

Г.В. Кулак¹, А.Г. Матвеева¹, В.Г. Гуделев²

¹УО «Мозырский государственный педагогический университет имени И.П. Шамякина», Мозырь, Беларусь

²ГНУ «Институт физики имени Б.И. Степанова» НАН Беларуси, Минск, Беларусь

ФОТОРЕФРАКТИВНЫЕ ГОЛОГРАФИЧЕСКИЕ РЕШЕТКИ В КРИСТАЛЛАХ СИЛЛЕНИТОВ ПРИ ДИФРАКЦИИ СВЕТА НА УЛЬТРАЗВУКЕ В РЕЖИМЕ РАМАНА-НАТА

В работе [1] рассмотрена последовательная теория дифракции света на ультразвуке в гиротропных кубических кристаллах в режиме Рамана-Ната. Приведена система связанных зацепляющихся уравнений, описывающая акустооптическую (АО) дифракцию в гиротропных средах. Получено решение системы уравнений связанных волн в режиме слабого акустооптического взаимодействия при дифракции на продольных и сдвиговых ультразвуковых (УЗ) волнах. В работе [2] экспериментально исследован фоторефрактивный (ФР) эффект при интерференции световых пучков одинаковой частоты, полученных в результате раман-натовской АО дифракции на стоячих УЗ волнах.

В настоящей работе исследованы особенности записи и считывания ФР решеток, записанных в гиротропных кубических кристаллах силленитов в режиме слабого акусто- и электрооптического взаимодействия. Численные расчеты проведены для кристаллов силиката висмута ($Bi_{12}SiO_{20}$).

Предположим, что вдоль кристаллографической оси [001] или направлений $\langle 110 \rangle$, которые для акустических волн являются продольными или поперечными нормальными, распространяется плоская УЗ волна. УЗ волна с вектором смещения $\vec{U} = \vec{U}_0 \exp[i(Kx - \Omega t)]$, ($K = \Omega/v$, Ω – циклическая частота, v – скорость ультразвука) создает периодическое в пространстве и времени распределение диэлектрической проницаемости $\Delta \varepsilon_{ij} = -\varepsilon^2 P_{ijkl} U_{kl}$, где ε – диэлектрическая проницаемость невозмущенного кристалла, P_{ijkl} – компоненты тензора фотоупругих постоянных, U_{kl} – компоненты тензора деформаций. Световая волна с амплитудой A и азимутом поляризации ψ распространяется под углом φ к оси Z . При

выполнении условий [1] $l\lambda_0/n\Lambda^2 \ll 1$ (l – длина области АО взаимодействия, λ_0 – длина световой волны в вакууме, n – показатель преломления среды, Λ – длина УЗ волны) наблюдается дифракция Рамана-Ната.

Общее решение системы зацепляющихся уравнений связанных волн в гиротропной среде можно получить лишь численными методами [1]. В режиме слабого АО взаимодействия существенны лишь два дифрагированных порядка. При этом в системе уравнений существенны лишь два дифрагированных порядка с комплексными амплитудами $A_0, B_0, A_{\pm 1}, B_{\pm 1}$, для которых систему уравнений связанных волн можно представить в виде двух векторно-матричных уравнений:

$$\frac{d\vec{A}}{dz} = S\vec{A} + Q\vec{B}, \quad \frac{d\vec{B}}{dz} = F\vec{A} + D\vec{B}, \quad (1)$$

где $\vec{A} = (A_0, A_{+1}, A_{-1})^T$, $\vec{B} = (B_0, B_{+1}, B_{-1})^T$ (τ – символ операции транспонирования); матрицы P, Q, F и D имеют вид:

$$S = \begin{pmatrix} -i\Delta_{\parallel} & \chi_{\parallel} & \chi_{\parallel} \\ \chi_{\parallel} & -i\Delta_{\parallel} & 0 \\ \chi_{\parallel} & 0 & -i\Delta_{\parallel} \end{pmatrix}, \quad D = \begin{pmatrix} i\Delta_{\perp} & -\chi_{\perp} & -\chi_{\perp} \\ -\chi_{\perp} & i\Delta_{\perp} & 0 \\ -\chi_{\perp} & 0 & i\Delta_{\perp} \end{pmatrix}, \quad (2)$$

$$Q = \begin{pmatrix} \rho - i\Delta & \chi & \chi \\ \chi & \rho - i\Delta & \chi \\ \chi & \chi & \rho - i\Delta \end{pmatrix}, \quad F = \begin{pmatrix} -(\rho + i\Delta) & \chi & -\chi \\ -\chi & -(\rho + i\Delta) & -\chi \\ -\chi & \chi & -(\rho + i\Delta) \end{pmatrix},$$

где $\chi_{\parallel, \perp} = (\pi n^3 p_{\parallel, \perp}^{\text{эф}} / 2\lambda_0 \cos \varphi) \sqrt{2I_a / \sigma v^3}$, $\chi = (\pi n^3 p^{\text{эф}} / 2\lambda_0 \cos \varphi) \sqrt{2I_a / \sigma v^3}$, $\Delta_{\parallel, \perp} = -(\pi n^3 r_{\parallel, \perp}^{\text{эф}} / 2\lambda_0 \cos \varphi) E^e$, $\Delta = -(\pi n^3 r^{\text{эф}} / 2\lambda_0 \cos \varphi) E^e$ (σ – плотность кристалла, I_a – интенсивность УЗ волны, v – фазовая скорость ультразвука, ρ – параметр удельного вращения, E^e – напряженность внешнего электрического поля).

Наибольший интерес для записи ФР решеток представляют две геометрии АО взаимодействия: 1) волновой вектор падающей световой волны $\vec{k}_0 \parallel [\bar{1}10]$, а волновой вектор продольной акустической волны \vec{K} и внешнее электрическое поле \vec{E}^e параллельны оси $[110]$; 2) волновой вектор падающей световой волны $\vec{k}_0 \parallel [\bar{1}10]$, а волновой вектор продольной акустической волны \vec{K} и внешнее электрическое поле \vec{E}^e

параллельны оси $[001]$. Для первой геометрии АО взаимодействия в системе уравнений связанных волн отличными от нуля следует положить $p_{\parallel}^{\text{эф}} = (2P_{11} + P_{21} + P_{12} + 2P_{44})/2$, $p_{\perp}^{\text{эф}} = P_{12}$, $p^{\text{эф}} = (p_{21} - p_{12})/2$, $r^{\text{эф}} = r_{41}$; для второй геометрии отличными от нуля являются $p_{\parallel}^{\text{эф}} = P_{11}$, $p_{\perp}^{\text{эф}} = P_{12}$, $r_{\parallel}^{\text{эф}} = r_{41}$.

Для определения комплексных векторных амплитуд дифрагированных волн используем приближения: $\chi_{\parallel} \ll \rho$, $\chi_{\perp} \ll \rho$, $\chi \ll \rho$ и граничные условия $\vec{A}(z=0) = (A \cos \psi, 0, 0)^T$, $\vec{B}(z=0) = (A \sin \psi, 0, 0)^T$. Выражение для комплексных векторных амплитуд дифрагированных волн на выходной грани $z=l$ области АО взаимодействия даются соотношениями:

$$\vec{E}_{\pm 1} = Al [\chi_{\parallel} \cos \psi \vec{e}_{\pm 1} + (\chi_{\perp} + \chi) \sin \psi \vec{e}_2] \sin c(\rho l) \exp i(\vec{k}_{\pm 1} \vec{r} - \omega t). \quad (3)$$

Распределение интенсивности света в области пересечения дифрагированных световых пучков дается соотношением:

$$I = I_0 + I_0 [m \exp(2iKx)/2 + c.c.],$$

$$m = [(p_{\perp}^{\text{эф}})^2 + (p_{\parallel}^{\text{эф}})^2 \cos(2\varphi)] / [(p_{\perp}^{\text{эф}})^2 + (p_{\parallel}^{\text{эф}})^2], \quad (4)$$

где I_0 – интенсивность падающего света, m – амплитуда модуляции интерференционной картины, символ «*» означает комплексное сопряжение.

Таким образом, при приложении внешнего электрического поля \vec{E}^e вдоль направления распространения УЗ волны за счет дрейфового механизма нелинейности возникает пространственно-периодическое поле пространственного заряда $\vec{E}^{sc} = E^{sc} \vec{n} \exp(2iKx)$, где $\vec{K} = K\vec{n}$ (\vec{n} – единичный вектор, параллельный волновому вектору УЗ волны). Поле пространственного заряда E^{sc} является комплексной величиной [3], то есть $E^{sc} = mE_p (E_d - iE^e) / [E^e + i(E_d + E_p)]$, где диффузионное поле $E_d = Kk_B T / e E_d$ (k_B – постоянная Больцмана, T – абсолютная температура, e – заряд электрона; предельное поле пространственного заряда $E_p = eN_A / \epsilon \epsilon_0 K$ (ϵ_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума, N_A – концентрация акцепторов).

В свою очередь, поле пространственного заряда из-за электрического эффекта приводит к возникновению модуляции диэлектрической проницаемости (фоторефрактивной решетки): $\Delta \epsilon_{ij}^{\phi} = -\epsilon^2 r_{ijk} E_k^{sc}$.

Процесс считывания ФР также описывается системой уравнений (1), однако в ней следует полагать $\vec{A} = (A_0, A_{+2}, A_{-1})^T$, $\vec{B} = (B_0, B_{+2}, B_{-2})^T$. Предполагается, что после записи решетки начинается процесс дифракции (считывания) стационарной фоторефрактивной решетки, с периодом $\Lambda/2$. При этом элементы матриц-коэффициентов системы уравнений (1) получаются сворачиванием тензоров $\overset{\wedge}{\Delta \varepsilon}^e, \overset{\wedge}{\Delta \varepsilon}^\phi$ с векторами поляризации $\vec{e}_0, \vec{e}_{\pm 2}$. Полученная система уравнений решается с привлечением тех же граничных условий. Для первой геометрии считывания ФР следует в отличных от нуля элементах матриц-коэффициентов, полученной системы уравнений выполнить подстановки: s_{ij} ($s_{11} = i\Delta_\phi$, $s_{12} = s_{31} = i\chi_\phi^*$, $s_{13} = s_{21} = i\chi_\phi$); q_{ij} ($q_{11} = q_{22} = q_{33} = \rho$; f_{ij} ($f_{11} = f_{22} = f_{33} = \rho$); $d_{ij} = 0$ ($i, j = 1 \div 3$); для второй геометрии считывания ГР следует положить: s_{ij} ($s_{23} = i\chi_\phi$, $s_{33} = i\chi_\phi^*$); q_{ij} ($q_{11} = q_{22} = q_{33} = -\rho + i\Delta_\phi$, $q_{21} = q_{31} = i\chi_\phi^*$, $q_{13} = q_{21} = i\chi_\phi$); f_{ij} ($f_{11} = f_{22} = f_{33} = \rho + i\Delta_\phi$, $f_{12} = f_{31} = i\chi_\phi^*$, $f_{13} = f_{21} = i\chi_\phi$); $d_{ij} = 0$ ($i, j = 1 \div 3$). Здесь следует положить $\Delta_\phi = -(\pi n^3 r_{41} / 2\lambda_0 \cos 2\varphi) E^e$, $\chi_\phi = -(\pi n^3 r_{41} / 2\lambda_0 \cos 2\varphi) E^{sc}$.

Относительные интенсивности дифрагированных волн $\eta_{\pm 2} = I_{\pm 2} / I$ ($I_{2+} = I_{2-}$ – интенсивность света во втором дифракционном порядке, I – интенсивность падающего света) для первой и второй геометрии считывания даются соответственно соотношениями:

$$\eta_{2\pm} = |\chi_\phi|^2 l^2 \sin^2(\rho l), \quad \eta_{2\pm} = \frac{|\chi_\phi|^2}{2\rho^2} [1 - \sin(2\psi) \cos(2\rho l)]. \quad (5)$$

Из выражений (5) следует, что относительная интенсивность для первой геометрии считывания зависит от азимута поляризации падающего света ψ , а для второй геометрии такая зависимость отсутствует.

Зависимость η_{2+} от толщины решетки l и величины напряженности внешнего электрического поля E_e для первой геометрии «запись-считывание» голографической решетки представлена на рисунке 1,а. Из рисунка следует, что для второй геометрии дифракции η_{2+} не зависит от толщины кристалла (если не учитывать поглощение света) и изменяется примерно по квадратному закону с увеличением напряженности E_e . Предполагается, что падающая световая волна имеет s - ($\psi = \pi/2$) или p - ($\psi = \pi$) поляризацию. При азимуте поляризации ($\psi = \pi/4$) характер зависимости η_{2+} от l и E_e аналогичен, приведенному на рисунке 1,б.

При возрастании интенсивности ультразвука происходит переход в режим сильного АО взаимодействия и индекс модуляции m ($m < 1$) начнет зависеть от эффективных фотоупругих постоянных P_{ij} .

На рисунке 1,б представлена зависимость относительной интенсивности в +2-м дифференциальном порядке η_{2+} от толщины голографической решетки l и напряженности внешнего электрического поля E_e для s -поляризованного считывающего света и второй геометрии записи-считывания голографической решетки. Из рисунка следует, что относительная интенсивность осциллирует при увеличении толщины l и возрастает примерно по квадратному закону с увеличением напряженности внешнего электрического поля E_e .

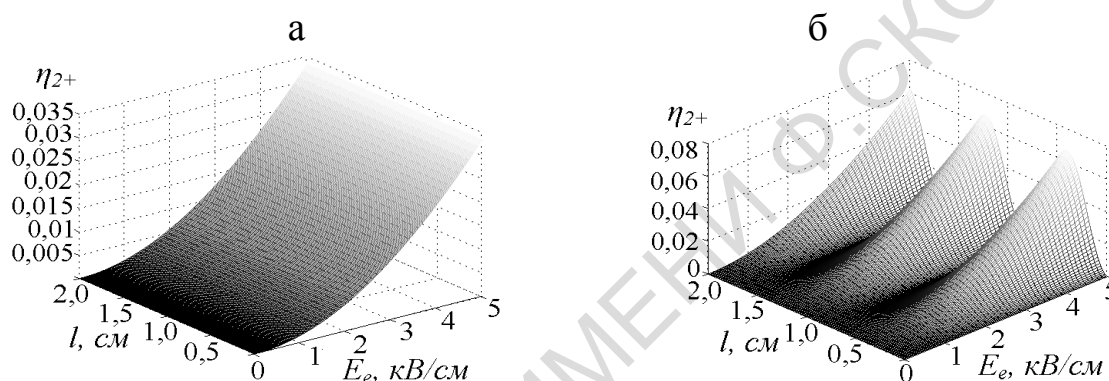


Рисунок 1 – Зависимость эффективности дифракции η_{2+} от толщины голографической решетки l и напряженности внешнего электрического поля E_e для первой (а) и второй (б) геометрии считывания ГР ($\lambda_0 = 0,63$ мкм, $f = 10$ МГц, $N_A = 2 \cdot 10^{20}$ м⁻³, $T = 300$ К, $r_{41} = 5 \cdot 10^{-10}$ см/В, $\rho = 3,8$ см⁻¹, $Bi_{12}SiO_{20}$)

Заключение. В режиме дифракции Рамана-Ната света на ультразвуке возможна регистрация ультразвука, распространяющегося вдоль оси $[001]$ и $[110]$ гиротропного кубического кристалла силленита. При этом для зависимости эффективности дифракции от толщины кристалла и напряженности внешнего электрического поля существенно отличаются для двух геометрий считывания голографической решетки. Для первой геометрии наблюдается зависимость η_{2+} от азимута поляризации света ψ , а для второй – она отсутствует.

Литература

1. Кулак, Г.В. Основы акустооптики гиротропных кристаллов / Г.В. Кулак. – Минск: Изд. центр БГУ. – 2005. – 127 с.
2. Бережной, А.А. Исследование фоторефрактивного эффекта при акустооптическом взаимодействии в кристаллах силиката висмута. / А.А. Бережной, Т.Н. Шерстнева // Опт. и спектр. – 1989. – Т. 67. – № 6.

– С. 1313–1319.

3. Петров, М.П. Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике / М.П. Петров, С.И. Степанов, А.В. Хоменко. – С.-Пб. : Наука, 1992. – 320 с.

С.Н. Курилкина, В.Н. Белый, Н.С. Казак

**ГНУ «Институт физики имени Б.И. Степанова» НАН Беларуси,
Минск, Беларусь**

ГЕНЕРАЦИЯ СУПЕРПОЗИЦИИ БЕССЕЛЕВЫХ ПЛАЗМОНОВ В МЕТАЛЛОДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СТРУКТУРАХ

В последнее время проблема генерации плазмонов на границе раздела «диэлектрик-металл» привлекает внимание многих исследователей в связи с перспективами их использования в микроскопии высокого разрешения, а также в системах оптической связи [1, 2]. При этом, как правило, авторы ограничиваются плазмонами, возникающими при возбуждении плоскими волнами или гауссовыми пучками [3, 4]. В работе [5] рассмотрены особенности генерации единичных бесселевых плазмонов (БП) ТН поляризованными бесселевыми световыми пучками (БСП). В настоящем сообщении анализируются особенности генерации суперпозиции БП.

Рассмотрим векторный ТН поляризованный БСП, падающий на границу раздела «диэлектрик – металл». Из решений уравнений Максвелла следует, что поперечные компоненты векторов электрической и магнитной напряженности формируемого вблизи границы поверх-ностного бесселева пучка определяются выражениями:

$$\vec{E}_{\perp 1,2}(R) = \pm \frac{A_{1,2}^{TH}}{\sqrt{2}} \exp[i(m-1)\varphi \pm \chi_{1,2}z] \frac{\chi_{1,2}}{k_0 n_{1,2}} [J_{m-1}(q\rho)\vec{e}_+ - J_{m+1}(q\rho)\exp(2i\varphi)\vec{e}_-], \quad (1)$$

$$\vec{H}_{\perp 1,2}(R) = -\frac{n_{1,2}A_{1,2}^{TH}}{\sqrt{2}} \exp[i(m-1)\varphi \pm \chi_{1,2}(q)z] [J_{m-1}(q\rho)\vec{e}_+ + J_{m+1}(q\rho)\exp(2i\varphi)\vec{e}_-],$$

где $R = (\rho, \varphi, z)$ – цилиндрические координаты с осью z , ортогональной поверхности раздела двух сред, q – параметр конусности (поперечная составляющая волнового вектора), $q^2 - \chi_{1,2}^2 = k_0^2 \varepsilon_{1,2}$, $\varepsilon_{1,2} = n_{1,2}^2$, ε – диэлектрическая проницаемость, индекс 1 (2) соответствует параметрам диэлектрика (металла), $k_0 = \omega/c$, $J_m(q\rho)$ – функция Бесселя m -го порядка, $\vec{e}_{\pm} = (\vec{e}_1 \pm i\vec{e}_2)/\sqrt{2}$. Как следует из (1) с учетом граничных

условий, возбуждение бesselевых плазмонов возможно при выполнении условия:

$$1 + \frac{\chi_1(q)\varepsilon_2(\omega)}{\chi_2(q)\varepsilon_1} = 0, \quad \chi_{1,2} = \sqrt{\frac{\varepsilon_{1,2}^2(\varepsilon_2 - \varepsilon_1)}{\varepsilon_1^2 - \varepsilon_2^2}}. \quad (2)$$

Как видно из (2), поверхностный бesselев плазмон существует при условиях $\varepsilon_2(\omega)/\varepsilon_1 < 0$, $|\varepsilon_2| > \varepsilon_1$. Дисперсионное уравнение (2) по виду совпадает с соответствующим выражением для поверхностных волн в плосковолновом приближении. Однако, в отличие от плоских волн, данное дисперсионное уравнение связывает частоту с параметром конусности БСП:

$$q = k_0 \sqrt{\frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}}. \quad (3)$$

Рассмотрим теперь энергетические потоки, формируемые вблизи границы раздела диэлектрика и металла суперпозицией N ТН поляризованных бesselевых плазмонов с равными амплитудами и фазами. Принимая во внимание определение $\vec{S} = (c/8\pi) \text{Re}(\vec{E} \times \vec{H}^*)$, получаем, что вектор Умова-Пойнтинга в диэлектрике представим в виде суммы потоков, формируемых каждым БП независимо, а также потока, являющегося результатом их интерференции:

$$S_{z,\varphi,\rho} = \sum_{l=1}^N S_{z,\varphi,\rho}^{(l)} + S_{z,\varphi,\rho}^{\text{int}}. \quad (4)$$

Расчет показывает, что в металле вблизи границы раздела с диэлектриком отличными от нуля оказываются следующие компоненты вектора Умова-Пойнтинга:

$$S_z^{\text{int}} = - \sum_{l=1}^N \sum_{\substack{n=1, \\ n \neq l, \\ n > l}}^N \frac{cn_1}{4\pi} |A_1^{TH}|^2 \exp(-2\chi_{(ln)}z) \frac{\Delta\chi_{(ln)}}{k_0 n_1} \sin(\Delta m \varphi) \bar{F}^{(ln)}(\rho), \quad (5)$$

$$S_\varphi^{(l)} = \frac{c}{8\pi} |A_1^{TH}|^2 n_1 \sin \gamma_{1(l)} F_2^{(l)}(\rho) \exp(-2\chi_{(ln)}z), \quad (6a)$$

$$S_\varphi^{\text{int}} = \sum_{l=1}^N \sum_{\substack{n=1, \\ n \neq l, \\ n > l}}^N \frac{cn_1}{4\pi} |A_{inc}|^2 \exp(-2\chi_{(ln)}z) \cos(\Delta m \varphi) [\sin \gamma_{1(l)} \bar{F}_2^{(ln)}(\rho) + \sin \gamma_{1(n)} \bar{F}_2^{(nl)}(\rho)], \quad (6b)$$

$$S_\rho^{\text{int}} = \sum_{l=1}^N \sum_{\substack{n=1, \\ n \neq l, \\ n > l}}^N \frac{cn_1}{4\pi} |A_{inc}|^2 \exp(-2\chi_{(ln)}z) \sin(\Delta m \varphi) [-\sin \gamma_{1(l)} \bar{F}_3^{(ln)}(\rho) + \sin \gamma_{1(n)} \bar{F}_3^{(nl)}(\rho)]. \quad (7)$$