

АКУСТООПТИЧЕСКАЯ МОДУЛЯЦИЯ СВЕТА

Акустооптическая модуляция поляризации излучения в моноклинных кристаллах

А.И. Чижиков, Н.Ф. Науменко, К.Б. Юшков, В.Я. Молчанов, А.А. Павлюк

Предложена конфигурация модулятора поляризации лазерного излучения на основе изотропного акустооптического взаимодействия. Управление поляризацией осуществляется с помощью двухкоординатной акустооптической ячейки, использующей один моноклинный монокристалл. Показана возможность реализации такого модулятора на основе кристалла $KY(WO_4)_2$.

Ключевые слова: акустооптика, поляризация, двухосный кристалл, калий-иттриевый вольфрамат, лазерный затвор.

1. Введение

Акустооптические (АО) модуляторы (АОМ) широко применяются в лазерной физике в качестве модуляторов добротности (АО затворов), синхронизаторов мод, селекторов ультракоротких лазерных импульсов, частотосдвигателей и стабилизаторов фазы [1–6]. Как правило, АОМ имеют изотропную геометрию АО взаимодействия, при которой поляризация дифрагировавшего лазерного пучка совпадает с поляризацией падающего пучка. При этом АО среда может быть как изотропной (стекло, жидкость), так и анизотропной (монокристалл). Эффективность АО взаимодействия в изотропной и в анизотропной средах в общем случае зависит от поляризации лазерного излучения. На практике часто используются поляризационно независимые АОМ, в которых эффективность АО взаимодействия слабо зависит от поляризации падающего пучка излучения и, следовательно, меняет поляризацию дифрагировавшего пучка незначительно. Такие АОМ, например, находят широкое применение в волоконных лазерах, поляризация излучения в которых случайна. Различные конфигурации АО взаимодействия используются для управления поляризацией лазерного излучения [7–11].

В последние годы был разработан ряд новых конфигураций АОМ на основе моноклинных двухосных кристаллов калий-иттриевого вольфрамата (КИВ) и калий-гадолиниевого вольфрамата (КГВ) [12–17]. В этих материалах сочетаются достаточно высокое АО качество для изотропной дифракции и высокая лучевая стойкость, что позволяет применять их в мощных лазерах среднего ИК диапазона. Благодаря широкому использованию в качестве лазерных активных сред, выращивание указанных монокристаллов высокого оптического качества и необ-

ходимых размеров хорошо освоено. Применение двухосных кристаллов в акустооптике интересно также тем, что в них, благодаря более низкой симметрии физических свойств, разнообразие геометрий АО взаимодействия больше, чем в одноосных кристаллах. В то же время во всех известных применениях используются только двухосные кристаллы орторомбической (например, Tl_3AsS_4 , $PbBr_2$, $\alpha-NiO_3$ и др.) и моноклинной (Pb_2MoO_5 , КГВ, КИВ) систем.

В настоящей работе проанализирована геометрия АОМ нового типа, позволяющего управлять поляризацией лазерного излучения. Предлагаемая архитектура модулятора аналогична архитектуре внутрирезонаторного модулятора добротности: рабочим пучком на выходе является пучок нулевого порядка дифракции, но в отличие от обычных АО затворов два независимых акустических пучка в одном монокристалле управляют двумя ортогональными поляризациями лазерного излучения. Данный тип АОМ перспективен для создания твердотельных лазеров с модуляцией добротности и переключением поляризации выходного излучения.

2. Концепция модулятора поляризации

Предлагаемая конфигурация АО модулятора поляризации основана на независимом управлении двумя собственными оптическими модами двулучепреломляющего кристалла с помощью двух акустических волн, распространяющихся в различных направлениях. Общая схема АО ячейки показана на рис. 1: два преобразователя расположены на разных гранях монокристалла и независимо управляются двумя радиочастотными генераторами. Область АО взаимодействия находится на пересечении пучков объемных акустических волн (ОАВ) в кристалле. Падающий пучок лазерного излучения распространяется под углом Брэгга θ_{B1} к первой ОАВ и под углом Брэгга θ_{B2} ко второй ОАВ. На выходе АО ячейки помимо пучка нулевого порядка дифракции с волновым вектором k_0 наблюдаются два дифрагировавших пучка с волновыми векторами k_{d1} и k_{d2} . Рабочим пучком на выходе является пучок нулевого порядка дифракции. Углы Брэгга θ_{B1} и θ_{B2} определяются частотами ультразвука f_1 и f_2 соответственно, которые в общем случае могут различаться. В большинстве случаев АО модуляторы работают на фик-

А.И. Чижиков, Н.Ф. Науменко, К.Б. Юшков, В.Я. Молчанов. Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС», Россия, 119049 Москва, Ленинский просп., 4; e-mail: konstantin.yushkov@misis.ru

А.А. Павлюк. Институт неорганической химии им. А.В. Николаева СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, 3

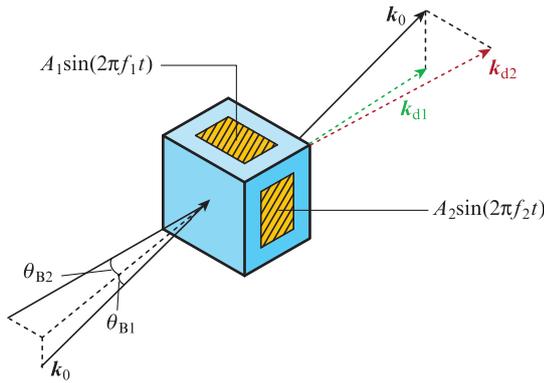


Рис.1. Схема АО ячейки модулятора поляризации. Цветные варианты рис.1–3 помещены на сайте нашего журнала <http://www.quantum-electron.ru>.

сированной частоте несущего сигнала, поэтому из практических соображений удобно выбирать одинаковые частоты: $f_1 = f_2$. Амплитуды радиосигналов A_1 и A_2 определяются необходимой эффективностью дифракции. Поскольку АО качество среды зависит как от поляризации пучка лазерного излучения, так и от направления распространения ОАВ в кристалле, величины A_1 и A_2 , необходимые для достижения одинаковой эффективности дифракции, различаются.

Для дальнейшего анализа выберем моноклинную кристаллическую систему. Будем использовать стандартную установку осей в моноклинных кристаллах: ось симметрии второго порядка параллельна оси X_2 . Векторная диаграмма АО взаимодействия показана на рис.2. Оси X_1, X_2, X_3 являются главными осями тензора диэлектриче-

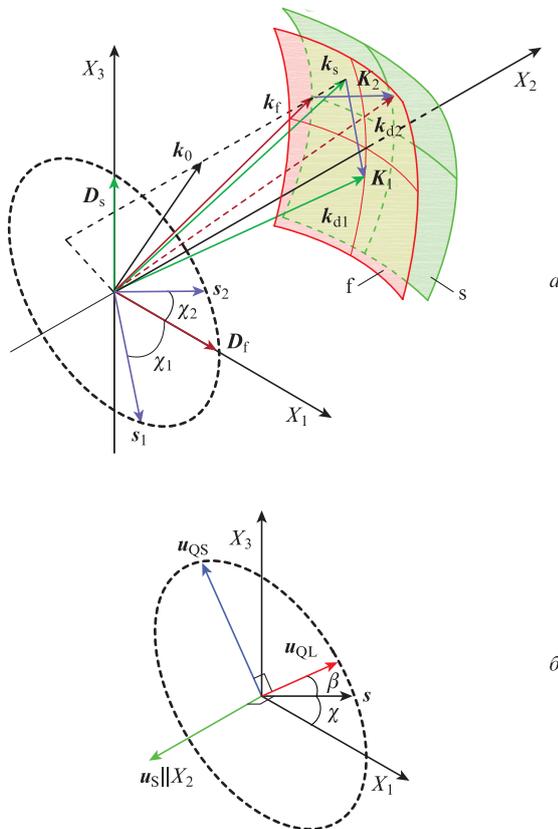


Рис.2. Векторная диаграмма АО взаимодействия в модуляторе поляризации (а) и направления векторов смещения ОАВ в плоскости симметрии кристалла (б).

ской проницаемости. Лазерный пучок с волновым вектором k_0 распространяется вблизи оси симметрии кристалла X_2 . Будем считать, что поляризация излучения произвольно ориентирована относительно осей X_1 и X_3 . В кристалле пучок делится на быструю и медленную моды, имеющие волновые векторы k_f и k_s . Поляризация собственных мод задается векторами $D_f || X_1$ и $D_s || X_3$ соответственно. Фрагменты оптической поверхности волновых нормалей на рис.2 обозначены буквами f и s . Волновые векторы ОАВ, K_1 и K_2 , и соответствующие им орты s_1 и s_2 лежат в плоскости X_1X_3 . Направление распространения ОАВ (вектор s) будем задавать углом χ , отсчитываемым относительно оси X_1 и изменяющимся в диапазоне от -90° до 90° . Поскольку X_1X_3 – плоскость симметрии кристалла, то одна из собственных мод ОАВ является чисто сдвиговой модой с вектором смещения $u_s || X_2$. Эффективная фотоупругая константа изотропной АО дифракции на этой волне всегда равна нулю. Две другие моды ОАВ, квазипродольная и квазисдвиговая, поляризованы в плоскости X_1X_3 . Направления их векторов смещения u_{QL} и u_{QS} будем задавать углом поляризации β между векторами s и u_{QL} , как показано на рис.2,б.

3. Анализ АО эффекта в моноклинных кристаллах

Для управления состоянием поляризации выходного лазерного пучка нулевого порядка дифракции необходимо, чтобы АО взаимодействие для двух собственных поляризаций кристалла происходило независимо. Это условие может быть реализовано, если направления распространения ОАВ в АО кристалле выбраны так, что эффективная фотоупругая константа для быстрой моды равна нулю при распространении ОАВ в направлении орта s_1 , а фотоупругая константа для медленной моды равна нулю при распространении ОАВ в направлении орта s_2 . Далее рассмотрим возможность выполнения этих условий.

В литературе используются различные способы обозначения главных осей тензора диэлектрической проницаемости ϵ двухосных кристаллов. В кристаллах КИВ и КГВ при выбранной установке осей $\epsilon_{22} < \epsilon_{11} < \epsilon_{33}$, т.е. ось X_1 соответствует оси N_m , а ось X_3 – оси N_g . Эффективные фотоупругие константы АО взаимодействия выражаются через компоненты тензора фотоупругих констант p_{ij} в нотации Фойгта для квазипродольной моды ОАВ как

$$\begin{aligned}
 p_{QL} &= p_{\alpha 1} \cos \chi \cos(\chi + \beta) + p_{\alpha 3} \sin \chi \sin(\chi + \beta) \\
 &+ p_{\alpha 5} \sin(2\chi + \beta) = \frac{p_{\alpha 1} + p_{\alpha 3}}{2} \cos \beta \\
 &+ \frac{p_{\alpha 1} - p_{\alpha 3}}{2} \cos(2\chi + \beta) + p_{\alpha 5} \sin(2\chi + \beta)
 \end{aligned} \tag{1}$$

и для квазисдвиговой моды ОАВ как

$$\begin{aligned}
 p_{QS} &= -p_{\alpha 1} \cos \chi \sin(\chi + \beta) + p_{\alpha 3} \sin \chi \cos(\chi + \beta) \\
 &+ p_{\alpha 5} \cos(2\chi + \beta) = -\frac{p_{\alpha 1} + p_{\alpha 3}}{2} \sin \beta \\
 &- \frac{p_{\alpha 1} - p_{\alpha 3}}{2} \sin(2\chi + \beta) + p_{\alpha 5} \cos(2\chi + \beta),
 \end{aligned} \tag{2}$$

где $\alpha = 1$ задает константу p_f для быстрой оптической моды с $D_f || X_1$, а $\alpha = 3$ – константу p_s для медленной оптической моды с $D_s || X_3$. Таким образом, для каждой из собственных поляризаций эффективные константы p_{QL} и p_{QS}

определяются тремя независимыми компонентами тензора фотоупругости.

Выражения (1) и (2) для фотоупругих констант являются точными, но необходимо иметь в виду, что угол поляризации β также зависит от угла χ . Тем не менее величина β , как правило, достаточно мала (например, в кристалле КИВ она не превышает 11° , а в КГВ – 12°), что позволяет выявить основные закономерности изменения p_{QL} и p_{QS} , полагая $\beta = 0$. В этом приближении величина p_{QL} имеет постоянную составляющую $(p_{\alpha 1} + p_{\alpha 3})/2$ и нули функции $p_{QL}(\chi)$ могут не существовать вообще. Напротив, величина p_{QS} такой постоянной составляющей не имеет и можно найти ее нули по формуле

$$\chi \approx 0.5 \arctan \frac{2p_{\alpha 5}}{p_{\alpha 1} - p_{\alpha 3}} + \frac{\pi}{2} m, \quad m \in \mathbb{Z}. \quad (3)$$

Выражение (3) описывает приближенные положения нулей функции $p_{QS}(\chi)$ при $\beta = 0$.

Результаты расчетов величин $p_{QS}(\chi)$ в случае $\beta \neq 0$ и соответствующих величин АО качества M_2 приведены на рис.3,а, б. Далее угол χ_1 определяется условием $p_f = 0$ для быстрой оптической моды, а угол χ_2 – условием $p_s = 0$ для медленной оптической моды. Для каждой из поляриза-

ций существуют два различных нуля функции $p_{QS}(\chi)$ с интервалом $\sim 90^\circ$, но для использования АО модулятора предпочтительнее, чтобы разность углов χ_1 и χ_2 была близка к 90° для независимой настройки углов Брэгга θ_{B1} и θ_{B2} . Упругие и фотоупругие константы кристаллов при расчетах были взяты из работ [12–14].

Важным фактором, определяющим погрешности нахождения углов χ_1 и χ_2 , является точность измерения фотоупругих констант. Будем считать абсолютную погрешность постоянной для всех констант и равной 0.03, что соответствует относительной погрешности измерений $\sim 10\%$ для максимальных по абсолютной величине констант [13, 14]. Как следует из выражения (3), максимальные значения χ_1 и χ_2 реализуются при максимальной величине $|p_{\alpha 5}|$ и минимальной величине $|p_{\alpha 1} - p_{\alpha 3}|$ в пределах доверительного интервала значений фотоупругих констант. Аналогично минимальные значения χ_1 и χ_2 реализуются при минимальной величине $|p_{\alpha 5}|$ и максимальной величине $|p_{\alpha 1} - p_{\alpha 3}|$. Расчетные значения эффективных фотоупругих констант p_{QS} на рис.3,а приведены с учетом доверительных интервалов (заштрихованные области), рассчитанных методом Монте-Карло. На основе выполненных расчетов можно найти две возможные конфигурации АО модулятора поляризации, характеристики которых для кристаллов КИВ и КГВ представлены в табл.1. Значения углов χ_1 и χ_2 указаны с доверительными интервалами (в квадратных скобках), которые определены как 0.25-й и 0.75-й квантили возможных положений нулей функций $p_f(\chi)$ и $p_s(\chi)$. На рис.3,а показаны также квантили распределения для каждой из точек $p_{QS} = 0$.

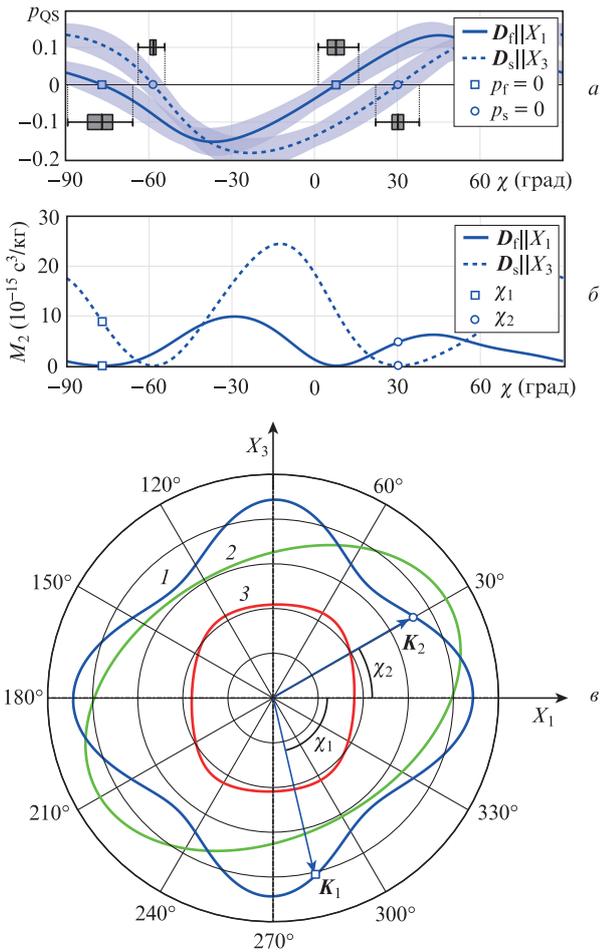


Рис.3. Характеристики изотропной дифракции в плоскости симметрии кристалла КИВ для квазисдвиговой моды ОАВ: эффективная фотоупругая константа p_{QS} с доверительными интервалами (а), величина АО качества M_2 (б), а также сечение поверхности медленности ОАВ и волновые векторы, соответствующие нулям функции $p_{QS}(\chi)$ для различных поляризаций излучения (в). Кривые 1, 2 и 3 – квазисдвиговая, сдвиговая и квазипродольная моды соответственно.

Табл.1. Параметры конфигураций АО модуляторов поляризации в кристаллах КИВ и КГВ.

Кристалл	Конфигурация	χ_1	χ_2	M_2 ($10^{-15} \text{ c}^3/\text{кг}$)	
				$D_{\parallel} X_1$	$D_s X_3$
КИВ	1	-77° [$-82.2^\circ, -73.1^\circ$]	$+30^\circ$ [$28.1^\circ, 32.3^\circ$]	4.6	7.6
	2	$+8^\circ$ [$4.7^\circ, 9.8^\circ$]	-58° [$-59.6^\circ, -57.4^\circ$]	2.5	9.4
КГВ	1	-67° [$-70.8^\circ, -64.8^\circ$]	$+27^\circ$ [$25.2^\circ, 29.7^\circ$]	0.8	1.1
	2	$+16^\circ$ [$11.3^\circ, 19.5^\circ$]	-61° [$-62.5^\circ, -60.1^\circ$]	0.3	2.9

Как следует из представленных результатов, нули функций $p_f(\chi)$ и $p_s(\chi)$ для ортогональных поляризаций излучения в кристалле КГВ расположены ближе друг к другу, чем в кристалле КИВ, в результате чего значения АО качества M_2 оказываются существенно меньше. На этом основании можно сделать вывод о том, что для создания модулятора поляризации лазерного излучения кристалл КИВ предпочтительнее, чем КГВ. В кристалле КИВ для конфигурации 1 суммарная мощность ОАВ примерно на 30% меньше, чем для конфигурации 2. При этом волновые векторы K_1 и K_2 образуют угол 107° , как показано на рис.3,в.

4. Обсуждение результатов

Как показано выше, существование геометрий изотропного АО взаимодействия в плоскости симметрии моно-

клинных кристаллов для селективного управления интенсивностью ортогонально поляризованных оптических мод кристалла обусловлено не случайным совпадением эффективных фотоупругих констант, а закономерностями АО эффекта с учетом симметрии физических свойств кристалла. Рассмотрим возможность существования аналогичных геометрий АО взаимодействия в кристаллах других систем.

Наиболее близкими по свойствам симметрии к моноклинной системе являются классы 32 , $3m$ и $\bar{3}m$ тригональной системы, к которым принадлежат такие АО кристаллы, как кварц, ниобат лития, α -ВВО (BaB_2O_4). В данном случае плоскостью симметрии является плоскость X_2X_3 , соответствующая плоскости YZ , обыкновенная волна поляризована вдоль оси X_2 , соответствующей оси Y ($\alpha = 2$), а необыкновенная волна поляризована вдоль оси X_3 , соответствующей оси Z ($\alpha = 3$). Для тригональных кристаллов аналогично (1) и (2) можно записать выражения

$$p_{QL} = p_{\alpha 2} \cos \chi \cos(\chi + \beta) + p_{\alpha 3} \sin \chi \sin(\chi + \beta) + p_{\alpha 4} \sin(2\chi + \beta), \quad (4)$$

$$p_{QS} = -p_{\alpha 2} \cos \chi \sin(\chi + \beta) + p_{\alpha 3} \sin \chi \cos(\chi + \beta) + p_{\alpha 4} \cos(2\chi + \beta). \quad (5)$$

Различие же заключается в том, что для обыкновенной волны величина p_{QS} определяется только двумя независимыми фотоупругими константами, поскольку $p_{34} = 0$. В результате угол β существенно влияет на положения нулей функции p_{QS} , а выражение типа (3) для приближенно нахождения этих нулей становится неприменимым.

В кристаллах других систем (за исключением триклинной, которую мы не рассматриваем из-за отсутствия известных АО материалов) эффективные фотоупругие константы p_{QL} и p_{QS} для каждой из оптических мод определяются только двумя независимыми константами, поскольку $p_{\alpha 4} = p_{\alpha 5} = 0$. В результате функция $p_{QL}(\chi)$ вообще не имеет нулей, а функция $p_{QS}(\chi)$ всегда равна нулю для обеих поляризаций света вдоль осей симметрии, т.е. при $\chi = 0$ и при $\chi = 90^\circ$. Также могут существовать промежуточные точки $p_{QS}(\chi) = 0$, определяемые как соотношением ненулевых констант, так и углом поляризации ОАВ β .

Рассмотренная конфигурация АО взаимодействия может быть использована для создания лазерных затворов, управляющих поляризацией излучения в резонаторах со слабой амплитудной анизотропией. Без поляризационно селективных элементов в таких лазерах возможны бистабильные и хаотические режимы генерации излучения с ортогональными поляризациями [18, 19]. Одним из способов управления поляризацией излучения в данных лазерах является поляризация пучка излучения накачки, однако при этом может возникать существенная задержка между переключением направления поляризации излучения накачки и изменением выходной поляризации [20].

Предложенный в настоящей работе тип АО затвора на основе кристалла КИВ с двумя акустическими каналами, независимо управляющими интенсивностью ортогональных мод кристалла, позволяет независимо модулировать добротность резонатора для двух поляризаций и, следовательно, переключать поляризацию излучения на выходе. В закрытом состоянии затвора включены оба

акустических пучка. Когда один из пучков выключается, потери для соответствующей поляризации снижаются до уровня ниже порогового и возможна генерация линейно поляризованного излучения. При этом для ортогональной поляризации резонатор остается закрытым. Переключение поляризации сопровождается сдвигом частот между независимыми модами со взаимно ортогональными поляризациями из-за фазовой анизотропии, вносимой в резонатор двулучепреломляющим кристаллом. Для выбранных углов $\chi_1 = 30^\circ$ и $\chi_2 = -77^\circ$ в кристалле КИВ скорости ультразвука равны 2760 и 2445 м/с соответственно. Таким образом, различие скоростей переключения затвора для двух поляризаций незначительно и составляет 12%. В то же время скорости ультразвука примерно в два раза меньше, чем в кварце, что снижает угловую селективность затвора и позволяет управлять излучением в резонаторах со сложной структурой поперечных мод.

Приведем оценку потребляемой мощности для АО затвора на основе выбранной конфигурации кристалла КИВ. Традиционным материалом для АО затворов является кристаллический кварц, для которого $M_2 = 1.6 \times 10^{-15}$ с³/кг при дифракции на продольной ОАВ лазерного пучка, распространяющегося вдоль оси Z . Для длины волны 1064 нм типичная потребляемая мощность таких АО затворов составляет ~ 30 Вт при эффективности дифракции не менее 80%. Существенно большая, чем в кварце, эффективность изотропной дифракции позволяет создавать на основе кристаллов КИВ и КГВ более компактные лазерные затворы, потребляющие мощность всего несколько ватт и работающие на длинах волн до 3 мкм [15–17]. Для найденных в настоящей работе конфигураций АО взаимодействия в кристалле КИВ величина M_2 примерно в три и в пять раз больше, чем в кварце. Следовательно, даже при одновременном включении двух акустических волн их суммарная мощность будет равна ~ 15 Вт для длины волны 1064 нм при таких же размерах пьезопреобразователей, как и в АО затворе на основе кварца (апертура ~ 2 мм, длина взаимодействия ~ 40 мм).

5. Заключение

В работе показано, что в моноклинных кристаллах существует геометрия изотропного АО взаимодействия, при которой два ультразвуковых пучка с различными направлениями волновых векторов в одном монокристалле позволяют независимо модулировать интенсивность быстрой и медленной оптических мод, распространяющихся вдоль оси симметрии кристалла. Из расчетов следует, что в кристалле КИВ величина АО качества для такой геометрии составляет 4.6×10^{-15} с³/кг для поляризации излучения вдоль оси X_1 (оси N_m) и 7.6×10^{-15} с³/кг для поляризации излучения вдоль оси X_3 (оси N_g), что в несколько раз превышает АО качество кристаллического кварца. Предложенная геометрия АО взаимодействия перспективна для создания нового типа лазерных затворов.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 20-07-00115.

1. Koke S., Grebing S., Frei H., Anderson A., Assion A., Steinmeyer G. *Nat. Photonics*, **4**, 462 (2010).
2. Гуляев Ю.В., Казарян М.А., Мокрушин Ю.М., Шакин О.В. *Квантовая электроника*, **45**, 283 (2015) [*Quantum Electron.*, **45**, 283 (2015)].

3. De Vries O., Saule T., Plotner M., Lucking F., Eidam T., Hoffmann A., Klenke A., Hadrich S., Limpert J., Holzberger S., Schreiber T., Eberhardt R., Pupeza I., Tunnermann A. *Opt. Express*, **23**, 19586 (2015).
4. Aldous M., Woods J., Dragomir A., Roy R., Himsforth M. *Opt. Express*, **25**, 12830 (2017).
5. Наний О.Е., Одинцов А.И., Панаков А.И., Смирнов А.П., Федосеев А.И. *Квантовая электроника*, **49**, 119 (2019) [*Quantum Electron.*, **49**, 119 (2019)].
6. Slinkov G.D., Mantsevich S.N., Balakshy V.I., Magdich L.N., Machikhin A.S. *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, **67**, 1242 (2020).
7. Антонов С.Н., Котов В.М., Сотников В.Н. *ЖТФ*, **61** (1), 168 (1991) [*Sov. Phys. Tech. Phys.*, **36**, 101 (1991)].
8. Gondek G., Kwiek P. *Ultrasonics*, **40**, 967 (2002).
9. Антонов С.Н. *ЖТФ*, **74** (10), 84 (2004) [*Tech. Phys.*, **49**, 1329 (2004)].
10. Юшков К.Б., Молчанов В.Я., Чижигов С.И. Патент РФ № 2613943 от 22.03.2017.
11. Котов В.М., Аверин С.В., Котов Е.В., Воронко А.И., Тихомиров С.А. *Квантовая электроника*, **47**, 135 (2017) [*Quantum Electron.*, **47**, 135 (2017)].
12. Mazur M.M., Velikovskiy D.Yu., Mazur L.I., Pavluk A.A., Pozhar V.E., Pustovoi V.I. *Ultrasonics*, **54**, 1131 (2014).
13. Мазур М.М., Мазур Л.И., Пожар В.Э. *Письма в ЖТФ*, **41** (5), 91 (2015) [*Tech. Phys. Lett.*, **41**, 249 (2015)].
14. Mazur M.M., Mazur L.I., Pozhar V.E. *Physics Procedia*, **70**, 741 (2015).
15. Мазур М.М., Мазур Л.И., Пожар В.Э., Шорин В.Н., Константинов Ю.П. *Квантовая электроника*, **47**, 661 (2017) [*Quantum Electron.*, **47**, 661 (2017)].
16. Yushkov K.B., Chizhikov A.I., Naumenko N.F., Molchanov V.Ya., Pavlyuk A.A., Makarevskaya E.V., Zakharov N.G. *Proc. SPIE*, **10899**, 1089913 (2019).
17. Pushkin A.V., Mazur M.M., Sirotkin A.A., Firsov V.V., Potemkin F.V. *Opt. Lett.*, **44**, 4837 (2019).
18. Зологоверх И.И., Ларионцев Е.Г. *Квантовая электроника*, **34**, 727 (2004) [*Quantum Electron.*, **34**, 727 (2004)].
19. Cheng H.P., Huang T.L., Lee C.Y., Sung C.L., Cho C.Y., Chen Y.F. *Opt. Express*, **24**, 23829 (2016).
20. Verschaffelt G., Van der Sande G., Danckaert J., Segard B., Glorieux P., Erneux T. *Phys. Rev. A*, **77**, 063801 (2008).