

АНИЗОТРОПНАЯ БРЭГГОВСКАЯ ДИФРАКЦИЯ СВЕТА НА ГОЛОГРАФИЧЕСКИХ ФАЗОВЫХ РЕШЕТКАХ В УСЛОВИЯХ ФРЕНЕЛЕВСКОГО ОТРАЖЕНИЯ

Г.В. Кулак, В.Н. Навныко, Т.В. Николаенко

Мозырский государственный педагогический университет имени И.П. Шамякина

ANISOTROPIC BRAGG DIFFRACTION OF LIGHT ON HOLOGRAPHIC PHASE GRATINGS UNDER FRESNEL REFLECTION CONDITIONS

G.V. Kulak, V.N. Naunya, T.V. Nikolaenko

Mozyr State Pedagogical University named after I.P. Shamyakin

Аннотация. Теоретически исследованы энергетические коэффициенты отражения и пропускания дифрагированных волн нулевого и первого порядка при анизотропной брэгговской дифракции на голографических фазовых решетках в кубических нецентросимметричных кристаллах в условиях френелевского отражения. Установлено, что при значительных величинах амплитуды возмущения показателя преломления среды имеет место глубокая амплитудная модуляция света в прошедших и отраженных дифракционных порядках. Показано, что значительные периодические изменения коэффициентов пропускания дифрагированных волн нулевого и первого порядка при изменении азимута поляризации падающего света определяются существенным различием френелевских коэффициентов отражения на границах слоя для *s*- и *p*-составляющих падающего света.

Ключевые слова: голографическая решетка, анизотропная брэгговская дифракция, коэффициенты отражения и пропускания, модуляция света, азимут поляризации.

Для цитирования: Кулак, Г.В. Анизотропная брэгговская дифракция света на голографических фазовых решетках в условиях френелевского отражения / Г.В. Кулак, В.Н. Навныко, Т.В. Николаенко // Проблемы физики, математики и техники. – 2022. – № 2 (51). – С. 38–43. – DOI: https://doi.org/10.54341/20778708_2022_2_51_38 – EDN: RIXPHL

Abstract. The energy coefficients of reflection and transmission of zero- and first-order diffracted waves with anisotropic Bragg diffraction by holographic phase gratings in cubic non-centrosymmetric crystals under Fresnel reflection conditions are theoretically investigated. It is established that at significant values of the amplitude of the perturbation of the refractive index of the medium, there is a high amplitude modulation of light in the transmitted and reflected diffraction orders. It is shown, that significant periodic changes in the transmission coefficients of diffracted waves of the zero and first orders with a change in the azimuth of polarization of incident light are determined by a significant difference in the Fresnel reflection coefficients at the layer boundaries for the *s*- and *p*-components of incident light.

Keywords: holographic grating, anisotropic Bragg diffraction, reflection and transmission coefficients, light modulation, polarization azimuth.

For citation: Kulak, G.V. Anisotropic bragg diffraction of light on holographic phase gratings under fresnel reflection conditions / G.V. Kulak, V.N. Naunya, T.V. Nikolaenko // Problems of Physics, Mathematics and Technics. – 2022. – № 2 (51). – P. 38–43. – DOI: https://doi.org/10.54341/20778708_2022_2_51_38 (in Russian). – EDN: RIXPHL

Введение

Высокое значение величины фотоиндуцированного изменения показателя преломления материала среды, регистрирующей голографическую фазовую решетку (ГР) в оптически изотропной среде ($\Delta n = 5 \cdot 10^{-3}$), отмечено в работах [1], [2]. Показано, что в регистрирующей среде «реоксан» возможна запись высокоэффективных пропускающих и отражательных фазовых голограмм при геометрической толщине слоя материала $\sim 0,15\text{--}3$ мм. Кроме рассматриваемой среды для записи ГР, широкое применение находят различные регистрирующие ГР среды (фотополимеризующие акрилатные композиции, фотохромные среды органического и неорганического

типа, фоторефрактивные полимеры и др.), в которых амплитуда модуляции показателя преломления достигает величин $\Delta n \sim 10^{-2}\text{--}10^{-1}$ [3]. В работе [4] приведены компоненты тензора возмущений диэлектрической проницаемости кубического фоторефрактивного кристалла, выраженные через компоненты тензора электрооптических постоянных, фотоупругих постоянных, пьезоэлектрических постоянных, модулей упругости для различных перспективных срезов кристаллов. При этом открывается возможность анизотропной брэгговской дифракции света на ГР в фоторефрактивных кубических кристаллах для различных геометрических соотношений для волновых векторов дифрагированных волн и

волнового вектора ГР. Для реализации анизотропной дифракции одним из перспективных кристаллов является кристалл арсенида галлия, прозрачный в инфракрасной области спектра. Отмечено [5], [6], что электрооптический эффект в данных кристаллах значительно возрастает вблизи края фундаментального поглощения. В работе [6] показано, что, при малом отступлении от края запрещенной зоны в нецентросимметричных кубических кристаллах, анизотропная часть изменения тензора диэлектрической проницаемости за счет эффекта Поккельса значительно превышает изотропную. При этом эффективный электрооптический коэффициент достигает значений $r_{эф} \sim 10^{-3} - 10^{-2}$ см / В [7]. В таком случае для напряженности поля пространственного заряда ГР $E_{sc} \sim 10^3 - 10^4$ В / см достигается изменение показателя преломления ГР $\Delta n \sim 10^{-3} - 10^{-2}$. Следует отметить, что в условиях считывания ГР для больших значений Δn следует учитывать френелевское отражение световых волн от границ модулированной среды [8].

В настоящей работе теоретически исследованы особенности анизотропной брэгговской дифракции световых волн на голографических фазовых решетках в кубических нецентросимметричных фоторефрактивных кристаллах в условиях френелевского отражения. В качестве модельного использован кристалл арсенида галлия (*GaAs*).

1 Теоретические результаты

Положим, что плоскопараллельный слой толщиной h с показателем преломления n_2 расположен между однородными прозрачными средами с показателями преломления n_1 и n_3 . Начало системы координат XYZ расположено на входной границе слоя $x = 0$, а ось Y перпендикулярна плоскости падения (рисунок 1.1).

При брэгговской дифракции света в слое на его толщину (h) накладывается условие: $h \geq n_2 \Lambda^2 / \lambda_0$ [9], где λ_0 – длина световой волны в вакууме, Λ – пространственный период ГР.

Решетка показателя преломления, создаваемая ГР вдоль оси X имеет вид:

$$n_2(x) = n_2 + (\Delta n / 2n_2) e^{iKx},$$

где $K = 2\pi / \Lambda$ – волновое число ГР, $\Delta n = \Delta \epsilon_{23} / 2n_2$ ($\Delta \epsilon_{23}$ – компонента тензора возмущения диэлектрической проницаемости кристалла ГР [6], [9]).

Предположим, что плоская световая волна с частотой $\omega \gg \Omega$ и волновым вектором

$$\vec{k}_1 = \vec{e}_x k_{1x} + \vec{e}_y k_{1y},$$

$\vec{e}_x \parallel OX$, $\vec{e}_y \parallel OY$ – единичные векторы,

$$k_{1x} = kn_1 \cos \varphi_1, \quad k_{1z} = kn_1 \sin \varphi_1,$$

($k = \omega / c$, $n_1 = \sqrt{\epsilon_1}$) имеет линейную поляризацию

с азимутом поляризации $\psi_0 = \arctg(A_{\perp} / A_{\parallel})$ (A_{\perp} и A_{\parallel} – соответственно амплитуды s - и p -составляющих падающего света) по отношению к плоскости дифракции XZ и падает на грань $x = 0$ под углом φ_1 к её нормали. Угол преломления $\varphi_2 = \arcsin(\sqrt{\epsilon_1 / \epsilon_2} \sin \varphi_1)$ и равен углу Брэгга, то есть $\varphi_2 = \varphi_B = \arcsin(K / 2k_2)$, где $k_2 = kn_2$ ($n_2 = \sqrt{\epsilon_2}$). Волновое уравнение, описывающее поведение световой волны в слое приведено в [10].

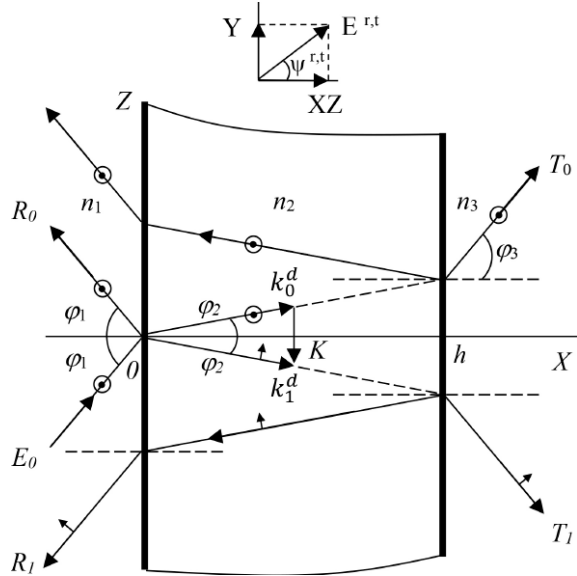


Рисунок 1.1 – Схема считывания ГР в анизотропном плоскопараллельном слое (XZ – плоскость дифракции, R_0, R_1 – коэффициенты отражения дифрагированных волн, T_0, T_1 – коэффициенты пропускания дифрагированных волн, φ_1 (φ_2) – угол падения (преломления) на границе $z = 0$, φ_3 – угол преломления на границе $z = h$)

Решение волнового уравнения для дифрагированного поля электромагнитной волны в слое можно записать в виде [11]:

$$E = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} A_m(x) \exp[i(k_{mz}z - \omega_m t + \pi m / 2)], \quad (1.1)$$

где

$$k_{mz} = k_{0z} + mK, \quad \omega_m = \omega + m\Omega.$$

При $k_{0z} \approx K / 2$ из совокупности (1.1) связанных дифрагированных волн выделяются две наиболее существенные, соответствующие брэгговскому режиму дифракции с дифракционными порядками $m = 0$ и $m = -1$ [11]. Брэгговский режим дифракции теоретически возможен при значении параметра Клейна – Кука $Q \geq 1$ ($Q = \lambda_0 h / n_2 \Lambda^2$), где λ_0 – длина световой волны в вакууме [9]. С учетом этого система уравнений связанных волн имеет вид:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 A_0}{dx^2} + k_{0x}^2 A_0 - ik_2^2 \eta A_{-1} &= 0, \\ \frac{d^2 A_{-1}}{dx^2} + k_{-1x}^2 A_{-1} + ik_2^2 \eta A_0 &= 0. \end{aligned} \quad (1.2)$$

Здесь $k_{0x} = (k_2^2 - k_{0z}^2)^{1/2}$, $k_{-1x} = (k_2^2 - k_{-1z}^2)^{1/2}$, $k_{0z} = k_2 \sin \varphi_2$, $k_{-1z} \approx k_2 \sin \varphi_2$; $\eta = -\Delta n / (n_2 \cos \varphi_2)$, где изменения показателя преломления оптически изотропного кристалла составляет $\Delta n = -n_2^3 r_{\varphi\phi} E_{sc} / 2$, $r_{\varphi\phi}$ – эффективная электрооптическая постоянная, ответственная за анизотропную дифракцию света в слое с поворотом плоскости поляризации дифрагированной волны [7], [9]. При этом, вследствие анизотропии электрооптического эффекта, когда падающая и дифрагированная световая волна имеет s – поляризацию, дифрагированная становится p – поляризованной (и наоборот).

Постоянные распространения дифрагированных волн в слое находим из решения характеристического (дисперсионного) уравнения системы уравнений (1.2). Решение дисперсионного уравнения представимо в виде [10]:

$$k_x^\pm = k_2 \sqrt{(1 - n_1^2 / n_2^2 \sin^2 \varphi_1) \pm \eta}.$$

Сшивая напряженности электрического и магнитного полей в слое [10], [11], а также в областях $x < 0$ и $x > h$, находим коэффициенты отражения и пропускания (относительные интенсивности) дифрагированных волн на границах слоя. Решение системы восьми алгебраических уравнений можно найти в замкнутой форме.

При анизотропной дифракции s -поляризованной падающей волны в p -поляризованную на ГР с учетом наведенной электрооптической анизотропии амплитудные коэффициенты отражения ($r_{0,1}^s$) и пропускания ($t_{0,1}^s$) дифрагированных волн имеют вид:

$$t_{0,1}^s = -(n_1 \cos \varphi_1 n_2 \cos \varphi_2) \times \frac{\left[(e^{-ik_a} + e^{-ik_b}) + r_{12} r_{23} (e^{ik_a} + e^{ik_b}) \right] e^{-ik_3 h}}{(r_{12} r_{23} e^{ik_a} + e^{-ik_a})(e^{-ik_b} + r_{12} r_{23} e^{ik_b})}, \quad (1.3)$$

$$r_0^s = \frac{-(e^{-ik_b} + r_{12} r_{23} e^{ik_b})}{(e^{-ik_b} + r_{12} r_{23} e^{ik_b})},$$

$$t_1^s = 2(n_1 \cos \varphi_1 n_2 \cos \varphi_2) \times \frac{\left[(e^{-ik_a} + e^{-ik_b}) + r_{12} r_{23} (e^{ik_a} - e^{ik_b}) \right] e^{-ik_3 h}}{(r_{12} r_{23} e^{ik_a} + e^{-ik_a})(e^{-ik_b} + r_{12} r_{23} e^{ik_b})},$$

$$r_1^s = \frac{4i(n_1 \cos \varphi_1 n_2 \cos \varphi_2)}{(n_1 \cos \varphi_1 + n_2 \cos \varphi_2)} \times$$

$$\times \frac{(n_2 \cos \varphi_2 - n_3 \cos \varphi_3) \sin(k_a - k_b)}{(r_{12} r_{23} e^{ik_a} + e^{-ik_a})(e^{-ik_b} + r_{12} r_{23} e^{ik_b})},$$

где

$$r_{12} = \frac{n_1 \cos \varphi_1 - n_2 \cos \varphi_2}{n_1 \cos \varphi_1 + n_2 \cos \varphi_2},$$

$$r_{23} = \frac{n_2 \cos \varphi_2 - n_3 \cos \varphi_3}{n_2 \cos \varphi_2 + n_3 \cos \varphi_3};$$

$$k_3 = kn_3 \cos \varphi_3; \quad n_3 = \sqrt{\varepsilon_3};$$

$$k_{a,b} = k_2 h \sqrt{(1 \mp \eta) - n_1^2 / n_2^2 \sin^2 \varphi_1}.$$

В случае анизотропной дифракции p -поляризованной падающей волны в s -поляризованную на ГР в выражениях для амплитудных коэффициентов отражения (1.3), (1.4) следует выполнить замены: $s \rightarrow p$, $n_{1,2,3} \cos \varphi_{1,2,3} \rightarrow 1 / (n_{1,2,3} \cos \varphi_{1,2,3})$ [8].

2 Численные расчеты

Численные расчеты проводились для энергетических коэффициентов пропускания ($T_0^{s,p}, T_1^{s,p}$) и отражения ($R_0^{s,p}, R_1^{s,p}$), которые находятся из соотношений [12]:

$$R_{0,1}^{s,p} = |r_{0,1}^{s,p}|^2, \quad T_{0,1}^{s,p} = \frac{n_3 \cos \varphi_3}{n_1 \cos \varphi_1} |t_{0,1}^{s,p}|^2. \quad (2.1)$$

При отсутствии ГР ($\Delta n = 0$) выражения (2.1) для коэффициентов пропускания $T_0^{s,p}$ и отражения $R_0^{s,p}$ приводят к известным формулам Эйри [12], а дифрагированные волны первого порядка отсутствуют ($T_1^{s,p} = R_1^{s,p} = 0$). Для согласованного слоя ($n_1 = n_2 = n_3$) получаем, что $R_0^{s,p} = R_1^{s,p} = 0$, $T_0^s = T_0^p = \cos^2(kn_2 \eta / 2)$, $T_1^s = T_1^p = \sin^2(kn_2 \eta / 2)$ [9], [11].

В случае дифракции на ГР падающей световой волны с азимутом поляризации ψ_0 , на выходе слоя ($x = h$) происходит поворот плоскости поляризации дифрагированной волны нулевого и первого порядков на углы [12]:

$$\psi_{0,1}^r = \arctg(|r_{0,1}^s / r_{0,1}^p| \operatorname{tg} \psi_0),$$

$$\psi_{0,1}^t = \arctg(|t_{0,1}^s / t_{0,1}^p| \operatorname{tg} \psi_0).$$

Коэффициенты отражения ($R_{0,1}$) и пропускания ($T_{0,1}$) дифрагированных волн при произвольном азимуте поляризации ψ_0 находим из соотношений:

$$R_{0,1} = R_{0,1}^p \cos^2 \psi_{0,1}^r + R_{0,1}^s \sin^2 \psi_{0,1}^r,$$

$$T_{0,1} = T_{0,1}^p \cos^2 \psi_{0,1}^t + T_{0,1}^s \sin^2 \psi_{0,1}^t.$$

Следует отметить, что поворот плоскости поляризации дифрагированного света обусловлен лишь френелевским отражением от границ слоя для несогласованной структуры ($n_1 \neq n_2 \neq n_3$).

Численные расчеты проводились для плоскопараллельного слоя из кристалла *GaAs* в случае анизотропной дифракции линейно поляризованного излучения с длиной волны $\lambda_0 = 1,15$ мкм и периодом ГР $\Lambda = 20$ мкм (рисунок 1.1). Предполагалось, что слой материала ($n_2 = 3,18$), в котором зарегистрирована ГР, граничит с воздухом ($n_1 = n_3 = 1$).

На рисунке 2.1 представлена зависимость коэффициентов пропускания (T_0, T_1) и отражения (R_0, R_1), занятого ГР слоя, от фотоиндуцированного изменения показателя преломления Δn при различных толщинах слоя h .

Из рисунка 2.1 следует, что коэффициенты пропускания дифрагированных волн нулевого порядка достигают значительных величин даже при малых Δn . При $\Delta n \approx 0,53 \cdot 10^{-3}$ величина $T_0 \approx 0,38$ независимо от толщины слоя h . Коэффициент пропускания дифрагированной волны первого порядка принимает отличное от нуля значение при $\Delta n = 0$ и толщине слоя $h = 2,5$ мм. Отметим, что для согласованной ГР структуры ($n_1 = n_2 = n_3$) данный эффект не реализуется. Лишь при $h = 2,5$ мм и $\Delta n \approx 1,2 \cdot 10^{-3}$ коэффициент пропускания достигает максимального значения $T_1 = 1$. Данные особенности анизотропной брэгговской дифракции в слое обусловлены наличием как прошедших дифрагированных на ГР волн, так и отраженных дифракционных порядков.

Значительные величины коэффициента отражения R_0 дифрагированная волна нулевого порядка принимает при малых значениях изменения показателя преломления слоя Δn . Величина коэффициента отражения дифрагированной

волны первого порядка R_1 на порядок меньше, чем отраженной дифрагированной волны нулевого порядка R_0 . При этом для любых толщинах слоя h и изменении Δn коэффициенты отражения R_1 принимают одинаковые максимальные значения.

На рисунке 2.2 представлены зависимости энергетических коэффициентов пропускания и отражения дифрагированных волн нулевого и первого порядка от азимута поляризации падающего света ψ_0 . Для большей наглядности диапазон изменения ψ_0 ограничен интервалом от 0 до 45° . При изменении ψ_0 в интервале от 45° до 90° характер зависимостей не изменяется, причем амплитуда осцилляций и их период остаются неизменными.

Особенности коэффициентов пропускания (T_0, T_1) дифрагированных волн обусловлены различием коэффициентов пропускания ($T_{0s,p}, T_{1s,p}$) для s - и p -поляризованного света, падающего на модулированный ГР слой. При этом наибольшие осцилляции испытывает коэффициент пропускания дифрагированной волны первого порядка; для $h = 2$ мм коэффициент пропускания изменяется от $T_1 = 0,06$ до $T_1 = 0,41$. Наименьшие осцилляции испытывает коэффициент пропускания

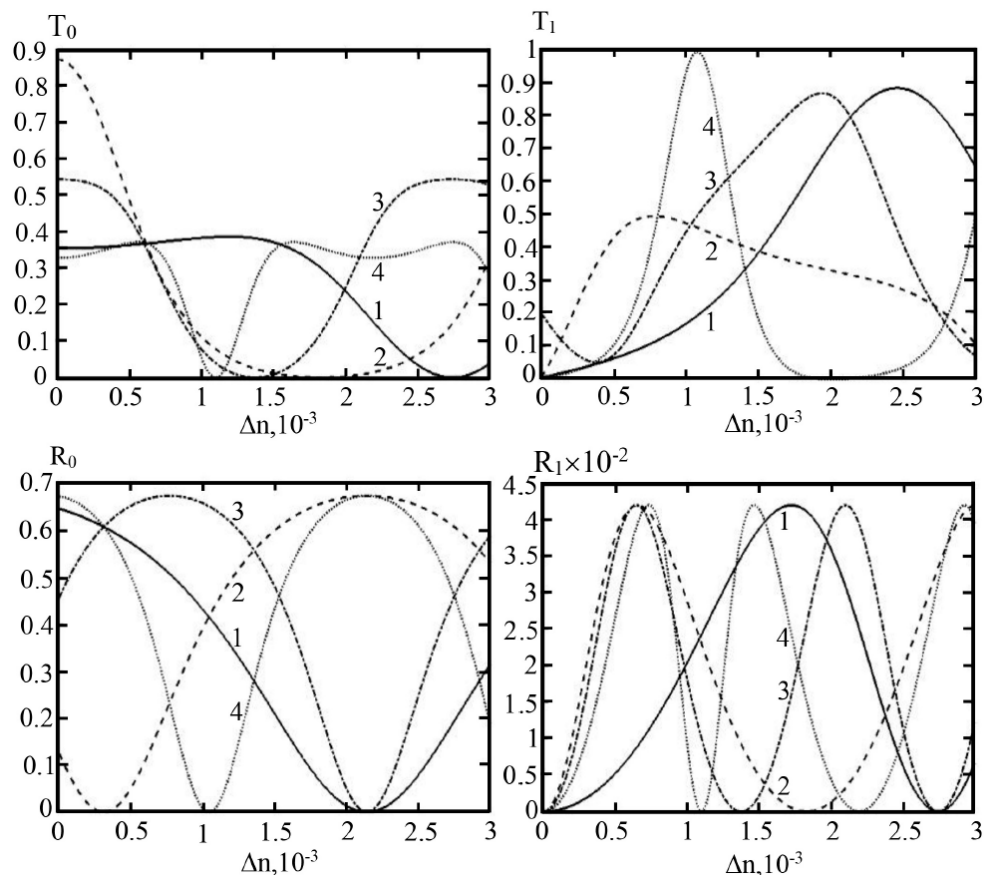


Рисунок 2.1 – Зависимости коэффициентов пропускания (T_0, T_1) и отражения (R_0, R_1) дифрагированной на ГР световой волны в плоскопараллельном слое от фотоиндуцированного изменения показателя преломления Δn при различных толщинах h : 1 мм (1); 1,5 мм (2); 2 мм (3); 2,5 мм (4) (кристалл $GaAs$, $n_2 = 3,18$, $n_1 = n_3 = 1$, $\lambda_0 = 1,15$ мкм, $\varphi_1 = 2^\circ$, $\psi_0 = 90^\circ$)

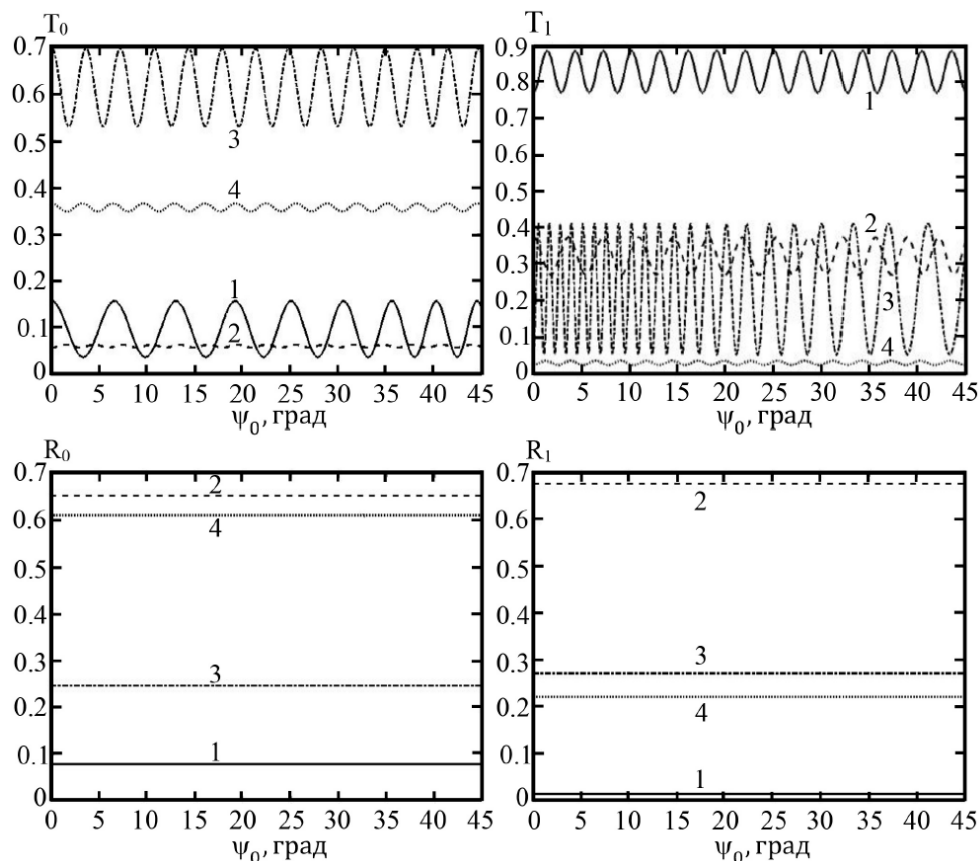


Рисунок 2.2 – Зависимости коэффициентов пропускания (T_0 , T_1) и отражения (R_0 , R_1) дифрагированной на ГР световой волны в плоскопараллельном слое от азимута поляризации падающего света ψ_0 при различных толщинах слоя h : 1 мм (1); 1,5 мм (2); 2 мм (3); 2,5 мм (4) ($GaAs$, $n_2 = 3,18$, $n_1 = n_3 = 1$, $\lambda_0 = 1,15$ мкм, $\varphi_1 = 2^\circ$, $\Delta n = 2,5 \cdot 10^{-3}$)

T_0 при $h = 1,5$ мм. Осцилляции коэффициентов отражения дифрагированных волн (R_0 , R_1) при изменении азимута поляризации ψ_0 отсутствуют. Данный эффект можно рассматривать как поляризационно независимую модуляцию света в области ГР с периодически изменяющимся показателем преломления света. Рассмотренные закономерности объясняются нелинейным характером зависимостей коэффициентов отражения и пропускания дифрагированного света от толщины слоя, амплитуды модуляции показателя ГР для s - и p -поляризованных составляющих падающей волны.

Заключение

Таким образом, в работе исследованы особенности анизотропной дифракции света на ГР, размещенной в слое с показателем преломления, отличным от показателя преломления покрытия и подложки. Показано, что для больших значений изменения показателя преломления ГР в условиях их считывания необходимо учитывать значительные отличия френелевских коэффициентов отражения дифрагированных волн на границах плоскопараллельного слоя. Рассмотренные

особенности дифракции на фазовых решетках могут проявляться не только в условиях эффекта Франца – Келдыша, вблизи края фундаментального поглощения нецентросимметричного кубического кристалла, но и при создании устройств оптоэлектроники на основе аномального электрооптического эффекта в окрестности фазового перехода второго рода [7].

ЛИТЕРАТУРА

1. *Использование фенантренина для формирования фазовых трехмерных голограмм в среде реоксана* / Н.С. Шелехов, О.В. Бандюк, А.П. Попов, А.О. Ребезов // Сб. научных трудов. Оптическая голография с записью в трехмерных средах; под ред. Ю.Н. Денисюка. – Ленинград: Наука, 1986. – С. 74–82.
2. *Длинноволновая граница спектральной чувствительности полимеров реоксана* / А.Н. Попов, А.Ф. Кавтрев, А.В. Вениаминов, Г.И. Лашков // Сб. научных трудов. Оптическая голография с записью в трехмерных средах; под ред. Ю.Н. Денисюка. – Ленинград: Наука, 1986. – С. 82–91.

3. Барачевский, В.А. Современное состояние разработки светочувствительных сред (обзор) / В.А. Барачевский // *Опт. и спектр.* – 2018. – Т. 124, № 3. – С. 371–399.
4. Шандаров, С.М. Изменение тензора диэлектрической проницаемости в кубических фоторефрактивных кристаллах под действием электрического поля голографической решетки / С.М. Шандаров, В.В. Шепелевич, Н.Д. Хатьков // *Опт. и спектр.* – 1989. – Т. 67, № 4. – С. 819–822.
5. Багаев, В.С. Об электрооптическом эффекте в GaAs / В.С. Багаев, Ю.Н. Берозашвили, Л.В. Келдыш // *Письма в ЖЭТФ.* – 1966. – Т. 4, В. 9. – С. 364–368.
6. Аронов, А.Г. Анизотропные электрооптические эффекты в полупроводниках / А.Г. Аронов, Г.Е. Пикус // *Физика твердого тела.* – 1968. – Т. 10, В. 3. – С. 825–832.
7. Малиновский, В.К. Фотоиндуцированные явления в силленитах / В.К. Малиновский, О.А. Гудаев, В.А. Гусев, С.И. Деменко. – Москва: Наука, 1990. – 159 с.
8. Кулак, Г.В. Поляризационные особенности дифракции света на голографических фазовых решетках в среде «реоксан» / Г.В. Кулак, В.Н. Навныко, Т.В. Николаенко // *Проблемы физики, математики и техники.* – 2021. – № 3 (48). – С. 14–18.
9. Петров, М.П. Фоточувствительные электрооптические среды в голографии и оптической обработке информации / М.П. Петров, С.И. Степанов, А.В. Хоменко. – Ленинград: Наука, 1983. – 270 с.
10. Кулак, Г.В. Дифракция света на ультразвуке в условиях френелевского отражения / Г.В. Кулак // *Опт. и спектр.* – 1994. – Т. 76, № 6. – С. 1027–1029.
11. Kong, J.A. Second-order coupled-mode equations for spatially periodic media / J.A. Kong // *J. Opt. Soc. Am.* – 1977. – Vol. 67, № 6. – P. 825–829.
12. Борн, М. Основы оптики / М. Борн, Э. Вольф. – Москва: Наука, 1973. – 721 с.

Поступила в редакцию 17.02.2022.

Информация об авторах

Кулак Геннадий Владимирович – д.ф.-м.н., профессор
Навныко Валерий Николаевич – к.ф.-м.н., доцент
Николаенко Татьяна Викторовна – к.ф.-м.н., доцент