

М.А. Аманова¹, В.Н. Навныко¹,
А.В. Макаревич¹, В.В. Шепелевич¹, В.В. Юдицкий²
УО «Мозырский государственный педагогический
университет имени И.П. Шамякина», Мозырь, Беларусь
УО «Белорусский государственный университет
информатики и радиоэлектроники», Минск, Беларусь

ОСОБЕННОСТИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СВЕТОВЫХ ВОЛН НА СМЕШАННОЙ ОТРАЖАТЕЛЬНОЙ ГОЛОГРАММЕ В КРИСТАЛЛЕ $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ СРЕЗА (001)

Введение

Особенности дифракции световых волн на смешанных (фазово-амплитудных) голограммах в изотропных средах анализировались в [1-3]. В этих работах получены аналитические выражения для нахождения комплексных амплитуд дифрагирующих на голограмме опорной и предметной световых волн. В работе [4] представлено обобщение полученных в [1] результатов для случая анизотропной среды и рассмотрены особенности дифракции на смешанной голограмме в фоторефрактивном кристалле.

В работах [5, 6] дифракция световых волн на пропускающих голограммах в фоторефрактивных кристаллах класса симметрии 23 исследована с учетом оптической активности, обратного пьезоэлектрического эффекта и фотоупругости кристалла. В [5] показано, что для теоретического объяснения экспериментально установленной зависимости дифракционной эффективности пропускающей голограммы, сформированной в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ (ВТО), от ориентационного угла необходимо предположение о фазово-амплитудной структуре голограммы. В работе [6] предложена теоретическая модель для описания восстановления световой волны на смешанной пропускающей голограмме, сформированной в фоторефрактивном кристалле класса симметрии 23 среза $(\bar{1}\bar{1}0)$.

Целью настоящей работы является анализ закономерностей энергетического обмена между опорной и предметной световыми волнами при их встречном взаимодействии на смешанной отражательной голограмме в оптически активном фоторефрактивном пьезокристалле класса симметрии 23. В статье проанализирован вклад амплитудной отражательной голографической решетки в усиление предметной

волны при двухволновом взаимодействии на смешанной отражательной голограмме и поляризационное условие достижения наибольшей интенсивности предметной волны.

1. Геометрическая модель

Рассмотрим одновременную дифракцию двух монохроматических линейно поляризованных световых волнопорной и предметной – на смешанной отражательной голограмме, сформированной в фоторефрактивном кристалле ВТО среза (001), в геометрических условиях, иллюстрированных на рисунке 1.

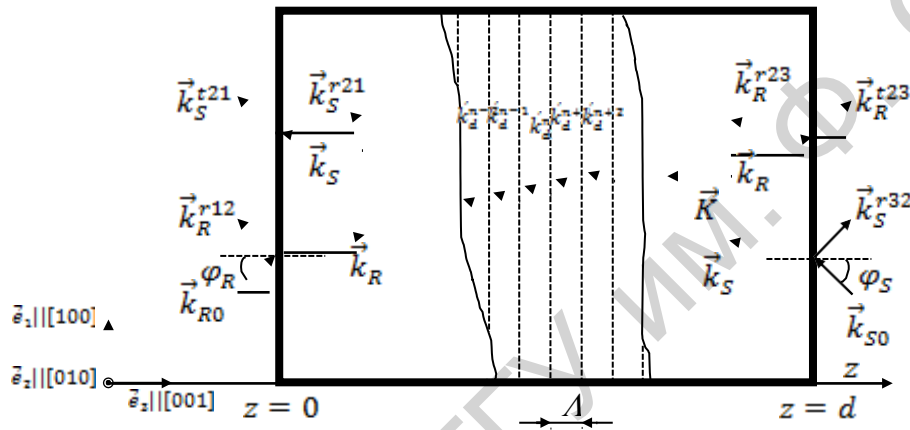


Рисунок 1 – Взаимодействие световых волн на отражательной голограмме в кристалле ВТО

На рисунке 1 связанная с голографическим столом рабочая система координат задана единичными векторами ($\vec{e}_1, \vec{e}_2, \vec{e}_3$), которые в кристаллографической системе координат ориентированы следующим образом: $\vec{e}_1 || [100], \vec{e}_2 || [010], \vec{e}_3 || [00\bar{1}]$. Волновые векторы \vec{k}_{R0} и \vec{k}_{S0} задают направления падения опорной и предметной волн на кристалл. Единичные векторы $\vec{e}_{R0} = [\vec{e}_2, \vec{n}_{R0}]$, $\vec{e}_{S0} = -[\vec{e}_2, \vec{n}_{S0}]$ используются для определения азимута поляризации опорной и предметной волн. Единичные векторы \vec{n}_{R0} и \vec{n}_{S0} определяют направление волновых нормалей опорной и предметной волн соответственно. Символами \vec{R}_0 и \vec{S}_0 обозначены векторные амплитуды линейно поляризованных опорной и предметной волн. Входные азимуты поляризации Ψ_{R0}, Ψ_{S0} являются мерой углового расстояния между парами векторов $(\vec{e}_{R0}, \vec{R}_0)$ и $(\vec{e}_{S0}, \vec{S}_0)$ соответственно. Векторы $\vec{R}_0, \vec{S}_0, \vec{e}_{R0}, \vec{e}_{S0}, \vec{n}_{R0}, \vec{n}_{S0}$ на рисунке 1 не показаны.

Примем следующие обозначения для волн, дополнительно взаимодействующих с одной из граней кристалла: индексы t и r поставим

в соответствии преломленной и отраженной волнам; цифрами обозначим порядковые номера сред, с которыми взаимодействует волна. Допустим, что эти среды локализованы в следующих областях пространства: среда 1 – при $z < 0$; среда 2 – в интервале $0 < z < d$; среда 3 – при $z > d$. Таким образом, волновые векторы \vec{k}_R^{r12} , \vec{k}_S^{r32} соответствуют световым волнам, формирующимся при френелевском отражении от граней кристалла. Волновые векторы \vec{k}_R и \vec{k}_S ($\vec{k}_R = \vec{k}_R^{t12}$, $\vec{k}_S = \vec{k}_S^{t32}$) сопоставляются прошедшим волнам, которые дифрагируют на отражательной голографической решетке, характеризуемой волновым вектором \vec{K} и пространственным периодом Λ . Вертикальные штриховые линии на рисунке 1 иллюстрируют расположение в кристалле слоев отражательной голографической решетки. Волновые векторы $\dots, \vec{k}_d^{n-2}, \vec{k}_d^{n-1}, \vec{k}_d^n, \vec{k}_d^{n+1}, \vec{k}_d^{n+2}, \dots$ соответствуют парциальным волнам, возникающим при дифракции опорной волны на голограмме. Волновые векторы \vec{k}_R^{t23} , \vec{k}_R^{r23} и \vec{k}_S^{t21} , \vec{k}_S^{r21} сопоставлены преломленным и отраженным волнам, возникающим при падении волн с волновыми векторами \vec{k}_R и \vec{k}_S на грани кристалла. Параметрами φ_R и φ_S определяются углы между нормальными к граням кристалла и волновыми векторами \vec{k}_{R0} и \vec{k}_{S0} .

Для проведения теоретических расчетов использовались система уравнений связанных волн [5, 6] и параметры кристалла ВТО, приведенные в [7]. Напряженность электрического поля разделенных зарядов в фоторефрактивном кристалле принималась равной 0,6 кВ/см. Углы φ_{R0} и φ_{S0} выбраны равными 5° . Отношение интенсивностей предметной и опорной волн на входе в кристалл предполагалось равным 1/10. При расчетах использовались световые волны с длиной волны, равной 633 нм. При численном решении системы уравнений связанных волн учтены френелевские потери, обусловленные взаимодействием волн с гранями кристалла.

При описании энергетического обмена между опорной и предметной волнами при их одновременной дифракции на отражательной голографической решетке использовался параметр относительной интенсивности предметной волны: $\gamma = I_S^{Gr}/I_S$, где I_S – интенсивность предметной волны с волновым вектором \vec{k}_S^{t21} , прошедшей через невозмущенный кристалл (в кристалле отсутствует голографическая

решетка); I_S^{Gr} – интенсивность предметной волны с волновым вектором \vec{k}_S^{t21} , прошедшей через кристалл, в котором записана голограмма.

3. Обсуждение результатов

На рисунке 2 кривые 1, 2 и 3, 4 представляют соответственно огибающие, проходящие через максимумы γ^{\max} и минимумы γ^{\min} графиков, иллюстрирующих зависимости относительной интенсивности предметной волны γ от толщины кристалла d .

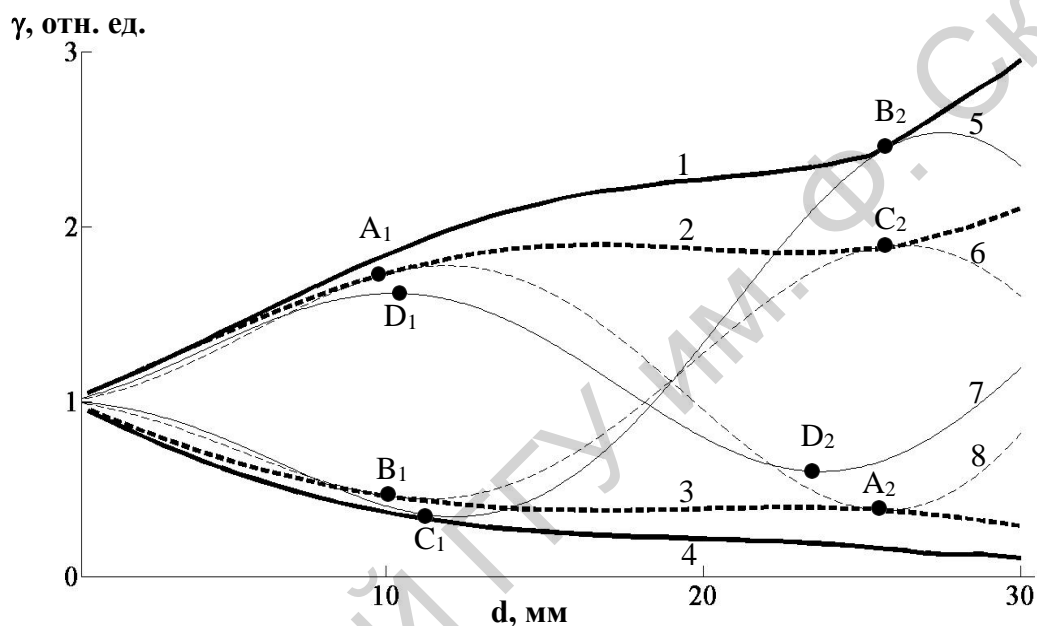


Рисунок 2 – Зависимости относительной интенсивности предметной волны γ от толщины кристалла d , рассчитанные для фазовой (штриховые линии) и фазово-амплитудной (сплошные линии) отражательных голограмм: 1, 2 – огибающие, проведенные через точки, соответствующие γ^{\max} ; 3, 4 – огибающие, проведенные через точки, соответствующие γ^{\min} ; 5, 6 – $\Psi_{R0} = 9^\circ$; 7, 8 – $\Psi_{R0} = 100^\circ$

Параметры γ^{\max} и γ^{\min} при каждом значении толщины в интервале $0 < d \leq 30$ мм определялись как наибольшие и наименьшие значения γ , полученные при численном решении уравнений связанных волн с использованием различных комбинаций азимутов Ψ_{R0} и Ψ_{S0} . Кривые 5–8 отображают зависимости относительной интенсивности γ предметной волны от толщины кристалла d , рассчитанные при фиксированных значениях Ψ_{R0} и Ψ_{S0} : кривые 5 и 6 – при $\Psi_{R0} = 9^\circ$, кривые 7 и 8 – при $\Psi_{R0} = 100^\circ$. При расчетах кривых 5–8 использовалось следующее поляризационное условие: входные азимуты поляризации Ψ_{R0} и Ψ_{S0} выбирались таким образом, чтобы при любом z выполнялось условие одинаковой поляризации вещественных векторов \vec{K} . \vec{S}

Как видно при сравнении кривых 1 и 2, при любых значениях толщины d максимально возможные значения γ , достигаемые при дифракции на фазово-амплитудной голограмме, выше, чем при дифракции на фазовой голограмме. С увеличением толщины d кристалла разность между значениями γ^{\max} , найденными в обеих указанных ситуациях, возрастают. Это можно объяснить тем, что при некоторых комбинациях азимутов Ψ_{R0} и Ψ_{S0} парциальные волны, возникшие в результате дифракции опорной волны на фазовой и амплитудной составляющих голографической решетки, суммируются с когерентной им предметной волной. Немонотонность зависимости параметра γ^{\max} от толщины кристаллического слоя d обусловлена влиянием естественной оптической активности кристалла.

При анализе кривых 5–8 видно, что при соответствующем выборе Ψ_{R0} и соблюдении принятого поляризационного условия для фазовой голограммы можно определить γ^{\max} и γ^{\min} при каждом фиксированном значении толщины d (см., например, точки A_1 , A_2 и C_1 , C_2). Для смешанной голограммы соблюдение этого поляризационного условия не обуславливает аналогичного эффекта. Например, если при $\Psi_{R0} = 9^\circ$ и выполнении поляризационного условия γ^{\max} и γ^{\min} имеют место при дифракции как на фазовой, так и на смешанной голограмме, то при $\Psi_{R0} = 100^\circ$ для фазовой голограммы γ^{\max} и γ^{\min} достигается при некотором значении толщины d (точки B_1 , C_1 и B_2 , C_2), а для смешанной в интервале $0 < d \leq 30$ мм γ^{\max} и γ^{\min} не достигаются (ср., например, точки A_1 , D_1 и A_2 , D_2).

Таким образом, при двухволновом взаимодействии на фазовой отражательной голограмме в интервале $0 < d \leq 30$ мм γ^{\max} и γ^{\min} могут быть достигнуты посредством оптимального выбора входного азимута Ψ_{R0} и соблюдения поляризационного условия, связывающего параметры Ψ_{R0} и Ψ_{S0} . В случае двухволнового взаимодействия на фазово-амплитудной отражательной голограмме в интервале $0 < d \leq 30$ мм существуют такие значения толщины кристалла, при которых при соблюдении поляризационного условия не существует значений входного азимута Ψ_{R0} , обеспечивающих достижение γ^{\max} и γ^{\min} .

Литература

1. Kogelnik, H. Coupled wave theory for thick hologram gratings / H. Kogelnik // Bell Syst. Tech. J. – 1969. – Vol. 48. – No. 9. – P. 2909–2947.

2. Guibelalde, E. Coupled wave analysis for out-of-phase mixed thick hologram gratings / E. Guibelalde // Opt. and Quant. Electron. – 1984. – Vol.16. – P. 173–178.

3. 7. Guibelalde, E. Coupled wave analysis for a reflection dephased mixed hologram grating / E. Guibelalde, M.L. Calvo // Opt. and Quant. Electron. – 1986. – Vol.18. – P. 213–217.

4. Light diffraction at mixed phase and absorption gratings in aniso- tropic media for arbitrary geometries / G. Montemezzani, M. Zgonik // Phys. Rev. E. – Vol. 55. – № 1. – P. 1035–1047.

5. Шепелевич, В.В. Смешанные пропускающие голограммы в фо- торефрактивном кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ / В.В. Шепелевич, А.В. Макаре- вич, С.М. Шандаров // Письма в ЖТФ. – 2014. – Т. 40. – Вып. 22. – С. 83–89.

6. Макаревич, А.В. Выходные характеристики смешанных голо- грамм в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ среза $(\bar{1}\bar{1}0)$. Теория и эксперимент // Смешанные пропускающие голограммы в фоторефрактивном кри- сталле $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ / А.В. Макаревич, В.В. Шепелевич, С.М. Шандаров // ЖТФ. – 2017. – Т. 87. – Вып. 5. – С. 766–771.

7. Zagorskiy, A.E. Energy exchange optimization in (1 1 0)-cut ВТО crystal by choice of interacting waves polarization / A.E. Zagorskiy [et al.]

// Opt. Mat. – 2001. – Vol. 18. – P. 131–133.