

ШИРОКОУГОЛЬНЫЙ ПОЛЯРИЗАЦИОННО-НЕЗАВИСИМЫЙ АКУСТООПТИЧЕСКИЙ МОДУЛЯТОР ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ ПАРАТЕЛЛУРИТА

© 2020 г. С. Н. Антонов*

Фрязинский филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки
Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
пл. Введенского 1, г. Фрязино, Московская обл., 141190 Россия

*e-mail: olga-ant@yandex.ru

Поступила в редакцию 15.03.2019 г.

После доработки 24.04.2019 г.

Принята к публикации 07.05.2019 г.

Экспериментально исследована высокоэффективная широкоугольная поляризационно-независимая акустооптическая дифракция лазерного излучения в модуляторе на базе парателлурита. Подтверждены основные, опубликованные ранее теоретические положения. Показано, что акустооптический модулятор может иметь угловую апертуру $\sim 8^\circ$ в частотном диапазоне ультразвука 135–68 МГц (в зависимости от длины волны света) и 2° – 5° в диапазоне 20–30 МГц. Создан широкоугольный акустооптический модулятор неполяризованного лазерного излучения на длине волны $\lambda = 1.06$ мкм с одним выходным неполяризованным лучом с эффективностью не менее 90% для входного излучения с угловой апертурой 30 мрад.

Ключевые слова: анизотропная акустооптическая дифракция, акустооптический модулятор, поляризация света, угловой диапазон дифракции

DOI: 10.31857/S0320791919050046

ВВЕДЕНИЕ

Управление интенсивностью (модуляция) лазерного луча – развивающейся раздел техники. Акустооптические (АО) модуляторы (АОМ) находят применение в качестве модуляторов добротности лазеров (Q-Switch), синхронизаторов мод, селекторов импульсов, сдвигателей частоты и фазы лазерного излучения. АОМ обладают комбинацией важных свойств [1, 2]. Они обеспечивают управление интенсивным лазерным излучением с плотностью мощности несколько кВт/см², высокое быстродействие вплоть до десятков наносекунд, отсутствие механически перемещаемых элементов, малые вносимые световые потери не более нескольких процентов, а также небольшие габариты и вес. Задача работы связана с высокоэффективной АО дифракцией сильно расходящегося неполяризованного лазерного излучения. Практически это интересно для управления интенсивностью промышленных лазеров большой мощности, излучение которых существенно многомодовое – расходимость луча значительно превышает дифракционную ($M_2 > 1$).

В настоящее время одним из основных материалов АОМ является монокристалл парателлур-

ита (TeO_2). Кристалл обладает феноменально большой величиной АО качества M_2 (эффективностью), высокой прозрачностью и лучевой стойкостью в диапазоне длин волн света от 0.35 до 5 мкм, развитой технологией роста и изготовления больших однородных образцов (куб более 20 мм). Оптическая и акустическая анизотропия кристалла определяет важные особенности АО взаимодействия и позволяет создавать практически полезные приборы.

Решаемая проблема связана с тем, что большая величина АО качества TeO_2 реализуется только при анизотропной дифракции поляризованного света на медленной акустической mode, а эффективная дифракция сильно расходящегося света требует выполнения ряда условий.

Цель и задачи данной работы: 1) разработка методов экспериментального изучения высокоэффективной АО дифракции неполяризованного лазерного излучения большой расходимости в кристалле TeO_2 ; 2) получение количественных данных; 3) разработка на базе полученных результатов действующей модели широкоугольного АОМ.

Работа состоит из разделов: 1) феноменологическое описание условий широкоугольной поля-

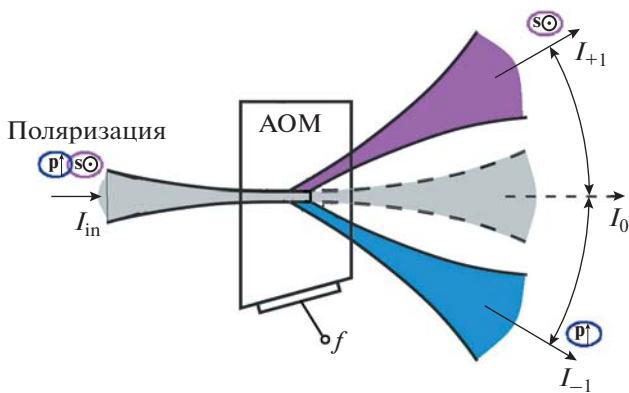


Рис. 1. Принципиальная схема дифракции неполяризованного излучения. I_{in} – входной луч, I_0 – нулевой порядок, I_{+1} и I_{-1} – дифракционные порядки. p и s – обозначение направления вектора поляризации.

ризационно-независимой дифракции в TeO_2 ; 2) экспериментальные исследования и измерения параметров дифракции; 3) разработка действующей модели.

1. ШИРОКОУГОЛЬНАЯ ПОЛЯРИЗАЦИОННО-НЕЗАВИСИМАЯ АНИЗОТРОПНАЯ ДИФРАКЦИЯ В ПАРАТЕЛЛУРИТЕ

Под широкоугольной дифракцией будем понимать эффективную дифракцию расходящегося (в угловом пространстве) оптического излучения. Теоретическое рассмотрение данного типа дифракции подробно представлено в [3–10], в данном разделе будут описаны лишь основные феноменологические принципы.

Рассмотрим ситуацию, когда на АОМ падает расходящееся неполяризованное лазерное излучение и реализуется картина, изображенная на рис. 1.

Будем искать решение, при котором входное оптическое излучение в процессе дифракции образует два – +1 и –1 – ортогонально поляризованных брэгговских дифракционных порядка, причем угловые секторы прошедшего и дифрагированных лучей не пересекаются [3–10].

Векторная диаграмма на рис. 2 представляет геометрию взаимодействия неполяризованного света в кристалле TeO_2 на одной медленной акустической моде. В кристалле возбуждена единственная акустическая мода с волновым вектором \mathbf{q} , направленным под некоторым углом α к оси [110]. Падающий неполяризованный луч в АО кристалле расщепляется на две ортогонально поляризованные собственные оптические моды с векторами \mathbf{K}_{01} и \mathbf{K}_{02} . Исходя из задачи, на данной

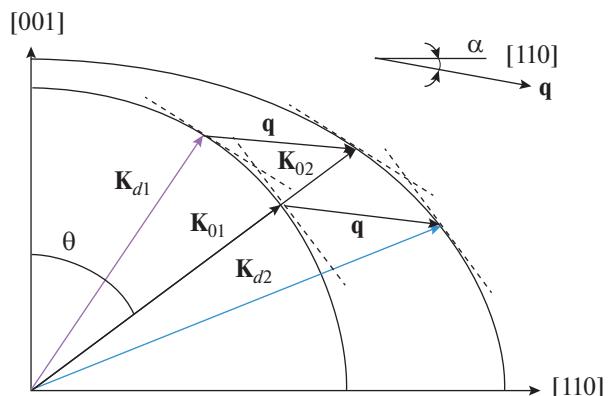


Рис. 2. Векторная диаграмма дифракции. \mathbf{K}_{01} и \mathbf{K}_{02} – поляризационные компоненты падающего света, \mathbf{K}_{d1} , \mathbf{K}_{d2} – векторы дифракционных порядков. \mathbf{q} – вектор звука.

акустической волне осуществляется брэгговский синхронизм для обеих собственных оптических мод с образованием дифракционных порядков \mathbf{K}_{d1} и \mathbf{K}_{d2} . При этом, как показывает анализ, касательные к оптическим индикаторам почти параллельны, что означает, что синхронизм взаимодействия сохраняется в большом интервале углов падения света на звук Θ .

Качественно расчетные зависимости частоты точного выполнения условия синхронизма от угла падения при заданном направлении звука представлены на рис. 3. Сплошная кривая соответствует дифракции исходно обычновенной моды, пунктирная кривая – дифракции необыкновенной моды. Кривые имеют по четыре экстремума, каждый из которых соответствует области широкоугольной дифракции – области 1–4. Именно вблизи экстремумов и находятся пересечения кривых, соответствующие поляризационно-нечувствительной дифракции на одной частоте звука. Область 1 содержит два пересечения, однако частоты дифракции при этом очень велики (от одного до нескольких гигагерц), что практически не перспективно из-за технических проблем возбуждения и большой величины затухания. Область 2, содержащая одно пересечение, также не имеет практического значения по противоположной причине – частота ультразвука невелика (единицы и доли мегагерца) и, следовательно, малы величины углов рассеяния, что не позволит использовать большую угловую апертуру падающего света.

Наиболее интересны области 3 и 4. При угле α не более 19° они содержат два экстремума и три пересечения кривых. Область 3 практически более важна, поскольку дифракция происходит при относительно небольших частотах, малых углах

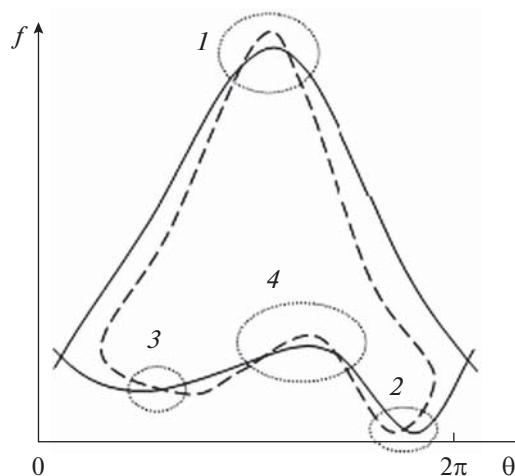


Рис. 3. Общий качественный вид зависимостей частоты f от угла падения света Θ на акустическую волну для выполнения условия брэгговской дифракции.

наклона света к оптической оси, что не требует кристаллов больших размеров и сохраняется значительная величина акустооптического качества M_2 , которая падает при уходе света от оптической оси. Реализуемая угловая апертура определяется заданной величиной максимально допустимой расстройки синхронизма ΔK . Снижению эффективности дифракции до уровня 0.9 соответствует величина расстройки: $\Delta K = 1/(d \cos \alpha)$ где d – длина пьезопреобразователя.

С учетом расстройки кривые синхронизма (зависимости частоты от угла падения света) образуют области, в пределах которых эффективность дифракции не падает ниже заданного уровня. Результаты расчетов будут приводиться для экспериментальной ситуации – длины волны света 1.06 мкм.

На рис. 4, в общем случае, показаны максимальные угловые апертуры дифракции поляризованного света (сплошная линия) и неполяризованного света (штрихпунктирная линия) как функции угла скоса звука α , пунктирной линией показан угол рассеяния.

В модуляторе неполяризованного излучения невозможно использовать апертуру большую, чем угол рассеяния, так как иначе дифракционные лучи будут накладываться на исходный луч. Из-за этого ограничения максимальная (полезная) угловая апертура дифракции неполяризованного света оказывается существенно (в два и более раза) меньше максимальной апертуры дифракции поляризованного света. Видно, что существует две точки пересечения зависимостей апертуры дифракции неполяризованного света и угла рассеяния – точки A и B . Именно в этих точ-

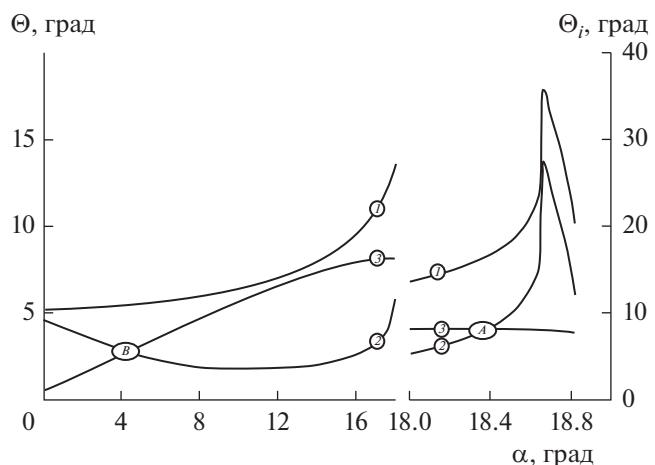


Рис. 4. Угловые апертуры дифрагированных лучей в зависимости от угла скоса α . Кривые 1 – угловая апертура поляризованного света, 2 – неполяризованного, 3 – угол рассеяния.

ках достигается максимальная угловая апертура дифракции неполяризованного света.

Из расчетов следует, что в точке A при угле скоса $18^{\circ}20'$, частоте 135 МГц полная достигаемая апертура $7^{\circ}52'$. В точке B при угле скоса $4^{\circ}32'$, частоте 29 МГц апертура $2^{\circ}46'$. На другой частоте ультразвука угловая апертура всегда будет меньше. В точке A угловая апертура существенно больше, однако при этом больше и углы между волновыми векторами света и оптической осью, а значит, меньше коэффициент АО качества M_2 .

На рис. 5 качественно показана связь частоты ультразвука и угла падения света на звук с учетом расстройки брэгговского синхронизма для точки A . Отметим, что угловой диапазон $\Delta\Theta_c$ имеет максимальную величину и может быть обозначен как сверхширокоугольной.

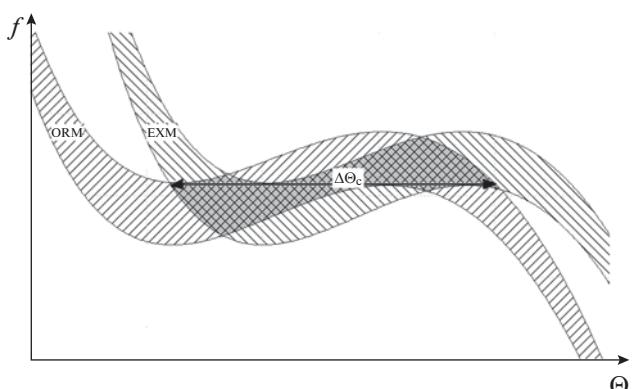


Рис. 5. Область сверхширокоугольной дифракции вблизи точки A . ORM – обыкновенная мода, EXM – необыкновенная.

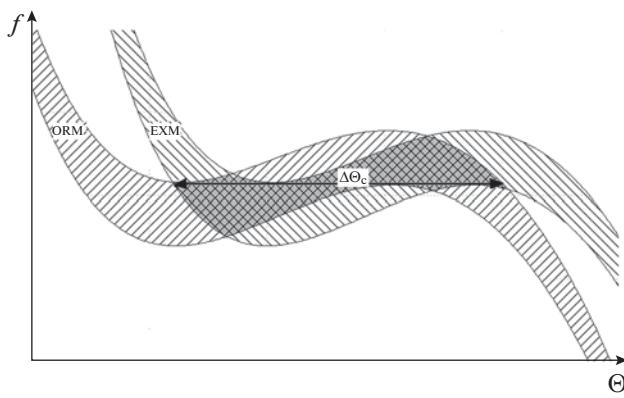


Рис. 6. Область широкоугольной дифракции вблизи точки *B*. ORM – обыкновенная мода, EXM – необыкновенная.

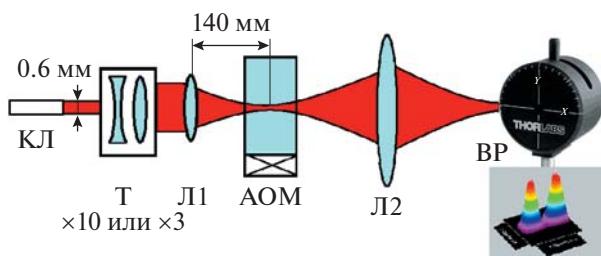


Рис. 7. Схема измерительной установки.

Рис. 6 показывает связь частоты ультразвука и угла падения света на звук с учетом расстройки брэгговского синхронизма для точки *B*. Видно, что вблизи минимума кривых синхронизма образуются области широкоугольной дифракции для обыкновенной моды $\Delta\Theta_o$ и необыкновенной моды $\Delta\Theta_e$, а также область дифракции неполяризованного света $\Delta\Theta_c$. Частота, на которой происходит дифракция неполяризованного света с максимальной апертурой, незначительно отличается от частоты, на которой с максимальной апертурой происходит дифракция поляризованного света. При дальнейшем увеличении угла скоса звука кривые синхронизма становятся монотонными и явления широкоугольной и неполяризованной дифракции исчезают. Отметим, что отношение максимальной апертуры к углу скоса звука, при котором она достигается, остается практически постоянным и близким к 0.5.

В точке *A* на рис. 4 зависимость угловой апертуры от угла скоса звука имеет очень большую производную, поэтому эта точка практически не смещается при изменении длины волны и длины пьезопреобразователя. Угол скоса в этой точке составляет 17° – 18° , апертура 7° – 8° , частота пропорциональна n/λ и для длины волны 1 мкм со-

ставляет 135 МГц, для длины волны 1.55 мкм 90 МГц, для длины волны 2 мкм – 68 МГц.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И РЕЗУЛЬТАТЫ

Эксперименты проводились в частотной окрестности точки *A* (рис. 5). Как следует из расчета, оптимальным для длины волны света $\lambda = 1.06$ мкм является угол скоса $4^\circ 32'$. Для измерений использовался ранее изготовленный TeO_2 . Применялся АО дефлектор с углом $\alpha = 4^\circ$. Преобразователь из LiNbO_3 имел размеры: длина 6 мм, высота 4 мм. Технология акустического согласования преобразователя и АО кристалла обеспечивала акустическую полосу 20–50 МГц [9]. Источником света являлся неполяризованный волоконный лазер с длиной волны $\lambda = 1.06$ мкм и параметром $M_2 = 1.05$.

Схема экспериментальной измерительной установки представлена на рис. 7. Обозначения элементов установки: КЛ – выходной коллиматор лазера, Т – десяти- или трехкратный телескоп, Л1 – линза, формирующая перетяжку в области АО модулятора АОМ, Л2 – вторая линза, преобразующая угловое поле в координатное на измерителе профиля оптического излучения ВР. Экспериментально была определена частота ультразвука, на которой происходит широкоугольная дифракция неполяризованного света в АОМ с углом скоса $\alpha = 4^\circ$, и ее величина составила 24.2 МГц.

Рис. 8, 9 являются электронными фотографиями результатов измерений. Здесь ось *Y* – мощность излучения, *X* – координата на матрице измерителя. При всех измерениях положение самого измерителя и коэффициент усиления не менялись.

Рис. 8 представляет результат при установленном 10-ти кратном телескопе, рис. 8а – распределение оптического луча без включения АОМ. Связь между линейными размерами на матрице измерителя и угловыми величинами на выходе АОМ получена из фундаментального дифракционного соотношения: $\Delta\gamma = \lambda\Delta f/v$, где $\Delta\gamma$ – абсолютное угловое изменение положения оптического луча, Δf – изменение частоты звука в АОМ, v – скорость звука в нем, λ – длина волны света. Полная угловая ширина света составляет 50 мрад по уровню 0.1, максимальная относительная величина сигнала равна 0.034.

На рис. 8б показано угловое распределение интенсивности света при включенном АОМ, мощность электрического управляющего сигнала на АОМ соответствует максимуму эффективности дифракции (0.7W). Угловое положение АОМ относительно падающего светового луча соответ-

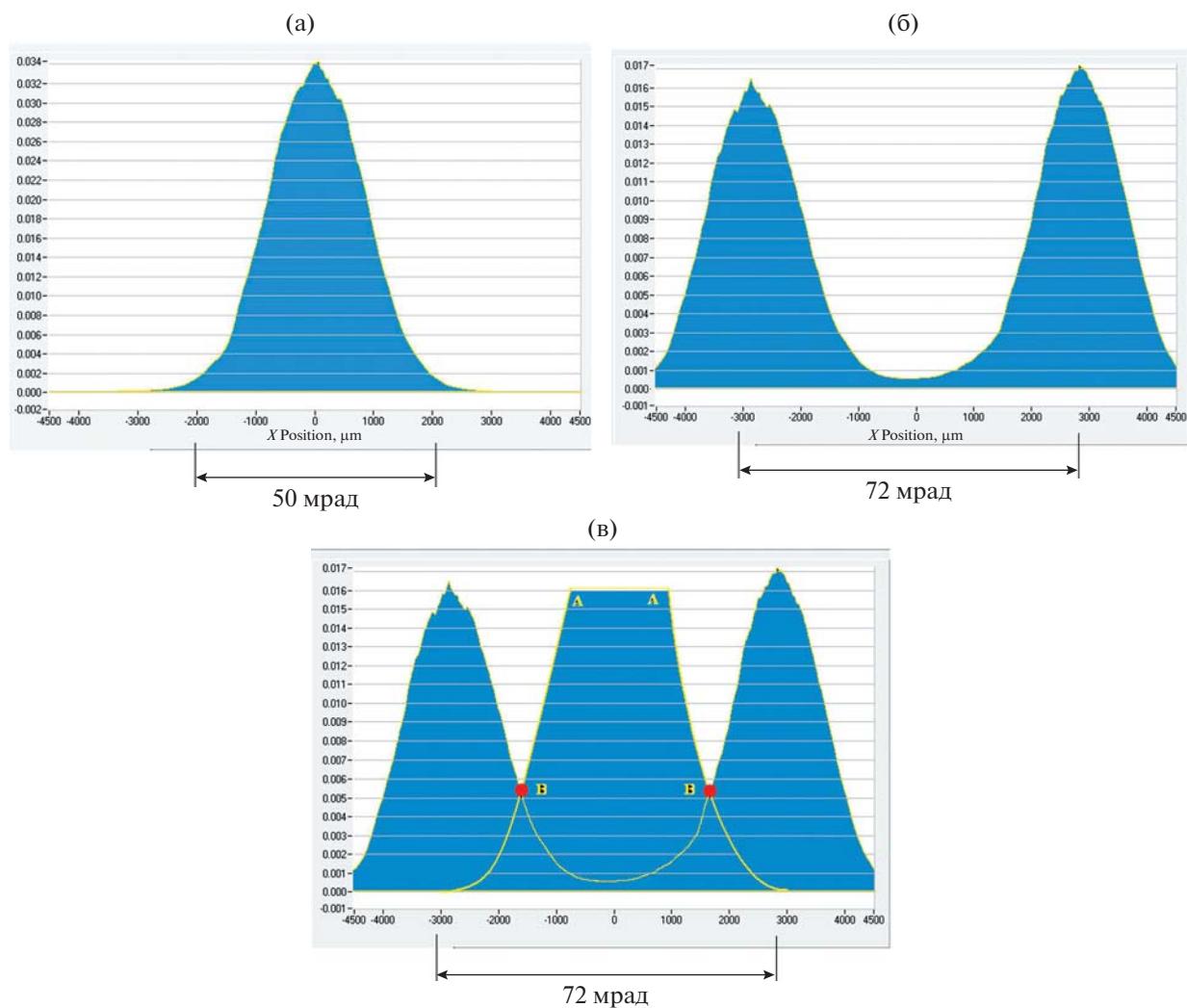


Рис. 8. (а) – Угловое распределение оптического излучения без включения АОМ. (б) – Угловое распределение оптического излучения при включении АОМ. (в) – Результат наложения зависимостей углового распределения оптического излучения при выключенном и включенном АОМ. Кривая ВАВ – часть зависимости рис. 8а.

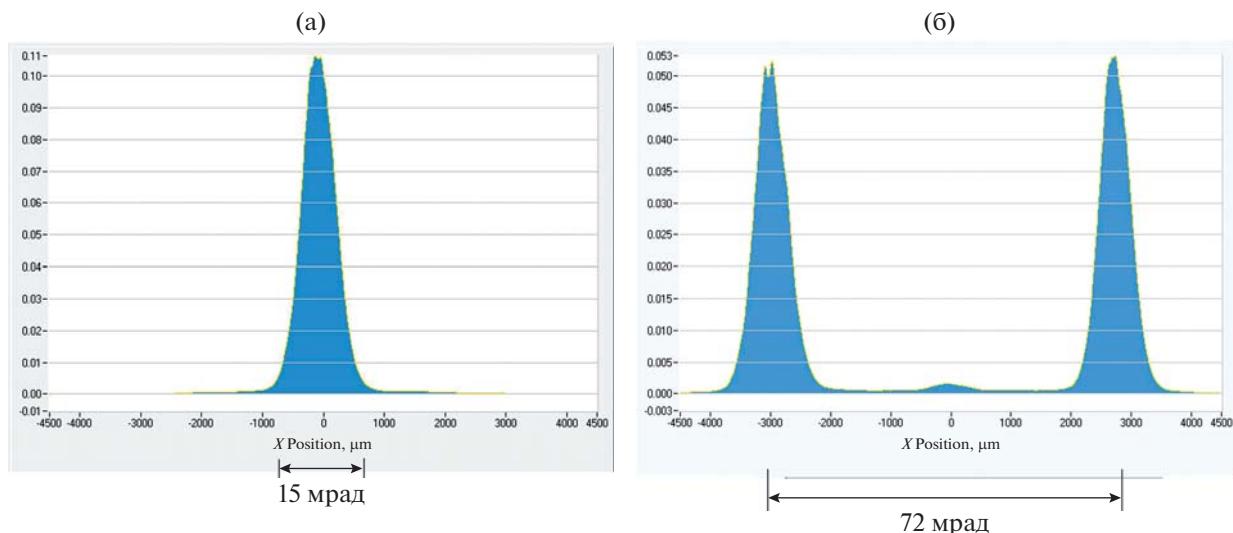


Рис. 9. (а) – Угловое распределение оптического излучения без включения АОМ. (б) – Угловое распределение оптического излучения при включении АОМ.

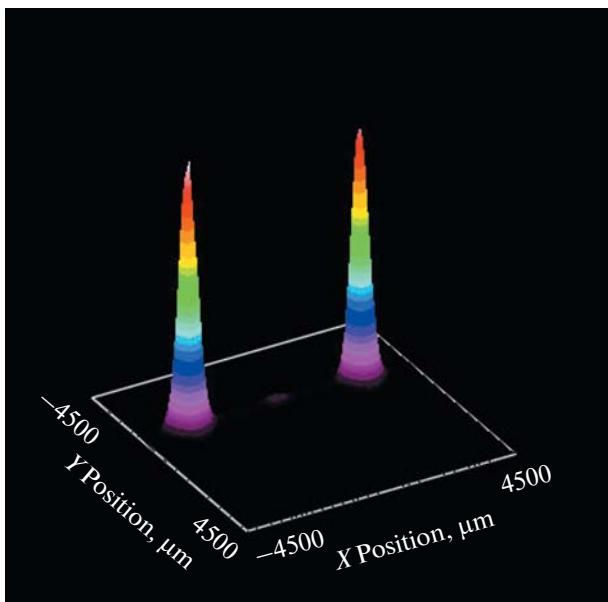


Рис. 10. 3D профиль дифракционного поля.

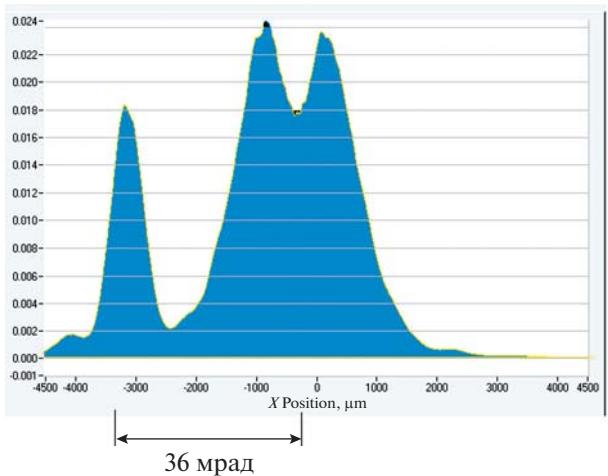


Рис. 11. Угловое распределение оптического излучения при положении АОМ, соответствующем работе АО дефлектора. Установлен десятикратный телескоп.

ствует широкогорбальной АО дифракции. Видно, что исходный луч практически полностью отклонился в два дифракционных порядка (+1 и -1) с эффективностью, близкой к 100%, (суммарная величина сигнала близка к начальной, без звука, и равна 0.034). Тем самым, широкогорбальность составила более 50 мрад.

Рис. 8в представляет результат компьютерного сложения зависимостей рис. 8а и рис. 8б. На рис. 8в точками В показаны пересечения кривых — равенства интенсивностей света. Из этого следует, что при выбранной расходимости падающего

света (50 мрад) величина развязки — отношение мощности в дифракционных лучах в режимах включено-выключено — не менее 30%. Измеренные данные показывают, что ограничение на максимальное значение расходимости падающего света связано только с необходимой величиной развязки.

Рис. 9а и 9б получены при установке 3-х кратного телескопа, благодаря чему расходимость света на АОМ уменьшена в 3.3 раза.

Для демонстрации того факта, что кроме двух +1 и -1 первых дифракционных порядков иные не возникают, на рис. 10 представлен 3D профиль дифракционного поля.

Для сравнения параметров широкогорбальной дифракции с дифракцией в режиме АО дефлектора был установлен десятикратный телескоп и изменено угловое положение АОМ в положении, соответствующем дефлектору (уменьшен угол между нормалью к поверхности кристалла и лазерным лучом) [11–14]. На рис. 11 представлен результат. Видно, что дифракцию испытывает только одна поляризационная компонента — существует лишь один дифракционный максимум и его угловая ширина значительно уже ширины падающего света.

3. ОДНОЛУЧЕВОЙ ШИРОКОУГОЛЬНЫЙ МОДУЛЯТОР

Возможны две оптические схемы использования широкогорбального АОМ. В первой рабочим лучом является нулевой порядок дифракции, проходящий через диафрагму, а отклоненные лучи направлены в соответствующую систему поглотителя. Такая схема находит применение, когда решающим фактором является минимизация вносимых потерь. Это, например, внутриполосной модулятор добротности лазерного резонатора, модулятор высокоядерического излучения при обработке металлов (резка, сварка и т.п.). При этом недостаточно высокий контраст — отношение интенсивности света в режимах включено-выключено — допустим в силу того, что эффект воздействия имеет пороговое значение.

Вторая схема представлена на рис. 12, когда рабочим является единственный луч, в котором объединены +1 и -1 дифракционные порядки [15]. На выходе АОМ устанавливается поляризационная призма с параметрами, обеспечивающими объединение дифракционных лучей ортогональных поляризаций в один.

На рис. 13 приведена фотография разработанного и изготовленного АОМ с призмой. Передний план — призма, задний — АО кристалл. Электронная плата согласования и внешний корпус сняты. Поляризационная призма выполнена из

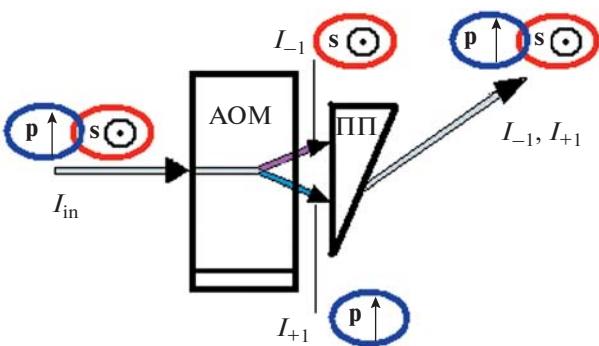


Рис. 12. Схема АОМ с одним на выходе объединенным лучом. ПП – поляризационная призма. Обозначения соответствуют рис. 1.

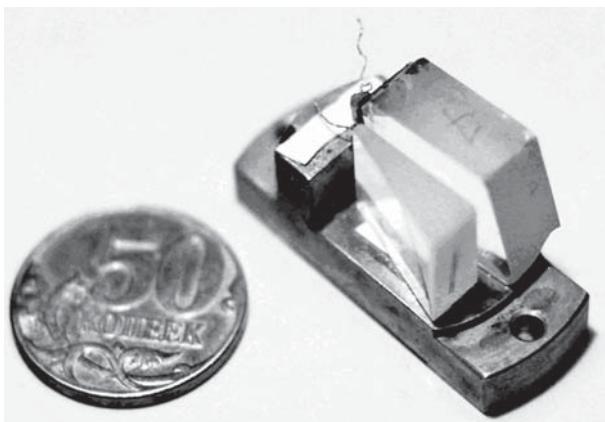


Рис. 13. Внешний вид изготовленного АОМ.

кристалла TeO_2 . Измеренная эффективность дифракции при приведенных выше параметрах света составила не менее 98%.

ВЫВОДЫ

Используя результаты работ [4–10], рассмотрены условия существования широкоугольной дифракции неполяризованного лазерного излучения на медленной акустической моде в кристалле парателлурида. Показано существование двух максимумов угловой апертуры дифракции неполяризованного света как функции угла скоса акустической волны относительно оси [110]. Установлено, что ограничения на угловую апертуру связаны с величиной угла рассеяния – взаимным пересечением нулевого и дифракционных порядков.

Первый максимум образует область сверхширокоугольной дифракции и реализуется при углах скоса звуковой грани кристалла на угол 17° – 18° относительно нормали к поверхности при частотах ультразвука 135–68 МГц. При этом угловая

апертура падающего света составляет $\sim 8^\circ$ на воздухе, ограничивается только углом рассеяния, не зависит от длины волны света и размеров пьезо-преобразователя.

Второй максимум широкоугольности имеет место при распространении исходного луча света ближе к оптической оси кристалла и реализуется при углах скоса звуковой грани 4° – 5° , угловая апертура падающего света составляет 2° – 5° на воздухе. По сравнению с первым, второй максимум реализуется на частотах ультразвука 20–30 МГц, имеет меньшую угловую апертуру, характеризуется более высоким быстродействием при большей величине акустооптического качества M_2 кристалла. Угловая апертура ограничена как углом рассеяния, так и длиной пьезопреобразователя.

Создан широкоугольный АОМ неполяризованного лазерного излучения на длине волны $\lambda = 1.06$ мкм с одним неполяризованным выходным дифракционным лучом.

Работа выполнена за счет бюджетного финансирования в рамках государственного задания по теме 0030-2019-0014.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Магдич Л.Н., Молчанов В.Я.* Акустооптические устройства и их применение. М.: Советское радио, 1978. 111 с.
 2. *Балакший В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е.* Физические основы акустооптики. М.: Радио и связь, 1985. 278 с.
 3. *Voloshinov V.B., Molchanov V.Ya.* Acousto-optic modulation of radiation with arbitrary polarization direction // Optics and Laser Technology. 1995. V. 27. № 5. P. 307–313.
 4. *Волошинов В.Б., Молчанов В.Я., Бабкина Т.М.* Акустооптический фильтр неполяризованного электромагнитного излучения // Журн. тех. физ. 2000. Т. 70. №. 9. С. 93–98.
 5. *Магдич Л.Н., Юшков К.Б., Волошинов В.Б.* Широкоапertureнная дифракция неполяризованного излучения в системе из двух акустооптических фильтров // Квантовая электроника. 2009. № 4. С. 347–352.
 6. *Антонов С.Н.* Акустооптические устройства управления неполяризованным светом и модуляторы поляризации на основе кристалла пирателлурита // Журн. тех. физ. 2004. Т. 74. № 10. С. 84–89.
 7. *Kastelik J.-C., Yushkov K.B., Dupont S., Voloshinov V.B.* Cascaded acousto-optical system for the modulation of unpolarized light // Optics Express. 2009. V. 17. № 15. P. 12767–12776.
 8. *Yushkov K.B., Dupont S., Kastelik J.-C., Voloshinov V.B.* Polarization-independent imaging with an acousto-optic tandem system // Optics Letters. 2010. V. 35. № 9. P. 1416–1418.
 9. *Yukhnevich T.V., Voloshinov V.B., Pritulenko I.G.* Influence of refractive indices dispersion on parameters of

- imaging AOTFs operating with non-polarized light // *Acta Physica Polonica A.* 2015. V. 127. № 1. P. 78–80.
10. *Волошинов В.Б., Москера Х.С.* Широкоапертурное акустооптическое взаимодействие в двулучепреломляющих кристаллах // *Оптика и спектроскопия*. 2006. Т. 101. № 4. С. 675–682.
 11. *Антонов С.Н.* Акустооптический дефлектор на кристалле парателлурита с использованием широкополосного kleевого акустического контакта // *Акуст. журн.* 2017. Т. 63. № 4. С. 364–370.
 12. *Антонов С.Н.* Акустооптический дефлектор с отводом тепла от пьезопреобразователя при акустиче- ской изоляции теплоотвода // *Акуст. журн.* 2019. Т. 65. № 5. С. 588–595.
 13. *Антонов С.Н.* Акустооптический дефлектор – новый метод повышения эффективности и широкополосности // *ЖТФ*. 2016. Т. 86. № 10. С. 155–158.
 14. *Антонов С.Н.* Акустооптические дефлекторы на кристалле парателлурита. Методы увеличения эффективности и расширения угла сканирования // *ПТЭ*. 2019. № 3. С. 89–95.
 15. *Антонов С.Н.* Акустооптический модулятор неполяризованного лазерного излучения на кристалле парателлурита // *Журн. тех. физ.* 2016. Т. 86. № 1. С. 132–135.