

## АКУСТО- И ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКАЯ МОДУЛЯЦИЯ СВЕТА

# Формирование излучения с контролируемым вращением плоскости поляризации на основе сложения линейно поляризованных волн

В.М.Котов

*Предложен метод формирования линейно поляризованного излучения, плоскость поляризации которого вращается с заданной частотой. Метод основан на двойном прохождении излучения через акустооптический модулятор, изготовленный из анизотропного кристалла. Создан экспериментальный макет на основе кристалла парателлурита, с помощью которого получено вращение линейно поляризованного излучения He–Ne-лазера ( $\lambda = 0.63$  мкм) с частотой, управляемой частотой звука.*

**Ключевые слова:** акустооптическая дифракция, брэгговский режим, вращение плоскости поляризации.

## 1. Введение

Излучение с контролируемым вращением плоскости поляризации находит применение в таких областях науки и техники как эллипсометрия [1], анемометрия [2], а также измерение характеристик анизотропных световодов [3], определение угла ориентации оптических изоляторов, толщин и показателей преломления тонких пленок [4] и т.д. Наиболее перспективным методом получения светового пучка с контролируемым вращением плоскости поляризации является интерференция двух монохроматических волн с разными частотами. В случае, если волны циркулярно поляризованы, а направления вращения их поляризаций противоположны, то их сложение приводит к формированию вращающейся линейно поляризованной волны, частота вращения которой равна половине разности частот складываемых волн [5, 6].

В [7–9] для вращения плоскости поляризации использована акустооптическая (АО) брэгговская дифракция в гиротропном кристалле. Собственные волны такого кристалла являются циркулярно поляризованными, а разность частот между ними достигается посредством АО взаимодействия. В качестве АО кристалла использовался парателлурит ( $\text{TeO}_2$ ), который обладает аномально высоким значением АО качества материала  $M_2$  при дифракции света на «медленной» поперечной акустической волне [10]. Однако, строго говоря, собственные волны  $\text{TeO}_2$  циркулярно поляризованы только при распространении света вдоль его оптической оси. При отклонении света от оптической оси поляризации волн становятся эллиптическими, переходящими в линейные.

В настоящей работе предлагается метод, позволяющий получить контролируемое вращение поляризации с использованием линейно поляризованных волн. Это су-

щественно расширяет возможности использования кристалла  $\text{TeO}_2$ , а также увеличивает выбор кристаллов, позволяющих решить эту задачу. Устройство, разработанное на основе предлагаемого метода, позволяет свести к минимуму оптические потери, обеспечивает модуляцию интенсивности света на двойной частоте звука и достаточно просто в реализации.

## 2. Теория

На рис.1 приведена векторная диаграмма АО взаимодействия, положенная в основу предлагаемого метода. Линейно поляризованное излучение с волновым вектором  $K_0$  падает на грань  $xu$  одноосного положительного (для определенности) кристалла и расщепляется в нем на две собственные линейно поляризованные волны с волновыми векторами  $K_1$  и  $K_2$ . Полагаем, что поляризация падающего излучения ориентирована таким образом, что амплитуды волн  $K_1$  и  $K_2$  равны друг другу. На рис.1 оптическая ось кристалла обозначена  $z$ , грань  $xu$  ориентирована ортогонально ей. Согласно закону Снеллиуса проекции векторов  $K_0$ ,  $K_1$  и  $K_2$  на грань  $xu$  равны друг другу по абсолютной величине: проекция  $K_0$  равна  $-X_1$ , а

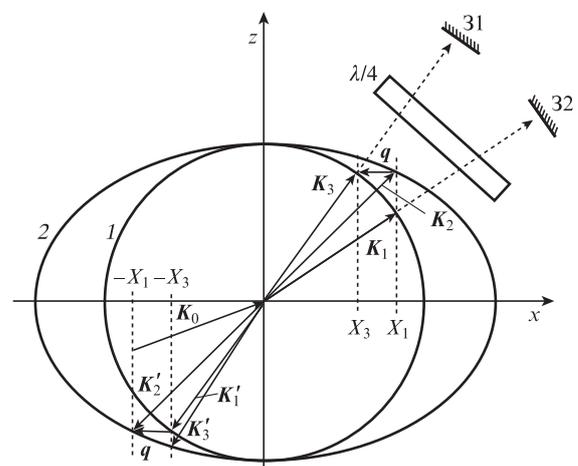


Рис.1. Векторная диаграмма АО взаимодействия.

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

Поступила в редакцию 25 марта 2019 г., после доработки – 18 июня 2019 г.

проекции  $K_1$  и  $K_2$  равны  $X_1$ . Волновые поверхности кристалла для обыкновенных и необыкновенных волн обозначены 1 и 2. В нашем случае волна  $K_1$  обыкновенная, ее поляризация направлена ортогонально плоскости рисунка, а волна  $K_2$  необыкновенная, ее поляризация лежит в плоскости рисунка [11]. В кристалле распространяется акустическая волна с волновым вектором  $q$ , направленным ортогонально  $yz$ . Условия АО взаимодействия выбраны таким образом, что в дифракции участвует только необыкновенная волна  $K_2$ , она дифрагирует в обыкновенную волну с волновым вектором  $K_3$ . Происходит анизотропная дифракция света на звуке. Проекция вектора  $K_3$  на грань  $xu$  обозначена  $X_3$ . Очевидно, что  $X_1 - X_3 = |q|$ , где  $|q|$  – величина волнового вектора  $q$ .

Для теоретического рассмотрения положим, что реализуется 100%-ная эффективность дифракции, т.е. волна  $K_2$  полностью дифрагирует в волну  $K_3$ . В этом случае на выходе кристалла будут распространяться две волны  $K_1$  и  $K_3$ , являющиеся обыкновенными. За кристаллом установлена четвертьволновая пластинка  $\lambda/4$  и два зеркала 31 и 32, отражающие лучи в строго обратном направлении. Пластинка  $\lambda/4$  преобразует линейные поляризации в круговые, которые после отражения от зеркал остаются круговыми, но с противоположным направлением вращения вектора поляризации. Пройдя пластинку  $\lambda/4$  в обратном направлении, отраженные лучи приобретут вновь линейные поляризации, но повернутые на  $90^\circ$  относительно поляризацій исходных лучей  $K_1$  и  $K_3$  [12]. Таким образом, поляризации лучей, распространяющихся через кристалл в обратном направлении после отражения от зеркал, соответствуют поляризациям необыкновенных волн кристалла. Отраженная волна  $K_1$  распространяется в направлении волны  $K'_2$ , а волна  $K_3$  – в направлении  $K'_3$ . Проекции  $K'_2$  и  $K'_3$  на грань  $xu$  равны  $-X_1$  и  $-X_3$  соответственно. В повторной дифракции участвует только необыкновенная волна  $K'_2$ , она дифрагирует в обыкновенную  $K'_1$ . Проекция  $K'_1$  на грань  $xu$  равна  $-X_3$  и совпадает с проекцией волны  $K'_3$ . Выходными волнами являются волны  $K'_1$  и  $K'_3$ , поляризации которых взаимортогональны, они сливаются на выходе кристалла в одно излучение. Достоинством метода является то, что направление входной волны  $K_0$  не совпадает с направлением распространения выходных лучей  $K'_1, K'_3$  (их проекции на грань  $xu$  разные), т.е. существует угловая «развязка» между входными и выходными лучами. Кроме того, нетрудно проследить, что при 100%-ной эффективности дифракции входная волна  $K_0$  полностью переходит в выходное излучение  $K'_1, K'_3$ .

Теперь определим частоты волн  $K'_1$  и  $K'_3$ . Пусть  $\omega$  – циклическая частота падающей волны  $K_0$ . Тогда частоты расщепленных волн  $K_1$  и  $K_2$  также равны  $\omega$ , а частота волны  $K_3$ , как следует из рис.1, равна  $\omega + \Omega$ , где  $\Omega$  – циклическая частота звука. Происходит дифракция с повышением частоты. Частота выходящей волны  $K'_3$  равна частоте волны  $K_3$ , т.е.  $\omega + \Omega$ . Частота же волны  $K'_1$ , образуемой в результате дифракции волны  $K'_2$  на той же звуковой волне  $q$ , равна  $\omega - \Omega$ , здесь дифракция происходит с понижением частоты. Таким образом, на выходе устройства формируются две волны с линейными взаимортогональными поляризациями и частотами  $\omega + \Omega$  и  $\omega - \Omega$ . Если на пути этих волн расположить пластинку  $\lambda/4$ , то после пластинки формируется линейно поляризованная волна, плоскость поляризации которой вращается с циклической частотой  $\Omega$ .

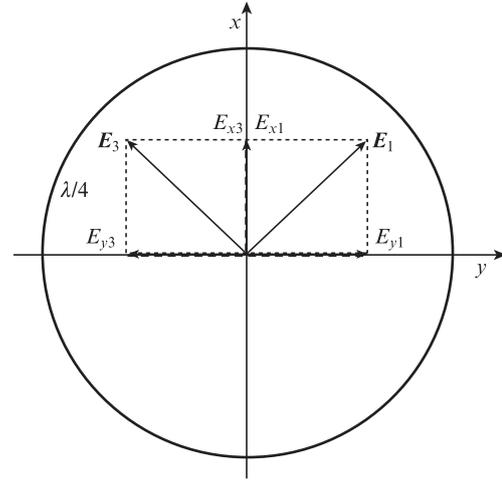


Рис.2. Прохождение двух оптических волн через пластинку  $\lambda/4$ .

Рассмотрим этот момент более подробно. На рис.2 изображена пластинка  $\lambda/4$ , через которую ортогонально плоскости рисунка распространяются две линейно поляризованные волны. Поляризация, соответствующая распространению «быстрой» волны через материал пластинки, направлена вдоль оси  $x$ , «медленной» – вдоль оси  $y$ . Пусть на пластинку падает волна  $K'_1$ , электрическое поле которой описывается выражением  $E_1 = e_1 E_1 \cos(\omega_1 t)$ , где  $e_1$  – единичный вектор, направленный вдоль поля  $E_1$ ;  $E_1$  – амплитуда поля;  $\omega_1$  – его частота;  $t$  – время. Положим, что вектор  $e_1$  ориентирован под углом  $45^\circ$  к осям  $x$  и  $y$ . Тогда поля вдоль этих направлений на выходе из пластинки описываются следующими выражениями:

$$E_{x1} = \frac{E_1}{\sqrt{2}} \cos(\omega_1 t), \quad E_{y1} = \frac{E_1}{\sqrt{2}} \sin(\omega_1 t), \quad (1)$$

т.е. на выходе пластинки формируется циркулярно поляризованная волна с правым вращением вектора поляризации [11]. Пусть на ту же пластинку падает волна  $K'_3$ , электрическое поле которой  $E_3 = e_3 E_3 \cos(\omega_3 t)$  ориентировано ортогонально полю  $E_1$ , а компоненты поля этой волны вдоль  $x$  и  $y$  на выходе из пластинки

$$E_{x3} = \frac{E_3}{\sqrt{2}} \cos(\omega_3 t), \quad E_{y3} = -\frac{E_3}{\sqrt{2}} \sin(\omega_3 t). \quad (2)$$

Здесь также формируется циркулярно поляризованная волна, но с левым вращением. Таким образом, на выходе пластинки складываются две циркулярно поляризованные волны с правым и левым вращением, частоты которых есть  $\omega_1$  и  $\omega_3$ . Результирующим полем будет линейно поляризованная волна, вращающаяся с частотой  $(\omega_1 - \omega_3)/2$  [5]. Действительно, складывая поля, сформированные вдоль направлений  $x$  и  $y$  (в предположении, что  $E_1 = E_3 = E_0$ ), получаем

$$E_x = E_{x1} + E_{x3} = \frac{E_0}{\sqrt{2}} [\cos(\omega_1 t) + \cos(\omega_3 t)], \quad (3)$$

$$E_y = E_{y1} + E_{y3} = \frac{E_0}{\sqrt{2}} [\sin(\omega_1 t) - \sin(\omega_3 t)].$$

После несложных преобразований имеем

$$E_x = \sqrt{2} E_0 \cos\left[\frac{(\omega_1 - \omega_3)}{2} t\right] \cos\left[\frac{(\omega_1 + \omega_3)}{2} t\right], \quad (4)$$

$$E_y = \sqrt{2} E_0 \sin\left[\frac{(\omega_1 - \omega_3)}{2} t\right] \cos\left[\frac{(\omega_1 + \omega_3)}{2} t\right].$$

Из (4) видно, что поля осциллируют с частотой  $(\omega_1 + \omega_3)/2$ , при этом их амплитуды

$$\sqrt{2} E_0 \cos\left[\frac{(\omega_1 - \omega_3)}{2} t\right], \quad \sqrt{2} E_0 \sin\left[\frac{(\omega_1 - \omega_3)}{2} t\right]$$

меняются так же, как и компоненты поля циркулярно поляризованной волны (см. (1)), но частота изменения поля в данном случае равна  $(\omega_1 - \omega_3)/2$ . Поскольку  $\omega_1 = \omega - \Omega$  и  $\omega_3 = \omega + \Omega$ , то  $(\omega_1 - \omega_3)/2 = -\Omega$ . Другими словами, на выходе устройства формируется линейно поляризованное излучение с вращающейся плоскостью поляризации, частота вращения которой равна  $\Omega$ .

### 3. Эксперимент и обсуждение его результатов

На рис.3 представлена оптическая схема реализации предлагаемого метода. Излучение, генерируемое лазером, отражается от зеркала З1, проходит поляризатор П1 и АО модулятор АОМ, на вход которого подается электрический сигнал частотой  $f$  от генератора. В качестве АО материала модулятора выбран кристалл  $\text{TeO}_2$  с линейно поляризованными собственными волнами. Размер кристалла  $10 \times 8 \times 10$  мм вдоль направлений  $[110]$ ,  $[\bar{1}\bar{1}0]$  и  $[001]$  соответственно. Направление  $[001]$  совпадает с направлением оптической оси  $z$  рис.1, направление  $[110]$  – с направлением оси  $x$ . Вдоль направления  $[110]$  распространяется поперечная бегущая звуковая волна с частотой  $f \approx 40.04$  МГц. Скорость звука  $-0.617 \times 10^5$  см/с. Линейно поляризованное излучение лазера с  $\lambda = 0.63$  мкм падает на оптическую грань  $(001)$  кристалла под углом  $\sim 40^\circ$  (используется режим дифракции *far off axis* [10]). Как известно [13], эллиптичность  $\rho$  собственных волн одноосного гиротропного кристалла определяется выражением

$$\rho = \frac{1}{2G_{33}} \times \left[ \sqrt{\tan^4 \theta (n_e^{-2} - n_o^{-2})^2 + 4G_{33}^2} - \tan^2 \theta (n_e^{-2} - n_o^{-2}) \right], \quad (5)$$

где  $G_{33}$  – компонента псевдотензора гирации;  $n_o, n_e$  – главные показатели преломления кристалла;  $\theta$  – угол между волновым вектором света и оптической осью  $z$ . Для длины волны света  $\lambda = 0.63$  мкм параметры кристалла  $\text{TeO}_2$ , входящие в выражение (5), следующие:  $G_{33} = 2.62 \times 10^{-5}$ ;  $n_o = 2.26$ ;  $n_e = 2.41$ ; угол  $\theta$  внутри кристалла равен  $\sim 17^\circ$ . При этих параметрах  $\rho = 0.02$ , т.е. собственные волны кристалла линейно поляризованные. Ориентация поляризатора П1 обеспечивала равенство интенсивностей собственных волн.

Угол падения света и частота звука выбраны таким образом, чтобы выполнить условие брэгговского синхронизма только для необыкновенного луча. Прошедшие АО модулятор пучки пропускаются через пластинку  $\lambda/4$  и отражаются от зеркал З2 и З3 в строго обратном направлении. После повторного прохождения через АО модулятор формируются два выходных пучка, распространяющихся коллинеарно друг другу. Наличие двух пучков легко проверяется путем поочередного перекрытия зеркал З2 и З3. Выходящие из устройства пучки пропускаются через вторую пластинку  $\lambda/4$ , поляризатор П2 и направляются на фотодетектор ФД. Частота вращения плоскости поляризации равна  $f$ . Но поскольку фотодетектор работает в квадратичном режиме, то частота измеряемого сигнала равна  $2f$ . Сигналы с фотодетектора поступают на осциллограф. На этот же осциллограф поступает опорный сигнал от генератора. Для проверки факта вращения плоскости поляризации используется поляризатор П2.

На рис.4 приведена осциллограмма измеряемых сигналов. Верхний соответствует сигналу, снимаемому с фотоприемника, нижний – опорный сигнал, подаваемый от генератора. Частота опорного сигнала равна 40.04 МГц, частота сигнала с фотоприемника вдвое выше. При вращении поляризатора П2 сигнал с фотоприемника смещается в горизонтальном направлении относительно опорного сигнала, при этом амплитуда сигнала с фотоприемника не меняется.

На рис.5 приведена спектрограмма сигнала, снимаемого с фотоприемника и измеряемая анализатором спектра. Видно, что центральная частота сигнала равна 80.1 МГц, что вдвое больше частоты звуковой волны.

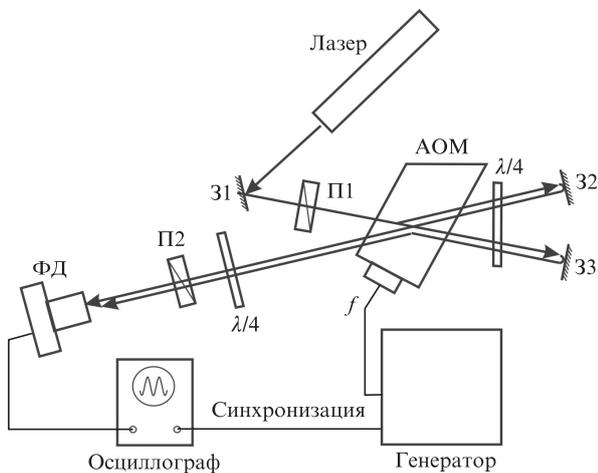


Рис.3. Оптическая схема устройства.

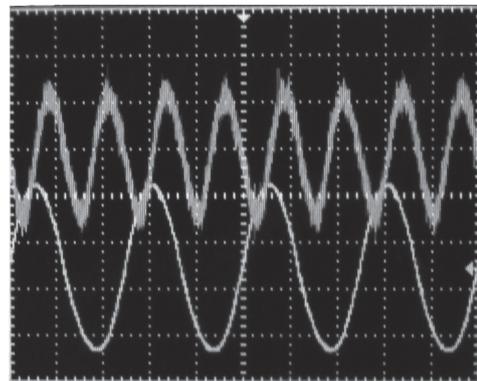


Рис.4. Осциллограмма электрических сигналов: верхний – сигнал с фотоприемника, цена деления 1.0 мВ; нижний – сигнал от генератора, цена деления 50 мВ. Развертка 10 нс/дел.

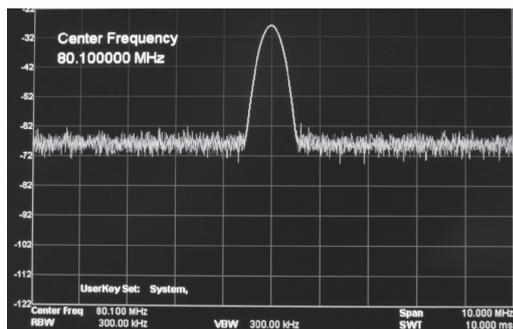


Рис.5. Частотный спектр сигнала с фотоприемника. Центральная частота сигнала 80.1 МГц, цена деления спектрограммы 1 МГц.

Глубина модуляции сигнала с фотоприемника, приведенного на рис.4, равна 20%. Малую глубину модуляции мы связываем, прежде всего, с неодинаковостью профилей интерферирующих пучков. Последняя обусловлена неоднородностью дифрагировавшего поля, вызванной двумя одновременно действующими факторами – преломлением гауссова пучка на границе воздух–среда и переносом углового спектра пучка в процессе АО взаимодействия [14, 15]. В [14] показано, что неоднородность поля дифрагировавшего пучка возрастает с ростом угла падения света на грань кристалла и может достигать 20% и более. Для уменьшения этого влияния можно использовать срезы кристалла, при которых углы падения лучей на оптическую грань были бы минимальны. К уменьшению глубины модуляции приводят такие факторы, как неполное пространственное перекрытие складываемых оптических пучков на выходе устройства, неравномерность чувствительности площадки фотоприемника и т.д. В настоящей работе не ставилась задача получения оптимальных характеристик выходного излучения, целью работы являлось надежное подтверждение существующего эффекта, открывающего новые возможности применения АО дифракции.

Основные результаты работы можно сформулировать следующим образом:

1. Предложен метод формирования линейно поляризованного оптического излучения с вращающейся плоскостью поляризации, основанный на двойном прохождении излучения через АО модулятор, изготовленный из кристалла, собственные волны которого линейно поляризованы.

2. Изготовлен и опробован макет устройства на основе АО кристалла из  $\text{TeO}_2$  в геометрии, когда собственные волны кристалла линейно поляризованы. С помощью устройства преобразовано линейно поляризованное излучение He – Ne-лазера ( $\lambda = 0.63$  мкм) в излучение с вращающейся плоскостью поляризации, при этом частота вращения управляется частотой звуковой волны. Полученные результаты могут найти применение в различных системах, где необходимо использовать линейно поляризованное излучение, плоскость поляризации которого вращается с управляемой частотой.

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

1. Watkins L.R. *Appl. Opt.*, **47** (16), 2998 (2008).
2. Котов В.М., Шкердин Г.Н., Аверин С.В. В кн. *VII Международная конференция по фотонике и информационной оптике. Сборник научных трудов* (М.: НИЯУ МИФИ, 2018, с. 89).
3. Dakin J., Culshaw B. *Optical Fiber Sensors: Principles and Components* (Boston and London: Artech House, Inc., 1988).
4. Takahashi H., Masuda C., Ibaraki A., Miyaji K. *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, **35** (3), 349 (1986).
5. Най Дж. *Физические свойства кристаллов* (М.: Мир, 1967).
6. Shamir J., Fainman Y. *Appl. Opt.*, **21** (3), 364 (1982).
7. Котов В.М., Аверин С.В., Котов Е.В. *Прикладная физика* (3), 65 (2016).
8. Котов В.М., Аверин С.В., Шкердин Г.Н. *Квантовая электроника*, **46** (2), 179 (2016) [*Quantum Electron.*, **46** (2), 179 (2016)].
9. 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)].
10. Xu J., Stroud R. *Acousto-Optic Devices: Principles, Design, and Applications* (New York: John Wiley & Sons Inc., 1992).
11. Борн М., Вольф Э. *Основы оптики* (М.: Наука, 1973).
12. Ярив А., Юх П. *Оптические волны в кристаллах* (М.: Мир, 1987).
13. Котов В.М. *Акустооптика. Брэгговская дифракция многоцветного излучения* (М.: Янус-К, 2016).
14. Котов В.М. *ЖТФ*, **64** (8), 145 (1994).
15. Задорин А.С., Шарангович С.Н. *Оптика и спектроскопия*, **63** (5), 1085 (1987).