

Электромагнитные волны в неограниченных и конечных сверхрешетках при наличии дефекта

С.Н.Курилкина, М.В.Шуба

В последние годы исследование слоистых периодических структур, или сверхрешеток (СР), привлекает пристальное внимание (см., например, [1-4]) в связи с широкими перспективами их практического применения. При этом, как правило, ограничиваются изучением распространения электромагнитных волн в одномерных периодических структурах, образованных изотропными слоями. Гораздо более многообразные по своим свойствам СР, созданные на основе анизотропных материалов, исследуются слабо. Целью настоящей работы является изучение влияния анизотропии веществ, образующих слоистую структуру, на ее оптические свойства.

Рассмотрим сверхрешетку, образованную слоями произвольной симметрии (рис. 1а). Распространение волн в данной структуре описывается волновым уравнением:

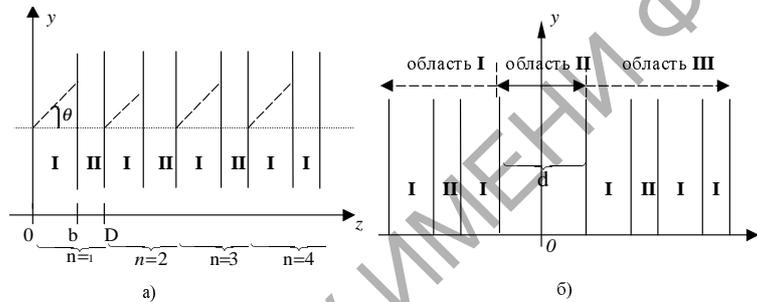


Рис. 1: Периодическая структура, образованная слоями произвольной симметрии а) без наличия б) с наличием дефекта

$$-\nabla^2 \vec{E}(\vec{r}) - \frac{\omega^2}{c^2} \Delta \varepsilon(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r}) = \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon^0 \vec{E}(\vec{r}). \quad (1)$$

Здесь

$$\varepsilon_{ij}^0 = (\varepsilon_{ij}^{(1)} b + \varepsilon_{ij}^{(2)} (D - b)) / D$$

не изменяющаяся на расстоянии, равном периоду D структуры, часть тензора диэлектрической проницаемости, а его периодически изменяющаяся часть

$$\Delta \varepsilon_{ij}(\vec{r}) = \Delta \varepsilon_{ij}(z) = \begin{cases} \varepsilon_{ij}^{(1)} - \varepsilon_{ij}^0 & \text{при } nD < z < nD + b \\ \varepsilon_{ij}^{(2)} - \varepsilon_{ij}^0 & \text{при } nD + b < z < (n+1)D \end{cases},$$

$i = 1, 2$ — номер слоя, b — толщина 1-го слоя, n — номер ячейки. Из (1) можно получить матричное уравнение, описывающее резонансное взаимодействие светового поля с периодической структурой:

$$MX = 0, \quad (2)$$

$$\text{где } X = \begin{bmatrix} A_0 \\ B_0 \\ A_1 \\ B_1 \end{bmatrix}, \quad M = \begin{bmatrix} k_0^2 - \kappa_{11}^0 & -\kappa_{12}^0 & -\kappa_{11}^* & -\kappa_{12}^* \\ -\kappa_{12}^0 & k_0^2 - \kappa_{22}^0 & -\kappa_{12}^* & -\kappa_{22}^* \\ -\kappa_{11} & -\kappa_{12} & (k_0 + G)^2 - \kappa_{11}^0 & -\kappa_{12}^0 \\ -\kappa_{12} & -\kappa_{22} & -\kappa_{12}^0 & (k_0 + G)^2 - \kappa_{22}^0 \end{bmatrix},$$

$\kappa_{ij}^0 = \frac{\omega^2}{c^2} \vec{e}_i \varepsilon^0 \vec{e}_j$, $\kappa_{ij} = \frac{\omega^2}{c^2} \vec{e}_i U \vec{e}_j$, \vec{e}_i — орты используемой системы координат, $k_{0,1}$ — волновые числа взаимодействующих волн, $k_1 = k_0 + G$, $G = 2\pi/D$, а $\vec{a}_{0,1} = A_{0,1} \vec{e}_1 + B_{0,1} \vec{e}_2$ их векторные амплитуды, $U = \frac{\varepsilon^{(1)} - \varepsilon^{(2)}}{2} \frac{i}{\pi} (1 - \exp(iGb))$.

Для случая, когда тензоры диэлектрической проницаемости слоев в используемой системе координат с осью z , ортогональной границе раздела слоев, диагональны, система уравнений (2) распадается на две независимые подсистемы, определяющие волновые числа для собственных мод, поляризованных в направлении осей X и Y . Тогда для световой волны, поляризованной в направлении X , из условия $\det M = 0$ получаем:

$$k_0 = -\frac{G}{2} \pm \sqrt{F_1}, \quad (3)$$

где $F_1 = \frac{1}{4}G^2 + \frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_{11}^0 - \frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon_{11}^0 G^2 + 4\frac{\omega^2}{\pi c^2}\Delta\tilde{\varepsilon}_{11}^2 \sin^2(Gb/2)}$, $\Delta\tilde{\varepsilon}_{ij} = (\varepsilon_{ij}^{(1)} - \varepsilon_{ij}^{(2)})/2$. Как видно из (5), при частотах $\omega_- < \omega < \omega_+$, где

$$\omega_{\pm}^{(X)} = \frac{G}{2}c\sqrt{\frac{1}{\varepsilon_{11}^0 \mp 2\Delta\tilde{\varepsilon}_{11} \sin(Gb/2)/\pi}} \approx \frac{cG}{2\sqrt{\varepsilon_{11}^0}} \pm \frac{cG}{2\pi} \frac{|\Delta\tilde{\varepsilon}_{11}| \sin(Gb/2)}{(\varepsilon_{11}^0)^{3/2}}, \quad (4)$$

корни дисперсионного уравнения (3) являются комплексными, что соответствует запрещенной зоне. Ширина последней оказывается зависящей от разности показателей преломления собственной моды для двух слоев, периода структуры и соотношения толщин ее компонент. Для волны с вектором поляризации вдоль оси Y могут быть использованы соотношения (3)-(4), в которых необходимо осуществить замену $\Delta\tilde{\varepsilon}_{11} \rightarrow \Delta\tilde{\varepsilon}_{22}$, $\varepsilon_{11}^0 \rightarrow \varepsilon_{22}^0$. Как видно из (3)-(4) с учетом сделанного замечания, для данной геометрии распространения оптического излучения (см. рис. 1) запрещенные зоны собственных мод различны как по ширине, так и по местоположению и совпадают лишь при условии, что оптические оси обеих, обладающих симметрией одноосной среды компонент, ортогональны границам раздела слоев. В общем случае данная структура может пропускать волны одной поляризации и отражать другой. Расстояние между центрами запрещенных зон собственных мод определяется величиной анизотропии сверхрешетки, соотношением толщин ее компонент и периодом структуры:

Из (4) следует, что с возрастанием различий в значениях тензоров диэлектрической проницаемости слоев структуры области непропускания и расстояние между центрами запрещенных зон сверхрешетки увеличивается. При этом, чем шире запрещенная зона, тем сильнее оказывается затухание волн в ее центре. При малых значениях b/D (вплоть до 0,2) запрещенные зоны для различно поляризованных собственных мод оказываются несовпадающими (см. рис. 2), причем затухание в их центрах мало. Отметим, что возможно перекрытие запрещенных зон, для которых сверхрешетка эффективно отражает излучение любой поляризации. Изменяя величину соотношения толщин слоев сверхрешетки, можно получить весьма узкую (вплоть до нуля) область перекрытия запрещенных зон. Данная особенность анизотропных сверхрешеток может быть использована для создания узкополосных фильтров оптического излучения.

Ширина и положение запрещенных зон для собственных мод зависит не только от диэлектрических компонент сверхрешетки, но и от взаимной ориентации их кристаллографических осей, что проиллюстрировано на рис. 3 для случая, когда кристаллографическая ось x_3 одного из слоев CP Si₂/KDP повернута относительно нормали к границе слоев на угол θ . Как видно из рис. 3, увеличение θ приводит к сдвигу запрещенной зоны одной из мод. При этом характер указанного изменения определяется величиной анизотропии слоя, кристаллографическая ось X_3 которого повернута относительно \vec{n} (см. рис. 3).

Рассмотрим случай включения в CP анизотропного включения (см. рис. 1б), толщина которого d . Амплитуду векторов электрической напряженности волн, лежащих в

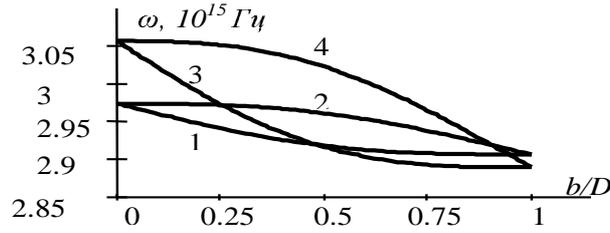


Рис. 2: Зависимость нижней и верхней граничных частот запрещенной зоны для волн, поляризованных вдоль оси X (1,2) и Y (3,4) от соотношения толщин сверхрешетки кварц/KDP, $\lambda = 0.63\mu\text{м}$

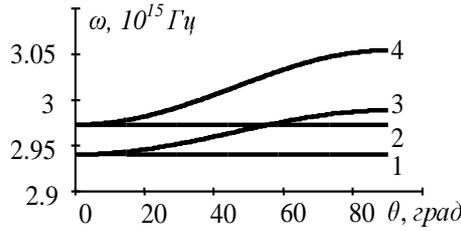


Рис. 3: Зависимость нижней и верхней граничных частот запрещенной зоны для волн, поляризованных вдоль оси X (1,2) и Y (3,4) от угла разориентации кристаллографических осей X_3 компонент СР "кварц/KDP"

запрещенной зоне и поляризованных вдоль оси X , например, до ($z < -d/2$) и после ($z > d/2$) дефекта в соответствии с (2) можно описать выражениями

$$E_I(z) = E_0 \exp(\sqrt{F_1}z) \cos\left(\frac{G}{2}z + \delta + \frac{Ga_1}{4} + \frac{Gd}{4}\right), \quad z < -d/2 \quad (5a)$$

$$E_{III}(z) = mE_I(-z), \quad z > d/2.$$

Здесь индексы "I, II, III" указывают номер области рассмотрения (см. рис. 1б), $m = \pm 1$, $\sin 2\delta = \pi c^2 G \sqrt{F_1} / (2\omega^2 \Delta \tilde{\epsilon}_{11} \sin(Gb/2))$. Поле внутри дефекта представимо выражением

$$E_{II}(z) \approx \begin{cases} Z \cos(k_d z) & \text{if } m = +1 \\ Z \sin(k_d z) & \text{if } m = -1 \end{cases}, \quad -d/2 < z < d/2 \quad (5b)$$

Z, k_d — амплитуда и волновой вектор электромагнитного поля внутри включения. В соответствии с граничными условиями, заключающимися в непрерывности вектора электрической напряженности и ее производной, получаем систему уравнений для определения входящих в (5а), (5б) амплитуд, из которой следует выражение для частот мод включения:

$$\sqrt{F_1} + \frac{G}{2} \text{tg} \left(\frac{Ga_1}{4} + \delta \right) = \begin{cases} k_d \text{tg} (k_d d/2) & \text{при } m = +1 \\ -k_d \text{ctg} (k_d d/2) & \text{при } m = -1 \end{cases}. \quad (6)$$

На рис. 4 изображены частоты мод включения для различных толщин дефекта в СР кварц/KDP. Видно, что для заданной величины могут существовать, одна, две или ни одной моды включения, что определяется анизотропией компонент СР. Отметим, что имеет место зависимость частот мод включения от ориентации оптической оси дефекта. При совмещении с модой включения лазерной моды возможно существенное снижение порога генерации, что может найти применение при конструировании высокоэффективных лазерных систем. При их практической реализации необходимо учитывать анизотропные свойства образующих СР слоев и дефекта.

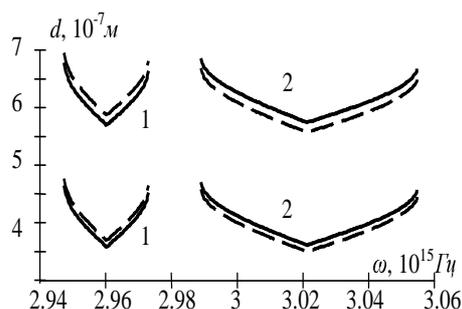


Рис. 4: Моды включения для различных толщин дефекта в СР "кварц/KDP для мод, поляризованных вдоль ОХ (1), вдоль ОУ (2), в случае дефекта из кварца с оптической осью, коллинеарной ОХ (сплошные линии) и ОУ (пунктирные линии)

Таким образом, анизотропия компонент сверхрешетки приводит к существенному изменению спектра отражения: уширению и удвоению количества запрещенных зон, положение которых оказывается зависящим от соотношения толщин слоев периодической структуры и взаимной ориентации их кристаллографических осей. При наличии дефекта сверхрешетки заданной толщины возможно существование как одной, так и двух мод включения. При этом количество и частоты последних определяются анизотропией дефекта и слоев сверхрешетки.

Abstract. It has been investigated the peculiarities of propagation of electromagnetic waves in superlattices (SL) formed by anisotropic layers by the presence of impurity. It has been established the dependence of zone structure of volume electromagnetic waves spectrum on polarization of incident light, anisotropy of SL components and impurity.

Литература

- [1] Erdos P., Livioti E., Herdon R.C., *Wave transmission through lattices*, J. Phys. D: Appl. Phys. 30:1 (1997), 338–345.
- [2] Sigalas M.M., Soukoulis C.M., Chan C.T., Ho K.M., *Electromagnetic - wave propagation through dispersive and absorptive photonic- band-gap materials*, Phys. Rev. B. 49:16 (1994), 11080–11087.
- [3] Tsai Y.-C., Shung K.W.-K., *Impurity modes in one-dimensional photonic crystals - analytic approach*, J. of Modern Optics, 45:10 (1998), 2147– 2157.
- [4] Богульский И.О., Ветров С.Я., Шабанов А.В., *Электромагнитные волны в неограниченных и конечных сверхрешетках*, Оптика и спектроскопия 84:5 (1998), 823–828

Гомельский госуниверситет
им. Франциска Скорины
246699 Гомель, Беларусь

Поступило 23.04.2000