

СТАНДАРТЫ ЧАСТОТЫ

Акустооптические модуляторы для управляемого сдвига частоты световых пучков в оптических и микроволновых стандартах частоты на холодных атомах

В.М.Епихин, В.Н.Барышев, С.Н.Слюсарев, А.В.Апрелев, И.Ю.Блинов

Разработана серия специализированных акустооптических модуляторов-частотосдвигателей на монокристаллах парателлурита (TeO_2) для систем лазерного охлаждения и стабилизации частоты лазерных источников в оптических и микроволновых стандартах частоты на холодных атомах стронция, рубидия и цезия. Рассмотрены методы расчета и оптимизации основных параметров акустооптических модуляторов, экспериментально исследованы их основные технические характеристики в спектральном диапазоне оптического излучения 460–900 нм и в диапазоне частотного сдвига 5–400 МГц. Модуляторы имеют высокую эффективность дифракции, малое энергопотребление и возможность работы с линейно и произвольно поляризованным оптическим излучением.

Ключевые слова: акустооптическая дифракция, частотный сдвиг, частотосдвигатель, модулятор, лазерное охлаждение, стабилизация частоты, стандарты частоты.

1. Введение

Актуальность разработки высокоэффективных перестраиваемых частотосдвигателей (frequency shifters) обусловлена, в первую очередь, их активным использованием в системах лазерного охлаждения, которые являются гибким и эффективным инструментом формирования атомных ансамблей в квантовых стандартах частоты (КСЧ) оптического и микроволнового диапазонов [1]. После прохождения через частотосдвигатель лазерный пучок сохраняет присущие ему свойства (когерентность, направленность, спектральную яркость, угловое и пространственное распределения интенсивности), и при этом дополнительно появляется возможность управляемой перестройки частоты в диапазоне сотен мегагерц, что позволяет в итоге охлаждать атомные пучки вплоть до температуры несколько микрокельвинов [2–4].

Сдвиг частоты пучка излучения можно получить, применяя различные способы его модуляции. Например, при амплитудной модуляции в спектре одновременно присутствуют симметричные компоненты с положительным и отрицательным сдвигами исходной частоты на частоту модуляции, причем интенсивность каждой из компонент не превышает 25% от интенсивности пучка немодулированного излучения. При использовании одной компонент такой способ не является эффективным.

При акустооптической (АО) дифракции в режиме Брэгга помимо недифрагировавшего пучка формируется только первый дифракционный порядок, при этом его интенсивность может достигать интенсивности падающего пучка излучения [5, 6]. Частотный сдвиг дифрагировавшей световой волны есть следствие выполнения зако-

нов сохранения энергии и импульсов фотонов падающего и дифрагировавшего световых пучков и фононов ультразвуковой волны (УЗВ), которые сформулированы ниже: при поглощении фонона

$$\omega_0 + \Omega = \omega_d,$$

$$\mathbf{k}_0 + \mathbf{q} = \mathbf{k}_d,$$

при рождении фонона

$$\omega_0 = \omega_d + \Omega, \quad \text{или} \quad \omega_d = \omega_0 - \Omega,$$

$$\mathbf{k}_0 = \mathbf{k}_d + \mathbf{q}, \quad \mathbf{k}_d = \mathbf{k}_0 - \mathbf{q},$$

где ω_0 и ω_d – частоты фотонов падающего и дифрагировавшего световых пучков; Ω и \mathbf{q} – частота и волновой вектор фононов УЗВ; \mathbf{k}_0 и \mathbf{k}_d – волновые векторы фотонов падающего и дифрагировавшего световых пучков.

При анизотропной дифракции концы волновых векторов падающей (\mathbf{k}_0) и дифрагировавшей (\mathbf{k}_d) световых волн лежат на разных волновых поверхностях второго порядка – сфере и эллипсоиде, а при изотропной дифракции они находятся на единой поверхности – сфере. Поэтому в первом случае направления поляризации падающего и дифрагировавшего пучков взаимно ортогональны, а во втором – параллельны.

На рис.1 показаны векторные диаграммы для АО дифракции в режиме Брэгга с поглощением (рождением) фонона, где частота дифрагировавшего светового пучка увеличивается (уменьшается) на частоту УЗВ Ω . Таким образом, с использованием одного АО устройства можно получить как положительный, так и отрицательный частотный сдвиг. Указанные преимущества выгодно отличают АО дифракцию от других способов получения частотного сдвига.

В последнее время АО частотосдвигатели нашли новое применение в системах контроля частоты и интенсивности лазерных источников в КСЧ. В этом случае АО частотосдвигатель работает в чистом режиме Рамана–Ната, а сигнал ошибки при автоподстройке частоты излучения диодного лазера к частоте оптического резонанса форми-

В.М.Епихин, В.Н.Барышев, С.Н.Слюсарев, А.В.Апрелев, И.Ю.Блинов.
ФГУП «Всероссийский научно-исследовательский институт физико-технических и радиотехнических измерений», Россия, Московская обл., 141570 Менделеево; e-mail: epikvm@mail.ru

Поступила в редакцию 26 декабря 2018 г., после доработки – 22 марта 2019 г.

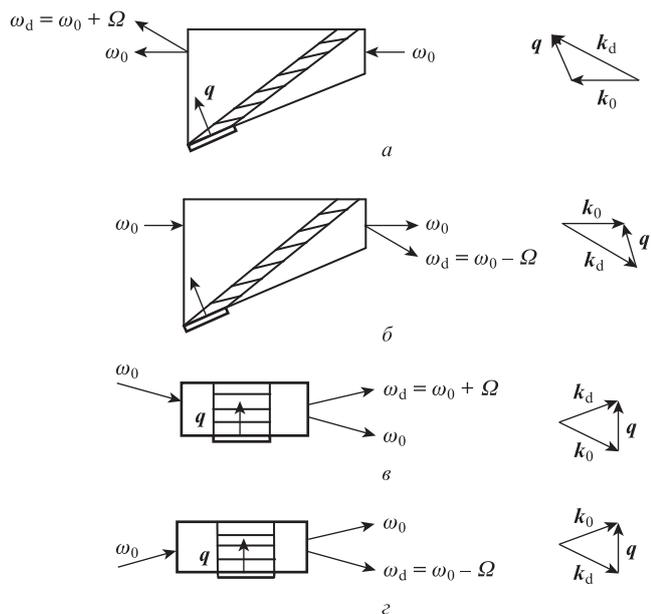


Рис.1. Схемы использования АО частотосдвигателя в режиме дифракции Брэгга с анизотропной (а, б) и изотропной (в, г) дифракцией для получения положительного (а, в) и отрицательного (б, г) частотного сдвига. Акустический пучок обозначен штриховкой.

руется одновременно ±1-ми и нулевым порядками дифракции [7]. Как показали исследования, такой метод имеет ряд преимуществ как в частотно-модуляционной спектроскопии [8, 9], так и в спектроскопии с переносом модуляции [10].

Возникает вопрос о возможном влиянии УЗВ на временную стабильность световой волны. При равенстве абсолютных значений неопределенности частот световой и звуковой волн, $\Delta\omega = \Delta\Omega$, их вклады в неопределенность частоты дифрагировавшей волны равны. При этом значения относительных неопределенностей различаются на шесть порядков:

$$\frac{\Delta\Omega}{\Omega} \left(\frac{\Delta\omega}{\omega} \right)^{-1} = \frac{\omega}{\Omega} \approx 10^{14} \text{ Гц} / 10^8 \text{ Гц} = 10^6.$$

Этот факт следует учитывать при определении требований к временной стабильности источника УЗВ в конкретных условиях.

Следует определиться с терминами. Поскольку частотный сдвиг дифрагировавшей световой волны является прямым следствием АО дифракции, любая АО ячейка может служить частотосдвигателем. Простейшим АО прибором является амплитудный АО модулятор (АОМ), поэтому его наиболее часто используют в качестве частотосдвигателя. Требования к АОМу обычно содержат ограничения на его быстродействие, тогда как к частотосдвигателям таких требований не предъявляют, и они работают в непрерывном режиме. В этом случае возможно использование медленной поперечной УЗВ вместо быстрой продольной, что позволяет резко увеличить эффективность АО дифракции и снизить энергопотребление прибора, повысив его надежность. В дальнейшем в соответствии со сложившейся традицией для АО частотосдвигателя мы будем использовать термин АОМ, полагая, что к нему не предъявляются требования по времени переключения.

Цель настоящей работы – создание АОМов, оптимизированных для применения в оптических и микровол-

новых КСЧ на холодных атомах стронция [3], рубидия [4] и цезия со спектральным диапазоном 460–900 нм и диапазоном частотного сдвига ±(5–400) МГц.

Особенностью использования АОМа в КСЧ являются длительные (сутки и более) интервалы работы в режиме непрерывной генерации световой и ультразвуковой волн, а также малые мощности (десятки милливатт) и размеры (1–2 мм) световых пучков. Поэтому к АОМу предъявлялись требования минимального энергопотребления с целью увеличения надежности, а также уменьшения размеров светозвукопроводов, влияющих на габариты и стоимость устройства.

2. Расчет основных параметров АОМа

2.1. Материал АО ячейки

Для практической реализации АОМа в диапазоне длин волн 460–900 нм использовался одноосный двулучепреломляющий положительный кристалл двуокиси теллура TeO_2 (парателлурит), обладающий уникальным сочетанием акустических, оптических и АО свойств [11], среди которых главное – большие значения коэффициента АО качества M_2 [5]. В TeO_2 возможна эффективная дифракция как изотропного, так и анизотропного типа. Длина волны излучения в вакууме λ и частота УЗВ f связаны следующими соотношениями: при анизотропной дифракции в TeO_2 с учетом гиротропии [12]

$$f = \frac{V n_o}{\lambda} A(\gamma) A_1(\theta) [-B + (B^2 + C)^{1/2}], \tag{1}$$

где

$$A(\gamma) = (\mu^2 \cos^2 \gamma + \sin^2 \gamma)^{-1/2};$$

$$A_1(\theta) = (1 - \kappa) [\cos^2 \theta + (1 - \kappa)^2 \sin^2 \theta]^{1/2};$$

$$B = A(\gamma) (\mu'^2 \cos \gamma \sin \theta - \sin \gamma \cos \theta);$$

$$C = [(1 - \kappa^2)^2 - 1] \cos^2 \theta + (1 + \kappa^2) [(1 - \kappa)^4 - \mu^2] \sin^2 \theta;$$

$$\mu = n_o/n_e; \quad \mu' = \mu(1 + \kappa); \quad \kappa = \rho \lambda / (2\pi n_o);$$

при изотропной дифракции в TeO_2 [5, 6] для $q \parallel z$

$$f = \frac{2n_{o,e} V \tan \theta_B^{o,e}}{\lambda} \approx \frac{2\theta_B^{o,e} n_{o,e} V}{\lambda}, \tag{2}$$

где V – скорость УЗВ; n_o и n_e – показатели преломления обыкновенного и необыкновенного пучков в кристалле; γ – угол между волновым вектором УЗВ q и осью [110] кристалла; θ – угол между волновым вектором падающей обыкновенной световой волны k_0^o и осью z в кристалле; ρ – удельная вращательная способность TeO_2 в радианах на единицу длины; $\theta_B^{o,e}$ – угол между волновым вектором обыкновенной (необыкновенной) световой волны в кристалле и волновым фронтом УЗВ.

Из выражений (1) и (2) следует, что для фиксированной длины волны света λ , изменяя углы распространения световых и звукового пучков в кристалле θ , $\theta_B^{o,e}$ и γ можно получать значения частотного сдвига дифрагировавшей световой волны без нарушения фазового синхронизма в широких пределах, ограниченных лишь рабочей

полосой излучателя УЗВ, ширина которой может достигать октавы. Кроме того, частотный сдвиг возможен без механической подстройки угла наклона кристалла в пределах ширины частотной аппаратной функции АОМа.

Оптимизация АОМа включает выбор типа АО дифракции (изотропная, анизотропная), режима АО дифракции (Брэгга, Рамана–Ната) и геометрии АО взаимодействия (ориентации волновых векторов k_0 и q относительно кристаллографических осей TeO_2).

2.2. Выбор типа дифракции

Диаграммы волновых векторов для анизотропной и изотропной дифракции в TeO_2 приведены на рис.2. Нижние индексы у волновых векторов $k_0^{o,e}, k_d^{o,e}$ соответствуют пучкам падающей и дифрагировавшей световых волн, а верхние – пучкам с обыкновенной (o) и необыкновенной (e) поляризациями в кристалле.

АОМ на основе геометрии рис.2,б ($q||z$) может эффективно работать независимо от состояния поляризации падающего светового пучка. Эта особенность является следствием двух причин. Во-первых, если входная и выходная оптические грани АОМа параллельны вектору q , произвольно поляризованный световой пучок, падающий в воздухе на входную грань АОМа под углом

$$\alpha = n_o q / (2k_0) \approx \theta_{Bn_o}^o \approx \theta_{Bn_e}^e, \tag{3}$$

распространяется в кристалле под углами Брэгга одновременно для обеих взаимно ортогональных поляризаций. Аналогично дифрагировавшие пучки будут распространяться в воздухе в одном направлении в виде единого светового пучка. Во-вторых, действующие фотоупругие константы p_{13} и p_{33} , отвечающие процессам $o \rightarrow o$ и $e \rightarrow e$, равны соответственно 0.34 и 0.24 [13]. В приближении плоских световых волн легко показать [5], что в нелинейном режиме дифракции на единой УЗВ значения эффективностей для указанных процессов могут быть равны и в данном случае близки к единице. Отметим, что это единственная известная нам геометрия для TeO_2 , обладающая таким практически важным свойством.

Тип дифракции определяет функциональные возможности и особенности АОМов. Основные из них для АОМов

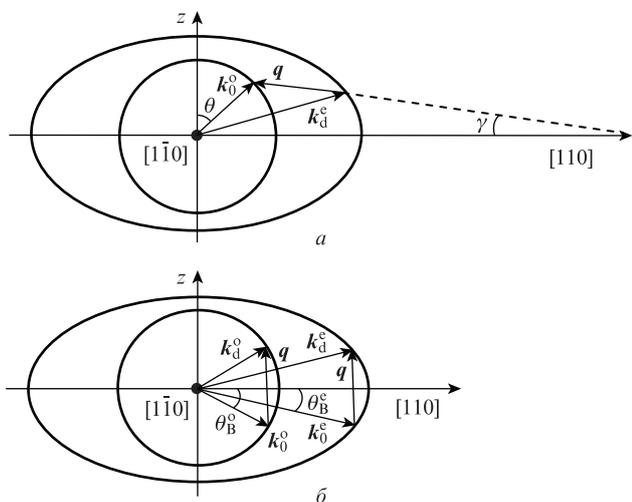


Рис.2. Диаграмма волновых векторов для анизотропной (a) и изотропной (б) дифракции в TeO_2 .

на базе изотропной и анизотропной дифракции в TeO_2 перечислены ниже.

	АОМ на базе изотропной дифракции	АОМ на базе анизотропной дифракции
Направления поляризации падающего и дифрагировавшего пучка	параллельны	ортогональны
Возможность эффективной работы с излучением произвольной поляризации.	есть	отсутствует
Возможность работы по двухпроходной схеме на рис.3	есть	отсутствует
Возможность увеличения контраста при использовании поляризаторов	отсутствует	есть
Возможные режимы дифракции	Брэгга, Рамана–Ната	Брэгга
Тип УЗВ	продольная	сдвиговая
Скорость УЗВ V (м/с)	4200	620–900
Отношение длины к ширине пьезопреобразователя L/H (режим Брэгга)	10–20	3–7
Мощность высокочастотного сигнала, необходимая для достижения максимальной эффективности дифракции (Вт) (режим Брэгга)	~ 1	$\sim (10^{-1} - 10^{-2})$

На рис.3 приведена двухпроходная оптическая схема АОМа. Она позволяет удвоить частотный сдвиг, используя один АОМ на базе изотропной дифракции.

Перечисленные выше данные показывают, что в непрерывном режиме АОМы на основе анизотропной дифракции имеют преимущества в габаритах и энергопотреблении, однако они не могут использоваться в двухпроходной схеме с удвоением частотного сдвига. В устройствах на базе изотропной дифракции двухпроходная схема реализуется, но при этом требуется существенно большая мощность управляющего сигнала.

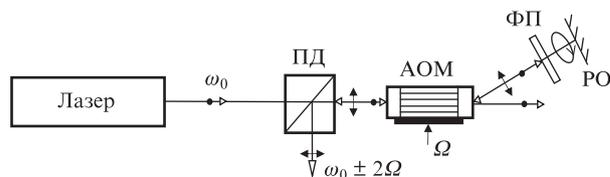


Рис.3. Двухпроходная оптическая схема АОМа для получения удвоенного частотного сдвига: ПД – поляризационный делитель; ФП – фазовая пластина $\lambda/4$; РО – ретроотражатель.

2.3. Выбор режима дифракции

Для АОМов, работающих в системе лазерного охлаждения, предпочтителен чисто брэгговский режим дифракции, поскольку необходимо обеспечить частотный сдвиг с минимальными потерями интенсивности пучка лазерного излучения [2–4]. Напротив, для АОМов, работающих в системе частотной стабилизации лазеров важна полная антисимметрия дифракционных рефлексов (равенство амплитуд и углов дифракции при разности фаз дифрагировавших в ± 1 -е порядки световых волн, равной π). Следовательно, необходим чистый режим Рамана–Ната [7–10].

Согласно [14] режим дифракции зависит от безразмерного параметра Кляйна–Кука $Q = 2\pi l \lambda / \Lambda^2$, где l – длина АО взаимодействия, а Λ – длина волны ультразвука.

Практически дифракция Рамана–Ната наблюдается при $Q \leq 0.3$, а дифракция Брэгга – при $Q \geq 4\pi$ [15].

2.4. Выбор рабочей точки на частотно-угловой зависимости для АОМа

Рабочую полосу частот АОМа (абсолютную величину частотного сдвига) можно представить как сумму постоянной и переменной составляющих: $f \pm \delta f/2$.

При изотропной дифракции (рис.2,б) постоянная часть f обеспечивается при единственном значении угла падения светового пучка на входную грань α согласно выражению (3). Переменная часть δf обеспечивается изменением угла наклона пучка в рабочем интервале углов от $\alpha + \Delta\alpha$ до $\alpha - \Delta\alpha$, где δf и $\Delta\alpha$ связаны соотношением $\delta f/2 \approx 2\Delta\alpha V/\lambda$, справедливым в приближении малых значений $\Delta\alpha$, которые для рассматриваемого диапазона частот не превышают нескольких градусов.

При анизотропной дифракции (рис.2,а) область рабочих точек (пар значений углов γ и θ) определяется как решение системы уравнений (1) и уравнений

$$f \pm \delta f/2 = \frac{Vn_o}{\lambda} A(\gamma)A_1(\theta_1) \{-B(\theta_1) + [B^2(\theta_1) + C(\theta_1)]^{1/2}\},$$

$$\theta_1 = \theta + \arcsin(n_o \sin \Delta\alpha_1),$$

$$f \mp \delta f/2 = \frac{Vn_o}{\lambda} A(\gamma)A_1(\theta_2) \{-B(\theta_2) + [B^2(\theta_2) + C(\theta_2)]^{1/2}\},$$

$$\theta_2 = \theta - \arcsin(n_o \sin \Delta\alpha_2)$$

при выполнении неравенств

$$\Delta\alpha_{\min} \leq (\Delta\alpha_1, \Delta\alpha_2) \leq \Delta\alpha_{\max},$$

$$|\Delta\alpha_1 - \Delta\alpha_2| \leq \delta.$$

Здесь угол θ соответствует нормальному падению светового пучка на входную грань АОМа ($\alpha = 0$). Верхний знак в выражениях (4) отвечает возрастающей функции $f(\theta)$, а нижний – убывающей. Поскольку функция $f(\theta)$ нелинейна, рабочий интервал углов в общем случае асимметричен, и $\Delta\alpha_1 \neq \Delta\alpha_2$. Ограничения на величины $\Delta\alpha_1$, $\Delta\alpha_2$ и асимметрию угловой апертуры δ введены, исходя из удобства практического применения АОМа. Из получаемого множества рабочих точек целесообразно использовать точку, соответствующую максимальному значению эффективной фотоупругой константы $p_{\text{эф}}$. Угловая зависимость $p_{\text{эф}}(\theta, \gamma)$ для рассмотренного случая приведена в [16].

Зависимость $f(\theta)$ при фиксированном значении γ может иметь экстремумы [17]. В этом случае рабочая точка выбирается на нисходящем или восходящем участке кривой так, чтобы частотный диапазон АОМа не включал в себя точки экстремума. В качестве примера на рис.4 приведена зависимость частоты УЗВ f от угла падения светового пучка на входную грань в интервале $-\Delta\alpha_2 < \Delta\alpha < \Delta\alpha_1$ в условиях синхронизма для АОМа Фотон-5203 при $\gamma = 1.3^\circ$ и $\lambda = 461$ нм. Зависимость имеет монотонно возрастающий участок между точками минимума и максимума в окрестности точки $\Delta\alpha = 0$. Ей соответствуют углы $\gamma = 1.3^\circ$ и $\theta = 18.52^\circ$. При этом $\partial f/\partial\theta$ слабо меняется в частотном диапазоне $f \pm \delta f/2 = 80 \pm 10$ МГц, и рабочий интервал углов достаточно симметричен: $\Delta\alpha_1 = 6.69^\circ$, $\Delta\alpha_2 = -6.71^\circ$.

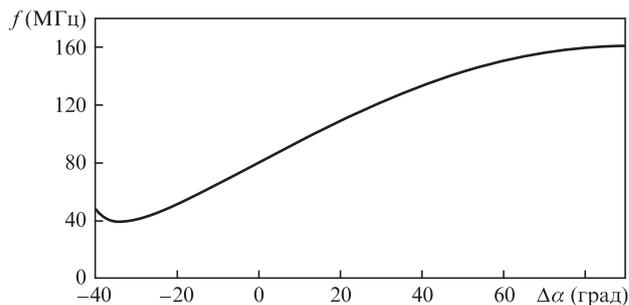


Рис.4. Зависимость частоты УЗВ f от угла падения $\Delta\alpha$ светового пучка с $\lambda = 461$ нм на входную грань АОМа Фотон-5205 для $\gamma = 1.3^\circ$.

2.5. Особенности работы АОМа при использовании расходящегося светового пучка

Соотношения (1) и (2) справедливы для случая плоских акустических и световых волн. При этом максимальное значение эффективности дифракции $\eta_m = I_d/I_0$, где I_d и I_0 – интенсивности дифрагировавшей и падающей световых волн соответственно, равно 1. Для расходящегося пучка величина η_m меньше [18].

При изотропной дифракции, согласно [19], величина η_m зависит от параметра $a = d\theta/d\varphi$, где $d\theta \approx 1.27\lambda/(nD)$ – полная дифракционная расходимость в среде светового пучка с гауссовым распределением интенсивности на уровне $1/e^2$; D – начальный диаметр светового пучка; $d\varphi = \Delta/L$ – расходимость УЗВ, излучаемой однородным пьезопреобразователем длиной L , на уровне 4 дБ по интенсивности. При $a \ll 1$ ситуация практически не отличается от случая дифракции плоской волны и $\eta_m \approx 1$. Для $a = 1$ имеем $\eta_m \approx 0.8$, а для $a = 2.8$ получаем $\eta_m \approx 0.4$.

При анизотропной дифракции можно ввести аналогичный параметр $a' = \Delta f_{d\theta}/\Delta f$, где $\Delta f_{d\theta} \approx (df/d\theta)\Delta\theta(\Delta\alpha)$ – расстройка частоты синхронизма вследствие изменения угла падения плоской волны на входную грань АОМа (рис.3); $\Delta f = V/[l \sin(\theta - \gamma)]$ – ширина частотной аппаратной функции АОМа [16]. Аналогично предыдущему случаю при $a' \ll 1$ получаем $\eta_m \approx 1$.

Исходя из приведенных соотношений, определялась максимальная длина пьезопреобразователя, при которой может быть достигнуто заданное значение η_m .

3. Результаты экспериментального исследования АОМа и их обсуждение

Была разработана, изготовлена и исследована серия АОМов для использования в оптических и микроволновых стандартах частоты на холодных атомах стронция [3], рубидия [4] и цезия. Экспериментально определены основные технические параметры: рабочая полоса частот $f \pm \delta f/2$, максимальное значение эффективности дифракции η и мощность высокочастотного сигнала, необходимая для ее достижения. Полученные данные представлены в табл.1 и 2, где приведены также значения активной апертуры АОМа, равной ширине H пьезопреобразователя.

При работе с высокочастотными АОМами Фотон-3204, 3205 необходимо использовать линзу для фокусировки светового пучка в область звукового столба размером $L \times H$ (вдоль и поперек направления распространения света). Для оценки фокусного расстояния линзы F и размера световой перетяжки в фокальной плоскости σ

Табл.1. Технические параметры АОМов, работающих в режиме дифракции Брэгга, для оптических КСЧ на холодных атомах стронция.

Наименование АОМа	Тип дифракции	Длина волны излучения (нм)	Рабочая полоса частот (МГц)	Поляризация светового пучка	Эффективность дифракции в 1-й порядок (%)	Активная апертура (мм)	Мощность управляющего высокочастотного сигнала (Вт)
Фотон-5201	анизотропная	690 ± 40	40 ± 5	линейная	≥ 90	3.5	0.15
Фотон-5202	анизотропная	500 ± 30	80 ± 10	линейная	≥ 90	3.5	0.06
Фотон-5205	анизотропная	460 ± 30	80 ± 10	линейная	≥ 90	3.5	0.05
Фотон-5211	анизотропная	680 ± 40	80 ± 10	линейная	≥ 90	3.5	0.15
Фотон-5212	анизотропная	710 ± 40	80 ± 10	линейная	≥ 90	3.5	0.15
Фотон-5206	анизотропная	460 ± 30	90 ± 10	линейная	≥ 90	3.5	0.04
Фотон-5207	анизотропная	460 ± 30	110 ± 10	линейная	≥ 90	3.5	0.04
Фотон-5203	анизотропная	690 ± 40	110 ± 10	линейная	≥ 90	3.5	0.15
Фотон-5204	анизотропная	690 ± 40	150 ± 10	линейная	≥ 90	3	0.4
Фотон-3211	изотропная	690 ± 40	80 ± 10	произвольная	≥ 90	1.6	0.7
Фотон-3212	изотропная	690 ± 40	110 ± 10	произвольная	≥ 90	1.2	0.6
Фотон-3208	изотропная	690 ± 40	400 ± 100	произвольная	≥ 60	0.2	1.0

Табл.2. Технические параметры АОМов для микроволновых КСЧ на холодных атомах рубидия и цезия.

Наименование АОМа	Тип и режим дифракции	Длина волны излучения (нм)	Рабочая полоса частот (МГц)	Поляризация светового пучка	Эффективность дифракции в 1-й порядок (%)	Активная апертура (мм)	Мощность управляющего высокочастотного сигнала (Вт)
Фотон-3201	изотропная, Брэгга	780 ± 40	80 ± 20	произвольная	≥ 90	2	1.5
Фотон-5208	анизотропная, Брэгга	780 ± 40	170 ± 10	линейная	≥ 70	2.8	0.3
Фотон-5209	анизотропная, Брэгга	780 ± 40	230 ± 10	линейная	≥ 70	2.3	0.5
Фотон-3207	изотропная, Рамана–Ната	780 ± 40	5–10	произвольная	~ 10*	2	0.1
Фотон-3204	изотропная, Рамана–Ната	850 ± 40	20–40	произвольная	~ 10*	2	0.4
Фотон-3205	изотропная, Рамана–Ната	780 ± 40	20–40	произвольная	~ 10*	2	0.5

* Эффективность дифракции в ±1-е порядки.

примем $a = 1$ ($\eta_m \approx 0.8$). Тогда $d\theta \approx D/(Fn) = d\varphi = V/(Lf)$ и при $D = 1$ мм, $n = 2.2$, $V = 4200$ м/с, $f = 400$ МГц, $L = 2.5$ мм получаем $F \approx 110$ мм, $\sigma = 1.27\lambda F/D \approx 0.1$ мм $< H = 0.2$ мм. Фактическое значение F определялось опытным путем и составляло 100–130 мм. При замене сферической линзы цилиндрической с фокусировкой в плоскости, ортогональной плоскости дифракции, эффективность в линейном режиме дифракции увеличивается на ~30% при прочих равных условиях. Полезным результатом сферической фокусировки является также уменьшение времени готовности устройства (rise time) τ_r [19]: $\tau_r \approx 0.64H/V \approx 30$ нс. Поэтому данное устройство может быть использовано как ключ-модулятор добротности лазерного резонатора.

На рис.5 представлены фотографии четырех типов конструктивного исполнения АОМов [20]. Диапазон габаритных размеров составлял 12–50 мм, диапазон масс был равен 20–60 г. Использовались высокочастотные разъемы типа SMA и SMC.

ритных размеров составлял 12–50 мм, диапазон масс был равен 20–60 г. Использовались высокочастотные разъемы типа SMA и SMC.

4. Заключение

Рассмотрены возможности оптимизации АО модуляторов-частотосдвигателей для использования в системах лазерного охлаждения и стабилизации лазерных источников.

Разработана серия специализированных АОМов для оптических и микроволновых стандартов частоты на холодных атомах стронция, рубидия и цезия, экспериментально исследованы их параметры.

Модуляторы работают с линейно и произвольно поляризованным излучением, имеют высокую эффектив-

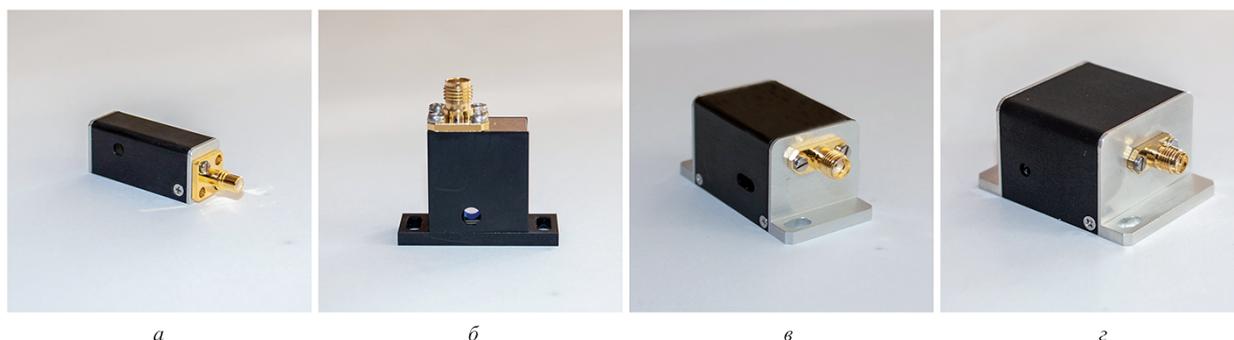


Рис.5. АО модуляторы-частотосдвигатели Фотон-3204, 3205 (а), Фотон-3208 (б), Фотон-5201–5209, 5211, 5212 (в) и Фотон-3201, 3207, 3211, 3212 (г) для стандартов частоты на холодных атомах стронция, рубидия и цезия.

ность дифракции, малые размеры и массу, низкое энергопотребление.

Необходимо отметить, что сфера применения созданных и представленных в настоящей работе АОМов гораздо шире, чем КСЧ на медленных атомах. Модели Фотон-3207 и Фотон-5208 могут также найти применение при разработке перспективного малогабаритного микроволнового КСЧ на рубидиевой газовой ячейке с импульсной оптической накачкой [21].

1. Риле Ф. *Стандарты частоты. Принципы и приложения* (М.: Физматлит, 2009, с. 511).
2. Хабарова К.Ю., Слюсарев С.Н., Стрелкин С.А., Белотелов Г.С., Костин А.С., Пальчиков В.Г., Колачевский Н.Н. *Квантовая электроника*, **42**, 1021 (2012) [*Quantum Electron.*, **42**, 1021 (2012)].
3. Бердасов О.И., Грибов А.Ю., Стрелкин С.А., Слюсарев С.Н. *Альманах современной метрологии*, **11**, 81 (2017).
4. Купалов Д.С., Барышев В.Н., Блинов И.Ю., Бойко А.И., Домнин Ю.С., Копылов Л.Н., Купалова Л.Н., Новоселов А.В., Хромов М.Н. *Альманах современной метрологии*, **11**, 95 (2017).
5. Магдич Л.Н., Молчанов В.Я. *Акустооптические устройства и их применение* (М.: Сов. радио, 1978, с. 112).
6. Балакший В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е. *Физические основы акустооптики* (М.: Радио и связь, 1985, с. 280).
7. Барышев В.Н., Епихин В.М. Патент РФ №2445663. Приоритет от 19.10.2012.
8. Барышев В.Н., Епихин В.М. *Квантовая электроника*, **40**, 431 (2010) [*Quantum Electron.*, **40**, 431 (2010)].
9. Барышев В.Н. *Квантовая электроника*, **42**, 315 (2012) [*Quantum Electron.*, **42**, 315 (2012)].
10. Baryshev V., Epikhin V., Blinov I., Donchenko S. *Proc. 2016 IEEE Int. Frequency Control Symp.* (New Orleans, Louisiana, USA, 2016, p.205).
11. Блистанов А.А., Бондаренко В.С., Переломова Н.С., Стрижевская Ф.Н., Чкалова В.В., Шаскольская М.П. *Акустические кристаллы* (М.: Наука, 1982, с. 632).
12. Епихин В.М. *ЖТФ*, **65** (9), 71 (1995).
13. Uchida N., Ohmachi Y. *J. Appl. Phys.*, **40** (12), 4692 (1969).
14. Klein W.R., Cook B.D. *IEEE Trans.*, **SU-14**, №3, 123 (1967).
15. Uchida N., Niizeki N. *Proc. IEEE*, **61** (8), 1073 (1973).
16. Епихин В.М., Визен Ф.Л., Пальцев Л.Л. *ЖТФ*, **57** (10), 1910 (1987).
17. Епихин В.М., Визен Ф.Л., Никитин Н.В., Калинин Ю.К. *ЖТФ*, **52** (12), 2405 (1982).
18. Магдич Л.Н., Молчанов В.Я. *Оптика и спектроскопия*, **48** (1), 159 (1980).
19. Maydan D. *IEEE J.*, **QE-6**, №1, 15 (1970).
20. www.aodevices.ru.
21. Барышев В.Н., Алейников М.С., Осипенко Г.В., Блинов И.Ю. *Квантовая электроника*, **48**, 443 (2018) [*Quantum Electron.*, **48**, 443 (2018)].