

10

## Акустооптическая многолучевая аксиальная дифракция в парателлурите

© С.Н. Антонов<sup>1</sup>, Ю.Г. Резвов<sup>2¶</sup>, В.А. Подольский<sup>2</sup>, О.Д. Сивкова<sup>2</sup><sup>1</sup> Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Фрязино, Московская обл., Россия<sup>2</sup> Новомосковский институт Российского химико-технологического университета им. Д.И. Менделеева, Новомосковск, Тульская обл., Россия

¶ E-mail: rezvovyuug@mail.ru

Поступило в Редакцию 6 мая 2021 г.

В окончательной редакции 26 сентября 2021 г.

Принято к публикации 27 сентября 2021 г.

Для формирования многолучевой диаграммы направленности предложено использовать аксиальную геометрию акустооптического взаимодействия в парателлурите. В одночастотном режиме использование такой геометрии для углового сканирования характеризуется провалом на частотной характеристике. Оптимизация многочастотного радиосигнала позволяет эффективно делить лазерное излучение на несколько лучей при сохранении принципиальных достоинств аксиальной геометрии: минимальных размеров кристалла и энергопотребления.

**Ключевые слова:** акустооптическая дифракция, акустооптический дефлектор, аксиальная геометрия, многочастотный режим.

DOI: 10.21883/PJTF.2022.01.51879.18860

Акустооптика (АО) основана на фотоупругом эффекте, возникающем при распространении ультразвуковой волны в прозрачной среде. АО-технологии используются для управления параметрами оптического излучения в широком диапазоне длин волн [1–6]. Принципиальными достоинствами АО-приборов являются возможность управления интенсивным (до сотен  $\text{kW/cm}^2$ ) лазерным излучением, малые вносимые световые потери (единицы процентов), высокое быстродействие (до десятков наносекунд), отсутствие механически перемещаемых элементов, небольшие габариты и вес, малая потребляемая мощность. АО-устройства используются как модуляторы, угловые сканеры, сдвигатели частоты света, формирователи многолучевого поля и др.

Создание мощных лазерных источников поставило задачу деления лазерного луча на несколько независимо управляемых каналов в целях повышения производительности лазерного оборудования, например, в системах вывода изображений. Многолучевое дифракционное поле можно формировать АО-устройством при подаче многочастотного оптимизированного радиосигнала [7–10].

Современная прикладная АО в основном базируется на монокристалле парателлурита ( $\text{TeO}_2$ ), имеющего феноменально большую АО-эффективность. Это позволяет создавать компактные высокоэффективные устройства с малым энергопотреблением. Настоящая работа предлагает для формирования многолучевого поля использовать известный, но редко применяемый вариант геометрии АО-взаимодействия в парателлурите.

$\text{TeO}_2$  — двулучепреломляющий, оптически активный, акустически сильно анизотропный кристалл. По геометрии (топологии) АО-взаимодействия принята классификация, связанная с направлением звука относительно оси [110]. При распространении ультразвуковой волны с уклоном от оси имеет место неаксиальная дифракция (англ. far-of-axis) [11], при распространении звука строго по оси [110] и распространении одного из взаимодействующих лучей света вдоль оптической оси — аксиальная дифракция (рис. 1).

Здесь звук (с волновым вектором  $\mathbf{K}$ ) и падающий свет ( $\mathbf{k}_{0e}$  — необыкновенная мода) направлены так, что дифрагированный свет ( $\mathbf{k}_{1o}$  — обыкновенная мода) образует прямоугольный треугольник в центре диапазона. Расширение частотного диапазона достигается введением расстройки  $\Delta\mathbf{k}_m$  в центре диапазона пропускания.

Дифракция первого типа широко используется при создании АО-дефлекторов. Однако отклонение звуковой волны от оси [110] вызывает падение эффективной величины АО-качества  $M_2$  и вынуждает увеличивать размер кристалла по оси [001] (из-за сноса акустической энергии). При аксиальной дифракции реализуется максимальное значение  $M_2$ , а ширина кристалла определяется только размером пьезопреобразователя, так как ультразвук распространяется без сноса. В данной геометрии запрещена дифракция без смены поляризационной моды, поэтому порядки образуются по следующей схеме (цифра — номер порядка, буква характеризует поляризацию):  $0e \rightarrow 1o \rightarrow 2e \rightarrow 3o \rightarrow 4e \dots$

Система уравнений, описывающих данный вид взаимодействия, имеет в плосковолновом приближении

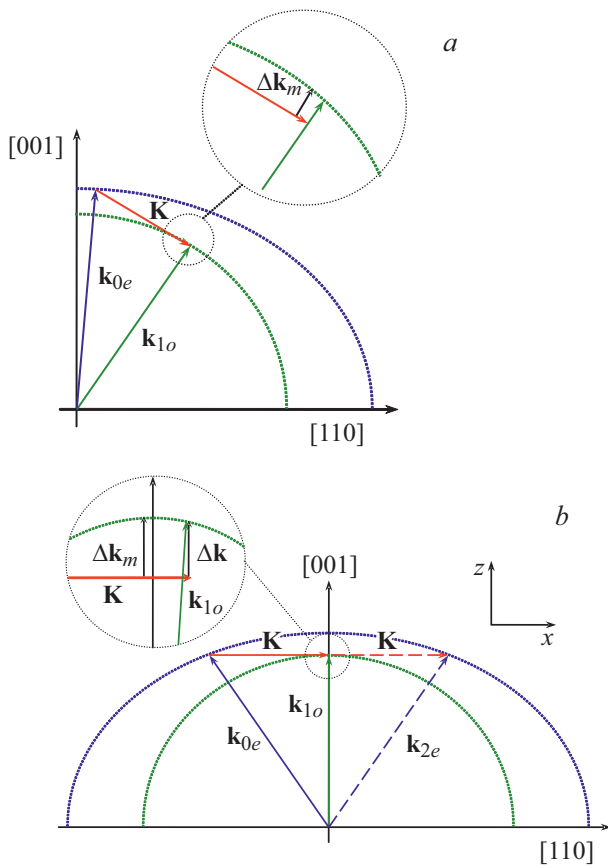


Рис. 1. Векторная диаграмма неаксиального (а) и аксиально-го (b) типов дифракции.

следующий вид (оси  $x$  и  $z$  показаны на рис. 1, b):

$$\frac{dC_0}{dZ} = -V^*C_1 \exp(-j\Delta_0 Z),$$

$$\frac{dC_1}{dZ} = VC_0 \exp(j\Delta_0 Z) - V^*C_2 \exp(-j\Delta_1 Z),$$

$$\frac{dC_2}{dZ} = VC_1 \exp(j\Delta_1 Z) - V^*C_3 \exp(-j\Delta_2 Z), \dots$$

Здесь  $C_0, C_1, C_2, C_3$  — относительные амплитуды порядков  $0e, 1o, 2e, 3o$  и т.д. (обычно отбрасывают высшие порядки, ограничиваясь первыми тремя порядками),  $Z = z/L$  — безразмерная длина взаимодействия. Для компактности использовано обозначение  $V = (v/2) \exp j\varphi$ , где  $v$  — параметр Рамана–Ната,  $\varphi$  — фаза звуковой волны. Расстройки между порядками определяются формулами  $\Delta_0 = (k_{0z} - k_{1z})L, \Delta_1 = (k_{1z} - k_{2z})L, \dots$  и должны рассчитываться с учетом условий  $k_{1x} = k_{0x} + K, k_{2x} = k_{1x} + K, \dots$ . Система решается с граничными условиями  $C_0(0) = 1, C_1(0) = 0, C_2(0) = 0, \dots$

Здесь и далее расчеты проведены для длины световой волны  $\lambda = 0.63 \mu\text{m}$ , длины взаимодействия (ширина преобразователя)  $L = 5 \text{ mm}$ , расстройки в центре  $\Delta k_m L = 0.6$ . Учтены слабые третий и четвертый порядки для оценки потерь энергии.

Особенность этой геометрии в повторной дифракции (рис. 1, b), когда возникает эффективная перекачка энергии из первого дифрагированного порядка во второй ( $k_{2e}$  — необыкновенная мода) [12,13]. Вследствие этого в центре полосы пропускания падает эффективность для первого порядка дифракции (рис. 2, a). С увеличением параметра Рамана–Ната  $v$  эффективность дифракции растет, при этом в центре диапазона пропускания она максимальна при  $v_1 = \pi/\sqrt{2}$ . При точном синхронизме в центре диапазона ( $\Delta k_m L = 0$ ) это максимальное значение составляет 50%, небольшая расстройка  $\Delta k_m L = 0.6$  уменьшает эту величину до 48%.

При дальнейшем увеличении мощности звука эффективность в центре снижается, эффективность вне провала растет, достигая максимума при значении  $v_2 = \pi$ . Наблюдаемая небольшая асимметрия обусловлена отклонением от брэгговского режима взаимодействия и появлением слабых высших порядков в низкочастотной области диапазона пропускания.

Как видно из рис. 2, a, уменьшить провал на характеристике можно, если при изменении частоты менять

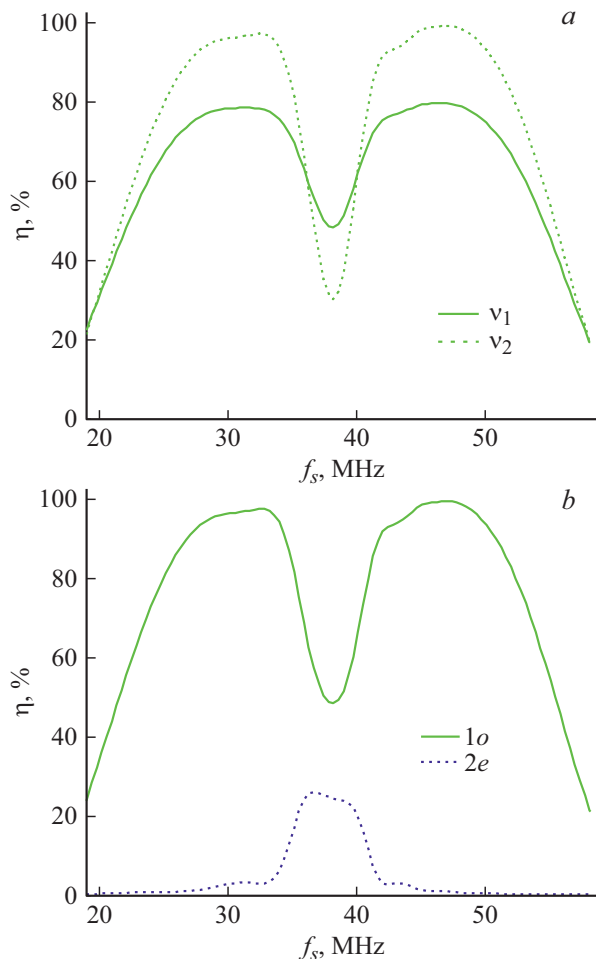
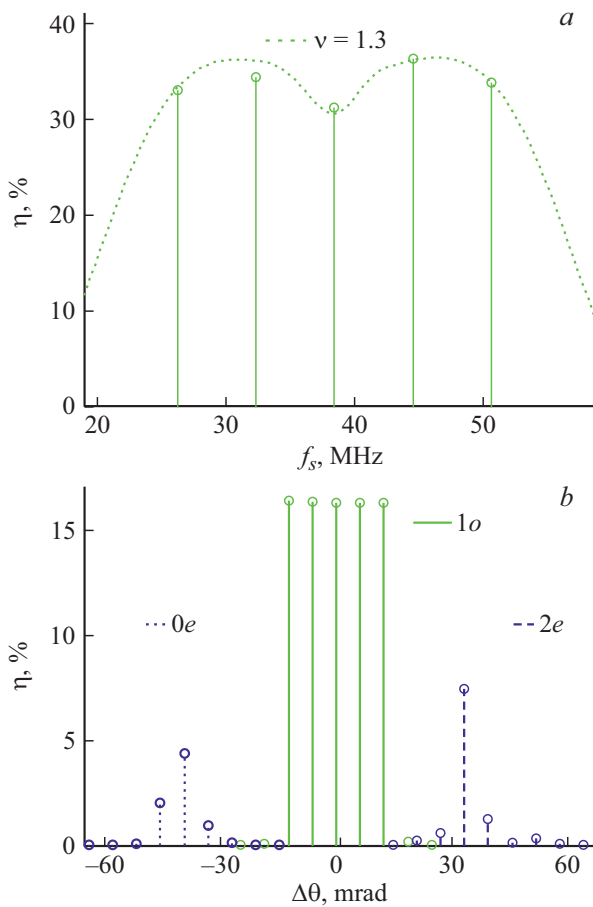


Рис. 2. a — эффективность дифракции в первый (рабочий) порядок дифракции. Параметр Рамана–Ната  $v_1 = \pi/\sqrt{2}, v_2 = \pi$ . b — интенсивность первого (1o) и второго (2e) порядков при оптимальном уровне акустической мощности.



**Рис. 3.** Эффективность дифракции на каждой в отдельности компоненте (а) и многолучевая картина (угол отсчитан от центра картины в первом порядке) при подаче пятичастотного оптимизированного сигнала (b).

мощность звука, т.е. в центре диапазона использовать режим, когда параметр Рамана–Ната близок к  $v_1$ , а при удалении — к  $v_2$ . Относительную эффективность первого и второго порядков при такой оптимизации отражает рис. 2, b. При этом совокупная эффективность дифракции в высшие порядки не превышает 1%.

Повторная дифракция ограничивает применение аксиальной геометрии для углового сканирования (в одночастотном режиме). Однако данной тип дифракции перспективен для лазерных систем, использующих многолучевой режим. Из принципов формирования многолучевого поля следует, что эффективность дифракции на отдельной частотной составляющей, выделенной из оптимизированного радиосигнала, существенно ниже 100%. Следовательно, эффект повторной дифракции можно значительно уменьшить, что приведет к увеличению суммарной эффективности при сохранении преимуществ данной геометрии.

Рассмотрим дифракцию на радиосигнале, сформированном из набора равноотстоящих частот:  $f_0, f_0 \pm \Delta f, f_0 \pm 2\Delta f, \dots$ . В этом случае каждый порядок с номером  $m$  будет разбит на набор субпорядков с вол-

новыми векторами  $\mathbf{k}_{m,p}$  и относительными амплитудами  $C_{m,p}$  ( $p$  — номер субпорядка), при этом  $k_{m,p+1,x} = k_{m,p,x} + 2\pi\Delta f/v_s$  ( $v_s$  — скорость звука).

Система уравнений, определяющая эволюцию субпорядков, имеет следующий вид (суммирование идет по числу частотных компонент):

$$\frac{dC_{0,p}}{dZ} = - \sum_n V_n^* C_{1,p+n} \exp(-j\Delta_{0,p,p+n}Z),$$

$$\begin{aligned} \frac{dC_{1,p}}{dZ} = & \sum_n V_n C_{0,p-n} \exp(j\Delta_{0,p-n,k}Z) \\ & - \sum_n V_n^* C_{2,p+n} \exp(-j\Delta_{1,p,p+n}Z), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{dC_{2,p}}{dZ} = & \sum_n V_n C_{1,p-n} \exp(j\Delta_{1,p-n,k}Z) \\ & - \sum_n V_n^* C_{3,p+n} \exp(-j\Delta_{2,p,p+n}Z), \dots \end{aligned}$$

Здесь величины  $V_n = (v_n/2) \exp j\varphi_n$  определяются параметром Рамана–Ната для акустической волны с номером  $n$  и ее фазой  $\varphi_n$ . Расстройку между субпорядком с номером  $p$  (в порядке с номером  $m$ ) и субпорядком с номером  $l$  (в порядке с номером  $m+1$ ) дает выражение  $\Delta_{m,p,l} = (k_{m,p,z} - k_{m+1,l,z})L$ . При  $Z = 0$  амплитуды всех субпорядков равны нулю, кроме единственного, волновой вектор которого соответствует падающему свету (для него амплитуда равна единице).

Расчет проводился для радиосигнала, сформированного из пяти частот:  $f_0, f_0 \pm \Delta f, f_0 \pm 2\Delta f$ , где  $f_0 = 38$  МГц — центральная частота диапазона,  $\Delta f = 6$  МГц — частотный шаг. Учитывалось поведение девяти субпорядков в каждом порядке. Ставилась задача максимально эффективно разделить падающий свет на пять равноинтенсивных лучей. Известно, что реализация конкретной многолучевой картины возможна при различных фазах компонент радиосигнала, подчиняющихся нескольким соотношениям (количество связей меньше числа компонент), т.е. таких реализаций множество. Поэтому в нулевом приближении задаются параметры Рамана–Ната  $v_n$ , грубо реализующие заданную форму, и один набор фаз  $\varphi_n$ , минимизирующий интермодуляционные искажения. Затем эти параметры итерационно уточняются для достижения заданной картины.

Таким образом была найдена одна из реализаций. Рис. 3, a показывает, что эффективность дифракции в первый (рабочий) порядок на каждой в отдельности компоненте пятичастотного оптимизированного сигнала равна 31–36%. Для сравнения приведена зависимость эффективности дифракции в первый порядок от частоты при значении  $v = 1.3$ , которое является средним для всех компонент сигнала. Видно, что в таком режиме провал в центре характеристики выражен слабо.

Результат дифракции на оптимизированном сигнале представлен на рис. 3, b. Сложные интермодуляционные

процессы также разбивают нулевой и второй порядки дифракции на субпорядки. При этом в проходящем свете ( $0e$ ) остается около 8%, самый мощный субпорядок несет менее 5% мощности. Второй порядок, обусловленный двухфононным механизмом, „отбирает“ суммарно 10% (менее 8% в наиболее заметном субпорядке). В первом рабочем порядке формируется эквидистантная равноинтенсивная пятилучевая картина. В каждый из пяти субпорядков отклоняется более 16% мощности падающего излучения (совокупно более 80%). Дифракция в высшие порядки дифракции незначительна. Таким образом, в первом рабочем порядке формируется высококонтрастное пятилучевое поле с суммарной эффективностью более 80%.

Сравнение рис. 3, *a* и *b* иллюстрирует основной принцип формирования многолучевого поля с минимальными потерями. Использование оптимизированного сигнала уменьшает эффективность дифракции на каждой отдельной компоненте (в нашем случае с 31–36% до 16%) при росте суммарной эффективности в рабочие субпорядки с одновременным существенным подавлением интермодуляционных субпорядков. В работе [9] подобные расчеты были проведены в неаксиальной геометрии и предсказали суммарную эффективность пятилучевого поля почти 100% в широком диапазоне частотного шага  $\Delta f$ . Там же экспериментально показано формирование такого поля с эффективностью более 95%. Таким образом, использование аксиальной геометрии вместо неаксиальной снизит максимальную эффективность многолучевого поля (в нашем примере до 80%). При этом эффект снижения должен зависеть от положения частотных компонент в полосе пропускания.

Важным является то, насколько справедливо использованное плосковолновое приближение. Медленная поперечная мода в парателлурите, возбуждаемая под небольшим углом к оси [110], имеет высокие коэффициенты дифракционной расходимости. Это „приближает“ характерную дифракционную структуру ультразвукового пучка в десятки раз (в сравнении с изотропной средой) при тех же поперечных размерах. Однако результаты работы [9] показывают, что при прохождении лазерного луча с апертурой менее 1 мм в области звукового поля (звук направлен под углом  $6^\circ$  к оси [110], диапазон частот 20–50 МГц), прилегающей к преобразователю, плосковолновое приближение вполне адекватно. Можно ожидать аналогичную точность этого приближения и в аксиальной геометрии при сопоставимых поперечных размерах ультразвукового пучка, частоте звука и апертуре света.

Полученные результаты свидетельствуют о том, что аксиальная геометрия в парателлурите, фактически не используемая для отклонения падающего излучения в один рабочий порядок, является перспективной для формирования многолучевой диаграммы направленности. При этом суммарная полезная эффективность дифракции превышает уровень 50%, максимальный в однолучевом режиме. Следовательно, аксиальная геометрия может найти применение в системах лазерной обработки

материалов с учетом ее принципиальных преимуществ: минимальных размеров кристалла и энергопотребления.

## Благодарности

Авторы благодарят Благотворительный фонд Андрея Мельниченко (The Andrey Melnichenko Foundation) за помощь при проведении данного исследования.

## Финансирование работы

Работа выполнена за счет бюджетного финансирования в рамках государственного задания по теме 0030-2019-0014.

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] Л.Н. Магдич, В.Я. Молчанов, *Акустооптические устройства и их применение* (Сов. радио, М., 1978). [L.N. Magdich, V.Ya. Molchanov, *Acoustooptic devices and their applications* (Gordon and Breach, N.Y., 1989).
- [2] В.И. Балакший, В.Н. Парыгин, Л.Е. Чирков, *Физические основы акустооптики* (Радио и связь, М., 1985).
- [3] А. Корпел, *Акустооптика* (Мир, М., 1993). [A. Korpel, *Acousto-optics* (Marcel Dekker, N.Y., 1988)].
- [4] J. Xu, R. Stroud, *Acousto-optic devices* (Wiley, N.Y., 1992).
- [5] *Design and fabrication of acousto-optic devices*, ed. by A.P. Goutzoulis, D.R. Pape (Marcel Dekker, N.Y., 1988).
- [6] В.Я. Молчанов, Ю.И. Китаев, А.И. Колесников, В.Н. Нарвер, А.З. Розенштейн, Н.П. Солодовников, К.Г. Шаповаленко, *Теория и практика современной акустооптики* (МИСиС, М., 2015).
- [7] С.Н. Антонов, Ю.Г. Реззов, ПТЭ, № 6, 46 (2020). DOI: 10.31857/S0032816220050262 [S.N. Antonov, Y.G. Rezvov, *Instrum. Exp. Tech.*, **63** (6), 835 (2020). DOI: 10.1134/S0020441220050267].
- [8] С.Н. Антонов, Ю.Г. Реззов, ЖТФ, **77** (8), 93 (2007). <http://journals.ioffe.ru/articles/9201> [S.N. Antonov, Yu.G. Rezvov, *Tech. Phys.*, **52** (8), 1053 (2007). DOI: 10.1134/S1063784207080154].
- [9] С.Н. Антонов, А.В. Вайнер, В.В. Проклов, Ю.Г. Реззов, ЖТФ, **78** (6), 79 (2008). <http://journals.ioffe.ru/articles/9437> [S.N. Antonov, A.V. Vainer, V.V. Proklov, Yu.G. Rezvov, *Tech. Phys.*, **53** (6), 752 (2008). DOI: 10.1134/S1063784208060145].
- [10] С.Н. Антонов, А.В. Вайнер, Ю.Ю. Губарева, Л.Ф. Купченко, В.В. Проклов, Ю.Г. Реззов, Письма в ЖТФ, **37** (11), 83 (2011). <http://journals.ioffe.ru/articles/12582> [S.N. Antonov, A.V. Vainer, Y.Y. Gubareva, L.F. Kupchenko, V.V. Proklov, Yu.G. Rezvov, *Tech. Phys. Lett.*, **37** (6), 530 (2011). DOI: 10.1134/S1063785011060022].
- [11] T. Yano, M. Kawabuchi, A. Fukumoto, A. Watanabe, *Appl. Phys. Lett.*, **26** (12), 689 (1975). DOI: 10.1063/1.88037
- [12] A.W. Warner, D.L. White, W.A. Bonner, *J. Appl. Phys.*, **43** (11), 4489 (1972). DOI: 10.1063/1.1660950
- [13] А.В. Захаров, В.Б. Волошинов, ЖТФ, **86** (9), 96 (2016). <http://journals.ioffe.ru/articles/43561> [A.V. Zakharov, V.B. Voloshinov, *Tech. Phys.*, **61** (9), 1377 (2016). DOI: 10.1134/S1063784216090292].