

# Влияние индуцированных лазерным излучением дефектов на люминесценцию кристаллов InP

© Ф.Б. Баимбетов, Н.Г. Джумамухамбетов

Атырауский университет,  
465000 Атырау, Казахстан

(Получена 29 января 1998 г. Принята к печати 18 апреля 1998 г.)

Проведено сравнение экспериментальных данных по люминесценции модифицированных лазерным излучением кристаллов InP с теорией излучательной рекомбинации сильно легированных компенсированных полупроводников. Установлено, что наблюдаемая при 77 К полоса с максимумом 1.35 эВ обусловлена излучательными переходами через хвосты плотности состояний, которые образуются за счет хаотического распределения дефектов и примесей после лазерной обработки. Оценена эффективная глубина хвостов плотности состояний, которая оказалась равной 67 мэВ.

В работе [1] сообщалось, что в спектрах фотолюминесценции модифицированных лазерным излучением кристаллов InP при 77 К наблюдается новая яркая полоса с энергией максимума  $h\nu_m = 1.35$  эВ. Эта полоса обусловлена излучательными переходами через хвосты плотности состояний, которые образуются за счет хаотического распределения дефектов и примесей после лазерной обработки. Излучательные переходы через хвосты плотности состояний возможны в сильно легированных компенсированных полупроводниках (СЛКП). Это дает основание сравнивать экспериментальные результаты с теорией люминесценции СЛКП [2].

Так как в приповерхностном модифицированном слое происходит инверсия типа проводимости с *n* на *p*, и концентрация носителей при этом составляет  $\sim 10^{19}$  см<sup>-3</sup> [3], то, как и в СЛКП *p*-типа проводимости, наиболее вероятными каналами рекомбинации являются переходы "хвост-хвост" (ТТ-переход). Поэтому проведем подробное сравнение температурных зависимостей параметров новой полосы излучения 1.35 эВ с теорией люминесценции СЛКП [2] для случая излучательных переходов ТТ.

Согласно теории, при ТТ-переходах энергия максимума с увеличением температуры *T* изменяется немонотонно и при некоторой температуре *T\** достигает минимального значения, что и наблюдается экспериментально [1].

Температурная зависимость энергии максимума полосы фотолюминесценции при  $T < T^*$  обусловлена опустошением глубоких состояний "хвоста" зоны неосновных носителей и должна быть линейной, причем температурный коэффициент энергии максимума должен быть больше температурного коэффициента ширины запрещенной зоны  $E_g$ .

Экспериментальные результаты дают линейную температурную зависимость энергии максимума [1] с температурным коэффициентом  $\alpha_1 = 3.7 \cdot 10^{-4}$  эВ/К, который больше температурного коэффициента  $E_g$  ( $\alpha_g = 3.6 \cdot 10^{-4}$  эВ/К), что также говорит о согласии теории с экспериментом.

В области температур  $T^* < T < 220$  К излучательная рекомбинация определяется состояниями в хвостах, близкими к краям разрешенных зон, и этих состояний гораздо больше, чем глубоких. Температурная зависимость энергии максимума при этом должна определяться соотношением

$$h\nu_m = E_g - \lambda I_a (2T_0/3)^2 T^{-2}, \quad (1)$$

или

$$h\nu_m = E_g - \alpha_2 T^{-2}, \quad (2)$$

где  $T_0 = 850$  К — температура "замораживания" примесей в решетке InP;  $\lambda$  — величина порядка едини-

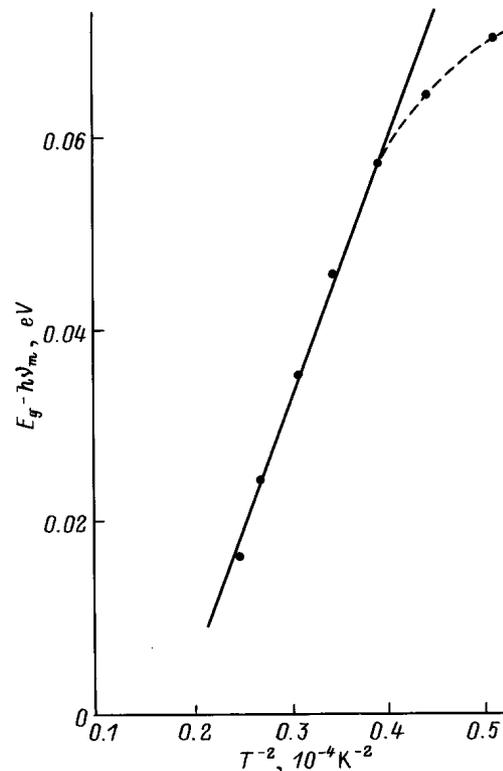


Рис. 1. Температурная зависимость энергии максимума спектров фотолюминесценции модифицированных лазерным излучением кристаллов InP в области  $150 < T < 220$  К.

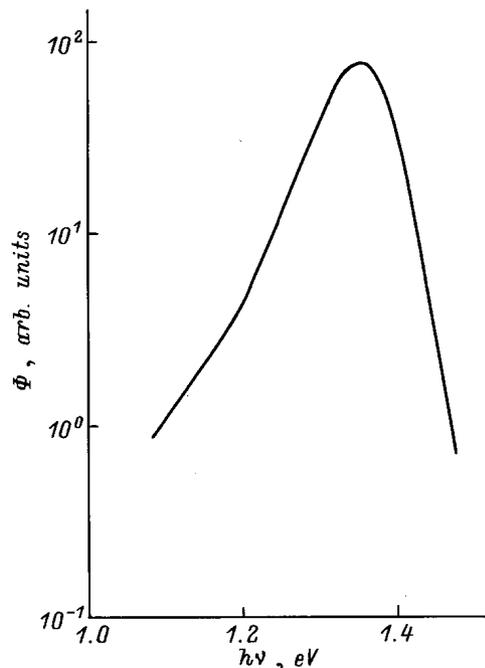


Рис. 2. Спектр фотолюминесценции модифицированных лазерным излучением кристаллов InP при 77 К.

цы;  $\alpha_2 = \lambda I_a (2T_0/3)^2$  — температурный коэффициент энергии максимума. Тогда зависимость  $E_g - h\nu_m$  от  $T^{-2}$  должна представлять собой прямую линию, что и наблюдается в эксперименте (рис. 1), при этом температурный коэффициент составляет  $\alpha_2 = 2.6 \cdot 10^3 \text{ эВ} \cdot \text{К}^2$ . Сопоставляя температурный коэффициент  $\alpha_2$  в области  $T^* < T < 220 \text{ К}$  с его теоретическим выражением, мы оценили энергию ионизации одиночного акцептора ( $I_a$ ), которая оказалась равной 8 мэВ при  $\lambda = 1$ . При  $T > 220 \text{ К}$  энергия максимума линейно уменьшается, как  $E_g$ .

Интегральная интенсивность полосы 1.35 эВ с увеличением температуры экспоненциально уменьшается, а полуширина изменяется немонотонно [1]. В области температур  $77 < T < 220 \text{ К}$  она линейно увеличивается, а при  $T > 220 \text{ К}$  уменьшается. Это подтверждает наличие различных механизмов излучения.

Следовательно, люминесценция модифицированных кристаллов InP в области температур  $T < 220 \text{ К}$  обусловлена переходами через хвосты плотности состояний (ТТ-переход). В области высоких температур  $T > 220 \text{ К}$  основными каналами рекомбинации являются межзонные переходы.

Таким образом, температурные зависимости основных параметров новой полосы излучения в области  $77 < T < 220 \text{ К}$  функционально совпадают с предсказываемыми теорией для излучательных переходов ТТ. Это дает основание сравнивать форму спектра новой полосы 1.35 эВ (рис. 2) с ожидаемой теоретически.

В коротковолновой области ( $h\nu > h\nu_m$ ) согласно теории [2] спад интенсивности  $\Phi(h\nu)$  определяется тем-

пературой и должен иметь вид

$$\Phi(h\nu) = \Phi_0 \exp \left[ (E_g - h\nu)/kT - 2\pi^{1/2} (E_g - h\nu)^{5/4} / 5I_d^{5/4} (Na_e^3)^{1/2} \right]. \quad (3)$$

Полагая  $\Delta = E_g - h\nu$  и  $A = 2\pi^{1/2} / 5I_d^{5/4} (Na_e^3)^{1/2}$ , выражение (3) запишем в виде

$$\Phi(h\nu) = \Phi_0 \exp(\Delta/kT - A\Delta^{5/4}). \quad (4)$$

Тогда в координатах  $[(\Delta_1 - \Delta_2)/kT - \ln(\Phi_1/\Phi_2)]$  и  $[\Delta_1^{5/4} - \Delta_2^{5/4}]$ , где  $\Phi_1$ ,  $\Phi_2$  и  $\Delta_1$ ,  $\Delta_2$  соответствуют некоторым значениям  $h\nu_1$  и  $h\nu_2$ , зависимость  $\Phi(h\nu)$  должна представлять собой прямую линию.

При 77 К, когда полоса 1.35 эВ является преобладающей, спад  $\Phi(h\nu)$  в коротковолновой области удовлетворительно аппроксимируется выражением (4) (рис. 3). При построении зависимости на рис. 3  $h\nu_1$  было фиксировано, а  $h\nu_2$  изменялось. Коэффициент  $A$ , определенный по наклону прямой, оказался равным  $238 \text{ эВ}^{-5/4}$ , что соответствует энергии ионизации одиночного донора  $I_d = 4.8 \text{ мэВ}$  и близко к энергии мелкого донора в InP.

В длинноволновой области ( $h\nu < h\nu_m$ ), согласно теории, характер спектра излучения определяется спадом плотности состояний в глубь запрещенной зоны и может

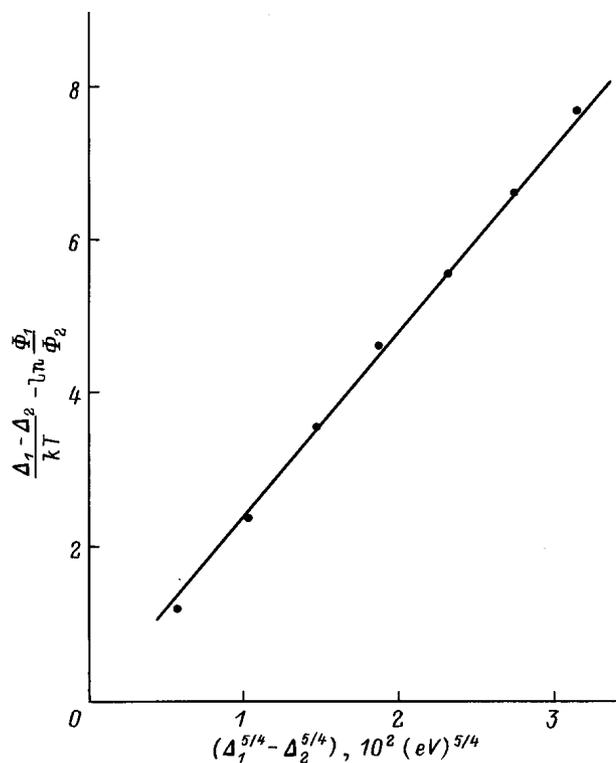


Рис. 3. Коротковолновый спад ( $h\nu > h\nu_m$ ) полосы фотолюминесценции.

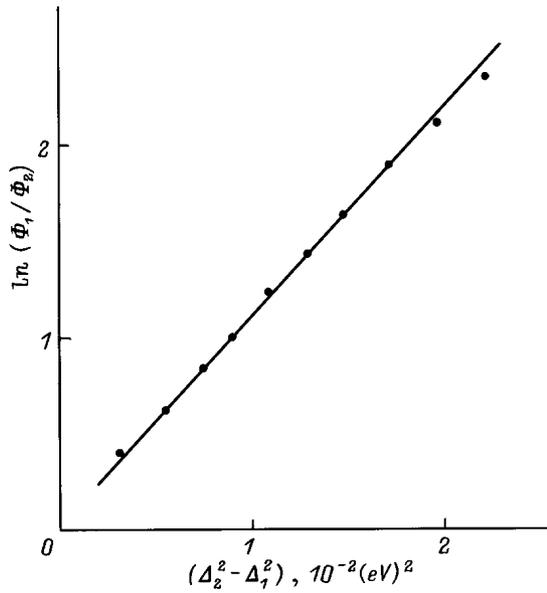


Рис. 4. Длинноволновый спад ( $h\nu < h\nu_m$ ) полосы фотолюминесценции.

быть записан в виде

$$\Phi(h\nu) = \Phi_0 \exp(-\Delta^2/2\gamma^2), \quad (5)$$

в координатах  $\ln(\Phi_1/\Phi_2)$  и  $(\Delta_2^2 - \Delta_1^2)$  зависимость  $\Phi(h\nu)$  должна представлять собой прямую линию. Экспериментальная зависимость подтверждает ожидаемую теоретически и описывается выражением (5) (рис. 4). Эффективная глубина хвостов плотности состояний ( $\gamma$ ), определенная по наклону прямой при 77 К, составляет 67 мэВ, что почти в 2 раза больше даваемой теоретическим расчетом среднеквадратичной флуктуации потенциала в InP [4] и объясняется образованием большого количества дислокаций в приповерхностной области кристалла [5].

Таким образом, вся совокупность экспериментальных результатов удовлетворительно согласуется с теорией люминесценции СЛКП Леванюка–Осипова и дает основание считать, что излучательная рекомбинация в модифицированных лазерным излучением кристаллах InP обусловлена переходами через хвосты плотности состояний.

## Список литературы

- [1] Н.Г. Джумамухамбетов, А.Г. Дмитриев. ФТП, **27**, 641 (1993).
- [2] А.П. Леванюк, В.В. Осипов. УФН, **133**, 427 (1981).
- [3] Н.Г. Джумамухамбетов. Тез. VI Межнац. совещ. по радиационной физике твердого тела (МГИЭМ, 1996) с. 118.
- [4] А.Л. Эфрос. УФН, **111**, 451 (1973).
- [5] Н.Г. Джумамухамбетов. Физика и химия обраб. материалов, № 2, 121 (1997).

Редактор Л.В. Шаронова

## Effect of laser-radiation-induced defects on luminescence of InP crystals

F.B. Baimbetov, N.G. Dzhumamukhambetov

Atyrau University,  
465000 Atyrau, Kazakhstan