

УДК 535.42

АКУСТООПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ДВУХСЛОЙНЫХ ПЕРИОДИЧЕСКИХ СТРУКТУР

П.А. ХИЛО, С.Н. КУРИЛКИНА, А.Л. ЗЫКОВ

*Учреждение образования «Гомельский государственный
технический университет имени П.О. Сухого»,
Республика Беларусь*

В последние годы активно исследуются упругие и фотоупругие свойства сверхрешеток (СР), или слоисто-периодических структур (СПС), что связано с проблемой расширения функциональных возможностей и улучшения технических характеристик акустических и акустооптических (АО) устройств [1-3]. При этом, как правило, используется традиционный подход, заключающийся в решении уравнений, описывающих распространение упругих и электромагнитных волн в слоисто-периодической структуре с учетом условий на границе каждого слоя. Однако в результате такого подхода зачастую получаются выражения, которые трудно интерпретировать физически. Ситуация упрощается, если длины световых и звуковых волн значительно превышают период решетки $D = D^{(1)} + D^{(2)}$, где $D^{(1,2)}$ – толщины слоев образующих СР материалов. В этом случае СПС можно рассматривать как эффективную среду, характеризуемую набором эффективных параметров.

В настоящем сообщении в длинноволновом приближении проанализировано влияние разориентации кристаллографических осей и соотношения толщин, образующих сверхрешетку слоев на акустооптические свойства периодической структуры.

Рассмотрим сверхрешетку, изображенную на рис. 1.

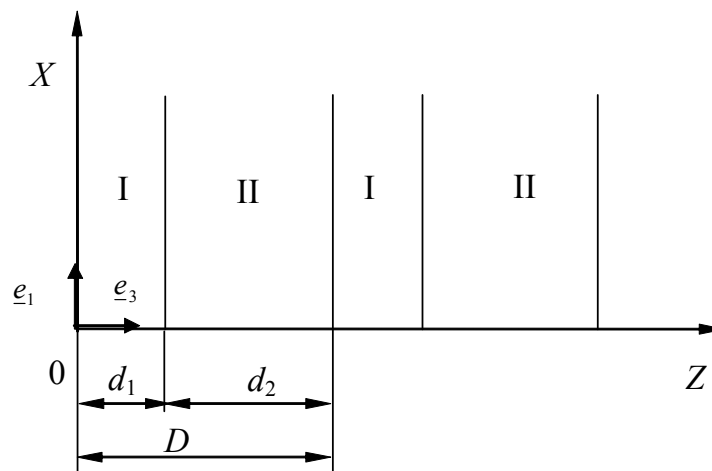


Рис. 1. Слоисто-периодическая гетероструктура

Как известно (см., например, [4]), распространение в монокристалле упругих волн с вектором смещения U вызывает, вследствие фотоупругого эффекта, изменение тензора диэлектрической непроницаемости:

$$\Delta \varepsilon_{mn}^{-1} = p_{mnr} U_r, \quad (1)$$

где p_{mhrs} – тензор фотоупругих модулей, $U_{rs} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_r}{\partial x_s} + \frac{\partial U_s}{\partial x_r} \right)$ – тензор деформаций.

Полагаем, что тензор U_{rs} слабо меняется на периоде сверхрешетки. Тогда, производя усреднение, можно записать:

$$U_{rs}^{ef} = d^{(1)}U_{rs}^{(1)} + d^{(2)}U_{rs}^{(2)}. \quad (2)$$

Здесь $d^{(i)} = \frac{D^{(i)}}{D}$; индекс $i = 1, 2$ обозначает принадлежность параметра i -му слою сверхрешетки, знак «*ef*» указывает на эффективные параметры. Условия непрерывности поля упругих колебаний на границе раздела имеют вид:

$$\begin{aligned} U_{mn}^{ef} &= U_{mn}^{(1)} = U_{mn}^{(2)}, & m, n &= 1, 2; \\ \sigma_{m3}^{ef} &= \sigma_{m3}^{(1)} = \sigma_{m3}^{(2)}, & m &= 1, 2, 3. \end{aligned} \quad (3)$$

При этом предполагается, что нормаль к границе слоев коллинеарна оси Z используемой системы координат. В соотношениях (3) вводится тензор напряжений σ_{mn} , который полагаем слабо изменяющимся в пределах D , так что можно произвести его усреднение по периоду СР и считать, что эффективный тензор напряжений σ_{mn}^{ef} связан с тензорами напряжений $\sigma_{mn}^{(i)}$ в i -ом слое выражением вида (2). Полагаем далее возмущение тензора диэлектрической непроницаемости слабоизменяющимся в пределах периода сверхрешетки и, кроме этого, считаем, что выражение (1) остается справедливым не только для i -го кристаллического слоя, но и для эффективной среды. В этом случае с учетом (2) получаем:

$$p_{mhrs}^{ef} U_{rs}^{ef} = p_{mhrs}^{ef} (d^{(1)}U_{rs}^{(1)} + d^{(2)}U_{rs}^{(2)}) = d^{(1)}p_{mhrs}^{(1)} U_{rs}^{(1)} + d^{(2)}p_{mhrs}^{(2)} U_{rs}^{(2)}. \quad (4)$$

Для определения значений эффективных фотоупругих модулей из уравнения (4) следует воспользоваться условиями (3), которые представим в следующем виде:

$$K_{ijrs}^{(1)}U_{rs}^{(1)} = K_{ijrs}^{(2)}U_{rs}^{(2)}, \quad (5)$$

где

$$K_{\lambda\mu}^{(i)} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ C_{31}^{(i)} & C_{32}^{(i)} & C_{33}^{(i)} & C_{34}^{(i)} & C_{35}^{(i)} & C_{36}^{(i)} \\ C_{41}^{(i)} & C_{42}^{(i)} & C_{43}^{(i)} & C_{44}^{(i)} & C_{45}^{(i)} & C_{46}^{(i)} \\ C_{51}^{(i)} & C_{52}^{(i)} & C_{53}^{(i)} & C_{54}^{(i)} & C_{55}^{(i)} & C_{56}^{(i)} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (6)$$

Тогда из (5) получаем

$$U_{rs}^{(1)} = (K_{rsij}^{(1)})^{-1} K_{ijkl}^{(2)} U_{kl}^{(2)} = R_{rskl} U_{kl}^{(2)}, \quad (7)$$

и уравнение (4) представляется в виде:

$$d^{(1)}p_{\lambda\mu}^{(1)}R_{\mu\nu} U_{\nu}^{(2)} + d^{(2)}p_{\lambda\nu}^{(2)}U_{\nu}^{(2)} = p_{\lambda\mu}^{(ef)}(d^{(1)}R_{\mu\nu} + d^{(2)}\delta_{\mu\nu})U_{\nu}^{(2)}. \quad (8)$$

Здесь $\lambda, \mu, \nu = \overline{1,6}$. Соотношение (8) должно быть справедливым для любой деформации. Тогда можно представить выражение для эффективных фотоупругих модулей двухслойной периодической структуры в виде:

$$p_{\lambda\mu}^{ef} = (p_{\lambda\chi}^{(1)} R_{\chi\nu} + l p_{\lambda\nu}^{(2)}) (R_{\nu\mu} + l \delta_{\nu\mu})^{-1}, \quad (9)$$

где $l = \frac{d^{(2)}}{d^{(1)}}$, $\chi = \overline{1,6}$. Соотношение (9) позволяет определить эффективные фотоупругие параметры сверхрешетки, представляющей собой комбинацию кристаллических слоев произвольной симметрии. Как видно из (9), $p_{\lambda\mu}^{ef}$ в общем случае определяется фотоупругими постоянными компонент CP и соотношениями их толщин. В случае, если кристаллографические оси X_1, X_3 i -го слоя не совпадают с осями XZ используемой системы координат, в выражениях (6), (7), (9) следует осуществить замену:

$$\begin{aligned} C_{klrs}^{(i)} &\rightarrow C'_{klrs} = U_{kq} U_{la} U_{ro} U_{sf} C_{qaof}^{(i)}; \\ p_{klrs}^{(i)} &\rightarrow p'_{klrs} = U_{kq} U_{la} U_{ro} U_{sf} p_{qaof}^{(i)}, \end{aligned}$$

где U – матрица перехода от кристаллографической системы к используемой координат для i -го слоя. Отметим, что при этом симметрия эффективной среды понижается, и оказываются возможными взаимодействия, запрещенные для случая ортогональности кристаллографических осей двух слоев границам раздела.

Рассмотрим классическую сверхрешетку, образованную кубическими кристаллами класса $\overline{43m}$ GaAs/GaP. Как показал расчет (см. рис. 2), при разориентации слоев на угол φ (для кристалла GaAs кристаллографическая ось X_3 повернута на угол φ относительно нормали к границе слоев) наибольшее изменение испытывают эффективные фотоупругие параметры $p_{11}^{ef}, p_{33}^{ef}, p_{55}^{ef}, p_{35}^{ef}, p_{53}^{ef}, p_{51}^{ef}, p_{15}^{ef}, p_{31}^{ef}$. При этом максимальные изменения фотоупругого модуля p_{13}^{ef} составляет 42 %, p_{11}^{ef} – 36 %; p_{55}^{ef} – 83 %. Отметим, что зависимости модулей $p_{15}, p_{35}, p_{53}, p_{51}, p_{25}, p_{52}$ от φ , в отличие от остальных имеют максимумы при $\frac{\pi}{8}$ и $\frac{3\pi}{8}$. Следует указать, что несмотря на сохранение соотношений между модулями (например, $p_{11}^{ef} > p_{33}^{ef}$ и $p_{13}^{ef} > p_{31}^{ef}$) при варьировании величины разориентации кристаллографических осей слоев φ , скорость изменения указанных констант оказывается различной, что может про-

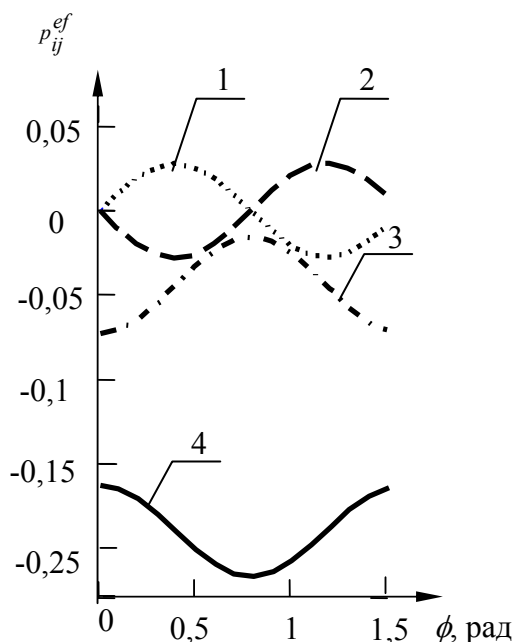


Рис. 2. Зависимость компонент тензора p от угла разориентации слоев φ , (1) – p_{53} , (2) – p_{15} , (3) – p_{55} , (4) – p_{11}

еивать различной, что может про-

явиться в изменении эффективности акустооптических взаимодействий в сверхрешетке.

Расчет показывает, что при возрастании отношения толщин общий характер зависимостей не изменяется.

Рассмотрим теперь сверхрешетку, образованную слоями различной симметрии, например, кубическими кристаллами класса $\bar{4}3m$ (GaAs) и тетрагональным кристаллом класса 422 (TeO₂). Расчет, выполненный на основе соотношения (9), показывает, что также имеет место зависимость эффективных фотоупругих модулей от разориентации кристаллографических осей компонент сверхрешетки. При этом константы p_{ij}^{ef} изменяются от значений для TeO₂ до значений для GaAs. Однако в данном случае оказывается возможным изменение знака модулей фотоупругости, например, $p_{33}^{ef} = 0$ при $\varphi = 0$, $l \cong 1,63$; $p_{11}^{ef} = 0$ при $\varphi = 0$, $l \cong 0,57$. Тогда для определенных соотношений толщин компонент сверхрешетки, образованной высокоэффективными акустооптическими материалами, оказываются невозможными АО взаимодействия, наблюдаемые в образующих периодическую структуру кристаллах. Отметим, что указанная особенность исчезает при малой разориентации кристаллографических осей слоев.

Проведенный расчет также показал, что имеется существенная зависимость фотоупругих модулей от соотношения толщин компонент сверхрешетки. При этом возможно изменение знака фотоупругих модулей, как, например, в случае когда p_{33}^{ef} , варьируется от -0,165 до 0,24. Тогда для определенных соотношений толщин компонент сверхрешетки, образованной высокоэффективными акустооптическими материалами, оказывается невозможным АО взаимодействия, наблюдаемые для образующих периодическую структуру кристаллов.

Таким образом, проведенные теоретические исследования и результаты численного моделирования показывают, что акустооптические свойства сверхрешетки оказываются существенно зависящими от фотоупругих постоянных компонент СР, соотношения их толщин, а также от разориентации φ кристаллографических осей слоев составляющих СПС. Наличие разориентации кристаллографических осей слоев компонент сверхрешетки может обуславливать появление новых геометрий акустооптических взаимодействий. Данные особенности необходимо учитывать при разработке высокоэффективных АО устройств на основе поликристаллических материалов и оптимизации их параметров.

Список литературы

1. Klein M. //Proc. IEEE. – 1986. – v. QE-22. – № 9. – P. 1760-1770.
2. Булгаков А.А., Тимченко А.И. //ФТТ. – 1986. – Т. 28. – № 2. – С. 510-517.
3. Кулак В.Г., Хило П.А. Обратное брэгговское рассеяние световых волн на фазовых сверхрешетках фотоупругости //Весті НАНБ. Сер. физ.-мат. наук. – 1997. – № 1. – С. 105-107.
4. Ярив А., Юх П. Оптические волны в кристаллах. – М.: Мир, 1987. – С. 343-354.

Получено 27.01.2003 г.