

ФТП, том 25, вып. 2, 1991

К ТЕОРИИ ФОРМЫ ЛИНИИ ГОРЯЧЕЙ ФОТОЛУМИНЕСЦЕНЦИИ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Меркулов И. А.

Экспериментальное и теоретическое исследование горячей фотолуминесценции (ГФЛ) показало, что эта методика позволяет получить весьма точную количественную информацию о виде спектра и волновых функций горячих фотоносителей, параметрах, определяющих их кинетику [1]. Так, например, измерение темпа деполяризации ГФЛ в магнитном поле позволяет определить значения времен жизни горячих носителей [2].

В последнее время появилась серия экспериментальных и теоретических работ, в которых значение этого времени оценивается из ширины линии горячей фотолуминесценции и энергетической зависимости высот пиков фоновых повторений [3, 4]. Далее будет показано, что на эти параметры спектра ГФЛ существенное влияние оказывает кулоновское взаимодействие рождающейся дырки и заряженного акцептора, возникающего после рекомбинации горячего электрона. Учет этого взаимодействия приводит к сдвигу пиков ГФЛ в сторону коротких длин волн, их ширина может увеличиться, а высота — уменьшиться в несколько раз.

Рассмотрим процессы, отвечающие за возникновение первого (бесфононного) пика горячей фотолуминесценции. Для простоты ограничимся случаем невырожденных зон, когда кинетическая энергия свободных электронов $[E_e(\mathbf{k})]$ и дырок $[E_h(\mathbf{k})]$ дается формулой $E_i(\mathbf{k}) = \hbar^2 k^2 / (2m_i)$ и не зависит от их спинов.

При поглощении кванта накачивающего излучения в полупроводнике рождается электронно-дырочная пара с энергией, определяемой из закона сохранения: $E_g + E_e(\mathbf{k}) + E_h(\mathbf{k}) = \hbar\omega_e$. Здесь E_g — ширина запрещенной зоны, а $\hbar\omega_e$ — энергия поглощаемого фотона. Испуская оптические фононы, горячие электроны быстро релаксируют по энергии. Связанное с этим процессом характерное время жизни электронов в заданном состоянии составляет $\sim 10^{-13}$ с, что приводит к значительной неопределенности их энергии $E \sim 10$ мэВ. Незначительная часть горячих электронов успевает прорекомбинировать с равновесными локализованными на акцепторах дырками, не испустив ни одного фонона. Испускаемые при этом фотоны и дают бесфононный пик горячей фотолуминесценции.

Таким образом: 1) в исходном состоянии в кристалле имелась только дырка на акцепторе, 2) в промежуточном состоянии после поглощения фотона — дырка на акцепторе, свободный электрон и дырка с волновыми векторами \mathbf{k} и $-\mathbf{k}$ соответственно, 3) в конечном состоянии остаются заряженный акцептор и дырка в валентной зоне. Матричный элемент такого двухфотонного перехода дается формулой

$$M_{fi}^- = \int \frac{V_{jk}^i V_{ki}^e}{\epsilon_k - \hbar\omega_e} d^3k, \quad (1)$$

где

$$\epsilon_k = E_g + \hbar^2 k^2 / (2m_e) + \hbar^2 k^2 / (2m_h) - i\hbar(\Gamma_e + \Gamma_h + \Gamma_a) / 2 \quad (2)$$

— энергия системы в промежуточном состоянии, V'_{ki} и V'_{jk} — матричные элементы оптических переходов с поглощением и испусканием фотонов, а параметры Γ_e , Γ_h и Γ_a связаны с временами релаксации свободных электрона и дырки на акцепторе обычным соотношением $\Gamma_i = 1/\tau_i$. Мы будем считать, что самым коротким является время релаксации горячих электронов ($\tau_e \ll \tau_h, \tau_a$) и пренебрежем Γ_h и Γ_a по сравнению с Γ_e .

При вычислении V'_{ki} кулоновским взаимодействием можно пренебречь (кулоновское поле акцепторного центра экранировано равновесной дыркой, кинетическая энергия рождающихся частиц велика по сравнению с боровской энергией экситона). Тогда матричный элемент V^e дает в (2) лишь постоянный множитель и закон сохранения импульса, которым мы уже воспользовались выше, считая, что $k_e = -k_h = k$. Более сложным оказывается вычисление матричного элемента V'_{jk} . Дело в том, что после рекомбинации горячего электрона с равновесной дыркой экранировка электрического поля акцептора исчезает, и состояние рожденной дырки описывается не плоской волной, а функцией кулоновского центра, вид которой приведен, например, в [5]. Поэтому V'_{jk} содержит не только интеграл перекрытия волновых функций горячего электрона и дырки на акцепторе, который непосредственно входит в матричный элемент рекомбинационного перехода, но и интеграл перекрытия между функциями свободной дырки в промежуточном (без заряженного центра) и конечном (с заряженным центром) состояниях. Выполняя соответствующие вычисления, несложно найти следующее выражение для распределения интенсивности в бесфоновом пике горячей фотолюминесценции:

$$I(\hbar\omega_i, \hbar\omega_0) \sim \frac{\pi \exp\{(\pi - \varphi)/(Pa)\}}{Pa \operatorname{sh}\{\pi/(Pa)\}} \frac{Pa}{[1 + (Pa)^2]^4 \{(\omega_i - \omega_{i0})^2 + (\Gamma_e \mu_e/2)^2\}}, \quad (3)$$

где $\mu_e = m_e/(m_e + m_h)$, $\omega_{i0} = \omega_e - [E_a + (\hbar\omega_e - E_g) \mu_e]/\hbar$ — резонансная частота в отсутствие кулоновского взаимодействия между возникающими дыркой и акцепторным центром, $P = \sqrt{2m_h(\hbar\omega_e - \hbar\omega_i - E_a)}/\hbar$ — характерное значение волнового вектора дырки, a — боровский радиус акцепторного состояния, а $\varphi = 2\arctg\{\Gamma_e \mu_e/2(\omega_i - \omega_{i0})\}$ (при $\omega_{i0} \ll \omega_i$, $\varphi = 0$). При выводе (3) мы использовали закон сохранения энергии, связывающий энергию фотона люминесценции ($\hbar\omega_i$) с энергиями фотона накачки ($\hbar\omega_e$), дырки на акцепторе ($-E_a$) и дырки в конечном состоянии $[E_f = \hbar^2 P^2/(2m_h)]$: $\hbar\omega_i = \hbar\omega_e - (E_a + E_f)$.

В окрестности резонанса ($2|\omega_i - \omega_{i0}| < \Gamma_e \mu_e$) спектральное распределение люминесценции обусловлено в основном быстрым изменением заключенного в фигурные скобки резонансного знаменателя и фазы φ , так что P в (3) можно считать практически постоянным: $P \approx \sqrt{2m_h \mu_e (\hbar\omega_e - E_g)}/\hbar$.

Если $Pa \gg 1$, то первая дробь в правой части (3) стремится к единице, и бесфоновый пик ГФЛ имеет обычную лоренцовскую форму с полушириной $\Gamma_e \mu_e/2$. (Она в $2/\mu_e$ раз меньше неопределенности в энергии горячего электрона). Обычно $\mu_e \ll 1$, и этот предельный случай реализуется лишь при очень больших энергиях фотонов накачки: $\hbar\omega_e - E_g \gg E_a/\mu_e$.

Во всех других случаях кулоновское взаимодействие рождающейся дырки с акцептором существенно изменяет величину и форму пика ГФЛ. В качестве примера на рис. 1 приведены результаты расчета для $Pa=1$. Видно, что максимум пика смещается от $\hbar\omega_{i0}$ в синюю область, уменьшается по величине и уширяется. Строгий расчет величины смещения дает $\delta\hbar\omega_{i0} = \mu_e \hbar \Gamma_e/(2Pa)$ [в максимуме $\operatorname{tg}(\varphi/2) = Pa$]. Эта энергия прямо связана с кулоновской энергией рождающейся дырки в момент рекомбинации горячего электрона. Действительно, за время $2/\Gamma_e$ фотовозбужденные электрон и дырка разлетаются на расстояние $r_{eh} = 2\hbar P(m_e + m_h)/(m_e m_h \Gamma_e)$. Рекомбинирующий электрон при этом оказывается в непосредственной окрестности акцептора, так что расстояние между возникающим заряженным центром и рожденной дыркой примерно равно r_{eh} . Подставляя его в формулу для кулоновской энергии $[e^2/\epsilon r = \hbar^2/(m_h a r)]$, получаем в точности найденное выше выражение для сдвига пика $\delta\hbar\omega_{i0}$.

Используя связь между φ и P в максимуме линии из (3), легко получить выражение для относительного понижения пика (I_{\max}) и численно определить

его ширину (Δ). Результаты соответствующих вычислений приведены на рис. 2. Видно, что кулоновское взаимодействие существенно влияет на форму линии ГФЛ в широком диапазоне значений энергий $\hbar\omega_e$.

В заключение отметим, что кулоновские поправки тем меньше, чем больше времени проходит с момента рождения электронно-дырочной пары до момента рекомбинации электрона. Поэтому эти поправки должны быстро убывать с ростом числа испущенных фононов (номером пика ГФЛ). По-видимому, с этим обстоятельством связано различие расстояний между пиками ГФЛ и энергии оптического фонона, наблюдавшееся в [4].

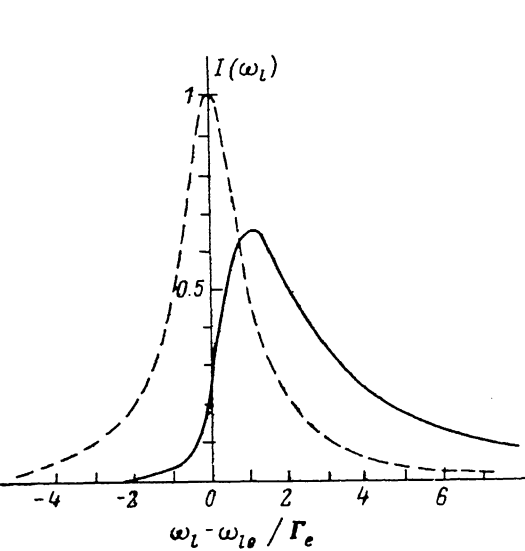


Рис. 1. Форма бесфононного пика горячей фотолюминесценции для энергии фотона накачки $\hbar\omega_e = E_g + E_a/\mu_e$.

Штриховая кривая — без учета кулоновского взаимодействия фотозабужденной дырки и заряженного акцептора, сплошная — с учетом кулоновского взаимодействия.

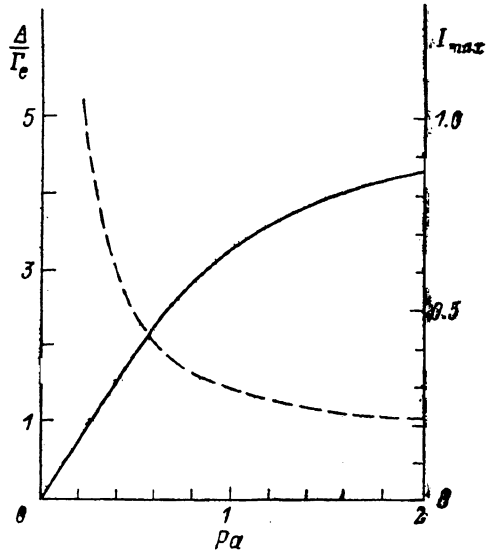


Рис. 2. Спектральная зависимость уширения (штриховая кривая) и относительного уменьшения высоты (сплошная) бесфононного пика ГФЛ из-за кулоновского взаимодействия рождающейся дырки с заряженным акцептором.

По оси абсцисс отложено произведение $\rho a = [\mu_e (\hbar\omega_e - E_g)/E_a]^{1/2}$.

Автор благодарен М. А. Алексею, Б. П. Захарчене, Д. Н. Мирлину и В. И. Перелю за стимулирующие плодотворные дискуссии.

Список литературы

- [1] Алексеев М. А., Карлик И. Я., Мирлин Д. Н., Сапега В. Ф. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 5. С. 761—779.
- [2] Захарченя Б. П., Мирлин Д. Н., Перель В. И., Решина И. И. // УФН. 1982. Т. 43. С. 459—499.
- [3] Ulbrich R. G., Kash J. A., Tsang J. C. // Phys. Rev. Lett. 1989. V. 62. P. 949—952.
- [4] Fasol G., Hackenberg W., Hughes H. P., Ploog K., Bauser E., Kano H. // Phys. Rev. B. 1990. V. 41. P. 1461—1478.
- [5] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика. М., 1963. 502 с.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Получено 10.09.1990
Принято к печати 27.09.1990