

Влияние электрического поля на магнетопоглощение в поле резонансного лазерного излучения

© Э.П. Синявский, С.А. Карапетян

Приднестровский государственный университет,
MD-3300 Тирасполь, Молдавия

E-mail: agusanov@mail.ru

(Поступила в Редакцию 20 апреля 2005 г.
В окончательной редакции 31 августа 2005 г.)

Вычисляется частотная зависимость коэффициента межзонного магнетопоглощения слабой электромагнитной волны в постоянном электрическом поле и в поле резонансного лазерного излучения, частота которого равна циклотронной частоте (магнитоинфракрасный резонанс). Обсуждаются особенности межзонного поглощения света, вносимые однородным электрическим полем, когда частота лазерного излучения равна частоте размерного квантования в параболической квантовой яме (размерно-инфракрасный резонанс).

PACS: 42.25.Bs, 78.20.Ls

1. Исследования резонансных явлений в физике твердого тела являются достаточно привлекательными, так как в этом случае лазерное излучение приводит к заметному влиянию на кинетические явления даже при небольших интенсивностях электромагнитной волны. Примером может служить влияние инфракрасного (ИК) лазерного излучения частоты ω на коэффициенте межзонного магнетопоглощения слабого света, когда ω равна циклотронной частоте ω_c (магнитоинфракрасный резонанс — МИКР). В этом случае резонансное ИК-излучение оказывается причиной нестационарности электронных состояний и может полностью определять форму пиков магнетопоглощения слабой электромагнитной волны при небольших интенсивностях лазерного излучения. Наиболее ярко резонансные эффекты в кинетических коэффициентах проявляются в размерно-квантованных системах (параболические квантовые ямы), когда частота ИК лазерного излучения равна частоте размерного квантования (размерно-инфракрасный резонанс — РИР). В частности, экспериментальное обнаружение влияния РИР на межзонное поглощение слабого света позволит не только обосновать используемые модели, но и говорить о совершенстве этих размерно-квантованных систем. В настоящей работе исследуется влияние постоянного электрического поля на межзонное поглощение слабой электромагнитной волны в режиме МИКР и РИР. Именно в постоянном электрическом поле, во-первых, наиболее отчетливо проявляются эффекты влияния на коэффициент поглощения света резонансного лазерного излучения и, во-вторых, возникают дополнительные особенности в высокочастотной области спектра поглощаемой электромагнитной волны.

2. Если магнитное поле $\mathbf{H} \parallel OZ$, электрическое поле направлено вдоль \mathbf{H} , то гамильтониан для электрона в калибровке Ландау $\mathbf{A}(-Hy, 0, 0)$ в поле лазерного

излучения примет вид

$$\begin{aligned} \hat{H}_c &= \frac{1}{2m_c} \hat{\mathbf{P}}^2 + \frac{e}{m_c c} (\hat{\mathbf{P}} \boldsymbol{\xi}) \sqrt{\frac{4\pi c^2}{V}} (\hat{b} + \hat{b}^+) \\ &+ \frac{e^2}{2m_c c^2} \left(\frac{4\pi c^2}{V} \right) (\hat{b} + \hat{b}^+)^2 + \hbar \omega \hat{b}^+ \hat{b} + eEz \\ &\equiv \hat{H}_c^0 + eEz, \end{aligned} \quad (1)$$

где $\hat{\mathbf{P}} = \hat{\mathbf{p}} + \frac{e}{c} \hat{\mathbf{A}}$, \hat{b}^+ (\hat{b}) — операторы рождения (уничтожения) для интенсивного лазерного излучения частоты ω и поляризации $\boldsymbol{\xi}$; V — объем основной области кристалла; m_c — эффективная масса электрона.

Коэффициент межзонного поглощения слабой электромагнитной волны частоты Ω и поляризации $\boldsymbol{\xi}_0$, согласно формуле Кубо [1], можно привести к виду [2]

$$\begin{aligned} K(\Omega) &= \frac{4\pi e^2}{V n_0 c \hbar \Omega} \left| \frac{\mathbf{p}_{cv} \boldsymbol{\xi}_0}{m_0} \right|^2 \\ &\times \sum_{\beta} \int_{-\infty}^{\infty} dt \exp \left(i\Omega t - \frac{ie^2 E^2 t^3}{6\hbar \mu} + \frac{ie E k_z t^2}{2\mu} \right) \\ &\times \left\{ \langle \beta^c | \exp \left(\frac{it}{\hbar} \hat{H}_v^0 \right) \exp \left(-\frac{it}{\hbar} \hat{H}_c^0 \right) | \beta^c \rangle \right\}_f, \end{aligned} \quad (2)$$

где $|\beta^c\rangle$ — волновые функции для электронов в зоне проводимости в отсутствие электрического поля; β — набор квантовых чисел, описывающих состояние заряженной частицы; \mathbf{p}_{cv} — матричный элемент оператора импульса на блоховских функциях; \hat{H}_i^0 — гамильтониан для электронов в магнитном поле в i -й зоне ($i = c, v$); $\{\}_f$ — описывает усреднение по системе свободного фотонного поля [3,4].

Исследуется случай, когда электрическое поле \mathbf{E}_0 линейно-поляризованного лазерного излучения перпендикулярно \mathbf{H} , т.е. лазерное излучение распространяется

вдоль **H**. Именно в такой поляризации интенсивная электромагнитная волна смешивает ближайшие уровни Ландау. Дальнейшие расчеты для простоты проведем в резонансном приближении $\omega_c = eH/(m_c c) = \omega$ (МИКР) и поэтому не будем учитывать взаимодействие дырок с лазерным излучением ($\omega_v = eH/(m_v c) \neq \omega$, $m_v \gg m_c$). В рассматриваемом приближении третьим слагаемым в (1), описывающим двухфотонные процессы, пренебрегаем. В результате, проводя расчет методом, использованным в [5,6], нетрудно получить

$$K(\Omega) = \frac{2e^2}{n_0 c \hbar R^2} \left| \frac{\mathbf{p}_{cv} \xi_0}{m_0} \right|^2 \sqrt{\frac{2\mu}{\pi \hbar \omega}} \frac{1}{\gamma^{1/4}} \times \sum_n \int_0^\infty \frac{d\tau}{\sqrt{\tau}} \cos\left(a\tau^3 - \Delta_n \tau + \frac{\pi}{4}\right) \exp\left(-\frac{\tau^2}{2}\right) L_n(\tau^2), \quad (3)$$

где

$$\Delta_n = \frac{\hbar\Omega - E_g - \hbar\omega^* (n + \frac{1}{2})}{\hbar\omega\sqrt{\gamma}},$$

$$a = \frac{e^2 E^2}{24\mu\omega^3 \hbar\gamma^{3/2}}, \quad \gamma = \frac{e^2 E_0^2}{8\mu\hbar\omega^3},$$

$\mu^{-1} = m_c^{-1} + m_v^{-1}$, $\omega^* = \omega_c + \omega_v$, $L_n(z)$ — полиномы Лагерра, E_g — ширина запрещенной зоны, n — номер уровня Ландау.

Как непосредственно следует из (3), в поле резонансного ИК лазерного излучения ($\omega_c = \omega$) возникает затухание гауссовского типа $\exp(-\tau^2/2)$, т.е. лазерное излучение приводит к нестационарности электронных состояний. При записи (3) пренебрегалось влиянием электрон-фононного взаимодействия на форму линии магнетопоглощения. Как показали детальные исследования [7], это вполне оправдано для реальных полупроводниковых материалов даже при небольших интенсивностях резонансного ИК лазерного излучения.

На рис. 1 представлены частотные зависимости линии магнетопоглощения для $n = 0$, т.е. для оптических переходов между нижайшими уровнями Ландау валентной зоны и зоны проводимости при различных значениях постоянного электрического поля. Кривые 1, 2, 3 получены для $a = 0, 0.4$ и 0.8 соответственно. Следовательно, с ростом напряженности электрического поля величина первого пика магнетопоглощения уменьшается, полуширина увеличивается, и в высокочастотной области возникают осцилляции коэффициента поглощения света. При переходе электрона на первый уровень Ландау (в формуле (3) $n = 1$) частотная зависимость второго пика магнетопоглощения описывается двумя пиками, причем величина длинноволнового пика меньше величины пика в высокочастотной области спектра (кривая 1 на рис. 2 получена при $a = 0$). С ростом напряженности однородного электрического поля величина коротковолнового пика уменьшается, и в высокочастотной области

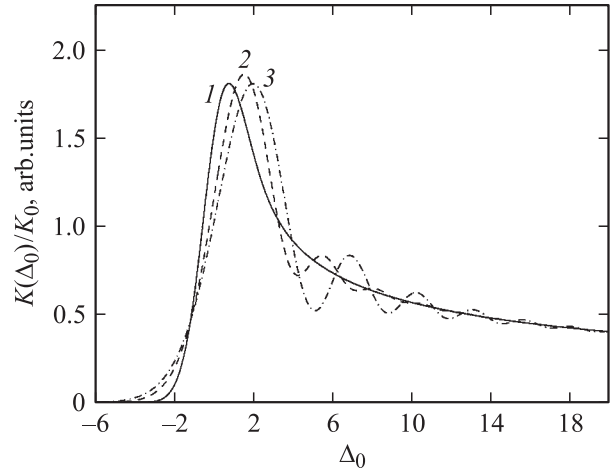


Рис. 1. Частотная зависимость первого пика магнетопоглощения в режиме магнитоинфракрасного резонанса. Кривые 1, 2, 3 получены для $a = 0, 0.4, 0.8$ соответственно.

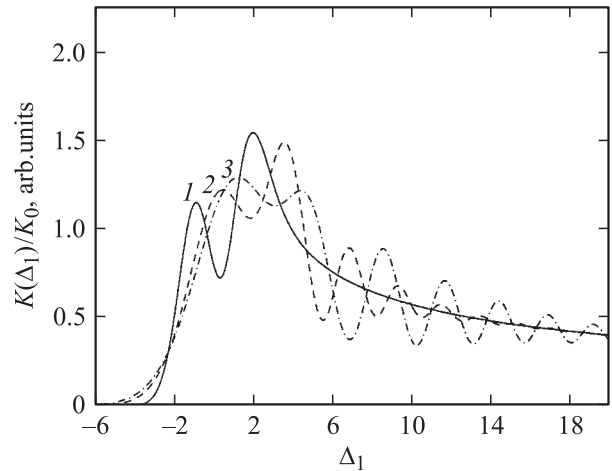


Рис. 2. Частотная зависимость второго пика магнетопоглощения в режиме магнитоинфракрасного резонанса. Кривые 1, 2, 3 получены для $a = 0, 0.4, 0.8$ соответственно.

возникают характерные осцилляции коэффициента поглощения света (кривые 2 и 3 на рис. 2 получены при $a = 0.4$ и 0.8 соответственно).

3. Рассмотрим межзонное поглощение слабой электромагнитной волны в параболических квантовых ямах, в которых благодаря размерному квантованию возникают эквидистантные зоны проводимости и валентные зоны. Если электрическое поле линейно поляризованного излучения направлено вдоль оси пространственного квантования, то инфракрасное лазерное излучение смешивает ближайшие эквидистантные зоны. Вычислим коэффициент межзонного поглощения слабого света, когда частота лазерного излучения ω равна частоте размерного квантования ω_c в зоне проводимости (РИР), а напряженность E постоянного электрического поля направлена параллельно поверхности параболической квантовой ямы (ПКЯ). Коэффициент поглощения $K(\Omega)$

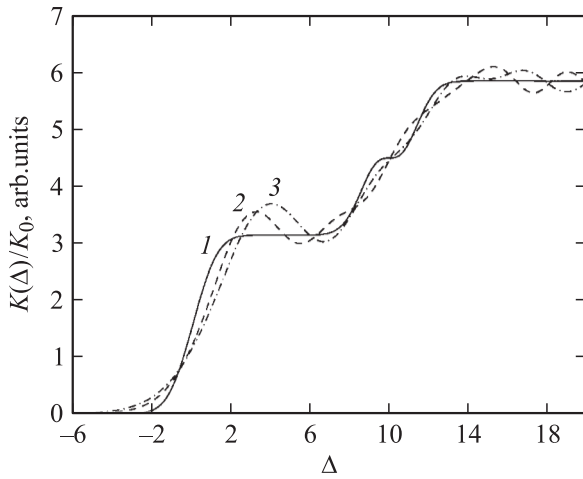


Рис. 3. Частотная зависимость межзонного поглощения света в режиме размерно-инфракрасного резонанса. Кривые 1, 2, 3 получены для $a = 0, 0.4, 0.8$ соответственно.

вычисляется так же, как это было сделано выше, и с учетом тех же приближений принимает следующий вид:

$$K(\Omega) = K_0 \sum_n V_n^2 \left\{ \frac{\pi}{2} + \int_0^\infty dt \exp\left(-\frac{x^2}{2}\right) L_n(x^2) \times \frac{\sin[x(\Delta_n - \delta x^2)]}{x} \right\}, \quad (4)$$

где

$$\Delta_n = \frac{\hbar\Omega - E_g - \hbar\omega^* (n + \frac{1}{2})}{\hbar\sqrt{\gamma}}, \quad \omega^* = \omega_c + \omega_v,$$

$\hbar\omega_v$ — энергия размерного квантования в валентной зоне. В отсутствие постоянного электрического поля ($E = 0$) (4) переходит в выражение для межзонного поглощения света в режиме РИР, полученное в [6]. V_n — матричный элемент волновых функций электрона в зоне проводимости и в валентной зоне для ПКЯ [6]. В частном случае для $n = 0$ и $n = 1$ получаем

$$V_0 = (\lambda_c \lambda_v)^{\frac{1}{4}} \sqrt{\frac{2}{\lambda_c + \lambda_v}}, \quad V_1 = 2\sqrt{2} \frac{(\lambda_c \lambda_v)^{\frac{3}{4}}}{(\lambda_c + \lambda_v)^{\frac{3}{2}}},$$

$$\lambda_i = \frac{m_i \omega^i}{\hbar} \quad (i = c, v).$$

Для типичных параметров ПКЯ GaAs–AlGaAs $\lambda_c/\lambda_v = 0.47$ ($m_c = 0.06m_0$, $m_v = 0.4m_0$). На рис. 3 приведена частотная зависимость коэффициента межзонного поглощения света (в относительных единицах) при переходе электрона из нулевого (первого $n = 1$) размерно-квантованного состояния валентной зоны на нулевое $n = 0$ (первое $n = 1$) размерно-квантованное состояние зоны проводимости. Кривая 1 описывает частотную зависимость коэффициента поглощения в

отсутствие постоянного электрического поля [6]. Кривая 2 получена при $a = 0.4$, а кривая 3 — при $a = 0.8$. Как непосредственно следует из рис. 3, постоянное продольное электрическое поле существенным образом влияет на межзонный коэффициент поглощения света. При этом в электрическом поле возможно заметное поглощение в длинноволновой области спектра, а в высокочастотной области поглощение света определяется характерной осцилляционной зависимостью от частоты. С ростом напряженности постоянного электрического поля осцилляции становятся наиболее отчетливыми.

Список литературы

- [1] R. Kubo. J. Phys. Soc. Jap. **12**, 6, 570 (1957). [В сб.: Термодинамика необратимых процессов. ИЛ, М. (1962). 345 с.]
- [2] Э.П. Сиянский, С.М. Соковнич, Р.А. Хамидулин. Вестник Приднестровского ун-та. Физико-технические и математические науки (Тирасполь) **1**, 37 (2004).
- [3] Р.А. Глаубер. В сб.: Квантовая оптика и квантовая радиофизика. Мир, М. (1967).
- [4] Дж. Клаудер, Э.С. Сударшан. Основы квантовой оптики. Мир, М. (1970). 428 с.
- [5] Э.П. Сиянский. ФТТ **16**, 11, 3201 (1974).
- [6] Э.П. Сиянский, Е.И. Брусенская. ФТТ **44**, 6, 1116 (2002).
- [7] Э.П. Сиянский. Кинетические эффекты в электрон-фононных системах в поле лазерного излучения. Штиинца, Кишинев (1976). 170 с.