

УДК 535.33:621.373:535

Импульсная модуляция многоцветного излучения аргонового лазера

© 2020 г. **В. М. Котов, доктор физ.-мат. наук; С. В. Аверин, доктор физ.-мат. наук;
А. Н. Булюк, канд. физ.-мат. наук; А. И. Воронко, канд. физ.-мат. наук;
В. А. Житов; С. А. Тихомиров**

Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова
Российской Академии наук, г. Фрязино Московской обл.

E-mail: vmk277@ire216.msk.su

Поступила в редакцию 19.12.2019

DOI:10.17586/1023-5086-2020-87-07-XX-XX

Разработана методика расчета параметров импульсного акустооптического модулятора многоцветного лазерного излучения, позволяющая определить наилучшие условия модуляции света с заданным спектральным составом и на максимально возможной частоте звука. Методика подтверждена экспериментально на основе акустооптического модулятора из парателлури-та, изготовленного для модуляции излучения аргонового лазера, генерирующего в сине-зеленой области спектра.

Ключевые слова: акустооптическая дифракция, брэгговский режим, многоцветное излучение, импульсная модуляция.

Коды OCIS: 230.0230, 230.1040

ВВЕДЕНИЕ

Акустооптическая (АО) брэгговская дифракция широко используется для управления параметрами оптического излучения. Наиболее востребованными на практике оказались модуляторы света, формирующие оптическое излучение в виде световых импульсов [1–3]. Процесс получения импульсной модуляции света с использованием брэгговской дифракции обладает рядом особенностей. Для формирования оптических импульсов посредством брэгговской дифракции необходимо создать в среде бегущую брэгговскую решетку, обеспечить наилучшие условия ее взаимодействия со светом, а затем — модулировать (прерывать) решетку. Здесь накладываются как характеристики электрического импульса, так и особенности АО дифракции, в частности — конечное время пробега акустической волны через апертуру света [1]. Это вре-

мя определяет крутизну фронтов оптического импульса. Для излучения с гауссовым распределением, когда АО взаимодействие происходит в области перетяжки луча, время пробега $\tau = 2\omega_0/V$, где ω_0 — радиус перетяжки светового луча, V — скорость звука. Поэтому наиболее эффективный метод увеличения крутизны импульса — уменьшение перетяжки, т.е. более сильная фокусировка оптического луча. Однако при этом увеличивается расходимость луча, что приводит к возникновению процессов дифракции света в более высокие дифракционные порядки. Другими словами, существуют пределы фокусировки света, которые необходимо учитывать при конструировании конкретных устройств. Для устранения перекрытия прошедшего и дифрагировавшего лучей необходимо работать на высоких частотах звука f , обеспечивающих большой угол брэгговской дифракции. Анализ [2] показывает,

что для этого должно выполняться условие $f > 1/\tau$. В случае модуляции многоцветного излучения задача усложняется. Существуют два фактора, ухудшающие модуляцию многоцветного излучения. Во-первых, в общем случае невозможно обеспечить строгий брэгговский синхронизм всех лучей многоцветного излучения с одной акустической волной [4], что означает неравномерность эффективности дифракции всех компонент луча, во-вторых — сложно совместить быстродействие устройства с высокой эффективностью дифракции. Поясним этот момент на следующем примере. Пусть для простоты гауссов луч фокусируется тонкой линзой. Положим, что линза располагается в плоскости перетяжки ω_1 исходного луча. Тогда перетяжка ω_0 сфокусированного луча определяется как [5]

$$\omega_0 = \frac{F\lambda}{\pi\omega_1 n} \left(\sqrt{1 + \left(\frac{F\lambda}{\pi\omega_1^2 n} \right)^2} \right)^{-1}. \quad (1)$$

Здесь F — фокусное расстояние линзы, λ — длина волны света, n — показатель преломления среды. Из выражения (1) видно, что ω_0 существенным образом зависит от λ . Наибольшая перетяжка будет у компоненты луча с наибольшей длиной волны. Иными словами, быстродействие будет определяться волной с максимальной λ . С другой стороны, если с помощью более сложной оптической системы удастся обеспечить равенство перетяжек всех лучей, то угловая расходимость лучей будет разной. Угол расходимости θ , определяемый для гауссова луча как $\theta = \lambda/\pi\omega n$ [5], увеличивается с ростом λ . Но рост расходимости света по отношению к расходимости звука ведет к уменьшению эффективности дифракции [1]. Поскольку невозможно обеспечить для гауссовых лучей с разными длинами волн одновременное равенство как их «перетяжек», так и угловых расходимостей, приходится искать компромисс между быстродействием и эффективностью дифракции.

В настоящей работе решается задача получения оптимальных параметров АО импульсного модулятора, работающего на максимальной возможной частоте звука и изготовленного из перспективного АО кристалла TeO_2 . Предполагается, что модулятор будет использоваться для модуляции многоцветного излучения Ar-лазера.

ТЕОРИЯ

В настоящей работе авторами используется анизотропная дифракция света на звуке. Как показывает анализ, это позволяет избежать «перекачки» света в более высокие дифракционные порядки даже при больших расходимостях света и звука.

На рис. 1 приведена векторная диаграмма АО взаимодействия, положенная в основу работы модулятора. Предполагается, что дифракция происходит в одноосном гиротропном кристалле, примером которого может служить TeO_2 . Волновые поверхности векторов обозначены как 1 и 2. Направление оптической оси — [001], звуковая волна с волновым вектором \mathbf{q} распространяется под углом β к направлению [110], ортогональному направлению [001]. Многоцветное излучение распространяется под углом α к оптической оси [001]. Вообще говоря, многоцветное излучение должно быть представлено набором волновых векторов. Чтобы не перегружать рисунок, приведена только одна монохроматическая компонента всего излучения, ее волновой вектор — \mathbf{K}_0 . В результате АО взаимодействия волна \mathbf{K}_0 дифрагирует в направлении волны \mathbf{K}_1 . В общем случае дифракция происходит

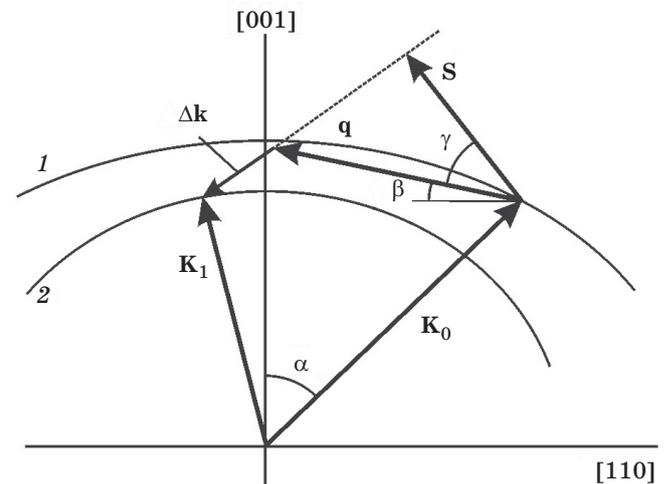


Рис. 1. Векторная диаграмма АО дифракции в одноосном гиротропном кристалле. \mathbf{K}_0 и \mathbf{K}_1 — волновые векторы падающей и дифрагировавшей оптических волн, \mathbf{q} — волновой вектор звуковой волны, α — угол между \mathbf{K}_0 и оптической осью [001] кристалла, β — угол между \mathbf{q} и направлением [110], Δk — вектор расстройки брэгговского синхронизма, γ — угол «сноса» акустической волны, равный углу между волновым вектором \mathbf{q} и вектором \mathbf{S} — распространения акустической энергии.

с расстройкой брэгговского синхронизма, вектор расстройки обозначен $\Delta\mathbf{k}$. Как известно, анизотропия кристалла приводит в общем случае к «сносу» акустической энергии относительно направления волнового вектора \mathbf{q} (см., например [3, 6]). На рисунке \mathbf{S} — вектор акустической энергии, он направлен под углом γ к вектору \mathbf{q} . В работе будет рассматриваться случай, когда дифракция происходит в кристалле TeO_2 на поперечной акустической волне, распространяющейся в плоскости $([001], [110])$, а направление сдвига волны — ортогонально указанной плоскости. Тогда угол γ определяется соотношением [3]

$$\operatorname{tg}\gamma = \frac{V_{[001]}^2 - V_{[110]}^2}{V^2} \sin\beta \cos\beta, \quad (2)$$

где $V_{[001]}$ и $V_{[110]}$ — скорости звука вдоль направлений $[001]$ и $[110]$, β — угол между \mathbf{q} и направлением $[110]$, V — скорость звука, распространяющегося в кристалле под углом β , она равна

$$V = \sqrt{V_{[110]}^2 \cos^2\beta + V_{[001]}^2 \sin^2\beta}.$$

Отметим, что вектор расстройки $\Delta\mathbf{k}$ ортогонален вектору \mathbf{S} [7].

Наилучшей для дифракции является ситуация, когда $\Delta\mathbf{k} = 0$. Однако это условие невыполнимо одновременно для всех составляющих многоцветного излучения. В работе [8] было показано, что брэгговский синхронизм можно обеспечить для двух любых лучей многоцветного излучения. Поэтому оптимальным будет вариант, когда две наиболее яркие линии многоцветного излучения дифрагируют без расстройки синхронизма, а остальные лучи — с минимально возможной расстройкой. Например, для излучения Ar-лазера, генерирующего в сине-зеленой области спектра, наиболее яркими линиями являются линии с длинами волн 0,488 и 0,514 мкм.

Волновые поверхности 1 и 2 в конкретных расчетах описывались зависимостями $2\pi n_1/\lambda$ и $2\pi n_2/\lambda$, где n_1 и n_2 — показатели преломления гиротропного кристалла [9]

$$n_{1,2}^2 = \left(1 + \operatorname{tg}^2\eta\right) \left[n_o^{-2} + 0,5 \operatorname{tg}^2\eta (n_o^{-2} + n_e^{-2}) \right] \pm \left[\operatorname{tg}^4\eta (n_o^{-2} - n_e^{-2})^2 + 4G_{33}^2 \right]^{-1/2}, \quad (3)$$

здесь η — угол между оптической осью $[001]$ кристалла и направлением волнового вектора света, n_o и n_e — главные показатели преломления кристалла, G_{33} — компонента псевдотензора гирации. Зависимости n_o , n_e и G_{33} от λ брались в виде, полученном на основании данных работ [10–12]

$$n_o = 7,76658 \times 10^{-10} / \lambda^2 - 11,9507 \times 10^{-6} / \lambda + 2,253,$$

$$n_e = 9,337 \times 10^{-10} / \lambda^2 - 14,7035 \times 10^{-6} / \lambda + 2,409, \quad (4)$$

$$G_{33} = 3,9442 \times 10^{-22} / \lambda^4 -$$

$$- 1,7037 \times 10^{-17} / \lambda^3 + 2,7725 \times 10^{-13} / \lambda^2.$$

На рис. 2 приведены зависимости частоты звука f (кривая 1) и угла α (2) от угла β в предположении, что для каждого набора (f, α, β) две наиболее яркие линии Ar-лазера с длинами волн 0,488 и 0,514 мкм находятся в строгом брэгговском синхронизме с акустической волной, т.е. для них $\Delta\mathbf{k} = 0$. На рис. 3 в качестве примера приведена зависимость длины вектора $\Delta\mathbf{k}$, обозначенная $|\Delta\mathbf{k}|$, от λ при $\beta = 10^\circ$, $f \approx 180$ МГц, $\alpha = -7,3^\circ$. Значение $|\Delta\mathbf{k}|$ вычислялось с учетом «сноса» акустической энергии, угол γ определялся из выражения (2) при $V_{[110]} = 0,617 \times 10^5$ см/с, $V_{[001]} = 2,104 \times 10^5$ см/с [10].

На рисунке вертикальными отрезками обозначены линии генерации Ar-лазера, использованные в эксперименте, длина которых пропорциональна интенсивностям измеренных в ходе эксперимента линий. На рис. 3 излуче-

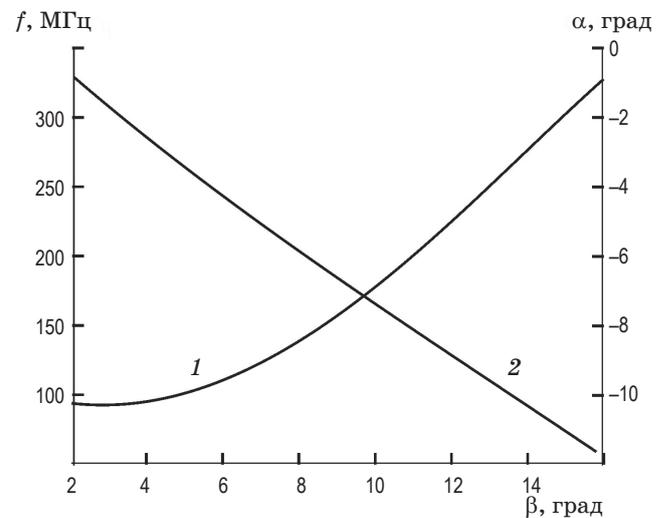


Рис. 2. Зависимости частоты звука f (1) и угла α (2) от угла β .

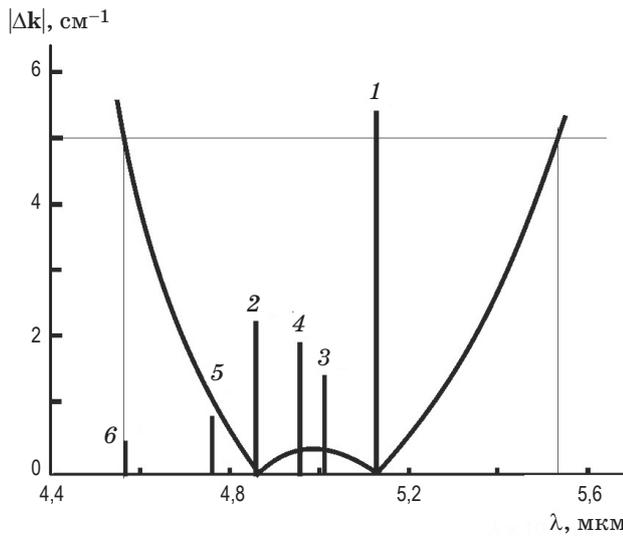


Рис. 3. Зависимость длины вектора Δk от длины волны света λ при $\beta = 10^\circ$, $f = 180$ МГц, $\alpha = -7,3^\circ$. Вертикальными отрезками обозначены линии генерации Ar-лазера, используемые в эксперименте, $\lambda_1 = 0,514$ (1), $\lambda_2 = 0,488$ (2), $\lambda_3 = 0,501$ (3), $\lambda_4 = 0,496$ (4), $\lambda_5 = 0,4765$ (5), $\lambda_6 = 0,4579$ (6) мкм.

ния с λ_1 и λ_2 находятся в строгом синхронизме со звуком, для них $|\Delta k| = 0$. Для других длин волн это условие не выполняется.

Выбранная нами геометрия дифракции обладает двумя существенными достоинствами: во-первых, оптические лучи как дифрагировавшие, так и недифрагировавшие, распространяются достаточно далеко от оптической оси кристалла TeO_2 , т.е. на них гиротропия практически не сказывается. Другими словами, лучи остаются линейно поляризованными. Действительно, падающее излучение распространяется под углом $\alpha = -7,3^\circ$, угол отклонения лучей от падающего излучения в результате дифракции приблизительно равен $-2,5^\circ$, в то время как гиротропия кристалла проявляется при углах отклонения от оси на $2-3^\circ$ [2]. Во-вторых, выбранная геометрия анизотропной дифракции не позволяет дифрагировать излучению в более высокие дифракционные порядки. Это открывает дополнительные возможности увеличивать расходимость света и звука, т.е. уменьшать оптическую перетяжку, улучшая тем самым крутизну фронта. По этой причине, например, в АО модуляторах, использующих изотропную дифракцию, нельзя сильно увеличивать расходимость света. Там быстрое действие до-

стигается, в основном, за счет более высокой скорости продольной волны [1].

Теперь определимся с параметрами звуковой волны — частотой звука и длиной АО взаимодействия, которые непосредственно влияют на расходимость звуковой волны — $\varphi \approx \Lambda/D = V/fD$, где φ и Λ — расходимость и длина волны звука, D — длина пьезопреобразователя. В модуляторах, как указывалось выше, желательно использовать звуковую волну с максимально возможной частотой. Верхний предел частот главным образом ограничивается поглощением звука. По этой причине частота поперечного звука кристалла TeO_2 , выбранного нами в качестве «рабочей» акустической волны, не превышает 200 МГц [10]. На этой частоте расходимость звука при $D = 0,1$ см равна $0,21^\circ$. Расходимость света «привязывалась» к расходимости звука посредством использования фокусирующей оптики.

ЭКСПЕРИМЕНТ

На основании полученных результатов была изготовлена и опробована АО ячейка. В качестве материала ячейки был выбран кристалл TeO_2 , изначально вырезанный в форме параллелепипеда с размерами $10 \times 10 \times 15$ мм ортогонально направлениям $[110]$, $[1\bar{1}0]$ и $[001]$, где оптическими гранями служили грани (001) , а акустической гранью — (110) . В качестве «рабочей» частоты в работе была выбрана частота звука 180 МГц. Исходя из зависимостей, приведенных на рис. 2, на этой частоте определялись углы α и β , которые оказались равными $7,3^\circ$ и 10° соответственно. Оптические и акустическая грани изначального параллелепипеда «скашивались» на полученные углы. К скошенной акустической грани приклеивался пьезопреобразователь из LiNbO_3 , генерировавший поперечную «медленную» акустическую волну на центральной частоте 180 МГц. Полоса частот составила 10%. На рис. 4 приведена оптическая схема экспериментальной установки для проверки работы изготовленной ячейки. Многоцветное излучение, излучаемое Ar-лазером, фокусируется линзой 2 с фокусным расстоянием 35 см на входную грань АО модулятора. Продифрагировавшие в модуляторе лучи фокусируются линзой 4 с фокусным расстоянием 5 см на вход фотоприемника. Между фотоприемником

и линзой 4 установлен нейтральный ослабитель для ослабления оптического излучения. Непродифрагировавшие лучи задерживаются экраном для предотвращения «засветок», попадаемых на фотоприемник. На АО ячейку подается синусоидальный сигнал с генератора, прерываемый импульсным генератором. На рис. 5 приведена зависимость напряжения U импульса, подаваемого на АО ячейку, от времени t . «Размах» импульса равен 10 В, длительность — порядка 80 нс, «крутизна» фронтов — 10 нс. Импульс заполнен синусоидальным сигналом с частотой 180 МГц. На рис. 6 приведено изображение импульса, снимаемого с фотоприемника. Как видно из рисунка, передний и задний фронты импульса достаточно крутые, длительность фронтов — около 25 нс. Эта длительность соответ-

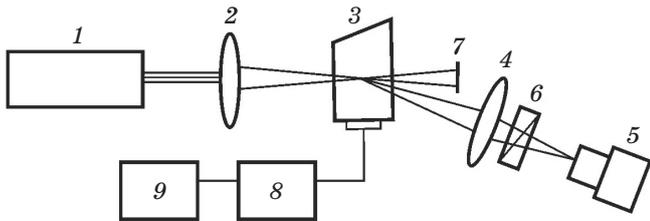


Рис. 4. Оптическая схема экспериментальной установки. 1 — источник многоцветного лазерного излучения, 2 — фокусирующая линза, 3 — АО модулятор, 4 — фокусирующая линза выходного излучения, 5 — фотоприемник, 6 — нейтральный ослабитель света, 7 — экран для задержки непродифрагировавшего излучения, 8 — генератор синусоидальных сигналов, 9 — импульсный генератор.

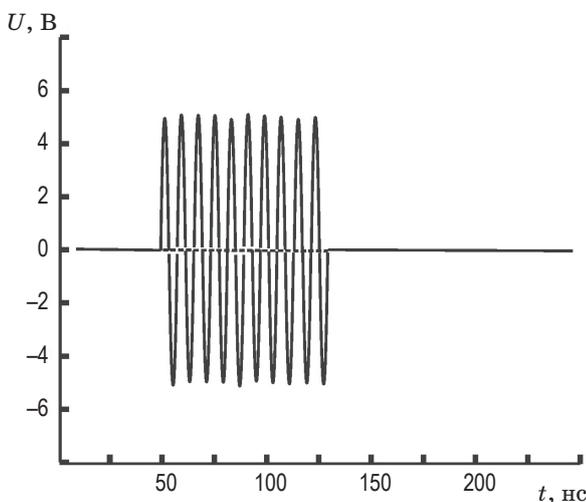


Рис. 5. Графическое изображение электрического импульса, подаваемого на АО ячейку.

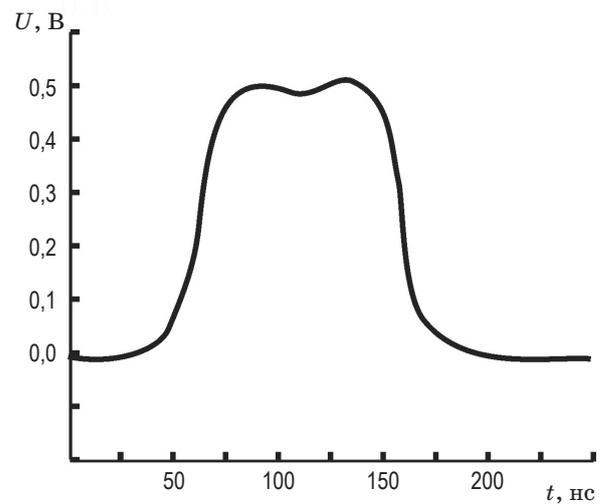


Рис. 6. Графическое изображение электрического сигнала, снимаемого с фотоприемника.

ствует радиусу перетяжки $\omega_0 = 9$ мкм, что соответствует расходимости светового луча $0,33^\circ$. Она больше расходимости звука, равной $0,21^\circ$. Отношение расходимостей света и звука около 1,5, что уменьшает эффективность дифракции до 70% [1]. В наших экспериментах эффективность дифракции составила 60%, такая эффективность близка к эффективности большинства промышленно изготавливаемых АО модуляторов [1].

По мнению авторов настоящей статьи в работе удалось достичь оптимальных параметров модулятора и найти наилучший компромисс между быстродействием и эффективностью дифракции. Полученное быстродействие и эффективность несколько не уступают аналогичным параметрам промышленно выпускаемых модуляторов, которые, однако, предназначены для управления монохроматическим излучением (см., например [1]).

Необходимо добавить следующее: если в качестве АО среды выбирать другие АО материалы или использовать АО дифракцию на продольной звуковой волне, то можно существенно увеличить быстродействие модулятора. Например, в работе [1] приводятся модуляторы с быстродействием не более 10 нс. Однако эти модуляторы разработаны для управления монохроматическим излучением и малоприспособны для модуляции многоцветного излучения. В этих модуляторах нельзя использовать сильно сфокусированные пучки, поскольку при этом начинаются процессы дифракции

в высшие порядки. Поэтому в них быстродействие обеспечивается преимущественно за счет большой скорости звука. При использовании же анизотропной дифракции в сочетании с выбором «нужных» срезов кристалла можно существенно подавить процесс дифракции в высшие порядки, тем самым давая возможность существенно увеличить расходимость оптических и акустических волн, т.е. увеличить быстродействие. Кроме того, кристалл TeO_2 обладает аномально высоким значением АО качества материала M_2 , что, с одной стороны, обеспечивает высокую эффективность дифракции при использовании малой электрической мощности, а с другой — позволяет использовать узкие пьезопреобразователи, не опасаясь их перегрева. Этим можно обеспечить высокую расходимость звука. Анизотропная дифракция, кроме того, сопровождается поворотом плоскости поляризации дифрагировавшего излучения [1, 2]. Это позволяет эффективно разделять прошедший и дифрагировавший пучки путем использования поляризаторов даже в случаях перекрывания пучков.

Изложенная в работе методика позволяет определять наилучшие условия импульсной модуляции многоцветного излучения на максимальной частоте акустической волны с точки зрения получения как быстродействия, так и эффективности дифракции. Основные теоретические выводы находятся в хорошем согласии с выполненными экспериментами.

ЛИТЕРАТУРА

1. Магдич Л.Н., Молчанов В.Я. Акустооптические устройства и их применение. М.: Сов. Радио, 1978. 111 с.
2. Балакший В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е. Физические основы акустооптики. М.: Радио и Связь, 1985. 280 с.
3. Xu J. and Stroud R. Acousto-optic devices: Principles, design and applications. NY: John Wiley and Sons. Inc., 1992. 652 p.
4. Котов В.М. Акустооптика. Брэгговская дифракция многоцветного излучения. М.: Янус-К, 2016. 286 с.
5. Ярич А., Юх П. Оптические волны в кристаллах. М.: Мир, 1987. 616 с.
6. Дьелесан Э., Руайе Д. Упругие волны в твердых телах. М.: Наука, 1982. 424 с.
7. Voloshinov V.B. Close to collinear acousto-optical interaction in paratellurite // Opt. Eng. 1992. V. 31. № 10. P. 2089–2094.
8. Котов В.М. Двухцветное расщепление в анизотропных кристаллах, обладающих гиротропией // ЖТФ. 1992. Т. 62. Вып. 8. С. 95–101.
9. Котов В.М. Акустооптическое расщепление двухцветного излучения при наклонном падении акустической волны // Опт. спектр. 1995. Т. 79. Вып. 2. С. 307–312.
10. Акустические кристаллы / Под ред. Шаскольской М.П. М.: Наука, 1982. 632 с.
11. Кизель В.А., Бурков В.И. Гиротропия кристаллов. М.: Наука, 1980. 304 с.
12. Сиротин Ю.И., Шаскольская М.П. Основы кристаллофизики. М.: Наука, 1979. 640 с.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе изложенного можно сделать следующие выводы.

Разработана методика расчета параметров импульсного АО модулятора, предназначенного для модуляции многоцветного излучения с заданным спектром и оперирующего на максимально возможной частоте звука. В ее основе лежит использование анизотропной дифракции в сочетании с выбором «нужного» среза кристалла, что позволяет существенно подавить процесс дифракции в высшие порядки, тем самым давая возможность увеличить расходимость оптических и акустических волн, т.е. увеличить быстродействие АО модулятора.

Методика продемонстрирована на примере расчета параметров модулятора из TeO_2 и предназначенного для модуляции многоцветного излучения Ar-лазера, генерирующего в сине-зеленой области спектра.

Изготовлен макет АО модулятора из TeO_2 , с помощью которого получена модуляция многоцветного излучения Ar-лазера на частоте звука 180 МГц и временем нарастания импульса 25 нс. Эффективность дифракции составила 60%.

Работа выполнена за счет бюджетного финансирования в рамках государственного задания по теме № 0030-2019-0014, а также при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант № 18-07-00259 и грант № 19-07-00071).