

©1995 г.

О КОНТУРЕ СПЕКТРА ИЗЛУЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНОЙ ПЛАЗМЫ ПРИ ОДНОФОТОННОМ ВОЗБУЖДЕНИИ ПРЯМОЗОННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

П. Г. Лукашевич

Белорусская государственная политехническая академия,
220027, Минск, Беларусь

(Получена 14 сентября 1994 г. Принята к печати 13 января 1995 г.)

Показано, что при анализе контуров спектров излучения электронно-дырочной плазмы, получаемых при однофотонном возбуждении прямозонных полупроводников, необходимо учитывать неоднородность распределения неравновесных носителей заряда по кристаллу. В противном случае не представляется возможным получить достоверные данные о параметрах плазмы и кристаллов.

Метод однофотонного возбуждения широко применяется для исследования рекомбинационных и других процессов в прямозонных полупроводниках. Однако в этом случае неравновесные электронно-дырочные (ЭД) пары неоднородно распределены по глубине кристалла [1].

Известно, что ширина запрещенной зоны в полупроводниках зависит от концентрации ЭД пар. Поэтому следует ожидать, что и контуры спектров рекомбинационного излучения (РИ) электронно-дырочной плазмы (ЭДП) будут зависеть и от вида распределения ЭД пар по кристаллу.

Следуя расчетам, выполненным в работе [1], профиль распределения ЭД пар в приповерхностной области кристалла, в которой при однофотонном возбуждении образуется ЭДП, представим в виде

$$n(x) = n_0 \exp\left(-\frac{k_a x}{3}\right), \quad (1)$$

где k_a — коэффициент поглощения. Концентрация ЭД пар на границе кристалла $n_0 = \beta k_a (1 - R) I \tau$. Здесь β — квантовый выход поглощения, R — коэффициент отражения, I — интенсивность падающего излучения, τ — время жизни ЭД пар на границе кристалла.

Спектры спонтанного излучения ЭДП рассматривают в приближении прямых разрешенных межзонных переходов [2]. Зоны свободных носителей будем считать параболическими без хвостов плотности состояний, температуры решетки и электронно-дырочного ансамбля, равными 4.2 К. Неоднородностью распределения ЭД пар по другим направлениям пренебрежем.

При неоднородном распределении ЭД пар спектр спонтанного излучения ЭДП имеет вид [3]

$$I(h\nu) \sim s \int_0^l [h\nu - E'_g(x)]^{1/2} \left\{ \exp \left[\frac{m_h^*}{m_e^* + m_h^*} \frac{h\nu - E'_g(x)}{kT} - \frac{\mu_e(x)}{kT} \right] + 1 \right\}^{-1} \times \\ \times \left\{ \exp \left[\frac{m_h^*}{m_e^* + m_h^*} \frac{h\nu - E'_g(x)}{kT} - \frac{\mu_h(x)}{kT} \right] + 1 \right\}^{-1} dx, \quad (2)$$

где $E'_g(x)$ — ширина запрещенной зоны в точке x возбужденной области кристалла; m_e^* , m_h^* , μ_e , μ_h — эффективные массы и химические потенциалы электронов и дырок, отсчитанные от экстремумов соответствующих зон; s — площадь возбужденной области кристалла. Параметр l задает минимальную концентрацию ЭД пар, учитываемую в расчетах.

Ширина запрещенной зоны в возбужденной области кристалла $E'_g(x) = E_g^0 + \delta E_g(x)$, где E_g^0 — ширина запрещенной зоны в невозбужденной области. Согласно известным представлениям [4], уменьшение ширины запрещенной зоны за счет обменного и корреляционного взаимодействия носителей заряда

$$\delta E_g(x) = - \frac{4.8316 + 5.0879r_s(x)}{0.0152 + 3.0426r_s(x) + r_s^2(x)} E_{ex}. \quad (3)$$

Здесь E_{ex} — энергия связи свободных экситонов. Расстояние между квазичастицами, выраженное в единицах боровского радиуса свободных экситонов a_{ex} ,

$$r_s(x) = \left[\frac{3}{4\pi n(x)} \right]^{1/3} \frac{1}{a_{ex}}. \quad (4)$$

Значения $\tau(n)$ для большинства полупроводников точно неизвестны. Поэтому, следуя (1), будем считать, что при изменении интенсивности возбуждения профиль распределения ЭД пар не изменяется, а изменяется всего лишь их концентрация на поверхности кристалла. Коэффициент поглощения k_a примем равным $5 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$.

На рис. 1 представлены рассчитанные по формуле (2) спектры РИ ЭДП в теллуриде цинка для различных плотностей возбуждающего излучения. Расчеты проводились для области, в которой концентрация неравновесных ЭД пар $n(x) \geq n_{ex}^M = 1.4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, т. е. когда экситонные состояния экранированы. В проведенных расчетах использовались значения $m_e^* = 0.12m$, $m_h^* = 0.68m$, $E_{ex} = 10.6 \text{ мэВ}$, $a_{ex} = 48.6 \text{ \AA}$,

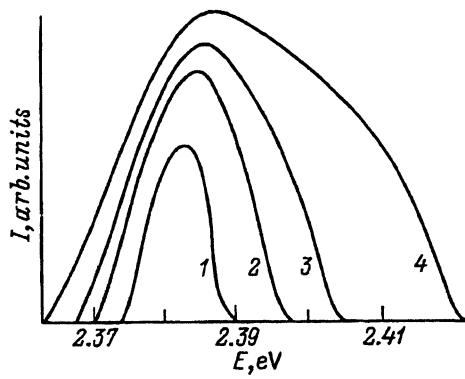


Рис. 1. Трансформация спектров РИ ЭДП при изменении концентрации носителей заряда на поверхности кристалла. $n_0 \cdot 10^{17}$, см^{-3} : 1 — 2, 2 — 6, 3 — 10, 4 — 25.

$E_g^0 = 2.391$ эВ (см. [5]). Значения химических потенциалов вычислялись по известным формулам статистики [6].

Из рис. 1 следует, что с увеличением интенсивности возбуждения полуширина спектров заметно увеличивается, причем в основном за счет коротковолнового крыла. Такая трансформация спектров не является неожиданной, так как на более широкие спектры с большей интенсивностью из областей с большей плотностью ЭДР пар накладываются более узкие спектры излучения с меньшей интенсивностью из областей с меньшей плотностью ЭД пар, сконцентрированные в области 2.38–2.39 эВ.

Если в неоднородной ЭДП возникают области в однородной плотностью носителей заряда, то на контуре спектра РИ ЭДП появляются дополнительные перегибы. На рис. 2 представлен спектр излучения, рассчитанный для случая, когда до $x \leq 1.5$ мкм $n(x) = n_0 = 10^{18}$ см^{-3} , а далее падает по закону, задаваемому формулой (1).

В общем случае контур спектра РИ ЭДП оказывается зависящим и от нижней границы концентраций ЭД пар, учитываемой в расчетах (рис. 3). Изменения данного параметра, т. е. уменьшения верхней границы существования экситонов до величины $n_{\text{ex}}^0 < n_{\text{ex}}^M$, можно добиться легированием кристаллов. При этом, чем больше концентрация легирующей примеси, тем меньше n_{ex}^0 , и в спектрах РИ ЭДП наблюдаются

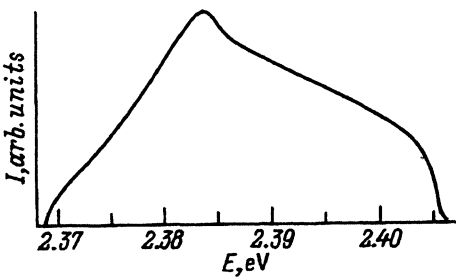


Рис. 2. Спектр РИ ЭДП для сложной функции распределения носителей заряда.

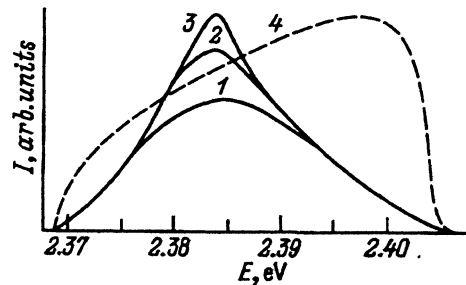


Рис. 3. Спектры РИ ЭДП для однородного (4) и неоднородного (1–3) распределения ЭД пар при $n_0 = 10^{18}$ см^{-3} . $n_{\text{ex}}^0 \cdot 10^{-15}$, см^{-3} : 1 — 140, 2 — 80, 3 — 5.

более сильные изменения. Вследствие этого с увеличением концентрации легирующей примеси может создаваться необоснованное впечатление проявления все более сильного нарушения параболичности зон свободных носителей тока.

Легко видеть, что при фиксированных значениях n_0 , n_{ex}^0 и пренебрежении эффектами перепоглощения и вынужденного излучения контур спектра излучения ЭДП не должен зависеть от величины коэффициента поглощения k_a . Однако интегральная интенсивность полосы будет пропорциональна k_a^{-1} .

Выполненные расчеты справедливы для случая стационарного возбуждения. При нестационарном возбуждении можно ожидать изменения функции пространственного распределения неравновесных электронов и дырок с течением времени. Вследствие зависимости $\tau(n)$ отмеченный эффект должен наиболее сильно проявиться вблизи возбуждаемой грани кристалла. Поэтому в спектрах излучения ЭДП, разрезанных во времени, можно ожидать возникновения перегибов и полос (рис. 2), которые необоснованно могут быть отнесены к другим механизмам рекомбинации ЭД пар.

Расчитанные контуры спектров излучения ЭДП при однофотонном возбуждении прямозонных полупроводников с учетом неоднородности распределения неравновесных электронов и дырок качественно отличаются от контуров спектров, рассчитанных при пренебрежении неоднородностью распределения ЭД пар по кристаллу (рис. 3, кривая 4). Они имеют плавные длинноволновые и коротковолновые крылья, меньшую полуширину и качественно похожи на экспериментально получаемые спектры. Попытки аппроксимировать кривые 1-3 (рис. 3) прямыми межзонными переходами с однородным распределением носителей заряда в ЭДП наталкиваются на серьезные трудности. В этом случае зонам свободных носителей придется приписать несуществующие хвосты плотности состояний, погрешности в определении температуры ЭДП достигают величин $\sim 1000\%$.

Таким образом, выполненные расчеты свидетельствуют о том, что неоднородность распределения неравновесных носителей заряда, возникающая при однофотонном возбуждении прямозонных полупроводников, оказывает сильное влияние на вид длинноволновых и коротковолновых крыльев, а также на положение максимумов контуров спектров РИ ЭДП. Причем, очевидно, данные факторы будут проявляться независимо от типа межзонных переходов. Это, со своей стороны, создает серьезные трудности на пути корректного определения по спектрам РИ типа межзонных переходов, вида и хвостов плотности состояний у s - и v -зон, температуры и концентрации носителей заряда, а также других параметров ЭДП и сильно возбужденных кристаллов. Пренебрежение данным фактом может привести к тому, что параметры ЭДП и кристаллов, определяемые из спектров РИ ЭДП при сильном однофотонном возбуждении объемных прямозонных кристаллов с разрешенными межзонными переходами, будут определены с большой погрешностью.

Работа профинансирована Министерством образования Республики Беларусь.

- [1] П.Г. Лукашевич. ФТП, **29**, 1253 (1995),
- [2] В.П. Грибовский. *Теория поглощения и испускания света в полупроводниках* (Минск, 1975).
- [3] В.А. Батырев, П.Г. Лукашевич. ФТП, **23**, 550 (1989).
- [4] P. Vashista, R.K. Kalea. Phys. Rev. B, **25**, 6492 (1982).
- [5] П.Г. Лукашевич, В.Н. Павловский, В.А. Самойлюкович. ФТП, **23**, 578 (1989).
- [6] Дж. Блекмор. *Статистика электронов в полупроводниках* (М., 1964).

Редактор В.В. Чалдышев

Shape of the emission spectrum of electron-hole plasma in direct gap semiconductors under one-photon excitation

P.G. Lukashevich

State Polytechnical Academy, 220027, Minsk, Belarus
