

ФИЗИКА

УДК 535. 42

В. В. Шепелевич, Н. Н. Егоров, П. П. Хомутовский, Г. фон Балли, М. Вебер
**ОПТИМИЗАЦИЯ ДВУХВОЛНОВОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
В КУБИЧЕСКИХ ФОТОРЕФРАКТИВНЫХ ПЬЕЗОКРИСТАЛЛАХ**

Фоторефрактивные материалы находят применение в различных областях современной оптики: запись и обработка оптической информации, интерферометрия, корреляционный анализ, оптическая логика, переключение и коррекция лазерных лучков и др. [1-8]. Голографические методы исследования, включающие использование фоторефрактивных сред, позволили достичь значительного прогресса в медицинской диагностике, биологии и экологии [9-11].

Среди различных фоторефрактивных сред наиболее перспективными являются кубические кристаллы $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ (BSO), $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ (BGO) и $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ (BTO). Они совмещают в себе высокую светочувствительность с хорошим оптическим качеством, быстродействием и возможностью многократного использования для записи информации. Такие кристаллы, наряду с электрооптическим эффектом, проявляют пьезоэлектрические и фотоупругие свойства [12], а также оптическую активность, что значительно усложняет теоретическое описание дифракционных процессов [13, 14].

Одной из главных проблем оптики фоторефрактивных кристаллов является поиск путей повышения яркости изображения, усиливаемого при двухволновом взаимодействии в таких средах. Частичному решению этой проблемы путем теоретического анализа возможностей оптимизации энергетических характеристик двухволнового взаимодействия в кубических оптически активных пьезокристаллах посвящается эта работа. С целью упрощения решения поставленной задачи будем рассматривать двухволновое взаимодействие в приближении заданной решетки на примере кристалла BSO.

Аналитическое решение системы уравнений связанных волн для случая кристалла среза [110] позволяет получить выражение относительной интенсивности предметной волны [12]

$$\gamma_S = I_S / I_{S0} = (I_{R0} / I_{S0}) \eta_R + (1 - \eta_S) - 2 \sqrt{I_{R0} / I_{S0}} F, \quad (1)$$

где I_S — интенсивность предметной волны на выходе из кристалла, I_{R0} , I_{S0} — интенсивности опорной и предметной волн на входе в кристалл. Величины η_R и η_S — дифракционные эффективности голографической решетки, считываемой волнами R и S соответственно, F — функция ориентационного угла θ между вектором решетки \vec{K} и кристаллографическим направлением [001], состояния поляризации взаимодействующих волн и толщины кристалла d.

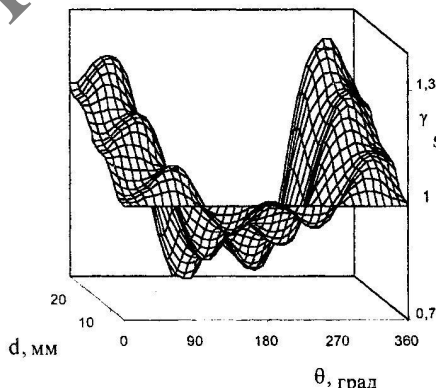


Рис. 1. График зависимости относительной интенсивности γ_S от толщины кристалла и ориентационного угла θ для случая линейно поляризованных в плоскости падения ($\psi_{R0} = \psi_{S0} = \psi_0 = 0$) взаимодействующих волн,

При анализе формулы (1) принимается, что напряженность электрического поля пространственного заряда голографической решетки в кристалле — 0,5 кВ/см, угол Брэгга внутри кри-

сталла — 11° . Другие параметры BSO такие же как в [15]. Отражением световых волн от поверхностей кристалла и их поглощением пренебрегаем.

График зависимости относительной интенсивности γ_s предметной волны от ориентационного угла θ и толщины кристалла d представлен на рис. 1 для случая, когда считывание производится световыми волнами одинаковой интенсивности, линейно поляризованными в плоскости падения (азимуты $\psi_{R0} = \psi_{S0} = \psi_0 = 0$).

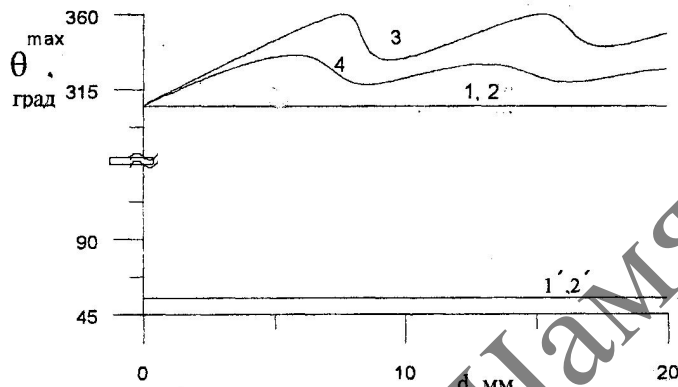


Рис. 2. Зависимость $\theta^{\max}(d)$ для случая $\psi_0 = 0$. 1, 1' — без учета оптической активности и пьезоэлектрического эффекта; 2, 2' — без учета оптической активности, но с учетом пьезоэлектрического эффекта; 3 — с учетом оптической активности, но без учета пьезоэлектрического эффекта; 4 — реальный кристалл BSO.

Для выбора оптимальной толщины кристалла при разработке усилителей яркости изображения рекомендуется исследовать сечения $\theta = \text{const}$ графика $\gamma_s(\theta, d)$ в области “горбов” и выбрать толщину, соответствующую локальному максимуму γ_s . Видно, что с увеличением толщины кристалла наблюдается рост величины относительной интенсивности, причем этот рост не является монотонным: резкое увеличение периодически сменяется областями медленного убывания γ_s . Следовательно, для снижения стоимости приборов, создаваемых на базе таких кристаллов, и уменьшения шумов необходимо выбрать толщину кристалла, соответствующую наибольшему значению величины относительной интенсивности γ_s в данном диапазоне толщин.

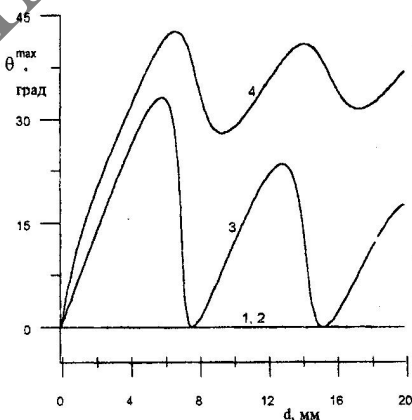


Рис. 3. Зависимость $\theta^{\max}(d)$ при $\psi_0 = 90^\circ$

Для выбора оптимальной ориентации вектора решетки при фиксированной толщине кристалла можно исследовать сечения поверхности $\gamma_s(\theta, d)$ (рис. 1) плоскостями $d = \text{const}$. Значения ориентационных углов θ , при которых достигается максимум относительной интенсивности γ_s , в об-



случае зависят от толщины кристалла d (рис. 2). Однако при условии отсутствия оптической активности зависимость $\theta^{\max}(d)$ вырождается в две прямые линии $\theta^{\max} \approx 305,5^\circ$ и $\theta^{\max} \approx 54,5^\circ$ как без учета пьезоэлектрического эффекта (линии 1, 1'), так и при его учете (линии 2, 2'), симметричные относительно линии $\theta^{\max} = 180^\circ$. Наличие оптической активности нарушает симметрию графиков $\theta^{\max}(d)$ относительно этой линии. В присутствии оптической активности без учета пьезоэлектрического эффекта θ^{\max} возрастает до 360° (кривая 3), после этого начинает убывать и достигает минимума при $d \approx 9,4$ мм. Затем кривая 3 опять возрастает и т. д. При этом убывание θ^{\max} в процессе осцилляций происходит быстрее, чем рост. Следует также отметить, что значения локальных минимумов кривой 3 с ростом толщины d постепенно увеличиваются. В реальном кристалле BSO (с учетом как оптической активности, так и пьезоэлектрического эффекта) зависимость $\theta^{\max}(d)$ (кривая 4) осциллирует вблизи значения $\theta^{\max} \approx 325^\circ$, и все экстремумы сдвигаются влево относительно кривой 3.

На рис. 3 представлена зависимость $\theta^{\max}(d)$ для случая, когда $\psi_0 = 90^\circ$, причем нумерация кривых соответствует подписи к рис. 2. Необходимо отметить, что линии 1', 2', симметричные линиям 1 и 2 относительно линии $\theta^{\max} = 180^\circ$, на рис. 3 не представлены. Видно, что в присутствии оптической активности, но без учета пьезоэффекта θ^{\max} осциллирует с ростом толщины (линия 3). Минимальные значения θ^{\max} при этом равны нулю и достигаются при толщинах $d \approx 7,6$ мм, $d \approx 15,2$ мм и т. д. Максимумы кривой 3 достигаются при $d \approx 5,8$ мм, $d \approx 12,8$ мм и т. д., причем с ростом толщины d их значения убывают. Для реального кристалла (с учетом оптической активности и пьезоэлектрического эффекта) зависимость $\theta^{\max}(d)$ также имеет осциллирующий характер (кривая 4), а экстремумы смещены вправо относительно кривой 3.

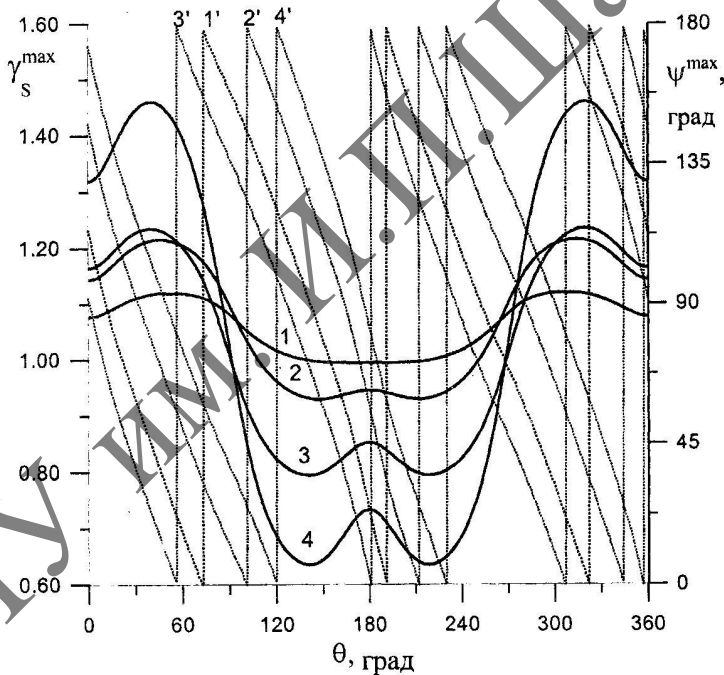


Рис. 4. Графики зависимости максимально достижимой для данных условий эксперимента относительной интенсивности γ_s^{\max} и значений азимуты ψ^{\max} линейно поляризованных взаимодействующих волн, при которых достигается максимальный энергообмен, от ориентационного угла θ для некоторых значений толщины кристалла (1 — $d=2,1$ мм; 2 — $d=5$ мм; 3 — $d=8$ мм; 4 — $d=15$ мм).

Особый интерес при разработке систем оптической обработки информации на базе оптически активных кубических фоторефрактивных пьезокристаллов представляет анализ максимально достижимых значений величины энергообмена (рис. 4). При построении данного графика для каждой фиксированной пары значений θ и d вычислялась величина относительной интенсивности γ_s для различных азимуты поляризации световых волн и затем выбиралось ее наибольшее значение. При расчетах принималось, что отношение интенсивностей опорной и предметной волн равно 3. На рис. 4 представлены зависимости $\gamma_s^{\max}(\theta)$ для некоторых фикси-

рованих значень товщини кристалла d . Здесь же штриховими лініями зображені графіки залежностей азимутів опорної і предметної волн, при котрих досягається максимальне значення величини енергообміну, від величини d .

Експериментальне підтвердження залежностей $\gamma_s^{\max}(\theta)$ для товщини кристалла $d=2.1$ мм було отримано в [17].

Таким образом, в даній роботі теоретично досліджена можливість оптимізації вихідних характеристик голографічних пристроїв шляхом вибору товщини кристалла, орієнтації вектора решітки і поляризації взаємодіючих волн. Результати аналізу вираження (1) будуть корисні експериментаторам і розробникам систем оптичної обробки інформації при оптимізації голографічних пристроїв на базі кубически оптично активних фоторефрактивних пьезокристалів $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$, $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ і $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$.

Автори виражають подяку Міністерству освіти Республіки Беларусь, Фонду фундаментальних досліджень Беларусі, а також Міністерству освіти, досліджень, науки і технологій (Германія) за частинну підтримку цієї роботи.

Литература

1. S. I. Stepanov, Rep. Prog. Phys. (1994) 39.
2. D. Dirksen, G. von Bally, J. Opt. Soc. Am. B11 (1994) 1858.
3. P. Aing, O. Pauliat, G. Roosen, Opt. Commun. 143 (1997) 87.
4. L. Labrunie, G. Pauliat, J. C. Launay, S. Leidenbach, G. Roosen, Opt. Commun.. 140 (1997) 119.
5. J. Freijlich, P. M. Garcia, A. A. Freschi, Proc. SPIE 3411 (1998) 138.
6. S. L. Sochava, R. C. Troth, S. I. Stepanov, J. Opt. Soc. Am. B9 (1992) 1521.
7. B. Liu, L. Liu, L. Shao, H. Chen, Opt. Commun. 146 (1998) 34.
8. E. Shamonina, G. Cedilnik, M. Mann, A. Kiessling, D. J. Webb, R. Kowarschik, K. H. Ringhofer, Appl. Phys. B64 (1997) 49.
9. G. von Bally, ed., Holography in medicine (Springer, Berlin, 1979).
10. D. Dirksen, G. von Bally, in: Optics in medicine, biology and environmental research, ed. G. von Bally and S. Khanna (Elsevier Science Publishers B. V., 1993), 52.
11. G. von Bally, D. Dirksen, F. Matthes, in: Optical methods in biomedical and environmental sciences, ed. H. Ohzu and S. Komatsu (Elsevier Science Publishers B. V., 1994), 231.
12. С. И. Степанов, С. М. Шандаров, Н. Д. Хатьков, ФТТ 29 (1987) 3054.
13. V. V. Shepelevich, S. M. Shandarov, E. A. Mandel, Ferroelectrics 110 (1990) 235.
14. В. В. Шепелевич, Опт. и спектр. 83 (1997) 172.
15. V. V. Shepelevich, N. N. Egorov, Victor Shepelevich, J. Opt. Soc. Am. B11 (1994) 1394.
16. В. В. Шепелевич, Н. Н. Егоров, Письма в ЖТФ 17 (1991) 24.
17. V. V. Shepelevich, N. N. Egorov, P. I. Ropot, P. P. Khomutovski, Proc. SPIE 2968 (1997) 301.

Summary

The dependence of two-wave interaction efficiency in a cubic optically active photorefractive crystal on the orientation of the holographic grating vector, polarization of interacting light waves, and crystal thickness is investigated. The grating vector orientations, for which the maximum value of energy exchange for given polarization of interacting waves is reached, are determined.