — температура 295 К, частота тестового сигнала 6 кГц (1) и 2 МГц (2); (3, 4) — температура 77 К, частота 30 кГц (3) и 5 МГц (4).

совпадают. На рис. 1 такой предельной НЧ ВФХ соответствует профиль, представленный кривой 1 (6 кГц, 295 К). Кривая 4 на рис. 1, напротив, представляет профиль, полученный из ВФХ, измеренной в условиях, наиболее близких к приближению ВЧ емкости из используемых в нашей работе (77 К, 5 МГц).

3.2. Частотные зависимости емкости и проводимости

Переходы от низкочастотной емкости к высокочастотной хорошо проявляются на зависимостях емкости от частоты, $C(\omega)$, которым уделено основное внимание в данной работе (здесь $\omega = 2\pi f$, где f — частота тестового сигнала, ω — угловая частота).

Типичные зависимости $C(\omega)$ для нескольких температур при двух значениях приложенного напряжения, $U = -4$ В (обратное смещение) и $U = 1$ В (прямое смещение), приведены на рис. 2. Видно, что в исследуемых структурах InGaN/GaN с МКЯ на зависимостях $C(\omega)$ наблюдаются две ступеньки, положение которых относительно оси абсцисс зависит от температуры. Ступенька с большей амплитудой наблюдается при частотах $\sim (10^2 - 10^5)$ Гц (будем обозначать ее А), вторая ступенька (ступенька В) только начинает проявляться на низкотемпературных кривых (см. кривые 1, 2 на рис. 2) при частотах выше 10^6 Гц. Это говорит о том, что в структурах имеется две группы локализованных носителей заряда, каждая из которых дает вклад в зависи-

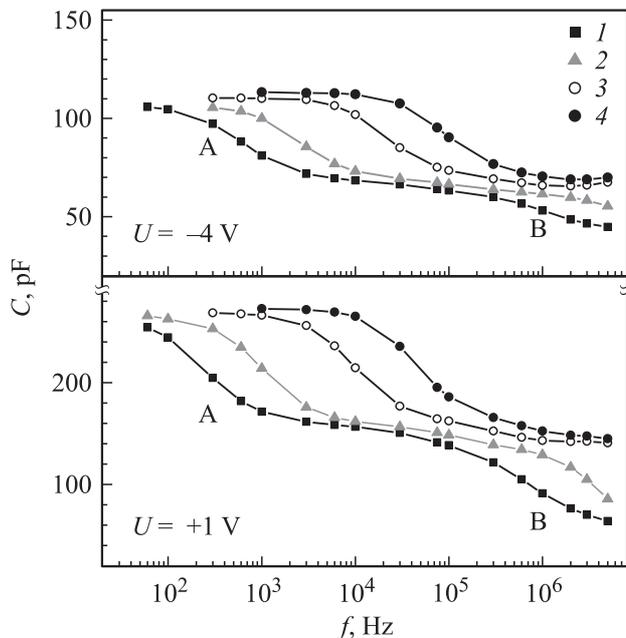


Рис. 2. Частотные зависимости емкости $C(\omega)$ структур InGaN/GaN с 5 квантовыми ямами при разных температурах для двух фиксированных значений напряжения на структуре: для обратного смещения $U = -4$ В и для прямого смещения $U = +1$ В. Температура, К: 1 — 77 К, 2 — 120 К, 3 — 220 К, 4 — 295 К. $f = \omega/2\pi$ — частота тестового сигнала.

мость $C(\omega)$ и имеет свою характерную скорость эмиссии e_n , зависящую от температуры. Амплитуда ступенек сравнима с величиной емкости структуры. Это означает, что каждая из этих групп носителей заряда составляет значительную долю от общего числа носителей, дающих вклад в емкость.

На соответствующих зависимостях $G(\omega)/\omega$ (проводимости $G(\omega)$, деленной на угловую частоту), также наблюдаются один или два пика, положение которых по оси абсцисс совпадает со ступеньками на зависимостях $C(\omega)$. Однако преимуществом использования зависимостей $C(\omega)$ является то, что они непосредственно отражают изменение заряда, дающего вклад в емкость, и менее подвержены влиянию различных факторов (токи утечки и т.п.), приводящих к искажению формы кривых $G(\omega)/\omega$.

Рассмотрим влияние температуры и напряжения смещения, приложенного к структуре, на полученные зависимости $C(\omega)$ и $G(\omega)/\omega$.

3.2.1. Зависимость $C(\omega)$ от температуры. В методике адмиттансной спектроскопии характерную скорость эмиссии носителей заряда e_n при данной температуре определяют как частоту ω , соответствующую половине высоты ступеньки на зависимости $C(\omega)$ [10], а сдвиг положения ступеньки с температурой T используется для получения зависимости $e_n(T)$ и определения положения энергетического уровня дефектов в предположении, что эмиссия заряда происходит термоактивационным способом:

$$e_n = e_{n0} \exp\left(-\frac{E_A}{kT}\right), \quad (1)$$

где E_A — энергия активации перехода, k — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура, e_{n0} — предэкспоненциальный множитель.

Аппроксимация полученных зависимостей $e_n(T)$ экспоненциальной кривой для ступеньки А дает значения $E_A \approx 50$ мэВ. При этом полученные точки на кривой Аррениуса не очень хорошо описываются экспоненциальной зависимостью, поэтому данные значения энергии активации в дальнейшем будем рассматривать как эффективные. Следует отметить, что похожие значения энергии активации были получены и в работе [11] при исследовании подобных структур. Такая энергия активации существенно ниже ожидаемой для эмиссии носителей заряда с уровня в квантовой яме, который в наших структурах должен быть расположен на 0.3–0.4 эВ ниже верхнего края КЯ. Кроме того, такое значение E_A предполагает чрезвычайно низкие значения предэкспоненциального множителя e_{n0} . Возможные причины таких зависимостей $e_n(T)$ будут рассмотрены далее.

Амплитуда ступеньки А не зависит от температуры, это с хорошей точностью выполняется при всех исследованных напряжениях смещения и означает, что вклад в емкость носителей с данной скоростью эмиссии не изменяется при изменении температуры.

Что касается ступеньки В, то, поскольку она проявляется лишь частично в ограниченном интервале температур, энергию активации можно оценить лишь приблизительно. Такая оценка дает также небольшую величину, ~ 30 мэВ. О зависимости амплитуды ступеньки В от температуры из имеющихся данных судить сложно.

3.2.2. Зависимости $C(\omega)$ и $G(\omega)/\omega$ от напряжения смещения. Для анализа влияния напряжения смещения на зависимость $C(\omega)$ удобно сравнивать нормированные частотные зависимости емкости $C(\omega)/C_{LF}$, где C_{LF} — низкочастотная емкость в области насыщения зависимости $C(\omega)$. Кривые $C(\omega)/C_{LF}$ для температуры 77 К приведены на рис. 3. Проведенное сравнение показывает, что относительная амплитуда $\Delta C/C_{LF}$ для ступеньки А практически не зависит от напряжения смещения на структуре (так же как и от температуры, что отмечалось выше). Значение $\Delta C/C_{LF}$ составляет приблизительно ~ 0.4, и такое соотношение с хорошей точностью сохраняется при всех исследованных температурах и напряжениях смещения.

Положение ступеньки А несколько сдвигается в сторону высоких частот с увеличением обратного напряжения на структуре, что заметнее проявляется при больших обратных напряжениях. Такой же сдвиг пика А, соответствующего данной ступеньке, можно наблюдать при изменении напряжения смещения и на зависимостях $G(\omega)/\omega$ (рис. 4). Повышение скорости эмиссии с увеличением обратного смещения является достаточно обычным явлением и может иметь несколько причин (эффект Пула-Френкеля [12], понижение края КЯ при изменении изгиба зон и т.п.), однако полученные к настоящему времени данные не позволяют сделать выбор между ними. Поэтому в настоящей работе этот вопрос далее не обсуждается.

Относительная амплитуда ступеньки В, напротив, зависит от приложенного напряжения (см. рис. 3). Хорошо видно, что она заметно увеличивается при приближении

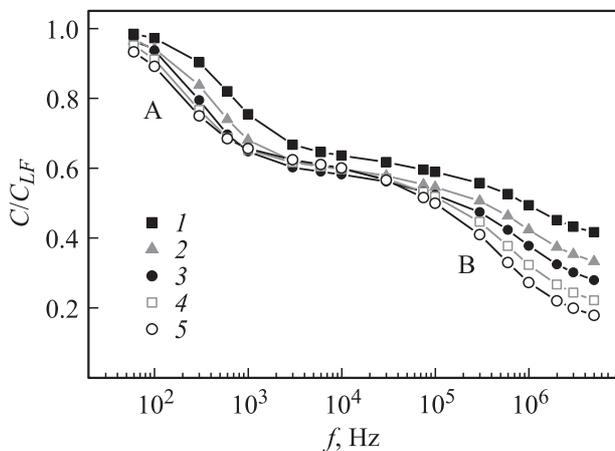


Рис. 3. Нормированные частотные зависимости емкости $C(\omega)/C_{LF}$ при температуре 77 К. Напряжения смещения: -4 (1), -1 (2), 0 (3), +1.5 (4), +2.2 В (5). $f = \omega/2\pi$.

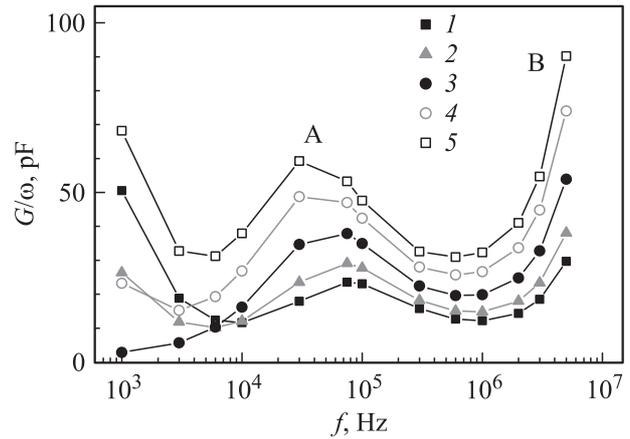


Рис. 4. Зависимости G/ω от частоты при температуре 295 К. Напряжения смещения: -2 (1), -1 (2), 0 (3), +1 (4), +1.5 В (5). $f = \omega/2\pi$.

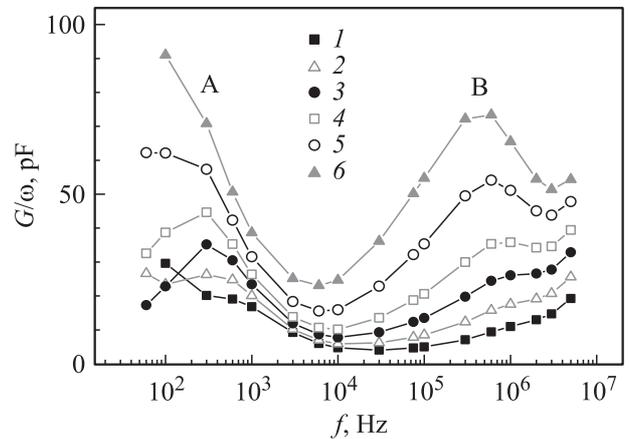


Рис. 5. Зависимости G/ω от частоты при температуре 77 К. Напряжения смещения: -2 (1), -1 (2), 0 (3), +1 (4), +2 (5), +2.4 В (6). $f = \omega/2\pi$.

к области КЯ, а при больших обратных смещениях ступенька В практически исчезает. Положение этой ступеньки и соответствующего пика В на кривых $G(\omega)/\omega$ (рис. 5) относительно оси абсцисс от приложенного напряжения практически не зависит, хотя при больших обратных смещениях делать определенные выводы затруднительно из-за малых амплитуд ступеньки В и соответствующего пика на зависимости $G(\omega)/\omega$.

4. Моделирование частотных зависимостей емкости и обсуждение

Поскольку ступенька А дает наиболее значительный вклад в емкость и к тому же полностью проявляется в рассматриваемом диапазоне частот и температур, основное внимание при последующем анализе зависимостей $C(\omega)$ будет уделено ей. Как уже отмечалось, характерны-

ми чертами этой ступеньки являются большая амплитуда и малая эффективная энергия активации, полученная из зависимостей $C(\omega)$ и $G(\omega)/\omega$ от температуры.

Большая амплитуда ступеньки показывает, что вклад в емкость носителей с данной скоростью эмиссии сравним с общим зарядом носителей, определяющих емкость структуры. Если связывать этот заряд с центрами в объеме полупроводника, то они должны быть равномерно распределены по глубине с концентрацией, сравнимой с уровнем легирования, т.е. достигать значений $\sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$, что ранее при исследовании пленок GaN не отмечалось. В то же время пики на полученных из ВФХ эффективных профилях распределения носителей заряда свидетельствуют о наличии значительного количества электронов, локализованных в КЯ, которые должны проявляться при измерении частотных зависимостей емкости. Оценки, сделанные по ВФХ, показывают, что действительно заряд электронов, находящихся в КЯ, вполне может обусловить соответствующий вклад в емкость, а первый квантовый уровень при этом будет располагаться ниже уровня Ферми на величину $\sim 10 \text{ мэВ}$. Это дает основание предполагать, что ступенька А связана с эмиссией электронов из квантовой ямы.

Малое эффективное значение энергии активации, полученное из экспериментальной зависимости $e_n(T)$, и отклонение кривых Аррениуса от экспоненциального закона могут быть связаны с неоднородностью образца, приводящей к размытию энергии активации переходов (см., например, [13]), причем такое размытие должно приводить также к изменению формы ступеньки на зависимости $C(\omega)$. Проведенное моделирование зависимостей $C(\omega)$ для разных температур с учетом размытия энергии активации по Гауссу и сравнение их с экспериментальными зависимостями показало, что экспериментальные ступеньки более пологие, чем рассчитанные в отсутствие размытия, и учет размытия позволяет хорошо описать их форму. Размытие энергии активации, при котором наклоны ступеньки на расчетных и экспериментальных кривых совпадают, составляет 4 мэВ для 77 К и 15 мэВ для 295 К . Однако к существенному сдвигу расчетных кривых $C(\omega)$ по частоте это не приводит и соответственно не может влиять на наблюдаемое значение энергии активации.

В то же время моделирование показало, что экспериментальная зависимость $e_n(T)$, дающая малые эффективные значения энергии активации, может быть описана в предположении, что эмиссия носителей заряда определяется несколькими процессами. Вблизи комнатной температуры скорость эмиссии, определенная из зависимости $C(\omega)$, составляет $(3-5) \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$. Такая скорость эмиссии в предположении, что процесс термоактивационный и описывается выражением вида (1), для типичных значений предэкспоненциального множителя e_{n0} (частота попыток электронных переходов) $\sim 10^{10} \text{ с}^{-1}$ дает значения энергии активации $250-300 \text{ мэВ}$. Это хорошо согласуется с оценкой глубины нижнего уровня в КЯ и позволяет предположить, что вблизи комнатной

температуры определяющим является термоактивационный выброс носителей из КЯ.

Для описания кривых $C(\omega)$ и зависимости $e_n(T)$ во всем диапазоне температур $77-300 \text{ К}$ необходимо предположить наличие второго эмиссионного процесса, скорость которого e_{LT} зависит от температуры более сложным образом. Было установлено, что хорошее согласие с экспериментальными данными достигается, если описать $e_{LT}(T)$ при $T > 77 \text{ К}$ эмпирической зависимостью следующего вида:

$$e_{LT}(T) = e_{LT}(77) \exp\left[\frac{E_F(T) - E_F(77)}{kT}\right], \quad (2)$$

где $e_{LT}(77)$ — постоянная, равная 1800 с^{-1} и соответствующая значению $e_{LT}(T)$ при 77 К , $E_F(77)$ и $E_F(T)$ — энергии уровня Ферми в объеме полупроводника соответственно для 77 К и температуры T , отсчитываемые от края зоны проводимости ($E_F(T) - E_F(77) > 0$). Сопоставление расчетных кривых и экспериментальных данных приведено на рис. 6; параметры, использованные при моделировании, составляют $E_A = 0.27 \text{ эВ}$, $e_{n0} = 10^{10} \text{ с}^{-1}$, концентрация доноров в буферном слое $N_d = 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

Интересно отметить, что в выражение (2) входит температурная зависимость уровня Ферми. Однако, строго говоря, зависимость (2) является не экспоненциальной, а степенной, поскольку положение уровня Ферми в зависимости от температуры имеет вид

$$E_C - E_F = kT \ln\left(\frac{N_C}{N_d}\right), \quad (3)$$

где E_C — энергия нижнего края зоны проводимости, N_C — плотность состояний в зоне проводимости, и при подстановке (3) в (2) получаем $e_{LT}(T) \propto T^{3/2}$ из-за температурной зависимости плотности состояний в зоне проводимости.

Таким образом, наблюдаемую зависимость $e_n(T)$ можно описать с учетом двух механизмов релаксации носителей заряда, находящихся в КЯ. При низкой температуре работает механизм, степенным образом зависящий от температуры, при температурах $\sim 200 \text{ К}$ заметный вклад начинает давать активационный выброс носителей из ям, а вблизи комнатной температуры и выше этот механизм становится преобладающим. Механизмом, ответственным за неактивационный процесс, по нашему мнению, может быть туннельный обмен носителями с соседней КЯ или туннелирование из нижней ямы вдоль протяженных дефектов, тем более что туннелирование обычно проявляется и на вольт-амперных характеристиках таких структур [14]. В связи с этим интересно отметить, что в работе [3] при изучении похожих структур с МКЯ, выращенных на ELOG-слоях GaN (ELOG — epitaxial lateral overgrowth) с меньшей плотностью проникающих дислокаций, в спектрах релаксационной спектроскопии глубоких уровней и адмиттансной спектроскопии наблю-

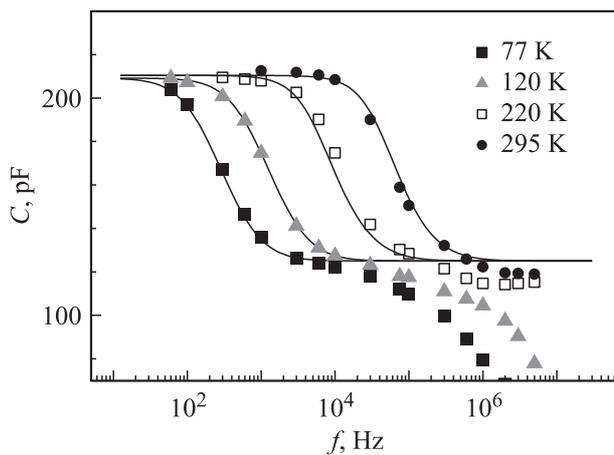


Рис. 6. Сравнение результатов моделирования ступеньки А на зависимостях $C(\omega)$ для разных температур с экспериментальными зависимостями $C(\omega)$ для структур InGaN/GaN с 5 квантовыми ямами. Точки — эксперимент, напряжение смещения $U = 0$, температуры указаны. Сплошные кривые — расчет. $f = \omega/2\pi$.

дался пик с „нормальной“ энергией активации 0.4 эВ, который авторы связывали с выбросом носителей с нижнего уровня в КЯ, а отсутствие подобного пика в структурах, выращенных методом MOCVD, объясняли тем, что в MOCVD-структурах с МКЯ доминирующее влияние на скорость релаксации заряда в яме оказывает туннелирование.

Следует отметить также, что величина размытия энергии активации, определенная из сопоставления наклона ступеньки А на расчетных зависимостях $C(\omega)$ с экспериментальными данными (рис. 6), линейно зависит от температуры в диапазоне 77–300 К и составляет величину $\sim kT$, что вполне может быть связано с температурным размытием электронного газа в КЯ вблизи уровня Ферми.

Еще одним важным экспериментальным результатом, требующим обсуждения, является то, что ступенька А на зависимостях $C(\omega)$ имеет практически постоянную относительную амплитуду $\Delta C/C_{LF} \approx 0.4$ как при напряжениях смещения, соответствующих положению границы ОПЗ вблизи КЯ, так и при обратном смещении -4 В, когда граница ОПЗ находится около интерфейса буфер-сильнолегированный слой. Это означает, что носители в КЯ должны давать вклад в емкость не только в условиях, когда граница ОПЗ находится вблизи области КЯ, но и когда она находится далеко в буфере.

В светоизлучающих структурах InGaN/GaN глубина нижнего уровня в КЯ может составлять величину $\sim (0.3-0.4)$ эВ относительно верхнего края КЯ, а толщина буферного слоя между областью КЯ и сильнолегированным слоем, как правило, невелика; для структур, исследуемых в данной работе, она составляет ~ 50 нм. Зная концентрацию доноров в буфере N_d и глубину уровня в квантовой яме E_t , можно оценить энергию

Ферми E_F и ширину так называемого λ -слоя [4], который показывает, на каком расстоянии от границы ОПЗ состояния с энергией $E_C - E_t$ находятся ниже уровня Ферми и остаются заполненными:

$$\lambda = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0(E_F - E_t)}{e^2N_d}}. \quad (4)$$

Здесь ε — диэлектрическая проницаемость полупроводника, ε_0 — электрическая постоянная, e — заряд электрона. Расчет для значений $E_t = 0.3$ эВ и $N_d = 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ показывает, что уровень Ферми в диапазоне температур 77–295 К находится на 15–110 мэВ ниже дна зоны проводимости, а ширина λ -слоя составляет 80–100 нм; для $N_d = 7 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ аналогичные оценки дают ширину λ -слоя 55–65 нм при изменении энергии Ферми от 10 до 90 мэВ. Видно, что размеры λ -слоя превышают или по крайней мере сравнимы с толщиной буферного слоя. Это означает, что в рассматриваемых структурах нижний уровень в КЯ может находиться ниже уровня Ферми и носители заряда будут оставаться в области КЯ, даже когда граница ОПЗ достигает сильнолегированного слоя. Этот факт часто не учитывается при анализе структур InGaN/GaN с аналогичной геометрией слоев (см., например, [11]), что может приводить к ошибочной интерпретации результатов при характеристике подобных структур методами ВФХ и адмиттансной спектроскопии.

Барьер, образующийся вокруг КЯ при ее заполнении электронами, также должен влиять на положение уровней в КЯ относительно уровня Ферми. Наши оценки показали, что при максимальном заполнении КЯ электронами высота такого барьера может достигать значения ~ 0.2 эВ. При увеличении обратного смещения барьер понижается, а положение квантового уровня в яме относительно уровня Ферми практически не изменяется, что, по-видимому, и объясняет слабую зависимость амплитуды ступеньки А на $C(\omega)$ от приложенного обратного смещения.

На основании полученных результатов можно сделать вывод о том, что в светоизлучающих структурах с МКЯ на основе InGaN/GaN носители заряда могут оставаться в КЯ даже при больших обратных смещениях, в то время как выброс значительной (по-видимому, основной) части электронов из КЯ, проявляющийся в виде ступенек на ВФХ и пиков на эффективных профилях распределения носителей заряда, происходит при существенно меньших напряжениях смещения. Это позволяет объяснить наблюдающийся в подобных структурах сдвиг по глубине эффективных профилей распределения носителей заряда при изменении частоты или температуры измерений. Действительно, заряд, остающийся в области КЯ, продолжает давать вклад в емкость при всех приложенных напряжениях смещения, этот вклад зависит от температуры и частоты и приводит к сдвигу профилей, рассчитанных из ВФХ.

Для подробного анализа ступеньки В имеющихся данных недостаточно. Отметим лишь то, что ее амплитуда заметно уменьшается при удалении границы ОПЗ от области КЯ, что характерно для дефектов, локализованных на определенной глубине. Для более детальных выводов требуется дальнейшее изучение.

5. Заключение

Таким образом, в работе исследованы ВФХ и частотные зависимости емкости и проводимости светоизлучающих структур с МКЯ на основе InGaN/GaN в широком диапазоне частот и температур, проведено моделирование частотных зависимостей емкости при разных температурах. Показано, что в диапазоне температур 77–300 К процесс релаксации заряда в КЯ хорошо описывается в предположении о существовании двух эмиссионных механизмов — термоактивационного и степенным образом зависящего от температуры. Также показано, что в типичных светоизлучающих структурах с МКЯ на основе InGaN/GaN одна или несколько КЯ могут оставаться заполненными даже при сравнительно больших значениях обратного смещения, приложенного к структуре в процессе измерений. Носители заряда, остающиеся в области квантовых ям, продолжают давать вклад в емкость структуры, что позволяет объяснить наблюдавшийся ранее сдвиг эффективных профилей распределения носителей заряда вглубь структуры относительно границы p – n -перехода при понижении температуры.

Список литературы

- [1] В.Е. Кудряшов, С.С. Мамакин, А.Н. Туркин, А.Э. Юнович, А.Н. Ковалев, Ф.И. Маняхин. ФТП, **35**, 861 (2001).
- [2] F. Rossi, M. Pavesi, M. Meneghini, M. Manfredi, G. Meneghesso, A. Castaldini, A. Cavallini, L. Rigutti, U. Strass, U. Zehnder, E. Zanoni. *J. Appl. Phys.*, **99**, 053 104 (2006).
- [3] A.Y. Polyakov, A.V. Govorkov, N.B. Smirnov, A.V. Markov, In-Hwan Lee, Jin-Woo Ju, S.Yu. Karpov, N.M. Schmidt, S.J. Pearton. *J. Appl. Phys.*, **105**, 123 708 (2009).
- [4] P. Blood, J.W. Orton. *The Electrical Characterization of Semiconductors: Majority Carriers and Electron States* (London–San Diego–N.Y., Academic Press, 1992) ch. 6.
- [5] C.R. Moon, B.D. Choe, S.D. Kwon, H.K. Shin, H.J. Lim. *J. Appl. Phys.*, **84**, 2673 (1998).
- [6] O.A. Soltanovich, N.M. Schmidt, E.B. Yakimov. *Abstracts of 31th Workshop on Compound Semicond. Dev. Integr. Circuits in Europe* (Venice, Italy, 2007) p. 25.
- [7] T.-S. Kim, B.-J. Ahn, Y. Dong, K.-N. Park, J.-G. Lee, Y. Moon, H.-K. Yuh, S.-C. Choi, J.-H. Lee, S.-K. Hong, J.-H. Song. *Appl. Phys. Lett.*, **100**, 071 910 (2012).
- [8] O.A. Солтанович, Н.М. Шмидт, Е.Б. Якимов. ФТП, **45**, 226 (2011).
- [9] L.C. Kimerling. *J. Appl. Phys.*, **45**, 1839 (1974).
- [10] D.L. Losee. *Appl. Phys. Lett.*, **21**, 54 (1972).
- [11] O.B. Кучерова, В.И. Зубков, А.В. Соломонов, Д.В. Давыдов. ФТП, **44**, 352 (2010).
- [12] С. Зи. *Физика полупроводниковых приборов* (М., Мир, 1984) т. 1, с. 423 [Пер. с англ.: S.M. Sze. *Physics of Semiconductor Devices* (N.Y., John Wiley & Sons, 1981) v. 1, ch. 7].
- [13] O.A. Soltanovich, E.B. Yakimov, N.A. Yarykin. *Proc. SPIE*, **4340**, 103 (2000).
- [14] A.E. Chernyakov, M.M. Sobolev, V.V. Ratnikov, N.M. Schmidt, E.B. Yakimov. *Superlat. Microstruct.*, **45**, 301 (2009).

Редактор Л.В. Шаронова

Analysis of temperature dependence of capacitance–voltage characteristics for InGaN/GaN multiple quantum well light-emitting structures

O.A. Soltanovich, E.B. Yakimov

Institute of Microelectronics Technology,
Russian Academy of Sciences,
142432 Chernogolovka, Russia

Abstract Capacitance–voltage as well as capacitance–frequency and conductance–frequency characteristics for InGaN/GaN multiple-quantum-well light-emitting structures in frequency range of 60 Hz–5 MHz and temperature range of 77–300 K have been studied. It is shown that the process of charge relaxation in a quantum well is satisfactorily described by two mechanisms: thermoactivated one and that with a power dependence of the relaxation rate on the temperature. It is shown also that, in typical InGaN/GaN light-emitting structures, one or several quantum wells could be occupied by electrons at rather high values of the reverse bias. This allows to explain the observed earlier in such structures the depth shift of apparent carrier distribution profiles, obtained from capacitance–voltage characteristics, under lowering the temperature.