

06

## Определение энергии глубоких центров структуры на основе твердого раствора InGaN

© А.С. Амброзевич, С.А. Амброзевич, Н.С. Грушко,  
Л.Н. Потанахина

Ульяновский государственный университет  
E-mail: kapiton04@yandex.ru

Поступило в Редакцию 22 июля 2005 г.

Исследовались структуры на основе твердого раствора InGaN. Из зависимостей термостимулированной емкости от температуры, дифференциального коэффициента наклона вольт-амперной характеристики от напряжения определены энергии глубоких центров, которые могут участвовать в создании рекомбинационного потока.

PACS: 72.20.Pa

**1. Введение.** InGaN светодиоды (СД) позволяют расширить сферу применения за счет полноцветных указателей и одноцветных световых сигналов, требующих наиболее ярких светодиодов. Преимуществом светодиодных осветительных приборов является малое потребление энергии, малое тепловыделение, вибростойкость, отсутствие специальных патронов, достаточная гамма излучения, высокая долговечность, могут надежно работать в диапазоне температур от  $-40$  до  $+86^\circ\text{C}$ . СД синего свечения используются для получения прибора белого свечения. Поэтому актуальна задача определения параметров глубоких уровней, участвующих в создании рекомбинационного потока и спектров электролюминесценции (ЭЛ).

В работе [1] изучались  $p-i-n$ -структуры, изготовленные на основе GaN и AlGaN. Измерения  $i$ -DLTS проводились в температурном диапазоне от 77 до 300 К. Параметры обнаруженных уровней определялись из зависимости Аррениуса  $\ln \tau T^2 = f(1/T)$ , которая была построена из семейства спектров  $i$ -DLTS. В результате энергия уровня составила

0.141 eV в  $p-i-n$ -структуре на основе GaN и 0.207 eV в  $p-i-n$ -структуре на основе AlGaN. Эти примесные центры приписываются акцепторным уровням Mg.

В работе [2] представлен анализ спектров фотолюминесценции слоев GaN, легированных Mg. Обнаружены особенности взаимодействия примеси Mg с собственными дефектами, проявляющимися благодаря механизму донорно-акцепторной рекомбинации. Определены энергии уровня Mg-акцептора  $\Delta E_A^{\text{Mg}} \sim (240 \pm 10) \text{ meV}$  и двух собственных донорных дефектов: глубокого (100 meV) и мелкого (30 meV).

В работе [3] показано, что отжиг в плазме азота пленок GaN:Mg приводит к уменьшению количества донорно-акцепторных пар с участием вакансии азота в качестве донора, обуславливающих сильную полосу свечения GaN:Mg с максимумом 2.88 eV. Превалирующей становится рекомбинация электронов прямо из зоны проводимости на уровне акцепторов  $\text{Mg}_{\text{Ga}}$ , ответственная за ультрафиолетовую красную полосу люминесценции с максимумом 3.27 eV ( $\Delta E_A^{\text{Mg}} \sim 130 \text{ meV}$ ).

В работе [4] указывается, что в структурах InGaN/GaN с модулированно-легированными квантовыми ямами Mg имеет сравнительно глубокий уровень —  $\Delta E_A^{\text{Mg}} \sim 160 \text{ meV}$ .

Целью данной работы является определение параметров (энергии) глубоких уровней светодиодной структуры фиолетового свечения на основе твердого раствора InGaN. Для этого использовались зависимости термостимулированной емкости (TCE) от температуры, зависимость дифференциального коэффициента наклона вольт-амперной характеристики (ВАХ).

**2. Термостимулированная емкость (TCE).** В работе исследовались СД Hewlett Packard фиолетового свечения ( $\hbar\omega_{\text{mzx}} = 2.91 \text{ eV}$ ,  $\lambda_{\text{max}} = 426 \text{ nm}$  при комнатной температуре) на основе твердого раствора InGaN. Гетероструктура  $n\text{-GaN}/\text{InGaN}/p\text{-GaN}$  состоит из трех пар слоев InGaN/GaN, полученных при  $650^\circ\text{C}$  на высокотемпературном GaN толщиной  $0.5 \mu\text{m}$ . После осаждения буферного слоя GaN:Si  $n$ -типа выращивалась активная область, состоящая из нескольких слоев InGaN. Барьеры GaN легировались Si. Активная область структуры выращивалась слоем GaN:Mg. Определено процентное содержание In в твердом растворе InGaN — 11%.

Термостимулированный эксперимент проводился по методике [5]. В [5] выведена формула для термостимулированной емкости:

$$\frac{\partial C}{\partial T} = A \left( \frac{T}{T_m} \right)^2 \exp \left[ \frac{E_t}{k} \left( \frac{1}{T_m} - \frac{1}{T} \right) \right] \times \exp \left\{ 1 - \left( \frac{T}{T_m} \right)^2 \exp \left[ \frac{E_t}{k} \left( \frac{1}{T_m} - \frac{1}{T} \right) \right] \right\}. \quad (1)$$

В уравнении (1) единственным подгоночным параметром является энергия термической активации. Значение энергии активации уровня можно оценить по формуле:

$$E_t = \gamma k T_m^2; \quad \gamma = 0.12 \text{ K}^{-1}; \quad E_t = \frac{(1.5 \div 2) k T_m^2}{T_m - T_l}, \quad (2)$$

где  $T_l$  — меньшая из температур на полуспаде ТСЕ,  $k$  — постоянная Больцмана.

Затем в формуле (1) задают температуру максимума и амплитуду пика. Эти параметры выбирают по графику. После этого подбирают энергию  $E_t$  (для уменьшения ширины пика  $E_t$  увеличивают, для увеличения ширины пика  $E_t$  уменьшают).

Кривая ТСЕ и ее производная приведены на рис. 1, 2.

Как видно из рис. 2, на графике зависимости  $\partial C / \partial T = f(T)$  наблюдаются два максимума при температуре  $T_{\max} = 137.7 \text{ K}$ ,  $T_{\max} = 182 \text{ K}$ . Моделирование по (1) показало, что этому максимуму при  $T_{\max} = 137.7 \text{ K}$  (рис. 2, *a*, кривые 2–4) соответствует энергия 3 eV, а максимуму при температуре  $T_{\max} = 182 \text{ K}$  (рис. 2, *b*, кривые 2–4) соответствует уровень с энергией 0.2 eV.

Анализ спектров нестационарной емкостной спектроскопии (DLTS) исследуемой структуры показал, что высота  $H$  экстремума (минимума) DLTS зависит от температуры: с ростом температуры значения высоты минимума уменьшаются по модулю ( $H < 0$ ). В работе [6] показано, что температурная зависимость высоты пиков DLTS является признаком эффективного взаимодействия глубокого уровня с обеими разрешенными зонами полупроводника.

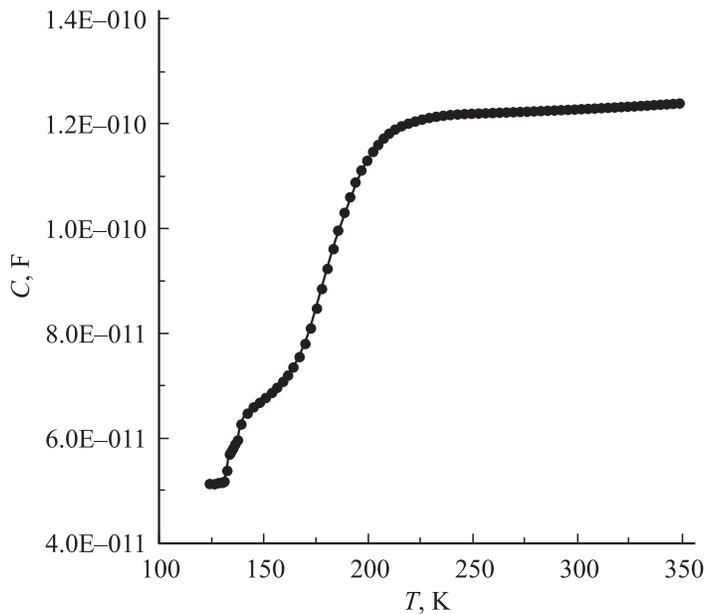


Рис. 1. Зависимость ТСЕ.

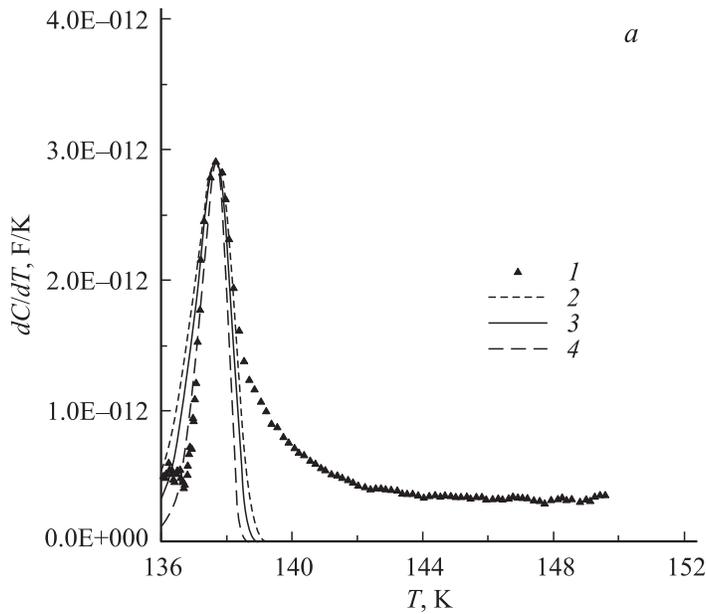
Сумма энергий первого и второго максимума близка к значению ширины запрещенной зоны при  $T = 137.7\text{ K}$  ( $E_g = 3.27\text{ eV}$ ), поэтому в соответствии с [5] можно сделать вывод, что максимумы с энергией 3 и 0.2 eV соответствуют одному и тому же уровню, который обменивается носителями заряда с обеими разрешенными зонами полупроводника.

По максимуму производной ТСЕ от температуры можно оценить коэффициент захвата уровня с энергией 0.2 eV  $c_0$ :

$$c_0 = \frac{\beta E_t}{N_c T_m^2 k} \exp\left[\frac{E_t}{k T_m}\right], \quad (3)$$

где  $\beta$  — скорость нагрева,  $N_c$  — эффективная плотность состояний в зоне проводимости.

Расчет по (3) показал, что коэффициент захвата для уровня с энергией 0.2 eV равен  $c_0 = 2.86 \cdot 10^{-15}\text{ cm}^3/\text{s}$ .



**Рис. 2.** Производная ТСЕ с моделированием по (1) при  $E_i, \text{eV}$ : *a* — 1 — эксперимент; 2 — 2.5; 3 — 3; 4 — 4; *b* — 1 — эксперимент; 2 — 0.15; 3 — 0.2; 4 — 0.25.

**3. Определение энергии активации по дифференциальному показателю наклона ВАХ.** Одной из задач диагностики  $p$ - $n$ -переходов является определение параметров глубоких уровней. Для этого можно использовать метод рекомбинационной спектроскопии. Энергии активации уровней можно вычислить по зависимости дифференциального коэффициента наклона ВАХ  $\beta$  [7], определяемого как

$$\beta = \frac{q}{kT} \left( \frac{\partial(\ln I_r)}{\partial U} \right)^{-1} = \frac{qI_r}{kT} \left( \frac{\partial I_r}{\partial U} \right)^{-1},$$

и его производной  $\partial\beta/\partial U$  (рис. 3). После численного дифференцирования ВАХ оказалось, что  $\beta$  ведет себя немонотонно и, следовательно, в создании рекомбинационного потока участвуют несколько глубоких уровней, имеющих разную энергию активации.

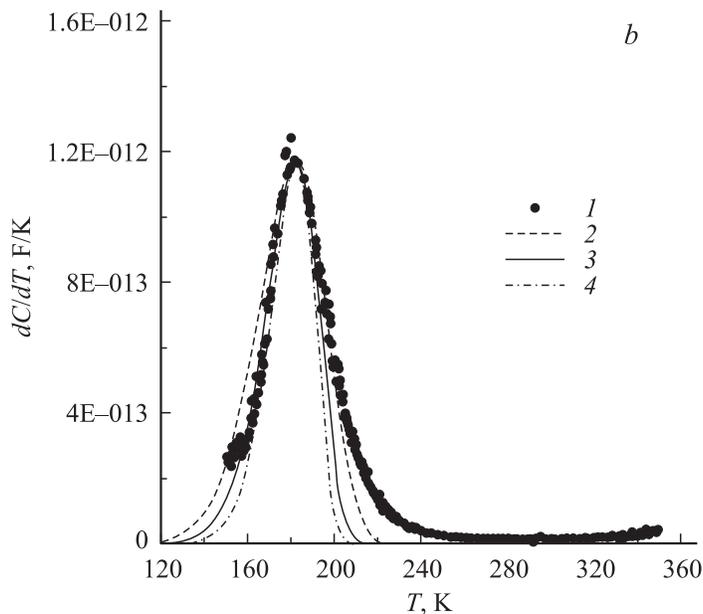
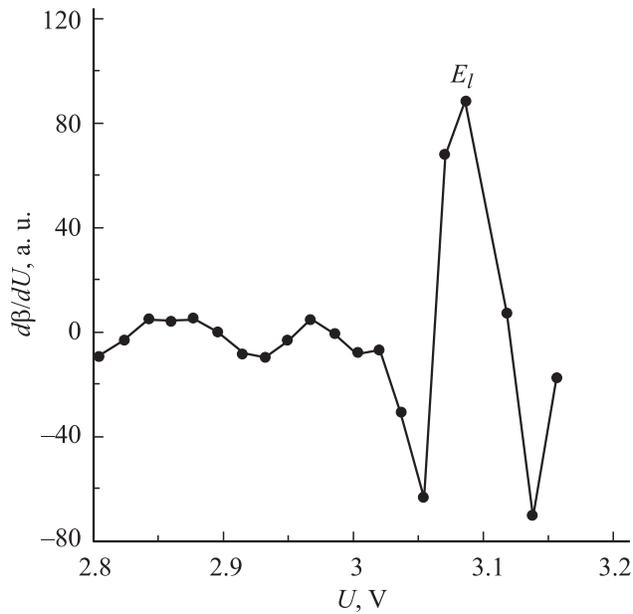


Рис. 2 (продолжение).

Производная  $d\beta/dU$  обладает ярко выраженным максимумом при напряжении  $U = 3.08$  V. Определена энергия активации по формуле работы [7]

$$E_t = 0.5E_g - qU_{\max} + kT \ln \left( \left[ \frac{m_n^*}{m_p^*} \right]^{3/2} \frac{wN}{c_p n_i} \right) \quad (4)$$

( $E_g(0) = 3.34$  eV,  $\omega = 1.768 \cdot 10^{-12}$  cm<sup>3</sup>/s) с учетом туннелирования  $E_t = 0.15$  eV. Основная ошибка в определении  $E_t$  по (4) связана со значением ширины запрещенной зоны и отношением масс носителей заряда для твердого раствора InGaN исследуемой структуры. Поэтому можно предположить, что на ТСЕ и зависимости  $\partial\beta/\partial U = f(U)$  проявляется один и тот же уровень с энергией 0.2 eV, так как определение энергии уровня по максимуму производной ТСЕ не связано со значением ширины запрещенной зоны.



**Рис. 3.** Зависимости  $\partial\beta/\partial U$  от напряжения для структуры на основе твердого раствора InGaN.

**4. Заключение.** Из зависимости производной ТСЕ от температуры (рис. 2, *a, b*), зависимости дифференциального показателя наклона ВАХ от напряжения (рис. 3) выделены уровни, участвующие в создании рекомбинационного потока. Как видно из рис. 2, на графике зависимости  $\partial C/\partial T = f(T)$  наблюдаются два максимума при температуре  $T_{\max} = 137.7$  К,  $T_{\max} = 182$  К.

Амплитуда экстремума (минимума) DLTS зависит от температуры, что является признаком эффективного взаимодействия глубокого уровня с обеими разрешенными зонами полупроводника, поэтому можно сделать вывод, что максимумы ТСЕ с энергией 3 и 0.2 eV соответствуют одному и тому же уровню, который обменивается носителями заряда как с валентной зоной, так и с зоной проводимости полупроводника. Определен коэффициент захвата этого уровня  $c_0 = 2.86 \cdot 10^{-15}$  cm<sup>3</sup>/s.

Как видно из рис. 3, график производной  $d\beta/dU$  обладает ярко выраженным максимумом при напряжении  $U = 3.08$  eV, которому соответствует уровень с энергией  $E_l = 0.15$  eV. Можно предположить, что на ТСЕ и зависимости  $\partial\beta/\partial U = f(U)$  проявляется один и тот же уровень с энергией 0.2 eV, так как определение энергии уровня по максимуму производной ТСЕ не связано со значением ширины запрещенной зоны. Вероятно, что этот уровень связан с акцепторным состоянием Mg в GaN [1–4].

## Список литературы

- [1] Кузнецов Н.И., Irvine K.G. // ФТП. 1998. Т. 32. В. 3. С. 369–372.
- [2] Некрасов В.Ю., Беляков Л.В., Сресели О.М., Зиновьев Н.Н. // ФТП. 1999. Т. 33. В. 12. С. 1428–1435.
- [3] Георгобиани А.Н., Грузинцев А.Н., Воробьев М.О., Кайзер У., Рихтер В., Ходос И.И. // ФТП. 2001. Т. 35. В. 6. С. 725–730.
- [4] Мамакин С.С., Юнович А.Э., Ваттана А.Б., Маняхин Ф.И. // ФТП. 2003. Т. 37. В. 9. С. 1131–1137.
- [5] Булярский С.В., Грушко Н.С. Генерационно-рекомбинационные процессы в активных элементах. М.: Изд-во МГУ, 1995. 400 с.
- [6] Лебедев А.А. // ФТП. 1997. Т. 31. № 4. С. 437–440.
- [7] Булярский С.В., Грушко Н.С. // ЖЭТФ. 2000. Т. 118. № 11. С. 1222.