

07;08;12

Акустооптическая коллинеарная дифракция произвольно поляризованного света

© В.И. Балакший, С.Н. Манцевич

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет,
119991 Москва, Россия
e-mail: balakshy@phys.msu.ru

(Поступило в Редакцию 1 января 2011 г.)

Исследована коллинеарная акустооптическая дифракция произвольно поляризованного светового излучения. Показано, что в общем случае на выходе акустооптической ячейки спектр дифрагированного света состоит из 4 компонент, которые имеют разную частоту и поляризацию. Биения этих компонент приводит к модуляции интенсивности света, прошедшего через установленный на выходе системы анализатор. Исследованы зависимости амплитуд компонент прошедшего светового излучения от частоты и мощности акустической волны для различных ориентаций поляризатора и анализатора. Экспериментальные исследования выполнены с использованием коллинеарной ячейки из молибдата кальция.

Введение

В настоящее время при создании акустооптических (АО) устройств практически всегда используются либо стекла, либо кристаллы [1]. Кристаллы изначально обладают анизотропией как акустических, так и оптических свойств. Поэтому при прохождении через АО-кристалл произвольно поляризованного излучения световая волна распадается на две ортогонально поляризованные компоненты, которые независимо дифрагируют в акустическом поле. В изотропной среде возбуждение ультразвука приводит к появлению наведенных осей анизотропии. Таким образом, оси анизотропии, определяющие поляризацию собственных оптических мод, либо изначально заданы симметрией кристалла (в анизотропных средах), либо возникают под действием ультразвука (в изотропных средах). АО-эффект существенно зависит от поляризации светового излучения, которая влияет на эффективность АО-дифракции и на все характеристики АО-устройств. Обычно поляризация падающего света выбирается по следующему правилу: в изотропной среде вектор поляризации должен быть направлен по одной из осей наведенной ультразвуком анизотропии, а в анизотропной среде падающее излучение должно иметь поляризацию одной из собственных мод кристалла.

Тем не менее достаточно часто возникает необходимость создания АО-устройств, способных работать с неполяризованным оптическим излучением. Разумеется, с помощью входного поляризатора можно задать необходимую поляризацию. Однако при этом половина световой мощности теряется, что во многих случаях недопустимо. Общего эффективного решения этой проблемы не существует; обычно используют две АО-ячейки, располагаемые либо последовательно [2], либо параллельно [3]. Устройства в этом случае получаются сложными по конструкции и юстировке. Таким образом, вопрос об АО-взаимодействии света, имеющего

произвольную поляризацию, представляет несомненный интерес с точки зрения как фундаментальной, так и прикладной физики.

Рассматривая эту задачу, авторы работ [4,5] показали, что в режиме Рамана–Ната при дифракции линейно–поляризованного света с произвольно ориентированным вектором поляризации излучение во всех максимумах остается линейно–поляризованным, но может происходить поворот плоскости поляризации на угол, зависящий от мощности акустической волны. Аналогичный результат в отношении 1-го порядка брэгговской дифракции получен в [6]. В промежуточном режиме АО-взаимодействия, который больше соответствует реальному эксперименту, ситуация существенно сложнее. В этом случае во всех дифракционных порядках возникает дополнительный фазовый сдвиг [7–11], который необходимо учитывать при рассмотрении вопроса о поляризации дифрагированного света. В работах [12–14] показано, что в общем случае при АО-взаимодействии линейно–поляризованный свет становится эллиптически–поляризованным. При этом состоянием поляризации дифрагированного света можно управлять изменяя мощность или частоту ультразвука.

Во всех указанных работах рассматривалась только квазиортогональная геометрия АО-взаимодействия, которая имеет место при распределении света почти перпендикулярно акустическому пучку. Совершенно по-другому проявляются поляризационные эффекты в случае коллинеарной АО-дифракции. Впервые этот вопрос рассмотрен в работе [15]. В настоящей работе проведены детальное теоретическое и экспериментальное исследования поляризационных эффектов при коллинеарном взаимодействии в приближении плоских световых и акустических волн. Эксперимент выполнен на коллинеарной АО-ячейке, изготовленной из кристалла молибдата кальция (CaMoO_4).

Основные соотношения

Главная особенность коллинеарного АО-взаимодействия заключается в том, что падающая и дифрагированная световые волны, а также акустическая волна распространяются вдоль одного направления. На рис. 1 изображена общая схема реализации коллинеарной дифракции [16]. Для определенности будем считать, что АО-ячейка 1 сделана из молибдата кальция — одноосного положительного кристалла. Акустическая волна, возбуждаемая пьезопреобразователем 2, сначала распространяется вдоль кристаллографической оси Z (оптический оси кристалла), а затем после отражения от входной оптической грани ячейки трансформируется в сдвиговую моду 3, распространяющуюся вдоль оси X . Для обеспечения режима бегущих волн используется акустический поглотитель 4. Лазерный пучок 5 проходит через ячейку вдоль оси X и дифрагирует в акустическом поле с изменением поляризации на ортогональную (анизотропный тип дифракции [1]). Для удобства работы с коллинеарной ячейкой на входную и выходную грани кристалла приклеиваются призмы 9 и 10, благодаря

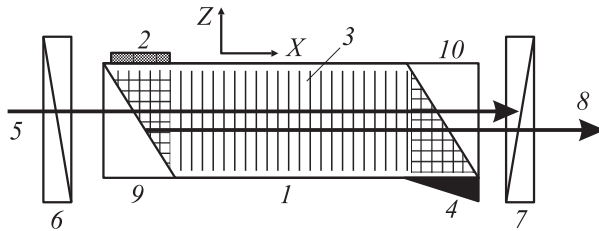


Рис. 1. Схема коллинеарного АО-взаимодействия. 1 — АО-ячейка, 2 — пьезопреобразователь, 3 — акустический пучок, 4 — акустический поглотитель, 5 — падающий световой пучок, 6, 7 — поляризаторы, 8 — дифрагированный световой пучок, 9, 10 — призмы.

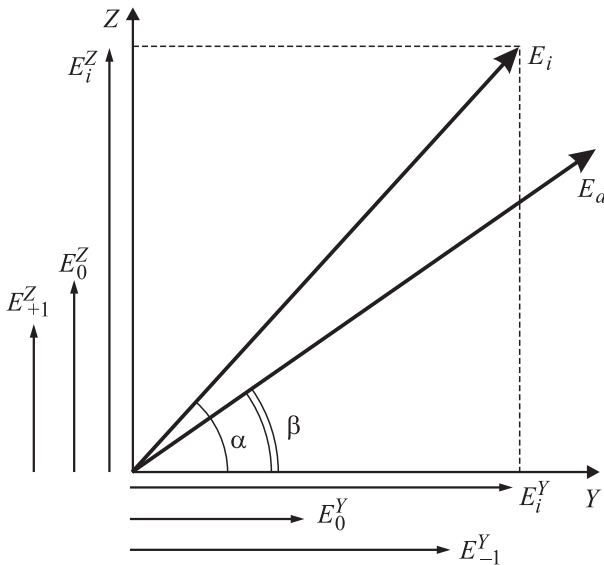


Рис. 2. Компоненты падающих и дифрагированных волн.

которым сохраняется направление светового пучка при его прохождении через всю систему.

Обычно коллинеарные АО-ячейки используются в качестве спектральных фильтров [17]. В этом случае поляризатор 6 ориентируется так, чтобы входящее излучение имело обыкновенную или необыкновенную поляризацию, в то время как анализатор 7 устанавливается скрещенным по отношению к поляризатору. Такая геометрия позволяет отделить дифрагированное излучение 8 от падающего. В настоящей работе рассматривается случай произвольной поляризации падающего света.

Предположим, что падающее излучение с амплитудой E_i линейно поляризовано под углом α к кристаллографической оси Y (рис. 2). На входе в кристалл свет разделяется на две волны E_i^Y (обыкновенную моду) и E_i^Z (необыкновенную моду), поляризованные вдоль осей Y и Z . Для обеих компонент выполняется условие фазового синхронизма, и они дифрагируют в акустическом поле независимо друг от друга. Обыкновенная волна E_i^Y дифрагирует в $+1$ -й порядок, в результате этого процесса формируются волны E_0^Y (нулевой порядок с обыкновенной поляризацией) и E_{+1}^Z (1-й порядок с необыкновенной поляризацией). А необыкновенная волна E_i^Z дифрагирует в -1 -й порядок, создавая волны E_0^Z и E_{-1}^Z . Волны нулевых порядков E_0^Y и E_0^Z имеют одинаковую частоту ω , равную частоте падающего света, в то время как волны E_{+1}^Z и E_{-1}^Z благодаря эффекту Доплера имеют частоты $\omega + \Omega$ и $\omega - \Omega$ соответственно, отличающиеся от частоты падающего света на частоту ультразвука Ω . Пользуясь хорошо известными решениями дифракционной задачи коллинеарного взаимодействия [1], для напряженностей этих волн на выходе из АО-ячейки можно записать следующие выражения:

$$E_0^Y = E_i \cos \alpha \left(\cos \frac{\kappa}{2} - j \frac{R}{2} \sin \frac{\kappa}{2\pi} \right) \times \exp \left[j \left(\omega t - k_o l + \frac{R}{2} \right) \right], \quad (1)$$

$$E_{+1}^Z = E_i \frac{A}{2} \cos \alpha \sin \frac{\kappa}{2\pi} \times \exp \left[j \left((\omega + \Omega)t - k_e l - \frac{R}{2} \right) \right], \quad (2)$$

$$E_0^Z = E_i \sin \alpha \left(\cos \frac{\kappa}{2} + j \frac{R}{2} \sin \frac{\kappa}{2\pi} \right) \times \exp \left[j \left(\omega t - k_e l - \frac{R}{2} \right) \right], \quad (3)$$

$$E_{-1}^Z = E_i \frac{A}{2} \cos \alpha \sin \frac{\kappa}{2\pi} \times \exp \left[j \left((\omega - \Omega)t - k_o l + \frac{R}{2} \right) \right], \quad (4)$$

где A — параметр Рамана–Ната, пропорциональный амплитуде акустической волны (безразмерный коэффи-

циент АО-связи); $R = \eta l$ — безразмерная фазовая расстройка; $\kappa = \sqrt{A^2 + R^2}$; k_0 и k_e — постоянные распространения для обыкновенной и необыкновенной оптических волн соответственно; l — длина АО-взаимодействия. Расстройка R зависит от длины волны света λ и частоты ультразвука $f = \Omega/2\pi$:

$$R = 2\pi l \left(\frac{f}{V} - \frac{n_e - n_o}{\lambda} \right) = \frac{2\pi l}{V} (f - f_0), \quad (5)$$

где V — скорость ультразвука, $n_o = k_o \lambda / 2\pi$ и $n_e = k_e \lambda / 2\pi$ — показатели преломления среды для обыкновенной и необыкновенной волн, $f_0 = (n_e - n_o)V / \pi$ — частота коллинеарного фазового синхронизма. Для использованной в эксперименте ячейки из молибдата кальция на длине волны $\lambda = 632.8$ нм частота f_0 оказалась равной 43.6 МГц.

Анализатор, ориентированный под углом β , пропускает только часть излучения каждой из компонент (1)–(4), при этом компоненты приобретают одинаковую поляризацию. На выходе системы световые волны интерферируют друг с другом. Биения компонент (2), (4), имеющих сдвиг частоты на Ω , с несдвинутыми по частоте компонентами (1), (3) дают модуляцию интенсивности выходного излучения с частотой ультразвука Ω , тогда как биения компонент (2) и (4) между собой дают модуляцию с частотой 2Ω . Таким образом, интенсивность света на выходе системы можно записать в виде суммы трех слагаемых

$$I = |(E_0^Y + E_{-1}^Y) \cos \beta + (E_0^Z + E_1^Z) \sin \beta|^2 = E_i^2 [I_0 + I_1 \cos(\Omega t + \varphi_1) + I_2 \cos(2\Omega t + \varphi_2)]. \quad (6)$$

Следует подчеркнуть, что коллинеарное АО-взаимодействие — это единственный случай, при котором при дифракции света на бегущей монохроматической акустической волне выходящее излучение оказывается промодулированным по интенсивности.

Результаты расчетов

В работе получены выражения для нормированных интенсивностей I_0 , I_1 и I_2 , а также для сдвигов фаз φ_1 и φ_2 . Эти формулы не приводятся здесь из-за их громоздкости. Результаты численных расчетов I_0 , I_1 и I_2 представлены ниже для различных значений параметра Рамана–Ната A , пропорционального амплитуде акустической волны, и расстройки R , характеризующей степень нарушения условия АО фазового синхронизма. Расчеты выполнены для фиксированной поляризации падающего света с углом $\alpha = 45^\circ$, когда поляризационные эффекты проявляются наиболее ярко, и различных ориентаций анализатора: $\beta = 0^\circ, 11.2^\circ, 22.5^\circ$ и 45° . Очевидно, что все эти результаты справедливы также при прохождении через АО-ячейку неполяризованного света. Рассмотрим сначала случай, когда фазовый сдвиг $\psi = (k_e - k_o)l$, вызванный естественным двулучепреломлением кристалла, равен нулю.

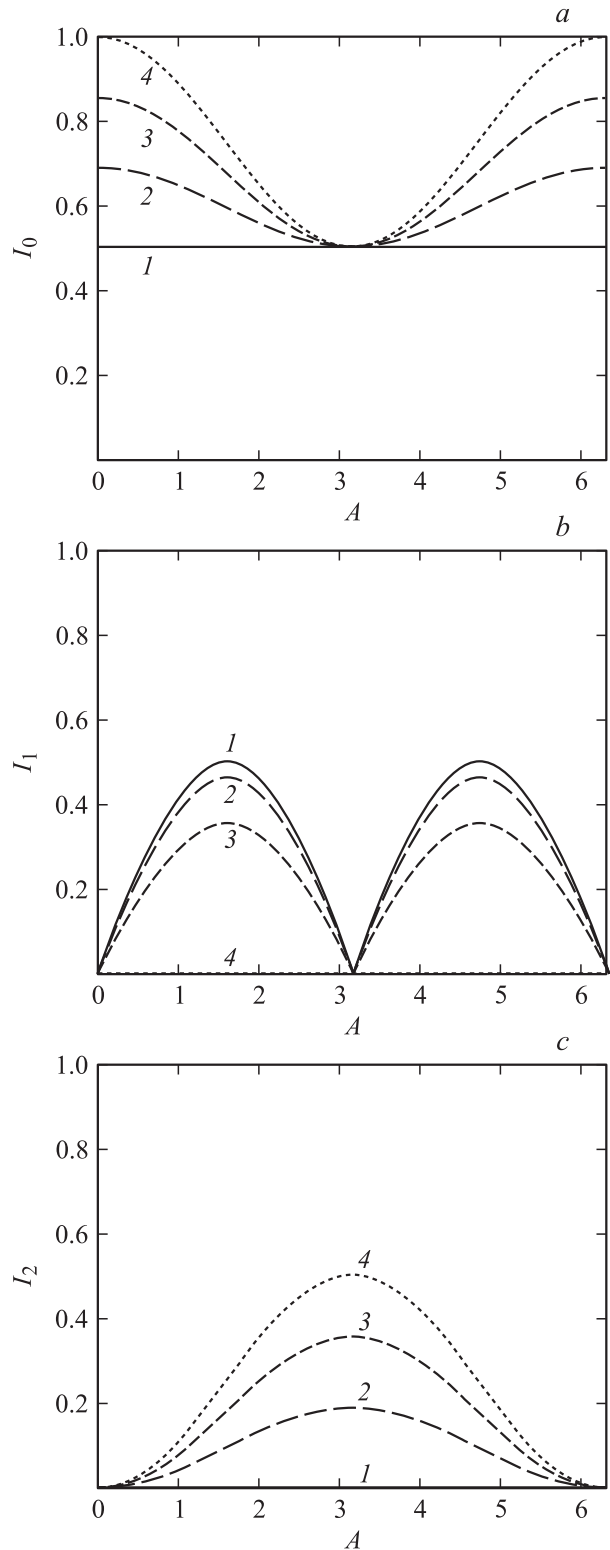


Рис. 3. Зависимости нормированных интенсивностей I_0 (a), I_1 (b) и I_2 (c) от параметра Рамана–Ната A при $R = 0$: 1 — $\beta = 0^\circ$; 2 — $\beta = 11.25^\circ$; 3 — $\beta = 22.5^\circ$; 4 — $\beta = 45^\circ$.

На рис. 3 представлены зависимости $I_i(A)$ ($i = 0, 1, 2$) для частоты фазового синхронизма f_0 ($R = 0$). Кривые I соответствуют случаю, когда анализатор ориентирован

так, что пропускает излучение, поляризованное вдоль оси Y . При этом постоянная компонента при любой мощности ультразвука равна половине интенсивности падающего света, 2-я гармоника полностью отсутствует, а амплитуда 1-й гармоники изменяется по синусоидальному закону, достигая максимального значения 0.5 в точках $A = \pi/2, 3\pi/2, \dots$. Таким образом, в указанных точках интенсивность света на выходе гармонически изменяется во времени с частотой ультразвука Ω от нуля до полной интенсивности падающего света E_i^2 . Это означает, что АО-ячейка осуществляет 100%-ную модуляцию светового пучка без каких-либо световых потерь. Важно отметить, что необходимая для этого акустическая мощность в 4 раза меньше, чем в обычном варианте коллинеарной дифракции, когда поляризация падающего света выбирается вдоль осей анизотропии кристалла.

Другой интересный случай имеет место при $\beta = 45^\circ$, когда анализатор параллелен поляризатору (кривые 4). Постоянная составляющая изменяется от 1 до 0.5, 1-я гармоника отсутствует, а амплитуда 2-й гармоники имеет максимум в точке $A = \pi$, когда эффективность дифракции для каждой оптической моды достигает 100%. В этом варианте также можно получить 100%-ную модуляцию света без оптических потерь, но на удвоенной частоте ультразвука 2Ω .

На рис. 4 показаны расстрочные характеристики $I_i(R)$, полученные при фиксированных значениях параметра Рамана–Ната $A = \pi/2$ (a, b) и $A = \pi$ (c). Как следует из формулы (5), в эксперименте R можно варьировать путем изменения частоты ультразвука или длины волны света. В последнем случае получаемые кривые можно рассматривать как функции пропускания коллинеарного АО-фильтра [1]. Вариант $\beta = 0^\circ$ (кривые 1) представляет наибольший интерес. В этом случае постоянная составляющая не зависит от расстройки R , а 2-я гармоника полностью отсутствует. Регистрируя 1-ю гармонику, можно осуществлять спектральный анализ оптического излучения так же, как и с помощью обычного коллинеарного фильтра, в котором поляризация падающего света выбирается вдоль осей анизотропии кристалла. Однако функция пропускания такого фильтра отличается от функции \sin^2 , характерной для обычного фильтра [1]: она имеет уплощенную вершину, где коэффициент пропускания остается практически постоянным. В точке фазового синхронизма ($R = 0$) выходящий пучок промодулирован по интенсивности на 100%, а световые потери отсутствуют. Как отмечено выше, требуемая акустическая мощность при этом в 4 раза меньше, и эта особенность может рассматриваться как важное достоинство рассматриваемого варианта. Однако у него есть и недостаток: большие боковые лепестки функции пропускания — 35% против 12% для обычного фильтра.

Графики на рис. 4, c рассчитаны для $A = \pi$. В случае $\beta = 45^\circ$ (кривая 4) 1-я гармоника отсутствует, но 2-я гармоника может быть эффективно использована для

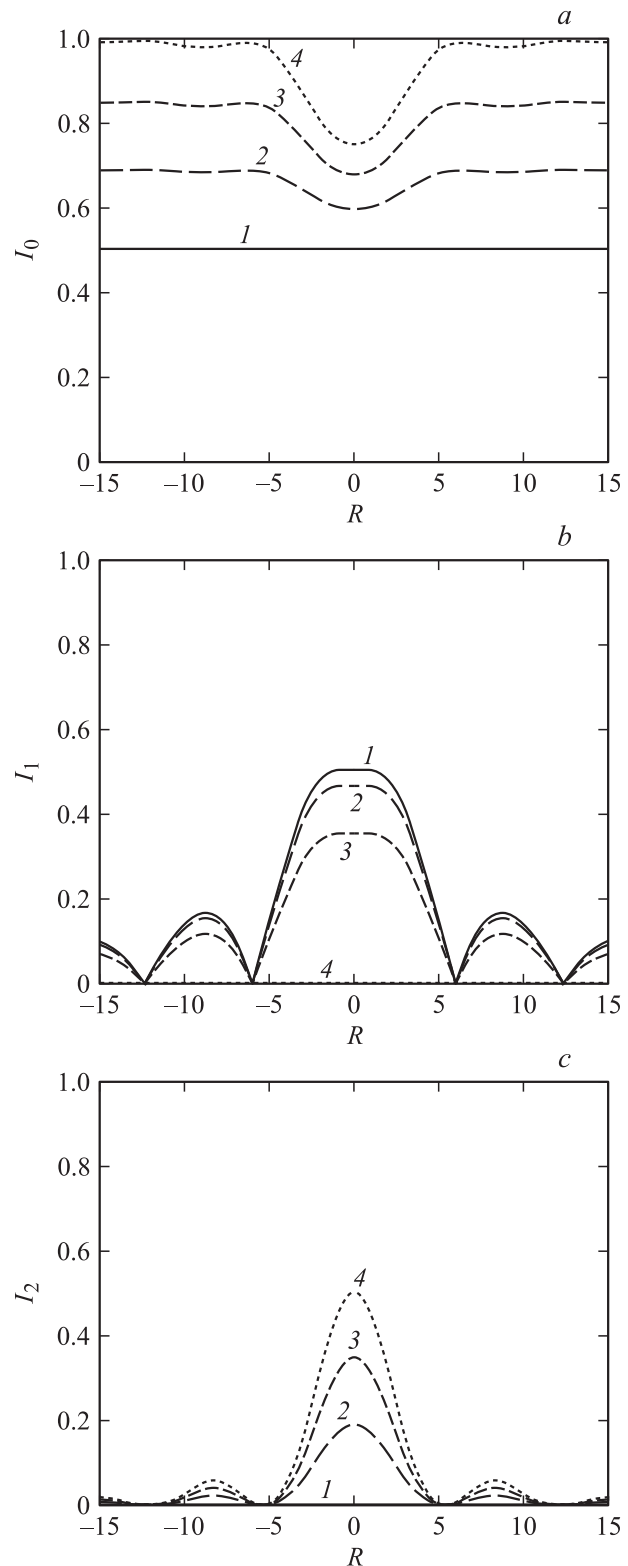


Рис. 4. Зависимости нормированных интенсивностей I_0 (a), I_1 (b) и I_2 (c) от безразмерной расстройки R при $A = \pi/2$ (a, b) и $A = \pi$ (c): 1 — $\beta = 0^\circ$; 2 — $\beta = 11.25^\circ$; 3 — $\beta = 22.5^\circ$; 4 — $\beta = 45^\circ$.

спектральной фильтрации оптических сигналов. Функция пропускания в этом варианте точно такая же, как

и в случае обычного фильтра, однако есть возможность получить выигрыш в 2 раза по интенсивности выходящего оптического излучения, когда падающий свет не поляризован.

В случае $\alpha = 0^\circ$ ситуация во многом похожа на рассмотренную выше, но кривые на рис. 3, *a, 1* и 4, *a, 1* меняются зеркально. Это означает, что при $\beta = 45^\circ$ постоянная составляющая при любых значениях A и R остается равной 0.5, а 1-я гармоника определяется кривыми I . Однако 2-я гармоника полностью отсутствует, поэтому получить выигрыш по оптической мощности в случае неполяризованного излучения нельзя.

Представленные на рис. 3 и 4 результаты получены без учета фазового сдвига $\psi = (k_e - k_o)l$, возникающего при распространении ортогонально поляризованных компонент света в АО-кристалле вследствие двулучепреломления. Этот фазовый сдвиг в случае необходимости может быть устранен путем внесения в световой пучок поляризационного предискажения: придания падающему излучению эллиптической поляризации, которая затем компенсируется естественным двулучепреломлением кристалла. Тем не менее представляется интересным рассмотреть влияние фазового сдвига ψ на характеристики выходного излучения.

Анализ показал, что амплитуда 2-й гармоники I_2 от ψ не зависит, фазовый сдвиг входит только в фазу φ_2 . В отличие от этого I_0 и I_1 сложным образом зависят от ψ . Однако для наиболее интересных вариантов $\beta = 0^\circ$ и 45° зависимость I_1 от ψ исчезает.

Экспериментальные результаты

В эксперименте использовалась АО-ячейка, изготовленная из кристалла молибдата кальция в стандартной модификации коллинеарного фильтра [16,17]. Лазерный пучок проходил через ячейку вблизи кристаллографической оси X и дифрагировал на сдвиговой акустической волне, распространяющейся в том же направлении. Длина АО-взаимодействия составляла $l = 4$ см. Эксперимент выполнялся на двух длинах волн $\lambda = 632.8$ нм (гелий-неоновый лазер) и $\lambda = 655$ нм (лазерный диод), которым соответствовали частоты фазового синхронизма $f_0 = 43.6$ и 41 МГц. Поляризация входного излучения устанавливалась линейной под углом $\lambda = 45^\circ$ или 90° к оси Y кристалла. Экспериментальная установка позволяла измерять независимо постоянную составляющую I_0 и амплитуды 1-й и 2-й гармоник I_1 и I_2 .

На рис. 5 сплошной кривой показана зависимость $I_0(\beta)$, а штриховой кривой — зависимость $I_1(\beta)$. Расчет выполнен для $\alpha = 45^\circ$ и $A = 1.8$. Кривыми Ib и $2b$ представлены результаты эксперимента. В полном соответствии с рис. 3 при ориентации анализатора под углом $\beta = 0^\circ$ имела место почти 100%-ная модуляция выходящего света с частотой Ω , а при $\beta = 45^\circ$ модуляция на этой частоте отсутствовала. При обработке результатов эксперимента были учтены разные коэффициенты пропускания АО-ячейки для разных поляризаций

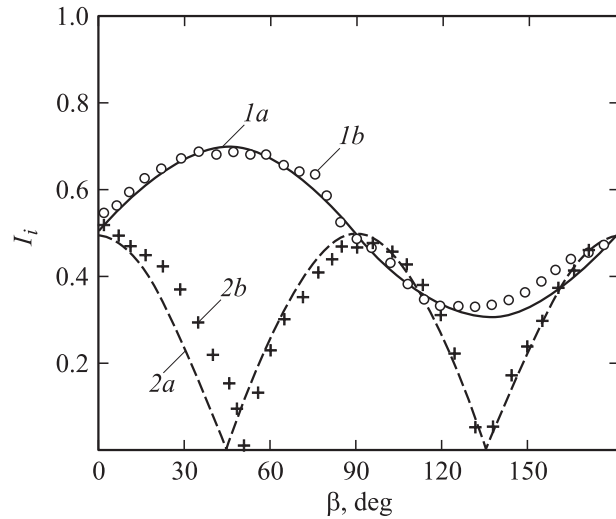


Рис. 5. Зависимости нормированных интенсивностей I_0 и I_1 от ориентации анализатора при $A = 1.8$. Ia и Ib — постоянная компонента I_0 , теория и эксперимент соответственно; $2a$ и $2b$ — 1-я гармоника I_1 , теория и эксперимент соответственно.

света из-за влияния входной и выходной призм (9 и 10 на рис. 1): пропускание Z -поляризованной компоненты было в 2.5 больше, чем у Y -поляризованной компоненты.

На рис. 6, *a* представлена осциллограмма частотной характеристики АО-ячейки, работавшей в геомет-

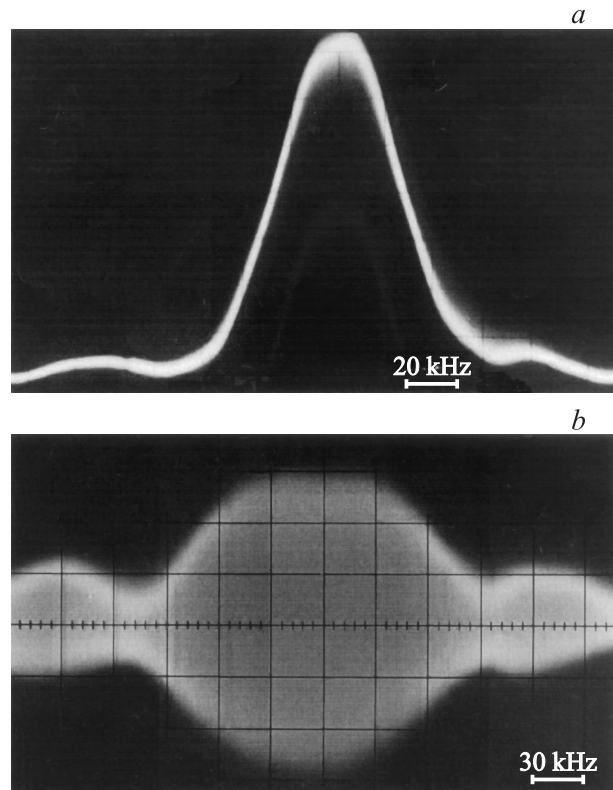


Рис. 6. Осциллограммы постоянной составляющей (*a*) и 1-й гармоники (*b*) в выходном сигнале.

рии обычного коллинеарного фильтра: $\alpha = 90^\circ$, $\beta = 0^\circ$. В этом варианте модуляция прошедшего света отсутствует. Развертка осциллографа происходила синхронно с изменением частоты ультразвука. Поскольку при АО-взаимодействии выполняется условие $\lambda f = \text{const}$ [1], то частотный диапазон Δf можно пересчитать в спектральный $\Delta \lambda$. Экспериментально полученная полоса пропускания составила $\Delta \lambda = 0.9 \text{ nm}$ при теоретическом значении 0.91 nm . Эффективность дифракции была около 40% при 3 W электрической мощности, подводимой к пьезопреобразователю.

Рис. 6, I иллюстрирует случай $\alpha = 45^\circ$, $\beta = 0^\circ$. Как следует из теоретического рассмотрения, постоянная составляющая в этом случае не зависит от частоты f , а 2-я гармоника полностью отсутствует. Поэтому представленная осциллограмма показывает выходной сигнал с модуляцией на частоте f . Огибающая этого сигнала может рассматриваться как функция пропускания АО-коллинеарного фильтра, работающего в нетрадиционной геометрии. Сравнивая осциллограмму на рис. 6, I с кривой I на рис. 4, I, можно отметить хорошее качественное соответствие теории с экспериментом: уплощение верхушки основного максимума и увеличение боковых лепестков. Количественное соответствие по спектральной полосе пропускания также оказалось неплохим: расчет дал 1.25 nm против экспериментального значения 1.34 nm . В геометрии $\alpha = 45^\circ$, $\beta = 45^\circ$ наблюдался выходной сигнал на частоте $2f$. Измеренная полоса пропускания оказалась равной 1.1 nm , что также хорошо соответствует теории.

Заключение

В работе исследованы поляризационные эффекты, возникающие при коллинеарном АО-взаимодействии произвольно поляризованного светового излучения. Показано, что в общем случае световая волна с произвольной поляризацией, входя в АО-ячейку, распадается на две компоненты, дифрагирующие независимо в максимумы +1-го и -1-го порядков. При этом коэффициенты связи (параметры Рамана–Ната) и расстройки одинаковы для обоих вариантов рассеяния света. Вследствие эффекта Доплера частоты продифрагировавших волн смещаются на частоту ультразвука Ω , что приводит к бинениям компонент нулевого и 1-го порядков на выходе анализатора. В результате этого интенсивность выходного излучения оказывается промодулированной во времени. Это единственный случай АО-взаимодействия, когда дифракция света на бегущей монохроматической акустической волне сопровождается модуляцией выходного излучения.

Исследована зависимость интенсивности выходного излучения от параметров АО-взаимодействия. Показано, что при определенных ориентациях выходного поляризатора можно получить 100%-ную модуляцию света на частотах Ω или 2Ω без световых потерь даже в случае неполяризованного падающего света. Во втором

варианте необходимая для этого акустическая мощность та же, что и в традиционной геометрии коллинеарного АО-фильтра, а в первом варианте — в 4 раза меньше. Рассчитаны и экспериментально измерены частотные характеристики коллинеарной дифракции для случая произвольной поляризации падающего света. Установлено, что при регистрации 2-й гармоники спектральные характеристики фильтра получаются такими же, что и у фильтра традиционной геометрии, но можно получить выигрыш в 2 раза по световой мощности в случае фильтрации неполяризованного излучения.

Работа поддержана грантами РФФИ № 08-07-00498, 10-07-00623, 10-07-00683 и некоммерческим фондом „Династия“.

Список литературы

- [1] Балакиев В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е. Физические основы акустооптики. М.: Радио и связь, 1985.
- [2] Магдич Л.Н., Юшков К.Б., Волошинов В.Б. // Квант. электрон. 2009. Т. 39. № 4. С. 347.
- [3] Sapriel J., Charissoux D., Voloshinov V., Molchanov V. // J. Lightwave Techn. 2002. Vol. 20. N 5. P. 864.
- [4] Alippi A. // Opt. Commun. 1973. Vol. 8. N 4. P. 397.
- [5] Eklund H., Roos A., Eng S.T. // Opt. Quant. El. 1975. Vol. 7. N 2. P. 73.
- [6] Богданов С.В. // Опт. и спектр. 1980. Т. 49. Вып. 1. С. 146.
- [7] Антонов С.Н., Проклов В.В. // ЖТФ. 1983. Т. 53. Вып. 2. С. 306.
- [8] Balakshy V.I. // Proc. SPIE. 1992. Vol. 1844. P. 178.
- [9] Балакиев В.И., Кулиш Т.Г. // Опт. и спектр. 1997. Т. 82. № 4. С. 663.
- [10] Balakshy V.I., Kulish T.G. // Acustica — Acta Acustica. 1998. Vol. 84. N 5. P. 830.
- [11] Balakshy V.I., Krylov I.V., Kulish T.G., Molchanov V.Y. // Acustica — Acta Acustica. 1998. Vol. 84. N 5. P. 837.
- [12] Balakshy V.I., Hassan J.A. // Opt. Eng. 1993. Vol. 32. N 4. P. 746.
- [13] Балакиев В.И., Кулиш Т.Г., Хасан Д.А. // Опт. и спектр. 1993. Т. 74. Вып. 6. С. 1171.
- [14] Balakshy V.I., Gondek G., Katkowski T. et al. // Proc. SPIE. 1995. Vol. 2643. P. 98.
- [15] Балакиев В.И., Манцевич С.Н. // Опт. и спектр. 2009. Т. 109. № 3. С. 499.
- [16] Balakshy V.I., Asratyan K.R., Molchanov V.Y. // Pure & Appl. Opt. 2001. Vol. 3. N 4. P. S87.
- [17] Harris S.E., Nieh S.T.K., Fiegelson R.S. // Appl. Phys. Letts. 1970. Vol. 17. N 5. P. 223.