

СТРУКТУРНЫЕ И ОПТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТОНКИХ ПЛЁНОК СОЕДИНЕНИЯ InN

Живулько В.Д., Мудрый А.В., Бородавченко О.М.

Научно-практический центр НАН Беларуси по материаловедению,
г. Минск, Беларусь, E-mail: vad.zhiv@gmail.com

Полупроводниковое соединение InN является базовой основой для создания твердых растворов InGaN, считающихся наиболее перспективным материалом современной оптоэлектроники для формирования высокоэффективных светодиодов и лазерных структур ближней инфракрасной области спектра 0.7–2.0 мкм [1–3]. Однако отсутствие надежных данных по оптическим фундаментальным параметрам InN с различной концентрацией электронов сдерживает продвижение технологии создания светодиодных структур на основе InGaN для ближнего инфракрасного диапазона спектра >0.7 мкм. Установление достоверной модели процессов излучательной рекомбинации в соединении InN может привести к значительному повышению квантовой эффективности светодиодных структур на основе InN и твердых растворов InGaN.

В работе исследовались тонкие пленки InN, осажденные на сапфировые подложки с использованием метода молекулярно-лучевой эпитаксии. Рентгенографический анализ пленок проведен на рентгеновском дифрактометре «ДРОН-3» в $\text{Cu-K}\alpha$ – излучении. Съемка рентгенограмм осуществлена в интервале углов $2\theta \sim 20\text{--}100^\circ$ с шагом сканирования 0.03° и временем экспозиции 3 с. Угловые положения дифракционных рефлексов определены по максимумам соответствующих симметричных линий на рентгенограммах. При проведении качественного и полуколичественного рентгеноструктурного анализа был определен элементный состав и на основе элементного состава выполнен поиск возможных фаз в этой системе по данным «PDF.dat» картотеки JCPDS (PDWIN и ASTM).

В качестве примера на рисунке 1 представлены рентгенограммы, снятые при комнатной температуре, для тонких пленок InN с концентрацией электронов $\sim 3.6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (M1) и $\sim 5.4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (M2). На рентгенограмме образца M1 в области углов $2\theta \sim 31.37^\circ$ и $2\theta \sim 65.43^\circ$ присутствуют рефлексы 0002 и 0004, относящиеся к фазе InN. На рентгенограмме образца M2 присутствуют интенсивные рефлексы от фазы InN (0002 при $2\theta \sim 31.36^\circ$ и 0004 при $2\theta \sim 65.43^\circ$), а также менее интенсивные рефлексы, относящиеся к фазе GaN (0002 при $2\theta \sim 34.55^\circ$ и 0004 при $2\theta \sim 72.79^\circ$) и фазе Al_2O_3 (0006 при $2\theta \sim 41.68^\circ$). Наличие рефлексов от соединения GaN для образца M2 указывают на относительно большую толщину буферного слоя GaN в этом образце. Рефлексы от тонких пленок InN имели сопоставимую интенсивность для обоих образцов.

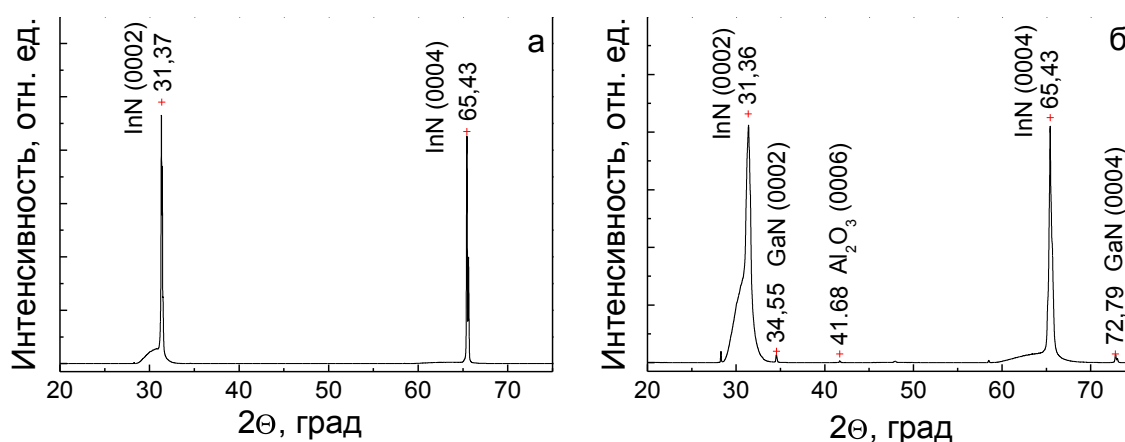


Рисунок 1 – Рентгенограммы тонких пленок InN с разными концентрациями электронов (а – образец M1, б – образец M2)

Наличие на рентгенограммах доминирующего по интенсивности рефлекса 0002, подтверждает гексагональную структуру кристаллической решетки, выращенных тонких пленок, с преимущественной ориентацией вдоль оси с. Образец M1 имеет

наименьшую полуширину рефлекса 0002, обладает электронным типом проводимости и наименьшей концентрацией электронов $\sim 3.6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, и, следовательно, наименьшей степенью автолегирования собственными структурными дефектами, предположительно, вакансиями азота. Для образца M2 характерна большая полуширина рефлекса 0002, так как он обладает более высокой концентрацией электронов. Отличие полуширин рефлексов указывает на существование различных значений величин внутренних напряжений в тонких пленках InN и их различное структурное совершенство.

Спектры оптического пропускания регистрировались при комнатной температуре на двулучевом спектрофотометре Cary UV-Vis-NIR в диапазоне от 200 до 3000 нм. Измерение спектров оптического пропускания проводилось также на монохроматоре МДР-23У с фокусным расстоянием зеркального объектива $f \sim 0.6 \text{ м}$, оснащённого дифракционной решёткой 600 штр/мм (обратная линейная дисперсия $\sim 26 \text{ \AA/мм}$).

На рисунке 2 приведены спектры пропускания двух образцов InN с разной концентрацией электронов $\sim 3.6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (кривые 1) и $\sim 5.4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (кривые 2) и спектральная зависимость параметра $(\alpha h\nu)^2$ от энергии фотонов $h\nu$.

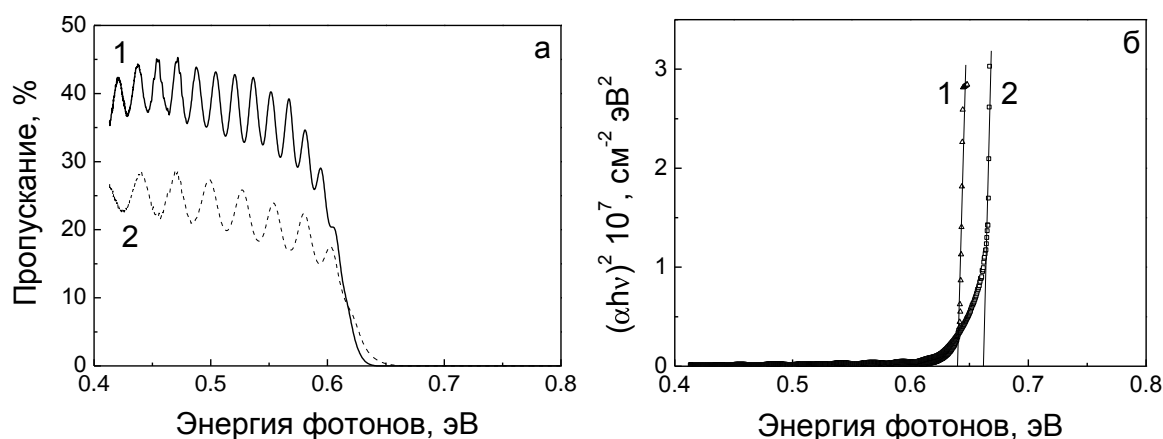


Рисунок 2 – Спектры пропускания тонких пленок InN с разными концентрациями электронов (а) и спектральная зависимость параметра $(\alpha h\nu)^2$ от энергии фотонов $h\nu$ (б)

Как видно из рисунка 2, образец M1 обладает более высоким значением пропускания, чем образец M2 и, соответственно, для образца M1 коэффициент пропускания составляет 35–45%, а для образца M2–20–30%.

Коэффициент поглощения плёнок InN рассчитывался с использованием следующего выражения [4]:

$$\alpha = 1/d \times \ln(1 - R)^2/T, \quad (1)$$

где α – коэффициент поглощения, d – толщина плёнки, T и R – коэффициенты пропускания и отражения, соответственно. На основании измерения спектров отражения соответствующий коэффициент отражения принимался равным ~ 0.15 .

На рисунке 2,б представлена спектральная зависимость параметра $(\alpha h\nu)^2$ от энергии фотонов $h\nu$, рассчитанная с использованием выражения (1) для соединения InN с разной концентрацией электронов. Численное значение ширины запрещённой зоны E_g для соединения InN определялось экстраполяцией линейной части спектральной зависимости параметра $(\alpha h\nu)^2$ к оси энергии фотонов $h\nu$. Ширина запрещенной зоны для тонких пленок InN с концентрациями электронов $\sim 3.6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (образец M1) и $\sim 5.4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (образец M2) составила $E_g \sim 0.63 \text{ эВ}$ и $E_g \sim 0,66 \text{ эВ}$, соответственно.

На рисунке 3 представлена температурная зависимость спектров фотолюминесценции тонких пленок InN с разными концентрациями электронов $n_e \sim 3.6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (а) и $n_e \sim 5.4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (б), снятая в интервале температур от 4.2 К до 78 К.

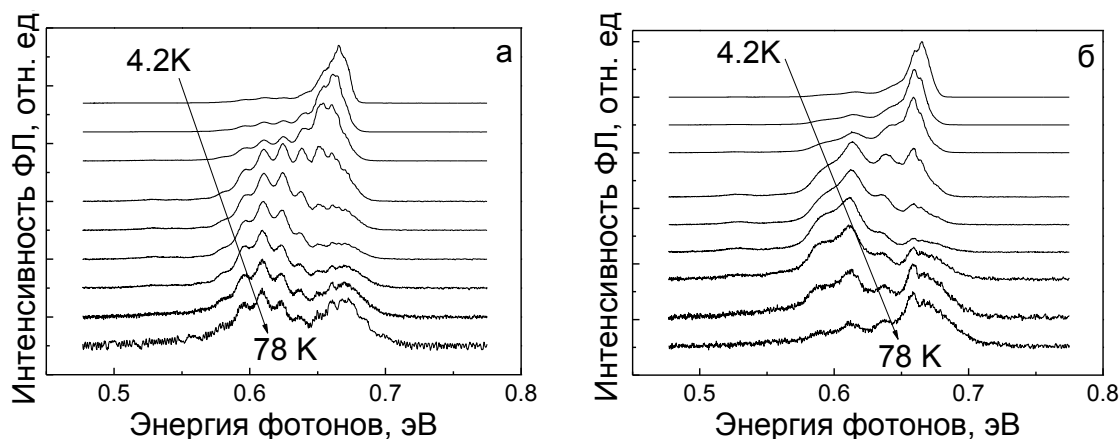


Рисунок 3 – Спектры фотолюминесценции тонких пленок InNc разной концентрацией электронов

На рисунке 3 видна последовательность перераспределения интенсивностей полос люминесценции. Обращает на себя внимание смещение полосы ближней люминесценции в область низких энергий для температур 18–35 K (центральные спектры на рис.3), а затем ее смещение в область более высокой энергии. Такие S-образные смещения максимумов полос люминесценции характерны для многих полупроводников [5]. Для объяснения аномальных температурных зависимостей необходимо привлечь модель локализованных состояний. Поэтому в традиционную формулу Варшни, объясняющую температурную зависимость ширины запрещенной зоны полупроводников, необходимо вводить дополнительное выражение, отражающее перераспределение носителей заряда, в системе энергетических уровней, создаваемых наличием флуктуаций потенциала, в кристаллической решетке исследуемых полупроводников.

Список литературы:

1. Z. Mi, S. Zhao. Phys. Status Sol. (b). 252, 1050 (2015).
2. B. H. Lee, S. Zhao, N. H. Tran, Z. Mi. Appl. Phys. Lett. 105, 231124 (2014).
3. V. Yu. Davydov, A. A. Klochihin, R. P. Seisyan, V. V. Emtsev, S. V. Ivanov, F. Bechstedt, J. Furthmuller, H. Harima, A. V. Mudryi, J. Aderhold, O. Semchinova, J. Graul. Phys. Stat. Sol. (b), 229, R1-R3 (2002).
- 4 Ю. И. Уханов, Оптические свойства полупроводников. М.: Наука, 1977.
5. Q Li, S J Xu, M H Xie, S Y Tong. J. Phys.: Condens. Mater. 17, 4853 (2005).