

Общая физика

УДК 548.0:534:535.4

Одновременная изотропная и анизотропная дифракции в парателлурите на «медленной» звуковой волне

В. М. Котов

Предложен и исследован режим брэгговского акустооптического (АО) взаимодействия в парателлурите, обеспечивающий одновременную изотропную и анизотропную дифракции в первый порядок. Для света с длиной волны $0,63 \times 10^{-4}$ см, дифрагирующего на «медленной» ультразвуковой волне с частотой 25 МГц, эффект достигается при наклоне плоскости АО-дифракции на угол $\sim 3,2^\circ$ относительно оптической оси кристалла. Обнаруженный эффект подтвержден экспериментально.

PACS: 42.79.Jp

Ключевые слова: акустооптическая дифракция, брэгговский режим, изотропная и анизотропная дифракции, кристалл парателлурита, «медленная» звуковая волна.

Введение

Акустооптическая (АО) дифракция является эффективным и широко используемым методом для управления параметрами оптического излучения [1, 2]. Наиболее часто применяется брэгговский режим, позволяющий отклонять все оптическое излучение с высокой эффективностью. В анизотропных материалах возможны два варианта дифракции — изотропная и анизотропная — без изменения и с изменением поляризации дифрагировавшего излучения относительно падающего [1, 2]. Как правило, на практике используется только один из вариантов исходя из свойств конкретного материала, который обеспечивает наилучшие условия дифракции благодаря наилучшей комбинации упругооптических констант, скорости упругой волны, и т. п.

Целью данной работы является демонстрация возможности реализации ситуации, когда комбинация констант для одного варианта дифракции может быть с успехом использована и для другого варианта путем надлежащего выбора геометрии АО-взаимодействия. Это существенно расширяет возможности использования АО-дифракции на практике.

Котов Владимир Михайлович, ведущий научный сотрудник. Фрязинский филиал института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН (ФИРЭ). Россия, 141195, г. Фрязино, Московская обл., пл. Введенского, 1. E-mail: vmk277@ire216.msk.su

Статья поступила в редакцию 5 октября 2015 г.

© Котов В. М., 2015

Теория

На рис. 1 приведена трехмерная векторная диаграмма АО-дифракции, происходящей в одноосном кристалле. Падающий и дифрагировавший лучи обозначены соответственно \vec{K}_i и \vec{K}_d . Волновой вектор звука \vec{q} соединяет концы векторов \vec{K}_i и \vec{K}_d . Плоскость дифракции, содержащая \vec{q} , \vec{K}_i и \vec{K}_d , наклонена на угол α относительно оптической оси кристалла OZ . Проекция OZ на плоскость дифракции обозначена OZ' . Полагаем, что \vec{q} направлен ортогонально OZ (а, значит, и OZ'). Углы Брэгга падающего и дифрагировавшего лучей (т. е. углы между \vec{K}_i , \vec{K}_d и OZ') обозначены β_i и β_d . Вектор \vec{K}_i наклонен к OZ на угол η_i , \vec{K}_d — на угол η_d . Главные плоскости векторов \vec{K}_i и \vec{K}_d (т. е. плоскости, содержащие волновой вектор и оптическую ось OZ [3]) обозначены P_i и P_d соответственно. Известно [3], что орты поляризаций оптических лучей в одноосном кристалле определяются относительно главных плоскостей. Для луча \vec{K}_i вектор поляризации «обыкновенного» луча \vec{e}_o ортогонален главной плоскости P_i , а вектор поляризации «необыкновенного» луча \vec{e}_n лежит в плоскости P_i и ортогонален \vec{K}_i . Векторы \vec{e}_o и \vec{e}_n для луча \vec{K}_i показаны на рисунке. Аналогичными построениями можно найти и \vec{e}_o , \vec{e}_n для луча \vec{K}_d , причем для этого используется плос-

кость P_d . Углы между плоскостями P_i , P_d и осью OX обозначены φ_i и φ_d . В экспериментах оперируют углами α и β_i , β_d . Для расчета упруго-оптических констант необходимо знать углы η_i , η_d и φ_i, φ_d . Связь между приведенными углами дается выражениями

$$\begin{aligned} \cos \eta_{i,d} &= \cos \alpha \cos \beta_{i,d} \\ \cos \varphi_{i,d} &= \sin \alpha \cos \beta_{i,d} / \sin \eta_{i,d}. \end{aligned} \quad (1)$$

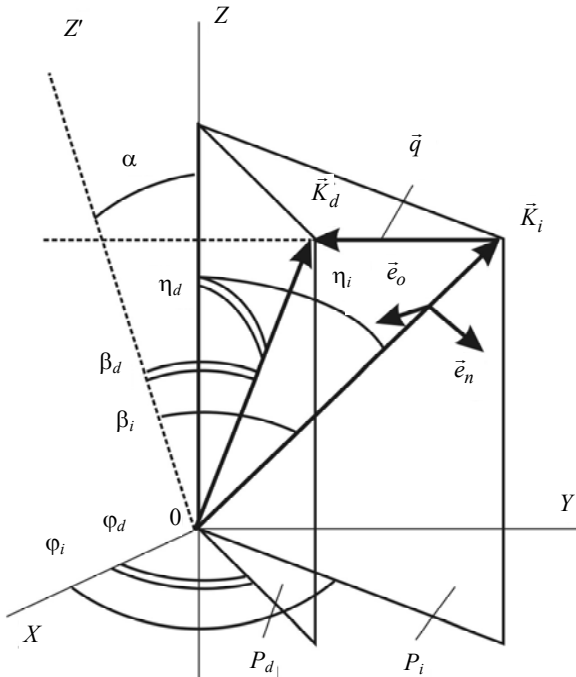


Рис. 1. Трехмерная векторная диаграмма АО-дифракции

Будем рассматривать АО-взаимодействие в кристалле парателлурида TeO_2 , в котором дифракция происходит на «медленной» звуковой волне, распространяющейся со скоростью $0,617 \times 10^5$ см/с. На векторной диаграмме рис. 1 ось OZ совпадает с оптической осью $[001]$ кристалла, OX и OY — с кристаллографическими осями $[110]$ и $[1\bar{1}0]$. Поперечная волна звука распространяется вдоль $[1\bar{1}0]$ с направлением смещения вдоль $[110]$.

Для численных расчетов использована трехмерная модель показателей преломления одноосного гиротропного кристалла, которая в декартовых координатах записывается в виде выражения из работы [4], т. е. в следующем виде

$$\begin{aligned} n_z^4 \left(\frac{1}{n_0^4} - G_{33}^2 \right) + T^2 N \left(\frac{n_z^2}{n_0^2} - 1 \right) + \\ + \frac{T^4}{n_0^2 n_e^2} - \frac{2n_z^2}{n_0^2} + 1 = 0, \end{aligned} \quad (2)$$

где $T^2 = n_x^2 + n_y^2$; $N = n_0^{-2} + n_e^{-2}$. В выражении (2) использованы обозначения: n_x, n_y, n_z — проекции показателя преломления n на оси X, Y, Z ; n_0, n_e — главные показатели преломления кристалла; G_{33} — компонента псевдотензора гирации.

На рис. 2 приведена векторная диаграмма АО-взаимодействия в плоскости OYZ' . Падающее излучение \vec{K}_i дифрагирует на акустической волне \vec{q} . В общем случае образуются два дифрагировавших луча с волновыми векторами \vec{K}_{do} (в результате изотропной дифракции) и \vec{K}_{de} (анизотропная дифракция). Оба акта дифракции происходят с расстройкой брэгговского синхронизма, причем векторы расстройки — $d\vec{k}_0$ и $d\vec{k}_e$ соответственно. Расчеты показывают, что чем больше угол наклона α , тем меньше величины расстроек. Отметим, что в режиме, когда дифракция происходит под большими брэгговскими углами, угол α не может быть сколько угодно большим. В частности, для длины волны света $0,63 \times 10^{-4}$ см и частоты ультразвука 25 МГц (взяты из условий эксперимента, описанного ниже) угол α не может быть больше $\sim 5^\circ$.

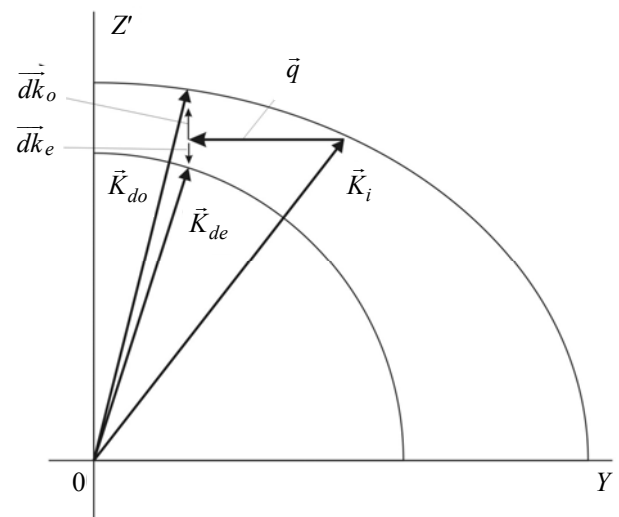


Рис. 2. Векторная диаграмма в плоскости OYZ'

Как известно [1], эффективность АО-дифракции (т. е. отношение интенсивности дифрагировавшего в первый порядок излучения к интенсивности падающего) при выполнении строго брэгговского синхронизма определяется выражением

$$\xi = \frac{I_1}{I_{inc}} = \sin^2 \left(\frac{\pi}{\lambda} \sqrt{\frac{M_2 L}{2H}} P_a \right), \quad (3)$$

где I_1 и I_{inc} — интенсивности дифрагировавшего и падающего на кристалл излучений, λ — длина волны света, L и H — длина АО-взаимодействия и высота акустического столба соответственно, P_a — акустическая мощность, $M_2 = \frac{n_0^6 P_{ef}^2}{\rho V^3}$ — коэффициент АО-качества материала, зависящий от показателя преломления n_0 , эффективной константы фотоупругости P_{ef} , плотности среды ρ и скорости звука V . В коэффициенте M_2 можно, по сути дела, свободно менять только константу P_{ef} , т. к. остальные параметры (n_0 , ρ и V) задаются свойствами среды. Константу P_{ef} можно вычислить, исходя из выражения работы [5], представленного в следующем виде

$$P_{ef} = \vec{e}_d^* \Delta B \vec{e}_i, \quad (4)$$

где \vec{e}_i и \vec{e}_d — орты векторов поляризаций падающего и дифрагировавшего излучений (они могут быть как «обыкновенными», так и «необыкновенными»), ΔB — изменение тензора диэлектрической непроницаемости под действием внешней деформации. В случае дифракции на «медленной» звуковой волне, распространяющейся в TeO_2 , есть только одна ненулевая компонента ΔB , равная $0,5(P_{11} - P_{12})$, где P_{11} и P_{12} — компоненты тензора фотоупругости.

В случае, когда излучение распространяется вдали от оптической оси гиротропного одноосного кристалла (под углами более 3°), гиротропией кристалла можно пренебречь. В этом случае орты поляризаций «обыкновенного» и «необыкновенного» лучей определяются через свои компоненты

$$\vec{e}_{0(i,d)} = \begin{Bmatrix} \sin \varphi_{i,d} \\ -\cos \varphi_{i,d} \\ 0 \end{Bmatrix}, \quad \vec{e}_{n(i,d)} = \begin{Bmatrix} -\cos \eta_{i,d} \cos \varphi_{i,d} \\ -\cos \eta_{i,d} \sin \varphi_{i,d} \\ \sin \eta_{i,d} \end{Bmatrix}. \quad (5)$$

Таким образом, в общем случае возможны четыре варианта P_{ef} , соответствующие числу комбинаций поляризаций падающего и дифрагировавшего излучений: вариант дифракции, когда «обыкновенный» луч дифрагирует в «необыкновенный» (вариант $(o-e)$), когда «обыкновенный» дифрагирует в «обыкновенный» ($e-o$), и два варианта изотропной дифракции — $(o-o)$ и $(e-e)$. Константы P_{ef} , соответствующие этим вариантам, следующие:

$$\begin{aligned} P_{ef(o-e)} &= 0,5(P_{11} - P_{12}) \cos \eta_d \cos(\varphi_d + \varphi_i); \\ P_{ef(e-o)} &= 0,5(P_{11} - P_{12}) \cos \eta_i \cos(\varphi_d + \varphi_i); \\ P_{ef(o-o)} &= -0,5(P_{11} - P_{12}) \sin(\varphi_d + \varphi_i); \\ P_{ef(e-e)} &= -0,5(P_{11} - P_{12}) \cos \eta_d \cos \eta_i \sin(\varphi_d + \varphi_i). \end{aligned} \quad (6)$$

На рис. 3 приведены расчетные значения констант P_{ef} в зависимости от угла наклона α плоскости дифракции. Константы $P_{ef(e-o)}$ и $P_{ef(o-e)}$ практически слились между собой и поэтому приведена только одна из них. Видно, что при $\alpha \neq 0^\circ$ все константы ненулевые, а при $\alpha \approx 3,5^\circ$ константы равны между собой. Другими словами, при $\alpha \approx 3,5^\circ$ можно получить два дифракционных луча с разными поляризациями и равными интенсивностями в результате АО-взаимодействия с одной и той же акустической волной.

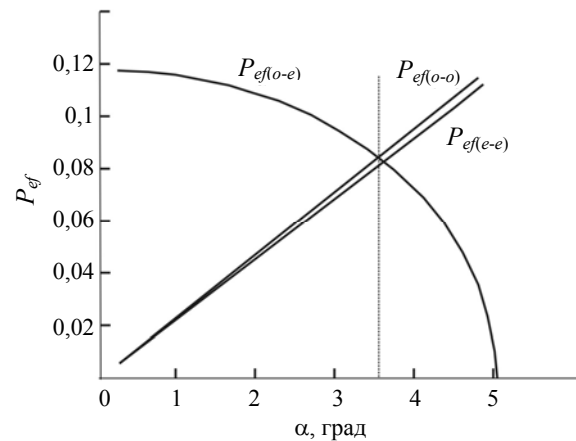


Рис. 3. Зависимости эффективных фотоупругих констант P_{ef} от угла α

Эксперимент и обсуждение экспериментальных результатов

Для проверки полученного результата был выполнен эксперимент. Экспериментальная ячейка была изготовлена из монокристалла TeO_2 с размерами $1,0 \times 1,0 \times 1,0 \text{ см}^3$ вдоль направлений $[001]$, $[110]$ и $[1\bar{1}0]$ кристалла. Вдоль $[1\bar{1}0]$ распространялась «медленная» звуковая волна, генерируемая пьезопреобразователем из LiNbO_3 . Частота ультразвука — 25 МГц. Длина АО-взаимодействия — 0,5 см. В начале эксперимента кристалл ориентировался таким образом, чтобы плоскость дифракции совпадала с его оптической осью. Оптическое излучение, генерируемое He—Ne-лазером ($\lambda = 0,63 \times 10^{-4} \text{ см}$), направлялось на кристалл под большим углом Брэгга (т. е. реализовывался режим far off axis). После получения высокоэффек-

тивной дифракции кристалл наклонялся, меняя плоскость дифракции относительно оптической оси, при этом велась дополнительная угловая подстройка под брэгговский резонанс. Ориентация кристалла вычислялась по углу отклонения светового луча, отраженного от входной грани кристалла. Угол распространения света в кристалле должным образом пересчитывался. При достижении $\alpha \approx 3,2^\circ$ в кристалле, на экране, расположенном за кристаллом, кроме пятна непродифрагировавшего луча отчетливо наблюдались два дифракционных пятна. Оба пятна лежали практически на одной линии с падающим излучением. Угловое расстояние между пятнами равнялось примерно лазерной расходимости (~ 3 угл. мин), так что пятна отчетливо различались. Интенсивности пятен были практически одинаковыми, эффективность дифракции каждого пятна составляла $\sim 20\%$. Посредством внешнего поляризатора было установлено, что пятна имеют линейную поляризацию, причем их поляризации взаимоортогональны. Существование разных углов дифракции при одной и той же звуковой частоте можно объяснить разными показателями преломления дифрагировавших лучей.

Таким образом, по нашему мнению, выполненные эксперименты полностью подтвердили теоретические выводы. Небольшие расхождения теоретических и экспериментальных данных (в оценке эффективности дифракции, в различии оптимального угла α и т. п.) можно объяснить конечными расходимостями световых и звуковых волн, не учитываемых нашей моделью, а также неоднородностью звука и т. п.

Заключение

На основании проведенных теоретических и экспериментальных исследований можно сделать следующие выводы.

1. Предсказан эффект одновременной дифракции падающего луча в два первых порядка, которые отличаются поляризациями. Один из порядков формируется в результате «анизотропной» дифракции, второй — «изотропной».

2. Эффект обусловлен наличием геометрии АО-взаимодействия, в которой соответствующие эффективные фотоупругие константы равны между собой, а величина брэгговского рассинхронизма практически одинакова для обоих процессов.

3. Теоретические результаты подтверждены экспериментально с использованием АО-дифракции, происходящей в монокристалле парателлурита.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант № 13-07-00138, грант № 14-07-00014) и гранта Президента Российской Федерации для государственной поддержки ведущих научных школ Российской Федерации НШ-3317.2010.9.

ЛИТЕРАТУРА

1. Xu J. and Stroud R. Acousto-Optic Devices: Principles, Design, and Applications. — John Wiley & Sons. Inc. NY., 1992.
2. Балакиев В. И., Парыгин В. Н., Чирков Л. Е. Физические основы акустооптики. — М.: Радио и Связь, 1985.
3. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. — М.: Наука, 1973.
4. Котов В. М., Аверин С. В., Кузнецов П. И. // ПТЭ. 2014. № 5. С. 103.
5. Раковский В. Ю., Щербаков А. С. // ЖТФ. 1990. Т. 60. Вып. 7. С. 107.

Combined isotropic and anisotropic diffraction in paratellurite on “slow” acoustic wave

V. M. Kotov

Institute of Radio Engineering and Electronics of RAS, Fryazino Branch
1 Vvedensky sq., Fryazino, Moscow Region, 141195, Russia

Received October 5, 2015

It is suggested and investigated a regime of the Bragg acousto-optic (AO) interaction in paratellurite provided a combined isotropic and anisotropic diffraction into the first order. For the light with the wavelength 0.63×10^{-4} cm diffracted on the “slow” acoustic wave with the frequency 25 MHz the effect occurs at the AO plane diffraction tilt equal to ~ 3.2 deg respect to the optical axis of crystal. The discovered effect is confirmed experimentally.

PACS: 42.79.Jp

Keywords: acousto-optic diffraction, Bragg regime, isotropic and anisotropic diffraction, crystal of paratellurite, “slow” acoustic wave.

REFERENCES

1. J. Xu and R. Stroud, *Acousto-Optic Devices: Principles, Design, and Applications*. (John Wiley & Sons. Inc. NY., 1992).
2. V. I. Balakshii, V. N. Parygin, and L. E. Chirkov, *Physical Foundations of Acousto-Optics* (Radio Svyaz', Moscow, 1985) [in Russian].
3. M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics* (Pergamon Press, 1970; Nauka, Moscow, 1973).
4. V. M. Kotov, S. V. Averin, and P. I. Kuznetsov, *Instrum. Exp. Tech.*, No. 5, 103 (2014).
5. V. Yu. Rakovskii and A. S. Shcherbakov, *Tech. Phys.* **60** (7), 107 (1990).