

Природа краевой люминесценции диффузионных слоев CdTe : Mg

© В.П. Махний[¶], В.В. Косоловский, М.М. Слётов^{¶¶}, Н.В. Скрипник, А.М. Слётов^{¶¶¶}

Черновицкий национальный университет им. Ю. Федьковича,
58012 Черновцы, Украина

(Получена 14 января 2010 г. Принята к печати 26 января 2010 г.)

Исследовано влияние изовалентной примеси Mg на люминесценцию CdTe. Легирование методом диффузии позволяет получать слои CdTe:Mg с эффективной краевой люминесценцией. Данное излучение обусловлено межзонной рекомбинацией и аннигиляцией экситонов, связанных на изовалентной примеси Mg.

Высокая эффективность краевой люминесценции арсенида галлия является главным аргументом его использования для изготовления инжекционных источников спонтанного и вынужденного излучения ближнего инфракрасного (ИК) диапазона [1]. Однако известный дефицит галлия, а также достаточно сложная и дорогая технология получения монокристаллов GaAs требуют поиска более дешевых альтернативных материалов. С этой точки зрения наиболее приемлемым является теллурид кадмия, энергетические и электрофизические параметры которого весьма близки к арсениду галлия [2]. Вместе с тем эффективность краевой люминесценции CdTe, как нелегированного, так и содержащего обычные донорные или акцепторные примеси, чрезвычайно низка и при 300 К не превышает 0.1%. Это обусловлено высокой концентрацией глубоких центров, образованных собственными точечными дефектами, а их энергетические уровни расположены вблизи середины запрещенной зоны. Поэтому они являются эффективным каналом нежелательной рекомбинации, что подтверждается наличием полос излучения в диапазоне энергий 0.7–1.0 эВ, причем в материалах *n*- и *p*-типа проводимости [3].

В связи с этим первоочередная задача — поиск технологий, приводящих к подавлению низкоэнергетических полос и усилению краевого излучения. Одним из возможных вариантов ее решения оказалась диффузия изовалентной примеси Mg из паровой фазы, в результате которой эффективность краевой полосы люминесценции при 300 К возрастает до 5–10% [4]. Дальнейшие исследования показали, что эта полоса имеет сложную структуру, изучению которой и посвящена данная работа.

Исходными подложками служили монокристаллические пластинки *n*-CdTe с удельным сопротивлением 10 Ом·см при 300 К. Диффузия проводилась в откачанной до 10^{-4} Торр и запаянной ампуле, в противоположных концах которой находились подложка и навеска металлического Mg. Для предотвращения эрозии поверхности подложек вместе с диффузантом в ампулу помещалась также измельченная шихта CdTe. Диффузионные слои CdTe:Mg обладали дырочной проводимостью, а их толщина определялась температурой и временем диффузии [4]. Исследования спектров излуче-

ния N_ω и отражения R_ω проводились на универсальной установке, которая позволяла измерять их в обычном и дифференциальном режимах [5].

Типичный спектр люминесценции слоев, измеренный в обычном режиме, представлен достаточно широкой асимметричной полосой (рис. 1). В первую очередь обратим внимание на наличие излучения в области энергий фотонов $\hbar\omega > E_g = 1.5$ эВ, которое может быть обусловлено двумя причинами. Первая из них состоит в образовании нового химического соединения с большей шириной запрещенной зоны, чем в CdTe в результате его легирования Mg. Однако это противоречит результатам измерений дифференциального спектра отражения R'_ω слоя CdTe:Mg, в котором наблюдается четкая сингулярность при $E_g = 1.5$ эВ (кривая 3 на рис. 1). Вторая причина наличия в спектре фотонов с $\hbar\omega > E_g$ — результат межзонной излучательной рекомбинации свободных электронов и дырок, которая описывается известным выражением [6]:

$$N_\omega \approx (\hbar\omega)^2 \sqrt{\hbar\omega - E_g} \exp\left(-\frac{\hbar\omega - E_g}{kT}\right). \quad (1)$$

Как видно из рис. 1 (кривая 2), формула (1) неплохо описывает только высокоэнергетическое „крыло“ наблюдаемого спектра люминесценции. Низкоэнергетическое излучение имеет другую природу, выяснение которой требует привлечения методов модуляционной спектроскопии [5].

В отличие от обычного дифференциальный спектр излучения N'_ω представляет достаточно сложную кривую, форма которой зависит от уровня возбуждения L (рис. 2). В первую очередь обратим внимание на то, что точка E пересечения кривой $N'_\omega(\hbar\omega)$ с осью абсцисс, соответствующая максимуму $\hbar\omega_m$ кривой N'_ω смещается с ростом L в сторону меньших энергий. Во-вторых, при высоких L на низкоэнергетическом „крыле“ кривой N'_ω наблюдается ряд эквидистантных перегибов, энергетическое расстояние между которыми равно 21 мэВ и согласуется с энергией продольного оптического (ЛО) фонона в CdTe [2]. И наконец, интенсивность I этой низкоэнергетической полосы излучения с уровнем возбуждения изменяется по закону $I \propto L^{1.5}$. Указанные особенности характерны для аннигиляции экситонов при их неупругом расейании на свободных носителях заряда [7]. В нашем случае ими являются дырки,

[¶] E-mail: oe-dpt@chnu.cv.ua

^{¶¶} E-mail: MSlyotov@mail.ru

^{¶¶¶} E-mail: LSlyotov@mail.ru

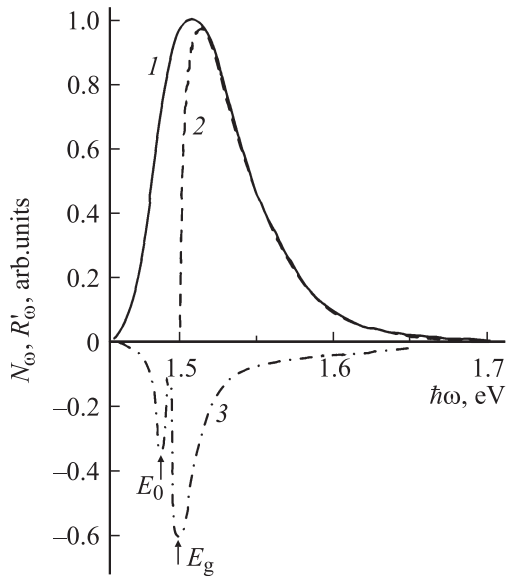


Рис. 1. Спектры фотолюминесценции N_ω (1) и оптического отражения R'_ω (3) слоев CdTe:Mg при 300 К. Кривая 2 рассчитана по формуле (1).

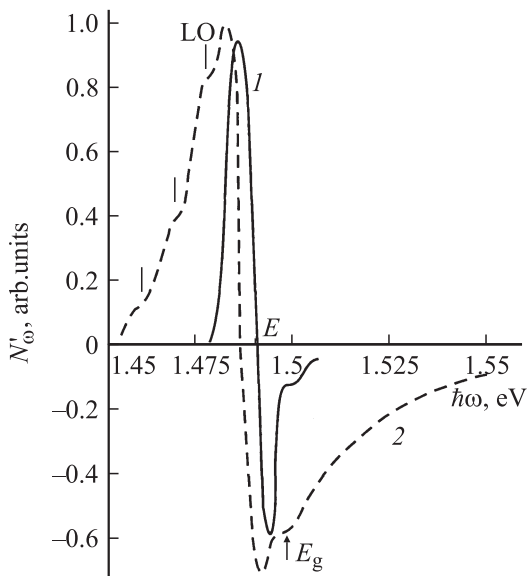


Рис. 2. Дифференциальные спектры фотолюминесценции слоев CdTe:Mg при различных уровнях возбуждения L , фот/с: 1 — $4 \cdot 10^{17}$, 2 — 10^{19} . $T = 300$ К.

поскольку исследуемые слои CdTe:Mg обладают дырочной проводимостью. Смещение точки E в сторону меньших значений $\hbar\omega$ адекватно объясняется ростом концентрации свободных дырок с увеличением L , что приводит к возрастанию вероятности рассеяния экситонов.

Перейдем теперь к обсуждению природы экситонов, принимая во внимание тот факт, что экспериментальное значение энергии связи G_0^{exp} определяется величиной $E_g - \hbar\omega_E$. Для слоев CdTe:Mg минимальная величина этой разницы составляет ~ 5 мэВ

и не согласуется с энергией связи свободного экситона в CdTe. Если эффективные массы электронов m_n^* и дырок m_p^* считать соответственно равными $0.11m_0$ и $0.35m_0$, а диэлектрическая проницаемость $\epsilon \approx 10.7$, то расчетное значение $G_0^{\text{theor}} = 13.6 \frac{m_n^* m_p^*}{m_n^* + m_p^*} \epsilon^{-2}$, эВ оказывается равным ~ 10 мэВ. Кроме того, полуширина $\Delta\hbar\omega_{1/2}$ нуль-фононной E -полосы при 300 К составляет ~ 10 мэВ (рис. 2), что меньше требуемой для свободного экситона величины $\Delta\hbar\omega_{1/2} = kT = 26$ мэВ. С другой стороны, она также не согласуется с полушириной для связанных экситонов, поскольку в этом случае $\Delta\hbar\omega_{1/2}$ не должна превышать $0.1kT$ [8]. Указанное противоречие объясняется наличием в слоях CdTe:Mg так называемой „короткодействующей неупорядоченности“, приводящей к существенному уширению экситонных полос [9]. В нашем случае неупорядоченность вызвана примесью Mg, которая в силу известных свойств изовалентных примесей [10] должна приводить к локальной деформации решетки. Обратим также внимание на то, что экситоны, вероятнее всего, связаны на изовалентной примеси Mg, которая благодаря короткодействующему потенциалу приводит к резкому увеличению эффективности экситонного излучения и его температурной стабильности [4]. Именно поэтому, несмотря на столь малую энергию связи $G_0^{\text{exp}} = 5$ мэВ, экситонное излучение имеет достаточную эффективность в области комнатных температур.

В заключение отметим, что пик на кривой $R'_\omega(\hbar\omega)$ при $\hbar\omega = 1.48$ эВ, вероятнее всего, связан с уровнями Mg, глубину залегания которых легко определить по разности $E_g - \hbar\omega = 20$ мэВ. Если считать, что эти уровни донорного типа, то энергия связи экситона с донорным центром для соединений $A^{II}B^{VI}$ составляет $G_{0d}^{\text{theor}} = 0.2E_d = 4$ мэВ, что достаточно близко к экспериментальной величине $G_0^{\text{exp}} = 5$ мэВ. Сумма энергий $E_d + G_0^{\text{exp}} = 25$ мэВ также близка к энергии активации зависимости интенсивности E -полосы от температуры, что указывает на преобладающую роль связанных экситонов в формировании E -полосы слоев CdTe:Mg.

Таким образом, приведенные результаты убедительно свидетельствуют в пользу легирования теллурида кадмия магнием для получения достаточно эффективного красного излучения при 300 К. Последнее формируется за счет рекомбинации свободных электронов и дырок, а также экситонов, связанных на изовалентной примеси Mg.

Работа частично выполнена в рамках НТР НУ/447-2009.

Список литературы

- [1] *Арсенид галлия. Получение, свойства и применение*, под ред. Ф.П. Кесаманлы, Д.Н. Наследова (М., Наука, 1973).

- [2] П.И. Баранский, В.П. Клочков, И.В. Потыкевич. *Полупроводниковая электроника*. Справочник (Киев, Наук. думка, 1975).
- [3] В.П. Махник. Автореф. канд. дис. (Черновцы, Черновиц. гос. ун-т им. Ю. Федьковича, 1980).
- [4] O.M. Slyotov, V.V. Kosolovskiy, K.S. Ulyanitskiy, I.V. Tkachenko. *International Conference on the Physics and Technology of Thin Films and Nanosystems ICPTTFN XII* (Ivano-Frankivsk, Ukraine, 2009) v. 2, p. 274.
- [5] В.П. Махний. *Принципи та методи модуляційної спектроскопії* (Чернівці, Рута, 2001).
- [6] В.П. Грибковский. *Теория поглощения и испускания света в полупроводниках* (Минск, Наука и техника, 1975).
- [7] E. Koh, D.W. Langer. *J. Luminesc.*, **1–2**, 514 (1970).
- [8] *Физика и химия соединений A^2B^6* , пер с англ. под ред. С.А. Медведева (М., Мир, 1970).
- [9] Л.Г. Суслина, А.Г. Плюхин, Д.Л. Федоров, А.Г. Арешкин. *ФТП*, **12** (11), 2238 (1978).
- [10] В.И. Фистуль. *Атомы легирующих примесей в полупроводниках* (М., Физматлит, 2004).

Редактор Т.А. Полянская

Nature of sideband luminescence of diffusion layers CdTe:Mg

V.P. Makhniy, V.V. Kosolovskiy, M.M. Slyotov,
M.V. Skrypnyk, A.M. Slyotov

Fedkovich Chernivtsi National University,
58012 Chernivtsi, Ukraine

Abstract The effect of Mg isovalent impurity on CdTe luminescence was investigated. The CdTe:Mg layers with efficient edge luminescence were been obtained by diffusion method. The emission is related to interband recombination and annihilation of localized on isovalent impurity Mg excitons.