

УДК 621.315.592

А. В. МУДРЫЙ<sup>1</sup>, В. Д. ЖИВУЛЬКО<sup>1</sup>, А. Л. ГУРСКИЙ<sup>2</sup>, М. В. ЯКУШЕВ<sup>3</sup>,  
Р. В. МАРТИН<sup>3</sup>, В. Дж. ШАФФ<sup>4</sup>

## РАДИАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ В ТОНКИХ ГЕТЕРОЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ПЛЕНКАХ НИТРИДА ИНДИЯ ПРИ ЭЛЕКТРОННОМ ОБЛУЧЕНИИ

<sup>1</sup>Научно-практический центр НАН Беларуси по материаловедению

<sup>2</sup>Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники

<sup>3</sup>Университет Стратклайд, Глазго, Великобритания

<sup>4</sup>Корнельский университет, Итака, США

(Поступила в редакцию 11.02.2015)

**Введение.** В настоящее время нитридные соединения AlN, GaN, InN и твердые растворы на их основе AlGaN, AlInN, InGaN являются одними из наиболее востребованных прямозонных материалов для полупроводниковой оптоэлектроники и фотовольтаики [1–5]. В значительной степени этому способствовало установление нового значения ширины запрещенной зоны InN  $E_g \sim 0,7$  эВ [6] вместо ранее известного и использовавшего в течение 30 лет значения  $E_g \sim 2,0$  эВ [7]. Выращивание твердых растворов AlInN и InGaN на основе прямозонных полупроводниковых соединений AlN, GaN и InN с шириной запрещенной зоны  $E_g \sim 6,2$ ;  $\sim 3,4$  и  $\sim 0,7$  эВ соответственно позволяет полностью перекрывать ультрафиолетовый, видимый и ближний инфракрасный диапазон спектра. При этом появляется возможность создания на основе этих прямозонных полупроводников высокоэффективных светодиодов и лазерных структур для широкой спектральной области от 0,2 до 2,0 мкм [1, 2, 4, 6]. В частности, твердые растворы InGaN являются наиболее перспективными полупроводниковыми материалами для создания синих и зеленых светодиодов, которые предназначены для высокоплотной оптической записи информации и лазеров, способных работать в широком интервале температур [1, 4]. Получение мощных трехцветных светодиодов (синий, зеленый, красный) на основе соединений InGaN будет способствовать созданию лазерных прожекторов с полной цветовой гаммой для видимого спектрального диапазона и высококонтрастного лазерного телевидения. На сегодняшний день уже получены высокояркие светодиоды для голубого и синего диапазонов на основе полупроводниковых соединений InGaN и для красного диапазона на основе соединения AlInGaP [1]. Как известно, для зеленой области спектра освоено производство мощных твердотельных лазеров с диодной накачкой, работающих на длине волны 0,532 мкм, что соответствует второй гармонике генерации неодимового излучения  $\sim 1,064$  мкм (second harmonic generation, SHG технология) [1]. Однако считается, что лазерные полупроводниковые светодиоды на основе соединений InGaN могут иметь преимущества по размерам, весу, стабильности, эффективности и стоимости по сравнению с лазерами, создаваемыми по технологии SHG [1]. Исследования показали, что успех развития технологии получения твердых растворов InGaN, как наиболее перспективных материалов оптоэлектроники, определяющим образом зависит от создания высококачественных соединений InN. В связи с этим существует необходимость дальнейшего более детального изучения физических свойств InN, в том числе и после радиационного облучения, из-за перспективы использования солнечных элементов и оптоэлектронных приборов, созданных на его основе, в условиях воздействия проникающей радиации, например в космосе [1, 8–11]. Полученные к настоящему времени экспериментальные данные об изменении физических свойств InN и структур, созданных на его основе, при радиационном облучении

(электроны, протоны, альфа-частицы и т. д.) немногочисленны и противоречивы, и поэтому необходимы дальнейшие исследования в этом важном практическом направлении.

В настоящей работе приведены новые данные по воздействию высокоэнергетических электронов на гетероэпитаксиальные тонкие пленки InN, приводящему к значительному изменению оптических свойств материала.

**Методика эксперимента.** Исследовались гетероэпитаксиальные пленки InN, осажденные на сапфировые подложки с ориентацией (0001). Пленки выращивались с использованием метода молекулярно-лучевой эпитаксии в Корнельском университете (г. Итака, штат Нью-Йорк, США) по технологии, описанной в [12]. Перед осаждением пленок InN при повышенной температуре и заданном времени выполнялось азотирование сапфировых подложек, приводящее к образованию на них тонкого буферного слоя AlN. В последующем проводилось осаждение тонких буферных слоев GaN. Эксперименты показали, что создание тонких буферных слоев AlN и GaN на сапфировых подложках приводит к значительному улучшению качества пленок InN. Следует отметить, что пленки выращивались без специального легирования, однако имели относительно высокую концентрацию электронов за счет автолегирования собственными дефектами структуры донорного типа. По данным измерения эффекта Холла, пленки InN обладали *n*-типом проводимости, концентрацией электронов  $n_e \sim 3,6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  и высокой подвижностью  $\mu_e \sim 2000 \text{ см}^2/\text{Вс}$ . Образцы облучались электронами с энергией  $\sim 6 \text{ МэВ}$  в интервале доз  $10^{15} - 10^{18} \text{ см}^{-2}$  при температуре  $< 30 \text{ }^\circ\text{C}$ .

Спектры оптического пропускания и отражения регистрировались в спектральном диапазоне 0,2–3,0 мкм с использованием двулучевого спектрофотометра Cary-5000 UV-Vis-NIR (фирма «Varian», США), а также с помощью однолучевого дифракционного монохроматора МДР-23У с фокусным расстоянием зеркального объектива  $f \sim 0,6 \text{ м}$ , оснащенного дифракционной решеткой 300 штр/мм. При измерении спектров пропускания и отражения на монохроматоре МДР-23У источником света служила галогеновая вольфрамовая лампа накаливания мощностью 170 Вт. Измерение спектров фотолюминесценции (ФЛ) проводилось при возбуждении неравновесных носителей заряда в тонких пленках InN аргоновым лазером на длине волны  $\lambda \sim 0,488 \text{ мкм}$  с мощностью до 500 мВт (ОАО «Плазма», Россия) или твердотельным лазером с диодной накачкой DPSS серии KLM-532/h-500 на длине волны  $\lambda \sim 0,532 \text{ мкм}$  с мощностью до 500 мВт (ЗАО «Оптроник», Россия). В качестве детекторов оптических сигналов использовалось охлаждаемое до 78 К фотоспротивление на основе PbS (серия P9217) или InGaAs (серия G8373-01) *p-i-n*-фотодиод (фирма «Hamamatsu», Япония). Модуляция светового излучения от лампы или лазера осуществлялась на частоте  $\sim 20 \text{ Гц}$  с использованием механического прерывателя. Два переменных синусоидальных сигнала с детекторов, включая опорный сигнал, обрабатывались низкочастотным узкополосным усилителем и преобразовывались в постоянное напряжение на основе метода синхронного детектирования на фазочувствительном нановольтметре типа Unipan – 232В (Польша). Постоянное напряжение, снимаемое с выхода синхронного детектора, поступало на вход аналого-цифрового вольтметра APPA-207, где преобразовывалось в цифровой код, и посредством протокола RS-232 сигнал поступал на компьютер для автоматической записи оптических спектров. Измерение спектров оптического пропускания и фотолюминесценции при температуре  $\sim 4,2 \text{ К}$  проводилось при непосредственном погружении исследуемых тонких пленок InN в жидкий гелий, находящийся в специальном криостате.

**Экспериментальные результаты и их обсуждение.** На рис. 1 приведены спектры оптического пропускания и отражения, снятые при комнатной температуре необлученной и облученной электронами дозой  $\sim 10^{18} \text{ см}^{-2}$  пленок InN на сапфире соответственно. Как видно, образцы обладают пропусканием на уровне 16–25 % и характеризуются наличием интерференционной структуры за относительно резким краем фундаментального поглощения, соответствующим ближней инфракрасной области спектра  $\sim 2 \text{ мкм}$ . Спектры отражения в области прозрачности тонких пленок нитрида индия также характеризуются отчетливо выраженной интерференционной структурой, амплитуда которой уменьшается при приближении к краю фундаментального поглощения, и за ним коэффициент отражения становится постоянным со значением  $R \sim 0,14$ . Следует отметить, что в области прозрачности пленок InN минимумы отражения и максимумы пропускания так же, как и максимумы отражения и минимумы пропускания, имеют одинаковое спектральное положение

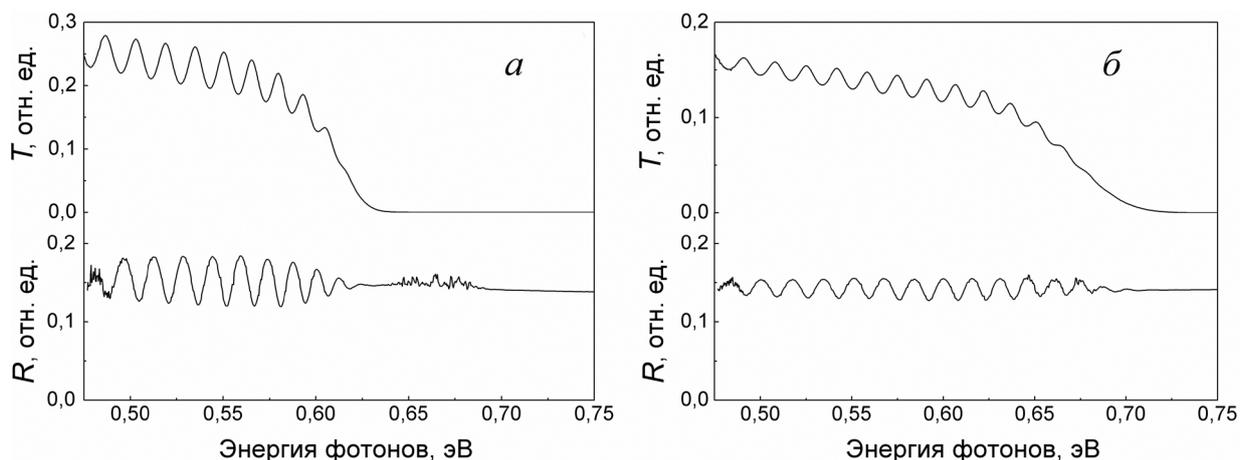


Рис. 1. Спектры пропускания и отражения необлученной (а) и облученной электронами дозой  $10^{18} \text{ см}^{-2}$  (б) пленок InN, снятые при 300 К

для облученного и необлученного образцов нитрида индия (см. рис. 1). Этому факту способствовала регистрация спектров отражения при углах падающего на образцы светового потока, близких к нормальному. Наличие ярко выраженной интерференционной структуры в оптических спектрах пропускания и отражения указывает на высокое оптическое качество и однородность поверхности и границы раздела пленок InN с буферными слоями GaN (AlN), осажденными на сапфировые подложки.

Присутствие в спектральной области меньше 0,5 эВ и в области от 0,63 до 0,68 эВ дополнительных узких линий, регистрируемых при измерении спектров пропускания и отражения, обусловлено поглощением воды, которая содержится в окружающей атмосфере. Особенно отчетливо эти узкие линии видны на спектрах отражения (см. рис. 1). Отметим, что спектры оптического пропускания и отражения регистрировались со спектральным разрешением  $\sim 0,5 \text{ нм}$ . Из сравнительного анализа видно, что облучение пленок InN приводит к значительному смещению края оптического пропускания и интерференционной картины в высокоэнергетическую область. При этом изменяется также спектральная форма края оптического пропускания. В частности, последний для облученной пленки InN становится более пологим в спектральной области 0,65–0,71 эВ по сравнению с более резким краем оптического пропускания в области 0,60–0,63 эВ для необлученной пленки InN.

На рис. 2 представлена зависимость параметра  $(\alpha h\nu)^2$  от энергии фотонов  $h\nu$  для необлученной и облученной пленок InN (кривая 1 и кривая 2 соответственно). Расчет проводился

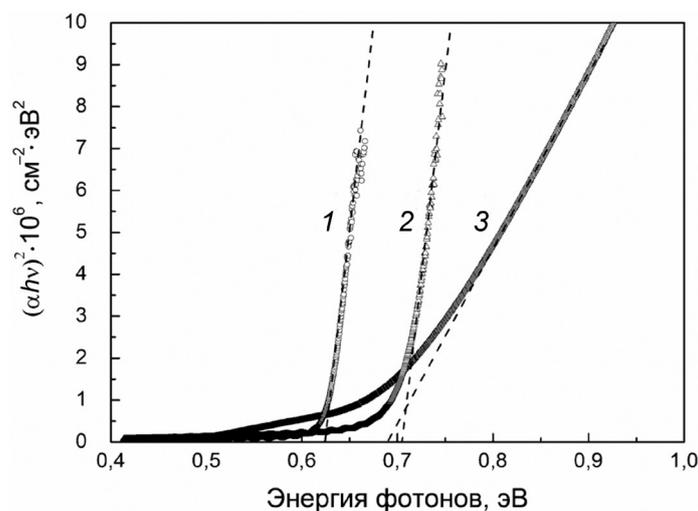


Рис. 2. Спектральная зависимость параметра  $(\alpha h\nu)^2$  от энергии фотонов  $h\nu$  для необлученной (кривая 1) и облученной (кривая 2) пленки InN, а также исходной пленки с концентрацией электронов  $n_e \sim 2,8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  (кривая 3)

на основании известной зависимости коэффициента поглощения от величины коэффициентов пропускания и отражения, а также с учетом существования интерференции на границе раздела пленки InN и подложки [13]:

$$\alpha = \frac{1}{d} \ln \frac{\sqrt{(1-R)^4 + 4T^2R^2} + (1-R)^2}{2T}, \quad (1)$$

где  $\alpha$  – коэффициент поглощения,  $R$  – коэффициент отражения,  $T$  – коэффициент пропускания,  $d$  – толщина пленки. Необходимо отметить, что при расчете коэффициента поглощения пленок InN учитывалось поглощение подложки и буферных наноразмерных слоев, сформированных на сапфировой подложке (AlN, GaN). В полупроводниках с прямой энергетической зонной структурой, обладающих разрешенными прямыми переходами электронов из валентной зоны в зону проводимости, спектральная зависимость коэффициента поглощения определяется следующим соотношением [13]:

$$(\alpha h\nu)^2 = A(h\nu - E_g), \quad (2)$$

где  $A$  – постоянная величина,  $E_g$  – ширина запрещенной зоны. Численные значения оптической ширины запрещенной зоны  $E_g$  для пленок InN определялись экстраполяцией линейной части спектральной зависимости параметра  $(\alpha h\nu)^2$  к оси энергии фотонов. Для необлученной и облученной электронами пленок InN оптическая ширина запрещенной зоны при комнатной температуре была  $E_g \sim 0,624$  и  $\sim 0,705$  эВ соответственно. Таким образом, смещение края фундаментального поглощения при облучении пленок InN дозой  $\sim 10^{18}$  см<sup>-2</sup> составило  $\sim 81$  мэВ. Сравнительный анализ спектральной зависимости параметра  $(\alpha h\nu)^2$  для необлученной и облученной пленок InN показывает, что в спектральной области 0,65–0,71 эВ для облученной пленки наблюдается более затянутый «хвост» поглощения. Для необлученной пленки в области энергий 0,60–0,63 эВ он является более резким. Эксперименты показали, что увеличение дозы облучения в диапазоне от  $10^{15}$  до  $10^{18}$  см<sup>-2</sup> приводит к последовательному смещению края фундаментального поглощения в область высоких энергий. При этом с увеличением дозы усиливается проявление более затянутого «хвоста» поглощения в его длинноволновой области при меньших значениях коэффициента поглощения, т. е. величине параметра  $(\alpha h\nu)^2 \cdot 10^6$  см<sup>-2</sup> эВ<sup>-2</sup>  $< 2,5$  (см. рис. 2). Как известно, существование «хвостов» плотности состояний характерно для оптических переходов между параболической областью одной зоны и «хвостом» другой зоны в сильнолегированных неупорядоченных полупроводниках. В этом случае длинноволновый «хвост» фундаментального поглощения описывается экспоненциальным правилом Урбаха [13].

Основываясь на вышеизложенном, можно утверждать, что облучение прямозонного полупроводникового соединения InN высокоэнергетическими электронами  $\sim 6$  МэВ приводит к образованию радиационных дефектов (преимущественно донорного типа) с высокой концентрацией, обеспечивающей при дозе  $\sim 10^{18}$  см<sup>-2</sup> сильный уровень легирования материала и соответствующее высокоэнергетическое смещение края фундаментального поглощения. Поэтому обнаружение смещения края фундаментального поглощения для тонких пленок InN можно связать с проявлением эффекта Бурштейна – Мосса. При введении в пленки InN радиационных дефектов, обуславливающих *n*-тип проводимости, их соответствующие мелкие энергетические уровни образуют «примесную» зону, которая перекрывается с зоной проводимости. В этом случае в запрещенной зоне образуется «хвост» плотности энергетических состояний и уровень Ферми глубоко смещается в зону проводимости, а оптические переходы из валентной зоны происходят на уровни, расположенные вблизи и выше уровня Ферми в соответствии с функцией плотности состояний. Такой тип оптических переходов в пленках InN *n*-типа проводимости определяет оптическую ширину запрещенной зоны  $E_g$  материала (см. рис. 2). С другой стороны известно, что облучение тонких пленок соединения InN может приводить к образованию дефектов акцепторного типа с энергетическими уровнями вблизи потолка валентной зоны [14, 15]. Поэтому образование затянутого «хвоста» в спектрах поглощения (кривая 2, рис. 2) можно также связать с образованием в запрещенной зоне мелких энергетических акцепторных состояний вблизи валентной зоны. В общем, введение дефектов с акцепторными уровнями будет приводить к частичной электрической компенсации

материала и снижению уровня Ферми в зоне проводимости сильнолегированного соединения InN. В дополнение к оптическим данным с использованием эффекта Холла на облученных тонких пленках InN проведены измерения электрических свойств, которые показали, что при комнатной температуре концентрация электронов составляет  $n_e \sim 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  и их подвижность  $\mu_e \sim 900 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$  при дозе  $\sim 10^{18} \text{ см}^{-2}$ . Электрические измерения подтверждают преимущественное образование в пленках InN радиационных дефектов донорного типа, ответственных за проявление эффекта Бурштейна – Мосса и высокоэнергетическое смещение края фундаментального поглощения (кривая 2, рис. 2).

Для сравнения на рис. 2 приведена расчетная кривая 3 для параметра  $(\alpha h\nu)^2$  от энергии фотонов, которая характерна для исходных пленок InN, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии в Корнельском университете с относительно высокой концентрацией электронов  $n_e \sim 2,8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Как видно, оптическая ширина запрещенной зоны пленок InN в этом случае составляет  $E_g \sim 0,690 \text{ эВ}$  при комнатной температуре и близка к значению  $E_g \sim 0,705 \text{ эВ}$  облученной пленки InN, однако обращает на себя внимание малая крутизна параметра  $(\alpha h\nu)^2$ . В этом случае экстраполяционная прямая имеет меньший угол наклона по отношению к оси энергий фотонов по сравнению с экстраполяционной линией к кривым 1 и 2. Как видно на рис. 2 (кривая 3), край фундаментального поглощения является пологим и затянутым до значения энергии, превышающего 0,9 эВ, по сравнению с более резким краем для облученной пленки InN (кривая 2). Можно предположить, что в случае выращивания с сильным уровнем легирования формируемые пленки имеют более высокую степень отклонения состава соединения InN от стехиометрии и характеризуются наличием повышенной концентрации дефектов и внутренних напряжений в тонких пленках. В этом отношении высокоэнергетическое электронное облучение является наиболее перспективным технологическим способом изменения уровня легирования материала за счет введения только точечных дефектов донорного типа без значительного ухудшения качества тонких пленок InN. Как видно на рис. 2 (кривые 1 и 2), крутизна параметра  $(\alpha h\nu)^2$  для обеих пленок InN (облученной и необлученной) остается практически одинаковой. Следует считать, что при облучении эффект Бурштейна – Мосса проявляется более отчетливо за счет образования точечных дефектов донорного типа без отклонения состава от стехиометрии и образования внутренних напряжений в пленках.

В дополнение к этому измерение оптического пропускания и отражения пленок InN было проведено при температуре жидкого гелия  $\sim 4,2 \text{ К}$ . На основании обработки оптических спектров были определены спектральные зависимости параметра  $(\alpha h\nu)^2$ . Оптическая ширина запрещенной зоны необлученной и облученной пленок оказалась равной  $E_g \sim 0,676$  и  $\sim 0,759 \text{ эВ}$  при 4,2 К соответственно. Необходимо отметить, что смещение края фундаментального поглощения для исходной пленки InN в интервале температур 4,2–300 К составило  $\sim 52 \text{ мэВ}$ . Это значение температурного смещения ( $\Delta E_g \sim 52 \text{ мэВ}$ ) несколько больше, чем соответствующее значение  $\Delta E_g \sim 47 \text{ мэВ}$ , определенное ранее для соединения InN с такой же концентрацией электронов  $n_e \sim 3,6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  [4, 11]. Для облученной пленки InN температурное смещение края фундаментального поглощения в интервале от 4,2 до 300 К, т. е. изменение оптической ширины запрещенной зоны  $E_g$ , составило  $\Delta E_g \sim 54 \text{ мэВ}$ . Это значение оказалось близким к температурному смещению  $\Delta E_g \sim 52 \text{ мэВ}$ , характерному для необлученной пленки InN, и существенно превысило известные значения температурного изменения  $\Delta E_g \sim 30 \text{ мэВ}$  для соединения InN с исходной концентрацией электронов  $n_e \sim 7 \cdot 10^{18} - 1,2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  [2, 4]. Полученные данные указывают на более высокое качество электронной структуры облученных пленок InN с концентрацией  $n_e \sim 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  по сравнению с исходными пленками InN, имеющими концентрацию электронов  $\sim 1 \cdot 10^{18} - 1,2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ , которая достигается при выращивании пленок методом молекулярно-лучевой эпитаксии [2, 4, 16, 17].

На рис. 3 представлены спектры фотолюминесценции, снятые при температурах 300 и 4,2 К соответственно для необлученной и облученной электронами пленок InN. Как видно на рис. 3, а, кривая 1, спектр необлученной пленки InN, снятый при 300 К, содержит относительно широкую полосу с полушириной  $\Gamma \sim 70 \text{ мэВ}$  и максимумом 0,638 эВ, близким по энергии к оптической ширине запрещенной зоны  $E_g \sim 0,624 \text{ эВ}$  (см. рис. 2). Это означает, что процесс излу-

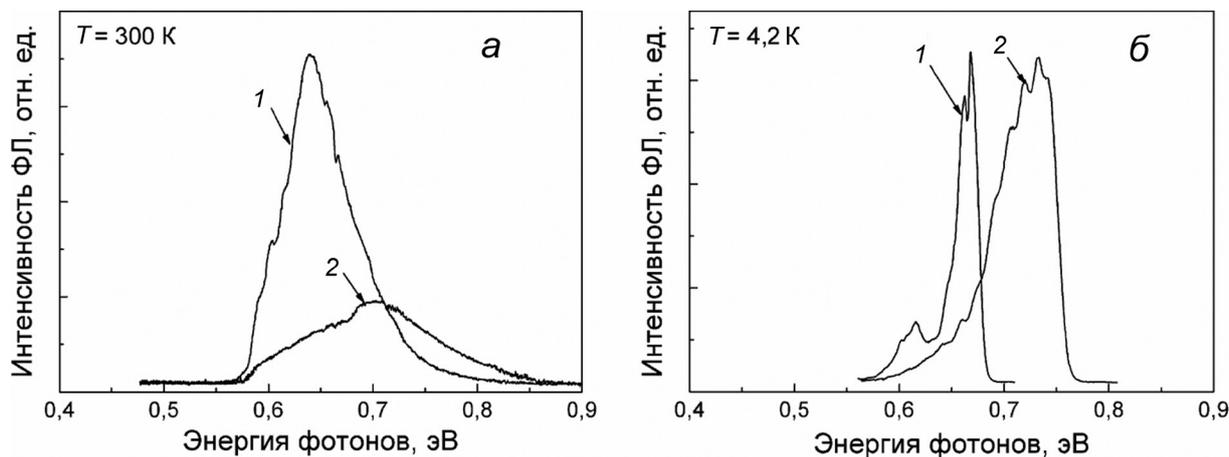


Рис. 3. Спектры фотолюминесценции необлученной (кривая 1) и облученной (кривая 2) пленок InN, снятые при 300 К (а) и 4,2 К (б)

тельной рекомбинации при комнатной температуре в прямозонном соединении InN происходит по механизму зона проводимости–валентная зона, т. е. реализуются оптические переходы зона–зона с участием свободных вырожденных электронов и дырок. Эксперименты показали, что увеличение дозы облучения до  $1 \cdot 10^{16}$ – $3 \cdot 10^{16}$  см<sup>-2</sup> приводит к увеличению интенсивности полосы ближкравой люминесценции, а выше этих доз происходит падение ее интенсивности. Увеличение интенсивности ближкравой люминесценции может быть связано с компенсацией безызлучательных центров рекомбинации, созданных при росте пленок InN, точечными радиационными дефектами, образуемыми при электронном облучении. При этом полуширина полосы ближкравой люминесценции в результате облучения увеличивается с  $\Gamma \sim 70$  мэВ до  $\Gamma \sim 135$  мэВ при 300 К, а максимум полосы смещается с 0,638 до 0,705 эВ, т. е. на 67 мэВ при 300 К (см. рис. 3, а). Таким образом, для необлученной и облученной пленок InN относительное смещение максимумов полос ближкравой люминесценции на 14 мэВ меньше относительного изменения оптической ширины запрещенной зоны  $E_g$ , составляющего 81 мэВ. Этот факт указывает на различное смещение полосы ближкравой люминесценции относительно соответствующего оптического края фундаментального поглощения в зависимости от концентрации электронов в полупроводниковом соединении InN. Можно предположить, что в облученных пленках InN определенный вклад в механизм излучательной рекомбинации вносят оптические переходы вырожденных электронов из зоны проводимости в «хвост» акцепторных энергетических уровней вблизи потолка валентной зоны, индуцированные радиационным воздействием высокоэнергетических электронов. В ряде работ по оптической спектроскопии поглощения и люминесценции соединения InN было показано, что в зависимости от уровня легирования электронами тонких пленок InN, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии, наблюдается различное стоксовое смещение полосы люминесценции по отношению к краю фундаментального поглощения [2, 4].

Как видно на рис. 3, б, спектры фотолюминесценции необлученной пленки InN содержат несколько полос с максимумами в области 0,664 и 0,612 эВ при 4,2 К. Наиболее интенсивная полоса ближкравой люминесценции 0,664 эВ с полушириной  $\sim 20$  мэВ при 4,2 К смещена на 12 мэВ относительно края оптического поглощения, составляющего 0,676 эВ при 4,2 К. Это указывает на то, что ближкравая люминесценция обусловлена излучательной рекомбинацией вырожденных электронов с дырками, локализованными на относительно мелких акцепторных уровнях  $\sim 12$  мэВ вблизи потолка валентной зоны. Низкоэнергетическая полоса 0,612 эВ может быть отнесена к оптическим переходам вырожденных электронов на более глубокие акцепторные уровни с энергией ионизации  $\sim 64$  мэВ. Существование акцепторных состояний вблизи экстремума валентной зоны в пленках InN, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии, подтверждено ранее по данным люминесценции [4, 17]. Как видно на рис 3, б, облучение электронами приводит к уширению полосы ближкравой люминесценции с 20 до 64 мэВ при 4,2 К и ее высокоэнергетическому смещению до 0,729 эВ. Низкоэнергетическое смещение полосы ближкравой люминесценции

0,729 эВ по отношению к краю фундаментального поглощения составляет  $\sim 30$  мэВ при 4,2 К. Это значение стока смещения ближкряевой люминесценции для облученной пленки InN увеличилось по сравнению с значением стока смещения  $\sim 12$  мэВ, зарегистрированного для необлученной пленки. Значительное смещение оптического края фундаментального поглощения  $\sim 83$  мэВ при 4,2 К, уширение полосы ближкряевой люминесценции с 20 до 64 мэВ и образование затянутого низкоэнергетического крыла этой полосы в области энергий 0,57–0,69 эВ однозначно свидетельствует об увеличении концентрации электронов в соединении InN при электронном облучении.

Данные настоящей работы по оптической ширине запрещенной зоны и спектральному положению полос фотолюминесценции показывают, что за счет образования точечных радиационных дефектов с донорными уровнями концентрация электронов после облучения пленок InN увеличивается до значения  $\sim 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , которое хорошо согласуется с известными данными по зависимости оптической ширины запрещенной зоны  $E_g$  тонких пленок InN от концентрации электронов [4, 11, 17].

Как известно, для соединения InN энергия образования ростовых дефектов донорного типа, ответственных за относительно невысокую концентрацию электронов  $n_e \sim 3 \cdot 10^{17} - 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , значительно меньше, чем энергия образования дефектов акцепторного типа, и поэтому положительно заряженные вакансии азота –  $V_N^{+/3+}$  определяют  $n$ -тип проводимости материала [2, 4]. Поэтому при облучении высокоэнергетическими электронами пленок InN, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии, увеличение концентрации электронов обусловлено образованием точечных радиационных дефектов донорного типа – вакансий азота –  $V_N^+$ . При этом электронное облучение индуцирует также образование дефектов акцепторного типа, в частности, вакансий индия  $V_{In}^{3-}$  как компенсирующих центров, которые понижают положение уровня Ферми в материале. Недавно с использованием метода аннигиляции позитронов было установлено, что при облучении пленок InN происходит образование более сложных акцепторных комплексов с участием отрицательно заряженных вакансий  $V_{In}^{3+}$ , которые действуют как рассеивающие центры в сильнолегированном  $n$ -типе проводимости InN [15]. Поэтому можно считать, что основными радиационными дефектами донорного типа в InN являются  $V_N^+$ , а вакансии индия  $V_{In}^{3-}$  и их более сложные комплексы являются акцепторами.

**Заключение.** Высокоэнергетическое ( $\sim 6$  МэВ) электронное облучение пленок InN с достигнутым на сегодняшний день минимальным значением концентрации свободных электронов  $n_e \sim 3,6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  и  $E_g \sim 0,624$  эВ при 300 К смещает край фундаментального поглощения до 0,705 эВ при дозе  $\sim 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$ . Одновременно с этим происходит высокоэнергетическое смещение полосы ближкряевой люминесценции с 0,638 до 0,705 эВ. Эти эффекты обусловлены образованием радиационных дефектов донорного типа, вакансий азота  $V_N^+$  и связаны с проявлением эффекта Бурштейна – Мосса.

Работа выполнена по заданию ГПНИ «КМС-1.06» и ГПНИ «Материалы в технике» (ГБЦ 14-3079).

## Литература

1. Adashi M. // Jap. J. Appl. Phys. 2014. Vol. 53, iss. 10. P. 100207-1–100207-8.
2. Ishitani Y. // Jap. J. Appl. Phys. 2014. Vol. 53, iss. 10. P. 100204-1–100204-17.
3. Fabien C. A. M., Moseley M., Gunning B. et al. // IEEE J. of Photovoltaics. 2014. Vol. 4, iss. 2. P. 601–605.
4. Wu J. // J. Appl. Phys. 2009. Vol. 106, iss. 1. P. 011101-1–011101-28.
5. Bhuiyan A. G., Sugita K., Hashimoto A., Yamamoto A. // IEEE J. of Photovoltaics. 2012. Vol. 2, no. 5. P. 276–293.
6. Davydov V. Yu., Klochikhin A. A., Emtsev V. V. et al. // Phys. Status Solidi B. 2002. Vol. 234, N 3. P. 787–795.
7. Osamura K., Nakajima K., Murakami Y. et al. // Solid State Commun. 1972. Vol. 11, iss. 5. P. 617–621.
8. Reurings F., Rauch C., Tuomisto F. et al. // Phys. Rev. B. 2010. Vol. 82, iss. 15. P. 153202-1–153202-4.
9. Tuomisto F., Pelli A., Yu K. M. et al. // Phys. Rev. B. 2007. Vol. 75, iss. 19. P. 193201-1–193201-4.
10. Jones R. E., Li S. X., Hsu L. et al. // Physica B. 2006. Vol. 376/377. P. 436–439.
11. Walukiewicz W., Ager III J. W., Yu K. M. et al. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2006. Vol. 39. P. R83–R99.
12. Lu H., Schaff W. J., Hwang J. et al. // Appl. Phys. Lett. 2001. Vol. 79, N 10. P. 1489–1491.
13. Уханов Ю. И. Оптические свойства полупроводников. М., 1977.
14. Li S. X., Jones R. E., Haller E. E. et al. // Appl. Phys. Lett. 2006. Vol. 88, iss. 15. P. 151101-1–151101-3.

15. Rauch C., Tuomisto F., King P. D. C. et al. // Appl. Phys. Lett. 2012. Vol. 101, iss. 1. P. 011903-1–011903-4.
16. Tangi M., Kuyyalil J., Shivaprasad S. M. // J. Appl. Phys. 2013. Vol. 114, iss. 15. P. 153501-1–153501-6.
17. Klochikhin A. A., Davydov V. Yu., Emtsev V. V. et al. // Phys. Rev. B. 2005. Vol. 71, iss. 19. P. 195207-1–195207-16.

*A. V. MUDRYI, V. D. ZHIVULKO, A. L. GURSKII, M. V. YAKUSHEV, R. W. MARTIN, W. J. SCHAFF*

## **RADIATION EFFECTS IN THIN HETEROEPITAXIAL INDIUM NITRIDE FILMS UNDER ELECTRON IRRADIATION**

### **Summary**

The influence of high energy (6 MeV, fluencies  $10^{15}$ – $10^{18}$  cm<sup>-2</sup>) electron irradiation on the shift of a fundamental absorption edge and on the luminescence properties of thin InN films, which were grown on sapphire substrates by the molecular-beam epitaxy method, has been studied. It is found that electron irradiation increases the electron concentration and optical band gap energy  $E_g$  of InN. The increase in the optical band gap energy  $E_g$  of irradiated thin InN films is caused by the formation of radiation defects of donor type and by a manifestation of the Burshtein – Moss effect.