

Исследование пространственных деполяризаторов Корню из оптически активных кристаллов кварца и парателлурита

В.А.Баган, Б.Л.Давыдов, И.Э.Самарцев

Исследованы два клиновидных пространственных деполяризатора Корню, изготовленные из кристаллов кварца и парателлурита. С помощью численных расчетов и экспериментально показано, что эти деполяризаторы позволяют в значительной мере ослабить основной недостаток двулучепреломляющих клиновидных деполяризаторов – сильную зависимость поляризации выходного пучка от азимутального угла поляризационного состояния входного светового сигнала. Исследованы зависимости поляризационной экстинкции от удельного вращения, длины деполяризатора, диаметра и поперечной структуры светового пучка, а также расщепление циркулярно поляризованных волн в дальней зоне. Проведена систематизация данных по удельному оптическому вращению в кристаллах кварца и парателлурита, по результатам которой подобраны дисперсионные формулы для двух рассматриваемых кристаллов в видимом и ближнем ИК диапазонах.

Ключевые слова: деполяризатор Корню, оптическая активность кварца, парателлурит.

1. Введение

Одним из элементов лазерной техники являются деполяризаторы лазерного излучения, осуществляющие «замешивание» поляризационных состояний либо во времени – квазидеполяризаторы Биллингса [1], либо по спектральным компонентам – квазидеполяризаторы Лайота [2], либо по множественным зонам поперечного сечения светового пучка – пространственные квазидеполяризаторы [3]. В настоящей работе представлены результаты исследований пространственных квазидеполяризаторов (далее просто деполяризаторов), состоящих из соединённых через оптический контакт идентичных клиньев из оптически активных кристаллов, так называемых деполяризаторов Корню [3]. Наряду с относительно малым объёмом информации об этих деполяризаторах, актуальность их исследования продиктована необходимостью устранения эффекта поляризационного «замирания» сигнала в схеме гетеродинного приема в лазерном локаторе, когда на приёмной площадке фотоприёмника формируется интерференционная картина в результате сложения прошедшего с трассы произвольно поляризованного излучения и опорного плоскополяризованного сигнала гетеродина.

В настоящее время в основном используется простой и относительно недорогой деполяризатор, образованный двумя тонкими клиньями, один из которых изготовлен из оптически анизотропного кристалла (обычно это кварц), а другой – из стекла [4]. В данном приборе оптическая ось кристаллического клина перпендикулярна волновому вектору проходящего светового пучка, так

что поляризационные состояния света в отдельных зонах сечения пучка зависят от относительных фазовых сдвигов между обыкновенной и необыкновенной волнами. Этот принцип фазовой пластинки автоматически предполагает сильную зависимость степени деполяризации от поляризационного состояния света. В частности, если входящий световой пучок окажется поляризованным в плоскости, параллельной или перпендикулярной оптической оси кристалла, то эффект пространственной деполяризации наблюдаться не будет. Именно по этой причине клиновидные двулучепреломляющие деполяризаторы применяются в основном для пространственной деполяризации световых пучков, плоскости поляризации которых повернуты на $\pm 45^\circ$ относительно оптической оси используемого кристалла. Кроме того, двулучепреломляющий деполяризатор формирует в дальней зоне два распространяющихся под углом друг к другу ортогонально плоскополяризованных пучков, интенсивности которых меняются в противофазе от нуля до максимальных значений при произвольных во времени поляризационных состояниях входного излучения. Нетрудно подсчитать, что угол расхождения пучков в воздухе после деполяризатора из двух геометрически одинаковых, соединённых оптическим контактом или клеем клиньев с углами при вершинах $10^\circ - 45^\circ$, выполненных из кристалла SiO_2 (показатели преломления для обыкновенной и необыкновенной волн $n_o(1060 \text{ нм}) \approx 1.5341$, $n_e(1060 \text{ нм}) \approx 1.5428$) и стекла БК-8 ($n(1060 \text{ нм}) \approx 1.536$), находится в диапазоне $5' - 30'$. Это означает, что эффективная пространственная деполяризация будет иметь место только в той части ближней зоны, где пространственное расхождение световых пучков еще невелико.

Если усложнить конструкцию такого деполяризатора, составив его, например, из двух двулучепреломляющих клиньев, оптические оси которых повернуты относительно друг друга на 45° , то последняя проблема, казалась бы, будет разрешена, поскольку на выходе деполяризатора появится третий центральный пучок, в кото-

В.А.Баган, Б.Л.Давыдов, И.Э.Самарцев. Институт радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН, Россия, Московская обл., 141120 Фрязино, пл. Акад. Введенского, 1; e-mail: bld_res2000@rambler.ru

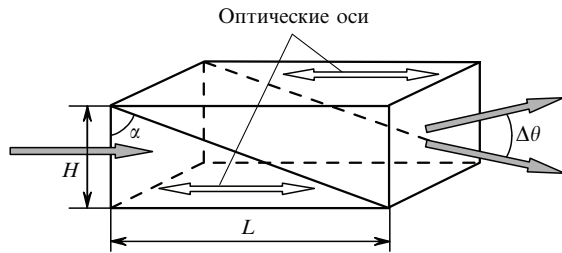


Рис.1. Пространственный деполаризатор Корню из двух клиньев, изготовленных из кристаллов одного химического состава, но с противоположными знаками оптического вращения (угол расхождения пучков $\Delta\theta$ и их смещение на выходе сильно преувеличены; в экспериментах и во всех расчётах высота деполаризатора $H = 10$ мм).

ром ортогонально поляризованные волны коаксиальны [5]. Однако и в этом пучке интенсивность света после анализатора будет меняться от нуля до максимального значения при «круговом» изменении азимутального угла плоскости поляризации входного пучка.

В отличие от двулучепреломляющего деполаризатора, в деполаризаторе Корню используется оптическая активность составляющих его кристаллов, обеспечивающая вращение эллипса поляризации света при прохождении им оптически активной среды. Угол φ поворота осей эллипса определяется фазовыми задержками лево- и правоциркулярно поляризованных волн, т. е. соответствующими показателями преломления n_L и n_R [6]:

$$\varphi = \rho L, \quad (1)$$

где $\rho = (\pi/\lambda_0)(n_L - n_R)$ – удельное вращение; $n_L = n_o + \lambda_0\rho/(2\pi)$; $n_R = n_o - \lambda_0\rho/(2\pi)$; L – длина кристалла; λ_0 – длина световой волны в вакууме*.

Деполаризатор Корню изготавливается тоже из двух соединённых одинаковых кристаллических клиньев**. Клинья вырезаются из одинаковых кристаллов (например, только из кварца) с противоположными знаками оптической активности и ориентированы так, чтобы свет распространялся в них вдоль оптических осей (рис.1). При этой конструкции угол поворота φ оказывается функцией координат в поперечном сечении пучка. В отличие от двулучепреломляющего деполаризатора, этот прибор способен осуществлять пространственную деполаризацию при любом азимуте эллипса поляризации входного пучка.

Что касается характеристик и поведения двух световых пучков в дальней зоне после деполаризатора Корню, то они будут существенно иными. В дальней зоне в силу того, что $n_L \neq n_R$, эти пучки, безусловно, тоже разделятся, но они будут уже не плоскополяризованными, а лево- и правоциркулярно поляризованными пучками. Кроме того, из-за малого различия n_L и n_R (в ИК диапазоне $\lambda_0\rho/(2\pi) \sim 10^{-4} - 10^{-5}$ [6]) угол расхождения пучков должен быть заметно меньше, даже при больших углах клина α (рис.1), характерных для этого деполаризатора.

* В одноосных кристаллах, каковыми являются кварц (SiO_2) и параллелурит (TeO_2), максимальная оптическая активность наблюдается вдоль оптической оси [6].

** В отличие от двулучепреломляющих деполаризаторов, клинья деполаризаторов Корню из одноосных кристаллов удобно соединять посредством оптического контакта, чему способствует равенство коэффициентов теплового расширения в перпендикулярных оптической оси направлениях.

В настоящей работе ставилась задача экспериментально и теоретически исследовать основные характеристики деполаризатора Корню, уделяя особое внимание работе прибора при произвольных поляризационных состояниях входного излучения, выбору материала деполаризатора, его длины, а также влиянию диаметра входного пучка и распределения мощности в его сечении на поляризационные состояния выходного излучения.

2. Дисперсия оптической активности кварца и параллелурита

В настоящее время в лазерной технике в качестве оптически активных сред наиболее часто применяются хорошо технологически освоенные кристаллы SiO_2 , TeO_2 и LiIO_3 (иодат лития). Для описываемых ниже деполаризаторов использовались первые два кристалла. Поскольку для расчетов необходимы достоверные сведения об удельном оптическом вращении на различных длинах волн, мы провели поиск соответствующей информации как в литературных источниках, так и в Интернете [7–16]. Это было вызвано тем, что даже в современных справочниках по физическим величинам данные по оптическому вращению весьма скупы и фрагментарны, особенно в ИК области спектра. Основные результаты этого поиска представлены в табл.1. Для кварца была получена следующая аппроксимирующая формула:

$$\rho = a_1 + a_2 \exp\left(-\frac{\lambda}{a_3}\right) + a_4 \exp\left(-\frac{\lambda}{a_5}\right) + a_6 \exp\left(-\frac{\lambda}{a_7}\right), \quad (2)$$

Табл.1.

λ (мкм)	ρ (град/мм)			
	SiO_2		TeO_2	
	Эксперимент	Аппроксимация	Эксперимент	Аппроксимация
0.408	48.1	47.9	–	368.7
0.4152	–	46.1	337.6	338.5
0.4382	–	40.9	271	272.6
0.463	–	36.2	221	222.7
0.48	33.7	33.5	–	196.7
0.4995	–	30.7	171.2	172.5
0.532	26.7	26.8	143.4	143.4
0.546	25.5	25.4	–	131.2
0.5893	21.7	21.6	104.9	105.5
0.6328	18.7	18.7	86.9	87.1
0.7	–	15.2	67.4	67.3
0.731	13.8	13.9	–	60.4
0.795	11.6	11.7	–	49.4
0.8	–	11.5	48.5	48.7
0.9	–	9	37.4	37.1
1	–	7.2	29.5	29.4
1.064	6.2*	6.3	26.0*	25.9
1.08	–	6.05	–	24.9
1.085	6.1	6	–	24.6
1.1	–	5.8	23.8	23.9
1.142	5.5	5.4	–	22
1.153	5.3	5.2	–	21.6
1.177	5.1	5	–	20.7
1.3	4.2	4	17	16.8
1.55	–	2.8	11.5	11.5
1.565	2.6*	2.8	11.4*	11.5

* Данные, полученные в настоящей работе.

где $a_1 = 1.65569432$; $a_2 = 1104.28722386$; $a_3 = 0.09862624$; $a_4 = 181.71620197$; $a_5 = 0.05857032$; $a_6 = 88.56794745$; $a_7 = 0.35912872$; ρ берётся в град/мм, а λ – в микрометрах.

Для TeO_2 мы приводим модифицированную, более точную, аппроксимирующую формулу, полученную из формулы (5) работы [14] (эта работа посвящена поиску формул для частотной дисперсии удельного вращения парателлуриата в оптическом диапазоне) путём статистического усреднения отклонений экспериментальных данных от теоретических:

$$\rho = [43.2(\lambda^2 - 0.08099716)^{-1} - 17.7(\lambda^2 - 0.04293184)^{-1}] \times (1.008 - 0.0372\lambda)^{-1}. \quad (3)$$

В табл.1 приведены также результаты наших измерений удельного вращения ρ на длинах волн иттербиевого и эрбиевого волоконных суперлюминесцентных излучателей ($\lambda_{\text{Yb}} = 1.064$ мкм, $\lambda_{\text{Er}} = 1.565$ мкм, ширина спектров $\Delta\lambda \sim 24$ и 30 нм соответственно).

Что касается кристаллов LiIO_3 , то они по оптической активности, по крайней мере в ближнем ИК диапазоне, практически идентичны кристаллам TeO_2 . На длинах волн $\lambda = 0.63, 1.08, 1.1, 2.0$ и 3.7 мкм удельное вращение ρ для LiIO_3 равно соответственно $80.0, 25.0, 23.8, 7.0$ и 2.1 град/мм [17]. Эти величины практически совпадают с рассчитанными по формуле (5) из работы [14] значениями ρ для TeO_2 на указанных длинах волн. Последнее обстоятельство позволяет при допустимых условиях эксплуатации заменять кристаллы парателлуриата объёмными, оптически совершенными, но при этом относительно более дешёвыми кристаллами иодата лития.

3. Расчёты и экспериментальная установка

Методика расчётов соответствовала следующим условиям применения деполаризатора: на вход деполаризатора поступает коллимированный плоскополяризованный пучок с произвольным азимутальным углом плоскости поляризации, с гауссовым (диаметр $2w_0 = 5$ мм по уровню $1/e^2$) или равномерным поперечным распределением мощности, который ограничивается сменяемыми диафрагмами с диаметрами 2, 3 и 5 мм. В деполаризаторе пучок делится на множество пространственных зон, в каждой из которых рассчитывается угол поворота плоскости поляризации. После этого вычислялись проекции электрических векторов на оси x, y установленного за деполаризатором анализатора и суммы соответствующих им интенсивностей I_x, I_y в каждой из зон. Степень поляризации светового пучка на выходе из деполаризатора оценивалась по поляризационной экстинкции

$$\text{Ext} = 10 \lg \frac{\sum I_y}{\sum I_x}. \quad (4)$$

Оптическая схема эксперимента показана на рис.2. Стабилизированное по мощности неполяризованное излучение суперлюминесцентного излучателя, изготовленного из активированного ионами иттербия изотропного кварцевого волокна ($\lambda = 1064$ нм, $\Delta\lambda = 24$ нм, выходная мощность $P_{\text{out}} = 18$ мВт), после коллимации и ограничения диафрагмой поляризовалось призменным поляризатором Томпсона. С помощью фазовой полуволновой пластинки, состоящей из двух вращаемых вокруг оси светового пучка четвертьволновых ромбов Френеля, азиму-

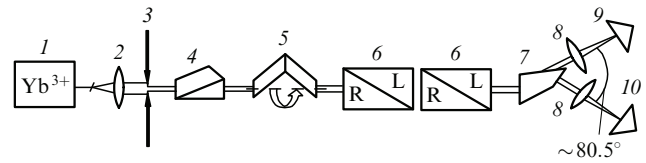


Рис.2. Оптическая схема исследования пространственных деполаризаторов Корню:

1 – стабилизированный суперлюминесцентный излучатель; 2 – линзовый коллиматор; 3 – сменные диафрагмы; 4 – поляризатор Томпсона; 5 – пластинка $\lambda/2$, состоящая из двух ромбов Френеля; 6 – два исследуемых деполаризатора; 7 – кальцитная монопризма-анализатор; 8 – линзы для фокусировки световых пучков на приёмные площадки измерителей мощности; 9, 10 – измерители мощности Anritsu ML9001A для р- и s-поляризованных пучков соответственно.

тальный угол плоскости поляризации этого пучка можно было менять в пределах $0-360^\circ$ с тем, чтобы моделировать изменение поляризационного состояния света, поступающего на входную грань призмы-деполаризатора Корню. Последняя была выполнена в четырёх экземплярах из двух видов кристаллов: SiO_2 и TeO_2 . Каждая призма состояла из кристаллических клиньев одного химического состава, но с противоположными знаками оптического вращения. Из каждого материала были изготовлены по два деполаризатора в виде вытянутых вдоль оптических осей z параллелепипедов с размерами $10 \times 10 \times 22.3$ мм (SiO_2) и $10 \times 10 \times 20.7$ мм (TeO_2) по осям x, y, z соответственно (рис.1). Составляющие параллелепипед клинья соединялись посредством оптического контакта. Анализ интегрированной по сечению выходного пучка поляризационной экстинкции проводился с помощью двух прецизионных измерителей световой мощности Anritsu ML9001A с динамическим диапазоном регистрируемых сигналов более 10^6 . Поляризационное разделение пучков на угол $\sim 80^\circ$ осуществлялось специальным поляризационным делителем в виде монопризмы из кальцита с минимальными отражательными потерями для всех световых пучков [18]. В этой призме впервые реализована конфигурация, в которой р-поляризованная необыкновенная волна выходит наружу под углом Брюстера, а неполяризованная падающая и обыкновенная волны распространяются по нормальям к интерференционно просветленным граням.

4. Результаты

На рис.3–8 представлены результаты экспериментальных измерений и численных расчётов поляризационной экстинкции после прохода света через деполаризатор Корню. Кривые на рис.3 иллюстрируют деполаризирующую способность прибора из кварца при изменении азимутального угла плоскости поляризации входного гауссова пучка для двух разных диафрагм и двух длин деполаризатора (удвоенная длина получалась при последовательной установке образцов, как изображено на рис.2). На рис.3 угол, равный нулю, соответствует вертикальной плоскости поляризации, направления пропускания анализаторов ориентированы по вертикали и горизонтали, деполаризаторы устанавливались так, чтобы диагональные плоскости соединения кристаллов были вертикальными. Штриховая кривая 2 – результат расчёта для одного образца деполаризатора длиной $L = 22.3$ мм при табличном значении удельного вращения в кварце $\rho(1064 \text{ нм}) = 6.2$ град/мм и диаметре диафрагмы $d =$

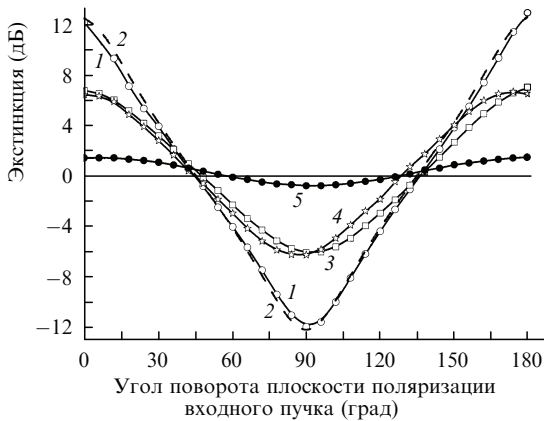


Рис.3. Экспериментальные (1, 3–5) и расчётная (2) зависимости поляризационной экстинкции после деполаризатора(ов) Корню из оптически активных кристаллов SiO_2 от угла поворота плоскости поляризации входного пучка ($\lambda = 1.064$ нм) при использовании одного деполаризатора длиной $L = 22.3$ мм и диафрагм диаметром 2 (1, 2) и 5 мм (3), а также двух деполаризаторов с общей длиной $L = 44.6$ мм и диафрагм диаметром 2 (4) и 5 мм (5).

2 мм. Хорошее согласие с соответствующей экспериментальной кривой 1 очевидно. Ясно, что для получения меньших значений экстинкции, например $\text{Ext} \leq 1$ дБ, требуются длины $L \geq 44.6$ мм и диаметры $d \geq 5$ мм (кривая 5).

Значительно лучшие результаты (рис.4) получены с деполаризатором из кристаллов TeO_2 , обладающих гораздо большей оптической активностью ($\rho(1064 \text{ нм}) = 26$ град/мм). Однако здесь, в отличие от кварцевого деполаризатора, наблюдается довольно большое различие экспериментальных и расчётных кривых. Например, для экспериментальной кривой 1 её расчётный аналог пересекался с осью ординат не в точке $\text{Ext} \sim 2.2$ дБ, а в точке $\text{Ext} = 0.45$ дБ. Хорошее согласие кривых 1 и 2 было получено только при расчёте с меньшим удельным вращением, а именно $\rho(1064 \text{ нм}) = 21$ град/мм, т. е. деполаризатор работал так, как будто он был изготовлен из материала с меньшей оптической активностью. Это несоответствие мы связываем как с ошибками взаимной

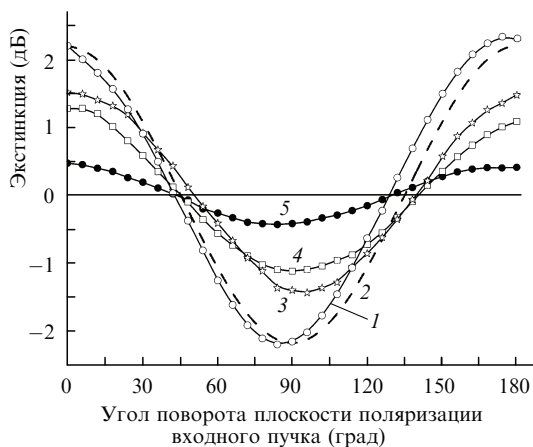


Рис.4. Экспериментальные (1, 3–5) и расчётная (2) зависимости поляризационной экстинкции после деполаризатора(ов) Корню из оптически активных кристаллов TeO_2 от угла поворота плоскости поляризации входного пучка при использовании одного деполаризатора длиной $L = 20.7$ мм и диафрагм диаметром 2 (1, 2) и 5 мм (3), а также двух деполаризаторов с общей длиной $L = 41.4$ мм и диафрагм диаметром 2 (4) и 5 мм (5).

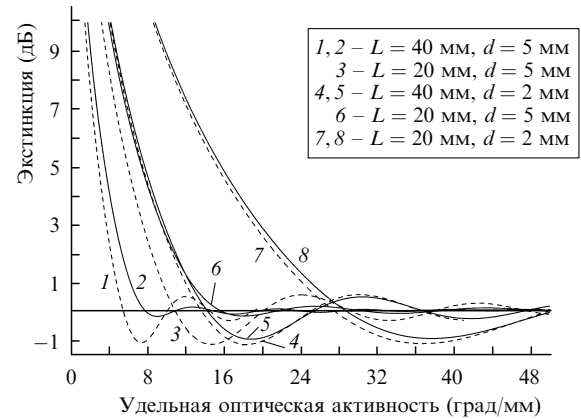


Рис.5. Расчётные зависимости поляризационной экстинкции после деполаризатора Корню от удельной оптической активности для гауссова пучка ($2w_0 = 5$ мм) (сплошные кривые) и пучка с однородным распределением интенсивности (штриховые кривые).

ориентировки кристаллических образцов, так и с возможным проявлением оптических неоднородностей объёмных кристаллов TeO_2 с противоположными знаками вращения. Первое предположение основано на том факте, что в одноосных кристаллах с не слишком малой разностью главных значений показателя преломления (достаточно, чтобы $|n_e - n_o| \geq 0.01$) оптическое вращение сильно снижается при углах отклонения от оптической оси буквально в несколько градусов [6]. TeO_2 относится к кристаллам с большим двулучепреломлением ($n_e - n_o \approx 0.14$), так что с лихвой удовлетворяет этому условию. Таким образом, при изготовлении призм деполаризатора из TeO_2 особое внимание следует уделять точности кристаллографической ориентировки, а также оптическому качеству выбираемых кристаллов. В этом смысле выращиваемые из раствора большие и оптически более совершенные кристаллы LiIO_3 имеют преимущество перед выращиваемыми из расплава кристаллами TeO_2 .

На рис.3 и 4 следует обратить внимание на то, что максимальная экстинкция имеет место при азимутальных углах поляризационной плоскости $0^\circ, 90^\circ, 180^\circ, 270^\circ$ и 360° . Это обстоятельство было учтено при дальнейших расчётах: все они осуществлялись для нулевого азимута.

На рис.5–8 представлены рассчитанные зависимости экстинкции от удельного вращения (т. е. от выбора материала и длины волны света), продольного размера L

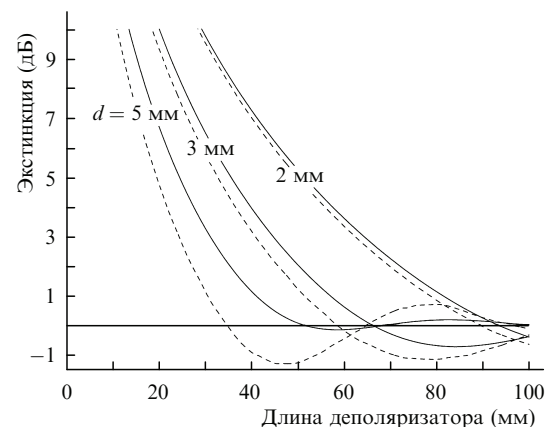


Рис.6. Расчётные зависимости поляризационной экстинкции после кварцевого деполаризатора Корню от его длины для гауссова пучка (сплошные кривые) и пучка с однородным распределением интенсивности (штриховые кривые); $\lambda = 1.064$ мкм.

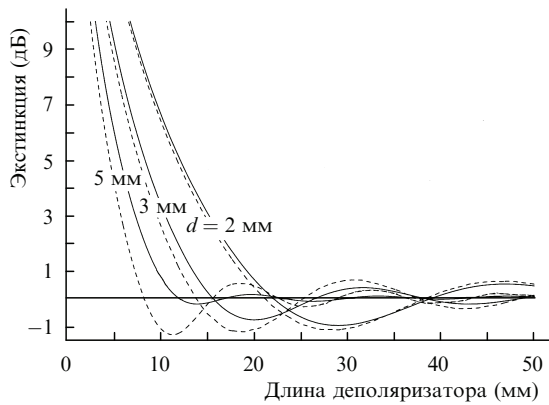


Рис.7. Расчётные зависимости поляризационной экстинкции после деполяризатора Корню из парателлуриата от его длины для гауссова пучка (сплошные кривые) и пучка с однородным распределением интенсивности (штриховые кривые); $\lambda = 1.064$ мкм.

деполяризатора и диаметра диафрагмы для двух типов поперечного распределения мощности светового пучка – гауссова и однородного. При этом размер гауссова пучка считался постоянным ($2w_0 = 5$ мм), а однородный пучок, наоборот, полностью заполнял каждую новую диафрагму. Интересной особенностью рис.5–8 являются регулярные пересечения кривыми уровня нулевой ($I_x = I_y$) экстинкции. Это указывает на то, что необязательно стремиться выбирать кристалл с возможно большей оптической активностью, иногда достаточно иметь материал, обладающий оптической активностью, соответствующей первой точке, в которой экстинкция равна нулю (рис.5). Правда, для этого, при конкретном профиле светового пучка, придётся аккуратно подбирать длину L и диаметр диафрагмы.

На рис.5–8 для пучков с однородным распределением мощности малые экстинкции при сравнимых условиях достигаются заметно раньше, чем для гауссовых пучков. Это объясняется тем, что периферийные зоны гауссова пучка вносят меньший вклад в поляризационное состояние выходного пучка по сравнению с такими же, но более интенсивными зонами однородного пучка. Более того, чем больше таких зон, тем эффективнее смешивание поляризационных состояний (при «бесконечно» узком пучке деполяризации не будет в принципе). По этой причине следует использовать пучки как можно больших диаметров. Что касается длины L деполяризатора, то

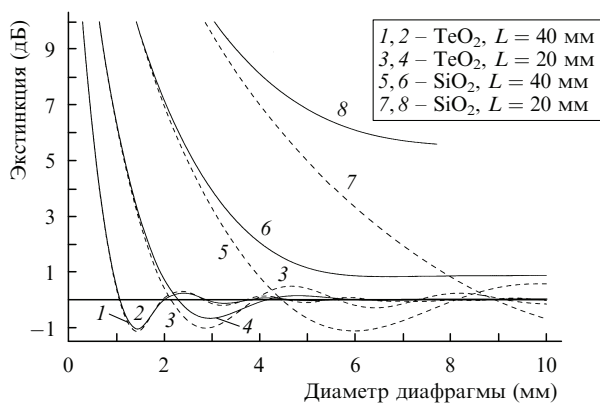


Рис.8. Расчётные зависимости поляризационной экстинкции после деполяризатора Корню от диаметра диафрагмы, установленной перед ним, для гауссова пучка (сплошные кривые) и пучка с однородным распределением интенсивности (штриховые кривые); $\lambda = 1.064$ мкм.

выбор её зависит от технологических возможностей получения кристаллов больших объёмов и высокого качества, причём с оптической активностью разных знаков. Такой выбор не всегда бывает лёгким, поскольку «ровные» фирмы, как правило, предлагают кристаллы одного типа оптической активности. Некоторым выходом из этой ситуации может быть последовательная установка нескольких деполяризаторов с малыми длинами, как показано на рис.2, причём можно обойтись даже кристаллами с одним знаком оптической активности, используя вместо второго кристалла компенсирующий клин из стекла (недостаток – большие длины L).

При выборе конструкции и материала деполяризатора Корню следует учитывать расхождение циркулярно поляризованных пучков после прибора. Угол почти симметричного расхождения пучков в воздухе можно вычислить по следующей формуле (рис.1):

$$\Delta\theta = \arcsin[n_R \sin(\alpha - \beta_1)] - \arcsin[n_L \sin(\alpha - \beta_2)], \quad (5)$$

где

$$\alpha = \arctan(L/H); \quad \beta_1 = \arcsin[(n_L/n_R) \sin \alpha];$$

$$\beta_2 = \arcsin[(n_R/n_L) \sin \alpha].$$

На рис.9 представлены результаты расчёта углов расхождения пучков для деполяризаторов Корню из кристаллов SiO_2 ($L = 44.6$ мм, $H = 10$ мм) и TeO_2 ($L = 41.4$ мм, $H = 10$ мм) в зависимости от длины волны света. Там же для сравнения приведены две расчётные кривые для двулучепреломляющих деполяризаторов из кварцевого клина и клина из стекла БК-8 с углами при вершинах 10° и 20° . В расчётах были использованы значения удельного вращения ρ из табл.1, формулы Селлмейера для показателей преломления кварца [19], стандартные дисперсионные формулы для стекла [20] и аппроксимирующие формулы для $n_o(\lambda)$ и $n_e(\lambda)$ парателлуриата, коэффициенты в которых подобраны нами по табличным значениям показателя преломления [21]:

$$n_o(\text{SiO}_2) = \left(3.53445 + \frac{0.008067}{\lambda^2 - 0.0127493} + \right.$$

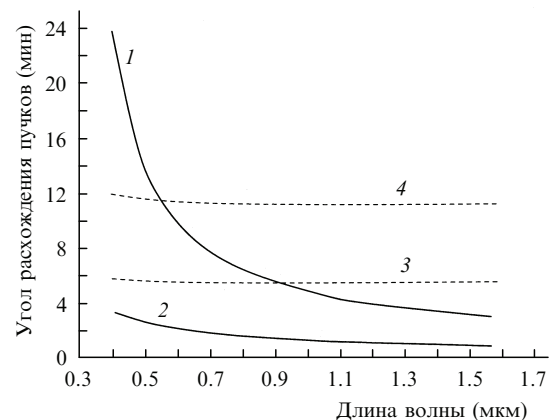


Рис.9. Расчётные зависимости от длины волны света угла расхождения пучков после клиновидных пространственных деполяризаторов Корню из TeO_2 ($H = 10$ мм, $L = 41.4$ мм) (1) и SiO_2 ($H = 10$ мм, $L = 44.6$ мм) (2), а также после двулучепреломляющих деполяризаторов из кварцевого кристаллического клина и клина из стекла БК-8 с углами при вершинах клиньев 10° (3) и 20° (4).

$$+ \frac{0.002682}{\lambda^2 - 0.000974} + \frac{127.2}{\lambda^2 - 108} \Big)^{1/2}, \quad (6)$$

$$n_e(\text{SiO}_2) = \left(3.5612557 + \frac{0.00844614}{\lambda^2 - 0.0127493} + \frac{0.00276113}{\lambda^2 - 0.000974} + \frac{127.2}{\lambda^2 - 108} \right)^{1/2}, \quad (7)$$

$$n_{o,e}(\text{TeO}_2) = b_1 + b_2 \exp\left(-\frac{\lambda}{b_3}\right) + b_4 \exp\left(-\frac{\lambda}{b_5}\right) + b_6 \exp\left(-\frac{\lambda}{b_7}\right), \quad (8)$$

где λ берётся в микрометрах;

$$b_1 = 2.18684117, \quad b_2 = 0.58914524, \quad b_3 = 0.27786593, \\ b_4 = 3.51109821, \quad b_5 = 0.10582791, \quad b_6 = 0.49931817, \\ b_7 = 0.11062601$$

для обыкновенной волны и

$$b_1 = 2.3327039, \quad b_2 = 1.08795949, \quad b_3 = 0.1328851, \\ b_4 = 0.67839706, \quad b_5 = 0.21415973, \quad b_6 = 0.67353531, \\ b_7 = 0.20848677$$

для необыкновенной волны.

Как и предполагалось, в ближнем ИК диапазоне углы расхождения циркулярно поляризованных пучков оказались существенно меньше соответствующих углов после двулучепреломляющего деполяризатора, несмотря на большие преломляющие углы клиньев, составляющих деполяризатор Корню. Что касается видимого диапазона, то может показаться, что здесь проблемным является деполяризатор Корню из парателлурита. Однако это не так, поскольку в данном диапазоне, вследствие примерно квадратичного нарастания удельного вращения ρ с ростом частоты [6], потребуются намного меньшие длины L , что повлечет за собой соответствующее уменьшение углов расхождения. Расчеты показали, что зависимость этих углов от L ($H = \text{const}$) для деполяризаторов Корню практически линейная (аналогичная зависимость для двулучепреломляющего деполяризатора немного отклоняется от линейной, но не сильно, по крайней мере для клиньев с углами при вершинах до 45°). Для проверки расчётов был проведен эксперимент по измерению угла расхождения гауссовых пучков He-Ne-лазера ($\lambda = 0.6328$ мкм, коллимированный пучок диаметром 3 мм, база измерений 35 м, точность измерений $\sim 10\%$) после деполяризатора Корню из двух кварцевых призм-параллелепипедов, установленных так, как показано на рис.2. В эксперименте получен результат, практически совпадающий с рассчитанным по формуле (5), а именно

$2'$ при расчётном значении $2.02'$. Проверка с помощью плёночного поляризатора показала, что оба пучка циркулярно поляризованы.

5. Заключение

Исследованы два пространственных деполяризатора Корню, изготовленные из материалов с существенно разной способностью к оптическому вращению. Экспериментально и путём численных расчётов показано, что данный тип деполяризатора действительно позволяет в значительной мере ослабить такой недостаток двулучепреломляющих клиновидных деполяризаторов, как «100 %-ная зависимость» поляризации выходного пучка от азимутального угла поляризационного состояния входного светового сигнала.

При расчёте конструкции деполяризатора следует комплексно учитывать не только характеристики материала, но и размер предполагаемой рабочей диафрагмы, а также характер поперечного распределения мощности в принимаемом световом сигнале.

При подготовке оптически активных кристаллов к распиловке следует обратить внимание на предельно точное ориентирование их относительно оптической оси (одноосные кристаллы) или той кристаллографической оси, вдоль которой наблюдается максимальная оптическая активность (двухосные кристаллы и оптически изотропные кристаллы кубической сингонии). По нашим оценкам точность ориентировки не должна быть хуже $\pm 15'$.

1. Billings V.H. *J. Opt. Soc. Am. C*, **41**, 966 (1951).
2. Mochizuki K. *Appl. Opt.*, **23** (19), 3286 (1984).
3. McGuire J.P., Chipman R.A. *Opt. Eng.*, **29** (12), 1478 (1990).
4. <http://www.novaphase.com>; <http://www.klccgo.com>;
<http://www.cvilaser.com>.
5. Davydov B.L., Voshinsky E.A., Voshinsky Yu.A. *Proc. 3rd Int. Symp. on High-Power Fiber Lasers and their Application* (St. Petersburg, Russia, 2006, HPFL-P1, p. 5).
6. Сиротин Ю.И., Шаскольская М.П. *Основы кристаллофизики* (М.: Наука, 1975).
7. Mindlin R.D., Toupin R.A. *Proc. 25th Annual Symp. on Frequency Control* (Atlantic City, NJ, 1971, p. 58).
8. http://www.minsocam.org/ammin/AM37/AM37_158.pdf.
9. Chou C., Huang Y.C., Chang M. *Appl. Opt.*, **36** (16), 3604 (1997).
10. Ward R.W. *Proc. 14th Piezoelectric Devices Conf. and Exhibition* (Salt Lake City, 1992).
11. http://www.kayelaby.npl.co.uk/general_physics/2_5/2_5_10.html;
<http://www.impex-hightech.de>.
12. Uchida N. *Phys. Rev. B*, **4** (10), 3736 (1971).
13. Jankm V., Vysin V. *Opt. Commun.*, **3** (5), 308 (1971).
14. Беляев Л.М. и др. *Кристаллография*, **20** (6), 1221 (1975).
15. Kaminsky W., Glazer A.M. *Ferroelectrics*, **183**, 133 (1996).
16. Kaminsky W. *Rep. Progr. Phys.*, **63**, 1575 (2000).
17. <http://www.clevelandcrystals.com/LiIO3.htm>.
18. Давыдов Б.Л. *Квантовая электроника*, **36** (5), 473 (2006).
19. http://www.ieee-uffc.org/freqcontrol/quartz/fc_conqtz2.html.
20. *Бесцветное оптическое стекло СССР (каталог)*. Под ред. Л.Н. Долговой (М.: изд-е Дома оптики, 1990).
21. <http://www.sciner.com/Crystals/TeO2.htm>;
<http://www.almazoptics.com/TeO2.htm>.