

АКУСТООПТИЧЕСКАЯ ДИФРАКЦИЯ

Широкополосное акустооптическое управление скоростью вращения вектора поляризации излучения

В.М.Котов, Е.В.Котов

Описан метод формирования оптического излучения с вращающимся вектором поляризации, частота вращения которого изменяется в широких пределах. Метод основан на использовании двух идентичных акустооптических (АО) модуляторов, изготовленных из гиротропного кристалла. Экспериментально реализованный диапазон перестройки частоты вращения вектора поляризации оптического излучения с длиной волны 0.63×10^{-4} см при использовании АО ячеек из TeO_2 составил ~ 6 МГц.

Ключевые слова: акустооптическая дифракция, брэгговский режим, вращение вектора поляризации.

1. Введение

Акустооптическая (АО) дифракция широко используется для управления параметрами оптического излучения – его интенсивностью, фазой, частотой, поляризацией, направлением распространения и т. д. [1, 2]. Целый класс перспективных АО устройств основан на использовании различных интерференционных схем, когда несколько оптических волн с разными характеристиками «сбиваются» в один пучок. Одна из интересных и перспективных схем, позволяющих формировать оптическое излучение с вращающимся вектором поляризации, предложена в работе [3], где частота вращения поляризации управляется частотой акустической волны. В основе идеи лежит сложение двух взаимно ортогональных циркулярно поляризованных волн с разными частотами. Изменение частоты одной из волн происходит в результате АО взаимодействия. Экспериментально метод реализовывался в несколько этапов: вначале пучок исходного излучения расщеплялся на два пучка посредством АО взаимодействия, при этом частота излучения одного из пучков смещалась на частоту звука. Затем каждый из пучков пропускаться через фазовые пластинки для формирования взаимно ортогональных круговых поляризаций, и на последнем этапе пучки пространственно совмещались с помощью делительных кубиков или пластинок. При этом оптические потери составляли не менее 50%.

В работе [4] была предложена другая схема, позволившая существенно улучшить характеристики устройства. В качестве АО материала был выбран кристалл TeO_2 , при этом отпала необходимость в использовании фазовращающих пластинок, поскольку собственные волны кристалла при распространении света вблизи оптической оси имеют практически циркулярную поляризацию. Кроме того, на выходе устройства волны с циркулярными поляризациями совмещались призмой Френеля в один пучок. Это

позволило свести оптические потери практически к нулю. В дальнейшем были разработаны схемы, в которых не было необходимости в призмах Френеля, что существенно удешевляло устройство в целом [5–7]. Отметим, что существуют и другие способы формирования пучка излучения с изменяющимся вектором поляризации, когда не используется интерференция лучей, а упор сделан на особенности различных режимов АО дифракции. Например, в работе [8] предложен новый тип АО модулятора поляризации, позволяющий менять эллиптичность поляризации света от 0 до 1. Изменяя частоту и мощность акустической волны, можно изменять поляризацию света в широких пределах, осуществляя, таким образом, ее модуляцию.

Вращение вектора поляризации уже нашло широкое применение, например, в эллипсометрии [9], анемометрии [10], для измерения характеристик двупреломляющих световодов, определения угла ориентации оптических изоляторов, толщин и показателей преломления тонких пленок [4] и т. д. Недостатком всех перечисленных методов и устройств является их высокая селективность к частоте звука. Другими словами, для эффективной работы устройств необходимо поддерживать высокую стабильность частоты звуковой волны.

В настоящей работе предложен метод, позволяющий формировать излучение с вращающимся вектором поляризации, частота вращения которого меняется в широких пределах. Это существенно снижает требования к стабильности частоты звука и при этом дополнительных юстировок в процессе изменения частоты не требуется. Кроме того, выходное излучение не меняет своего направления распространения, что очень удобно при использовании устройства в различных системах, например для ввода излучения в оптические волокна.

2. Формирование вращающегося вектора поляризации с частотой вращения, изменяющейся в широких пределах

Оптическая схема предлагаемого метода представлена на рис. 1. Ее базовыми элементами являются два идентичных АО модулятора АО1 и АО2, изготовленных из гиротропного кристалла. Пучок линейно поляризованного оп-

В.М.Котов, Е.В.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 20 февраля 2018 г., после доработки – 10 мая 2018 г.

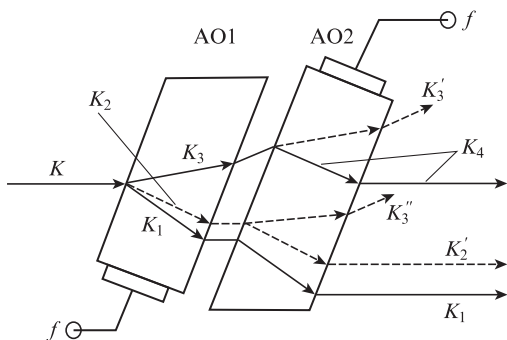


Рис.1. Оптическая схема формирования излучения с вращающимся вектором поляризации.

тического излучения K , попадая в первый модулятор, расщепляется в нем на две собственные циркулярно поляризованные волны K_1 и K_2 , распространяющиеся в кристалле по разным направлениям. Модуляторы управляются ВЧ сигналами одинаковой частоты f , которые возбуждают в модуляторах акустические волны. Эти волны распространяются в модуляторах в строго противоположных направлениях. В результате АО взаимодействия (дифракции) в первом модуляторе часть волны K_2 дифрагирует и образует волну K_3 , при этом частота волны K_3 больше частоты волны K_2 на величину f . Волна K_1 пересекает оба модулятора без дифракции. Волна K_3 , попадая во второй модулятор, вновь дифрагирует на звуковой волне второго модулятора и образует волну K_4 , при этом недифрагировавшая часть K_3 , обозначенная K_3' , выводится из модулятора АО2 в направлении, не совпадающем с направлением распространения волны K_1 . Дифракция волны K_3 в АО2 также сопровождается увеличением частоты света (волна K_4) на величину f . После выхода из АО2 волна K_4 распространяется коллинеарно волне K_1 , при этом частоты волн K_1 и K_4 сдвинуты на величину $2f$. К этим волнам добавляется часть излучения K_2 , недифрагировавшего в АО2 (она обозначена K_2'). Продифрагировавшая часть K_3'' распространяется коллинеарно K_3' и в формировании выходного излучения не участвует. В результате наложения волн K_1 и K_4 при условии равенства их амплитуд формируется линейно поляризованная волна, вектор поляризации которой вращается с частотой f [5]. К этим волнам добавляется, вообще говоря, волна K_2' , часть недифрагировавшей в АО2 волны K_2 , частота которой совпадает с частотой волны K_1 . Это приводит к дополнительным «биениям» выходного сигнала, не связанным с поворотом вектора поляризации. Чем выше эффективность дифракции, тем меньше вклад волны K_2' в результирующее излучение и тем лучше условия формирования вращающегося вектора поляризации.

Отметим, что схема допускает использование как изотропной, так и анизотропной дифракции. Однако наибольший интерес представляет анизотропная дифракция, поскольку именно в этом случае появляется возможность реализовать широкополосный режим вращения вектора поляризации [1].

Пусть АО дифракция происходит в одноосном гиротропном кристалле, например в кристалле TeO_2 . На рис.2 приведена векторная диаграмма АО дифракции в одноосном гиротропном кристалле. Волновая поверхность кристалла состоит из двух полостей – внутренней (1) и внешней (2). Полости нигде не пересекаются и максимально

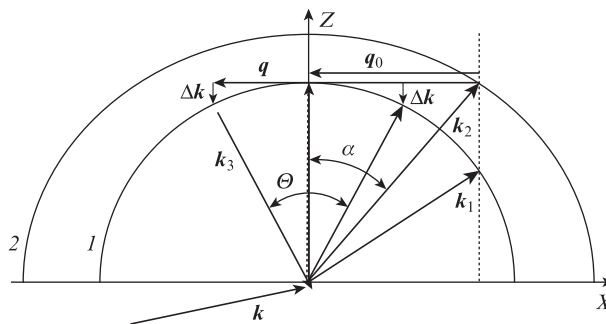


Рис.2. Векторная диаграмма АО дифракции в режиме сканирования луча.

сближаются только вдоль оптической оси Z кристалла. Оптическое излучение с волновым вектором k падает на грань кристалла X , ориентированную ортогонально оптической оси Z , и распадается в нем на две собственные волны с волновыми векторами k_1 и k_2 . В АО взаимодействии участвует только волна K_2 , распространяющаяся под углом α к оптической оси Z . Волновой вектор звука q направлен ортогонально оси Z по касательной к внутренней полости волновой поверхности. В результате анизотропной АО дифракции волна K_2 дифрагирует, образуя волну K_3 . В общем случае дифракция происходит с расстройкой фазового синхронизма. Вектор расстройки обозначен Δk и равен нулю при некотором значении $q = q_0$, когда вектор k_3 направлен строго вдоль оси Z , при этом в случае существенного изменения величины q относительно q_0 вектор Δk меняется незначительно. На рис.2 диапазон изменения угла сканирования вектора k_3 обозначен Θ .

Для расчета параметров АО взаимодействия будем использовать модель, согласно которой полости волновых поверхностей одноосного гиротропного кристалла описываются выражениями

$$\frac{k_x^2}{k_o^2} + k_z^2 \left[\frac{1}{k_o^2} + \left(\frac{\lambda}{2\pi} \right)^2 G_{33} \right] = 1, \tag{1}$$

$$\frac{k_x^2}{k_e^2} + k_z^2 \left[\frac{1}{k_o^2} - \left(\frac{\lambda}{2\pi} \right)^2 G_{33} \right] = 1, \tag{2}$$

где (1) и (2) описывают внутреннюю и внешнюю полости волновых векторов соответственно; k_x и k_z – длины проекций волнового вектора света, распространяющегося в кристалле, на оси X и Z ; $k_o = 2\pi n_o/\lambda$; $k_e = 2\pi n_e/\lambda$; λ – длина волны света; n_o и n_e – главные показатели преломления кристалла; G_{33} – компонента псевдотензора гирации [11]. Тогда из векторной диаграммы с использованием соотношений (1), (2) нетрудно найти длину вектора q_0 , откуда, воспользовавшись соотношением $q_0 = 2\pi f_0/V$ (f_0 и V – частота звука и скорость звука в кристалле), найдем частоту f_0 , при которой $\Delta k = 0$:

$$f_0 = \frac{V}{\lambda} n_o n_e \sqrt{\frac{2G_{33}}{1 + n_o^2 G_{33}}}. \tag{3}$$

Ограничим полосу частот звука некоторой величиной расстройки Δk_0 . При заданном Δk_0 полоса частот будет определяться следующим выражением:

$$\Delta f = 2 \frac{V}{\lambda} n_o \sqrt{1 - \left(\frac{k_o}{\sqrt{1 + n_o^2 G_{33}}} - \Delta k_o \right)^2 \left(\frac{1 - n_o^2 G_{33}}{k_o^2} \right)}. \quad (4)$$

Конкретные расчеты будем проводить со следующими параметрами, используемыми в нашем эксперименте: $\lambda = 0.63 \times 10^{-4}$ см, $n_o = 2.26$, $n_e = 2.41$, $G_{33} = 2.62 \times 10^{-5}$, $V = 0.617 \times 10^5$ см/с. Тогда из (3) получим $f_0 = 38.6$ МГц. Пусть $\Delta k_o = 1$ см $^{-1}$. Анализ показывает, что этому значению соответствует максимальная эффективность дифракции 0.96. Полоса частот Δf , соответствующая заданной величине Δk_o , равна, как нетрудно получить из [4], ~ 13 МГц. Из приведенных оценок видно, что использование АО ячеек из TeO $_2$ в схеме рис.1 позволяет обеспечить вращение вектора поляризации оптического излучения в широкой полосе частот звука (не менее 13 МГц) без дополнительных механических подстроек.

Оценим влияние эллиптичности поляризации оптических волн на глубину модуляции результирующего сигнала. Положим, что оптическое излучение распространяется вдоль оси Z , вектор поляризации лежит в плоскости XY , поляризация является эллиптической и оси эллипса поляризации направлены вдоль осей X и Y . Тогда, следуя методике из работы [3], компоненты электрических полей вдоль осей X и Y в обобщенном виде запишем следующим образом:

$$E_{R_x} = E_1 \cos \omega_R t, \quad E_{R_y} = -\rho_1 E_1 \sin \omega_R t \quad (5)$$

для правовращающейся волны;

$$E_{L_x} = \rho_2 E_2 \cos \omega_L t, \quad E_{L_y} = E_2 \sin \omega_L t \quad (6)$$

для левовращающейся волны. Здесь E_{R_x} , E_{R_y} – компоненты поля правовращающейся волны; E_1 , ρ_1 и ω_R – амплитуда и эллиптичность поляризации поля, а также его циклическая частота; E_{L_x} , E_{L_y} , E_2 , ρ_2 и ω_L – то же для левовращающейся волны; t – время. Полагаем, что частоты ω_R и ω_L различаются на циклическую частоту звука Ω , т.е. $\omega_L - \omega_R = \Omega$. Суммарное поле вдоль оси X таково:

$$\begin{aligned} E_x &= E_{R_x} + E_{L_x} = E_1 \cos \omega_R t + \rho_2 E_2 \cos \omega_L t \\ &= A_1 \cos(\omega_R + \varphi_1) t. \end{aligned} \quad (7)$$

Аналогично для поля вдоль оси Y

$$\begin{aligned} E_y &= E_{R_y} + E_{L_y} = -\rho_1 E_1 \sin \omega_R t + E_2 \sin \omega_L t \\ &= A_2 \cos(\omega_R + \varphi_2) t. \end{aligned} \quad (8)$$

Здесь

$$\begin{aligned} A_1 &= \sqrt{E_1^2 + E_2^2 \rho_2^2 + 2E_1 E_2 \rho_2 \cos \Omega t}, \\ A_2 &= \sqrt{\rho_1^2 E_1^2 + E_2^2 - 2E_1 E_2 \rho_1 \cos \Omega t} \end{aligned} \quad (9)$$

– суммарные амплитуды полей вдоль осей X и Y соответственно; φ_1 , φ_2 – их фазы. Видно, что при изменении частоты Ω амплитуда A_1 изменяется от $A_{1\max} = |E_1 + \rho_2 E_2|$ до $A_{1\min} = |E_1 - \rho_2 E_2|$. Аналогичным образом A_2 изменяется от $A_{2\max} = |E_2 + \rho_1 E_1|$ до $A_{2\min} = |E_2 - \rho_1 E_1|$. Глубина модуляции интенсивности

$$\eta = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \times 100\%, \quad (10)$$

где I_{\max} и I_{\min} – максимальное и минимальное значения интенсивности модулированного излучения. В нашем случае

$$\eta = \frac{(E_1 + \rho_2 E_2)^2 - (E_1 - \rho_2 E_2)^2}{(E_1 + \rho_2 E_2)^2 + (E_1 - \rho_2 E_2)^2} \times 100\%, \quad (11)$$

излучение поляризовано вдоль оси X ;

$$\eta = \frac{(E_2 + \rho_1 E_1)^2 - (E_2 - \rho_1 E_1)^2}{(E_2 + \rho_1 E_1)^2 + (E_2 - \rho_1 E_1)^2} \times 100\%, \quad (12)$$

излучение поляризовано вдоль оси Y . Максимальная глубина модуляции для обоих направлений поляризации достигается при $E_1 = E_2$ и $\rho_1 = \rho_2 = \rho$:

$$\eta = \frac{2\rho}{1 + \rho^2}. \quad (13)$$

Эллиптичность ρ волны, распространяющейся в одноосном гиротропном кристалле под углом α к оптической оси кристалла, определяется как [12]

$$\begin{aligned} \rho &= \frac{1}{2G_{33}} \left[\sqrt{\tan^4 \alpha \left(\frac{1}{n_o^2} - \frac{1}{n_e^2} \right)^2 + 4G_{33}^2} \right. \\ &\quad \left. - \tan^2 \alpha \left(\frac{1}{n_o^2} - \frac{1}{n_e^2} \right) \right], \end{aligned} \quad (14)$$

где угол α нетрудно получить из рис.2 при использовании соотношения (3):

$$\sin \alpha \approx q/k_o = n_e \sqrt{2G_{33}(1 + n_o^2 G_{33})^{-1}}. \quad (15)$$

Подставив в (14) и (15) значения для n_o , n_e , G_{33} , получим $\alpha \approx 99^\circ$, $\rho \approx 0.8722$, а из (13) следует, что $\eta \approx 99\%$. Другими словами, в нашем случае эллиптичность практически не влияет на глубину модуляции. Добавим, что глубина модуляции интенсивности излучения, поляризованного вдоль направлений, не совпадающих с осью X или Y , может быть даже больше. В этом смысле рассмотренные направления поляризации не являются оптимальными. Однако различие глубин модуляции для любых направлений поляризации столь незначительно, что в нашем случае им можно пренебречь.

К существенному уменьшению глубины модуляции приводят другие факторы – недостаточная эффективность дифракции и неполное пространственное совмещение интерферирующих пучков. Первый фактор напрямую уменьшает долю вращающейся компоненты поляризации, при этом увеличивается интенсивность непродифрагированной компоненты – волны K_2' (см. рис.1). Это волна, интерферируя с волной K_4 , вызывает дополнительные «биения» интенсивности выходного излучения, не связанные с вращением поляризации. Кроме того, волна K_2' интерферируя с волной K_1 , формирует стационарное поле с не вращающимся вектором поляризации, что приводит к увеличению шумовой составляющей. Поэтому в любом случае для эффективной работы устройства необходимо доби-

ваться уменьшения интенсивности волны K_2' , т.е. увеличения эффективности АО дифракции.

3. Эксперимент и обсуждение его результатов

Для проверки предложенного варианта был выполнен эксперимент. За основу была взята схема, приведенная на рис.1. В качестве АО ячеек использовались модуляторы из TeO_2 с размерами кристалла $1.0 \times 1.0 \times 1.0$ см вдоль направлений $[110]$, $[\bar{1}\bar{1}0]$ и $[001]$ соответственно. К грани (110) кристаллов приклеивался пьезопреобразователь из LiNbO_3 , генерирующий поперечную звуковую волну. Диапазон частот первого модулятора составлял 20–35 МГц, второго – 25–40 МГц по уровню 3 дБ. Оптические грани (001) были просветлены на длину волны 0.63×10^{-4} см. Линейно поляризованное излучение He–Ne-лазера пропускать через оба модулятора в полном соответствии с рис.1. Каждый из модуляторов по отдельности настраивался на режим дифракции, обеспечивающий угловое сканирование первого дифракционного порядка в широкой полосе частот. Верхняя частота сканирования не превышала ~ 35 МГц, поскольку на более высоких частотах начиналась эффективная перекачка излучения во второй брэгговский порядок. После настройки модуляторы управлялись одновременно одним ВЧ генератором. Электрический сигнал, «снимаемый» с генератора, равнялся ~ 10 В. Выходное излучение пропускать через призму и направлялось на фотоприемник, электрический сигнал с которого поступал на осциллограф. Факт вращения поляризации проверялся путем изменения положения поляризатора. В наших экспериментах синусоидальный сигнал на экране осциллографа смещался с изменением положения поляризатора, что указывало на вращение поляризации. На рис.3 показаны осциллограммы сигналов с фотоприемника, наблюдаемые на частотах звуковой волны 27.2 МГц (рис.3,а) и 33.45 МГц (рис.3,б). В процессе перестройки генератора с одной частоты на другую никаких механических юстировок не производилось. Таким образом, получена полоса перестройки частоты ~ 6 МГц, что более чем на порядок превышает диапазон частотной перестройки в работах [5–7], где он не превышал 0.5 МГц. Глубина модуляции сигнала на рис.3,а составила $\sim 10\%$, на рис.3,б – 5%. Малую глубину модуляции мы связываем, прежде всего, с неполным пространственным перекрытием складываемых оптических пучков на выходе устройства, причем перекрытие уменьшается из-за увеличения смещения одного пучка относительно другого с увеличением частоты звука. Оценки показывают, что расстояние

между осями пучков $r \approx \lambda f d / V$, где d – расстояние между АО модуляторами, растет с увеличением частоты звука. Например, при $d = 1$ см (условие нашего эксперимента) $r = 0.028$ см для $f = 27$ МГц и 0.033 см для $f = 33$ МГц. Полученные значения r соизмеримы с диаметром светового пучка (~ 0.07 см). Кроме того, малые значения глубины модуляции вызваны и неидентичностью характеристик АО модуляторов, а именно различием входных импедансов, их амплитудно-частотных характеристик и т.д. Однако нами не ставилась задача получения предельных характеристик устройства, нам важно было убедиться в широкополосности работы устройства в целом.

Из рис.3 видно, что электрический сигнал зашумлен. Этот шум вызван шумом фотоприемного тракта: при отсутствии оптического сигнала на фотоприемнике электрический сигнал на осциллографе представляет собой горизонтальную линию с той же величиной шума.

4. Заключение

В работе предложен метод формирования света с вращающимся вектором поляризации, частота вращения которого меняется в широком диапазоне. Метод основан на использовании двух идентичных акустооптических модуляторов, выполненных из гиротропного кристалла. Широкий диапазон изменения частоты достигается путем использования АО дифракции в режиме сканирования луча.

В экспериментах, которые были выполнены с применением АО модуляторов из TeO_2 , работающих в режиме сканирования, продемонстрирована перестройка частоты вращения вектора поляризации излучения с длиной волны 0.63×10^{-4} см в диапазоне акустических частот ~ 6 МГц. При этом не производилось никаких дополнительных механических юстировок.

Полученные результаты могут найти применение в различных системах, в которых необходимо использовать оптическое излучение с вращающимся вектором поляризации.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (гранты № 18-07-00259 и 16-07-00064).

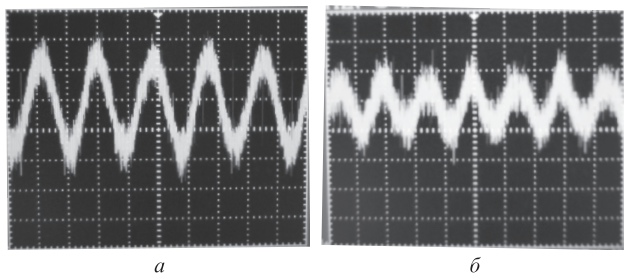


Рис.3. Осциллограммы электрических сигналов с фотоприемника при частотах звука 27.2 (а) и 33.45 МГц (б).

1. Балакший 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* (New York: John Wiley & Sons Inc., 1992).
3. Shamir J., Fainman Y. *Appl. Optics*, **21** (3), 364 (1982).
4. Takahashi H., Masuda C., Ibaraki A., Miyaji K. *IEEE Trans. Instr. Measur.*, **IM-35** (3), 349 (1986).
5. Котов В.М., Аверин С.В., Шкердин Г.Н. *Квантовая электроника*, **46** (2), 179 (2016) [*Quantum Electron.*, **46** (2), 179 (2016)].
6. 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)].
7. Котов В.М., Котов Е.В. *Оптич. журн.*, **84** (6), 51 (2017).
8. Gondek G., Kwiek P. *Ultrasonics*, **40**, 967 (2002).
9. Watkins L.R. *Appl. Optics*, **47** (16), 2998 (2008).
10. Котов В.М., Шкердин Г.Н., Аверин С.В. *VII Международная конференция по фотонике и информационной оптике. Сборник научных трудов* (М.: НИЯУ МИФИ, 2018. с. 89).
11. Сиротин Ю.И., Шаскольская М.П. *Основы кристаллофизики* (М.: Наука, 1979).
12. Котов В.М. *Акустооптика. Брэгговская дифракция многоцветного излучения* (М.: Янус-К, 2016).