

ТЕОРИЯ И МЕТОДЫ
ОБРАБОТКИ СИГНАЛОВ

УДК 535.33;621.373;535.4

ФОРМИРОВАНИЕ ДВУХЦВЕТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
С УПРАВЛЯЕМЫМ ВРАЩЕНИЕМ ПЛОСКОСТИ ПОЛЯРИЗАЦИИ

© 2022 г. В. М. Котов*

Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
пл. Введенского, 1, Фрязино Московской обл., 141190 Российская Федерация

*E-mail: vmk277@ire216.msk.su

Поступила в редакцию 09.11.2021 г.

После доработки 25.04.2022 г.

Принята к публикации 27.04.2022 г.

Предложен метод формирования двухцветного оптического излучения с вращающимся вектором поляризации, частота вращения которого определяется частотой звука. Метод основан на акустооптической (АО) дифракции двухцветного излучения на одной акустической волне и на интерференции циркулярно-поляризованных лучей с разными частотами. Экспериментально продемонстрировано формирование вращения поляризации двухцветного излучения с длинами волн 0.488×10^{-4} и 0.514×10^{-4} см посредством их пропускания через две брэгговские АО-ячейки, выполненные из гиrotропного кристалла TeO_2 . Получено вращение поляризации с частотой ~ 109 МГц.

DOI: 10.31857/S003384942209008X

ВВЕДЕНИЕ

Акустооптическая (АО) дифракция широко применяется для управления параметрами оптической волны. Наиболее востребованным на практике является брэгговский режим дифракции, позволяющий отклонять в один порядок до $\sim 100\%$ излучения [1, 2]. Однако этот режим обладает высокой селективностью к длине волны света, что до недавнего времени затрудняло его использование для управления, например, двухцветным излучением. Тем не менее существуют режимы дифракции, позволяющие обеспечить брэгговский синхронизм двух произвольных оптических волн с одной звуковой волной. Такие режимы, как правило, реализуются на определенных частотах звуковой волны, зависящих от длин волн света и их поляризаций [3]. Двухцветное излучение в настоящее время широко используется на практике: оно позволяет анализировать дисперсионные свойства жидких кристаллов [4], сложных молекулярных соединений [5], выполнять дисперсионный анализ оптически активных медицинских препаратов, сахаров [6] и т.д. Возможность управления двухцветным излучением позволяет создавать двухцветные поляриметры, предназначенные для измерения поляризационных характеристик прозрачных сред одновременно на двух длинах волн. Двухцветное излучение находит применение в доплеровской анемометрии [7–10], при конструировании волоконно-оптических гироскопов [11, 12] и т.д.

Отметим, что ранее были разработаны и описаны методы, позволяющие формировать вращающийся вектор поляризации монохроматического излучения (см., например, [13]), при этом частота вращения зависит от частоты акустической волны. В [14–16] экспериментально получены частоты вращения поляризации, равные двух- и четырехкратной частоте звука. Излучение с вращающимся вектором поляризации используется, например, для высокочастотной амплитудной модуляции луча, при этом частота модуляции может превышать в несколько раз частоту импульсной модуляции [17]. Однако во всех предыдущих работах рассматривалось только монохроматическое излучение.

Цель данной работы – создать метод формирования двухцветного излучения с вращающимся вектором поляризации. Это существенно расширит возможности использования двухцветного излучения для различных прикладных задач и обеспечит формирование управляемого вращения вектора поляризации двухцветного излучения.

1. ТЕОРИЯ

Предлагаемый метод основан на варианте АО-дифракции двухцветного излучения, приведенного на векторной диаграмме рис. 1. Как будет ясно из дальнейшего, дифрагировавшие лучи должны распространяться по одну сторону от падающего излучения. На рисунке исходное двухцветное излучение представлено коллинеарно-направленными

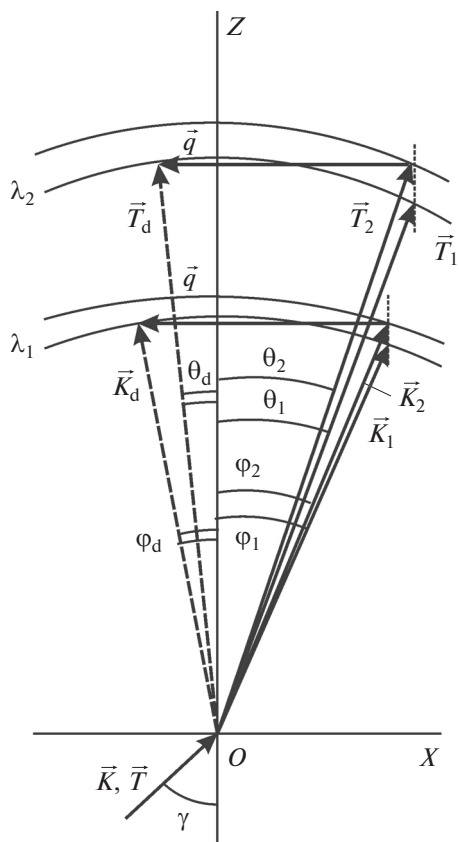


Рис. 1. Векторная диаграмма АО-дифракции двухцветного излучения на одной акустической волне; пунктиром обозначены дифрагировавшие лучи.

ми волновыми векторами \vec{K} и \vec{T} , описывающими распространение лучей с длинами волн соответственно λ_1 и λ_2 на воздухе. Излучение падает под углом γ на входную грань OX одноосного кристалла. Грань OX ориентирована ортогонально оптической оси кристалла oz . Внутри кристалла каждая из монохроматических составляющих преломляется и распадается на две собственные волны: волна \vec{K} – на \vec{K}_1 и \vec{K}_2 , распространяющиеся под углами φ_1 и φ_2 к оси oz соответственно, волна \vec{T} – на \vec{T}_1 и \vec{T}_2 , углы между которыми и oz равны θ_1 и θ_2 . Здесь волны \vec{K}_1 и \vec{T}_1 принадлежат “внутренним” поверхностям волновых векторов кристалла, \vec{K}_2 и \vec{T}_2 – “внешним”. Акустическая волна с волновым вектором \vec{q} распространяется ортогонально оси oz . Происходит анизотропная дифракция: луч \vec{K}_2 дифрагирует в направлении луча \vec{K}_d , луч \vec{T}_2 – в направлении \vec{T}_d . Углы между \vec{K}_d, \vec{T}_d и oz равны φ_d и θ_d . Лучи \vec{K}_1 и \vec{T}_1 распространяются через кристалл без дифракции, на выходе из кристалла они сливаются в один луч. Дифрагировавшие же лучи \vec{K}_d и \vec{T}_d , вообще говоря, не сливаются между собой на

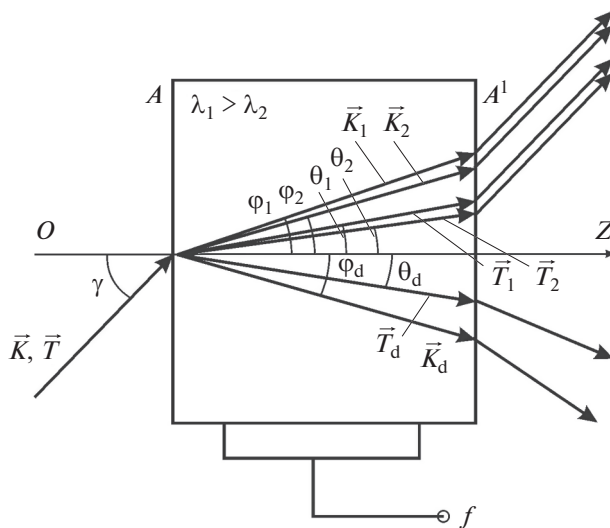


Рис. 2. Ход лучей в АО-ячейке.

выходе из кристалла, они распространяются под разными углами.

На рис. 2 представлен ход лучей в АО-ячейке (все обозначения соответствуют обозначениям рис. 1). Здесь двухцветное излучение \vec{K}, \vec{T} с длинами волн λ_1 и λ_2 ($\lambda_1 > \lambda_2$) падает на оптическую грань A ячейки. В кристалле распространяется акустическая волна, возбуждаемая на частоте f . Внутри кристалла падающее излучение распадается на две пары монохроматических лучей – \vec{K}_1, \vec{K}_2 (“обыкновенный” и “необыкновенный” с длиной волны λ_1) и \vec{T}_1, \vec{T}_2 (“обыкновенный” и “необыкновенный” с длиной волны λ_2). Дифрагировавшие лучи – \vec{T}_d и \vec{K}_d . Оптические грани кристалла A и A^1 параллельны между собой и ортогональны оптической оси oz .

Полагается, что АО-средой является одноосный гиротропный кристалл TeO_2 , наиболее широко используемый на практике. Показатели преломления такого кристалла описываются выражением [3, 18]

$$n_{i,2}^2 = \frac{1 + \text{tg}^2 \varphi}{\frac{1}{n_0^2} + \frac{\text{tg}^2 \varphi}{2} \left(\frac{1}{n_0^2} + \frac{1}{n_e^2} \right) \pm \frac{1}{2} \sqrt{\text{tg}^4 \varphi \left(\frac{1}{n_0^2} - \frac{1}{n_e^2} \right)^2 + 4G_{33}^2}}, \quad (1)$$

где n_0, n_e – главные показатели преломления кристалла; φ – угол между оптической осью OZ кристалла и волновым вектором световой волны; G_{33} – компонента псевдотензора гирации.

Конкретные величины будем определять для двухцветного излучения, генерируемого Ag -лазером. Излучение дифрагирует на акустической

волне, распространяющейся в TeO_2 . Скорость звука в кристалле $V = 0.617 \times 10^5$ см/с.

На основании данных работ [19, 20] для TeO_2 имеем:

$$\lambda_1 = 0.5145 \times 10^{-4} \text{ см}; \quad n_0 = 2.3115; \quad n_e = 2.4735; \quad g_{33} = 3.69 \times 10^{-5};$$

$$\lambda_2 = 0.488 \times 10^{-4} \text{ см}; \quad N_0 = 2.3303; \quad N_e = 2.494; \quad G_{33} = 3.93 \times 10^{-5}.$$

Расчеты показывают, что АО-дифракция двухцветного излучения Аг-лазера в TeO_2 согласно векторной диаграмме рис. 1 происходит в полосе частот 102...116 МГц по уровню 3 дБ с центральной частотой $f = 109$ МГц. Центральной частоте соответствует угол падения света на кристалл $\gamma = 3.25^\circ$. Внутри кристалла луч с длиной волны λ_1 расщепляется на два луча, которые преломляются под углами φ_1 и φ_2 , причем $\varphi_1 \approx \varphi_2 \approx \gamma/n_0 = 1.41^\circ$; разница между углами $\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2 = 3.1 \times 10^{-4}$ град. Излучение с длиной волны λ_2 также расщепляется на два луча, которые преломляются под углами $\theta_1 \approx \theta_2 \approx \gamma/N_0 = 1.39^\circ$; разница $\Delta\theta = \theta_1 - \theta_2 = 2.9 \times 10^{-4}$ град. Такие малые значения углов расщепления $\Delta\varphi$ и $\Delta\theta$ монохроматических пар связаны с тем, что лучи распространяются вблизи оптической оси, где анизотропия кристалла практически не проявляется, поэтому нет расщепления монохроматических компонент. Разница же углов распространения лучей с разными длинами волн весьма заметна, она равна 0.02° , но она практически не наблюдается из-за наложения апертур лучей.

Рассмотрим наложение апертур подробнее. Оценим степень перекрытия двух лучей в зависимости от расстояния между центрами лучей. На рис. 3 представлено поперечное сечение двух пересекающихся лучей. Полагаем, что сечения обоих лучей представляют собой окружности с одинаковым радиусом R . Окружности налагаются друг на друга, расстояние между центрами окружностей равно a .

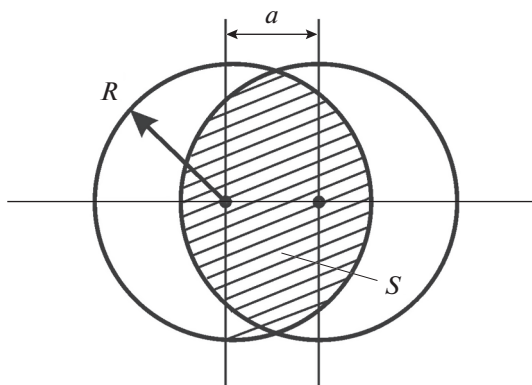


Рис. 3. Наложение апертур пересекающихся лучей: R – радиус окружности, S – площадь области пересечения, a – расстояние между центрами окружностей.

стей равно a . Общая площадь окружностей (область пересечения) обозначена S . Нетрудно показать, что площадь S вычисляется согласно выражению

$$S = 2R(R\varphi - 0.5aR\sin\varphi), \quad (2)$$

где $\varphi = \arccos(0.5a/R)$. Степенью перекрытия двух окружностей μ будем называть отношение площади S к площади окружности, т.е.

$$\mu = S/\pi R^2. \quad (3)$$

Понятно, что чем дальше распространяются расходящиеся лучи, тем больше расстояние a между их центрами, тем меньше S , а значит, и меньше μ . Расстояние между центрами можно оценить как $a \sim L\Delta\eta$, где L – длина пути, проходимая лучами, $\Delta\eta$ – угол расхождения лучей (в рад). Положим, что размер кристалла, вдоль которого распространяются лучи, равен 10 мм (размер кристалла, используемого нами в экспериментах). Тогда величина a_k для расходящихся лучей \vec{K}_1, \vec{K}_2 равна $a_k = L\Delta\varphi = 5.4 \times 10^{-6}$ мм, величина a_T для расходящихся лучей \vec{T}_1, \vec{T}_2 равна $a_T = L\Delta\theta = 5.0 \times 10^{-6}$ мм. Другими словами, монохроматические лучи не расщепляются. Теперь оценим расхождение лучей с разными длинами волн λ_1 и λ_2 при прохождении того же расстояния 10 мм: $a_{KT} = L(\varphi_1 - \theta_1) = 3.5 \times 10^{-3}$ мм. Используя выражения (2) и (3), получим $\mu = 0.9967$. Откуда видно, что разноцветные лучи также практически полностью перекрываются между собой.

Вопрос разделения лучей был проверен экспериментально. На рис. 4а и 4б приведены фотографии пятен лазерных лучей в процессе АО-дифракции, наблюдаемых на экране, расположенном от АО-ячейки на расстоянии соответственно 80 и 10 см. Фотокамера также была расположена на разных расстояниях от экрана – соответственно 80 и 30 см, поэтому размеры фотографий разные. Источником излучения служил Аг-лазер, наиболее яркие линии генерации которого равны 0.514 мкм (зеленая линия, “З”) и 0.488 мкм (синяя, “С”). В качестве АО-кристалла использован парателлурит, в котором возбуждалась “медленная” поперечная акустическая волна на частоте 109 МГц, распространяющаяся со скоростью 617 м/с. На рис. 4а слева – непродифрагировавшие лучи (по сути, наложение двух лучей с длинами волн λ_1 и λ_2), справа – продифрагировавшие лучи, разделившиеся на монохроматические компоненты. Отчетливо видно, что не-

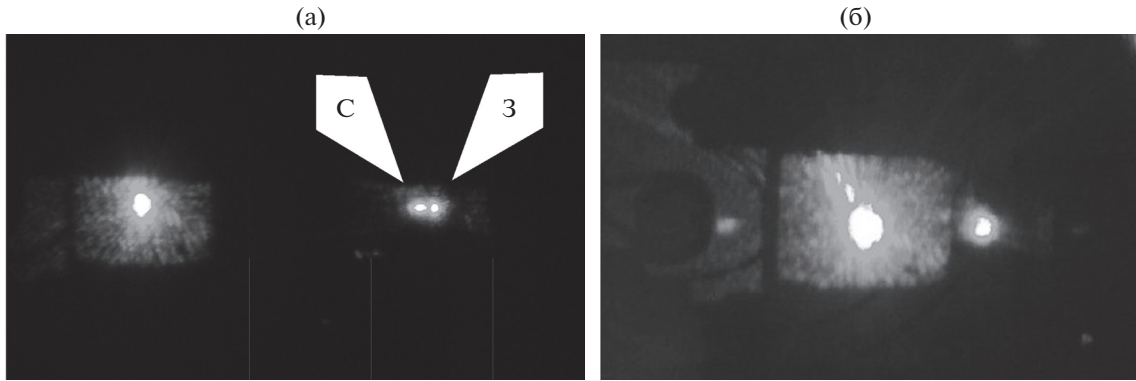


Рис. 4. Фотографии пятен (зеленый – 3, синий – С), наблюдаемых на экране, расположенном на расстоянии 80 (а) и 10 см (б) от АО-ячейки.

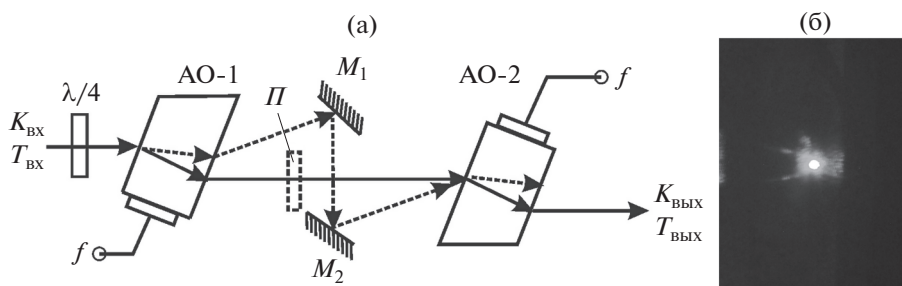


Рис. 5. Оптическая схема экспериментальной установки (а) и фотография дифрагировавших пятен на расстоянии 80 см от экрана до второй АО-ячейки (б); $K_{ВХ}$, $T_{ВХ}$ – входное двухцветное излучение, $K_{ВЫХ}$, $T_{ВЫХ}$ – выходное двухцветное излучение; M_1 и M_2 – зеркала; P – заслонка; штриховые стрелки – дифрагировавшее излучение, сплошные – недифрагировавшее.

продифрагировавшее излучение представлено в виде одного пятна, продифрагировавшее – в виде двух пятен – С и 3. Пятно 3 отклоняется сильнее пятна С в полном соответствии с теорией АО-дифракции. Угол между дифрагировавшими лучами согласно “прямым” измерениям составляет $\sim 0.2^\circ$. На рис. 4б в центре – недифрагировавшее излучение, справа и слева – дифрагировавшие лучи. “Засветка” вокруг центрального излучения связана с рассеянием света в кристалле АО-ячейки. Ячейка слишком близко расположена к экрану, поэтому все “паразитные” рассеяния наблюдаются на экране. Основной дифрагировавший порядок – правое пятно, оно существенно ярче, чем левое. Видно, что в этом порядке лучи “С” и “3” не расщепляются.

На рис. 5а представлена оптическая схема устройства, посредством которого формируется вращающийся вектор поляризации. Здесь принципиальным моментом является то, что две АО-ячейки выполнены из кристалла TeO_2 , являющимся гиротропным, т.е. его собственные волны, распространяющиеся вдоль оптической оси, являются циркулярно поляризованными. При отклонении от оптической оси их поляризации становятся эллиптическими. Эллиптичность собственных волн кристалла определяется как

$$\rho = \frac{1}{2G_{33}} \times \left[\sqrt{\text{tg}^4 \varphi \left(\frac{1}{n_0^2} - \frac{1}{n_e^2} \right)^2 + 4G_{33}^2} - \text{tg}^2 \varphi \left(\frac{1}{n_0^2} - \frac{1}{n_e^2} \right) \right]. \quad (4)$$

Эллиптичности лучей с длинами волн λ_1 и λ_2 равны $\rho_1 = 0.82$ и $\rho_2 = 0.84$ соответственно. Как видно, эллиптичность лучей достаточно большая, близкая к единице. Близость эллиптичностей к единице принципиально важна для формирования излучения с вращающимся вектором поляризации (подробнее см. далее).

В устройстве на рис. 5а входное двухцветное излучение обозначено $K_{ВХ}$, $T_{ВХ}$, выходное – $K_{ВЫХ}$, $T_{ВЫХ}$. Входное излучение проходит через ахроматическую четвертьволновую пластинку $\lambda/4$ и две последовательно расположенные ячейки АО-1 и АО-2, изготовленные из гиротропного кристалла, акустические волны в которых имеют одинаковые частоты, но противоположные направления распространения. Зеркала M_1 и M_2 служат для параллельного смещения дифрагировавших лучей в область пересечения с недифрагировавшим излучением.

Расстояние, которое проходят дифрагированные лучи от ячейки АО-1 до ячейки АО-2, отражаясь на своем пути от зеркал M_1 и M_2 , равно ~ 10 см. Угол между дифрагировавшими лучами равен 0.2° , откуда расстояние между центрами лучей после их прохождения пути в 10 см составляет $a = 0.35$ мм. Этому значению a соответствует степень перекрытия $\mu = 0.67$. После повторной дифракции в ячейке АО-2 продифрагировавшие лучи распространяются параллельно друг другу. Степень перекрытия дифрагировавших лучей останется той же, 0.67.

На рис. 5б представлена фотография дифрагировавших лучей, наблюдаемых на экране, в случае перекрытия недифрагировавшего луча заслонкой P (см. рис. 5а). Расстояние от второй АО-ячейки до экрана равно 80 см. Видно, что лучи после повторной дифракции практически “слились” в один луч. Без заслонки P просто увеличится яркость пятна за счет добавления непродифрагировавшего излучения.

Использование двух зеркал позволяет восстановить поляризацию излучения, падающего на зеркало, что является необходимым условием в нашем случае для получения интерференции, приводящей к формированию вращающегося вектора поляризации. Действительно, после первого отражения, например, левополяризованная поляризация становится правополяризованной, после второго отражения — поляризация опять возвращается к левополяризованной. Аналогичная ситуация происходит и с правополяризованной поляризацией. В первой ячейке происходит дифракция из нулевого порядка в первый, а во второй — наоборот, из первого порядка в нулевой, т.е. при 100%-ной эффективности дифракции в каждой ячейке все излучение возвращается в первоначальный луч. Если в первой ячейке частоты дифрагировавших лучей увеличиваются на величину Ω (Ω — частота звука), то во второй ячейке частоты повторно продифрагировавших лучей увеличатся на величину 2Ω . Таким образом, выходное излучение формируется из недифрагировавших лучей с частотами ω_1 и ω_2 (ω_1 и ω_2 — частоты лучей с длинами волн λ_1 и λ_2 соответственно) и продифрагировавших с частотами $(\omega_1 + 2\Omega)$ и $(\omega_2 + 2\Omega)$. Поскольку складываемые волны имеют круговые поляризации, например недифрагировавшие волны (с частотами ω_1 и ω_2) — правополяризованные, а продифрагировавшие (с частотами $(\omega_1 + 2\Omega)$ и $(\omega_2 + 2\Omega)$) — левополяризованные, то сложение этих волн приведет к формированию линейно поляризованных волн, при этом плоскость поляризации каждой компоненты будет вращаться с частотой Ω [21]. Таким образом, формируется линейно поляризованное двухцветное излучение, плоскость поляризации которого вращается с частотой, задаваемой частотой звука.

Из принципа работы устройства следует, что эффект обусловлен сложением двух лучей с разными частотами. Наибольшая глубина интерференции, как известно, достигается при равенстве амплитуд интерферирующих лучей. Однако из складываемых лучей одни лучи дважды дифрагируют на акустических волнах, другие — проходят устройство без дифракции. На практике невозможно достичь 100%-ной эффективности дифракции, здесь сказывается рассеяние излучения в более высокие дифракционные порядки, неоднородность оптических и акустических волн и т.д. Кроме того, сложно обеспечить полную идентичность двух ячеек, поэтому максимальная эффективность дифракции в них достигается при разных уровнях акустической мощности.

Для выравнивания интенсивностей дифрагировавших и недифрагировавших лучей предлагается использовать четвертьволновую пластинку, располагая ее на входе устройства. Изменяя ориентацию пластинки, можно всегда менять соотношение амплитуд собственных волн гиротропного кристалла. Чтобы показать это, поступим следующим образом: выберем некоторую систему координат (x, y, z) , связанную с пластинкой $\lambda/4$, таким образом, чтобы направление z совпадало с нормалью к оптическим граням пластинки, а x и y были направлены вдоль ее “быстрой” и “медленной” осей. Пусть на пластинку падает линейно поляризованное монохроматическое излучение, плоскость поляризации которого составляет угол α , например, с “быстрой” осью пластинки, т.е. направлением x . Тогда после прохождения пластинки излучение станет эллиптически поляризованным с амплитудами поля вдоль направленных x и y , равными

$$E_x = A \cos(\omega t), \quad E_y = B \sin(\omega t), \quad (5)$$

где $A = E_0 \cos \alpha$, $B = E_0 \sin \alpha$. Здесь E_0 — амплитуда поля падающего на пластинку линейно поляризованного света; ω — частота оптического излучения, t — время. При попадании излучения (5) в гиротропный кристалл оно распадается на две собственные циркулярно-поляризованные волны с амплитудами a с правым вращением и b с левым вращением [22]:

$$E_{x1} = a \cos(\omega t), \quad E_{y1} = a \sin(\omega t), \quad (6)$$

$$E_{x2} = b \cos(\omega t), \quad E_{y2} = -b \sin(\omega t). \quad (7)$$

В силу сохранения полей вдоль x и y имеем

$$E_x = E_{x1} + E_{x2}; \quad E_y = E_{y1} + E_{y2}, \quad (8)$$

откуда нетрудно получить амплитуды a и b собственных волн кристалла:

$$a = \frac{E_0}{\sqrt{2}} \cos\left(\alpha - \frac{\pi}{4}\right), \quad b = \frac{E_0}{\sqrt{2}} \sin\left(\alpha - \frac{\pi}{4}\right). \quad (9)$$

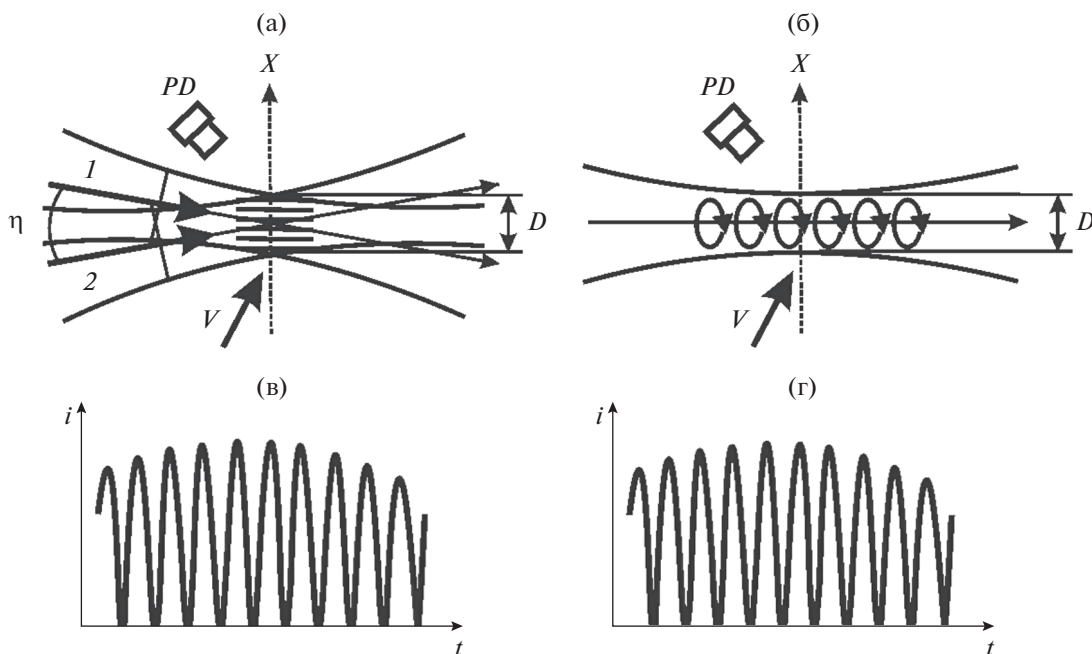


Рис. 6. Сравнение дифференциальной схемы (а) и схемы с вращающимся вектором поляризации (б) при измерении скорости частицы; в, г – измеряемые сигналы схемы (а) и схемы (б) соответственно; 1 и 2 – лучи, D – апертура луча, PD – фотоприемник.

Из (9) видно, что путем изменения угла α , т.е. изменением ориентации пластинки $\lambda/4$, можно выравнять амплитуды дифрагировавших и недифрагировавших лучей и таким образом улучшить характеристики выходного излучения с вращающимся вектором поляризации. Понятно, что для двухцветного излучения необходимо использовать ахроматическую пластинку $\lambda/4$. В настоящее время налажено промышленное производство таких пластинок (см., например, <https://phcloud.ru/index.php/catalog/optika/chetvertvolnovye-plastiny>), так что их приобретение и использование не вызывает затруднений.

Устройство формирования двухцветного излучения с вращающимся вектором поляризации предполагается для использования в системах двухкоординатной анемометрии. Интересно сравнить характеристики анемометров, основанных на использовании вращающейся поляризации и широко применяемой на практике дифференциальной оптической схемы. Рассмотрим однокоординатные схемы двух вариантов. На рис. 6а представлена дифференциальная схема формирования зондирующего объема [7–9], образуемого в результате интерференции двух лучей 1 и 2, пересекающихся под углом η . В области пересечения образуется интерференционная решетка с периодом, равным $d = \lambda/2\sin\eta$. Частица, пересекающая интерференционное поле, поочередно рассеивает свет от каждого слоя решетки. Фотоприемник PD регистрирует рассеянный свет в виде последовательности

электрических импульсов. На рис. 6б представлена схема пересечения частицей луча с вращающимся вектором поляризации, апертура которого также равна D . Частота вращения поляризации определяется частотой звука f . Фотоприемник PD в обоих случаях регистрирует рассеянное частицей поле в виде последовательности электрических сигналов (рис. 6в, 6г). В обоих случаях проекция скорости V на направление x , ортогональное зондирующим объемам, определяется как

$$V_x = D/n\Delta t,$$

где Δt – время между соседними импульсами, n – число импульсов. Однако в дифференциальной схеме с изменением скорости частицы меняется время Δt , а число импульсов – не меняется. В варианте же с вращающимся вектором поляризации, наоборот, Δt – не меняется, но меняется n .

2. ЭКСПЕРИМЕНТ И ОБСУЖДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Для проверки полученных результатов был выполнен эксперимент. За основу была взята схема, приведенная на рис. 5а. В качестве источника излучения использовали Ag-лазер, генерирующий линейно-поляризованное излучение, две наиболее яркие линии которого имеют длины волн $\lambda_1 = 0.514 \times 10^{-4}$ см и $\lambda_2 = 0.488 \times 10^{-4}$ см (зеленая и синяя линии 3 и С генерации лазера). В эксперименте были использованы две идентич-

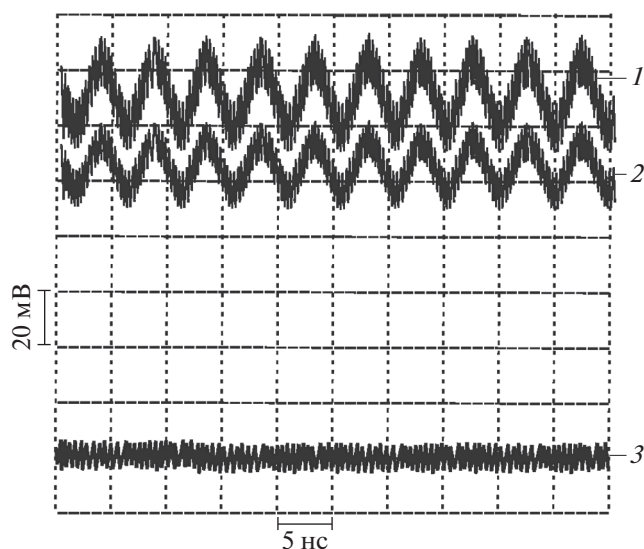


Рис. 7. Сигналы, наблюдаемые на экране осциллографа: 1, 2 – сигналы модуляции З и С излучений соответственно; 3 – нулевой сигнал фотоприемника.

ные АО-ячейки из парателлуриата с размерами 0,8, 0,8 и 1,0 см вдоль направлений кристалла [110], $[1\bar{1}0]$ и [001] соответственно. Направление [001] является оптической осью oz кристалла. Вдоль направления [110], совпадающем с осью ox (см. рис. 1), генерировалась поперечная акустическая волна, скорость которой составляла 617 м/с. Ячейки были ориентированы таким образом, чтобы звуковые волны в них распространялись в противоположных направлениях. На обе ячейки подавались электрические сигналы от одного генератора. Напряжение сигнала, выдаваемое генератором, равнялось ~ 8 В на нагрузке 50 Ом. Частота звука равнялась 109 МГц. Полоса частот пьезопреобразователя составила ~ 2 МГц. Такая малая полоса обусловлена тем, что использовалась пятая гармоника преобразователя. В экспериментах был использован режим брэгговской дифракции, при котором оба излучения одновременно дифрагировали на одной и той же звуковой волне. Излучение, генерируемое лазером, пропускали сначала через поляризатор, служащий аттенуатором излучения, а затем через ахроматическую четвертьволновую пластинку для получения максимальной глубины модуляции. На выходе излучение пропускали через другой поляризатор, служащий анализатором вращения плоскости поляризации. Излучение после анализатора направляли на фотоприемник, электрический сигнал с которого направляли на осциллограф. Компоненты с длинами волн λ_1 и λ_2 измеряли независимо друг от друга посредством использования интерференционных фильтров. На рис. 7 приведены сигналы, соответствующие модуляции излучения З (кривая 1) и С (кривая 2).

Здесь так же приведен нулевой сигнал (кривая 3), регистрируемый в отсутствии оптического излучения. Во всех сигналах наблюдается шумовая составляющая, соответствующая шуму фотоприемника. Частота сигналов 1 и 2 соответствует удвоенной частоте сигнала, подаваемого на АО-ячейку, что подтверждено измерениями частот с помощью частотомера. Разный уровень сигналов вызван тем, что интенсивность зеленой линии лазера больше (на $\sim 20\%$) интенсивности синей линии. “Истинная” частота вращения поляризации равна 109 МГц, поскольку фотоприемник работает в квадратичном режиме и удваивает частоту сигнала. Глубина модуляции сигнала составляла $\sim 15\ldots 20\%$ в зависимости от ориентации анализатора. Другими словами, существует некоторая эллиптичность поляризации выходного сигнала.

Сравнительно небольшая глубина наблюдаемых сигналов на рис. 7 может быть объяснена несколькими факторами: неполным перекрытием интерферирующих лучей, неполной идентичностью АО-ячеек, их электрических и акустических характеристик, неоднородностью материала ячейек, неточностью ориентации граней относительно кристаллографических осей. Кроме того, оптические пути прошедшего и дифрагировавших лучей, дважды отражающихся от зеркал, неодинаковы, т.е. здесь может сказаться фазовый шум лазера [24]. На результате интерференции сказывается и то, что поляризации складываемых волн являются, строго говоря, эллиптическими, а не циркулярными, что ухудшает глубину интерференции. Отметим, что в устройствах, в которых используют монохроматическое излучение, глубина интерференции в дифференциальных схемах достигает 30% [25]. В наших экспериментах такая глубина тоже может быть реализована, но только для одной монохроматической компоненты в ущерб другой. Это достаточно просто достигается путем юстировки зеркал M_1 и M_2 . На рис. 7 представлен оптимальный режим, при котором глубина модуляции обоих компонент одинакова, $\sim 20\%$. Предложенная схема достаточно простая, но вместе с тем новая и интересная, позволяющая формировать двухцветное излучение с вращающимся вектором поляризации.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, на основании изложенного материала можно сделать следующие выводы.

Для формирования двухцветного оптического излучения с вращающимся вектором поляризации предложено использовать АО-дифракцию, в которой обе монохроматические составляющие дифрагируют по одну сторону от падающего излучения. В качестве АО-среды предложено использовать гиротропный кристалл, собственные волны которого циркулярно поляризованы.

Предложена схема АО-дифракции, основанная на использовании двух идентичных АО-ячеек, работающих на одной частоте звука. Посредством двух зеркал излучение, дифрагировавшее в первой ячейке, направляется во вторую ячейку под тем же углом, но в область пересечения с непродифрагировавшей частью излучения. Использование двух зеркал позволяет восстановить поляризацию падающего на зеркала излучения, тем самым обеспечить наилучшие условия формирования вращающегося вектора поляризации.

Выполнен расчет параметров схемы на примере использования кристалла парателлуриата в качестве АО-среды. Показано, что двухцветное излучение с длинами волн 0.514×10^{-4} и 0.488×10^{-4} см эффективно дифрагирует на “медленной” звуковой волне на частоте звука 109 МГц с полосой 15 МГц по уровню 3 дБ.

Схема опробована на устройстве, состоящем из двух последовательно расположенных АО-ячеек из парателлуриата, работающих на частоте звука 109 МГц. В качестве источника двухцветного излучения использован Аг-лазер, излучающий две наиболее яркие линии на длинах волн 0.514×10^{-4} и 0.488×10^{-4} см. Получено вращение поляризации двухцветного излучения с частотой ~ 109 МГц.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Автор заявляет об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Балакиев В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е. Физические основы акустооптики. М.: Радио и связь, 1985.
2. Xu J., Stroud R. Acousto-optic Devices: Principles, Design and Applications. N.-Y.: John Wiley and Sons, Inc., 1992.
3. Котов В.М. Акустооптика. Брэгговская дифракция многоцветного излучения. М.: Янус-К, 2016.
4. Кошкина Е.А., Костомаров Д.С. // Оптич. журн. 2007. № 10. С. 88.
5. Колбина Г.Ф., Грищенко А.Е., Сазанов Ю.Н., Штенникова И.Н. // Высокомолекуляр. соединения. Сер. А. 2009. Т. 51. № 7. С. 1104.
6. Фармацевтическая химия: учебник / Под ред. Г.В. Раменской. М.: Бином. Лаборатория знаний, 2015.
7. Ринкевичус В.С. Лазерная анемометрия. М.: Энергия, 1978.
8. Коронкевич В.П., Ханов В.А. Современные лазерные интерферометры. Новосибирск: Наука, 1985.
9. Клочков В.П., Козлов Л.Ф., Потыкевич И.В., Соскин М.С. Лазерная анемометрия, дистанционная спектроскопия и интерферометрия. Справочник. Киев: Наукова думка, 1985.
10. Антонов С.Н., Котов В.М., Сотников В.Н. // ЖТФ. 1991. Т. 61. № 1. С. 168.
11. Kersey A.D., Dandridge A., Burns W.K. // Electron. Lett. 1986. V. 22. № 18. P. 935.
12. Котов В.М. // Квант. электроника. 1997. Т. 24. № 5. С. 471.
13. Shamir J., Fainman Y. // Appl. Optics. 1982. V. 21. № 3. P. 364.
14. Котов В.М., Аверин С.В., Котов Е.В. и др. // Квант. электроника. 2017. Т. 47. № 2. С. 135.
15. Котов В.М., Котов Е.В. // Оптич. журн. 2017. Т. 84. № 6. С. 51.
16. Котов В.М., Котов Е.В. // Квант. электроника. 2018. Т. 48. № 8. С. 773.
17. Котов В.М., Аверин С.В., Котов Е.В. // Оптич. журн. 2019. Т. 86. № 3. С. 3.
18. Котов В.М. // Оптика и спектроскопия. 1994. Т. 74. № 3. С. 493.
19. Акустические кристаллы / Под ред. М.П. Шаскольской. М.: Наука, 1982.
20. Кизель В.А., Бурков В.И. Гиротропия кристаллов. М.: Наука, 1980.
21. Най Дж. Физические свойства кристаллов. М.: Мир, 1967.
22. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1973.
23. Cretin B., Xie W.-X., Wang S., Hauden D. // Opt. Commun. 1988. V. 65. № 3. P. 157.
24. Гречихин В.А. Разработка и анализ компьютерных алгоритмов обработки одночастичных сигналов лазерных доплеровских анемометров / Автореф. дисс. канд. техн. наук. М.: МЭИ, 1996. 20 с.