ТЕОРИЯ ПОЛЯРОННОГО ЭФФЕКТА В МЕЖДУЗОННОМ МАГНЕТООПТИЧЕСКОМ ПОГЛОЩЕНИИ

Л.И.Коровин, С.Т.Павлов

Недавно Джонсон и Ларсен [1], исследуя междузонное магнетооптическое поглощение в InSb, обнаружили, что в некоторой области значений магнитного поля пик коэффициента поглощения, соответствующий междузонным переходам электрона между зонами Ландау с квантовым числом $n = 1$, раздваивается. Авторы [1] объяснили этот эффект взаимодействием электрона, заброшенного светом в зону проводимости, с продольными оптическими (поляризационными) фононами. Энергия состояния электрона с $n = 1$ пересекается с энергией состояния с $n = 0$ плюс один фонон. Взаимодействие с фононами приводит к перестройке термов, причем две ветви спектра электрон-фононной системы разделены энергетическим зазором. Этим и объясняется появление дополнительного пика поглощения в области $\Omega_c \simeq \omega_o$ (Ω_c – циклотронная частота электронов в зоне проводимости, ω_o – частота оптического фонона).

Ниже излагаются основные результаты теории эффекта Джонсона и Ларсена. Рассматривался собственный полупроводник с простейшей зонной структурой (зоны невырождены, параболичны и их экстремумы расположены в центре зоны Бриллюэна), помещенный в сильное магнитное поле. Учитывалось взаимодействие электронов только с оптическими фононами, которое считалось слабым ($a_o \ll 1$, a_o – безразмерная константа связи электронов с продольными оптическими фононами по Фрёлиху). Температура $T = 0$.

Коэффициент поглощения света $K(\omega)$ выражается через одночастичную запаздывающую функцию Грина $G_r(k_z, \omega - \omega_g)$ электронов в зоне проводимости

$$K(\omega) \sim \operatorname{Re} i \int_{-\infty}^{\infty} dk_z\, G_r(k_z, \omega - \omega_g), \tag{1}$$

k_z – проекция волнового вектора электрона на направление постоянного магнитного поля H, ω – частота света, $\hbar\omega_g$ – ширина запрещенной зоны. Вычисление G_r производилось с помощью стандартной фейнмановской диаграммной техники, массовый оператор вычислялся в наинизшем приближении по взаимодействию, вклад неучтенных членов мал по параметру $a_o^{1/3}$. В этом приближении при $|\lambda| < 1$

$$G_r(k, \gamma) = \left[\gamma - k^2 + \frac{i\eta}{(\gamma + \lambda)^{1/2}}\right]^{-1}, \tag{2}$$

где $\gamma = \dfrac{\epsilon - \frac{3}{2}\Omega_c}{\Omega_c}$, $\lambda = \dfrac{\Omega_c - \omega_o}{\Omega_c}$, $\eta = \dfrac{a_o}{2}\left(\dfrac{\omega_o}{\Omega_c}\right)^{3/2}$, $k = \dfrac{1}{\sqrt{2}} k_z \ell_H$,

$\ell_H = \left(\dfrac{c\hbar}{eH}\right)^{1/2}$, e – заряд электрона, c – скорость света в пустоте, ϵ – энергия электрона в зоне проводимости с учетом электрон-фононного взаимодействия. При вычислении (2) предполагалось $m_c/m_v \ll 1$, что обычно имеет место в полупроводниках (m_c, m_v – эффективные массы электронов в зоне проводимости и валентной). Путем определения полюсов G_r (2) найден спектр электрона.

В простейшем случае резонанса ($\lambda = 0$) и при $k = 0$ значения энергий нижней и верхней ветвей спектра имеют вид:

$$\epsilon_1 = \frac{3}{2}\Omega_c - \eta^{2/3}\Omega_c, \tag{3}$$

$$\epsilon_2 = \frac{3}{2}\Omega_c + \eta^{2/3}\Omega_c\, e^{-\frac{i\pi}{3}}, \tag{4}$$

а расстояние между ветвями спектра в этой точке* равно

$$\Delta = \epsilon_2 - \epsilon_1 = \frac{3}{2}\eta^{2/3}\Omega_c . \tag{5}$$

Анализ полюсов G_r в общем случае $\lambda \neq 0$ показывает, что верхняя ветвь спектра обрывается в точке

$$\gamma = 3\left(\frac{\eta}{2}\right)^{2/3}, \tag{6}$$

отвечающей меньшему значению магнитного поля, нежели при $\lambda = 0$.

Получено выражение $K_{(\omega)}$ при $|\lambda| < 1$. В резонансе ($\lambda = 0$) коэффициент поглощения $K(\Gamma)$ имеет наиболее простой вид

$$K(\Gamma) = K_o \begin{cases} 0, & \Gamma < -\eta^{2/3} \quad (7а)\\ [f_1(\Gamma)(\Gamma + \eta^{2/3})]^{-1/2} & -\eta^{2/3} \leqslant \Gamma \leqslant 0 \quad (7б)\\ f_2(\Gamma)[(\Gamma - \frac{1}{2}\eta^{2/3})^2 + \frac{3}{4}\eta^{4/3}]^{-1/2} & 3\left(\frac{\eta}{2}\right)^{2/3} > \Gamma \geqslant 0. \quad (7в) \end{cases}$$

Здесь

$$\Gamma = \frac{\omega - \omega_g - \frac{3}{2}\Omega_c}{\Omega_c}, \quad K_o = \frac{e^2 |P|^2 m_c}{\sqrt{2}\, c\, n_o \hbar^2 \omega_g m_o^2 \ell_H}, \tag{8}$$

$$f_1 = \frac{\Gamma^2 - \Gamma\eta^{2/3} + \eta^{4/3}}{\Gamma^2 + \eta\sqrt{|\Gamma|}}, \quad f_2 = \frac{\Gamma^{1/4}[(\Gamma^3 + \eta^2)^{1/2} + \Gamma^{3/2}]^{1/2}}{\sqrt{2}(\Gamma + \eta^{2/3})^{1/2}},$$

n_o – показатель преломления, m_o – масса свободного электрона, P – междузонный матричный элемент импульса.

Из (7а-в) видно, что $K(\Gamma)$ имеет два пика, один из которых, соответствующий большим частотам ω, расположен вблизи $\Gamma = \frac{1}{2}\eta^{2/3}$ и имеет ширину

$$\delta \simeq \frac{\sqrt{3}}{2}\eta^{2/3}\hbar\,\Omega_c \tag{9}$$

Анализ выражения для $K(\omega)$ при $\lambda \neq 0$ показывает, что этот пик при уменьшении H в сторону $\Omega_c < \omega_o$ расширяется и при увеличении H в сторону $\Omega_c > \omega_o$ сужается (при $\lambda^3 \gg \eta^2$ ширина этого пика порядка $\eta/\sqrt{\lambda}\,\hbar\,\Omega_c$).

Второй максимум $K(\Gamma)$ расположен при меньших частотах. Из (7б) следует, что $K(\Gamma)$ обращается в бесконечность при $\Gamma = -\eta^{2/3}$. При

$\lambda \neq 0$ также получаются бесконечные $K(\omega)$ при значениях ω, соответствующих перебросу электронов на нижнюю ветвь спектра. Расходимость связана с отсутствием затухания в нижней ветви спектра: при $T = 0$, когда оптическая ветвь колебаний кристалла не возбуждена, электрон, находящийся в состояниях нижней ветви спектра, не может уходить из этих состояний, взаимодействуя только с оптическими фононами. Для получения конечных значений $K(\omega)$, соответствующих второму пику, необходимо учитывать рассеяние электронов на примесях или отличие T от 0, причем при $T = 0$ рассеяние с поглощением оптических фононов, вероятность которого $\sim \exp(-\hbar\omega_0/k_Б T)$ ($k_Б$ – постоянная Больцмана), может быть менее существенно, чем рассеяние на акустических фононах. Учитывая отличие T от нуля или взаимодействие электронов с дополнительными рассеивателями, получаем, что значение $K(\Gamma)$ во втором максимуме конечно и что при увеличении H в сторону $\Omega_c > \omega_0$ второй пик расширяется и затем исчезает. Форма пика определяется величиной взаимодействия с дополнительными рассеивателями и температурой.

Используя характерные для InSb значения параметров, входящих в теорию ($\hbar\omega_0 = 0{,}02$ *эв*, $a_0 = 0{,}02$), получаем: 1) расстояние между пиками коэффициента поглощения в резонансе (при $\lambda = 0$) $\hbar\,\Delta \simeq 1{,}5\cdot10^{-3}$ *эв* (из (5)); 2) ширину первого пика (при $\lambda = 0$) $\delta \simeq 0{,}8\cdot10^{-3}$ *эв* (из (9)); 3) точку исчезновения первого пика при $\Omega_c \simeq 0{,}9\cdot\omega_0$ (из (6)). Эти результаты хорошо совпадают с данными эксперимента [1].

Авторы искренне благодарны Ю.А.Фирсову за обсуждение результатов.

Институт полупроводников
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
29 апреля 1967 г.

Литература

[1] E.J.Johnson, D.M.Larsen. Phys. Rev.Let., 16, 665, 1966; J.Phys. Soc. Japan, 21 (suppl.), 443, 1966.
[2] R.M.White, C.S.Koonce, Phys.Rev.Let., 17, 436, 1966.

* Влияние электрон-фононного взаимодействия на спектр электрона в магнитном поле рассматривалось в работе [2], где получено, что $\Delta \quad a_0^{1/2}$. Причина несоответствия этого результата с (5) связана, по нашему мнению, с пренебрежением в формуле (3) из [2] зависимостью