

УДК 537.311.322

©1993

ЛИНЕЙНЫЕ КОЭФФИЦИЕНТЫ ФОТОУПРУГОСТИ В СЛОИСТЫХ СТРУКТУРАХ С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ ВБЛИЗИ РЕЗОНАНСОВ КВАЗИДВУМЕРНЫХ ЭКСИТОНОВ ПРИ УЧЕТЕ КОНЕЧНОСТИ ШИРИНЫ ЯМЫ

Р.А.Аюханов, Г.Н.Шкердин

Получено аналитическое выражение для линейных коэффициентов фотоупругости в слоистых структурах с квантовыми ямами вблизи резонанса квазидвумерного экситона с учетом конечности ширины квантовой ямы. Вычислены коэффициенты фотоупругости в сверхрешетках GaAs/Al_{0.28}Ga_{0.72}As на длинноволновом краю резонанса квазидвумерного экситона. Показано, что эти коэффициенты больше соответствующих величин в нерезонансном случае в объеме кристалле. Предлагается использование сверхрешеток в этой частотной области в качестве материала с высоким значением коэффициента фотоупругости.

В [1] были оценены звуковые добавки к диэлектрической проницаемости (ДП) в слоистых структурах с квантовыми ямами (MQWS) в области резонансов квазидвумерных экситонов. Однако основной расчет был проведен при использовании приближения идеально двумерных экситонов, что в количественном отношении лишь весьма приблизительно описывает реальную ситуацию. Естественным продолжением этой работы является учет (при определении ДП) конечности ширины квантовой ямы и на этой основе вычисление тензоров фотоупругости вблизи резонанса, когда поглощение не так велико.

Известно, что для определения ДП необходимо знание волновых функций и энергетических уровней системы взаимодействующих электрона и дырки, находящихся в своих квантовых ямах шириной L_z , разделенных энергетическими барьерами толщиной L_B . Чтобы не усложнять расчет, будем использовать приближение бесконечно глубокой ямы, применимое, как показывает анализ [2], для систем GaAs/Al_{0.28}Ga_{0.72}As при $L_z \lesssim a_B$, $a_B = \epsilon_0 \hbar^2 / \mu e^2$ — боровский радиус трехмерного экситона, ϵ_0 — стационарная ДП, μ — приведенная масса системы электрон-дырка в трехмерном случае, e — заряд электрона.

Задача решалась при помощи вариационной процедуры для основного (нижнего) энергетического уровня согласно методике, изложенной в [3]. Гамильтониан для взаимодействующих электрона и дырки, находящихся в слое толщиной $z = L_z$, составляющем бесконечно глубокую квантовую

яму, имел следующий вид:

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m_{e\perp}^*} \nabla_{z_e}^2 + V_e - \frac{\hbar^2}{2m_{h\perp}^*} \nabla_{z_h}^2 + V_h - \frac{\hbar^2}{2\mu_{\parallel}} (\nabla_x^2 + \nabla_y^2) - \frac{e^2}{\varepsilon_0 \sqrt{x^2 + y^2 + (z_e - z_h)^2}}, \quad (1)$$

z_e, z_h — координаты электрона и дырки по оси z ; $m_{e\perp}^*, m_{h\perp}^*$ — эффективные массы электрона и дырки в направлении, перпендикулярном слоям MQWS; μ_{\parallel} — приведенная масса системы электрон-дырка в направлении, параллельном слоям. В (1) первые четыре оператора описывают одномерное движение невзаимодействующих электрона и дырки в бесконечно глубокой яме ($V_e = V_h = \infty$), пятый и шестой — энергию взаимодействующих электрона и дырки в системе центра масс в плоскости слоев MQWS.

Энергия основного состояния находилась при использовании пробной функции

$$R = \frac{8}{L_z \lambda} \cos \frac{\pi z_e}{L_z} \cos \frac{\pi z_h}{L_z} e^{-\rho/\lambda} \quad (2)$$

(λ — вариационный параметр) и имела следующий вид:

$$E = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2L_z^2 \mu_{\perp}} - \langle E \rangle_1, \quad (3)$$

μ_{\perp} — приведенная масса электрона и дырки в направлении, перпендикулярном слоям MQWS. Первый член в правой части (3) — суммарная энергия основных состояний невзаимодействующих электрона и дырки, находящихся в своих одномерных по оси z квантовых ямах [2]; $\langle E \rangle_1$ — абсолютная величина энергии основного уровня взаимодействующих электрона и дырки, которая находится при подстановке вычисленного вариационным методом параметра λ в выражение для средней энергии

$$\langle E \rangle = \frac{\hbar^2}{2\mu_{\parallel} \lambda^2} - \frac{64}{\pi^2} \frac{e^2}{\varepsilon_0 \lambda^2} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \int_0^0 \int_0^{\infty} \frac{\rho e^{-2\rho/\lambda} \cos^2 z'_e \cos^2 z'_h d\rho dz'_e dz'_h}{\sqrt{\rho^2 + \frac{L_z^2}{\pi^2} (z'_e - z'_h)^2}}. \quad (4)$$

Знание вычисленных таким образом волновой функции и энергетического уровня позволяет при использовании методики матрицы плотности получить в квазистационарном квазистатическом приближении выражение для резонансной части ДП в присутствии звука при учете конечности толщины слоев в MQWS для основного уровня системы взаимодействующих электрона и дырки.

$$\varepsilon_{ik}^r(\mathbf{r}, t) = -\frac{4\pi e^2 L_{ik}}{m_0^2 \omega^2 L} \frac{2}{\pi \lambda^2} \frac{1}{\hbar \omega - E + E_0 + is}, \quad (5)$$

$$L_{ik} = \langle c, \mathbf{k} | e^{i\mathbf{x}\cdot\mathbf{r}} p_{\mathbf{k}} | v, \mathbf{k} - \mathbf{x} \rangle \langle v, \mathbf{k} - \mathbf{x} | e^{-i\mathbf{x}\cdot\mathbf{r}} p_{\mathbf{k}} | c, \mathbf{k} \rangle,$$

$$|c; v, \mathbf{k}\rangle = \frac{1}{\Omega_0} u_{c;v,\mathbf{k}}(\mathbf{r}) e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}},$$

$$E = E_0 + E_g + \frac{\hbar^2}{2\mu_{\perp}} \left(\frac{\pi}{L_z} \right)^2 - \langle E \rangle_1,$$

$L = L_z + L_B$ — период сверхрешетки; ω , \mathbf{x} — частота и волновой вектор возбуждающей экситон электромагнитной волны (ЭМВ); \mathbf{x}_1 — волновой вектор индуцированного ЭМВ тока; E_0 — энергия основного состояния слоя, создающего квантовую яму; E_g — ширина запрещенной зоны в трехмерном случае для этого слоя; $u_{c;v,\mathbf{k}}(\mathbf{r})$ — амплитуда блоховской функции для зоны проводимости и валентной зоны; S — энергетическая размазка основного уровня E , отсчитанного от нуля; p — оператор импульса; m_0 — масса электрона; Ω_0 — объем элементарной ячейки. Выражение (5) было получено в предположении, что основной вклад в резонансный член дает самый нижний энергетический уровень, а вклад более высоких входит в нерезонансную часть ДП.

Разложение периодической по тензору деформации u_{ik} -функции $\varepsilon_{ik}^r(\mathbf{r}, t)$ в ряд Фурье позволяет получить коэффициенты разложения, которые пропорциональны коэффициентам фотоупругости различных порядков по u_{ik}

$$\varepsilon_{ik}^{r,n} = -\frac{4\pi e^2 L_{ik}}{m_0^2 \omega^2 L} \frac{2}{\pi \lambda^2} \int_0^\pi \frac{\cos n\alpha d\alpha}{a^d - \Delta E \cos \alpha + is}, \quad (6)$$

$$a^d = -E_g^0 - \frac{\hbar^2}{2\mu_\perp} \left(\frac{\pi}{L_z}\right)^2 + \hbar\omega + \langle E \rangle_1, \quad \alpha = \mathbf{q}\mathbf{r} - \Omega t,$$

E_g^0 — невозмущенная звуком ширина запрещенной зоны; ΔE — амплитуда модуляции экситонного уровня ($\Delta E \sim \Delta E_g$ — амплитуде модуляции запрещенной зоны в трехмерном случае); q , Ω — волновой вектор и частота звуковой волны.

Так как в дальнейшем нас будут интересовать коэффициенты фотоупругости при комнатной температуре, а оценки [1] показывают, что нелинейные члены (6) будут при реально достижимых интенсивностях звука несущественными, рассмотрим линейный член Фурье-разложения (т.е. $\varepsilon_{ik}^{r,n}$ при $n = 1$).

Заметим, что в (5) не учитывалась ввиду ее малости модуляция величины L_{ik} звуковой волной, и поэтому, как видно из (6), линейная добавка имеет те же свойства симметрии, что и ДП невозмущенная звуком. В этом приближении, в частности, для кубического кристалла резонансная часть коэффициента фотоупругости P_{2323}^{2D} , а коэффициенты $P_{1111}^{2D} = P_{1122}^{2D}$ могут быть найдены из следующего соотношения:

$$P_{1111}^{2D} = P_{1122}^{2D} = \frac{\varepsilon_{11}^{r,1}}{u_{11}\varepsilon_0^2}. \quad (7)$$

Анализ показывает, что резонансная часть коэффициента фотоупругости в сверхрешетке P_{1111}^{2D} больше такой же величины для объемного кристалла P_{1111}^{3D} в $2a_B^3 S^{3D} / (L S^{2D} \lambda^2)$ раз (S^{3D} и S^{2D} — величины энергетических размазок для трехмерного и квазидвумерного случаев). Т.е. при $L = 2a_B$ и $S^{2D} = S^{3D}$ величина $P_{1111}^{2D} > P_{1111}^{3D}$ в a_B^2 / λ^2 раз.

На рис. 1 представлены вычисленные значения λ и $\langle E \rangle_1$ для квантовой ямы GaAs/Al_{0.28}Ga_{0.72}As для квазидвумерного экситона, образованного

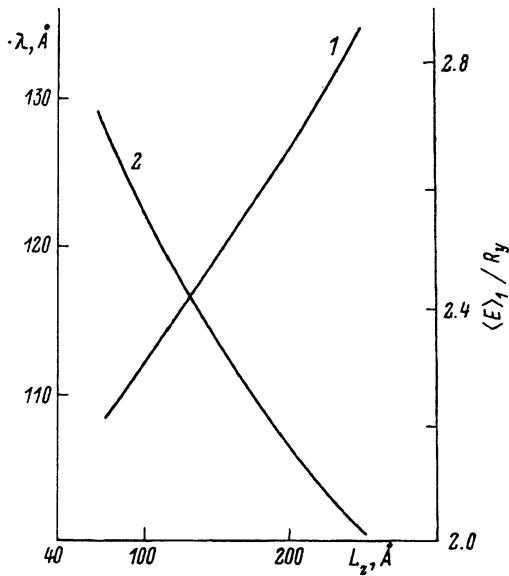


Рис. 1. Зависимость величин λ (1) и $\langle E \rangle_1$ (2) от ширины квантовой ямы L_z .
 $R_y = e^4 \mu / 2 \varepsilon^2 \hbar^2$ — энергия основного состояния объемного экситона.

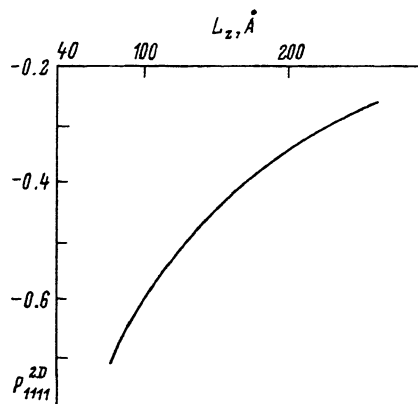


Рис. 2. Зависимость резонансной части коэффициента фотоупругости P_{1111}^{2D} от ширины квантовой ямы L_z .

при взаимодействии электрона и тяжелой дырки ($\mu_{\parallel} = 0.04m_0$) в зависимости от ширины ямы при $L_z \lesssim 1.4a_B \sim 210 \text{ \AA}$, когда, как показано в [3], правомерно использование пробной функции в виде (2). Резонансные коэффициенты P_{1111}^{2D} для сверхрешетки GaAs/Al_{0.28}Ga_{0.72}As ($L_B = 207 \text{ \AA}$, $L_{ik} = 1.2 \cdot 10^{-38} \text{ г} \cdot \text{эрг}$ [4], $S^{2D} = 4 \text{ мэВ}$) на частоте, смещенной на 8 мэВ в длинноволновую область от максимума поглощения (1.460 эВ) резонанса этого же квазидвумерного экситона, показаны на рис. 2.

Отсюда видно, что если $L_z = 102 \text{ \AA}$, $L_B = 207 \text{ \AA}$ (наиболее часто используемые толщины слоев в сверхрешетках на GaAs), величина $P_{1111}^{2D} = -0.6$, т.е. в 3.6 раза превышает нерезонансный коэффициент фотоупругости ($P_{1111}^{3DN} = -0.165$ [5]) в объемном кристалле GaAs. Поэтому общий коэффициент фотоупругости (резонансная плюс нерезонансная часть) может быть весьма большим и в данном случае приблизительно равен $P_{1111}^{\text{MQWS}} = -0.765$. С другой стороны, как показано в [6], кривая поглощения квазидвумерного экситона на тяжелой дырке претерпевает резкий спад от максимума резонанса до длинноволнового края на энергетическом промежутке 8–10 мэВ. Такое резкое изменение коэффициента поглощения, а следовательно, и коэффициента преломления вблизи резонанса квазидвумерного экситона стимулирует высокие значения коэффициента фотоупругости даже на самом краю резонанса, когда поглощение достаточно мало. Более того, коэффициенты фотоупругости при уменьшении L_z могут быть еще несколько увеличены¹ (рис. 2).

¹ Расчет в работе проводился для величины $L_z > 80 \text{ \AA}$, так как при меньших значениях L_z величина размазки S^{2D} перестает быть равной S^{3D} и в этой области необходимо отдельное вычисление S^{2D} .

Таким образом, проведенное исследование показывает, что увеличение экситонного ридберга в сверхрешетках, приводящее к проявлению даже при комнатной температуре достаточно резких по крутизне экситонных пиков, открывает возможность к реальному использованию квазидвумерных экситонных резонансов для увеличения коэффициентов фотоупругости относительно нерезонансного случая в объемном кристалле при приемлемой для эксперимента величине коэффициента поглощения.

Авторы выражают благодарность Ю.В.Гуляеву за ценные обсуждения и Е.Н.Алексееву за большую помощь в проведении численных расчетов.

Список литературы

- [1] Аюханов Р.А., Гуляев Ю.В., Шкердин Г.Н. // ФТТ. 1990. Т. 32. № 12. С. 3555–3557.
- [2] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика. М., 1963. 702 с.
- [3] Bastard G., Mendez E.E., Chang L.L., Esaki L. // Phys. Rev. B. 1982. V. 26. N 4. P. 1974–1979.
- [4] Арсенид галлия. Получение, свойства и применение / Под ред. Ф.П.Кесаманлы и Д.Н.Наследова. М., 1973. 471 с.
- [5] Ярив А., Юх П. Оптические волны в кристаллах. М., 1987. 616 с.
- [6] Chemla D.S. // Helv. Phys. Acta. 1983. V. 56. N. 1–3. P. 607–637.

Институт радиотехники
и электроники РАН
Фрязино
Московская область

Поступило в Редакцию
16 февраля 1993 г.