

# Влияние неоднородности пространственного распределения неравновесных носителей на спектры краевого излучения прямозонных полупроводников

© П.Г. Лукашевич

Белорусская государственная политехническая академия,  
220027 Минск, Белоруссия

(Получена 7 февраля 1997 г. Принята к печати 2 февраля 1998 г.)

Показано, что при высоких плотностях однофотонного возбуждения неоднородное распределение неравновесных носителей по глубине оказывает сильное влияние на соотношение интенсивностей различных полос и может приводит к практически полному подавлению полос электронно-дырочной плазмы в спектрах краевого излучения кристаллов. Оценена величина разлета неравновесной электронно-дырочной плазмы.

Расчеты (см. [1,2]) показывают, что неоднородное распределение неравновесных электронно-дырочных (ЭД) пар по кристаллу искажает контуры спектров ряда полос рекомбинационного излучения в прямозонных полупроводниках. В некоторых случаях можно ожидать даже превращения одной полосы спонтанного излучения в несколько, казалось бы, независимых полос.

Неоднородное распределение неравновесных ЭД пар по глубине  $n(x)$  возникает при однофотонном возбуждении полупроводников [3]. Однако влияние профиля  $n(x)$  на спектры краевого излучения прямозонных соединений при сильном однофотонном возбуждении, когда в ансамбле неравновесных носителей проявляются различные виды взаимодействий и включаются нелинейные механизмы рекомбинации, не исследовалось.

Данный вопрос удобно рассмотреть на примере конкретного полупроводникового материала. На рис. 1 приведены рассчитанные зависимости  $n(x)$  для двух значений коэффициента межзонного поглощения  $k_1 = 5 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$  и  $k_2 = 2 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$  и случая сильного стационарного однофотонного возбуждения полубесконечного образца теллурида цинка. В приближении прямых межзонных переходов выбранные значения коэффициентов поглощения соответствуют возбуждению кристаллов излучением лазера на молекулярном азоте с энергией кванта  $h\nu_{\text{ex}} = 3.68 \text{ эВ}$  и лазера на красителе с  $h\nu_{\text{ex}} = 2.58 \text{ эВ}$ . Расчеты выполнены по методике, описанной в работе [3], с использованием приведенной в данной работе зависимости времени жизни ЭД пар от концентрации. Квантовый выход поглощения и коэффициент отражения кристаллов приняты равными 1 и 0.3 соответственно. Длина диффузии при низких концентрациях ЭД пар  $L_0 = 0.5 \text{ мкм}$ , температура  $T = 5 \text{ К}$ .

В приповерхностной области  $x < l_1, l_2$ , в которой выполняется условие перехода Мотта и  $n > n_{\text{ex}}^M \approx 1.4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  [4], за краевое излучение теллурида цинка ответственна электронно-дырочная плазма (ЭДП); при  $x > l_1, l_2$  за излучение ответственны в основном экситоны. Объемы областей, занимаемых экситонами, больше объемов областей, занимаемых ЭДП. Поэтому нет достаточно веских оснований ожидать, что

в спектрах краевого излучения образцов будет доминировать полоса излучения ЭДП. Однако из рис. 1 следует, что при уменьшении энергии квантов возбуждающего излучения от 3.68 до 2.58 эВ объем области, занимаемой ЭДП, увеличивается примерно в 2.5 раза. Объем области, занимаемой экситонами, увеличивается в значительно меньшей степени. Поэтому можно ожидать, что при возбуждении кристаллов излучением с  $h\nu = 2.58 \text{ эВ}$  относительная интенсивность полосы приповерхностной ЭДП в нормированных на максимум спектрах рекомбинационного излучения должна возрасти.

В выполненных расчетах и в дальнейшем учитывалось, что для получения одинаковых концентраций ЭД пар на границах образцов  $n_0$  при различных значениях  $h\nu_{\text{ex}}$  в случае возбуждения лазером на красителе ( $h\nu_{\text{ex}} = 2.58 \text{ эВ}$ ) интенсивность его излучения следует увеличить примерно в 2.5 раза, а плотность мощности  $P_{\text{ex}}$  примерно в 1.8 раза.

Для проверки приведенной выше гипотезы было проведено экспериментальное исследование рекомбинационного излучения специально не легированных объемных монокристаллов теллурида цинка при указанных

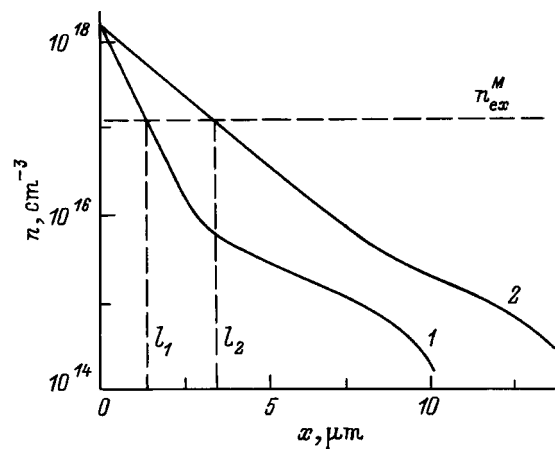
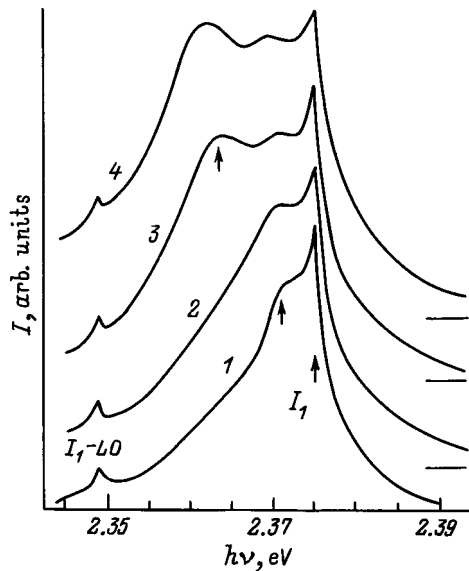


Рис. 1. Рассчитанные зависимости  $n(x)$  для  $T = 5 \text{ К}$  и  $L_0 = 0.5 \text{ мкм}$ . 1 —  $h\nu_{\text{ex}} = 3.68 \text{ эВ}$ ,  $P_{\text{ex}} = 3 \text{ МВт/см}^2$ ; 2 —  $h\nu_{\text{ex}} = 2.58 \text{ эВ}$ ,  $P_{\text{ex}} = 5.4 \text{ МВт/см}^2$ .



**Рис. 2.** Спектры излучения кристаллов ZnTe при  $T = 5$  К.  $h\nu_{\text{ex}}$  эВ: 1, 2 — 3.68; 3, 4 — 2.58.  $P_{\text{ex}}$ , МВт/см<sup>2</sup>: 1 — 1.5, 2 — 3, 3 — 2.7, 4 — 5.4.

энергиях квантов возбуждающего излучения. Люминесценция возбуждалась лазером на молекулярном азоте ( $h\nu_{\text{ex}} = 3.68$  эВ) и лазером на красителе ( $h\nu_{\text{ex}} = 2.58$  эВ) и исследовалась со свежих сколов образцов с помощью стробоскопической системы регистрации. Для уменьшения влияния вынужденного излучения и минимизации влияния неоднородности распределения ЭД пар вдоль возбужденных поверхностей образцов на спектры люминесценции излучение регистрировалось в направлении, приблизительно нормальном к возбужденным поверхностям из центральных частей пятен возбуждения. Спектральная ширина щели монохроматора составляла 0.3 мэВ, диаметр пятна возбуждения  $\sim 0.2$  мм, температура  $T = 5$  К.

В спектрах рекомбинационного излучения кристаллов, возбуждаемого квантами с  $h\nu_{\text{ex}} = 3.68$  эВ, с длинноволновой стороны от линии связанных экситонов  $I_1$  возникает и развивается новая полоса с максимумом вблизи  $h\nu = 2.37$  эВ (рис. 2, кривые 1, 2). Она имеет сложный контур, изменяющийся с изменением интенсивности возбуждения. При возбуждении квантами с  $h\nu_{\text{ex}} = 2.58$  эВ на длинноволновом крыле развивается еще одна полоса с максимумом вблизи  $h\nu = 2.36$  эВ (кривые 3, 4). В некоторых кристаллах интенсивность ( $I$ ) этой полосы может даже превосходить интенсивность полосы 2.37 эВ. Полученные результаты находятся в хорошем соответствии с известными экспериментальными данными [5,6].

В условиях возбуждения при  $h\nu_{\text{ex}} = 2.58$  эВ и  $P_{\text{ex}} = 2$  МВт/см<sup>2</sup> вблизи возбужденных поверхностей достигались меньшие концентрации неравновесных ЭД пар, чем при возбуждении с  $h\nu_{\text{ex}} = 3.68$  эВ и  $P_{\text{ex}} = 3$  МВт/см<sup>2</sup>. Поэтому разгорание полосы 2.36 эВ

при  $h\nu_{\text{ex}} = 2.58$  эВ не может быть связано с развитием в них нового механизма рекомбинации, характерного для ансамбля неравновесных носителей более высокой плотности. В пользу этого свидетельствует и тот факт, что при возбуждении с энергией  $h\nu = 3.68$  эВ эта полоса не разрушается в спектрах вплоть до разрушения возбужденных поверхностей образцов.

Глубина области, занимаемой ансамблем неравновесных ЭД пар, мала и существенно не изменяется при уменьшении  $h\nu_{\text{ex}}$ . По этой причине полосе 2.36 эВ не представляется возможным связать только с вынужденным излучением на частотах полосы 2.37 эВ.

Из ранее проведенного анализа (рис. 1) следует, что полоса 2.36 эВ обусловлена рекомбинацией носителей заряда в приповерхностной ЭДП, объем которой значительно увеличивается при уменьшении  $h\nu_{\text{ex}}$  от 3.68 до 2.58 эВ. В случае возбуждения лазером на молекулярном азоте из-за малого объема ЭДП она участвует всего лишь в формировании длинноволнового крыла полосы 2.37 эВ, хотя при этом и достигаются существенно большие значения  $n_0$ , чем при  $P_{\text{ex}} = 1$  МВт/см<sup>2</sup> и  $h\nu_{\text{ex}} = 2.58$  эВ, когда она отчетливо проявляется в спектрах.

Выше для наглядности проведен упрощенный анализ влияния неоднородности распределения неравновесных носителей на спектры краевого излучения прямозонных полупроводников при интенсивном лазерном возбуждении. Предполагалось, что ЭДП может иметь только одну полосу излучения. В действительности ситуация оказывается несколько более сложной. Электронно-дырочная плазма в кристаллах ZnTe, как и свободные экситоны в кристаллах CdS (см. [7]), при рекомбинации с рождением смешанных плазмон-фононных мод имеет две полосы. Полоса 2.36 эВ обусловлена рекомбинацией ЭД пар с рождением смешанных плазмон-фононных мод  $L_+$ , полоса рекомбинации ЭД пар в ЭДП с рождением  $L_-$ -мод расположена вблизи 2.37 эВ (см. [4]). Она перекрывается с полосами рекомбинации экситонов с рождением  $L_-$ -мод и неупругих экситон-экситонных столкновений, маскируется ими и не разрешается в спектрах излучения исследованных образцов.

Таким образом, проведенные исследования показывают, что при высоких плотностях однофотонного возбуждения неоднородное распределение неравновесных носителей по глубине оказывает сильное влияние не только на контуры отдельных полос, но и на соотношение интенсивностей различных полос в спектрах краевого излучения прямозонных кристаллов. При возбуждении неравновесных электронов глубоко в зону проводимости, когда достигаются большие значения коэффициентов межзонного поглощения, оно может приводить к маскировке и даже к практически полному подавлению полос излучения ЭДП.

В заключение остановимся на одном важном факте. В работе [8] было обнаружено, что в кристаллах сульфида кадмия эффект увлечения неравновесных экситонов фононами исчезает при времени жизни экситонов

$\tau_{\text{ex}} \lesssim 2 \cdot 10^{-9}$  с. В проведенных расчетах  $n(x)$  пренебрегалось эффектом разлета неравновесных ЭД пар вследствие, например, фоновго ветра (см. [9]). Очевидно, если бы постоянная длины разлета ЭД пар в приповерхностной ЭДП в приближении экспоненциальных зависимостей  $n(x)$  превышала величину  $l_0 \sim 3k_2^{-1} \sim 1$  мкм, то спектры краевого излучения, а следовательно, и пространственное распределение ЭД пар в ЭДП, не могли бы столь сильно зависеть от энергии квантов возбуждающего излучения. Поэтому на основании отмеченных выше данных [8], расчетов зависимостей  $n(x)$  [3] и проведенных исследований можно сделать вывод, что при низких температурах неравновесная ЭДП в соединениях типа  $A^{II}B^{VI}$  со временем жизни ЭД пар  $\sim 10^{-10}$  с имеет постоянную длины разлета не более 1 мкм.

## Список литературы

- [1] А.А. Ключихин, Д.К. Нельсон, Б.С. Разбирин, М.А. Якобсон, Г.О. Мюллер, В.Д. Егоров. ФТП, **29**, 1123 (1987).
- [2] П.Г. Лукашевич. ФТП, **29**, 2002 (1995).
- [3] П.Г. Лукашевич. ФТП, **29**, 1253 (1995).
- [4] П.Г. Лукашевич, В.Н. Павловский, В.А. Самойлюкович. ФТП, **23**, 578 (1989).
- [5] M. Kwietniak. *Zjawiska Luminescencji w ZnTe* (Wroclaw–Warszawa–KraKow–Gdansk, PAN, 1980).
- [6] П.Г. Лукашевич, В.А. Иванов. ЖПС, **36**, 160 (1980).
- [7] Н.Н. Зиновьев, И.Д. Ярошецкий. ФТП, **14**, 464 (1980).
- [8] Н.Н. Зиновьев, И.Д. Ярошецкий. Письма ЖЭТФ, **33**, 601 (1981).
- [9] *Электронно-дырочные капли в полупроводниках*, под ред. К.Д. Джеффриса, Л.В. Келдыша (М., Наука, 1988).

Редактор Л.В. Шаронова

## The influence of inhomogeneous spatial distribution of nonequilibrium carriers on the edge radiation spectra in direct-gap semiconductors

P.G. Lukashevich

State Polytechnical Academy,  
220027 Minsk, Belarus

**Abstract** It is shown that at high levels of the one-photon excitation the inhomogeneous distribution of nonequilibrium carriers over the depth strongly influences on intensity correlation of different bands and can lead to a practically complete suppression of the bands of electron-hole plasma in edge emission spectra of crystals. The running size of the nonequilibrium electron-hole plasma was estimated.