

Магнитопоглощение света в размерно-квантованных системах в поле резонансной сжатой электромагнитной волны

© Э.П. Синявский, Е.И. Брусенская

Институт прикладной физики Академии наук Молдавии,
277028 Кишинев, Молдавия

(Поступила в Редакцию в окончательном виде 3 декабря 2002 г.)

Исследуются особенности, вносимые в магнитопоглощение интенсивной сжатой электромагнитной волной. Показано, что амплитудно-сжатая или фазово-сжатая резонансная электромагнитная волна сильнее влияет на форму пиков магнитопоглощения, чем классическое когерентное излучение.

I. Рассмотрим размерно-квантованную систему в однородном магнитном поле, напряженность \mathbf{H} которого направлена вдоль оси пространственного квантования OZ . В этом случае энергия электрона $E_\alpha^{(c)}$ (дырки $E_\alpha^{(v)}$) для прямоугольной квантовой ямы (КЯ) шириной a полностью квантована

$$E_\alpha^{(c,v)} = \hbar\omega_{(c,v)} \left(N + \frac{1}{2} \right) + \varepsilon_{(c,v)} n^2. \quad (1)$$

Здесь $\omega_{(c,v)} = \frac{eH}{m_{(c,v)}c}$ — циклотронная частота, $\varepsilon_{(c,v)} = \frac{\hbar^2\pi^2}{2m_{(c,v)}a}$ — шаг пространственного квантования, $m_{(c,v)}$ — эффективная масса электрона (дырки).

Исследуем особенности поглощения слабого света частоты Ω , связанного с переходом электрона из дырочного состояния в электронное (в отсутствие магнитного поля это межзонный оптический переход), в поле сжатой электромагнитной волны частоты ω резонансной с ω_c . В дальнейшем рассматриваем сильные квантованные магнитные поля, когда кулоновское взаимодействие электрона с дыркой мало по сравнению с расстоянием между уровнями магнитного квантования. В этом случае внутреннее движение электрон-дырочной пары финитно, а свободное состояние электрона и дырки, строго говоря, не существует [1]. Как показывают экспериментальные исследования по фотолюминесценции, в КЯ энергия связи экситона при $B > 10$ Т в InGaAs/GaAs [2], в GaAs/AlGaAs [3] пропорциональна B и, следовательно, можно использовать указанное выше приближение. Подробное обсуждение такого приближения проведено в [4]. При возбуждении пары электрон-дырка светом импульс экситона равен импульсу электромагнитной волны и очень мал [5], поэтому экситонными зонами, возникающими в квазидвумерных полупроводниках в сильном магнитном поле [1], будем пренебрегать.

Расчет коэффициента поглощения слабой электромагнитной волны $K(\Omega)$ проводится аналогично работам [6,7]. Для лазерного излучения, падающего нормально поверхности размерно-квантованной системы, в случае магнитоинфракрасного резонанса ($\omega = \omega_c$)

получаем

$$K(\Omega) = K_0 \sum_\alpha \int_{-\infty}^{\infty} dt \exp \left\{ \frac{it}{\hbar} \left(\hbar\Omega - E_\alpha^{(c)} - E_\alpha^{(v)} - E_g \right) \right\} \times \langle \exp(-Ab^+) \exp(-Db^+b) \exp(Bb) \rangle_{sq} \exp \left(-\frac{B_0 t^2}{2} \right). \quad (2)$$

Здесь обозначено

$$A = \frac{a_N dt}{\hbar}, \quad B = \frac{a_N^+ dt}{\hbar}, \quad D = \frac{d^2 t^2}{2\hbar},$$

$$d = e\hbar \left[\frac{\pi}{V\varepsilon_0 m_c} \right]^{1/2}, \quad K_0 = \frac{2\pi e^2 |P_{cv} e_0|^2}{Vm_0^2 c \sqrt{\varepsilon_0} \hbar \Omega},$$

$b^+(b)$ — оператор рождения (уничтожения) фотонов резонансной электромагнитной волны; $\alpha = (N, n, k_x)$ — набор квантовых чисел, характеризующих состояние носителя в исследуемой размерно-квантованной системе, E_g — ширина запрещенной зоны; $\langle \dots \rangle_{sq}$ означает усреднение с оператором плотности сжатого электромагнитного поля частоты ω [8], параметр B_0 определяется взаимодействием электрона с акустическими фононами и описывает форму линии поглощения света в размерно-квантованных системах в продольном магнитном поле [9]. Операторы a_N, a_N^+ определяются следующим образом:

$$a_N = \sqrt{N+1} l_1^{(N)}, \quad a_N^+ = \sqrt{N} l_{-1}^{(N)},$$

где $l_m^{(N)} f(N) = f(N+m)$, а $f_m^{(N)}$ — произвольная функция от квантовых чисел Ландау N .

Введенные выше операторы удовлетворяют обычным коммутационным соотношениям $[a_{N_1}, a_{N_2}] = \delta_{N_1, N_2}$ и, следовательно, могут рассматриваться как Бозе-операторы. Остальные обозначения приведены в работе [7].

Если использовать определение сжатого состояния излучения [10], то усреднение в (2) можно провести точно. Используя метод, развитый в [11], легко получить следующее выражение для коэффициента поглощения Ω -света в поле интенсивной резонансной сжатой

электромагнитной волны

$$K(\Omega) = \frac{K_0}{\sqrt{2\pi}} \sum_{Nn} \int_{-\infty}^{\infty} dt \exp \left\{ \frac{it}{\hbar} [\hbar\Omega - E_\alpha^* - E_g] \right\},$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} dx \exp \left(-\frac{x^2}{2} \right) \exp \left(-\frac{1}{2} C(t, x) \right) L_N[C(t, x)]$$

$$\times \exp \left\{ -\frac{B_0 t^2}{2} \right\}. \quad (3)$$

Здесь введены следующие обозначения:

$$C(t, x) = \frac{d^2 t^2 |\alpha|^2}{\hbar^2} \left(\mu x^2 + 1 + 2x \sqrt{\mu} \sin \left(\varphi_\alpha - \frac{\varphi}{2} \right) \right),$$

$$E_\alpha^* = \hbar\omega_c^* \left(N + \frac{1}{2} \right) + \varepsilon^* n^2, \quad \hbar\omega_c^* = \frac{\hbar e H}{\mu_0 c},$$

$$\varepsilon^* = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2\mu_0 a^2}, \quad \mu_0^{-1} = \mu_c^{-1} + \mu_v^{-1}, \quad \mu = \frac{sh^2 r}{|\alpha|^2},$$

$L_N(z)$ — полиномы Лагерра; $\alpha = \sqrt{N_0} \exp(i\varphi_\alpha)$; N_0 — среднее число фотонов в моде сжатого света; r — параметр сжатия; φ_α и φ — произвольные фазы, связанные с операторами сдвига и сжатия [10]; μ характеризует квантовые флуктуации напряженности сжатого электромагнитного поля и может рассматриваться как мера его неклассичности ($\mu = 1/2$ описывает случай, когда флуктуации напряженности лазерного излучения одного порядка со средним значением напряженности поля резонансной электромагнитной волны).

Заметим, что при $r = 0$ ($\mu = 0$) из соотношения (3) следуют результаты, полученные для когерентного классического лазерного излучения в работе [7].

II. Рассмотрим особенности, возникающие в коэффициенте поглощения слабого света в поле резонансной электромагнитной волны при амплитудном сжатии ($2\varphi_\alpha - \varphi = 0$). В этом случае согласно (3) при $N = 0$, $n = 1$

$$K_{(am)}(\Omega) = \frac{2K_0}{\sqrt{\gamma\omega^2}} \int_0^\infty \frac{dx}{\sqrt{\delta + x^2\mu}} \exp \left(-\frac{x}{2} \right) \exp \left\{ \frac{-\Delta_0^2}{\delta + x^2\mu} \right\},$$

$$\gamma = \frac{|\alpha|^2 d^2}{\hbar^2 \omega^2}, \quad \delta = \frac{B^0}{\gamma} + 1, \quad \Delta_0 = \frac{\hbar\Omega - E_0^* - E_g}{\hbar\omega\sqrt{2\gamma}},$$

$$B^0 = \frac{B_0}{\omega^2}, \quad E_0^* = \frac{\hbar\omega_c^*}{2} + \varepsilon^*. \quad (4)$$

Согласно (4), частотная зависимость коэффициента поглощения света описывается кривой, близкой к гауссовской (рис. 1). Если $B^0/\gamma \ll 1$, то форма кривой поглощения полностью определяется интенсивной электромагнитной волной [7] (кривая 1 на рис. 1 получена при $\delta = 1$, $\mu = 0$). При этом с ростом μ величина максимума уменьшается, а полуширина увеличивается (кривая 2 на рис. 1 получена при $\delta = 1$, $\mu = 1$).

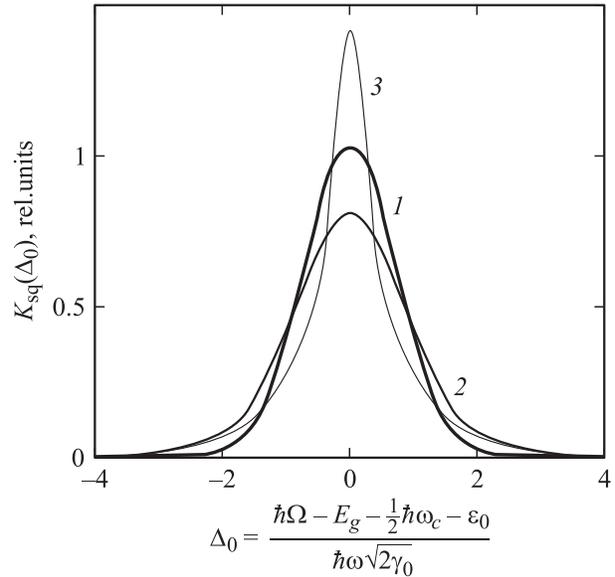


Рис. 1. Частотная зависимость первого пика магнитопоглощения (в относительных единицах). Кривые 1–3 получены соответственно для когерентного резонансного лазерного излучения ($\mu = 0$, $\delta = 1$), амплитудно-сжатого резонансного лазерного излучения ($\mu = 1$, $\delta = 1$) и фазово-сжатого резонансного лазерного излучения ($\mu = 1$, $B^0/\gamma = 0.05$).

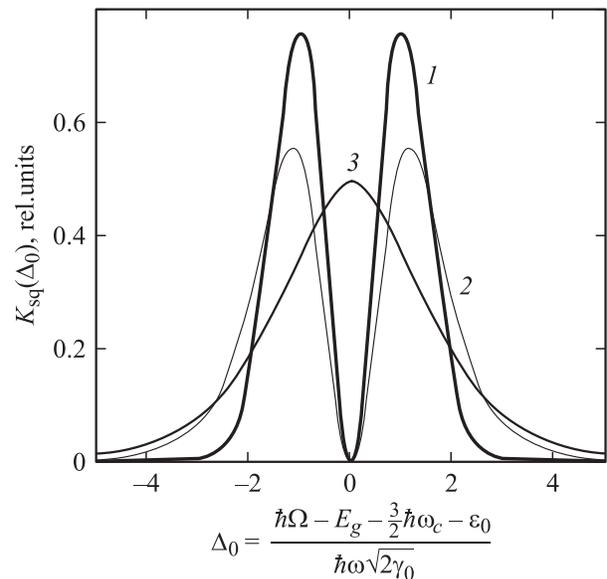


Рис. 2. Частотная зависимость второго пика магнитопоглощения (в относительных единицах). Кривые 1–3 получены соответственно для когерентного резонансного лазерного излучения ($\mu = 0$, $\delta = 1$), амплитудно-сжатого резонансного лазерного излучения ($\mu = 1$, $\delta = 1$) и фазово-сжатого резонансного лазерного излучения ($\mu = 1$, $B^0/\gamma = 0.05$).

Следовательно, амплитудно-сжатая волна более активно влияет на форму магнитопоглощения, чем когерентное резонансное лазерное излучение. При $N = 1$, $n = 1$ (электроны из дырочного состояния переходят

на первый магнитоквантованный электронный уровень) частотная зависимость $K(\Omega)$ согласно соотношению (3) описывается двумя пиками (рис. 2), что характерно для исследуемого процесса [7]. С ростом μ (кривая 1 на рис. 2 получена при $\delta = 1$, $\mu = 0$, а кривая 2 — при $\delta = 1$, $\mu = 1$) величина расщепления увеличивается, что является благоприятным условием для экспериментального наблюдения предсказанного эффекта при амплитудном сжатии.

Исследуем особенности, вносимые в коэффициент поглощения Ω -света фазово-сжатой резонансной электромагнитной волной ($2\varphi_\alpha - \varphi = \pi$). Как непосредственно следует из (2), при $N = 0$ и $n = 1$ нетрудно получить

$$K_{(r)}(\Omega) = -\frac{K_0}{\sqrt{\gamma\omega^2}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dx}{\sqrt{B^0/\gamma + (x\sqrt{\mu} + 1)^2}} \times \exp\left(-\frac{x^2}{2}\right) \exp\left\{\frac{-\Delta_0^2}{B^0/\gamma + (x\sqrt{\mu} + 1)^2}\right\}. \quad (5)$$

В точке максимума поглощения ($\Delta_0 = 0$) при $B^0/\gamma \ll 1$ коэффициент поглощения как функция частоты описывается узкой кривой, максимум которой определяется величиной электрон-фононного взаимодействия (кривая 3 на рис. 1 ($B^0/\gamma = 0.05$, $\mu = 1$)). С ростом параметра B^0 , определяющего взаимодействие носителей с длинноволновыми акустическими фононами, максимум уменьшается, следовательно, форма кривой поглощения может зависеть от температуры. Это принципиальное отличие от когерентного резонансного лазерного излучения, вносимое фазово-сжатой электромагнитной волной.

Для фазово-сжатой электромагнитной волны резонансного лазерного излучения, как непосредственно следует из (3), при переходе носителя на первый уровень Ландау ($N = 1$, $n = 1$) второй пик магнитопоглощения не расщепляется (кривая 3 на рис. 2 получена при $\mu = 1$, когда $B^0/\gamma = 0.05$). Рассмотренное выше влияние когерентного и сжатого света на частотную зависимость магнитопоглощения указывает на возможность создания анализирующего устройства на основе размерно-квантованных систем, позволяющего исследовать статистические свойства электромагнитной волны лазерного излучения и управлять процессами поглощения слабого Ω -света в этих системах при помощи резонансной интенсивной электромагнитной волны.

Список литературы

- [1] И.В. Лернер, Ю.Е. Лозовик. ФЭТФ **78**, 3, 1167 (1980).
- [2] H.Q. Hou, W. Staguhn, N. Miura, Y. Segawa, S. Takeyama, Y. Aoyagi, J.M. Zhou. Solid State Commun. **74**, 8, 687 (1990).
- [3] L.V. Butov, A. Zrenner, M. Shayegan, G. Abstreiter, H.C. Manoharan. Phys. Rev. B **49**, 19, 14054 (1994).
- [4] W. Edelstein, H.N. Spector, R. Marasas. Phys. Rev. B **39**, 7697 (1989).
- [5] R.J. Elliot, R. London. J. Phys. Chem. Solid. **15**, 2, 196 (1960).

- [6] Э.П. Сиявский. ФТТ **16**, 11, 3201 (1974).
- [7] Э.П. Сиявский, Е.И. Брусенская. ФТТ **44**, 6, 1116 (2002).
- [8] M.S. Kim, F.A. Olivera, P.L. Knight. Phys. Rev. A **40**, 9, 2494 (1989).
- [9] Э.П. Сиявский, Е.И. Гребенщикова. ЖЭТФ **116**, 6(12), 2069 (1999).
- [10] R. Loudon, P. Knight. J. Mod. Phys. **34**, 3, 709 (1987).
- [11] О.Б. Препелица. ЖЭТФ **112**, 5(11), 1543 (1997).