

УДК 537.311.322

© 1990

## ЭФФЕКТ РЕЗОНАНСНОЙ ФОТОУПРУГОСТИ МНОГОСЛОЙНЫХ СТРУКТУР С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ В СПЕКТРАЛЬНОЙ ОБЛАСТИ КВАЗИДВУМЕРНЫХ ЭКСИТОНОВ

Р. А. Аюханов, Ю. В. Гуляев, Г. Н. Шкердин

Теоретически рассмотрен эффект линейной и нелинейной фотоупругости в слоистых структурах с квантовыми ямами в области резонансов квазидвумерных экситонов. В квазистатическом квазиоднородном приближении получено выражение для резонансной части диэлектрической проницаемости и проанализированы линейные и нелинейные компоненты по тензору деформации. Показано, что вклад в линейные и нелинейные коэффициенты фотоупругости от дискретных экситонных состояний в слоистых структурах с квантовыми ямами  $\varepsilon_{n, ik}^{2D}$  может превышать такой же вклад от трехмерных экситонных состояний  $\varepsilon_{n, ik}^{3D}$ . Существенным является соотношение между периодом сверхрешетки  $L$  и боровским радиусом трехмерного экситона  $a_B$ . При  $L < a_B$  величина  $\varepsilon_{n, ik}^{2D} / \varepsilon_{n, ik}^{3D} > 4 \div 6$ , однако при  $L > (4 \div 6)a_B$ ,  $\varepsilon_{n, ik}^{2D} / \varepsilon_{n, ik}^{3D} < 1$ . Указано на возможность наблюдения эффекта фотоупругости в сверхрешетках в области резонансов квазидвумерных экситонов при комнатных температурах.

В [1] было показано, что в области экситонных резонансов величины коэффициентов фотоупругости (КФ) могут быть больше, чем при внутрипримесных резонансах и резонансах зона—зона. Существенное изменение силы осциллятора перехода в идеально двумерных экситонах [2], а также увеличение энергетического расстояния между уровнями относительно случая трехмерных экситонов позволяют предполагать соответственно как увеличение КФ, так и повышение температурного предела экситонных эффектов фотоупругости в многослойных структурах с квантовыми ямами, которые будут рассмотрены ниже.

Пусть слои многослойной структуры, в которых вычисляются коэффициенты фотоупругости, имеют толщину  $L_z < a_B$ , а слои с большей заперченной зоной (создающие квантовые ямы) толщину  $L_B \leq a_B$ ;  $a_B = \varepsilon_0^2 \hbar^2 / (\mu e^2)$  — боровский радиус трехмерного экситона,  $\varepsilon_0$  — стационарная диэлектрическая проницаемость (ДП),  $\mu$  — приведенная масса системы электрон—дырка в трехмерном случае,  $e$  — заряд электрона. При такой величине  $L_B$  волновые функции электронов и дырок соседних слоев не перекрываются [3], экситоны можно считать квазидвумерными и распространяющимися независимо в каждом слое.

Тогда при использовании методики матрицы плотности можно получить в квазистатическом квазиоднородном приближении выражение для резонансной части ДП в присутствии звука в многослойной структуре

$$\varepsilon_{ik}^r(\mathbf{r}, t) = -\frac{4\pi e^2 L_{ik}}{m_0^2 \omega^2 L} \sum_j \left[ \sum_{m=0}^{\infty} \frac{1}{\pi a_B^2 (m+1/2)^3} \frac{1}{\hbar \omega - E_{jv}^m + E_0 + is} + \frac{1}{\pi} \int_0^{k_{\max}} \frac{e^{\pi \theta}}{\operatorname{ch} \pi \theta} \frac{k dk}{\hbar \omega - E_{jv}^k + E_0 + is} \right], \quad (1)$$

$$L_{ik} = \langle c, \mathbf{k} | e^{i\mathbf{x}r} \hat{p}_k | v, \mathbf{k} - \mathbf{x} \rangle \langle v, \mathbf{k} - \mathbf{x} | e^{-i\mathbf{x}r} \hat{p}_i | c, \mathbf{k} \rangle,$$

$$|c, v, \mathbf{k}\rangle = (1/s_0) u_c; v, \mathbf{k}(r) e^{i\mathbf{k}r},$$

$$E_{jv}^m = E_0 + E_{jg}^{2D} - \frac{\mu_{j\parallel} e^4}{2\hbar^2 \varepsilon_0^2 (m+1/2)^2}, \quad E_{jv}^k = E_0 + E_{jg}^{2D} + \frac{\hbar k^2}{2\mu_{j\parallel}},$$

$$E_{jg}^{2D} = E_g + E_{j1}, \quad E_{j1} = v_{sB} + v_{vB} - \frac{m_e^* L_z^2}{2\hbar^2} v_{sB}^2 - \frac{m_{jh\perp}^* L_z^2}{2\hbar^2} v_{vB}^2,$$

$L = L_z + L_B$  — период слоистой структуры;  $\omega, \mathbf{x}$  — частота и волновой вектор возбуждающей экситон электромагнитной волны (ЭМВ);  $\mathbf{x}_1$  — волновой вектор индуцированного тока;  $E_g$  — ширина запрещенной зоны трехмерного узкозонного слоя;  $E_{jg}^{2D}$  — ширина запрещенной зоны, модифицированная для слоистых структур с неглубокими ямами  $v_{sB} \ll \hbar^2/(m_e^* L_z^2)$ ,  $v_{vB} \ll \hbar^2/(m_{jh\perp}^* L_z^2)$  [4], когда в яме имеется только один уровень для электрона, тяжелой ( $j=1$ ) и легкой ( $j=2$ ) дырок в зоне проводимости и валентной зоне (для дырок) соответственно;  $v_{sB}, v_{vB}$  — величины энергетического барьера в зоне проводимости и валентной зоне;  $u_c; v, \mathbf{k}(r)$  — амплитудная блоховская функция;  $s_0$  — площадь двумерной элементарной ячейки;  $m_0$  — масса электрона;  $m_e^*, m_{jh\perp}^*, m_{jh\parallel}^*$  — эффективные массы электрона, тяжелой и легкой дырки, перпендикулярные и параллельные слоям;  $\mu_{j\parallel}$  — приведенная масса в направлении, параллельном слоям;  $s$  — энергетическая размазка уровня квазидвумерного экситона;  $\hat{p}$  — оператор импульса.

Выражение (1) справедливо при достаточно длинноволновом звуке, когда  $\mathbf{q} \ll a_B^{-1}$ ,  $\hbar\Omega \ll s(\mathbf{q}, \Omega)$  — волновой вектор и частота звука), и получено в предположении, что  $L_{ik}$  не зависит от волнового вектора  $\mathbf{k}$ . Отметим, что при расчете (1) использовалось предположение об идеальной двумерности узкозонного слоя, предполагающее, что  $\mu_{j\perp} = \infty$  или  $\mu_{j\perp} \gg \mu_{j\parallel}$  ( $\mu_{j\perp}$  — приведенная масса в направлении, перпендикулярном слоям).<sup>1</sup> Первый член в квадратных скобках (1) означает дискретный спектр двумерных экситонов, второй — непрерывный спектр.

Так как величины  $E_{jv}^m, E_{jv}^k, E_0$  являются периодическими функциями  $u_{ik}$ , можно разложить (1) в ряд Фурье, коэффициенты которого, пропорциональные коэффициентам фотоупругости разных порядков по тензору деформации  $u_{ik}$ , записываются так

$$\alpha_n = (-4\pi^2 e^2 L_{ik} / m_0 v^2 \omega^2 L) \times$$

$$\times \sum_j \left[ \frac{1}{\pi a_B^2} \sum_n \frac{1}{(m+1/2)^2} \int_0^\pi \frac{\cos n a d a}{a_j^\alpha - \Delta E_{jv} \cos \alpha + i s} + \right.$$

$$\left. + \frac{1}{\pi} \int_0^{k_{\max}} \frac{e^{\pi\theta} k d k}{\operatorname{ch} \pi\theta} \int_0^\pi \frac{\cos n a d a}{a_j^\alpha - \Delta E_{jv} \cos \alpha + i s} \right], \quad (2)$$

здесь

$$\alpha_j^\alpha = -E_{jg}^{2D0} + \hbar\omega + \mu_{j\parallel} e^4 / 2\hbar^2 \varepsilon_0 (m+1/2)^2, \quad \alpha_j^\beta = -E_{jg}^{2D0} + \hbar\omega - \hbar k^2 / 2\mu_{j\parallel}, \quad \alpha = \mathbf{q}r - \Omega t,$$

$E_{jg}^{2D0}$  — невозмущенная звуком величина  $E_{jg}^{2D}$ ;  $\Delta E_{jv}$  — амплитуда модуляции экситонного уровня ( $\Delta E_{jv}$  полагается равной  $\Delta E_g$  — амплитуде модуляции трехмерной запрещенной зоны).

Проводя сравнительную оценку с аналогичным выражением из [1], видим, что линейные и нелинейные коэффициенты фотоупругости в слоистой структуре  $\varepsilon_{n,ik}^{2D}$  в наименьшем состоянии ( $m=0$ ) в 8 ( $a_B/L$ ) раза больше,

<sup>1</sup> В этом случае блоховская функция была нормирована на площадь двумерной элементарной ячейки.

чем эти же величины в трехмерном случае ( $\epsilon_{n, ik}^{3D}$ ). Для реальной ситуации (т. е. когда  $L \geq 100 \text{ \AA}$ ) эта величина несколько меньше  $\sim (4 \div 6) (a_B/L)$ . Это связано с квазидвумерностью экситона, на которую необходимо делать поправки. В частности, для систем GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As, где  $a_B \sim 150 \text{ \AA}$ , при  $L \sim 100 \text{ \AA}$   $\epsilon_{n, ik}^{2D}/\epsilon_{n, ik}^{3D} \sim 6 \div 9$ . Очевидно, что при  $L > (4 \div 6) a_B$   $\epsilon_{n, ik}^{2D}/\epsilon_{n, ik}^{3D} < 1$ .

Таким образом, увеличение силы осциллятора квазидвумерных экситонов в слоистых структурах относительно трехмерного случая приводит к увеличению линейных и нелинейных коэффициентов фотоупругости приблизительно на порядок. Увеличение же энергетического расстояния между нижними уровнями квазидвумерных экситонов позволяет наблюдать этот эффект при комнатных температурах в сверхчистых материалах с достаточно большой энергией связи.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Аюханов Р. А., Гуляев Ю. В., Шкердин Г. Н. // ФТП. 1982. Т. 16. № 12. С. 2174—2176.
- [2] Shinada M., Sugno S. // J. Phys. Soc. Jap. 1966. V. 21. N 10. P. 1936—1946.
- [3] Chemla D. S. // Helv. Phys. Acta. 1983. V. 56. N 1—3. P. 607—637.
- [4] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика. М., 1963. 702 с.

Институт радиотехники и  
электроники АН СССР  
Фрязино  
Московская область

Поступило в Редакцию  
21 июня 1990 г.