

ЭФФЕКТЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЭКСИТОН-ПОЛЯРИТОНОВ, РАСПРОСТРАНЯЮЩИХСЯ В СВЕРХРЕШЕТКАХ, СО ЗВУКОВОЙ ВОЛНОЙ

© 2013 г. Р. А. Аюханов*, доктор. физ.-мат. наук; Ю. В. Гуляев**, академик РАН;
Г. Н. Шкердин**, доктор. физ.-мат. наук

* Физико-технический институт НПО “Физика-Солнце” Академии наук Республики Узбекистан,
г. Ташкент

** Институт радиотехники и электроники РАН, Москва

E-mail: alia@uzsci.net

Получено выражение для силы осциллятора основного экситонного перехода, вычисленное при использовании вариационной процедуры в квантовой яме в приближении бесконечного дна. Показано, что эта величина в $(a_B/\lambda)^2$ раз больше силы осциллятора в объемном случае (a_B – боровский радиус объемного экситона, λ – вариационный параметр), что приводит к увеличению ширины поляритонной щели. Проведено рассмотрение эффекта модуляции звуковой волной коэффициента отражения света на частоте продольного экситона в сверхрешетках, а также дифракции света на звуковой волне. Показано, что в сверхрешетках эти эффекты могут достигаться при температурах в полтора раза больших, чем для объемных кристаллов и при меньших требованиях к их чистоте.

Ключевые слова: экситон, поляритон, сверхрешетка, квантовая яма, сила осциллятора, экситон-поляритонная щель, коэффициент отражения, дифракция, диэлектрическая проницаемость.

Коды OCIS: 230.0230, 230.1040.

Поступила в редакцию 03.05.2012.

В работе [1] показано, что вблизи экситон-поляритонной щели в объемных кристаллах можно эффективно модулировать коэффициенты отражения и возможна сильно контрастная дифракция света на звуке в отраженном свете. При этом указывалось, что экситон-поляритонная щель весьма узка и для получения эффекта необходимы очень чистые кристаллы и гелиевые температуры.

Известно [2–4], что в сверхрешетках сила осциллятора экситонного перехода может быть значительно больше, чем в объемном случае. Это может сказаться на ширине экситон-поляритонной щели в сверхрешетках и поэтому эффекты взаимодействия экситон-поляритонов со звуковой волной могут проявиться при меньших требованиях к чистоте кристалла и частоте падающего излучения. В нашей работе будут рассмотрены процессы взаимодействия экситонных поляритонов со звуковой волной в сверхрешетках.

Выражение для силы осциллятора основного экситонного перехода, вычисленное при использовании вариационной процедуры в кван-

товой яме (КЯ) в приближении у нее бесконечного дна имеет вид

$$f = 2L_{ik}/(\pi m \hbar \omega_{\perp} a_B \lambda^2), \quad (1)$$

где L_{ik} – квадрат матричного элемента перехода с потолка валентной зоны на дно зоны проводимости в объемном кристалле, λ – вариационный параметр, имеющий физический смысл модифицированного боровского радиуса экситона в направлениях перпендикулярно слоям сверхрешетки, a_B – боровский радиус экситона, ω_{\perp} – частота возбуждения основного уровня поперечного экситона в сверхрешетке, m – масса электрона. Как показывает сравнение, эта величина в $(a_B/\lambda)^2$ раз больше силы осциллятора в объемном случае [3]. Соответственно будут больше и диэлектрическая проницаемость (ДП) сверхрешетки на основе таких КЯ

$$\epsilon_{ik}^r(\omega) = \epsilon_{\infty} + f\omega_p^2/(\omega_{\perp}^2 - \omega^2 - i\gamma\omega) \quad (2)$$

и ширина поляритонной щели $\delta = \omega_{\parallel} - \omega_{\perp} = f\omega_p^2/(2\omega_{\perp}\epsilon_{\infty})$ относительно объемного случая (ω – частота электро-магнитной волны (ЭМВ),

на которой анализируется ДП, $\omega_{\parallel} = [(\omega_{\perp})^2 + f\omega_p^2/\varepsilon_{\infty}]^{1/2}$ – частота продольного экситона, ω_p – плазменная частота, ε_{∞} – стационарная ДП материала, составляющего КЯ).

Если сверхрешетка промодулирована звуковой волной, возникает вопрос о том, как модулируются поляритонные ветви экситонных поляритонов. В приближении гармонической модуляции экситонных уровней звуковой волной и пренебрежении звуковой модуляцией силы осциллятора экситонного перехода и стационарной ДП, из дисперсионного соотношения $c^2\mathbf{k}^2/\omega^2 = \varepsilon(\omega)$ можно получить, что поляритонные ветви и в сверхрешетках также, как и в объемном случае, меняются одинаково в зависимости от фазы α звуковой волны. То есть при $k \rightarrow 0$ частота верхней поляритонной ветви стремится к $\omega \approx \omega_{\parallel}^0 + \Delta\omega_{\perp}\cos\alpha$ (где ω_{\parallel}^0 – частота продольного экситона, невозмущенная звуком, $\Delta\omega_{\perp}$ – амплитуда звуковой модуляции энергетического уровня поперечного экситона), нижняя поляритонная ветвь при $k \rightarrow \infty$ стремится к частоте $\omega \approx \omega_{\perp}^0 + \Delta\omega_{\perp}\cos\alpha$. Таким образом

$$R^2 = \left| \frac{\sqrt{\varepsilon_{\infty} + f^0\omega_p^2/((\omega_{\perp}^0)^2 + 2\omega_{\perp}^0\Delta\omega_{\perp}\cos\alpha - \omega^2 - i\gamma\omega)} - \sqrt{\varepsilon_c}}{\sqrt{\varepsilon_{\infty} + f^0\omega_p^2/((\omega_{\perp}^0)^2 + 2\omega_{\perp}^0\Delta\omega_{\perp}\cos\alpha - \omega^2 - i\gamma\omega)} + \sqrt{\varepsilon_c}} \right| \quad (3)$$

где соответственно ω_{\perp}^0 , f^0 , ε_{∞}^0 – величины невозмущенные звуком.

Из (3) следует, что коэффициент отражения для постоянной частоты ЭМВ начинает зависеть от α – фазы звуковой волны, то есть звуковая волна модулирует коэффициент отражения. Так, например, если ЭМВ падает на частоте $\omega \approx \omega_{\parallel}$, а амплитуда звуковой модуляции уровня приблизительно равна $\Delta\omega_{\perp} = f^0\omega_p^2/(\varepsilon_{\infty}(\varepsilon_{\infty} - \varepsilon_c))$, то из (3) следует, что при $\varepsilon_c = 1$ и $\cos\alpha = -1$ величина $R^2 = 0$, при $\cos\alpha = 1$ коэффициент $R^2 = 1$ (затуханием пренебрегают). То есть наиболее сильно эффект модуляции коэффициента отражения проявляется при интенсивности звука такой, что

$$\Delta\omega_{\perp} = \varepsilon_c\delta/(\varepsilon_{\infty}^0 - \varepsilon_c). \quad (4)$$

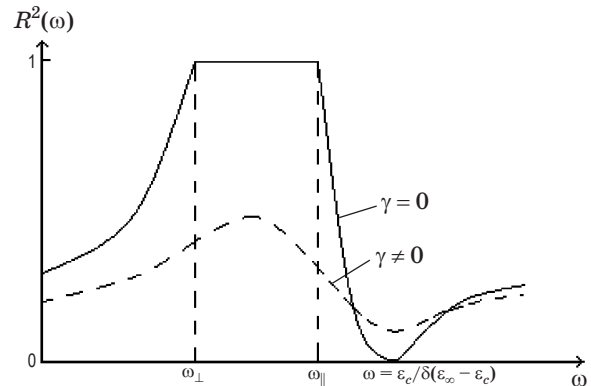
В этом случае, в зависимости от фазы звуковой волны, ЭМВ с частотой ω_{\parallel} попадает то в область поляритонной щели ($R^2 = 1$), то в область, где $\text{Re } \varepsilon(\omega, \alpha) = 1$ ($R^2 = 0$), что приводит к сильной временной модуляции коэффициента отражения от входной грани кристалла.

звуковая волна умеренной амплитуды практически одинаково модулирует обе поляритонные ветви, не меняя при этом величины поляритонной щели δ .

Такая звуковая модуляция поляритонных спектров будет приводить и к эффективной модуляции коэффициента отражения сверхрешетки на частоте вблизи экситон-поляритонной щели. Известно [5], что коэффициент отражения R^2 от объемного кристалла в области вблизи экситон-поляритонной щели имеет частотную зависимость, показанную на рисунке. Видно, что в области поляритонной щели, при $\omega_{\perp}^0 \leq \omega \leq \omega_{\parallel}$ коэффициент $R^2 = 1$ и $R^2 = 0$ на частоте $\omega \approx \omega_{\parallel} + \varepsilon_c\delta/[\varepsilon_{\infty} - \varepsilon_c]$ (ε_c – ДП среды). То есть в течение очень малого частотного промежутка R^2 спадает от единицы до нуля.

Для учета воздействия звуковой волны на коэффициент отражения в сверхрешетке, надо в (2) понимать под $\varepsilon(\omega)$ величину ДП, зависящую от фазы звуковой волны $\varepsilon(\omega, \alpha)$, то есть, пользуясь (2) можно записать

Сильная звуковая модуляция коэффициента отражения диэлектрика внутри и в окрестности экситон-поляритонной щели, описанная выше, делает актуальным рассмотрение дифракции света на объемной звуковой волне.



Коэффициент отражения ЭМВ в области поляритонной щели без учета пространственной дисперсии в пренебрежении затуханием $\gamma = 0$ и с учетом затухания $\gamma \neq 0$ [5].

Предположим, что звуковая волна распространяется перпендикулярно слоям сверхрешетки, а под углом к ней падает ЭМВ, линейно поляризованная в направлении, параллельном слоям. При такой геометрии с хорошей точностью (ввиду того, что период сверхрешетки много меньше длины ЭМВ) можно пренебрегать отражением ЭМВ от внутренних слоев сверхрешетки и считать, что ЭМВ распространяется в однородной среде, ДП которой промодулирована звуковой волной. Эта модуляция создает в кристалле бегущую фазовую дифракционную решетку, на которой и происходят дифракционные явления. Так, ЭМВ на частоте ω_{\parallel} , при изменении фазы звуковой волны, попадает то в область поляритонной щели, где $R^2 = 1$, то в частотную область выше частоты ω_{\parallel} , где $R^2 = 0$, то есть дифракционная решетка получается чрезвычайно контрастной.

Соответственно, решение задачи дифракции для света, распространяющегося на частоте ω_{\parallel} , с общими граничными условиями, аналогично показанному в [6], дает условие оптимума дифракции $|\Delta\varepsilon_0(\omega)| \sim \varepsilon_c$ ($\Delta\varepsilon_0(\omega)$ – первый порядок Фурье-разложения ДП по фазе звуковой волны). Как показывает расчет, это условие выполняется для амплитуд звуковой волны $\Delta\omega_{\perp} \sim \varepsilon_c f^0 \omega_p^2 / 2\omega_{\perp}(\varepsilon_{\infty}^{02})$. Отсюда видно, что оптимум дифракции выполняется приблизительно при тех же амплитудах звука, которые необходимы для создания максимально контрастной дифракционной решетки, то есть амплитуд $\Delta\omega_{\perp} = f^0 \omega_p^2 / [2\omega_{\perp} \varepsilon_{\infty}^0 (\varepsilon_{\infty}^0 - \varepsilon_c)]$. Некоторое отличие

в амплитудах связано с негармоничностью частотной характеристики ДП на частоте ω_{\parallel} . То есть наиболее сильная дифракция возникает, когда звуковая волна (в пренебрежении затуханием) в пределах полуволны меняет коэффициент отражения от 1 до нуля. Как показывают численные оценки для частного случая сверхрешеток GaAs/Al_{0,28}Ga_{0,72}As, с шириной КЯ $\sim 102 \text{ \AA}$, такие амплитуды звука могут быть достигнуты для $\varepsilon_c = 1$, $\Delta\omega_{\perp} = 1,7 \times 10^{11} \text{ с}^{-1}$ при интенсивностях звука $0,03 \text{ Вт/см}$, тогда как в объемных кристаллах для получения оптимума дифракции необходимы интенсивности $0,01 \text{ Вт/см}$. При уменьшении ширины КЯ различие будет соответственно больше. При этом подложка сверхрешетки не будет давать существенного вклада ни в процессы модуляции коэффициента отражения, ни в процессы дифракции, так как для объемного кристалла подложки частота ω_{\parallel} является нерезонансной, то есть находится в частотной области выше экситонного резонанса объемного кристалла, где дисперсионная кривая подложки практически линейна.

Таким образом в сверхрешетках процессы модуляции коэффициента отражения и дифракции света на звуке из-за увеличения поляритонной щели могут иметь место при температурах в 1,5 раза больших, чем в объемном кристалле и при меньших требованиях к его чистоте. Однако это может достигаться и при несколько больших интенсивностях звуковой волны.

* * * * *

ЛИТЕРАТУРА

1. Аюханов Р.А., Гуляев Ю.В., Шкердин Г.Н. Особенности акустооптического взаимодействия в области экситонных резонансов // ФТП. 1986. Т. 20. № 10. С. 1933–1935.
2. Chemla D.S. Quasi-two-dimensional Excitons in GaAs/Al_xGa_{1-x}As Semiconductor Multiple Quantum Well Structures // Helv. Phys. Acta. 1983. V. 56. P. 607–637.
3. Аюханов Р.А., Гуляев Ю.В., Шкердин Г.Н. Линейные коэффициенты фотоупругости в слоистых структурах с квантовыми ямами вблизи резонансов квазидвумерных экситонов при учете конечности ширины ямы // ФТТ. 1993. Т. 35. № 7. С. 1916–1920.
4. Аюханов Р.А., Шкердин Г.Н. Линейные коэффициенты фотоупругости в слоистых структурах с квантовыми ямами с наклонным дном в области экситонных резонансов // ФТТ. 1998. Т. 40. № 9. С. 1740–1744.
5. Москаленко С.А. Введение в теорию экситонов большой плотности. Кишинев: Штиинца, 1983. 303 с.
6. Гуляев Ю.В., Шкердин Г.Н. К теории дифракции электромагнитных волн на звуке в полупроводниках // Радиотехника и электроника. 1974. Т. 19. С. 1075–1084.