

ОБ ИЗМЕНЕНИИ ФОРМЫ ПОЛОСЫ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ В СИЛЬНОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

С. Ф. Тимашев

В работе исследуется изменение формы полосы фотолюминесценции в сильном электрическом поле в области пространственного заряда (ОПЗ) в полупроводниках (см. также [1]).

Форма полосы фотолюминесценции при излучательной рекомбинации носителей через локальные центры, расположенные в плоскости x_0 (x — координата, нормальная поверхности полупроводника), определяется зависимостью темпа $u(x_0)$ рекомбинации ($U(x_0)Sdx$ — число актов рекомбинации в единицу времени через локальные центры в слое (x_0, x_0+dx) площади S) от энергии $\hbar\omega$ испускаемого фотона. Будем считать, что излучательным является электронный переход, причем коэффициент безызлучательного захвата дырки рекомбинационным центром достаточно велик, так что величина темпа рекомбинации пропорциональна коэффициенту G_n излучательного захвата электрона, и форма полосы фотолюминесценции определяется спектральной зависимостью G_n от $\hbar\omega$. В сильном электрическом поле вероятности электронных переходов увеличиваются за счет переходов на электронные состояния вне классических границ энергетических зон (эффект Франца—Келдыша). Это может привести к изменению спектральной зависимости коэффициента излучательного захвата.

В работе [2] были найдены выражения для вероятности безызлучательных электронных переходов на глубокие локальные уровни в ОПЗ. Выражения для вероятности W сопровождаемых фононами излучательных переходов в ОПЗ найдем аналогично, исходя из общих выражений Лекса [3].

Состояние электрона в зоне проводимости будем характеризовать совокупностью (ε, k) — соответственно энергией движения носителя вдоль координаты x , отсчитанной от дна зоны проводимости в объеме кристалла, и двумерным квазиимпульсом в плоскости, параллельной поверхности полупроводника. Ограничиваясь рассмотрением лишь гауссовой спектральной зависимости W и пренебрегая высшими моментами, получаем

$$W = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \frac{\omega^3}{S} |\psi_\varepsilon(x_0)|^2 A(\varepsilon, k) \exp \left\{ -\frac{[-\hbar\omega + E_I^0 - V(x_0) + \varepsilon + k^2/2m - B]^2}{2\sigma^2} \right\}, \quad (1)$$

где E_I^0 — глубина залегания рекомбинационного уровня под дном зоны проводимости (считаем $E_I^0 \gg \hbar\omega_0$, где ω_0 — дебаевская частота фононов); $V(x)$ — потенциальная энергия электрона (потенциал в объеме кристалла полагается равным нулю); σ^2 — дисперсия; $A(\varepsilon, k)$ — медленно меняющаяся функция ε и k , величина которой зависит от поляризации излучения (ниже мы будем пренебрегать зависимостью A от ε и k); остальные обозначения см. в работе [2]. При выводе (1) мы полагали, что электрическое поле в ОПЗ заметно не изменяет энергетическое положение рекомбинационного уровня ($\Delta E_I \ll E_I^0$) и волновую функцию локализованного электрона.

На основе (1) после усреднения по начальным состояниям электрона и суммирования по конечным, как это было сделано в работе [2], для коэффициента захвата $G_n(\Omega, x_0)$, где $\Omega \equiv \hbar\omega/\sqrt{2}\sigma$, получаем

$$G_n(\Omega, x_0) = G_n^0(\Omega) [1 + \delta^n(\Omega, x_0)]. \quad (2)$$

Здесь $G_n^0(\Omega)$ — коэффициент излучательного захвата на рекомбинационный центр без учета δ^n ; $\delta^n(\Omega, x_0)$ — квантовая поправка, связанная с захватом электрона из внезонных состояний. Будем рассматривать положительные загибы энергетических зон [$V(x) > 0$] и считать, что центры рекомбинации находятся достаточно далеко от поверхности кристалла ($x_0 > [E_I^0/V(x_0)]^{1/2}d$, где d — область локализации электрона на рекомбинационном центре). Для линейного изменения $V(x)$ с координатой при напряженности F электрического поля выражения для G_n и δ^n имеют вид (при $V(x_0)/kT < 6\mu_0\lambda^2$)

$$G_n^0 = \gamma\Omega^3 \frac{\exp[-(\Omega - \Omega_0)^2]}{(\Omega_0 - \Omega + \lambda)^{3/2}} P, \quad (3)$$

$$\delta^n(\Omega, x_0) = \frac{2 \cdot 3^{1/2} \mu_0^{1/2} \beta}{\pi^{3/2} P} \int_0^{\sqrt{V(x_0)/kT}} d\xi \frac{\xi^3 |K_{1/3}(\beta\xi^3)|^2 \exp\left[3\mu_0\xi^2 - \frac{1}{4\lambda^2}\xi^4\right]}{1 - \frac{\xi^2}{6\lambda^2\mu_0}}, \quad (4)$$

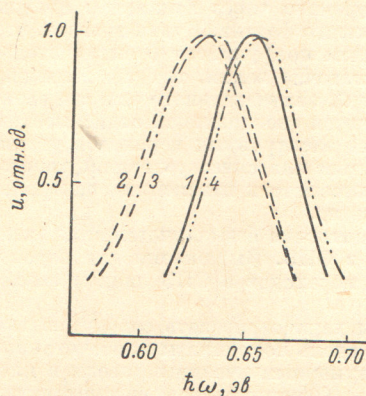
$$P = \frac{2\pi^{1/2}\mu_0^{1/2}\beta}{3^{1/2}} \int_0^\infty d\xi \xi^3 \exp(-3\mu_0\xi^2) [J_{-1/3}(\beta\xi^3) + J_{1/3}(\beta\xi^3)]^2, \quad (5)$$

где

$$\Omega_0 = \frac{E_I^0 - B}{\sqrt{2}\sigma}, \quad \lambda = \frac{\sigma}{\sqrt{2}kT}, \quad (6)$$

$$\beta = \frac{2^{3/2}m^{1/2}(kT)^{3/2}}{3eF\hbar}, \quad \mu_0 = \frac{1}{3} \left[1 + \frac{1}{\lambda} (\Omega_0 - \Omega) \right], \quad (7)$$

$J_\nu(u)$ и $K_\nu(u)$ — соответственно функция Бесселя и функция Макдональда порядка ν ; γ — постоянная для данного образца величина. Заметим, что выражения (3) и (4) получены при $(\Omega_0 - \Omega + \lambda) > 3$, что справедливо для центральной части полосы люминесценции. При использовании квазиклассических волновых функций (ср. [2]):



$$P = 1; \quad \delta^n = \frac{3^{1/2}\mu_0^{1/2}}{\pi^{1/2}} \int_0^{\sqrt{V(x_0)/kT}} d\xi \times \frac{\exp \left[3\mu_0\xi^2 - 2\beta\xi^3 - \frac{1}{4\lambda^2}\xi^4 \right]}{1 - \frac{\xi^2}{6\lambda^2\mu_0}}. \quad (8)$$

Спектральная форма полосы излучения при $F=0$ (1) и при $F=5 \cdot 10^4$ в/см (2—4).

Кривая 2 построена с точной волновой функцией, 3 — с квазиклассической волновой функцией, 4 — с точной волновой функцией без учета квантовых поправок ($\delta^n=0$).

Выражение для G_n при отрицательном загибе энергетических зон ($V(x) < 0$) может быть получено из (3) — (8), согласно общим правилам, указанным в [2].

Величина δ^n сильно зависит от значения F напряженности электрического поля и при $\mu_0 > \beta(F) \sim 1$ может значительно превосходить единицу. В этом случае спектральная зависимость может заметно измениться по сравнению с

исходной спектральной зависимостью в отсутствие электрического поля.

В качестве примера мы рассмотрим влияние электрического поля на форму полосы излучения, возникающего при электронном переходе на нейтральный примесный центр Hg в Ge [4]. На рисунке изображена спектральная форма исследуемой полосы излучения в отсутствие поля ($F=0$) (кривая 1) и при $F=5 \cdot 10^4$ в/см (кривые 2—4). Кривая 1, совпадающая в центральной части с экспериментально наблюдаемой [4] при $T=60^\circ$ К полосой, построена при $\sigma=0.02$ эв, $\Omega_0=22.6$. Эти значения параметров были использованы при вычислении кривых 2—4. Загиб энергетических зон в плоскости x_0 при этом считался достаточно большим ($V(x_0) \sim 10$). Заметим, что мы не рассматриваем здесь изменение интенсивности излучения под действием внешнего электрического поля, а обращаем внимание лишь на изменение формы полосы. Поэтому все кривые нормированы на одинаковое значение в максимуме.

Как видно из рисунка, сильное электрическое поле в области нахождения рекомбинационного центра приводит к заметному изменению формы полосы фотолуминесценции (сдвиг максимума, уширение полосы, появление некоторой асимметрии в сторону длинноволновой части спектра) за счет электронных переходов на врезонные состояния.

При экспериментальном исследовании влияния электрического поля на форму полосы излучения расчетную форму полосы необходимо строить с учетом возможного неоднородного распределения электрического поля по кристаллу.

Литература

- [1] Г. П. Пека, С. Ф. Тимашев, А. Е. Кузмак. Тез. докл. междун. конф. люм., Л., 1972.
- [2] С. Ф. Тимашев. ФТТ, 14, 171, 1972.
- [3] М. J. L а х. J. Chem. Phys., 20, 1752, 1952. Перевод в сб. «Проблемы физики полупроводников», ИЛ, 1957.
- [4] Т. А. Бондаренко, Т. И. Галкина, Н. А. Пенин. ФТТ, 13, 839, 1971.

Поступило в Редакцию 12 сентября 1972 г.