

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ
ТЕХНИКА

УДК 535.51

ПОВОРОТ ПЛОСКОСТИ ПОЛЯРИЗАЦИИ ОПТИЧЕСКОГО
ИЗЛУЧЕНИЯ, ОБУСЛОВЛЕННЫЙ СЛОЖЕНИЕМ
ДВУХ ЭЛЛИПТИЧЕСКИ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ВОЛН,
УПРАВЛЯЕМЫХ ЗВУКОМ

© 2025 г. В. М. Котов

Институт радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова
Российской академии наук
Россия, 141195, Фрязино, Московская обл., пл. Введенского, 1
e-mail: vmk277@ire216.msk.su, vmk6054@mail.ru

Поступила в редакцию 01.07.2024 г.

После доработки 19.09.2024 г.

Принята к публикации 26.09.2024 г.

Предложен метод управляемого поворота плоскости поляризации линейно-поляризованного излучения, основанный на сложении двух взаимно ортогональных эллиптически поляризованных волн, параметры которых управляются звуковой волной в процессе акустооптической (АО) брэгговской дифракции. Теоретически показано, что угол поворота поляризации зависит от эллиптичности лучей и не зависит от длины волны света. Максимальный поворот поляризации определяется эллиптичностью складываемых волн и может достигать примерно 45°. Эксперименты по управлению поворотом поляризации оптического излучения с длиной волны 0.63 мкм, выполненные на основе АО-ячейки из кристалла парателлурида, подтвердили основные теоретические выводы.

DOI: 10.31857/S0032816225010123, EDN: GHMXCZ

1. ВЕДЕНИЕ

Акустооптические (АО) ячейки позволяют управлять многими параметрами оптического излучения: его амплитудой, фазой, частотой, направлением распространения света и т. д. [1, 2]. В настоящее время разработка АО-ячеек развивается по двум направлениям — совершенствование старых, хорошо зарекомендовавших себя на практике АО-элементов, таких как дефлекторы [3–5], модуляторы [6] и т. д., и создание принципиально новых устройств, например сумматоров оптических лучей как с одинаковыми [7], так и с разными [8] динами волн, измерителей энергогеометрических параметров лазерного излучения [9], измерителей распределения температуры микрообъектов [10], АО-элементов управления одновременно многими лучами [11], АО-линий задержки для измерения характеристик внешних воздействий [12], фильтрации пространственных частот двухцветного излучения [13] и т. д.

Среди всех АО-устройств особое место занимают устройства, в которых используется дифракция двух собственных мод кристалла на одной акустической волне. К таким устройствам относятся АО-расщепители [14], АО-модуляторы излучения с произвольной поляризацией [15, 16], анализаторы изображений [17] и др.

В нашей работе описывается еще одно применение АО-дифракции двух собственных мод кристалла на одной акустической волне, которое позволяет осуществлять контролируемое вращение плоскости поляризации линейно-поляризованного излучения посредством изменения частоты акустической волны. Эффект основан на сложении двух взаимно ортогональных эллиптически поляризованных волн, амplitуды и фазы которых контролируются частотой звуковой волны в процессе АО-взаимодействия. Это существенно расширяет круг задач, которые можно решать с привлечением АО-устройств. Подобные устройства востребованы, например, в лазерной доплеровской анемометрии, где

эффективность рассеяния света существенно зависит от поляризации [18], в различных интерферометрах для получения максимально контрастной картины интерференции [19], в лазерных гироскопах и т. п.

2. ТЕОРИЯ

Определим сначала условия, при которых сложение двух взаимно ортогональных эллиптически поляризованных волн приводит к формированию линейно-поляризованной волны. Пусть складываемые волны распространяются вдоль некоторого направления z , а проекции векторов электрической индукции \mathbf{D}_1 и \mathbf{D}_2 на направления x и y , ортогональные друг другу и ортогональные z , определяются соотношениями [20]

$$D_{x1} = a_1 \cos(\omega t + \delta_m), \quad D_{y1} = a_2 \sin(\omega t + \delta_m), \quad (1)$$

$$D_{x2} = b_1 \sin(\omega t), \quad D_{y2} = b_2 \cos(\omega t).$$

Здесь D_{x1} , D_{y1} и D_{x2} , D_{y2} – проекции векторов \mathbf{D}_1 и \mathbf{D}_2 на направления x и y ; a_1 , a_2 – амплитуды проекций первого эллипса; ω – циклическая частота, t – время; δ_m – разность фаз между колебаниями первого и второго эллипсов; b_1 , b_2 – амплитуды проекций второго эллипса. Полагается, что $a_2/a_1 = b_1/b_2 = \rho$, где ρ – эллиптичность складываемых волн. Проекция суммарной волны на направление x задается формулой

$$D_{x1} + D_{x2} = a_1 \cos(\omega t + \delta_m) + b_1 \sin(\omega t) = T_1 \cos(\omega t + \delta_1), \quad (2)$$

$$\text{где } T_1 = \sqrt{(a_1 \cos \delta_m)^2 + (-a_1 \sin \delta_m + b_1)^2}, \quad (3)$$

$$\operatorname{tg} \delta_1 = \frac{a_1 \sin \delta_m - b_1}{a_1 \cos \delta_m}. \quad (4)$$

Аналогично находится суммарная волна вдоль направления y :

$$D_{y1} + D_{y2} = a_2 \sin(\omega t + \delta_m) + b_2 \cos(\omega t) = T_2 \cos(\omega t + \delta_2). \quad (5)$$

$$\text{Здесь } T_2 = \sqrt{(a_2 \cos \delta_m)^2 + (a_2 \sin \delta_m + b_2)^2}, \quad (6)$$

$$\operatorname{tg} \delta_2 = -\frac{a_2 \cos \delta_m}{a_2 \sin \delta_m + b_2}. \quad (7)$$

Суммарный эллипс формируется как результат сложения двух гармонических колебаний, направленных по осям x и y . Полуоси a и b суммарного эллипса задаются формулами [20, 21]

$$a^2 = \frac{1}{2} \left(T_1^2 + T_2^2 + \sqrt{(T_1^2 + T_2^2) - 4T_1^2 T_2^2 \sin^2 \delta} \right), \quad (8)$$

$$b^2 = \frac{1}{2} \left(T_1^2 + T_2^2 - \sqrt{(T_1^2 + T_2^2) - 4T_1^2 T_2^2 \sin^2 \delta} \right). \quad (9)$$

Здесь a – большая полуось, b – малая полуось; $\delta = \delta_2 - \delta_1$. Угол ψ наклона большой полуоси связан с T_1 , T_2 и δ соотношением [20]

$$\operatorname{tg} 2\psi = \frac{2T_1 T_2}{T_1^2 - T_2^2} \cos \delta. \quad (10)$$

Отметим, что в выражения (8)–(10) циклическая частота ω не входит. Значит, полуоси a , b и фаза δ не зависят в явном виде от длины волны света λ .

Условие линейности поляризации суммарного эллипса определяется как равенство нулю малой полуоси эллипса: $b = 0$. При этом наклон вектора поляризации будет равен углу ψ . Выражение (9) при $b = 0$, $T_1 \neq 0$, $T_2 \neq 0$ приводит к соотношению $\sin \delta = 0$, т. е. $\delta = n\pi$, где n – целое число. Отсюда следует, что $\operatorname{tg} \delta = 0$.

Используя соотношение $\operatorname{tg} \delta = \operatorname{tg} (\delta_2 - \delta_1) = (\operatorname{tg} \delta_2 - \operatorname{tg} \delta_1) / (1 + \operatorname{tg} \delta_2 \operatorname{tg} \delta_1)$, получаем $\operatorname{tg} \delta_2 = \operatorname{tg} \delta_1$.

Тогда из формул (4) и (7) вытекает следующее соотношение:

$$\frac{a_1 \sin \delta_m - b_1}{a_1 \cos \delta_m} = -\frac{a_2 \cos \delta_m}{a_2 \sin \delta_m + b_2}, \quad (11)$$

$$\text{откуда } \sin \delta_m = \frac{a_1 a_2 - b_1 b_2}{a_2 b_1 - a_1 b_2}. \quad (12)$$

Это уравнение определяет сдвиг фазы δ_m между складываемыми эллипсами в зависимости от амплитуд эллипсов a_1 , a_2 , b_1 , b_2 при условии, что суммарное излучение будет линейно-поляризованным.

Для практического применения полученных результатов свяжем амплитуды a_1 , a_2 , b_1 , b_2 дополнительными условиями. Положим, что амплитуда одного из эллипсов увеличивается, а другого – уменьшается, но таким образом, что суммарная интенсивность лучей остается неизменной. Для этого зададим амплитуды в следующем виде:

$$a_1 = A \sqrt{0.5(1+P)}, \quad a_2 = \rho A \sqrt{0.5(1+P)}, \\ b_1 = \rho A \sqrt{0.5(1-P)}, \quad b_2 = A \sqrt{0.5(1-P)}. \quad (13)$$

Здесь A – эффективная амплитуда лучей, ρ – эллиптичность, P – параметр, определяющий соотношение амплитуд. Полагается, что все параметры – положительные, при этом $\rho \leq 1$. При выборе амплитуд в форме (13) суммарная интенсивность складываемых лучей будет одной

и той же при любых значениях P , а именно она будет задаваться соотношением

$$a_1^2 + a_2^2 + b_1^2 + b_2^2 = A^2 (1 + \rho^2).$$

После подстановки выражений (13) в формулу (12) получим

$$\sin \delta_m = -\frac{2\rho P}{(1-\rho^2)\sqrt{1-P^2}}. \quad (14)$$

На рис. 1 приведены зависимости изменения фазы δ_m от параметра P для разных величин ρ , равных 0.9, 0.8, 0.7, 0.6 и 0.5 (кривые 1–5 соответственно). Видно, что по мере уменьшения ρ наклон зависимостей δ_m от P становится менее крутым. Анализ показывает, что параметр P , увеличиваясь от нуля, не может превышать примерно $(1 - \rho)$. В противном случае $\sin \delta_m \geq 1$.

На рис. 2 приведены зависимости угла ψ наклона плоскости поляризации, вычисленные согласно формуле (10) при условии $\delta = 0$ и при выполнении соотношений (13), которые используются для вычисления T_1 и T_2 согласно выражениям (3) и (6). Здесь кривые 1–5 соответствуют тем же эллиптичностям, что и кривые на рис. 1. Видно, что здесь также наклон кривых уменьшается с уменьшением эллиптичности. Диапазон

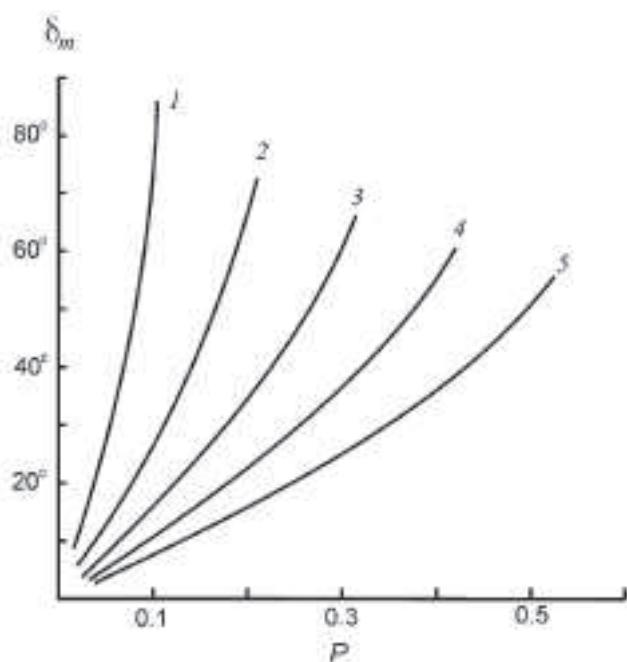


Рис. 1. Зависимость изменения фазы δ_m от параметра P для величин эллиптичности 0.9, 0.8, 0.7, 0.6, 0.5, соответствующим кривым 1–5.

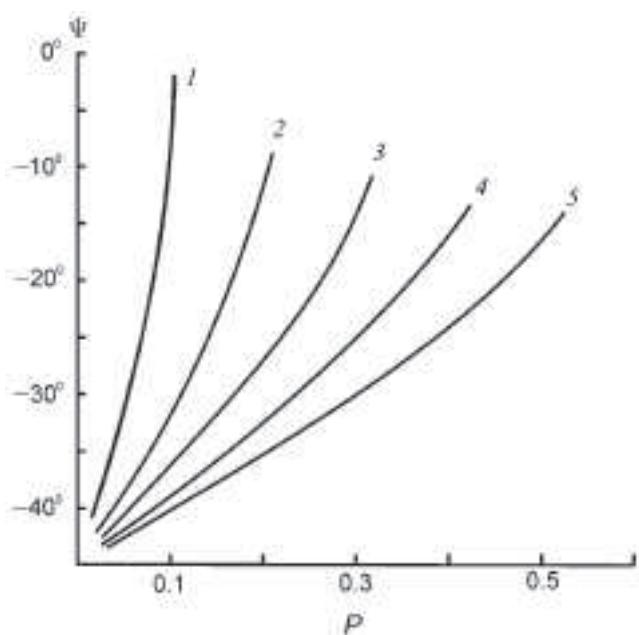


Рис. 2. Зависимость угла поворота ψ суммарного вектора поляризации от параметра P . Кривые 1–5 соответствуют тем же эллиптичностям, что и кривые на рис. 1.

изменения угла ψ равен примерно 45° при $\rho = 0.9$ и примерно 30° при $\rho = 0.5$.

Изменение амплитуд эллиптически поляризованных волн и изменение фазы между волнами можно осуществлять посредством брэгговской АО-дифракции.

На рис. 3 приведена векторная диаграмма АО-дифракции, которая предлагается для выполнения такой задачи. Предполагается, что дифракция происходит в одноосном гиротропном кристалле TeO_2 . Поверхности волновых векторов “необыкновенного” и “обыкновенного” лучей обозначены цифрами 1 и 2.

На рисунке направление z совпадает с оптической осью кристалла, а x – направление, ортогональное оптической оси. Оптическая грань S , на которую падает исходное оптическое излучение с волновым вектором \mathbf{K} , ориентирована под углом α к оси x . Излучение распадается в кристалле на две собственных эллиптически поляризованных волны \mathbf{K}_1 и \mathbf{K}_2 , принадлежащие волновым поверхностям 1 и 2 соответственно.

В кристалле распространяется поперечная акустическая волна с волновым вектором \mathbf{q} , ориентированным под углом β к направлению x . Отметим, что вектор \mathbf{q} направлен практически по касательной к волновой поверхности 2, что

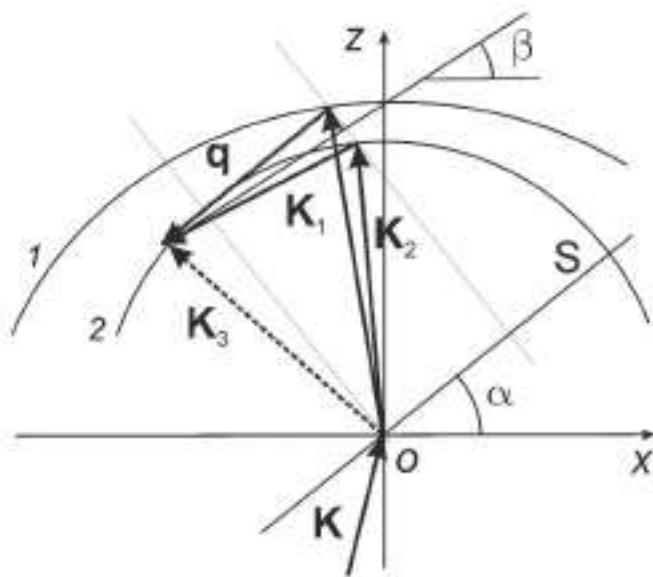


Рис. 3. Векторная диаграмма АО-дифракции в однородном гиротропном кристалле.

обеспечивает наименьшее отклонение конца волнового вектора \mathbf{q} от волновой поверхности 2 при существенном изменении длины вектора \mathbf{q} (режим, аналогичный режиму работы АО-дефлектора [2]). Этот момент особенно важен, поскольку предполагается управление параметрами оптических волн в широких пределах изменения частоты звука.

Для анализа эффекта поворота поляризации положим, что поляризация падающей волны \mathbf{K} совпадает с поляризацией волны \mathbf{K}_1 , т. е. все излучение внутри кристалла сконцентрировано в волне \mathbf{K}_1 . Эта волна в результате анизотропной АО-дифракции на акустической волне \mathbf{q} дифрагирует в направлении волны \mathbf{K}_3 , принадлежащей поверхности 2. В режиме перемодуляции все излучение, содержащееся в волне \mathbf{K}_3 , вновь возвращается в волну \mathbf{K}_1 , но часть излучения дифрагирует в волну \mathbf{K}_2 как результат изотропной дифракции.

Дифракция в два близко расположенных порядка возможна, она осуществляется на "боковых" лепестках излучения акустического преобразователя [22]. Таким образом, в результате "обратной" дифракции формируются две собственные эллиптически поляризованные волны \mathbf{K}_1 и \mathbf{K}_2 , амплитуды которых меняются в зависимости от условий дифракции. Другими словами, происходит управляемая "перекачка" энергии из волны \mathbf{K}_1 в \mathbf{K}_2 .

Отметим, что в данном случае изотропная дифракция рассматривается как важная составляющая формирования выходного оптического излучения. Эффективность изотропной дифракции в TeO_2 на "медленной" акустической волне, наблюдавшейся в экспериментах, достаточно высока. Она всего в два раза меньше эффективности анизотропной дифракции [2]. Этого вполне достаточно, чтобы в нашем случае сформировать собственные волны \mathbf{K}_1 и \mathbf{K}_2 с соизмеримыми амплитудами.

Сдвиг фаз между собственными волнами обусловлен природой АО-взаимодействия. В работах [23, 24] теоретически и экспериментально исследован фазовый сдвиг, вызванный звуковой волной. Там показано, что сдвиг фазы излучения, участвующего в дифракции, может достигать примерно 360° относительно фазы излучения, не дифрагировавшего на акустической волне. Строго говоря, в пучках, участвующих в АО-дифракции, сдвиг фазы присутствует всегда. Это следует из того факта, что амплитуды всех порядков, формирующихся в процессе АО-взаимодействия, – комплексные, что означает наличие фазового сдвига.

3. ЭКСПЕРИМЕНТ

Эффект поворота плоскости поляризации оптического излучения наблюдался в экспериментах, в которых поворот поляризации осуществлялся с помощью АО-ячейки из TeO_2 . Источником оптического излучения являлся Не–Не-лазер, генерирующий свет на длине волны 0.63 мкм. Размеры кристалла, из которого была изготовлена АО-ячейка, равнялись $1.3 \times 1.0 \times 1.5 \text{ см}^3$ вдоль кристаллографических осей [110], [1\bar{1}0] и [001] соответственно, где [001] – оптическая ось кристалла z , [110] – направление x (рис. 3). Оптическая грань кристалла была "скошена" на угол $\alpha = 8.3^\circ$ относительно плоскости (001), акустическая грань – на угол $\beta = 3.7^\circ$ относительно плоскости (110). Акустическая волна генерировалась пьезопреобразователем, изготовленным из LiNbO_3 и приваренным к TeO_2 методом холодной сварки [25]. Размеры преобразователя $0.3 \times 0.3 \text{ см}^2$. Преобразователь генерировал поперечную акустическую волну в диапазоне частот 25–50 МГц. Скорость звука в кристалле равнялась $0.63 \cdot 10^5 \text{ см/с}$.

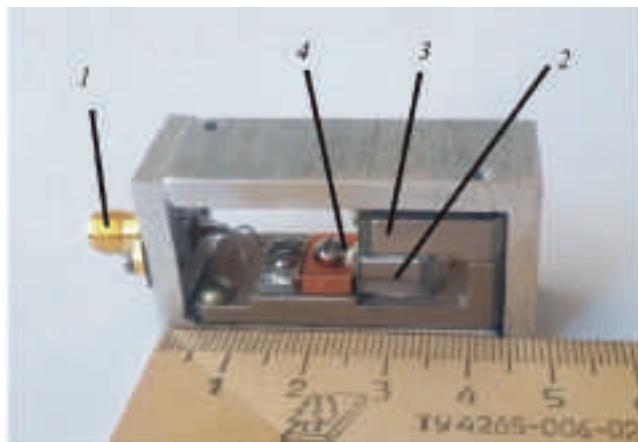


Рис. 4. Фотография экспериментальной АО-ячейки.

На рис. 4 приведена фотография изготовленной АО-ячейки. Здесь 1 – СВЧ-вход, по которому на ячейку подается высокочастотный электрический сигнал; 2 – кристалл парателлурита TeO_2 , являющийся основным элементом ячейки; 3 – держатель кристалла; 4 – теплоотвод, расположенный со стороны пьезопреобразователя. Он необходим для отвода тепла от ячейки, поскольку ячейка работает в режиме перемодуляции, т. е. при повышенной электрической мощности, приводящей к нагреву ячейки. В экспериментах напряжение электрического сигнала равнялось примерно 10 В, что соответствует примерно 1 Вт электрической мощности на нагрузке 50 Ом. Отметим, что теплоотвод обеспечивал стабильную работу ячейки в течение 2–3 часов.

Поворот плоскости поляризации осуществлялся путем изменения частоты сигнала, подаваемого на ячейку. Процесс измерения поворота плоскости поляризации заключался в следующем: изначально на АО-ячейку подавался сигнал частотой 36 МГц. При этом ячейка ориентировалась таким образом, чтобы на ее выходе формировалось излучение с максимально возможной интенсивностью и минимальной эллиптичностью. Эллиптичность излучения контролировалась поляризатором, расположенным на выходе ячейки. Интенсивность света измерялась фотоприемником, расположившимся за поляризатором. При каждом значении частоты поляризатор ориентировался в положениях минимального и максимального пропускания света.

Угол поворота определялся по положению минимального пропускания поляризатора, поскольку угловая ориентация поляризатора

наиболее чувствительна к минимуму пропускания излучения. Эллиптичность волны определялась как отношение сигналов, измеренных в положениях минимального и максимального пропускания. Сигнал при максимальном пропускании равнялся примерно 600 мВ во всем диапазоне измерения частоты звука. В процессе измерений менялась только частота звука, при этом мощность генератора и ориентация АО-ячейки оставались неизменными.

На рис. 5 приведены экспериментальные результаты для угла поворота ψ поляризации, определяемые по минимуму сигнала, отображенные в виде кружков, объединенных интерполяционной кривой (сплошная линия, левая шкала ординат), в зависимости от частоты звука f . На том же рисунке приведены значения эллиптичностей лучей в виде треугольников (правая шкала ординат). Штриховая кривая – интерполяция полученных результатов. Видно, что зависимость угла ψ от f , вообще говоря, не является линейной. Этот результат вполне ожидаем, поскольку, как показано в работе [24], зависимость сдвига фазы оптического луча от частоты звука в процессе АО-взаимодействия нелинейная. На зависимости ψ от f можно выделить два участка с диапазонами частот 36–43 МГц и 45–50 МГц, на каждом из которых зависимости практически линейные. Их можно использовать на практике для линейного управления

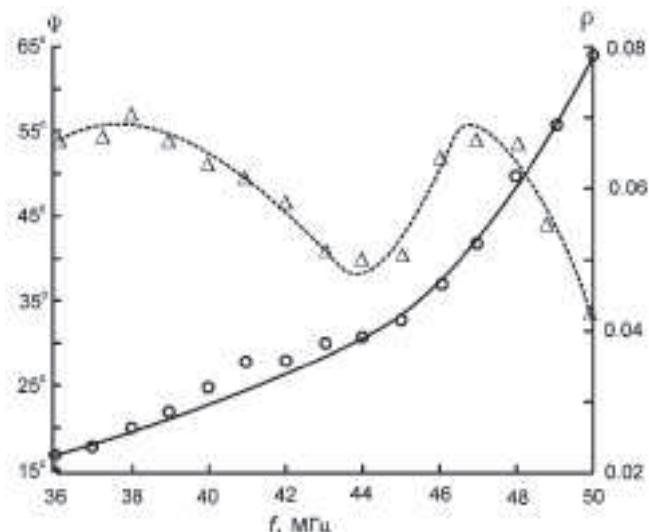


Рис. 5. Зависимость угла ψ поворота плоскости поляризации (сплошная кривая, левая шкала ординат) и эллиптичности ρ (штриховая кривая, правая шкала) от частоты f звуковой волны.

поворотом поляризации посредством изменения частоты звука. На рис. 5 видно, что эллиптичность выходных лучей не превышает значения 0.07. Это вполне приемлемо для многих задач, встречающихся на практике.

Необходимо добавить следующее: диапазон изменения угла ψ , полученный в результате теоретических расчетов, не превышает примерно 45° (см. рис. 2), в то время как аналогичный диапазон углов, полученный в экспериментах, достигает примерно 50° (рис. 5). Это несоответствие может быть объяснено тем, что при проведении экспериментов не выполнено условие строгой линейности выходной поляризации, а в области существования даже незначительной эллиптичности диапазон углов ψ может быть существенно превышен.

4. ВЫВОДЫ

На основании изложенного можно сделать следующие выводы.

1. Предложен метод управляемого поворота плоскости поляризации линейно-поляризованного излучения, основанный на сложении двух взаимно ортогональных эллиптически поляризованных волн. Выявлено, что суммарное излучение будет линейно-поляризованным при выполнении условия (12).

2. Для управления амплитудами и фазами волн предложено использовать особенности брэгговской АО-дифракции – дифракцию на боковых “лепестках” излучения акустического преобразователя, а также сдвиг фаз оптических лучей, обусловленный природой АО-взаимодействия.

3. Эксперименты по управляемому изменению угла поворота плоскости поляризации оптического излучения с длиной волны 0.63 мкм, выполненные на основе АО-ячейки из кристалла парателлурита, подтвердили основные теоретические выводы: получен поворот поляризации на угол около 50° при изменении частоты звука от 36 до 50 МГц. Эллиптичность выходного излучения не превысила величину 0.07.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках госзадания № 075-00395-25-00 ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Магдич Л.Н., Молчанов В.Я. Акустооптические устройства и их применение М.: Сов. радио, 1978.
- Балакий В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е. Физические основы акустооптики. М.: Радио и связь, 1985.
- Антонов С.Н. // ПТЭ. 2019. № 3. С. 89.
<https://doi.org/10.1134/S0032816219020174>
- Антонов С.Н. // ПТЭ. 2019. № 6. С. 82.
<https://doi.org/10.1134/S0032816219060016>
- Антонов С.Н., Реззев Ю.Г. // ПТЭ. 2021. № 5. С. 100.
<https://doi.org/10.31857/S0032816221040017>
- Антонов С.Н., Реззев Ю.Г. // ПТЭ. 2021. № 5. С. 105.
<https://doi.org/10.31857/S0032816221050025>
- Антонов С.Н. // ПТЭ. 2021. № 4. С. 51.
<https://doi.org/10.31857/S0032816221030162>
- Котов В.М. // ПТЭ. 2023. № 3. С. 61.
<https://doi.org/10.31857/S0032816223020222>
- Гасанов А.Р., Гасанов Р.А., Ахмедов Р.А., Агаев Э.А. // ПТЭ. 2020. № 2. С. 109.
<https://doi.org/10.31857/S0032816220020111>
- Мачихин А.С., Батшев В.И., Зинин П.В., Шурыгин А.В., Хохлов Д.Д., Пожар В.Э., Мартынов П.С., Быков А.А., Боритко С.В., Троян И.А., Казаков В.А. // ПТЭ. 2017. № 3. С. 100.
<https://doi.org/10.7868/S0032816217020100>
- Антонов С.Н., Реззев Ю.Г. // ПТЭ. 2020. № 6. С. 46.
<https://doi.org/10.31857/S0032816220050262>
- Гасанов А.Р., Гасанов Р.А. // ПТЭ. 2018. № 3. С. 54.
<https://doi.org/10.7868/S0032816218030114>
- Котов В.М., Воронко А.И. // ПТЭ. 2021. № 4. С. 54.
<https://doi.org/10.31857/S0032816221040212>
- Котов В.М. // Автометрия. 1992. № 3. С. 109.
- Антонов С.Н. // ЖТФ. 2004. Т. 74. С. 84.
<https://doi.org/10.1134/1.1809706>
- Волошинов В.Б., Молчанов В.Я., Бабкина Т.М. // ЖТФ. 2000. Т. 70. № 9. С. 93.
<https://doi.org/10.1134/1.1318107>
- Анчуткин В.С., Бельский А.Б., Волошинов В.Б., Юшков К.Б. // Оптический журнал. 2009. Т. 76. № 8. С. 29.
<https://doi.org/10.1364/JOT.76.000473>
- Ключков В.П., Козлов Л.Ф., Потыкевич И.В., Соскин М.С. Лазерная анемометрия, дистанционная спектроскопия и интерферометрия. Справочник. Киев: Наукова думка, 1985.
- Коронкевич В.П., Ханов В.А. Современные лазерные интерферометры. Новосибирск: Наука, 1985.
- Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1973.
- Федоров Ф.И. Оптика анизотропных сред. М.: УРСС, 2004.

22. Котов В.М. //Акустический журнал. 2016. Т. 62. № 5. С. 525.
<https://doi.org/10.7868/S0320791916040109>
23. Зильберман Г.Е., Купченко Л.Ф. // Радиотехника и Электроника. 1977. Т. 22. № 8. С. 1551.
24. Антонов С.Н., Проклов В.В. // ЖТФ. 1983. Т. 53. № 2. С. 306.
25. Молчанов В.Я., Китаев Ю.И., Колесников А.И., Нарвер В.Н., Розенштейн А.З., Солодовников Н.П., Шаповаленко К.Г. Теория и практика современной акустооптики. М.: Изд. дом МИСиС, 2015.