Письма в ЖЭТФ, том 26, вып. 6, стр. 429 – 433 *20 сентября 1977 г.*

МНОГОФОНОННЫЙ КАСКАДНЫЙ ПРОЦЕСС И ПОЛОСА ВТОРИЧНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ПОЛЯРНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

И.Г.Ланг, С.Т.Павлов, Г.Ю.Яшин

Предсказывается новый вид резонансного комбинационного рассеяния света в полупроводнике при облучении его светом с частотой $\omega_l > E_g/\hbar + (1 + m_e/m_h)\omega_{LO}$. Вторичное излучение занимает полосу частот $0 < \omega_s < (1 + m_e/m_h)^{-1}(\omega_l - \hbar^{-1}E_g) - \omega_{LO}$. Показано, что зависимости сечения рассеяния как от ω_s, так и от ω_l носят ступенчатый характер.

В настоящей работе теоретически предсказывается новый тип вторичного излучения полупроводников. Процесс можно представить как последовательность следующих реальных переходов: первичное излучение с частотой ω_l образует электронно-дырочную пару (ЭДП), электрон (или дырка) испускает последовательно несколько LO-фононов; наконец, электрон (или дырка) испускает квант вторичного излучения в сопровождении еще одного оптического фонона. Последняя ступень – непрямое испускание света электроном – может рассматриваться как явление, обратное непрямому поглощению света свободными носителями тока, взаимодействующими с LO-фононами [1]. Каскад последовательных реальных переходов, при которых электрон испускает LO-фононы, был теоретически рассмотрен в [2] (см. также [3, 4]) для описания многофононного резонансного комбинационного рассеяния (МФКРР) света, т. е. рассеяния с частотой $\omega_l - n\omega_{LO}$, где n – целое число. Процесс, описанный здесь, отличается от МФКРР тем, что излучение на последнем этапе происходит без аннигиляции ЭДП. При этом частота ω_s вторичного излучения, конечно, гораздо меньше частоты $\omega_l - n\omega_{LO}$ и занимает целую полосу частот, потому что кинетическая энергия электрона или дырки в конечном состоянии может быть различной.

Рассмотрим прямозонный полярный полупроводник, у которого $m_e < m_h$, где $m_e(m_h)$ – эффективная масса электрона (дырки). Если при температуре много ниже дебаевской облучить такой полупроводник светом с частотой

$$\omega_l > E_g/\hbar + (1 + {}^{m}e/m_h)\omega_{LO}, \qquad (1)$$

где E_g – ширина запрещенной зоны, возникает вторичное излучение в полосе

$$0 < \omega_s < (1 + {}^{m}e/_{m_h})^{-1}(\omega_L - {}^{E}g/_{\hbar}) - \omega_{LO}. \qquad (2)$$

Дисперсию оптических фононов для простоты не учитываем.

Усредненное по поляризациям падающего света и просуммированное по поляризациям вторичного излучения сечение процесса, в котором электрон наряду со вторичным излучением рождает только один LO-фонон, определяется выражением

$$\frac{d^2\sigma_1}{d\Omega\, d\omega_s} = \frac{V_o^2\,\omega_s^2}{(2\pi)^3 c^4}\, W_p(\omega_l)\, \frac{W_1\left(E_e, \dfrac{E_e'}{E_e}, \dfrac{2}{3}\right)}{W_\tau(E_e)}, \qquad (3)$$

где V_o – нормировочный объем, c – скорость света, $E_e = (1 + {}^{m}e/_{m_h})^{-1} \times$ $\times (\hbar\omega_l - E_g)$ – кинетическая энергия электрона, рожденного первичным излучением, $E_e' = E_e - \hbar\omega_{LO} - \hbar\omega_s$ – кинетическая энергия электрона в конечном состоянии, $W_p(\omega_l)$ – число ЭДП, рожденных в единицу времени, если в объеме V_o имеется один фотон с энергией $\hbar\omega_l$, $W_1(E_e, E_e'/E_e, \sin^2\eta)$ – вероятность того, что электрон с энергией E_e и импульсом **p** испускает в единицу времени один фотон с волновым вектором $\vec{\kappa}_s$ и энергией $\hbar\omega_s$ и один LO-фонон; η – угол между векторами **p** и $\vec{\kappa}_s$; наконец, $W_\tau(E_e)$ – полное обратное время жизни электрона с энергией E_e. В наинизшем порядке теории возмущений имеем

$$W_1(E_e, E_e'/E_e, \sin^2\eta) = \frac{2\pi e^2 \omega_{LO}^{3/2} a_e}{V_o m_e \omega_s^3 \hbar^{1/2}} E_e^{1/2} f\left(\frac{E_e'}{E_e}, \sin^2\eta\right), \qquad (4)$$

где e – заряд электрона, a_e – фрелиховская константа электрон-фононной связи,

$$f(x, \sin^2\eta) = x^{1/2}(1 + x) - \frac{1}{2}(1 - x)\ln\frac{1 + x^{1/2}}{1 - x^{1/2}} + \left[\frac{1}{2}x^{1/2}(5 - 3x) + \frac{3}{4}(1 - x)^2 x \ln\frac{1 + x^{1/2}}{1 - x^{1/2}}\right]\sin^2\eta. \qquad (5)$$

Если взаимодействие электрона с LO-фононом является сильнейшим, то величина $W_\tau(E_e)$ определяется вероятностью испускания LO-фонона и равна [5]

$$W_\tau(E_e) = 2a_e\omega_{LO}\left(\frac{\hbar\omega_{LO}}{E_e}\right)^{1/2} \mathrm{Arch}\left(\frac{E_e}{\hbar\omega_{LO}}\right)^{1/2}. \qquad (6)$$

Заметим, что при подстановке (5) и (6) в (3) величина сечения (3) не зависит от величины константы a_e. Для количественных оценок удобно использовать выражение

$$W_p(\omega_l) = \frac{k(\omega_l)}{n(\omega_l)}\, c\,, \tag{7}$$

где $k(\omega_l)$ – коэффициент поглощения света за счет прямого образования ЭДП, $n(\omega_l)$ – коэффициент преломления света.

При

$$\omega_l > E_g/\hbar + n(1 + m_e/m_h)\omega_{LO}, \tag{8}$$

где $n > 1$, возможны более сложные процессы: электрон, рожденный светом с частотой ω_l, может испустить последовательно $k < n$ LO-фононов и лишь затем излучить свет одновременно с испусканием еще одного LO-фонона. Такие процессы дают вклады в сечение, неимеющие малости по сравнению с "однофононным" сечением (3). Для расчета сечений удобно использовать исходную формулу и графическую технику, предложенную в [6, 7]; в простейших случаях те же результаты можно получить из уравнений баланса.

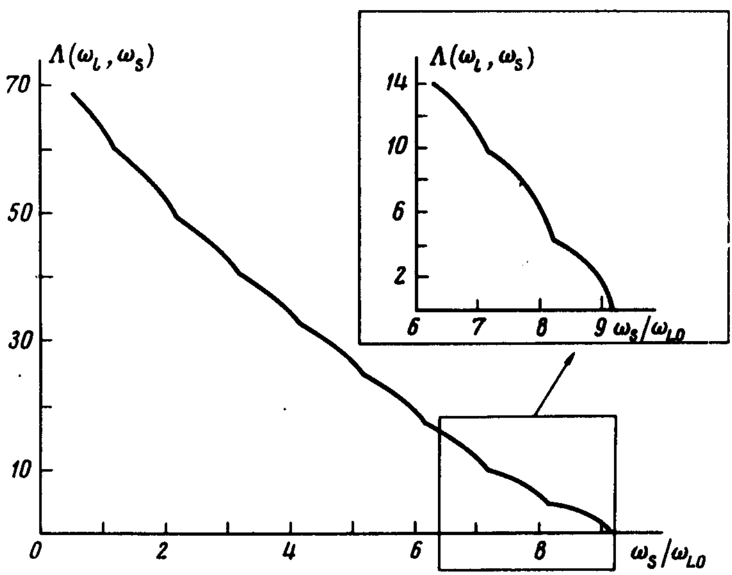

Рис. 1. Зависимость безразмерной величины $\Lambda(\omega_l, \omega_s) = \left(\dfrac{e^2\omega_{LO}V_0 k(\omega_l)}{8\pi^2 m_e c^3 \omega_s n(\omega_l)}\right)^{-1} \dfrac{d^2\sigma}{d\Omega d\omega_s}$ от ω_s/ω_{LO} при $m_e/m_h = 0{,}2$; $h\omega_l - E_g = 12{,}4\, h\omega_{LO}$

Суммарное сечение, описывающее процессы с испусканием электронами или дырками любого числа фононов, допустимого законом сохранения энергии определяется формулой

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega d\omega_s} = \frac{e^2\omega_{LO}V_0 k(\omega_l)}{8\pi^2 m_e c^3\omega_s n(\omega_l)}\left\{\sum_{k<E_e/\hbar\omega_{LO}-1}\left(\frac{E_e}{\hbar\omega_{LO}}-k\right)\times\right.$$

$$\times f\left(1-\frac{1+\omega_s/\omega_{LO}}{E_e/\hbar\omega_{LO}-k};\ \frac{2}{3}\right)\left[\operatorname{Arch}\left(\frac{E_e}{\hbar\omega_{LO}}-k\right)^{1/2}\right]^{-1}+$$

$$+\frac{m_e}{m_h}\sum_{k<E_h/\hbar\omega_{LO}-1}\left(\frac{E_h}{\hbar\omega_{LO}}-k\right)f\left(1-\frac{1+\omega_s/\omega_{LO}}{E_h/\hbar\omega_{LO}-k};\ \frac{2}{3}\right)\times$$

$$\left.\times\left[\operatorname{Arch}\left(\frac{E_h}{\hbar\omega_{LO}}-k\right)^{1/2}\right]^{-1}\right\}, \qquad (9)$$

где $E_h = (1+m_h/m_e)^{-1}(\hbar\omega_l - E_g)$ – кинетическая энергия дырки, рожденной светом частоты ω_l; суммирование по k в (9) начинается от $k = 0$, так что полное число испущенных фононов равно $k+1$.

На рис. 1 представлена вычисленная с помощью (9) величина $\omega_s\, d^2\sigma/d\Omega\, d\omega_s$ как функция ω_s/ω_{LO}. Из рис. 1 видно, что зависимость имеет ступенчатый характер. Каждая более высокая ступенька отвечает включению процесса, в котором число испущенных фононов увеличивается на единицу. Пороги соответствуют значениям

$$\omega_s = \left(1+\frac{m_e}{m_h}\right)^{-1}\left(\omega_l - \frac{E_g}{\hbar}\right) - (k+1)\,\omega_{LO}. \qquad (10)$$

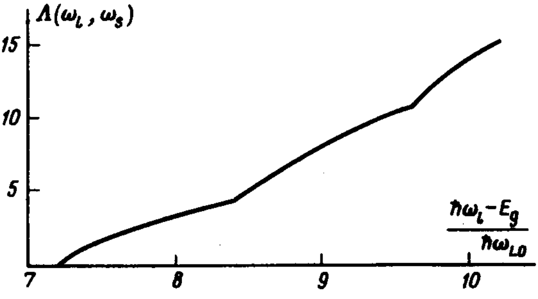

Рис. 2. Зависимость безразмерной величины $\Lambda(\omega_l, \omega_s) = \left[\frac{e^2\omega_{LO}V_0\, k(\omega_l)}{8\pi^2 m_e c^3\omega_s\, n(\omega_l)}\right]^{-1}\frac{d^2\sigma}{d\Omega d\omega_s}$ от $(\omega_l - E_g/h)/\omega_{LO}$ при $m_e/m_h = 0{,}2$; $\omega_s = 6\omega_{LO}$

На рис. 2 изображена зависимость величины $\omega_s\frac{d^2\sigma}{d\Omega d\omega_s}\frac{n(\omega_l)}{k(\omega_l)}$ от $\frac{\omega_l}{\omega_{LO}}$ при фиксированной частоте ω_s. Зависимость также имеет ступенчатый характер, однако расстояние между точками порогов иное, чем на рис.1 поскольку пороги наблюдаются при

$$\omega_l = \frac{E_g}{\hbar} + \left(1 + \frac{m_e}{m_h}\right)\left(1 + k + \frac{\omega_s}{\omega_{LO}}\right)\omega_{LO}. \qquad (11)$$

Как показывают вычисления, ступеньки более резко выражены при малом максимально возможном числе испущенных фононов. При $m_e << m_h$ вклад дырок в суммарное сечение мал. Наблюдение длинноволнового вторичного излучения в различных полупроводниках позволило бы определить некоторые параметры, например, частоту ω_{LO} и отношение m_e/m_h (см. (10), (11)).

Физико-технический институт
им. А.Ф.Иоффе
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
20 июня 1977 г.

Литература

[1] В.Л.Гуревич, И.Г.Ланг, Ю.А.Фирсов. ФТТ, 4, 1252, 1962.

[2] R.M.Martin, C.M.Varma. Phys. Rev. Lett., 26, 1241, 1971.

[3] R.M.Martin, Phys. Rev. B., 10, 2620, 1974.

[4] R.Zeyher. Sol. State. Comm., 16, 49, 1975.

[5] Р. Фейнман. Статистическая механика. М., изд. Мир, 1976 г., стр. 307.

[6] Е.Л.Ивченко, И.Г.Ланг, С.Т.Павлов. ФТТ, 19, 1227, 1977.

[7] Е.Л.Ивченко, И.Г.Ланг, С.Т.Павлов. ФТТ, 19, вып. 9, 1977.