

# Формирование двухцветного излучения с поляризациями компонент, вращающимися в противоположные стороны

В.М.Котов

*Предложен метод формирования двухцветного излучения с монохроматическими компонентами, вектора поляризаций которых вращаются в противоположные стороны, а скорость вращения управляется частотой звука. Метод основан на акустооптическом (АО) взаимодействии при двойном прохождении двухцветного излучения через АО ячейку, выполненную из гиротропного кристалла; продемонстрирован на примере излучения Ar-лазера, генерирующего на длинах волн 0.488 и 0.514 мкм, и АО ячейки из  $\text{TeO}_2$ , работающей на частоте звука 60 МГц.*

**Ключевые слова:** двухцветное оптическое излучение, акустооптическая дифракция, брэгговский режим, вращение вектора поляризации.

## 1. Введение

Акустооптическая (АО) дифракция находит широкое применение для управления параметрами оптического излучения – его амплитудой, частотой, фазой, поляризацией и т. д. [1 – 3]. Она позволяет формировать оптический луч с «нужными» характеристиками, например вращать вектор поляризации с частотой, управляемой частотой звука (см., напр., [4 – 7]). В работах [8 – 10] экспериментально получены частоты вращения поляризации, равные двух- и четырехкратной частоте звука. Излучение с вращающимся вектором поляризации позволяет получать высокочастотную амплитудную модуляцию оптического луча, при этом частота модуляции может превышать в несколько раз частоту импульсной модуляции [11]; вращение поляризации находит применение в системах доплеровской анемометрии [12] и т. д.

Во всех упомянутых работах использовалось только монохроматическое излучение. В настоящей работе предлагается способ формирования двухцветного излучения с вращающимися векторами поляризаций монохроматических компонент, причем поляризации вращаются в противоположные стороны. Частота вращения обеих компонент, как будет показано ниже, равна частоте звука. Такое излучение может использоваться, например, для анализа дисперсионных свойств жидких кристаллов [13, 14], исследования кристаллов под воздействием электрических полей [15], исследования свойств сложных молекулярных соединений (см., напр., [16]), найти применение в фармацевтике (для дисперсионного анализа оптически активных препаратов, сахаров [17] и т. д.). Предлагаемый метод может быть положен в основу создания целого класса устройств – двухцветных поляриметров, предназначенных для измерения поляризационных характеристик прозрачных сред од-

новременно на двух длинах волн. Это существенно расширяет возможности использования АО дифракции для решения различных прикладных задач.

## 2. Теория

Формирование двухцветного излучения с векторами поляризаций, вращающимися в противоположные стороны, поясняется с помощью двух векторных диаграмм (рис. 1). Первая диаграмма (рис. 1, а) отображает процесс АО взаимодействия при распространении света через АО ячейку в прямом направлении, вторая (рис. 1, б) – в обратном, после отражения света от призмы. Полагаем, что АО средой служит одноосный гиротропный кристалл парателлуриита ( $\text{TeO}_2$ ). Двухцветное оптическое излучение  $T$  с длинами волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  падает на грань (001) кристалла  $\text{TeO}_2$  под углом  $\alpha$  к его оптической оси [001]. Внутри кристалла излучение распадается на монохроматические компоненты с длинами волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ , каждая из которых расщепляется на две собственные волны. На рис. 1 приведены только те собственные волны, которые участвуют в АО дифракции. Выбранные волны принадлежат «внутренним» поверхностям волновых векторов («быстрые» собственные волны). В результате анизотропного АО взаимодействия они дифрагируют в «медленные» волны, принадлежащие «внешним» волновым поверхностям. Другие собственные волны падающего излучения не приведены на рисунке, чтобы не перегружать его. Однако они играют важную роль в формировании конечного оптического излучения, поэтому всегда подразумевается их присутствие. Акустическая волна с волновым вектором  $q$  распространяется вдоль оси [110]. Волновой вектор падающей волны с длиной волны  $\lambda_1$  обозначен  $K_{1i}$ , с длиной волны  $\lambda_2$  –  $K_{2i}$ , волны дифрагируют в направлениях  $K_{1d}$  и  $K_{2d}$  соответственно. На выходе из кристалла все лучи отражаются от призмы Пр с углом при вершине  $90^\circ$  и распространяются через АО ячейку в строго обратных направлениях (см. рис. 1, б). Отметим, что, поскольку лучи дважды отражаются от поверхностей призмы, поляризации отраженных лучей совпадают с поляризациями лучей, падающих на призму. Этот момент особенно важен при ис-

В.М.Котов. Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН, Россия, Московская обл., 141190 Фрязино, пл. Введенского, 1;  
e-mail: vmk277@ire216.msk.su

Поступила в редакцию 6 августа 2020 г.

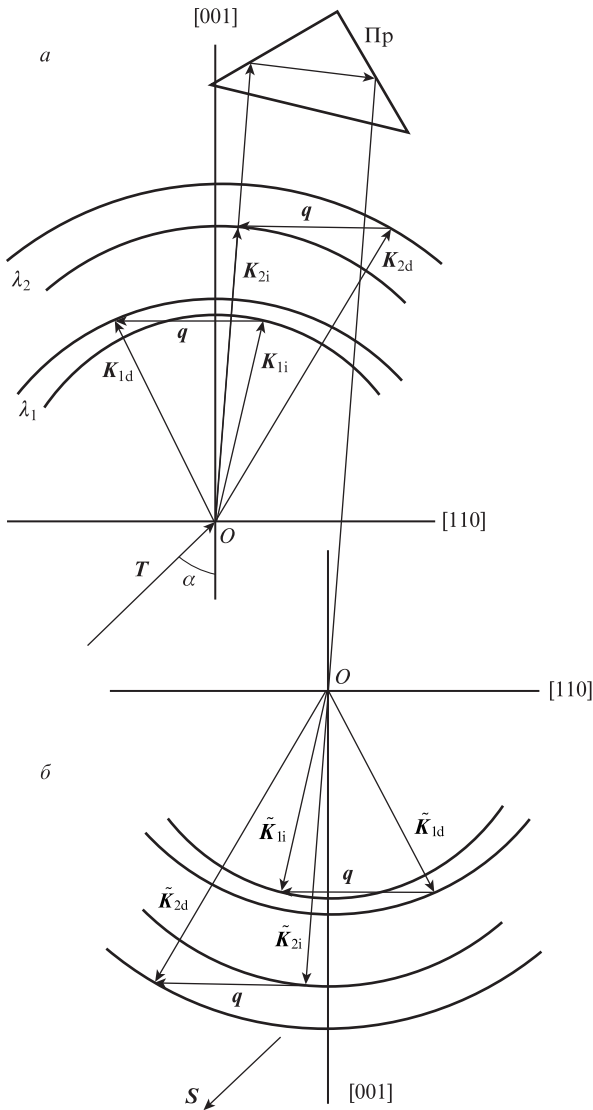


Рис.1. Векторная диаграмма АО дифракции двухцветного излучения при распространении света через АО ячейку в прямом (а) и обратном (б) направлениях.

пользовании  $\text{TeO}_2$ , поскольку его собственные волны в общем случае эллиптически поляризованные. Волны  $K_{1i}, K_{2i}, K_{1d}$  и  $K_{2d}$  на первой диаграмме переходят в волны  $\tilde{K}_{1i}, \tilde{K}_{2i}, \tilde{K}_{1d}$  и  $\tilde{K}_{2d}$  на второй диаграмме. Волны  $K_{1i}$  и  $K_{2i}$  при 100%-ной эффективности дифракции полностью дифрагируют в волны  $K_{1d}$  и  $K_{2d}$ , которые, преобразуясь в  $\tilde{K}_{1d}$  и  $\tilde{K}_{2d}$ , возвращаются в волны  $\tilde{K}_{1i}$  и  $\tilde{K}_{2i}$ . Однако частоты волн  $\tilde{K}_{1i}$  и  $\tilde{K}_{2i}$ , выходящих из АО ячейки после двойного прохождения, будут отличаться от частот исходных волн  $K_{1i}$  и  $K_{2i}$ . Действительно, как следует из векторных диаграмм, волна  $K_{1d}$  формируется в результате отражения волны  $K_{1i}$  от «набегающей» акустической волны  $q$ , поэтому вследствие эффекта Доплера частота волны  $K_{1d}$  равна  $\omega_1 + \Omega$  (здесь  $\omega_1$  и  $\Omega$  – циклические частоты волн  $K_{1i}$  и звуковой соответственно). Другая дифрагировавшая волна  $K_{2d}$  формируется в результате отражения  $K_{2i}$  от «убегающей» звуковой волны  $q$ , и ее частота равна  $\omega_2 - \Omega$ , где  $\omega_2$  – циклическая частота волны  $K_{2i}$ . После отражения от призмы Пр и повторного прохождения через АО ячейку волна  $\tilde{K}_{1d}$  (с частотой  $\omega_1 + \Omega$ ) отражается от «набегающей» звуковой волны  $q$ , поэтому частота волн  $\tilde{K}_{1i}$  будет равна  $\omega_1 + 2\Omega$ . Аналогично получаем, что волна  $\tilde{K}_{2i}$  име-

ет частоту  $\omega_2 - 2\Omega$ . Таким образом, на выходе АО ячейки образуются две волны  $\tilde{K}_{1i}$  и  $\tilde{K}_{2i}$  с частотами  $\omega_1 + 2\Omega$  и  $\omega_2 - 2\Omega$ ; они «сливаются» между собой, а также с другими собственными волнами, не участвующими в дифракции, в выходящее двухцветное излучение S.

Далее определим частотно-угловые характеристики дифракции, когда две оптические волны взаимодействуют с одной акустической волной. Отметим, что подобная задача уже решалась в [18] с использованием поверхностей волновых векторов одноосного гиротропного кристалла, описываемых уравнениями 4-го порядка. Решения были получены только в численном виде. В настоящей работе используется упрощенная модель, которая, однако, позволяет получать аналитические выражения с погрешностью не более 1%–2% от точных компьютерных решений. Будем описывать поверхности волновых векторов одноосного гиротропного кристалла в виде [7, 19]

$$\frac{K_x^2}{K_e^2} + \frac{K_z^2}{K_o^2}(1 + n_o^2 g_{33}) = 1, \tag{1}$$

$$\frac{K_x^2}{K_e^2} + \frac{K_z^2}{K_o^2}(1 - n_o^2 g_{33}) = 1,$$

где  $K_x, K_z$  – проекции волнового вектора света на оси [110] и [001] соответственно;  $K_o = 2\pi n_o \lambda^{-1}$ ;  $K_e = 2\pi n_e \lambda^{-1}$ ;  $n_o, n_e$  – главные показатели преломления одноосного кристалла;  $g_{33}$  – компонента псевдотензора гирации [20];  $\lambda$  – длина волны света. Первое уравнение в (1) описывает «внутреннюю» поверхность волновых векторов, второе – «внешнюю» в предположении, что кристалл является положительным одноосным ( $n_e > n_o$ ).

Ход решения задачи, позволяющий достаточно просто получить необходимые выражения, поясняется с помощью векторной диаграммы (рис.2), на которой показаны волновые поверхности одноосного гиротропного кристалла для излучений с длинами волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ . На первом этапе положим, что падающее двухцветное излучение распространяется строго вдоль оптической оси [001]. Акустическая волна направлена вдоль оси [110]. Двухцветное излучение представлено волновыми векторами  $K_1$  и  $K_2$ , принадлежащими «внутренним» волновым поверхностям. В результате анизотропной дифракции луч  $K_1$  дифраги-

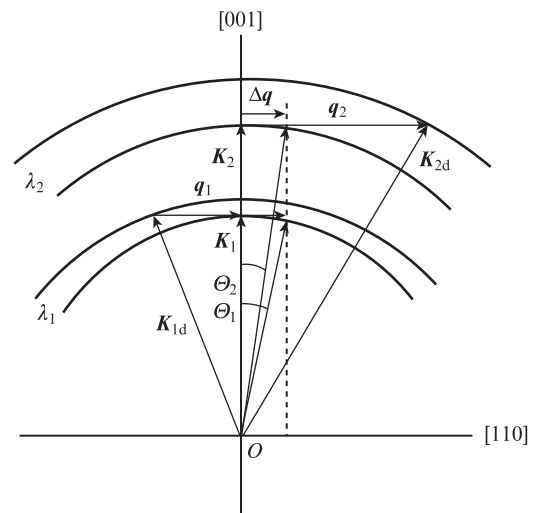


Рис.2. Векторная диаграмма для расчета частотно-угловых характеристик дифракции.

рует на акустической волне  $q_1$  в направлении  $K_{1d}$ , а луч  $K_2$  дифрагирует на волне  $q_2$  в направлении  $K_{2d}$ . В общем случае  $q_1$  и  $q_2$  не равны между собой. Для нахождения величины  $q_1$  положим  $K_x = 0$  в уравнениях (1). Тогда имеем

$$K_{z1} = \frac{K_0}{\sqrt{1 + n_o^2 g_{33}}} \quad (2)$$

– для «внутренней» поверхности и

$$K_{z2} = \frac{K_0}{\sqrt{1 - n_o^2 g_{33}}} \quad (3)$$

– для «внешней» поверхности. Поскольку в нашем случае имеет место анизотропная дифракция, при которой волновой вектор, принадлежащий «внутренней» поверхности, дифрагирует в направлении вектора, принадлежащего «внешней» поверхности, подставим выражение для  $K_{z1}$  (2) во второе уравнение системы (1). В результате получим, что  $K_x$  равен модулю вектора звука  $q_1$ :

$$K_x = q_1 = \frac{2\pi n_e}{\lambda_1} \sqrt{\frac{2n_o^2 g_{33}}{1 + n_o^2 g_{33}}}. \quad (4)$$

Аналогично определяем величину  $q_2$ :

$$q_2 = \frac{2\pi N_e}{\lambda_2} \sqrt{\frac{2N_o^2 G_{33}}{1 + N_o^2 G_{33}}}. \quad (5)$$

В выражениях (4) и (5) параметры  $n_o, n_e$  и  $g_{33}$  относятся к излучению с длиной волны  $\lambda_1$ , а  $N_o, N_e$  и  $G_{33}$  – к излучению с  $\lambda_2$ . Одновременная дифракция излучений с длинами волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  возможна только в том случае, когда величины волновых векторов звука совпадают. Для «выравнивания» волновых векторов  $q_1$  и  $q_2$  добавим к  $q_1$  некоторый вектор  $\Delta q$ , а от вектора  $q_2$  отнимем тот же вектор  $\Delta q$ . Тогда дифракция будет происходить на звуке, волновой вектор которого принимает вид

$$Q = q_1 + \Delta q = q_2 - \Delta q, \quad (6)$$

откуда

$$Q = (q_1 + q_2)/2, \quad (7)$$

$$\Delta q = (q_2 - q_1)/2. \quad (8)$$

Используя соотношение  $Q = 2\pi fV$ , где  $f$  и  $V$  – частота и скорость звука, а также выражения (4), (5) и (7), найдем частоту  $f$ :

$$f = \frac{V}{2} \left[ \frac{n_e}{\lambda_1} \sqrt{\frac{2n_o^2 g_{33}}{1 + n_o^2 g_{33}}} + \frac{N_e}{\lambda_2} \sqrt{\frac{2N_o^2 G_{33}}{1 + N_o^2 G_{33}}} \right]. \quad (9)$$

Смещение векторов звука  $q_1$  и  $q_2$  на величину  $\Delta q$ , вообще говоря, приводит к тому, что волны  $K_1$  и  $K_2$  будут распространяться не вдоль оптической оси, а под углами  $\Theta_1$  и  $\Theta_2$  к ней. Эти углы, строго говоря, являются углами преломления двухцветного излучения на входной грани (001), причем угол  $\Theta_1$  больше  $\Theta_2$ . С хорошим приближением можно положить  $\Theta_1 = \Delta q/K_{z1}$  и считать этот угол максимальным углом  $\Theta_{\max}$  отклонения лучей  $K_1$  и  $K_2$  от оси [001]. С учетом соотношений (4), (5) и (8) имеем

$$\Theta_{\max} \approx \frac{\sqrt{1 + n_o^2 g_{33}}}{2n_o} \left( \frac{\lambda_1}{\lambda_2} N_e \sqrt{\frac{2N_o^2 G_{33}}{1 + N_o^2 G_{33}}} - n_e \sqrt{\frac{2n_o^2 g_{33}}{1 + n_o^2 g_{33}}} \right). \quad (10)$$

Угол  $\Theta_{\max}$  определяет эллиптичность  $\rho$  волны, наиболее удаленной от оптической оси [21]:

$$\rho = \frac{1}{2g_{33}} \left[ \sqrt{\tan^4 \Theta_{\max} \left( \frac{1}{n_o^2} - \frac{1}{n_e^2} \right)^2 + 4g_{33}^2} - \tan^2 \Theta_{\max} \left( \frac{1}{n_o^2} - \frac{1}{n_e^2} \right) \right]. \quad (11)$$

Для получения конкретных значений величин, определяемых выражениями (9), (10) и (11), будем полагать, что двухцветное излучение генерируется Аг-лазером. Излучение дифрагирует на акустической волне, распространяющейся в  $\text{TeO}_2$ . На основании данных [22, 23]

$$\lambda_1 = 0.5145 \times 10^{-4} \text{ см}, \quad n_o = 2.3115, \quad n_e = 2.4735,$$

$$g_{33} = 3.69 \times 10^{-5};$$

$$\lambda_2 = 0.488 \times 10^{-4} \text{ см}, \quad N_o = 2.3303, \quad N_e = 2.494,$$

$$G_{33} = 3.93 \times 10^{-5}, \quad V = 0.617 \times 10^5 \text{ см/с}.$$

После подстановки получим  $f \approx 62$  МГц,  $\Theta_{\max} \approx 0.06^\circ$ ,  $\rho = 0.99$ . Видно, что значение  $\rho$  близко к единице, т. е. собственные волны кристалла, формирующие двухцветное излучение, имеют практически циркулярные поляризации. Отметим, что в работе [18] для тех же длин волн оптического излучения получено:  $f = 60$  МГц,  $\Theta = 0.062^\circ$ . Таким образом, значения, полученные с использованием выражений (9), (10) и (11), отличаются от соответствующих значений в [18] не более, чем на 1%–2%.

Рассмотрим результат сложения волн на выходе кристалла. Примем для определенности, что поляризации волн  $K_{1i}$  и  $K_{2i}$ , принадлежащих «внутренним» поверхностям волновых векторов (см. рис. 1), являются левовращающимися, а поляризации волн  $K_{1d}$  и  $K_{2d}$  – правовращающимися. Тогда выходящие волны  $K_{1i}$  и  $K_{2i}$  будут левовращающимися, они складываются на выходе с правовращающимися волнами, не участвующими в дифракции. Суммарный луч с длиной волны  $\lambda_1$  образуется в результате сложения левовращающейся волны с частотой  $\omega_1 + 2\Omega$  и правовращающейся волны с частотой  $\omega_1$ . Аналогично суммарный луч с длиной волны  $\lambda_2$  образуется в результате сложения левовращающейся волны с частотой  $\omega_2 - 2\Omega$  и правовращающейся волны с частотой  $\omega_2$ .

Рассмотрим далее сложение собственных волн, составляющих излучение с длиной волны  $\lambda_1$ . Полагая, что излучение распространяется вдоль некоторого направления  $OZ$  и амплитуды всех волн равны друг другу и равны единице, проекции электрического вектора  $e_{x1}$  и  $e_{y1}$  на направления  $OX$  и  $OY$ , ортогональные  $OZ$ , для излучения с правовращающейся поляризацией, не участвующего в дифракции, можно записать в виде

$$e_{x1} = \cos(\omega_1 t); \quad e_{y1} = \sin(\omega_1 t), \quad (12)$$

а проекции  $e_{x2}$  и  $e_{y2}$  для излучения с левовращающейся поляризацией, дважды участвующего в дифракции, – в виде

$$e_{x2} = \cos[(\omega_1 + 2\Omega)t]; \quad e_{y2} = -\sin[(\omega_1 + 2\Omega)t]. \quad (13)$$

Суммарные поля вдоль  $OX$  и  $OY$  запишем как  $e_x = e_{x1} + e_{x2}$  и  $e_y = e_{y1} + e_{y2}$ . После несложных преобразований получим

$$e_x = 2\cos(\Omega t)\cos[(\omega_1 + 2\Omega)t], \quad (14)$$

$$e_y = -2\sin(\Omega t)\cos[(\omega_1 + 2\Omega)t].$$

Быстропеременная составляющая обоих сигналов  $\cos[(\omega_1 + 2\Omega)t]$  изменяется, по сути, с частотой  $\omega_1$ , поскольку  $\omega_1 \gg \Omega$ . Фотоприемник не «успевает» отслеживать эту составляющую и усредняет ее, а поскольку он работает в квадратичном режиме, то усредняет функцию  $\cos^2(2\omega_1)$ , среднее значение которой равно  $1/2$ . Для амплитуд сигналов (14) введем обозначения

$$\alpha_x = \cos(\Omega t), \quad \alpha_y = -\sin(\Omega t). \quad (15)$$

Видно, что характер изменения амплитуд  $\alpha_x$  и  $\alpha_y$  аналогичен изменению функций (13), т. е.  $\alpha_x$  и  $\alpha_y$  демонстрируют левовращающееся вращение вектора поляризации с частотой  $\Omega$ . Эта частота попадает в диапазон частот, измеряемых фотоприемником, поэтому легко отслеживается в эксперименте.

Аналогичную процедуру несложно выполнить и с излучением  $\lambda_2$ . В этом случае амплитуды сигналов

$$A_x = \cos(\Omega t), \quad A_y = \sin(\Omega t), \quad (16)$$

т. е. наблюдается правоциркулярное вращение поляризации с частотой  $\Omega$ .

Таким образом, можно утверждать, что циркулярно поляризованные собственные волны с разными частотами в результате сложения формируют излучения с линейной медленно вращающейся поляризацией, при этом направление вращения вектора поляризации определяется соотношением между частотами складываемых волн. Например, если в результате АО взаимодействия частота «быстрой» собственной волны понижается относительно частоты «медленной» волны, то при суммировании волн вращение вектора поляризации будет в одну сторону, а если частота повышается – вращение меняется на обратное.

### 3. Эксперимент и обсуждение полученных результатов

Экспериментальная установка для наблюдения эффекта вращения поляризаций в разные стороны приведена на рис.3. Двухцветное излучение, генерируемое лазером, пропускается через ослабитель А, пластинку  $\lambda/4$ , направляется на АО ячейку АОМ, проходит ее и возвращается в ячейку после отражения от призмы Пр. Призма выполняет несколько функций: отражает лучи в направлениях, коллинеарных падающим на призму лучам, обеспечивает разделение лучей, проходящих через АО ячейку в прямом и обратном направлениях, а также сохраняет поляризацию лучей после их отражения от призмы. Излучение, про-

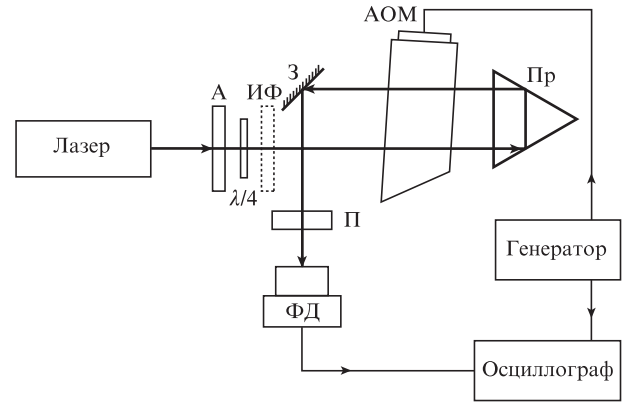


Рис.3. Оптическая схема эксперимента.

шедшее в обратном направлении через АО ячейку, падает на зеркало З, отразившись от него, проходит поляризатор П и попадает на фотодетектор ФД. Сигнал с фотодетектора поступает на осциллограф. Генератор является источником синусоидальных сигналов, которыми управляется АО ячейка, и обеспечивает синхронизацию осциллографа. Источником двухцветного излучения служит Аг-лазер, генерирующий две наиболее яркие линии с длинами волн  $0.514$  и  $0.488$  мкм с линейными поляризациями. АО ячейка выполнена из монокристалла  $\text{TeO}_2$  с размерами  $1.0 \times 0.8 \times 1.0$  см вдоль направлений  $[110]$ ,  $[\bar{1}\bar{1}0]$ , и  $[001]$  соответственно. К грани  $(110)$  кристалла приклеен преобразователь из  $\text{LiNbO}_3$ , генерирующий поперечную акустическую волну с направлением сдвига вдоль  $[\bar{1}\bar{1}0]$ . Скорость звука в кристалле равна  $617$  м/с. Длина АО взаимодействия составляет  $0.6$  см, частота звука  $-60 \pm 2$  МГц по уровню  $3$  дБ.

Эксперимент состоял из двух этапов. Первый этап заключался в настройке АО ячейки для получения наилучших условий дифракции двухцветного излучения. Для этого за АО ячейкой вместо призмы Пр устанавливался экран, с помощью которого осуществлялась настройка ячейки путем ее угловой подстройки, а также подстройки частоты и мощности звука. При этом контролировалось распространение дифрагировавших лучей по разные стороны от падающего излучения. После настройки АО ячейки выполнялся второй этап эксперимента – вместо экрана устанавливалась призма Пр, которая располагалась практически вплотную к АО ячейке. Затем юстировалось зеркало З, а также настраивался фотоприемник ФД для получения максимального электрического сигнала. При этом фотоприемник настраивался только на 0-й брэгговский порядок, поскольку он, как следует из рис.1, регистрирует как волны, не участвующие в дифракции, так и волны, дважды продифрагировавшие на акустической волне. В экспериментах использовался только один фотоприемник, которым по отдельности измерялись характеристики монохроматических компонент лазерного излучения. Для этого на выходе лазера после ослабителя устанавливались интерференционные фильтры ИФ, пропускающие излучение либо с длиной волны  $\lambda_1$ , либо – с  $\lambda_2$ . Для улучшения сигнала интерференции сразу за ослабителем располагалась широкополосная пластинка  $\lambda/4$ , которая позволяла уравнивать интенсивности недифрагированных и дважды продифрагировавших лучей. На рис.4 приведена фотография сигнала, поступающего с фотоприемника на частотомер. Измерения показали, что формы сигналов обеих монохроматических компонент одинако-

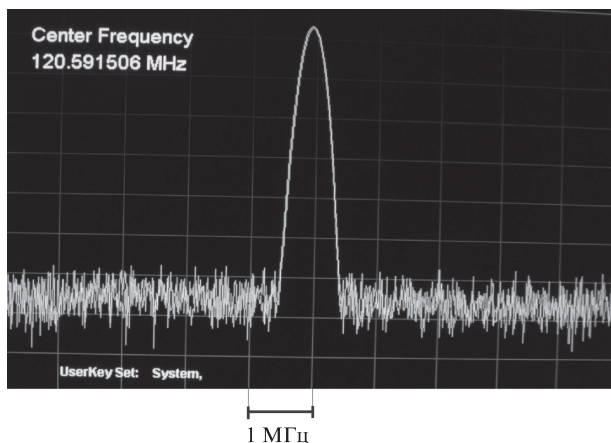


Рис.4. Типичный частотный сигнал монохроматических составляющих, наблюдаемый на экране частотомера. Цена деления шкалы – 1 МГц.

вы и совпадают с формой сигнала генератора. Этот факт принципиально важен для ряда оптико-электронных устройств, например для анемометров [24, 25].

Вращение вектора поляризации монохроматических компонент проверялось посредством поворота поляризатора П, установленного перед фотоприемником ФД. На рис.5 приведены сигналы от лазерного излучения с  $\lambda_1$  (кривая 1) и  $\lambda_2$  (кривая 2), получаемые поочередно на экране осциллографа. Уровни сигналов – разные, поскольку интенсивность линии с  $\lambda_1 = 0.514$  мкм почти вдвое превышает интенсивность линии с  $\lambda_2 = 0.488$  мкм. На рис.5 приведен также сигнал от генератора (кривая 3), частота которого совпадает с частотой, подаваемой на АО ячейку, и в два раза меньше частоты сигналов 1 и 2. Это связано с тем, что, хотя на фотоприемник ФД поступает световой сигнал, промодулированный на частоте звука  $\Omega$  (см. выражения (15) и (16)), фотодетектор работает в квадратичном режиме, поэтому регистрирует сигнал на удвоенной частоте  $2\Omega$ . Глубина модуляции сигналов 1 и 2 составила  $\sim 15\%$ . Такая низкая глубина может быть вызвана несколькими факторами: не удалось обеспечить 100%-ную эффективность дифракции; лучи, распространяющиеся через АО ячейку в прямом и обратном направлениях, взаимодействуют с разной эффективностью; имеет место дифракция

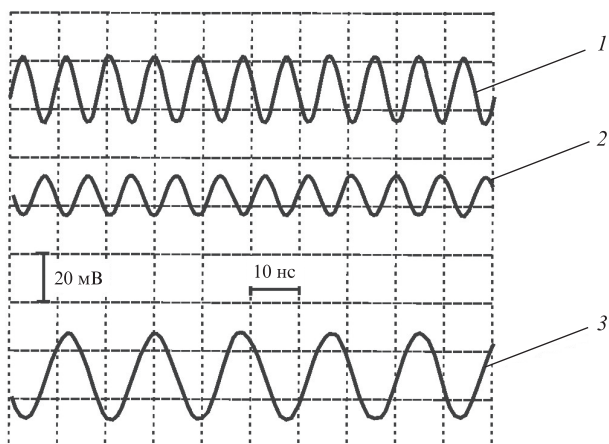


Рис.5. Сигналы, демонстрирующие вращение поляризаций монохроматических компонент с длинами волн 0.514 (1) и 0.488 мкм (2), а также сигнал, поступающий от генератора (3). Цена деления временной развертки осциллографа – 10 нс.

и в другие дифракционные порядки, что уменьшает амплитуду волн, дважды продифрагировавших на звуковой волне; не достигнуто полное совпадение интерферирующих полей на выходе света из ячейки; также могут сказываться неоднородности кристалла, оптических и акустических полей и т. п. Тем не менее получены отчетливые синусоидальные сигналы, позволяющие надежно измерять их частотные, амплитудные и фазовые характеристики.

При повороте поляризатора сигналы 1 и 2 смещаются в противоположные стороны, при этом их амплитуды не изменяются. Это указывает на наличие вращения векторов поляризации оптических лучей в противоположных направлениях. Смещение сигналов на  $360^\circ$  соответствует повороту поляризатора на  $180^\circ$ . В наших экспериментах смещение сигналов было симметричным. Если после поляризатора расположить оптически активную среду, например, раствор сахара, и менять его концентрацию, то можно наблюдать несимметричное смещение сигналов от двух разных длин волн. Последнее можно использовать для измерения дисперсии оптического вращения, однако измерения оптически активных сред не были целью настоящей работы и будут предметом отдельных исследований.

#### 4. Заключение

Для формирования двухцветного оптического излучения, поляризации монохроматических компонент которого вращаются в противоположные стороны, использованы режимы АО дифракции, в которых одна из компонент дифрагирует с понижением частоты на частоту звука, а другая – с повышением частоты. В качестве АО среды служит гиротропный кристалл, собственные волны которого циркулярно поляризованы.

Предложена схема АО дифракции, основанная на двух актах АО взаимодействия каждой монохроматической компоненты. Согласно схеме частоты дифрагировавших лучей с длинами волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  возвращаются к частотам  $\omega_1$  и  $\omega_2$  основного излучения, а частоты возвращающихся лучей становятся равными  $\omega_1 + 2\Omega$  и  $\omega - 2\Omega$ , где  $\Omega$  – частота звука.

Метод продемонстрирован на примере двухцветного излучения Ar-лазера с линиями генерации на 0.514 и 0.488 мкм. В качестве АО среды выбран одноосный гиротропный кристалл  $\text{TeO}_2$ , в котором возбуждалась поперечная акустическая волна с частотой  $\sim 60$  МГц. Поворот векторов поляризации монохроматических компонент в противоположные стороны подтвержден путем вращения линейного поляризатора, расположенного перед фотодетектором.

Полученные результаты могут найти применение для разработки устройств, использующих двухцветное излучение с вращающимися векторами поляризации, скорость и направление вращения света в которых управляются акустической волной.

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме 0030-2019-0014, а также при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант № 19-07-00071).

1. Магдич Л.Н., Молчанов В.Я. *Акустооптические устройства и их применение* (М.: Сов. радио, 1978).
2. Балакший В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е. *Физические основы акустооптики* (М.: Радио и связь, 1985).
3. Xu J., Stroud R. *Acousto-Optic Devices: Principles, Design, and Applications* (New York: John Wiley & Sons Inc., 1992).
4. Shamir J., Fainman Y. *Appl. Opt.*, **21** (3), 364 (1982).

5. Котов В.М., Аверин С.В., Котов Е.В., Воронко А.И., Тихомиров С.А. *Квантовая электроника*, **47** (2), 135 (2017) [*Quantum Electron.*, **47** (2), 135 (2017)].
6. Котов В.М., Котов Е.В. *Оптический журн.*, **84** (6), 51 (2017).
7. Котов В.М., Котов Е.В. *Квантовая электроника*, **48** (8), 773 (2018) [*Quantum Electron.*, **48** (8), 773 (2018)].
8. Котов В.М., Аверин С.В., Котов Е.В. *Оптический журн.*, **86** (3), 3 (2019).
9. Котов В.М., Аверин С.В., Шкердин Г.Н. *Квантовая электроника*, **46** (2), 179 (2016) [*Quantum Electron.*, **46** (2), 179 (2016)].
10. Котов В.М., Аверин С.В., Котов Е.В. *Прикладная физика*, № 3, 65 (2016).
11. Котов В.М., Аверин С.В., Шкердин Г.Н. *Радиотехника и электроника*, **64** (10), 138 (2019).
12. Котов В.М., Воронко А.И., Тихомиров С.А. *Приборы и техника эксперимента*, № 4, 89 (2019).
13. Коншина Е.А., Федоров М.А., Амосова Л.П. *Оптический журн.*, **73** (12), 9 (2006).
14. Коншина Е.А., Костомаров Д.С. *Оптический журн.*, **74** (10), 88 (2007).
15. Васильев А.А., Касасент Д., Компанец И.Н., Парфенов А.В. *Пространственные модуляторы света* (М.: Радио и связь, 1987).
16. Колбина Г.Ф., Грищенко А.Е., Сазанов Ю.Н., Штенникова И.Н. *Высокомолекулярные соединения. Сер. А*, **51** (7), 1104 (2009).
17. *Фармацевтическая химия: учебник*. Под ред. Г.В.Раменской (М.: БИНОМ. Лаборатория знаний, 2015).
18. Котов В.М. *Оптика и спектроскопия*, **77** (3), 493 (1994).
19. Чернятин А.Ю. Канд. дис. (Москва, МГУ им. М.В.Ломоносова, 2003).
20. Сиротин Ю.И., Шаскольская М.П. *Основы кристаллофизики* (М.: Наука, 1979).
21. Ярив А., Юх П. *Оптические волны в кристаллах* (М.: Мир, 1987).
22. *Акустические кристаллы*. Под ред. М.П.Шаскольской (М.: Наука, 1982).
23. Кизель В.А., Бурков В.И. *Гиротропия кристаллов* (М.: Наука, 1980).
24. Ринкевичус В.С. *Лазерная анемометрия* (М.: Энергия, 1978).
25. Клочков В.П., Козлов Л.Ф., Потыкевич И.В., Соскин М.С. *Лазерная анемометрия, дистанционная спектроскопия и интерферометрия. Справочник* (Киев: Наукова думка, 1985).