

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ НАУЧНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
«ФЕДЕРАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР ИНСТИТУТ ПРИКЛАДНОЙ ФИЗИКИ
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК»

На правах рукописи

Яковлев Алексей Иванович



**ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРА ОПТИЧЕСКОЙ АНИЗОТРОПИИ НА ОСОБЕННОСТИ
ТЕРМОНАВЕДЕННЫХ ЭФФЕКТОВ В КУБИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛАХ С УЧЕТОМ
ЦИРКУЛЯРНОГО ДВУЛУЧЕПРЕЛОМЛЕНИЯ**

01.04.21 – лазерная физика

ДИССЕРТАЦИЯ
на соискание ученой степени
кандидат физико – математических наук

Научный руководитель:
Кандидат физико – математических наук
Снетков Илья Львович

Нижний Новгород, 2020

Содержание

Введение	4
Глава 1. Тепловая линза в оптических элементах.....	25
1.1. Вычисление компонент тензора диэлектрической непроницаемости, вызванных фотоупругим эффектом в кубических кристаллах	26
1.2. Описание тепловой линзы в оптическом элементе с помощью формализма матриц Джонса с учетом циркулярного двулучепреломления	36
1.2.1. Частные случаи тепловой линзы в кубических кристаллах в ориентациях [001], [111] и в стекле	41
1.3. Выделенные ориентации кристаллографических осей кубических кристаллов	43
1.3.1. Ориентация кристаллографических осей [С].....	43
1.3.2. Ориентация кристаллографических осей [Р].....	44
1.4. Экспериментальное исследование астигматизма тепловой линзы в кристаллах TGG, CaF ₂ в ориентации [001] и магнитооптическом стекле марки МОС – 103.....	52
1.5. Фокусные расстояния тепловой линзы	56
1.6. Заключение к Главе 1.....	57
Глава 2. Измерение параметра оптической анизотропии кубических кристаллов.....	59
2.1. Метод определения параметра оптической анизотропии	59
2.2. Исследование зависимости параметра оптической анизотропии от длины волны излучения	62
2.3. Исследование зависимости параметра оптической анизотропии от температуры	67
2.4. Исследование зависимости параметра оптической анизотропии от концентрации допанта в активных и магнитооптических материалах.....	70
2.5. Заключение к Главе 2.....	75
Глава 3. Исследование свойств перспективных магнитооптических материалов	77
3.1. Факторы, влияющие на измеряемое значение постоянной Верде в магнитооптических средах	78
3.2. Магнитооптические и термооптические свойства керамики TAG, допированной редкоземельными металлами	80
3.2.1. Исследование зависимости постоянной Верде от длины волны излучения	80
3.2.2. Исследование термонаведенной деполяризации.....	86
3.3. Магнитооптические свойства керамики на основе оксидов редкоземельных металлов ..	89
3.3.1. Керамика на основе оксида диспрозия.....	89
3.3.2. Керамика на основе оксида эрбия	97
3.4. Магнитооптические свойства TeO ₂ стекла.....	102
3.5. Заключение к Главе 3.....	106

Заключение к работе	108
Список работ автора по теме диссертации	110
Список литературы	113

Введение

Актуальность темы и предмет исследования

В последние десятилетия наблюдается существенный рост средней и пиковой мощности лазерного излучения с сохранением его высокого качества, которое определяется фазовыми и поляризационными искажениями. Это позволяет использовать лазерные источники как инструмент для решения различных научных и прикладных задач. В научных приложениях лазеры используются, например, в детекторах гравитационных волн проекта LVK – Collaboration [1,2], в проекте по созданию источников управляемого термоядерного синтеза HIPER [3], в проектах по изучению поведения вещества в экстремальных условиях ELI Beamlines [4], HiLASE [5,6], DIPOLE [7,8], PEnELOPE [9,10], в задачах генерации нестандартных поляризаций лазерного излучения, в частности тангенциальной и радиальной поляризации [11–13]. Для прикладных задач лазеры используются, в медицине, спектроскопии, в литографии, а также в сварке, обработке и резке металлов [14].

Возможность увеличения мощности с сохранением высокого качества лазерного излучения связана, во-первых, с созданием новых конфигураций оптических схем и геометрий активных элементов (АЭ), таких как усилители и резонаторы на стержневых [15–18], дисковых [19–22], слэбовых [23] активных элементах. Во-вторых, наблюдается прогресс, связанный с производством кристаллических, керамических и стеклянных материалов, в том числе и новых составов, имеющих высокое оптическое качество. Технология производства на данный момент позволяет изготавливать твердотельные оптические элементы (ОЭ) с диаметрами от микрометров (в случае волокон [24]) до единиц и десятков сантиметров (кристаллы, керамика, стекло) [25–28]. Все это позволяет использовать ОЭ для работы с пучками различных апертур в качестве проходных оптических элементов (оптических окон, линз, клиньев) [29–31], магнитооптических элементов (МОЭ) [28,32,33], АЭ [16], волокон [24,34]. В-третьих, последние исследования методов минимизации и компенсации термонаведенных эффектов, связанных с поглощением лазерного излучения в ОЭ и определение ответственных за них материальных констант оптических сред, позволили создавать оптические узлы для лазерных систем с малыми потерями в качестве излучения [27,35,36].

Тепловые эффекты, возникающие в оптических элементах из-за поглощения проходящего излучения, начиная с создания первых лазеров [15], так и по настоящий день являются одними из основных ограничивающих факторов увеличения мощности лазеров и

сохранения высокого качества излучения в оптических системах. Очевидно, что наибольшее тепловыделение наблюдается в АЭ и связано с дефектом кванта накачки [37] и в магнитооптических элементах (МОЭ) изоляторов Фарадея (ИФ), из-за относительно высокого коэффициента линейного поглощения ($\alpha \approx 10^{-3} - 10^{-1} \text{ см}^{-1}$) и необходимости их использования с относительно большой длиной ($L \approx 6 - 7 \text{ мм}$ для гранатов TGG¹ [38,39], TAG² [40,41] и фторидов NTF³ [42,43], KTF⁴ [44,45], CeF₃ [46,47]). В стеклах и кристаллах для изготовления проходной оптики (например, линзы, оптические окна, поляризаторы, клинья) коэффициент линейного поглощения также лежит в пределах ($\alpha \approx 10^{-3} - 10^{-1} \text{ см}^{-1}$) [31,48]. Поглощение и дефект кванта полностью определяются материалом и приводят к нагреву ОЭ, поэтому актуально исследовать термонаведенные эффекты в ОЭ возможные пути их минимизации.

Тепловыделение в ОЭ влияет на величину зависящих от температуры материальных констант среды вследствие увеличения температуры в его объеме, например, на постоянную Верде [49]. Также влечет появление градиента температуры и температурных напряжений и деформаций [37,50], которые, в случае превышения предела прочности материала, приводят к механическому разрушению ОЭ. Возникающие напряжения и деформации приводят: к изменению длины оптического элемента dL/dT , к возникновению деформации концов ОЭ и к изменению показателя преломления из-за температуры dn/dT , а следовательно, к возникновению тепловой линзы, а также, из-за зависимости показателя преломления от напряжений (фотоупругого эффекта), к возникновению термонаведенного двулучепреломления [37,50]. Таким образом, даже в случае изотропных сред, таких как кубический кристалл или стекло, направления ортогональных между собой собственных поляризаций начинают зависеть от поперечных координат в сечении ОЭ, следовательно, материал становится анизотропным. Это выражается в возникновении фазовых и поляризационных искажений излучения после прохождения ОЭ, наиболее существенные из которых астигматизм тепловой линзы [37,51,52] и термонаведенная деполяризация [53–57]. Данные эффекты приводят к ухудшению качества прошедшего излучения, в частности, к астигматизму тепловой линзы (бифокуссингу) [12,52,58,59], к размытию фокального пятна, к потере мощности в поляризованном падающем излучении. В АЭ – к расстройке оптического резонатора, в случае магнитооптических элементах изоляторов Фарадея (ИФ) – к снижению степени изоляции устройства [60]. На

¹ TGG (Tb₃Ga₅O₁₂)

² TAG (Tb₃Al₅O₁₂)

³ NTF (C₈H₆F₃NO₄)

⁴ KTF (KTb₃F₁₀)

практике эти эффекты стали одними из первых наблюдаться в стеклах и АЭ Nd:YAG⁵ лазерах в 1970х годах [51,52,57,61].

Термонаведенная деполяризация может быть охарактеризована через величину интегральной деполяризации как отношение мощности в деполяризованной компоненте поля после прохождения ОЭ к суммарной падающей мощности излучения. В случае МОЭ интегральная деполяризация является ключевой характеристикой и определяет степень изоляции ИФ [60]. Впервые термонаведенная деполяризация аналитически была исследована для стекла [61]. Зависимость термонаведенной деполяризации от ориентации осей кубического кристалла Nd:YAG была определена в работе [51] по методике заключающейся в вычислении компонент тензора диэлектрической непроницаемости через возникающие температурные напряжения. Однако, полученные в данной работе выражения верны только для стекла или ориентации кристаллографических осей [111], поскольку направление собственных поляризаций в ОЭ также является функцией поперечных координат, что не было учтено авторами. Для частных случаев кубических кристаллов в ориентаций кристаллографических осей [111] и [001] аналитические выражения для термонаведенной деполяризации были получены в работах [55,57], а для ориентации [011] – в работе [62] (с ошибкой в вычислении интегральной деполяризации излучения) и, верно исправленной для нее в работе [63]. Подробный анализ термонаведенной деполяризации излучения в частных ориентациях кристаллографических осей ([001], [111], [110]) был проведен в работе [63] и экспериментально подтвержден в работах [60,64,65]. В кристаллах симметрий $m\bar{3}$, к которому относятся полупрозрачные оксиды Sc₂O₃, Lu₂O₃, и Y₂O₃, термонаведенная деполяризация была исследована в работе [66], там же были сформулированы теоремы о величине термонаведенной деполяризации в ориентациях кристаллографических осей, таких как [111], [011], [001] и эквивалентных им. Общие выражения для термонаведенной деполяризации в произвольной ориентации кристаллографических осей в кубических кристаллах, учитывающие циркулярное двулучепреломление (случая, актуального для МОЭ) были получены в работах [60,63,66,67]. Обобщение выражений для термонаведенной деполяризации излучения в керамических ОЭ было произведено в работе [68].

Анализ зависимости термонаведенной деполяризации в кубических кристаллах от ориентации кристаллографических осей показал, что существует выделенная ориентация осей, называемая [C] в которой деполяризация отсутствует [66,67,69,70]. Направления ее осей определяются материальной константой – параметром оптической анизотропии ξ [37,66,69,70].

⁵ Nd:YAG (Nd:Y₃Al₅O₁₂)

В работе [66] показано, что ориентация осей [С] существует при отрицательных значениях ξ . Существование нулевой деполяризации впервые экспериментально было обнаружено в оптических окнах из кубических кристаллов BaF_2 , CaF_2 , SrF_2 , $GaAs$ [65,70,71]. Также, материалы с $\xi < 0$ возможно использовать в схемах компенсации термонаведенной деполяризации без взаимного кварцевого вращателя или полуволновой пластинки [72,73], что позволяет сделать оптическую схему более компактной и с меньшим количеством элементов. В дальнейшем, параметр оптической анизотропии ξ определен для кристаллов и других симметрий – тригональной, гексагональной и тетрагональной [74].

В ориентации кристаллографических осей [001] кубического кристалла термонаведенная деполяризация зависит только от материальных констант среды, мощности тепловыделения, угла поворота кристалла вокруг своей оси и параметра оптической анизотропии ξ . Метод определения параметра оптической анизотропии ξ по измерению термонаведенной деполяризации в кубических кристаллах в ориентации кристаллографических осей [001] был предложен в работах [55,65]. В случае, когда ОЭ имеет произвольную ориентацию кристаллографических осей, однако отличную от ориентаций [001] и [011], параметр оптической анизотропии ξ также может быть измерен методом, предложенном в работе [75]. Однако, в этом случае необходимо определить углы Эйлера, соответствующие ориентации кристаллографических осей кристалла; технологически это возможно сделать с помощью рентгеновского дифрактометра.

Исследование тепловой линзы, обусловленной фотоупругим эффектом, начались сразу после создания лазеров в 60 – 70х годах [37,52,59]. В работе [52] были получены теоретические выражения, описывающие фазовые искажения излучения для кубического кристалла в ориентации осей [111] и для стекла. Ключевыми параметрами тепловой линзы в ОЭ, изготовленных из кубических кристаллов, являются термооптические характеристики P и Q , определяющие среднюю для двух ортогональных поляризаций тепловую линзу и величину термонаведенной анизотропии, соответственно, введенные в работах [53,76] и зависящие от геометрии ОЭ и ориентации кристаллографических осей. Выражения в общем виде для P и Q в случаях кубического кристалла и стекла, определяемые только материальными константами среды, были получены в работах [37,76,77].

В большинстве работ [37,77,78], основным параметром, характеризующим тепловую линзу, является среднее арифметическое фазовых набегов между двумя ортогональными линейными собственными поляризациями. Оно не зависит от состояния поляризации излучения на входе в ОЭ, но, в общем случае, зависит от поперечных координат и неоднородно по

поперечному сечению ОЭ. Анализ тепловой линзы в кристаллических ОЭ в основных ориентациях кристаллографических осей [001], [111], керамических ОЭ и стекла был выполнен в работах [77,79]. В них было показано, что в ориентациях осей [001], [111] кристаллов и в стеклах астигматизм тепловой линзы, определяемый средним набегом фазы, отсутствует. Согласно исследованиям [77], тепловая линза в керамиках и в кубических кристаллах в ориентации кристаллографических осей [111] ведет себя схожим образом.

При вычислении компонент электромагнитного поля на выходе из ОЭ и его фазовых искажений возникает слагаемое, характеризующее «поляризационный астигматизм» тепловой линзы, зависящий от типа поляризации излучения на входе в ОЭ. Данное слагаемое вносит дополнительный вклад в среднее значение набег фазы. Впервые «поляризационный астигматизм» тепловой линзы был исследован в АЭ Nd:YAG в ориентации кристаллографических осей [111] в 1970 году [52,59]. В этих работах теоретически и экспериментально было продемонстрировано, что фокусное расстояние для излучения с радиальной и тангенциальной направлениям поляризаций различна, что проявляется в бифокусинге прошедшего излучения. В ориентации кристаллографических осей [111] этот эффект может быть использован для генерации радиальной или тангенциальной поляризации излучения, путем соответствующей настройки резонатора, при которой условие устойчивости выполняется для той или иной поляризации [11]. Например, этот эффект важен при резке металлов из-за зависимости качества обработки от состояния поляризации излучения [80].

Анализ астигматизма тепловой линзы в АЭ в случае ориентации кристаллографических осей [001] был проведен в работе [51], где было показано, что его величина зависит от угла поворота кристалла вокруг своей оси и может быть меньше, чем в ориентации кристаллографических осей [111]. Численное моделирование распределения интенсивности излучения в фокальной перетяжке в присутствии линейного двулучепреломления позволило получить пространственное распределение поля после прохождения термонагруженного АЭ Nd:YAG в ориентации осей [111]. Было показано экспериментально, что наличие бифокусинга может приводить к ухудшению качества лазерного излучения, в частности, к увеличению параметра M^2 и уменьшению числа Штреля [12,58,81]. Астигматизм тепловой линзы в основных ориентациях кристаллографических осей был численно и экспериментально исследован в основных ориентациях кристаллографических осей в АЭ Nd:YAG стержневой геометрии в работе [13], а также кристалла Yb:CaF₂ в геометрии слэб [82]. В этих работах были установлены качественные зависимости распределений фазы в поперечном сечении от ориентации кристаллографических осей ([001], [011], [111]). Несмотря на то, что задача исследования фазовых искажений излучения в кристаллах сформулирована достаточно давно,

рассмотрение возможности минимизировать астигматизм тепловой линзы путем выбора оптимальной ориентации кристаллографических осей кубического кристалла, в том числе, в присутствии циркулярного двулучепреломления, не было произведено к моменту написания диссертации.

Термонаведенная деполяризация и тепловая линза зависят от свойств материала, и могут быть уменьшены за счет подбора ОЭ в определенной ориентации кристаллографических осей (в случае кристаллических материалов), за счет выбора материала с оптимальными оптическими характеристиками P , Q , магнитооптической добротностью μ [60], коэффициентами dL/dT , dn/dT , параметром оптической анизотропии ζ или за счет охлаждения ОЭ до криогенных температур, например, жидким азотом [46,83,84]. Криогенное охлаждение ОЭ позволяет снизить величину термонаведенных эффектов, а также в случае парамагнитных магнитооптических материалов, приводит к росту постоянной Верде, что используется при создании криогенных ИФ. Следовательно, исследование зависимостей материальных констант различных сред от длины волны, температуры, типа и состава ОЭ и создание численных моделей, описывающих термонаведенные эффекты, является необходимым условием для моделирования тепловых эффектов создания оптических узлов лазерных систем.

В случае известных значений материальных констант среды, таких как параметр оптической анизотропии ζ , коэффициент поглощения α , коэффициент теплопроводности κ , возможно определить значения термооптических характеристик P и Q по измерению изотропной части тепловой линзы и термонаведенной деполяризации. Однако, даже получение комбинации вышеуказанных параметров позволяет характеризовать материалы с точки зрения перспективности их использования. Термонаведенная деполяризация, на момент начала написания диссертации, исследована во многих материалах для изготовления ОЭ (CaF_2) [65], АЭ (Yb:YAG [83]) и МОЭ (GGG^6 [84], TGG [56], TAG [85], $\text{REE}^7\text{:TAG}$ [86], CeF_3 [46], NTF [43], TSAG^8 [87,88], Tb:CaF_2 [89]). Измерение тепловой линзы проведено, например, в кристаллах TGG [56], NTF [90], KTF [90], CeF_3 [91], в тербий борогермонатных стеклах (TbG) [92], в керамиках гранатов TAG и REE:TAG [86], TSAG [88] TGG [86].

Кубические кристаллы CaF_2 , BaF_2 и SrF_2 используются в качестве материала для изготовления оптических элементов. Их преимущества заключаются: в широкой полосе пропускания от 0.2 до 10 $\mu\text{м}$ [30,31,93], что важно при использовании в спектроскопических исследованиях; в относительно хороших термооптических свойствах [30]; в возможности

⁶ GGG ($\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$)

⁷ REE – редкоземельные элементы

⁸ TSAG ($\text{Tb}_3\text{Sc}_2\text{Al}_3\text{O}_{12}$)

выращивать данные кристаллы с диаметром, вплоть до 4 см [93]. Это позволяет использовать их для изготовления проходной оптики, например, клинья, оптические окна, поляризаторы [30,94]. Помимо проходной оптики, возможно допирование кристаллов CaF_2 , BaF_2 и SrF_2 ионами REE. В случае допанта Yb^{3+} , они могут быть использованы в качестве матрицы АЭ [95–98], а допирование кристалла CaF_2 ионом Tb^{3+} позволяет использовать его в качестве МОЭ в изоляторах Фарадея [89]. Вышеуказанные кубические кристаллы возможно использовать для изготовления ОЭ в оптимальной ориентации кристаллографических осей, которая определяется параметром оптической анизотропии ζ . Он определяется комбинацией пьезооптических π_{ij} или фотоупругих p_{ij} и коэффициентов упругой жесткости c_{ij} кристалла [37,50]. Известно, что коэффициенты, π_{ij} , p_{ij} и c_{ij} в кристаллах CaF_2 , BaF_2 и SrF_2 зависят от длины волны излучения [99–103]. Несмотря на большое количество литературных данных, значения параметра оптической анизотропии ζ имеют существенный разброс по значениям, вплоть до разного знака. Например, для кристалла CaF_2 известны значения со знаком «-» [99–104] и «+» [55]. Температурные зависимости материальных констант, определяющих ζ мало освещены в литературе: определены фотоупругие коэффициенты p_{ij} для кристаллов NaCl , KCl , KBr в диапазоне температур $(30 - 300)^\circ\text{C}$ [105,106], коэффициенты упругой жесткости c_{ij} в температурном диапазоне $(4 - 300)^\circ\text{K}$ для CaF_2 [107], BaF_2 [108] и SrF_2 [109]. Исследования зависимости параметра оптической анизотропии ζ от температуры проведены в кристаллах Yb:YAG [110], GGG [84], TGG [111]. В некоторых материалах, величина коэффициентов π_{ij} , p_{ij} и c_{ij} , и следовательно, ζ зависит от концентрации допанта [112]. В материале CaF_2 добавление активных ионов в пределах концентраций (< 0.1) ат.% приводит к искажению кристаллической решетки и возникновению кластеров, при сохранении кубической кристаллической структуры флюорита, а дальнейшее увеличение их концентрации приводит к возникновению кластеров с симметриями, отличной от кубической и определяемыми типом активного иона [113–116] и следовательно, это влияет на значение параметра оптической анизотропии ζ .

Зависимость параметра оптической анизотропии ζ от длины волны излучения, температуры, концентрации и типа активного иона приводит к изменению направлений, соответствующим кристаллографическим осям [C]. Определение параметра оптической анизотропии ζ кристаллов актуально в связи с тем, что позволяет еще на стадии их роста задать необходимую ориентацию кристаллографических осей и, в дальнейшем, минимизировать тепловые эффекты. В последнее время, по результатам измерений термонаведенной деполяризации излучения, был определен параметр оптической анизотропии ζ многих кристаллических сред. Исследования показали, что для таких кристаллов, как NTF [43], KTF [117,118], TSAG [87], он принимает отрицательное значение.

Тепловыделение в МОЭ приводит к увеличению его средней температуры, тепловому расширению и возникновению в нем градиента температур, что выражается в неоднородном (в поперечном сечении) изменении постоянной Верде, в связи с ее зависимостью от температуры. Это приводит к тому, что величина циркулярного двулучепреломления также начинает зависеть от поперечных координат, коэффициента теплового расширения и температурной зависимости постоянной Верде [119]. Следовательно, угол поворота плоскости поляризации излучения становится неоднородным в сечении МОЭ, что выражается в возникновении термонаведенных эффектов. Они могут быть уменьшены путем выбора материала с более высоким значением V , за счет уменьшения длины МОЭ и, следовательно, поглощенной мощности, либо уменьшением поглощения, путем изготовления более чистых материалов. Таким образом, определение зависимостей постоянной Верде от температуры, от длины волны излучения, а также от материала, из которого сделан магнитооптический элемент и создание моделей, аналитически описывающих ее поведение в различных средах является актуальной задачей.

Для классификации материала, с точки зрения эффективности использования в качестве МОЭ, применяется параметр – магнитооптическая добротность μ . В большинстве работ она определяется в виде отношения постоянной Верде материала V , к величине линейного поглощения α [120], однако, данное определение не содержит информацию о тепловых эффектах. Модификация выражения для магнитооптической добротности μ была предложена в работе [56], где в качестве входящих в нее параметров используется постоянная Верде материала, поглощение, термооптическая постоянная среды Q , коэффициент теплопроводности k . Такой выбор магнитооптической добротности позволяет учесть не только поглощение и эффективность поворота поляризации, но и информацию о термооптических свойствах материала.

Стекланные МОЭ обычно применяются в лазерных системах с широкоапертурными пучками, в связи с тем, что технология производства стекла изготавливать их с размерами вплоть до десятков сантиметров [121]. В качестве МОЭ одними из первых использовались тербийсодержащие стекла [39]. Однако, их относительно малая величина постоянной Верде влечет необходимость использования либо более сильного магнитного поля в магнитной системе, что часто тяжело сделать, либо использовать относительно длинные МОЭ, что увеличивает поглощенную мощность излучения и негативно сказывается на величину термонаведенных эффектов [92]. Также, ограничивающим фактором их использования является поглощение в ближнем ИК диапазоне, которое определяется ионом тербия Tb^{3+} (полоса пропускания лежит в области $(0.4 - 1.6) \mu m$ [122]. В последнее время интерес представляют, например, магнитооптические стекла на основе диспрозия [123] или теллура [124,125].

Преимущество этих стекол заключается в возможности использования их в видимом, ближнем и среднем ИК областях спектра, а также, в возможности изменять их состав и, следовательно, варьировать постоянную Верде. Это позволяет создавать как объемные, так и волоконные МОЭ для устройств, использующих в своей основе эффект Фарадея, что является актуальной задачей в данный момент времени.

В случае кристаллических магнитооптических материалов широко известны гранаты TSAG, GGG, TAG и TGG. Наиболее распространённый кристаллический материал для изготовления магнитооптических элементов ИФ для лазеров диапазона 1 $\mu\text{м}$, является кристалл TGG [38,39]. Одни из первых исследований его свойств были проведены в 1970х годах, где было показано, что он имеет большие значения постоянной Верде (≈ 37 рад/(Т.м)) и коэффициента теплопроводности (≈ 7.4) Вт/(м.К) [39], чем у используемых, на тот момент, магнитооптических стекол. В дальнейшем было показано, что добавление в кристалл TGG редкоземельных ионов (например, Dy^{3+} , Ce^{3+} , Pr^{3+} и т. д.) [126–128], позволяет увеличить постоянную Верде (до 20%). Технология производства данного кристалла хорошо известна и позволяет получать МОЭ с хорошим оптическим качеством и достаточным размером для использования в ИФ. На данный момент, рекордным размером апертуры ОЭ из кристалла TGG является 4 см [27]. Однако, изготовление кристаллических ОЭ больших размеров является дорогой и трудоемкой задачей. Одним из ярких примеров этому служит материал TAG. Сложность выращивания таких кристаллов достаточного размера для применения в качестве магнитооптических элементов ИФ связана с нестабильностью фазы TAG [129]. Альтернативой кристаллическим гранатам для диапазона 1 $\mu\text{м}$ могут выступать фториды KTF [117] и NTF [42,43], с постоянной Верде V меньшей относительно кристалла TGG на $\approx 20\%$, однако с лучшими термооптическими свойствами. Для областей спектра в среднем инфракрасном диапазоне интересными кристаллическими материалами являются CeF_3 [46], LiREEF_4 ($\text{REE} = \text{Dy}^{3+}$, Ho^{3+} , Er^{3+}) [130], и кристаллы ZnSe [131], YIG [131], CeAlO_3 [132] и EuF_2 [133]. В частности, в полосах прозрачности постоянная Верде кристалла CeF_3 сравнима с TGG [46], а кристаллов CeAlO_3 и EuF_2 больше в ≈ 2 раза [132,133].

Следующим шагом в производстве МОЭ, являлось производство керамик, свойства которых близки к кристаллам. В частности, использование керамической технологии позволило изготовить рекордный размер для керамики TGG – слэб с размерами 10 см \times 10 см [28]. В случае материала TAG – керамика является единственной возможностью получать МОЭ с достаточными размерами для использования в изоляторах Фарадея. Оптические, термооптические, магнитооптические свойства в керамиках зависят от начальных компонент при изготовлении керамик, а именно, допантов [134,135] и спекающих добавок [136]. Известно

множество работ, например, [128,137,138], в которых показано, что добавление допанта в керамику TAG может приводить к изменению оптических и магнитооптических свойств, однако в ряде работ существуют противоречащие друг другу данные, что не позволяет сделать однозначный вывод об эффективности их использования в качестве материала МОЭ. Технология изготовления керамики, описанная в патенте Konoshima Ltd. [139] показала возможность изготовления МОЭ на основе различных REE – оксидов. Также существуют методики, позволяющие получать керамические образцы путем синтеза с другими редкоземельными оксидами [140]. Одними из первых исследований спектра пропускания и показателя преломления в керамиках на основе REE – оксидов были проведены в работах [139,141]. Использование новых магнитооптических материалов в качестве МОЭ ИФ (в том числе с криогенным охлаждением при использовании парамагнитных МОЭ) позволяет создавать, в частности, компактные ИФ с малыми потерями в мощности и в качестве излучения как в области 1 $\mu\text{м}$ так и в областях среднего ИК диапазона. Это направление исследований актуально в настоящее время и по нему ведется работа многими научными группами по всему миру.

Таким образом, вышеуказанное показывает актуальность теоретического расчета термонаведенных эффектов, а также экспериментального исследования оптических, магнитооптических и термооптических свойств материалов и поиск методов их минимизации для создания пассивной проходной оптики, АЭ и МОЭ.

Цели и задачи диссертационной работы

Целью настоящей диссертационной работы является теоретическое описание термонаведенных фазовых искажений излучения в кристаллических и стеклянных ОЭ, в присутствии циркулярного двулучепреломления и исследование возможности минимизации астигматизма тепловой линзы, возникающего при прохождении линейно поляризованного излучения через ОЭ, а также экспериментальное исследование оптических, термооптических и магнитооптических свойств кристаллических, стеклянных и керамических материалов, необходимых для создания перспективных оптических устройств лазерных систем. Для достижения поставленной цели были решены следующие задачи:

1. Для аксиально симметричных оптических элементов, для любого аксиально – симметричного распределения плотности мощности тепловыделения, построена теоретическая модель, описывающая фазовые искажения излучения в ОЭ, сделанных из кубического кристалла в произвольной ориентации кристаллографических осей или стекла, как в отсутствии, так и в присутствии циркулярного двулучепреломления δ_c .
2. Теоретически и численно решена задача о минимизации астигматизма тепловой линзы в стеклянном или кубическом кристаллическом ОЭ в произвольной ориентации кристаллографических осей, поставленная, но не рассмотренная в общем случае с 1970 года.
3. Экспериментально исследованы зависимости параметра оптической анизотропии ξ кубических кристаллов от длины волны излучения, от температуры, а также, от типа допанта и его концентрации в материалах (0 – 4.17) ат. % Yb и 10 ат. % Tb):CaF₂, BaF₂, SrF₂, используемых для изготовления пассивных ОЭ, АЭ и МОЭ.
4. Экспериментально исследованы оптические, термооптические и магнитооптические свойства в зависимости от температуры, от длины волны излучения, а также от типа допанта и его концентрации в перспективных керамиках и стеклах. Исследованы зависимости термооптических и магнитооптических свойств керамиках REE:TAG от их состава. Экспериментально исследованы зависимости, описывающие: поведение постоянной Верде в керамике на основе оксида диспрозия Dy₂O₃ от концентрации диспрозия, длины волны излучения в диапазоне (405 – 1064) нм и температуры в диапазоне (80 – 300)°К; поведение постоянной Верде в керамике на основе оксида эрбия Er₂O₃ в диапазоне длин волн (405 – 1100) нм; поведение постоянной Верде в теллуридном

стекле различных составов диапазоне длин волн (405 – 1561) нм и температуры (80 – 300)°К.

Научная новизна работы

Научная новизна работы заключается в пунктах:

- Получены и проанализированы аналитические выражения для тепловой линзы, учитывающие ее «поляризационный астигматизм», вызванный фотоупругим эффектом в упруго – изотропных кубических кристаллах с произвольной ориентацией кристаллографических осей в приближении слабого линейного двулучепреломления δ_l при наличии произвольного циркулярного двулучепреломления δ_c .
- В общем случае рассмотрена и решена задача о минимизации астигматизма тепловой линзы в кристаллическом ОЭ в произвольной ориентации кристаллографических осей или стеклянном оптическом элементе. Проведен аналитический и численный анализ, по результатам которого определены условия на параметр оптической анизотропии ζ , при которых возможно минимизировать или устранить астигматизм тепловой линзы в проходящем линейно – поляризованном излучении.
- Впервые предложен и верифицирован метод по созданию температурных градиентов в ОЭ при помощи внешнего нагревателя, использующийся при измерениях параметра оптической анизотропии ζ . Определены зависимости ζ от длины волны, температуры и концентрации активного иона в материалах (0 – 4.17) ат. % Yb и 10 ат. % Tb):CaF₂, BaF₂, SrF₂. Показано, что в данных материалах возможно полностью устранить либо «поляризационный астигматизм» тепловой линзы, либо термонаведенную деполяризацию излучения.
- Предложен способ измерения параметра оптической анизотропии ζ по измерению термонаведенных искажений тепловой линзы.
- Исследованы оптические, магнитооптические и термооптические свойства магнитооптических керамик (Er₂O₃, Dy₂O₃, TAG, REE:TAG (REE = Ce, Pr, Ho) и теллуритных стекол различного состава. Измеренные свойства показывают перспективность использования (Dy₂O₃ керамика, в частности) в качестве магнитооптических элементов изоляторов Фарадея, вместо широко используемых на данный момент кристаллов и керамики TGG.

Научная и практическая значимость работы

Рост средней и пиковой мощности лазерного излучения связан с развитием лазерных технологий и будет продолжаться и дальше. Ключевым фактором, ограничивающим максимальную среднюю мощность излучения, являются термонаведенные эффекты, возникающие из-за поглощения проходящего лазерного излучения в проходных ОЭ, МОЭ изоляторов Фарадея и АЭ лазерных генераторов и усилителей.

Полученные в настоящей работе результаты будут полезны при создании оптических элементов лазерных систем, в частности, АЭ лазеров и МОЭ изоляторов Фарадея. Используя полученные результаты, возможен выбор оптимальной ориентации кристаллографических осей ОЭ, при которых астигматизм тепловой линзы будет минимален, или отсутствовать (для определенных материалов).

В рамках работы, экспериментально исследованы зависимости параметра оптической анизотропии ζ от внешних параметров, таких как длина волны излучения, температура и концентрация допанта в широко используемых материалах для создания ОЭ. Измеренные зависимости необходимы для моделирования термонаведенных эффектов. Также, полученная информация о параметре оптической анизотропии ζ позволяет на стадии роста кристаллических ОЭ задать ориентацию кристаллографических осей, в которой возможно полностью устранить термонаведенную деполаризацию излучения или астигматизм тепловой линзы.

Экспериментально исследованы оптические, термооптические свойства и магнитооптические свойства перспективных керамических материалов для ИФ. Исследовано влияние типа и концентрации редкоземельных допантов в керамике REE:TAG на ее термооптические свойства. Получены аппроксимации, описывающие поведение постоянной Верде в керамике: на основе оксида эрбия Er_2O_3 от длины волны (405 – 1100) нм с учетом полос поглощения; керамики на основе оксида диспрозия Dy_2O_3 от температуры в диапазоне (80 – 300)°К и длины волны в диапазоне (405 – 1064) нм. А также стекол на основе TeO_2 в диапазоне (405 – 1561) нм и от температуры в диапазоне (80 – 300)°К. Полученные результаты актуальны при создании компактных ИФ с малыми потерями, а также компактных ИФ в новых спектральных диапазонах, соответствующих полосам прозрачности исследованных материалов. В частности, для тулиевых (Tm^{3+}) и гольмиевых (Ho^{3+}) лазеров, оперирующих в спектральном диапазоне 2 μm , необходимых для работы с пучками с большим диаметром (единицы см), что к настоящему моменту технологически невозможно.

Положения выносимые на защиту

1. Существуют оптимальные ориентации кристаллографических осей кубических кристаллов, в которых астигматизм тепловой линзы минимален. Направления этих ориентаций определяются параметром оптической анизотропии ζ материала и величиной циркулярного двулучепреломления δ_c .
2. Ориентация кристаллографических осей [P], в которой астигматизм тепловой линзы отсутствует, существует только в материалах с параметром оптической анизотропии $\zeta \leq 0.04$ при произвольной величине циркулярного двулучепреломления δ_c . В общем случае имеется бесконечное число ориентаций эквивалентных [P], при $\zeta = 0.04$ их множество вырождается в три и при $\zeta = -0.5$ – в одну.
3. Выбором ориентации кристаллографических осей одновременно устранить термонаведенную деполяризацию излучения и астигматизм тепловой линзы в оптическом элементе невозможно. Существует частный случай ориентации кристаллографических осей [P], совпадающей с ориентацией [C], для значений параметра оптической анизотропии $\zeta < 0$, отличающийся только углом поворота оптического элемента вокруг своей оси, величина которого определяется параметром оптической анизотропии ζ и величиной циркулярного двулучепреломления δ_c .
4. В кристаллах CaF_2 , BaF_2 , SrF_2 параметр оптической анизотропии не зависит от длины волны вдали от краев спектра поглощения излучения, в диапазоне $(0.4 - 3) \mu\text{м}$, и концентрации допанта диапазоне $((0 - 4.17) \text{ ат. \%}) \text{ Yb}^{3+}$ в кристалле CaF_2 . Направления осей, соответствующие ориентациям [C] и [P] в кристаллах CaF_2 , BaF_2 , SrF_2 не проявляют зависимости от длины волны $(0.4 - 3) \mu\text{м}$ и концентрации Yb^{3+} в диапазоне $((0 - 4.17) \text{ ат. \%})$ в кристалле CaF_2 .
5. Постоянная Верде керамики на основе оксида диспрозия линейно зависит от концентрации диспрозия и в видимом диапазоне ее величина для Dy_2O_3 больше более чем в 2.2 раза, чем в кристалле TGG. При охлаждении от 295°K до температур жидкого азота (80°K) постоянная Верде возрастает в 3.46 раза.

Структура и объем диссертации

Диссертационная работа состоит из Введения, 3 Глав, Заключения, Списка работ автора, Списка литературы. Общий объем диссертации составляет 125 страниц, включая 52 рисунка и 9 таблиц. Список литературы содержит 185 источников.

Краткое содержание диссертации

Во *Введении* представлен обзор литературы, обосновывается актуальность диссертационной работы, формулируется её цель, указывается научная новизна, кратко излагается содержание диссертации, приводятся положения, выносимые на защиту.

В *первой Главе* работы теоретически исследуются фазовые искажения, возникающие в ОЭ вследствие поглощения проходящего лазерного излучения.

В *пункте 1.1.* для аксиально – симметричной геометрии ОЭ и источников тепловыделения, получены аналитические выражения для компонент тензора диэлектрической непроницаемости для ОЭ, изготовленного из кубического кристалла в произвольной ориентации кристаллографических осей в приближении упругой изотропии. Расчет компонент тензора диэлектрической непроницаемости был выполнен через компоненты тензора напряжений. В данном пункте показана разница в описании фотоупругого эффекта, возникающая при вычислении тензора диэлектрической непроницаемости через напряжения и деформации. Приведены выражения, позволяющие осуществить однозначный переход между указанными методами расчета.

В *пункте 1.2.*, используя формализм матриц Джонса и полученных компонент тензора диэлектрической непроницаемости, представлена методика расчета набега фазы тепловой линзы, учитывающей «поляризационный астигматизм», возникающей в излучении при прохождении через термонагруженный ОЭ. В общем случае получено аналитическое выражение для набега фазы тепловой линзы, возникающей при прохождении кристаллических с произвольной ориентацией кристаллографических осей или стеклянных ОЭ с произвольной величиной циркулярного двулучепреломления. Полученное выражение упрощено на случай слабого линейного двулучепреломления и записано в виде, позволяющем разделить значение набега фазы на не зависящую и зависящую от полярного угла части, последняя из которых определяет астигматизм.

В *пункте 1.2.1.* рассмотрены частные случаи набега фазы тепловой линзы для основных ориентаций кубического кристалла, а именно [111] и [001], и стекла. Теоретически показано наличие астигматизма тепловой линзы в рассмотренных случаях, что не предсказывают выражения для средней фазы между собственными линейными поляризациями. Аналитически показано, что независящая от полярного угла часть фазы тепловой линзы в рассмотренных случаях совпадает со средней фазой между собственными линейными поляризациями. Продемонстрировано, что невозможно одновременно устранить астигматизм тепловой линзы,

соответствующий средней фазе между собственными линейными поляризациями и соответствующий фазе, учитывающей «поляризационный астигматизм».

В *пункте 1.3.* численно и аналитически рассмотрены выражения для астигматизма тепловой линзы в случае произвольной ориентации кристаллографических осей и величины циркулярного двулучепреломления.

В *пункте 1.3.1.* приведены условия на параметр оптической анизотропии и выражения для ориентации кристаллографических осей [C], в которой термонаведенная деполяризация излучения исчезает. Приведенные выражения необходимы для дальнейшего исследования и сравнения направлений выделенных ориентаций кристаллографических осей.

В *пункте 1.3.2.* показано, что ориентация кристаллографических осей, соответствующая минимуму астигматизма тепловой линзы, определяется параметром оптической анизотропии ζ , величиной циркулярного двулучепреломления δ_c . Численно найдены ориентации кристаллографических осей, в которых астигматизм тепловой линзы принимает свое минимальное значение. Аналитически показано, что, измеряя введенную в настоящей работе «амплитуду астигматизма», можно измерить параметр оптической анизотропии кристалла в ориентации кристаллографических осей [001]. Сформулированы условия существования ориентации кристаллографических осей [P] в которой астигматизм тепловой линзы отсутствует. Аналитически и численно найдены ориентации кристаллографических осей, соответствующие ориентации [P]. Показано, что в одном оптическом элементе невозможно устранить астигматизм тепловой линзы и термонаведенную деполяризацию излучения одновременно.

В *пункте 1.4.* производится экспериментальное исследование астигматизма тепловой линзы в кристаллах TGG и CaF₂ в ориентации кристаллографических осей [001] и магнитооптическом стекле марки МОС – 103. Показано, что в тепловой линзе присутствует «поляризационный астигматизм». Используя представленную методику измерений параметра оптической анизотропии ζ (*пункт 1.3.*), были определены его значения для каждого из исследованных материалов.

В *пункте 1.5.* рассчитывается фокус тепловой линзы. Из общих полученных выражений смоделировано возникновение бифокуссинга излучения после прохождения АЭ из материала Nd:YAG в ориентации кристаллографических осей [111] с параметрами материала и излучения, взятыми из работы [52]. Показано полное соответствие полученных в настоящей работе и результатов экспериментальных и теоретических данных с работой [52].

Вторая Глава посвящена исследованию зависимостей параметра оптической анизотропии ζ кубических кристаллов CaF₂, BaF₂ и SrF₂ от длины волны излучения в диапазоне

(532 – 1070) нм, температуры в диапазоне $(80^{\circ} - 300)^{\circ}\text{K}$ и концентрации допанта в 10 ат.% Tb:CaF₂, ((0 – 4.17) ат. % Yb):CaF₂ по измерению термонаведенной деполяризации излучения. В данной главе сделаны выводы о возможности использования рассматриваемых кристаллов в выделенных ориентациях кристаллографических осей [C] и [P]. Используя измеренные значения параметра оптической анизотропии, были вычислены направления ориентации осей [C] и [P] в исследованных материалах, определяющие направления кристаллографических осей, в которых отсутствует термонаведенная деполяризация излучения и астигматизм тепловой линзы, соответственно.

Пункт 2.1. посвящен описанию метода измерения параметра оптической анизотропии ζ по измерению термонаведенной деполяризации излучения в кубических кристаллах в ориентации кристаллографических осей [001], предложенного в работе [65].

В *пункте 2.2.* исследуется зависимость параметра оптической анизотропии кристаллов ζ CaF₂, BaF₂ и SrF₂ от длины волны излучения (на длинах волн 532, 632.8, 1070 нм). Произведен анализ и сравнение измеренных значений параметра оптической анизотропии ζ с соответствующими его значениями, вычисленными из литературных источников по представленным в них значениям пьезооптическим, фотоупругим и упругим коэффициентам. Полученные результаты и анализ литературы показывают, что в полосе прозрачности исследованных материалов параметр оптической анизотропии слабо зависит от длины волны излучения. Измеренные значения параметра оптической анизотропии были использованы для расчета направления кристаллографических осей, соответствующих ориентациям [C] и [P].

В *пункте 2.3.* производится исследование температурной зависимости параметра оптической анизотропии в диапазоне $(80 - 300)^{\circ}\text{K}$. Для ее измерения, в исследованных кристаллах исследуется температурная зависимость термонаведенной деполяризации. Результаты показывают зависимость параметра оптической анизотропии исследованных кристаллов от температуры, что влечет изменение в направлениях ориентаций кристаллографических осей [C] и [P].

В *пункте 2.4.* производится исследование зависимости параметра оптической анизотропии кристалла от концентрации допанта в АЭ (Yb ((0 – 4.17) ат. %):CaF₂) и МОЭ 10 ат.% Tb:CaF₂. Для измерения термонаведенной деполяризации излучения был предложен и верифицирован универсальный метод создания температурных градиентов в ОЭ при помощи внешнего нагревателя, что отличает его от оригинального, описанного в работе [65]. Показано, что существенное увеличение концентрации и типа допанта может приводить к изменению параметра оптической анизотропии кристалла и, следовательно, к изменению направлений

кристаллографических осей, соответствующих ориентациям кристаллографических осей [С] и [Р].

Третья Глава посвящена исследованию термооптических и магнитооптических свойств магнитооптических материалов, а также исследованию возможностей применения их в фарадеевских устройствах.

В *пункте 3.1.* обсуждаются вопросы, связанные с методами изготовления оптических материалов и условий эксперимента, которые необходимо учитывать при измерении постоянной Верде.

В *пункте 3.2.* производится исследование магнитооптических и термооптических свойств керамик TAG: керамика TAG и допированная ионами Се и Рг с концентрациями (0.5, 1, 1.5, 2) ат.% и 0.5 ат.% Но:TAG, а также анализ литературных данных. Проведенные эксперименты позволили уточнить значения постоянной Верде керамик TAG и сделать выводы относительно влияния спекающих добавок и редкоземельных допантов на их термооптические свойства.

В *пункте 3.2.1.* проведен анализ зависимости постоянной Верде исследуемой керамики TAG и концентрациями добавленных в них редкоземельных металлов, относительно широко используемых кристаллов TGG. Построена модель, описывающая зависимость постоянной Верде от длины волны в диапазоне (405 – 1064) нм.

В *Пункте 3.2.2.* рассматривается влияние типа допанта и его концентрации на величину термонаведенной деполяризации, магнитооптической добротности и максимальной детектируемой температуры МОЭ при прохождении излучения на длине волны 1070 нм.

Пункт 3.3. посвящен исследованию оптических и магнитооптических свойств керамик на основе оксидов редкоземельных металлов, а именно Dy^{3+} и Er^{3+} . Построены теоретические модели, позволяющие описать поведение постоянной Верде от длины волны, температуры и концентрации редкоземельных металлов.

В *пункте 3.3.1* определен спектр пропускания керамик на основе оксида диспрозия. На основе измеренных значений постоянной Верде, получена аппроксимация, описывающая величину постоянной Верде от концентрации диспрозия в диапазоне температур (80 – 300)°К и длин волн (400 – 1064) нм. Отдельно было измерено значение постоянной Верде на длине волны 1939 нм. Полученные аппроксимации позволили определить относительное увеличение постоянной Верде V , при охлаждении до температур жидкого азота.

В *пункте 3.3.2* произведено исследование спектральной зависимости постоянной Верде керамик на основе оксида эрбия двумя методами: с помощью пробных источников излучения и методом «поляризационный шаг». Использование совместно данных методов позволило обнаружить корреляцию между шириной полосы поглощения материала и характерным

масштабом изменения постоянной Верде. На основании измерений постоянной Верде был предложен вид аппроксимации экспериментальных данных для диапазона длин волн (400 – 1100) нм с учетом как основных полос поглощения материала в УФ – области, так и большинства линий поглощения в исследуемом спектральном диапазоне.

Пункт 3.4. посвящен исследованию магнитооптических свойств теллуритных стекол различного состава. В пункте исследуется зависимость постоянной Верде от длины волны в диапазоне (405 – 1561) нм и температуры в диапазоне (80 – 300)°К. По результатам эксперимента излучения и обсуждены перспективы использования теллуритных стекол в качестве МОЭ в устройствах, работающих на основе эффекта Фарадея.

В *Заключении* обсуждаются основные результаты работы.

Достоверность полученных результатов

Основные положения диссертации опубликованы в ведущих зарубежных журналах, докладывались на региональных, всероссийских и международных конференциях, обсуждались на семинарах в ИПФ РАН. Достоверность полученных экспериментальных результатов подтверждается их соответствием предварительным теоретическим оценкам и зависимостям, полученным в более ранних работах, а также сторонними источникам данных.

Апробация результатов и публикации

Основные результаты работы докладывались на следующих региональных, всероссийских и международных конференциях:

1. Международная конференция “LASER OPTICS 2014“, 2014, Санкт – Петербург, Россия.
2. Международный симпозиум “Topical problems of nonlinear wave physics”, (NWP – 2014), 2014, Нижний Новгород, Россия.
3. Международные конференции: “Frontiers in Optics 2015”, (FIO 2015), San Jose, CA, USA; “Frontiers in Optics 2016”, (FIO 2016), Rochester, NY, USA.
4. XVII научная школа “Нелинейные волны – 2016”, Нижний Новгород, Россия.
5. Региональные конференции “Двадцатая научная конференция по радиофизике, посвященная 110 – летию со дня рождения Г.С. Горелика”, Нижний Новгород, Россия; “Двадцать первая научная конференция по радиофизике”, Нижний Новгород, Россия.

6. Международный симпозиум “20th International Symposium on Non-Oxide and New Optical Glasses”, (ISNOG 2016), Нижний Новгород, Россия.
7. Международная конференция (ICONO – LAT 2016), Minsk, Belarus.
8. Международные конференции: “Optics + Optoelectronics 2017”, Czech Republic, Prague; “Optics + Optoelectronics 2019”, Czech Republic, Prague.
9. Международная конференция: “Optics + Photonics 2017”, San Diego, CA, USA.
10. Четырнадцатый международный симпозиум по лазерной керамике “14th Laser Ceramics Symposium”, 2018, Okazaki, Japan.
11. Международные конференции: LIGO – VIRGO meeting September 2019, September 2 – 6, 2019, Poland, Warsaw; LIGO – VIRGO meeting September 2020, September 14 – 17, 2020 (online).

Часть представленных результатов докладывалась на XVIII конкурсе молодых ученых и семинарах отдела 350 в ИПФ РАН.

По теме диссертации опубликовано 9 статей в международных реферируемых журналах [A1–A9], индексируемых в базах данных Web of Science и Scopus; 15 материалов, включающих в себя статьи в сборниках трудов конференций и тезисы докладов [B1–B15]. Индекс Хирша (*h – index*) автора на момент написания диссертации – 4 (Scopus, Web of Science).

Результаты диссертационной работы были отмечены наградами:

1. Стипендия им. академика Г. А. Разуваева 2019 – 2020 уч. г.
2. Стипендия Президента РФ обучающимся по направлениям подготовки, соответствующим приоритетным направлениям модернизации и технологического развития российской экономики, 2019 – 2020 уч. г.

Личный вклад автора

Научным руководителем И. Л. Снетковым были поставлены задачи и определены основные направления исследования.

В основу теоретических исследований автора легли работы Е. А. Хазанова по расчету термонаведенных искажений излучения в оптических элементах при наличии в них циркулярного двулучепреломления, основанные на методе матриц Джонса. Автором была построена теоретическая модель, позволяющая рассчитывать фазовые искажения излучения в кубических кристаллах в произвольной ориентации кристаллографических осей и стекле, в присутствии циркулярного двулучепреломления. Анализ полученных выражений и их интерпретация были проведены автором лично. В основу экспериментальных исследований

автора легли работы И. Л. Снеткова, А. В. Старобора, О. В. Палашова. Эксперимент и интерпретация результатов по измерению зависимости параметра оптической анизотропии от длины волны были проведены совместно с И.Л. Снетковым. Сборка и настройка оптических схем, измерение тепловой линзы и экспериментальных зависимостей параметра оптической анизотропии от температуры и концентрации допанта, а также измерения термонаведенной деполяризации, максимальной температуры, постоянной Верде в керамиках и стеклах проводилось автором лично. Полученные экспериментальные результаты были обработаны и интерпретированы непосредственно автором и обсуждались с И. Л. Снетковым, О. В. Палашовым и Е. А. Хазановым.

Благодарности

Автор благодарен семье и друзьям за поддержку в процессе написания диссертации. Автор выражает благодарность глубокую своему научному руководителю И. Л. Снеткову за проявленное терпение, важные дискуссии, поддержку и опыт экспериментальной и теоретической работы, который был передан автору. Также, автор выражает благодарность О. В. Палашову и Е. А. Хазанову за плодотворные обсуждения результатов работы, а также всем коллегам за плодотворное сотрудничество.

Также, автор считает важным выразить благодарность С. С. Балабанову и Д. А. Пермину (за возможность исследовать керамику на основе редкоземельных металлов), В. В. Дорофееву (за предоставленные образцы высокочистых теллуридных стекол), Джангу Ли (за возможность исследовать образцы керамики TAG).

Глава 1. Тепловая линза в оптических элементах

Поглощение проходящего оптический элемент излучения проявляет себя в увеличении температуры в объеме ОЭ в появлении в нем градиента температуры и температурных напряжений и деформаций и возникновению термонаведенного двулучепреломления из-за фотоупругого эффекта, что выражается в изменении показателя преломления, длины и кривизны торцов ОЭ и как следствие, в возникновении тепловой линзы (Рис.1).

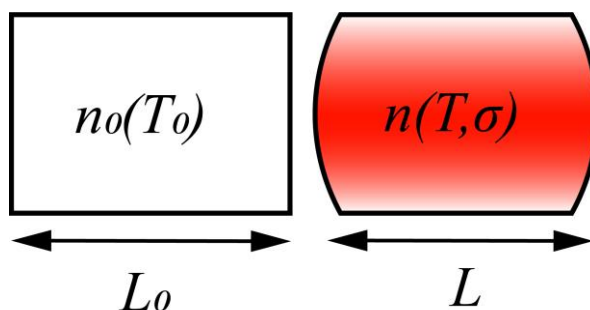


Рис. 1 Схематический вид тепловой линзы.

Проблема описания тепловой линзы может быть решена в два этапа. На первом этапе вычисляется распределение температуры в ОЭ, определяемое профилем проходящего излучения. После этого вычисляются термонаведенные напряжения и деформации. В общем случае, расчет компонент тензора напряжений и деформаций является трудной задачей, однако на практике, используют приближение плоской деформации со свободными концами [142], которое хорошо выполняется для случая распространения излучения вдоль оси ОЭ (например, при торцевой накачке АЭ или в проходном ОЭ). Далее, используя тензор деформаций, вычисляются компоненты тензора диэлектрической непроницаемости и набег фазы.

В большинстве оптических систем ОЭ имеют цилиндрическую форму в связи тем, что она позволяет просто осуществить теплоотвод от боковой поверхности или от одного торцов (в случае дисковых ОЭ), например, при помощи водяного охлаждения. Существует два важных практических приближения геометрии ОЭ: «длинный стержень» ($R_0 \ll L$) и «тонкий диск» ($L \ll r_h \ll R_0$), где L – длина ОЭ, R_0 – радиус ОЭ, r_h – радиус проходящего греющего излучения. При вычислении упругих деформаций в настоящей работе, будем пользоваться приближением

«длинный стержень». Данное рассмотрение не ограничивает общность полученных результатов.

Распределение источников тепловыделения в цилиндрическом ОЭ будем считать осесимметричным, совпадающим с продольной осью z ОЭ и теплоотвод, не зависящий ни от продольной координаты z ни от полярного угла φ . Следовательно, для кристалла, стекла или керамики с изотропной теплопроводностью, распределение температуры будет также осесимметричным и зависеть только от поперечной координаты \vec{r} (Рис. 2).

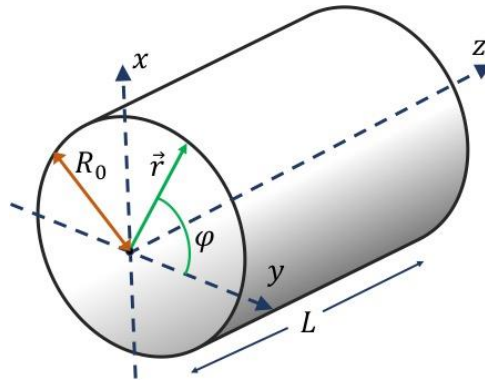


Рис. 2 Геометрия ОЭ в полярной системе координат (\vec{r}, φ) .

1.1. Вычисление компонент тензора диэлектрической непроницаемости, вызванных фотоупругим эффектом в кубических кристаллах

Связь между возникающими напряжениями и градиентами температур были рассмотрены в работах [50,54,142] и описываются уравнением теплопроводности с источником, определяемым градиентом температуры. В приближении изотропной упругости и изотропного коэффициента теплопроводности материалов, уравнение теплопроводности имеет вид:

$$\frac{3(1-\nu)}{(1+\nu)} \cdot grad(div(\vec{u})) - \frac{3(1-2\nu)}{2(1+\nu)} rot(rot(\vec{u})) = \alpha_T \cdot grad(T) \quad (1.1)$$

где \vec{u} – вектор смещений, ν – коэффициент Пуассона, α_T – коэффициент теплового линейного расширения, $grad(T)$ – градиент температуры. Для аксиально – симметричного распределения температуры в цилиндрическом ОЭ, в предположении, что $\vec{u} = u(u_r(r), 0, u_z(z))$ и плоской деформации со свободными концами $\varepsilon_{zz} = 2 \alpha_T \dot{t}(R_0)$, в полярной системе координат, тензор деформаций ε имеет диагональный вид и его компоненты задаются выражениями, приведенными в работе [142]. Поперечное распределение температуры определяется в виде:

$$\hat{T}(r) = \frac{1}{r^2} \int_0^r T(r) r dr. \quad (1.2)$$

Используя закон Гука, решение уравнения (1.1) для деформаций можно переписать через напряжения, в этом случае тензор напряжений σ будет иметь также диагональный вид:

$$\begin{aligned} \sigma_{rr} &= \frac{\alpha_T E}{1-\nu} [\hat{T}(R_0) - \hat{T}(r)] \\ \sigma_{\varphi\varphi} &= \frac{\alpha_T E}{1-\nu} [\hat{T}(R_0) + \hat{T}(r) - T(r)], \\ \sigma_{zz} &= \frac{\alpha_T E}{1-\nu} [2\hat{T}(R_0) - T(r)] \end{aligned} \quad (1.3)$$

где E – модуль Юнга.

Вследствие того, что изменение температуры на постоянную величину не приводит к фазовым искажениям излучения, можно положить $T(R_0) = 0$. В этом случае выражения для температуры могут быть переписаны через ее градиент в виде:

$$\begin{aligned} T(r) &= -\frac{1}{r^2} \int_r^{R_0} \frac{dT}{d\eta} d\eta \\ \hat{T}(r) &= \frac{T(r)}{2} - \frac{1}{2r^2} \int_0^r \frac{dT}{d\eta} \eta^2 d\eta. \\ \hat{T}(R_0) &= -\frac{1}{R_0^2} \int_0^{R_0} \frac{dT}{d\eta} \eta^2 d\eta \end{aligned} \quad (1.4)$$

Таким образом, для дальнейших вычислений нас будет интересовать только градиент температуры (1.4), который может быть найден из решения стационарного уравнения теплопроводности для аксиально – симметричного распределения температуры в полярной системе координат:

$$-\kappa \left[\frac{d^2}{dz^2} + \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{d}{dr} \right) \right] T(r, z) = q(r, z), \quad (1.5)$$

где κ – коэффициент теплопроводности, $T(r, z)$ – распределение температуры, $q(r, z)$ – плотность мощности тепловыделения. Пусть плотность мощности тепловыделения в ОЭ аксиально – симметрично и не зависит от продольной координаты z , тогда $q(r, z)$ можно записать в виде:

$$q(u) = P_h \left[L\pi r_h^2 \int_0^{\rho} F_h(u) du \right]^{-1} F_h(u), \quad (1.6)$$

где P_h – мощность тепловыделения в образце, $(r_h)^2$ – радиус источника тепловыделения, $F_h(u)$ – профиль источников тепловыделения, $u = (r / r_h)^2$, $\rho = (R_0 / r_h)^2$. Интеграл в выражении (1.6) без ограничения общности положим равным единице.

Используя приближение «длинный стержень», пренебрежем производной и зависимостью от продольной координаты z в уравнении (1.5). Подставляя (1.6) в (1.5) и затем, решая с граничным условием $dT / dr(r = 0) = 0$ в силу аксиальной симметрии задачи, получим выражение для градиента температур:

$$\frac{dT}{dr} = -\frac{P_h}{2\pi r \kappa L} \times \int_0^{r^2/r_h^2} F_h(u) du. \quad (1.7)$$

Таким образом, подстановка выражения (1.7) в (1.4) и, далее в (1.3) позволяет получить компоненты тензора напряжений, вызванные прохождением пучка через цилиндрический образец в приближении «длинный стержень» в полярной системе координат. Анализ выражений для компонент тензора напряжений и деформаций и выражение для градиента температуры для геометрии ОЭ «тонкий диск» были получены в работах [78,142].

Оптическая анизотропия прозрачных диэлектрических сред описывается тензором второго ранга – тензором диэлектрической проницаемости [50,143]. Для удобства можно ввести тензор диэлектрической непроницаемости \mathbf{B} – обратный ему. Компоненты тензора \mathbf{B} записываются в виде [50]:

$$B_{ij} = \frac{1}{n_{ij}^2}. \quad (1.8)$$

Для изотропного материала, например, стекло или кубический кристалл, первое слагаемое в разложении тензора диэлектрической непроницаемости \mathbf{B} равно $1/(n_0)^2$, где n_0 – «холодный» показатель преломления, связанный с внутренними дефектами оптического элемента и наличием в нем упругих напряжений, которые могли возникнуть, например, при его изготовлении. В этом случае, главные оси эллипсоида, описывающего показатель преломления напряженного материала, совпадают с направлениями главных осей напряжений и деформаций.

При наличии фотоупругого эффекта, в выражение (1.8) добавляется поправка ΔB , которая определяет вклад упругих напряжений и деформаций, связанный с изменением показателя преломления:

$$B_{ij} = \frac{1}{n_{ij}^2} + \Delta B_{ij}, \quad \Delta B_{ij} = -\frac{2}{n_{ij}^3} \cdot \Delta n_{ij}. \quad (1.9)$$

В этом случае, в изотропном материале, индикатриса показателя преломления деформируется из сферы с радиусом n_0 в двусосный эллипсоид, причем в каждой точке поперечного сечения (\vec{r}, φ) у него будет свое направление и величина главных полуосей n_1 и n_2 . Их направления определяются углом наклона Ψ , относительно лабораторной, декартовой, системы координат (Рис. 3).

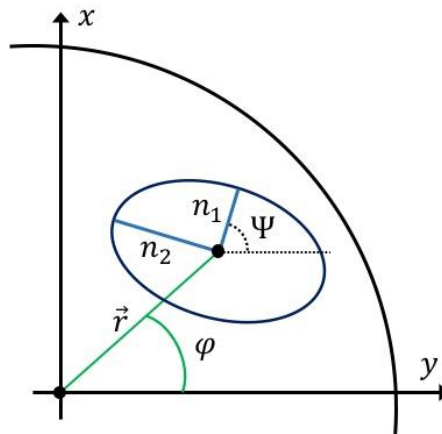


Рис. 3 Изменение индикатрисы показателя преломления в термонагруженном ОЭ в присутствии фотоупругого эффекта.

Когда показатель преломления для каждой из собственных линейных поляризаций δ_1 и δ_2 не зависит от продольной координаты L , разность фаз между ними будет определяться в виде:

$$\delta_l = k \int_0^L (n_1 - n_2) dz = \delta_1 - \delta_2, \quad (1.10)$$

где $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число, λ – длина волны излучения.

Средняя фаза между собственными линейными поляризациями будет определяться как:

$$\psi = \frac{k}{2} \int_0^L (n_1 + n_2) dz = \frac{(\delta_1 + \delta_2)}{2}. \quad (1.11)$$

Ее величина одинакова для любых двух ортогональных поляризаций и, следовательно, не зависит от состояния поляризации падающего излучения.

Значения величин δ_l , ψ и Ψ можно найти, используя значения компонент тензора $\Delta\mathbf{B}$, записанного в декартовой системе координат (x, y, z) , а затем, повернутой на угол Ψ . Приведенные выражения хорошо известны из расчетов термонаведенной деполяризации излучения [60]:

$$\delta_l = \pm \frac{kLn_0^3}{2} \sqrt{(\Delta B_{11} - \Delta B_{22})^2 + (2\Delta B_{12})^2}, \quad (1.12)$$

$$\tan(2\Psi) = \frac{2\Delta B_{12}}{\Delta B_{11} - \Delta B_{22}}, \quad (1.13)$$

$$\psi = kL \left[n_0 - \frac{n_0^3}{4} (\Delta B_{11} + \Delta B_{22}) \right] \quad (1.14)$$

Из выражений (1.12) и (1.13) также, следуют выражения необходимые для дальнейшего анализа:

$$\delta_l \cos(2\Psi) = \frac{kLn_0^3}{2} \cdot 2\Delta B_{12}, \quad (1.15)$$

$$\delta_l \sin(2\Psi) = \frac{kLn_0^3}{2} \cdot (\Delta B_{11} - \Delta B_{22}). \quad (1.16)$$

Таким образом, выражения (1.12) – (1.14) в общем случае определяют линейное двулучепреломление и набег фазы прошедшего излучения через ОЭ вызванные фотоупругим эффектом в системе координат, связанной с собственными поляризациями среды.

В первом приближении, компоненты тензора $\Delta\mathbf{B}$ в системе координат, связанной с кристаллографическими осями ОЭ определяются через тензор напряжений σ в виде [37]:

$$\Delta B_{ij} = \pi_{ijkl} \sigma_{kl} - \frac{2}{n_0^3} \beta_T \Big|_{\sigma=0} \delta_{ij}, \quad (1.17)$$

где $\pi_{ijkl}(i, j, k, l = 1, 2, 3)$ – коэффициенты пьезооптического тензора 4^{o2o} ранга, имеющие размерность $[\text{Па}^{-1}]$, $\beta_T \Big|_{\sigma=0} = dn/dT \Big|_{\sigma=0}$ – изменение показателя преломления, вызванное

температурой, при постоянном напряжении σ , δ_{ij} – символ Кронекера. В случае кристаллов с кубической симметрией, для коэффициентов с индексами i и j будет выполнено: $B_{ij} = B_{ji}$, следовательно и $\Delta B_{ij} = \Delta B_{ji}$ будет справедливо при любых σ_{kl} .

Используя закон Гука можно переписать (1.17) через тензор деформаций ε :

$$\Delta B_{ij} = p_{ijkl} \varepsilon_{kl} - \frac{2}{n_0^3} \beta_T \Big|_{\varepsilon=0} \delta_{ij}, \quad (1.18)$$

где $p_{ijkl} (i, j, k, l = 1, 2, 3)$ – коэффициенты фотоупругого тензора 4^{o2o} ранга, безразмерные, ε – тензор деформаций. В данном случае температурный коэффициент $\beta_T \Big|_{\varepsilon=0} = dn/dT \Big|_{\varepsilon=0}$ необходимо вычислять при постоянной деформации ε .

Связь между фотоупругими p_{ijkl} и пьезооптическими π_{ijkl} коэффициентами определяется как [37]:

$$p_{ijkl} = \pi_{ijmn} c_{mnkl}, \quad (1.19)$$

где c_{mnkl} – константы упругой жесткости материала [50].

Используя обозначения Ная [50], можно переписать тензора, входящие в выражения (1.17) – (1.19) в матричной форме, перейдя от 4 – индексных обозначений к 2 – индексным по правилу ($ij \rightarrow m$: 11→1, 22→2, 33→3, 12→4, 13→5, 23→6), а тензора напряжений ε и деформаций σ – в виде вектор – столбца:

$$\Delta B_m = \pi_{mn} \sigma_n - \frac{2}{n_0^3} \beta_T \Big|_{\sigma=0} \delta_m, \quad (1.20)$$

$$\Delta B_m = p_{mn} \varepsilon_n - \frac{2}{n_0^3} \beta_T \Big|_{\varepsilon=0} \delta_m. \quad (1.21)$$

При этом $\Delta B_m = \Delta B_{ji}$ для любого индекса m , а коэффициенты тензоров и соответствующих им матриц будут записаны в виде:

$$\begin{aligned} \pi_{mn} &= \pi_{ijkl}, & n &= 1, 2, 3; \\ \pi_{mn} &= 2\pi_{ijkl}, & n &= 4, 5, 6; \\ p_{mn} &= p_{ijkl}, & m, n &= 1 \dots 6; \end{aligned} \quad (1.22)$$

$$\begin{aligned}\sigma_n &= \sigma_{ij}, \quad n = 1 \dots 6; \\ \varepsilon_n &= \varepsilon_{ij}, \quad n = 1, 2, 3; \\ \varepsilon_n &= 2\varepsilon_{ij}, \quad n = 4, 5, 6.\end{aligned}\tag{1.23}$$

Формы матриц π , p , c определяются симметрией кристалла и приведены в литературе [50]. Для всех кубических кристаллов, рассматриваемых в настоящей работе, вид матриц π , p , c совпадает, и имеет вид:

$$\begin{pmatrix} \bullet_{11} & \circ_{12} & \circ_{13} & 0 & 0 & 0 \\ \circ_{21} & \bullet_{22} & \circ_{23} & 0 & 0 & 0 \\ \circ_{31} & \circ_{32} & \bullet_{33} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \times_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \times_{55} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \times_{66} \end{pmatrix}.\tag{1.24}$$

Одинаковыми символами в матрице (1.24) обозначены равные по значению коэффициенты. Как видно из выражения (1.24), каждый из тензоров имеет 3 независимых компоненты с индексами (11; 12; 44). Для материалов с кубической симметрией, из сравнения выражений (1.20) и (1.21), с подстановкой выражения (1.19) следует соотношение:

$$\frac{\pi_{44}}{\pi_{11} - \pi_{12}} = \frac{2p_{44}}{p_{11} - p_{12}} \cdot \frac{c_{11} - c_{12}}{2c_{44}}.\tag{1.25}$$

Для упруго – изотропных материалов, например, стекло, выполняется $(c_{11} - c_{12}) / 2c_{44} = 1$ и $\pi_{44} / (\pi_{11} - \pi_{12}) = 2p_{44} / (p_{11} - p_{12}) = 1$.

В литературных источниках часто приводятся значения температурного коэффициента показателя преломления dn / dT без уточнения, при каких условиях проводились измерения, а именно, при постоянной деформации или при постоянном напряжении. Для определения коэффициента dn / dT кристаллических сред используются разные методы, которые основаны либо на геометрической оптике (измерение отклонения луча после прохождения ОЭ) [144], либо на интерферометрических методах (измерение смещений распределения интерференционных полос) [145]. В таких методах коэффициент dn / dT измеряется в некоторой комбинации с коэффициентом теплового расширения α_T . При измерении образец подвергается воздействию температур, при этом кристалл может свободно расширяться и повышение температуры в материале должно быть равномерным. В общем случае, когда температура T является линейной функцией декартовых координат, деформация соответствует

свободному тепловому расширению, а каждый элемент объема удовлетворяет условиям совместности для сплошной среды и, следовательно, тепловые напряжения отсутствуют [142]. Таким образом, практически во всех случаях измеренный температурный коэффициент показателя преломления dn/dT соответствует $(dn/dT)|_{\sigma=0}$. Коэффициент $(dn/dT)|_{\varepsilon=0}$ также может быть измерен напрямую, при условии того, что ОЭ не будет иметь возможности свободно расширяться в окружающее пространство, то есть при наличии давления на поверхность ОЭ. Аккуратный расчет позволяет привести в соответствие друг другу выражения для тензора диэлектрической непроницаемости ΔB вычисленные по выражениям (1.20) и (1.21). Анализ связи между температурными коэффициентами, вычисленными при постоянных деформациях или напряжениях был произведен в работе [146]:

$$\left. \frac{dn}{dT} \right|_{\sigma=0} = \left. \frac{dn}{dT} \right|_{\varepsilon=0} - \frac{\alpha_T n_0^3}{2} (p_{11} + 2p_{12}), \quad (1.26)$$

$$\left. \frac{dn}{dT} \right|_{(\varepsilon=0)} = \left. \frac{dn}{dT} \right|_{(\sigma=0)} + \frac{\alpha_T n_0^3 E}{2(1-2\nu)} (\pi_{11} + 2\pi_{12}). \quad (1.27)$$

Связь между пьезооптическими π_{ij} и фотоупругими p_{ij} коэффициентами в случае упругой изотропии задается в виде [50,146]:

$$\begin{aligned} \pi_{11} &= \frac{p_{11} - 2\nu p_{12}}{E} \\ \pi_{12} &= \frac{[1-\nu] p_{12} - \nu p_{11}}{E}, \\ \pi_{44} &= \frac{2[1+\nu] p_{44}}{E} \end{aligned} \quad (1.28)$$

В дальнейшем, для вычисления компонент тензора диэлектрической непроницаемости ΔB мы будем использовать выражение (1.20), а переход от вида его вычисленных компонент через деформации к виду, вычисленному через напряжения, можно легко осуществить при использовании формулы (1.28).

Рассмотрим методику вычисления компонент тензора диэлектрической непроницаемости в случае произвольной ориентации кристаллографических осей. В общем случае лабораторная система координат (x, y, z) не совпадает с кристаллографической, определяемой направлениями (a, b, c) . Впервые методика вычисления тензора диэлектрической непроницаемости ΔB

представлена в работе [51], а на случай произвольной ориентации кристаллографических осей обобщена в работах, например, [60,63].

Согласно данной методике, основные шаги заключаются в преобразовании тензора деформаций (1.2) из полярной в декартову систему координат (x, y, z) . Затем, он преобразуется в декартову систему, повернутую относительно системы координат (x, y, z) на углы Эйлера, $\Phi \in (-\pi, \pi)$, $\beta \in (0, \pi)$, $\alpha \in (-\pi, \pi)$. После преобразования оси (x, y, z) будут совпадать с кристаллографическими осями (a, b, c) . Далее, необходимо воспользоваться преобразованием Ная и вычислить компоненты тензора диэлектрической непроницаемости в системе координат, совпадающей с кристаллографическими осями (a, b, c) (1.20). Финальный этап заключается в преобразовании тензора $\Delta \mathbf{B}$ путем трех поворотов на углы Эйлера (α, β, Φ) обратно в лабораторную систему координат (x, y, z) и нахождении термонаведенных фазовых искажений. В этом случае углы Эйлера (α, β, Φ) однозначно определяют ориентацию кристаллографических осей ОЭ: пара углов (α, β) определяет ориентацию осей кристалла, а угол Φ соответствует углу вращения ОЭ вокруг оси z .

Выполняя описанную выше последовательность действий с тензором деформаций (1.3), можно получить выражения для компонент тензора диэлектрической непроницаемости ΔB_{11} , ΔB_{22} и ΔB_{12} в произвольной ориентации кристаллографических осей, вычисляя их по формуле (1.17). Далее, подставляя компоненты тензора деформаций (1.3), выраженные через градиенты температуры (1.7), в компоненты тензора диэлектрической непроницаемости ΔB_{11} , ΔB_{22} и ΔB_{12} , получим:

$$\begin{aligned} \Delta B_{11} &= C_1 - \frac{P}{kLn_0^3} \left[\frac{P}{Q} \cdot f(u) - (\xi - 1) \cdot K_1 \cdot g(u, \rho) - (\xi - 1) \cdot [\cos(2\varphi) B_1^{\cos} + \sin(2\varphi) B_1^{\sin}] \cdot h(u) \right], \\ \Delta B_{22} &= C_1 - \frac{P}{kLn_0^3} \left[\frac{P}{Q} \cdot f(u) - (\xi - 1) \cdot K_2 \cdot g(u, \rho) - (\xi - 1) \cdot [\cos(2\varphi) B_2^{\cos} + \sin(2\varphi) B_2^{\sin}] \cdot h(u) \right], \\ \Delta B_{12} &= \frac{P}{kLn_0^3} \left[(\xi - 1) \cdot K_3 \cdot g(u, \rho) + (\xi - 1) \cdot [\cos(2\varphi) B_{12}^{\cos} + \sin(2\varphi) B_{12}^{\sin}] \cdot h(u) \right], \\ C_1 &= \frac{P}{kLn_0^3} \left[\frac{P}{Q} \cdot [f(\rho) - h(\rho)] + \frac{\beta_T}{Q} h(\rho) \right]. \end{aligned} \tag{1.29}$$

Выражения (1.29) определяют компоненты тензора диэлектрической непроницаемости ΔB_{11} , ΔB_{22} и ΔB_{12} для кубического кристалла в произвольной ориентации кристаллографических осей с произвольными источниками тепловыделения. Коэффициенты B_k^{\cos} , B_k^{\sin} , $(k = 1, 2, 12)$ $K_{1,2,3}$ записаны в виде:

$$\begin{aligned}
 B_1^{\cos} &= \frac{1}{2} \cdot (q_3 \cos(4\Phi) + q_4 \cos(2\Phi) - q_1 \sin(4\Phi) + q_2 \sin(2\Phi) - q_5) + \frac{1}{\xi - 1}, \\
 B_1^{\sin} &= \frac{1}{2} \cdot (q_1 \cos(4\Phi) - q_2 \cos(2\Phi) + q_3 \sin(4\Phi) + q_4 \sin(2\Phi)), \\
 B_2^{\cos} &= \frac{1}{2} \cdot (-q_3 \cos(4\Phi) + q_4 \cos(2\Phi) + q_1 \sin(4\Phi) + q_2 \sin(2\Phi) + q_5) - \frac{1}{\xi - 1}, \\
 B_2^{\sin} &= \frac{1}{2} \cdot (-q_1 \cos(4\Phi) - q_2 \cos(2\Phi) - q_3 \sin(4\Phi) + q_4 \sin(2\Phi)), \\
 B_{12}^{\cos} &= \frac{1}{2} \cdot (q_1 \cos(4\Phi) + q_3 \sin(4\Phi)), \\
 B_{12}^{\sin} &= \frac{1}{2} \cdot (q_1 \sin(4\Phi) - q_3 \cos(4\Phi) - q_5) + \frac{1}{\xi - 1}, \\
 K_1 &= \frac{1}{2} \cdot (q_4 \cos(2\Phi) + q_2 \sin(2\Phi) + q_6), \\
 K_2 &= -\frac{1}{2} \cdot (q_4 \cos(2\Phi) + q_2 \sin(2\Phi) - q_6), \\
 K_3 &= \frac{1}{2} \cdot (q_4 \sin(2\Phi) - q_2 \cos(2\Phi)), \\
 q_1 &= \frac{1}{2} \cdot \sin(4\alpha) \cos(\beta) (1 + \cos^2(\beta)), \\
 q_2 &= \frac{1}{2} \cdot \sin(4\alpha) \cos(\beta) \sin^2(\beta), \\
 q_3 &= \frac{1}{4} \cdot \sin^2(2\beta) - 1 + \sin^2(2\alpha) \left[\cos^2(\beta) + \frac{1}{4} (1 + \cos^2(\beta))^2 \right], \\
 q_4 &= \frac{1}{2} \cdot \left[\sin^2(2\alpha) (\cos^4(\beta) - 1) + \sin^2(2\beta) \right], \\
 q_5 &= -\frac{1}{4} \cdot \sin^2(2\beta) - 1 + \sin^2(2\alpha) \left[\cos^2(\beta) - \frac{1}{4} (1 + \cos^2(\beta))^2 \right], \\
 q_6 &= \sin^2(2\alpha) \sin^2(\beta) + q_4.
 \end{aligned} \tag{1.30}$$

$$p = -\frac{P_h Q}{\lambda \kappa}, \tag{1.31}$$

$$\xi = \frac{\pi_{44}}{\pi_{11} - \pi_{12}}. \tag{1.32}$$

где Q , P – термооптические характеристики среды, p – нормированная мощность тепловыделения, C_1 – константа, зависящая от параметров излучения и материальных констант среды, ξ – параметр оптической анизотропии. Интегралы от поперечного профиля источников тепловыделения представлены в виде:

$$\begin{aligned}
 f(u) &= \int_0^u \frac{dz}{z} \int_0^{\bar{z}} F_h(\zeta) d\zeta, \quad h(u) = \frac{1}{u} \int_0^u dz \int_0^{\bar{z}} F_h(\zeta) d\zeta, \\
 g(u, \rho) &= \frac{1}{\rho} \int_0^\rho \frac{dz}{z} \int_0^{\bar{z}} F_h(\zeta) d\zeta - \int_u^\rho \frac{dz}{z} \int_0^{\bar{z}} F_h(\zeta) d\zeta = \\
 &= f(u) - f(\rho) + h(\rho),
 \end{aligned} \tag{1.33}$$

В приближении «длинного стержня» термооптические характеристики среды P и Q будут иметь вид:

$$\begin{aligned} P &= \beta_T \Big|_{\sigma=0} + \frac{\alpha_T E n_0^3 (\pi_{11} + 3\pi_{12})}{4(1-\nu)}, \\ Q &= \frac{\alpha_T E n_0^3 (\pi_{11} - \pi_{12})}{4(1-\nu)}. \end{aligned} \quad (1.34)$$

Полученные формулы (1.29) проверены численно и полностью совпадают с полученными ранее выражениями для тензора диэлектрической непроницаемости, представленными в работах [37,67,77], с точностью до замены пьезооптических коэффициентов на фотоупругие, согласно правилу (1.26), (1.28). Выполнив данную подстановку, можно получить термооптические характеристики среды P и Q записанные через фотоупругие коэффициенты p_{ij} :

$$\begin{aligned} P &= \beta_T \Big|_{\varepsilon=0} - \frac{\alpha_T (1+\nu) n_0^3}{4(1-\nu)} (p_{11} + p_{12}), \\ Q &= \frac{\alpha_T (1+\nu) n_0^3}{4(1-\nu)} (p_{11} - p_{12}). \end{aligned} \quad (1.35)$$

и параметр оптической анизотропии:

$$\xi = \frac{2p_{44}}{p_{11} - p_{12}}. \quad (1.36)$$

Выражения (1.35) и (1.36) совпадают с аналогичными, полученными в работе [56]. Как видно из выражения (1.29), термооптические характеристики P и Q входят аддитивно в компоненты тензора диэлектрической непроницаемости, и следовательно, не влияют на их зависимость от углов Эйлера, определяющих ориентацию кристаллографических осей. Таким образом, выражения (1.29) могут быть легко переписаны для приближения «тонкий диск», учитывая вид термооптических характеристик P и Q , представленный в работе [78].

1.2. Описание тепловой линзы в оптическом элементе с помощью формализма матриц Джонса с учетом циркулярного двулучепреломления

Матрица Джонса для кристаллического термонагруженного ОЭ при наличии линейного и циркулярного двулучепреломлений может быть представлена в виде [56,147]:

$$\mathbf{M} = \exp(i\psi) \sin\left(\frac{\delta}{2}\right) \cdot \begin{pmatrix} \cot\left(\frac{\delta}{2}\right) + i\frac{\delta_l}{\delta} \cos(2\Psi) & \frac{\delta_c}{\delta} - i\frac{\delta_l}{\delta} \sin(2\Psi) \\ -\frac{\delta_c}{\delta} - i\frac{\delta_l}{\delta} \sin(2\Psi) & \cot\left(\frac{\delta}{2}\right) - i\frac{\delta_l}{\delta} \cos(2\Psi) \end{pmatrix}, \quad (1.37)$$

$$\delta^2 = \delta_c^2 + \delta_l^2, \quad (1.38)$$

где δ_l , δ_c – разность фаз собственных поляризаций при линейном и циркулярном двулучепреломлении, соответственно. Величины δ_l и ψ определяются выражениями (1.10) и (1.11), соответственно. В МОЭ угол фарадеевского вращения определяется через величину циркулярного двулучепреломления как $\delta_c(T, \lambda, r)/2 = \theta_F(T, \lambda, r)$. В общем случае, угол $\theta_F(T, \lambda, r)$ может зависеть от поперечной координаты r , в связи с неоднородным распределением магнитного поля $B(r, z)$ в магнитной системе и наличием градиента температуры в ОЭ. Зависимость $\theta_F(T, \lambda, r)$ от длины волны излучения λ и температуры T , возникает из-за зависимости от них постоянной Верде. Угол вращения плоскости поляризации определяется как:

$$\theta_F(T, \lambda, r) = \int_0^L V(T, \lambda, r, z) B(r, z) dz \quad (1.39)$$

где V – постоянная Верде материала МОЭ, $B(r, z)$ – величина магнитного поля. В случае однородного распределения магнитного поля в магнитной системе и термостабилизированного ОЭ, выражение (1.39) можно переписать в более простой вид:

$$\theta_F = V \cdot B \cdot L, \quad V = \frac{\theta_F}{B \cdot L} \quad (1.40)$$

Для практических применений важным случаем является МОЭ, находящийся в изоляторе Фарадея, для которого $\theta_F = \delta_c/2 = \pi/4$. Для выполнения данного условия, по известным значениям постоянной Верде V и магнитного поля B , подбирается длина L МОЭ, необходимая для поворота плоскости поляризации на угол θ_F . Другие важные случаи – проходной ОЭ или АЭ, для которых $\delta_c = \theta_F = 0$.

В общем случае, поле после прохождения МОЭ \mathbf{E}_{out} может быть найдено с использованием матрицы Джонса \mathbf{M} (1.37) и поля на входе \mathbf{E}_{in} в виде:

$$\mathbf{E}_{out} = \mathbf{R} \times \mathbf{M} \times \mathbf{E}_{in} \quad (1.41)$$

\mathbf{R} – матрица поворота в виде:

$$\mathbf{R} = \begin{pmatrix} \cos\left(\frac{\delta_c}{2}\right) & -\sin\left(\frac{\delta_c}{2}\right) \\ \sin\left(\frac{\delta_c}{2}\right) & \cos\left(\frac{\delta_c}{2}\right) \end{pmatrix}, \quad (1.42)$$

Матрица поворота (1.42) подбирается так, что при отсутствии линейного двулучепреломления δ_l выполнялось условие $\mathbf{E}_{out} = \mathbf{E}_{in}$. Пусть на ОЭ падает линейно – поляризованное излучение по оси x : $\mathbf{E}_{in} = E_0 \vec{x}$, тогда суммарный набег фазы ψ_Σ тепловой линзы будет определяться в виде:

$$\begin{aligned} \psi_\Sigma = \arg((\mathbf{R} \times \mathbf{M})_{11}) = \psi + \arg\left(\cos\left(\frac{\delta}{2}\right)\cos\left(\frac{\delta_c}{2}\right) + \frac{\delta_c}{\delta}\sin\left(\frac{\delta}{2}\right)\sin\left(\frac{\delta_c}{2}\right) + \right. \\ \left. + i\frac{\delta_l}{\delta}\sin\left(\frac{\delta}{2}\right)\left[\cos\left(\frac{\delta_c}{2}\right)\cos(2\Psi) + \sin\left(\frac{\delta_c}{2}\right)\sin(2\Psi)\right]\right), \end{aligned} \quad (1.43)$$

Первое слагаемое в выражении (1.43) описывает среднюю фазу между двумя собственными ортогональными поляризациями (1.11). Второе слагаемое в выражении (1.43) отвечает за «поляризационный астигматизм» тепловой линзы, введенный в работе [78] для случая ОЭ в отсутствии циркулярного двулучепреломления. Очевидно, что его величина зависит от типа поляризации на входе в оптический элемент.

Раскладывая в ряд Тейлора вторую часть выражения (1.43) в приближении слабого линейного двулучепреломления ($\delta_l \ll 1$), и используя выражения (1.14) – (1.16), ψ_Σ можно записать в виде:

$$\psi_\Sigma = kn_0L - \frac{kLn_0^3}{4}([\Delta B_{11} + \Delta B_{22}] - 2D[\Delta B_{11} - \Delta B_{22}] - 4D_1\Delta B_{12}), \quad (1.44)$$

где z – продольная координата вдоль оси ОЭ, а коэффициенты D и D_1 зависят от величины циркулярного двулучепреломления δ_c и определяются как:

$$D = \frac{\sin(\delta_c)}{2\delta_c}, \quad D_1 = \frac{\sin\left(\frac{\delta_c}{2}\right)^2}{\delta_c}. \quad (1.45)$$

В частных случаях они записываются: для АЭ или проходного ОЭ $D = 1/2$, $D_1 = 0$; для МОЭ в изоляторе Фарадея $D = D_1 = 1/\pi$.

Первое слагаемое в выражении (1.44) не зависит ни от поперечных координат, ни от ориентации кристаллографических осей и определяет искажение волнового фронта, связанное с однородной деформацией ОЭ вследствие теплового расширения по оси z , а следовательно не вносит искажений в фазу ψ_{Σ} , в дальнейшем им пренебрежем. Второе слагаемое в выражении (1.44) описывает фазовые искажения, связанные с изменением показателя преломления из-за фотоупругого эффекта.

В общем случае вклад в набег фаз, связанный с искривлением торцов ОЭ можно осуществить, учитывая длину l_0 , на которую изменяется ОЭ [52]. Однако, для простоты рассмотрения, здесь и далее пренебрежем вкладом в фазовые искажения, связанные с искривлениями торцов ОЭ, так как это заведомо выполняется для приближения «длинный стержень». Из выражения (1.29) видно, что константа C_1 постоянна в поперечном сечении образца, следовательно она, так же как и первая часть выражения (1.44) не вносит вклад в фазу и определяет лишь начало отсчета набег фазы, ей пренебрежем в дальнейшем. В выражении (1.33), константой $(-f(\rho) + h(\rho))$ в функции $g(u, \rho)$ также можно пренебречь, так как она постоянна в поперечном сечении ОЭ, следовательно, можно заменить функцию $g(u, \rho)$ на функцию $f(u)$.

Выражение $arg((\mathbf{R} \times \mathbf{M})_{11})$ зависит от полярного угла φ , что свидетельствует о наличии астигматизма тепловой линзы. Подставляя выражение (1.29) в (1.44), выделим два слагаемых: первое, $\psi_{noangledep}$, не зависящее от φ и второе слагаемое, ψ_{astigm} зависящее от него и определяющее астигматизм тепловой линзы:

$$\begin{aligned} \psi_{\Sigma} &= \psi_{noangledep} + \psi_{astigm}, \\ \psi_{noangledep} &= \frac{P}{2} \cdot f(u) \left\{ \frac{P}{Q} - (\xi - 1) \left(\frac{1}{2} [K_1 + K_2] - D [K_1 - K_2] - 2D_1 K_3 \right) \right\}, \\ \psi_{astigm} &= -\frac{P}{4} \cdot h(u) (\xi - 1) \left\{ \cos(2\varphi) (A^{\cos}) + \sin(2\varphi) (A^{\sin}) \right\}, \\ A^{\cos} &= (B_1^{\cos})(1 - 2D) + (B_2^{\cos})(1 + 2D) - 4D_1 B_{12}^{\cos}, \\ A^{\sin} &= (B_1^{\sin})(1 - 2D) + (B_2^{\sin})(1 + 2D) - 4D_1 B_{12}^{\sin}. \end{aligned} \tag{1.46}$$

Таким образом, выражение (1.46), в общем случае описывает тепловую линзу в кристалле в произвольной ориентации кристаллографических осей, определяемой углами Эйлера. Как видно из вида (1.46), все материальные константы среды, кроме параметра оптической анизотропии ξ , входящего в коэффициенты B_k^{\cos} , B_k^{\sin} , ($k = 1, 2, 12$) вынесены отдельным слагаемым за скобку и не определяют зависимость ψ_{astigm} от ориентации кристаллографических осей.

Зависимость фазовых искажений ψ_Σ (1.46) от полярного угла φ приводит к тому, что в поперечном сечении будут выделяться направления с большим $(\psi_\Sigma)_{max}$ и с меньшим $(\psi_\Sigma)_{min}$ набегам фаз, определяющих два фокусных расстояния F_1 и F_2 . Точки в поперечном сечении, для которых значение фазы лежит между величинами $(\psi_\Sigma)_{max}$ и $(\psi_\Sigma)_{min}$, будут фокусироваться в области между F_1 и F_2 .

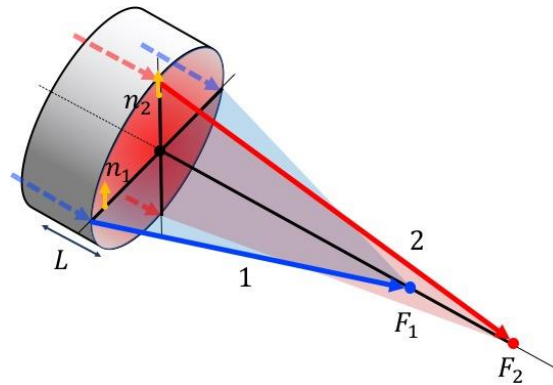


Рис. 4 Схематическое изображение астигматизма тепловой линзы. F_1 и F_2 соответствуют фокусам тепловой линзы со значениями фазы $(\psi_\Sigma)_{max}$ и $(\psi_\Sigma)_{min}$, определяемой направлениями по полярному углу φ .

Вследствие термонаведенного двулучепреломления, у лучей «1» и «2» будет набегать различная фаза, определяемая показателями преломления n_1 и n_2 . Пусть значения показателей преломления одинаковы на пути следования каждого из лучей «1» и «2» вдоль оси ОЭ, следовательно, астигматизм тепловой линзы, проявляет себя в фокусировке излучения в области, лежащей между F_1 и F_2 (Рис. 4).

На Рис. 5 показано численное моделирование длины оптического пути, соответствующего слагаемым ψ_Σ / k , $\psi_{noangledep} / k$ и ψ_{astigm} / k . Функции от формы источников тепловыделения задавались для П – образного пучка: $h(r) = u/2$, $f(r) = u$. Набег фазы $\psi_{noangledep}$ зависит от радиуса по квадратичному закону. Его возможно скомпенсировать, например, с использованием материала с противоположного знаком термооптической характеристикой P .

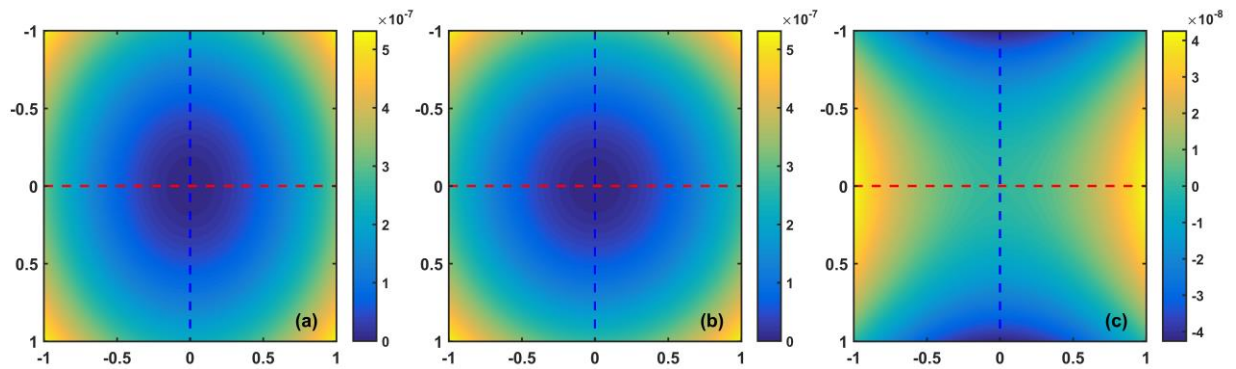


Рис. 5 Характерное поперечное распределение оптического пути ψ_{Σ} / k (м) (а), $\psi_{noangledep} / k$ (м) (b), ψ_{astigm} / k (м) (с) в поперечном сечении ОЭ сделанном из кристалла CaF_2 при $\delta_c = 0$, $\Phi = 0$ в ориентации кристаллографических осей $[001]$. F_1 и F_2 – фокусы, для направлений по полярному углу $\varphi = 0, \pi/2$ ($\varphi = 0, \pi/2$) определяющие $(\psi_{\Sigma})_{max}$ и $(\psi_{\Sigma})_{min}$.

Величина набегающей фазы $\psi_{noangledep}$ и отличаются на порядок (Рис. 5). Таким образом, в случае, когда оно будет скомпенсировано, слагаемое ψ_{astigm} будет определять основной вклад в набег фазы тепловой линзы оптического элемента.

1.2.1. Частные случаи тепловой линзы в кубических кристаллах в ориентациях $[001]$, $[111]$ и в стекле

В кубических кристаллах из-за эквивалентности направлений кристаллографических осей (a, b, c), существует физическая эквивалентность ориентаций кристаллографических осей и определяющих их углов Эйлера. Основным ориентациям кристаллографических осей будут соответствовать углы Эйлера: $[001]$ ($\alpha = 0, \beta = 0, \Phi = 0$), $[010]$ ($\alpha = 0, \beta = \pi/2, \Phi = \pi/2$), $[100]$ ($\alpha = -\pi/2, \beta = -\pi/2, \Phi = 0$) и т.д. В дальнейшем, все эквивалентные ориентации, без потери общности, будем считать одной. Для приведенного примера они все эквивалентны $[001]$ ($\alpha = 0, \beta = 0, \Phi = 0$), ориентации эквивалентные $[111]$ ($\alpha = \pi/4, \beta = \text{atan}(2^{1/2}), \Phi = 0$), эквивалентные $[110]$ ($\alpha = \pi/4, \beta = -\pi/2, \Phi = 0$).

Рассмотрим выражения $\psi_{noangledep}$ и ψ_{astigm} входящих в (1.46) для стекла и часто используемых ориентаций кубического кристалла, таких как $[001]$ и $[111]$. Подставляя значения углов Эйлера в выражение (1.30), и, далее, в (1.46), получим выражения для набега фазы в стекле:

$$\begin{aligned}\psi_{noangledepGlass} &= \frac{p}{2} \cdot \frac{P}{Q} f(u), \\ \psi_{astigmGlass} &= p \cdot h(u) \{ \cos(2\varphi) D + \sin(2\varphi) D_1 \},\end{aligned}\tag{1.47}$$

и кубическом кристалле в ориентации осей [001]:

$$\begin{aligned}\psi_{noangledep[001]} &= \frac{p}{2} \cdot \frac{P}{Q} f(u) \\ \psi_{astigm[001]} &= \frac{p}{2} \cdot h(u) \cdot (\xi - 1) \cdot \\ &\cdot \left\{ \cos(2\varphi) \left[\left\{ \frac{2}{(\xi - 1)} + (1 - \cos(4\Phi)) \right\} D - \sin(4\Phi) D_1 \right] + \right. \\ &\left. + \sin(2\varphi) \left[\left\{ \frac{2}{(\xi - 1)} + (1 + \cos(4\Phi)) \right\} D_1 - \sin(4\Phi) D \right] \right\},\end{aligned}\tag{1.48}$$

и ориентации [111]:

$$\begin{aligned}\psi_{noangledep[111]} &= \frac{p}{2} \cdot f(u) \left(\frac{P}{Q} - \frac{(\xi - 1)}{3} \right), \\ \psi_{astigm[111]} &= p \cdot h(u) \cdot \frac{2\xi + 1}{3} \cdot \{ \cos(2\varphi) D + \sin(2\varphi) D_1 \}.\end{aligned}\tag{1.49}$$

Из (1.49) видно, что из $\psi_{astigm[001]}$ можно получить выражения $\psi_{astigm[111]}$ и ψ_{astigm_Glass} производя последовательно замены, аналогичные заменам для термонаведенной деполяризации [148]: $\xi \rightarrow 1$, $p \rightarrow p \cdot (2\xi + 1)/3$ и $\zeta \rightarrow 1$, соответственно.

В случае кристалла в ориентации кристаллографических осей [111], как и в случае стекла, части $\psi_{noangledep}$ совпадают и не зависят от полярного угла φ . Для ориентации кристаллографических осей [001] период $\psi_{astigm[001]}$ по полярному углу φ составляет $\pi/2$. В каждом из рассмотренных случаев для линейно поляризованного излучения присутствует астигматизм тепловой линзы, при этом выражения, описывающие слагаемое $\psi_{noangledep}$ совпадает с ψ [77].

Анализ зависимости величины ψ (1.14) от ориентации кристалла показывает, что только в ориентациях осей [001] (и ей эквивалентных [100], [010]) и [111] астигматизм тепловой линзы отсутствует. Это можно показать, совершая последовательные подстановки выражений (1.30) и (1.29) в выражение (1.14). Однако, в ряде пионерских работ по экспериментальному и теоретическому анализу астигматизма тепловой линзы в кубических кристаллах Nd:YAG [51,52] показано, что в ориентациях осей [111] и [001] астигматизм присутствует, что не

учитывается слагаемым ψ . Астигматизм тепловой линзы ориентации [111] может быть устранен выбором поляризации падающего излучения, а именно, радиальной или тангенциальной поляризации [52,58].

Таким образом, в общем случае, невозможно подобрать ориентацию кристаллографических осей, для которой астигматизм тепловой линзы отсутствует в каждом из слагаемых ψ_{Σ} и ψ в отдельности.

1.3. Выделенные ориентации кристаллографических осей кубических кристаллов

1.3.1. Ориентация кристаллографических осей [C]

Теоретическое исследование величины термонаведенной деполяризации излучения в зависимости от ориентации кристаллографических осей ОЭ были произведены в работе [66]. В данной работе аналитически было показано существование ориентации кристаллографических осей [C]. В этой ориентации осей направления собственных линейных поляризаций не зависят от полярного угла поперечном сечении ОЭ. Таким образом, если излучение с линейной поляризацией попадает в ОЭ с ориентацией кристаллографических осей [C] и ее направление совпадает с направлением собственной поляризации, деполяризованная компонента поля не возникает, и, следовательно, термонаведенная деполяризация отсутствует. Направление этой ориентации и ей эквивалентных задается углами Эйлера (α , β), которые определяются значением параметра оптической анизотропии ξ согласно выражениям:

$$\alpha = \frac{\pi}{4} + \frac{\pi k}{2}, k \in Z$$

$$\cos^2 \beta = \frac{\xi}{(\xi - 1)}, \quad (1.50)$$

$$\sin^2 2\alpha = \frac{-8\xi}{(2\xi - 1)^2}$$

$$\cos^2 \beta = \frac{1}{2(1 - \xi)}. \quad (1.51)$$

Как видно из выражений (1.50) и (1.51), ориентация кристаллографических осей [C] существует для материалов с отрицательным значением параметра оптической анизотропии ξ . Приведенные выражения для углов Эйлера, определяющих ориентацию осей [C] будут нам необходимы для дальнейшего анализа.

1.3.2. Ориентация кристаллографических осей [P]

Выражение ψ_{astigm} (1.46) можно переписать в виде:

$$\psi_{astigm} = -\frac{p}{2} h(u)(\xi - 1) \sqrt{(A^{\cos})^2 + (A^{\sin})^2} \cdot \sin \left(2\varphi + \arctan \left(\frac{A^{\cos}}{A^{\sin}} \right) \right), \quad (1.52)$$

где

$$A^2 = (A^{\cos})^2 + (A^{\sin})^2 \quad (1.53)$$

является «амплитудой» астигматизма и зависит только от углов Эйлера (α , β , Φ), параметра оптической анизотропии ξ и циркулярного двулучепреломления δ_c , в соответствии с выражением (1.46) и (1.30). В частности, выражение (1.53) после подстановок углов Эйлера, соответствующих ориентации осей [111], «амплитуда» астигматизма имеет вид:

$$A^2 = ((2D)^2 + (2D_1)^2) \times \left[\frac{(2\xi + 1)}{3(\xi - 1)} \right]^2, \quad (1.54)$$

для ориентации кристаллографических осей [001]:

$$A^2 = \left(\frac{\sin(\delta_c / 2)}{\delta_c} \right)^2 \left[1 + \left(\frac{\xi + 1}{\xi - 1} \right)^2 - 2 \frac{\xi + 1}{\xi - 1} \cos(4\Phi - \delta_c) \right]. \quad (1.55)$$

Данные выражения также легко получить из формул (1.48) и (1.49).

Таким образом, ориентация кристаллографических осей, в которой астигматизм тепловой линзы будет минимален, определяется только величинами параметра оптической анизотропии ξ и циркулярного двулучепреломления δ_c . В общем случае, как видно из выражения (1.52), отсутствие астигматизма будет выполняться при выполнении условия $A^2 = 0$, которое можно переписать в виде:

$$\begin{cases} A^{\cos} = 0 \\ A^{\sin} = 0 \end{cases} \quad (1.56)$$

Результаты численного моделирования зависимости «амплитуды» астигматизма от ориентации кристаллографических осей представлены на Рис. 6. Каждая точка на сфере соответствует двум углам Эйлера (α , β), цвет соответствует величине минимума амплитуды

астигматизма $(A^2)_{min}$ (в логарифмическом масштабе) при варьировании третьего угла Эйлера Φ . На Рис. 6 так же представлена динамика изменения амплитуды астигматизма $(A^2)_{min}$ в зависимости от величины параметра оптической анизотропии ζ , и взаимное расположение ориентаций осей $[111]$, $[C]$, $[P]$, $[001]$ и им эквивалентных. Расчет выполнен для случая $\delta_c = 0$. Значение $(A^2)_{min} = 10^{-22}$ являлось численным нулем в моделировании. Черные линии на Рис. 6 определяют множество решений (α, β) , задающих ориентации $[P]$, в которых астигматизм тепловой линзы не возникает. Неравномерность линий, определяющих $[P]$, вызвана частотой дискретизации по углам Эйлера.

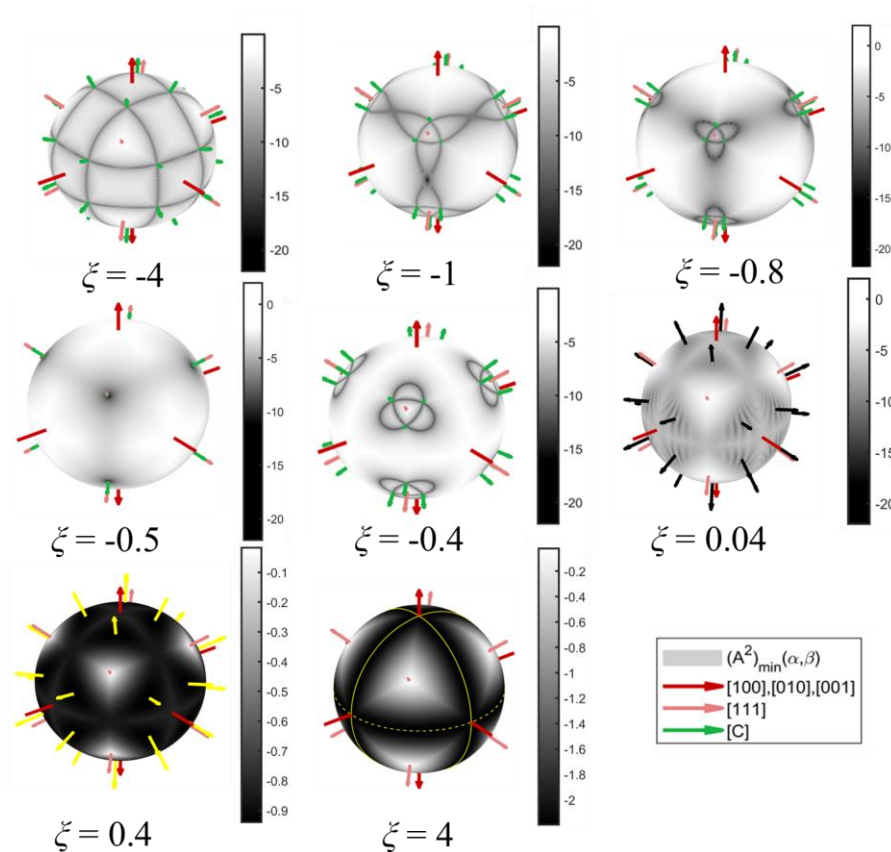


Рис. 6 Характерные зависимости эволюции логарифма амплитуды астигматизма $(A^2)_{min}$ в различных ориентациях кристаллографических осей для значений параметра оптической анизотропии ζ : при $\delta_c = 0$. Для значений параметра оптической анизотропии $\zeta > 0.04$ желтые линии и стрелки определяют направления осей соответствующих минимуму $(A^2)_{min}$.

Из Рис. 6 видно, что для кристаллов с $\zeta \leq 0.04$ существует множество решений, соответствующих ориентации осей $[P]$. При значении параметра оптической анизотропии $\zeta = -0.5$ ориентации кристаллографических осей $[111]$, $[C]$ и $[P]$ совпадают. В случае $\zeta = 0.04$ это множество решений ориентации осей $[P]$ исчезает и вырождается в точки. При значении

параметра $\zeta \geq 0.04$ ориентация осей [P] пропадает и полностью устранить астигматизм невозможно. При значениях $0.04 \leq \zeta \leq 1$, минимум «амплитуды астигматизма» достигается в ориентациях осей, лежащих между ориентациями [111] и [001] (желтые стрелки). В случае кристалла $\zeta > 1$, «амплитуда» астигматизма $(A^2)_{min}$ принимает минимальное значение в ориентации [001] и ей эквивалентных, ориентациях, определяемых углами Эйлера ($\alpha = 0$, β – любое), существуют ориентации, определяемые (α – любое, $\beta = 0$), где «амплитуда» астигматизма имеет локальный минимум (желтая пунктирная линия на Рис. 6).

На Рис. 7 представлена динамика изменения максимума амплитуды астигматизма $(A^2)_{max}$ в зависимости от величины параметра оптической анизотропии ζ , и взаимное расположение ориентаций осей [111], [C], [P], [001] и им эквивалентных для случая $\delta_c = 0$. Анализ $(A^2)_{max}$ астигматизма показывает, что в случае значений параметра оптической анизотропии $-0.5 \leq \zeta \leq 1$ наихудшие ориентации осей совпадают, в частности с ориентацией [001]. Они отличаются от аналогичных, изображенных на Рис. 6 углом Φ . Во всех остальных случаях наихудшие ориентации осей лежат между ориентациями [001] и [111]. Как видно из Рис. 6 и Рис. 7, в случае ориентации осей [111] $(A^2)_{max} = (A^2)_{min}$ из-за отсутствия зависимости «амплитуды» астигматизма от угла Φ .

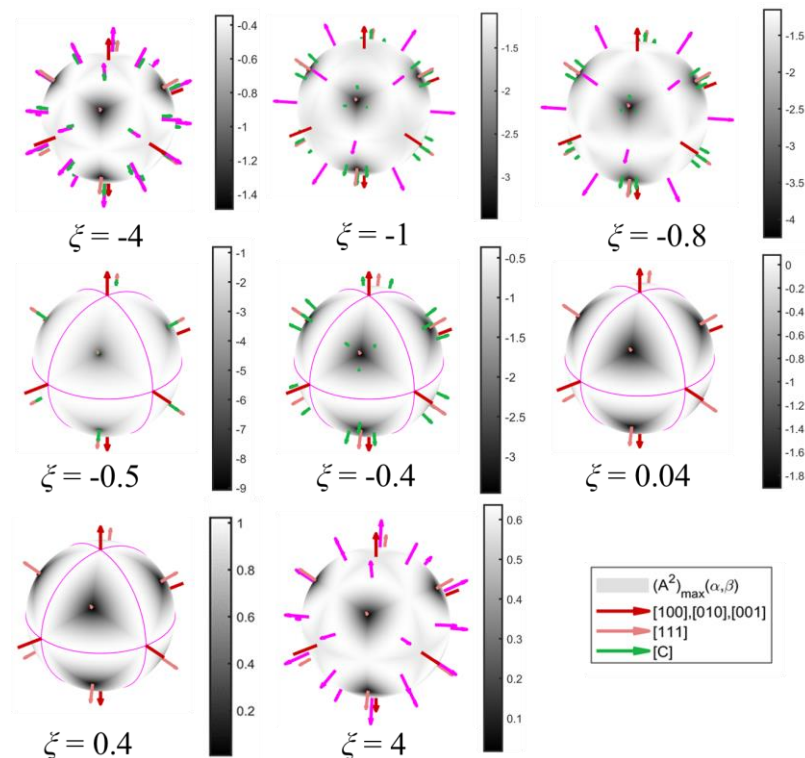


Рис. 7 Характерные зависимости эволюции логарифма амплитуды астигматизма $(A^2)_{max}$ в различных ориентациях кристаллографических осей для значений параметра оптической

анизотропии ξ : при $\delta_c = 0$. Малиновым цветом показаны ориентации, где достигается максимум $(A^2)_{max}$.

Для наглядности поведения $(A^2)_{min}$ в зависимости от третьего угла Эйлера Φ и величины циркулярного двулучепреломления δ_c на Рис. 8 представлены найденные численно значения углов Эйлера для ориентации кристаллографических осей [P] при значениях параметра оптической анизотропии $\xi = -0.2, -0.8, -4$ для $\delta_c = 0$ и $\delta_c = \pi/2$. Также, на Рис. 8 представлены аналитически полученные значений углов Эйлера для ориентации [P] (1.57) – (1.60) и значения углов Эйлера для ориентаций кристаллографических осей [C] и [111]. Как видно из Рис. 8, наличие циркулярного двулучепреломления δ_c приводит к изменению углов Эйлера (α, β, Φ), соответствующих $(A^2)_{min}$ (пунктир), однако, качественно, множество решений ведет себя схожим образом.

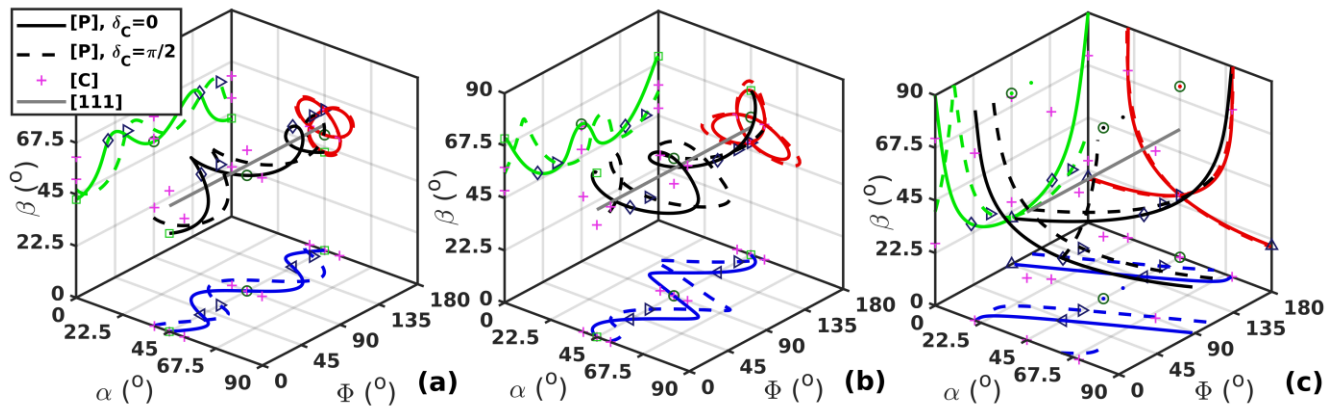


Рис. 8 Зависимости углов Эйлера (α, β, Φ) от параметра оптической анизотропии $\xi = -0.2$ (а), -0.8 (б), -4 (с) в случае $\delta_c = 0$ и $\delta_c = \pi/2$ для ориентации кристаллографических осей [P]. Цветами (красный, синий, зеленый) показаны проекции решений ориентации кристаллографических осей [P] на плоскости (α, β) , (α, Φ) и (β, Φ) , соответственно. Точками – аналитически найденные решения, соответствующие выражениям (1.57) – (1.60).

Компактные аналитические решения, соответствующие ориентации кристаллографических осей [P] (1.57) – (1.60) можно получить при фиксированных значениях угла $\alpha = (0, \pi/4)$. В этом случае углы Эйлера (β, Φ) будут определяться в виде:

$$\alpha = \frac{\pi}{4}, \quad \sin(\beta)^2 = \frac{2\xi}{(\xi - 1)}, \quad \Phi = 0, \quad \delta_c = 0, \quad (1.57)$$

$$\alpha = \frac{\pi}{4}, \Phi = \frac{\pi}{2}, \delta_c = 0, \cos^2(\beta) = \frac{1}{6} \left(5 \pm \left(\frac{24}{(\xi-1)} + 25 \right)^{1/2} \right), \quad (1.58)$$

$$\alpha = \frac{\pi}{4}, \cos^2(\beta) = \frac{\xi}{(\xi-1)}, \tan(\Phi) = \frac{\pm \left(\frac{4D_1}{\delta_c} - \frac{1}{(3-2\xi)^2} \right)^{1/2} + 2D_1}{2D + \frac{1}{(3-2\xi)}}, \quad (1.59)$$

$$\alpha = 0, \sin^2(2\beta) = \frac{-2}{\xi-1}, \Phi = \frac{\pi}{2}, \delta_c = 0. \quad (1.60)$$

Как видно из (1.59), пара углов (α, β) , определяющая ориентацию кристаллографических осей [P], совпадает с ориентацией осей [C] (1.50); углы (α, β) определяются только параметром оптической анизотропии ξ , а угол Φ определяется параметром оптической анизотропии ξ и циркулярным двулучепреломлением δ_c . Таким образом, наиболее простой алгоритм попадания в ориентацию кристаллографических осей [P], для практических применений состоит в том, чтобы вырезать кристалл в ориентацию [C] (α, β) и повернуть его вокруг оси z на значение третьего угла Эйлера Φ , найденного согласно значениям ξ и δ_c . При этом выражение (1.59) выполняется для любого материала с отрицательным значением параметра оптической анизотропии $\xi < 0$. Численное моделирование показывает Рис. 6, что остальные два эквивалентных направления ориентации кристаллографических осей [C], определяемых (1.51) также являются решениями, однако запись для угла Φ в этом случае очень громоздка и не удобна для использования.

На Рис. 9 построены зависимости значений углов Эйлера из выражений (1.57) – (1.60), и для ориентации кристаллографических осей [C] (1.50), (1.51) в зависимости от параметра оптической анизотропии ξ при $\delta_c = 0$.

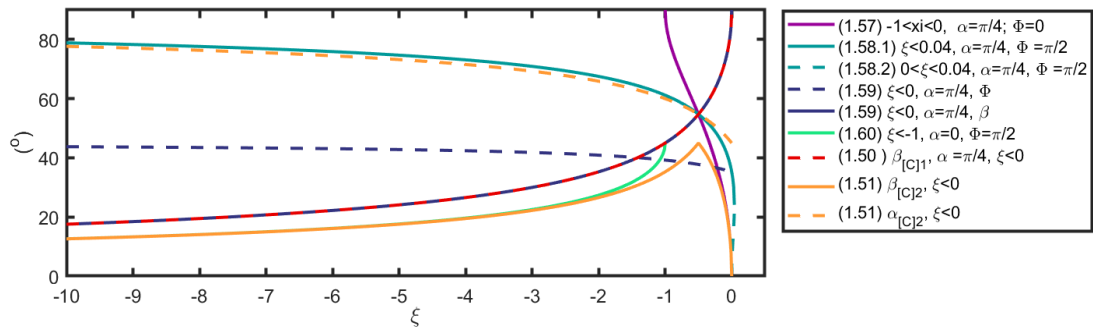


Рис. 9 Зависимости углов Эйлера (α , β , Φ) от параметра оптической анизотропии ζ , определяемые в случае $\delta_c = 0$.

Выделяются материалы, обладающие особыми значениями параметра оптической анизотропии ζ . В частности, решение (1.58) существует для всех материалов с $\zeta < 0.04$. Для материалов с $\zeta = -0.5$ ориентации кристаллографических осей [C], [P] и [111] совпадают, и в них не возникает ни термонаведенной деполяризации излучения, ни астигматизма тепловой линзы. При дальнейшем уменьшении параметра оптической анизотропии ζ и переходе через $\zeta < -1$, пропадает решение (1.57) и появляется (1.60), что можно видеть на Рис. 9. Также существует выделенная точка $\zeta = -1$, у стекла $\zeta = 1$, при которой $(A^2)_{min} = (A^2)_{max}$ и «амплитуда астигматизма» определяется только значением циркулярного двулучепреломления δ_c .

Рассмотрим, как ведет себя «амплитуда астигматизма» при вращении кристалла вокруг своей оси. На Рис. 10 представлена зависимость A^2 от Φ при $\delta_c = 0$ и $\delta_c = \pi/2$ для кристаллов NTF ($\zeta = -0.37$ [43]), Tb:CaF₂ ($\zeta = -0.64$ [149]), TSAG ($\zeta = -101$ [87]), и Yb:YAG ($\zeta = 3.2$ [110]), имеющих разные знаки и значения параметра оптической анизотропии ζ . На Рис. 10(a,b,c) углы Φ , при которых достигается минимум «амплитуды астигматизма» A^2 ; ориентации кристаллографических осей [P] определяются условием (1.59) и соответствуют полному отсутствию астигматизма тепловой линзы.

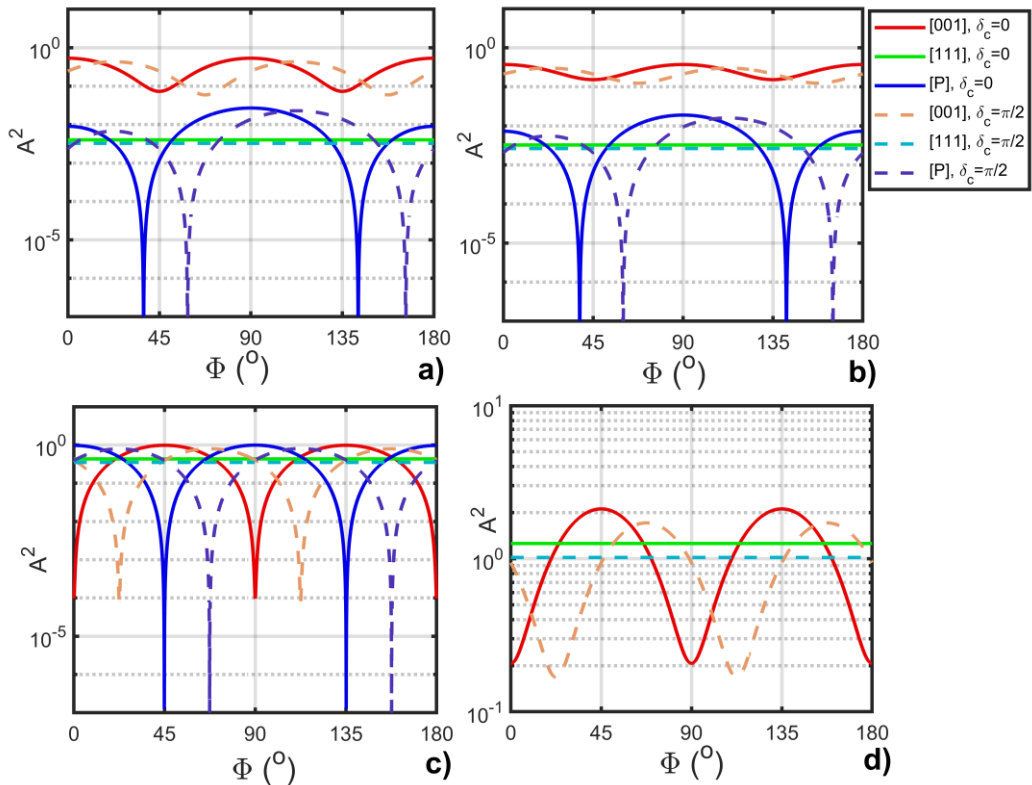


Рис. 10 Зависимости «амплитуды» астигматизма A^2 от угла Эйлера Φ при значениях параметра оптической анизотропии: $\zeta = -0.37$ (NTF) (a), $\zeta = -0.64$ (Tb:CaF₂) (b), $\zeta = -101$ (TSAG) (c), $\zeta = 3.2$ (Yb:YAG) (d).

В соответствии с выражением (1.49), $(A^2)_{min}$ в ориентации кристаллографических осей [111] не зависит от угла Φ , а в случае ориентации [001] – существуют положения по углу Φ (0 и $\pi/4$) при $\delta_c = 0$, где «амплитуда астигматизма» принимает свои экстремальные значения, определяемые выражением (1.48).

Для ориентации кристаллографических осей [001], в случае $\delta_c = 0$ будет выполняться $A^2(\Phi = 0) = (A^2)_{max}$ при $|\zeta| < 1$, $A^2(\Phi = \pi/4) = (A^2)_{max}$ при $|\zeta| > 1$ и $A^2_{\Phi=0} / A^2_{\Phi=\pi/4} = \zeta^2$. Таким образом, по измерению «амплитуды» астигматизма в кристалле с ориентацией [001] в двух положениях можно определить значение модуля параметра оптической анизотропии материала ζ . Знак параметра оптической анизотропии можно определить по наблюдению поперечных распределений ψ_{astigm} / k при повороте кристалла вокруг своей оси на угол Φ . На Рис. 5(с) можно видеть, что в распределении ψ_{astigm} / k в ориентации кристаллографических осей [001] по полярному углу φ наблюдается чередование минимумов и максимумов интенсивности, которые расположены друг относительно друга с периодом $\pi/2$. Анализ выражения (1.48) на экстремумы позволяет определить как меняется положение максимума в распределении при вращении кристалла:

$$\operatorname{tg}(2\varphi_{\max}) = -\frac{\sin(4\Phi)}{\frac{2}{\xi-1} + 1 - \cos(4\Phi)} \quad (1.61)$$

Положение угла φ_{\min} , соответствующего минимуму в слагаемом ψ_{astigm}/k определяется как: $\varphi_{\max} = \varphi_{\min} + \pi/4$. Из выражения (1.61) следует, что изменение положения экстремумов функции при вращении кристалла в ориентации осей [001] зависит от знака параметра оптической анизотропии ξ .

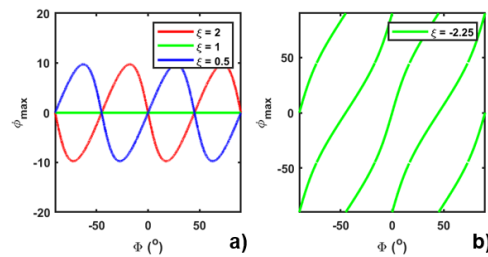


Рис. 11 Зависимость $\varphi_{\max}(\Phi)$ для различных значений параметра оптической анизотропии ξ .

В случае $\xi > 0$ будет происходить колебание максимума (минимума) (Рис. 11(a)). В случае $\xi < 0$ максимум (минимум) в распределении ψ_{astigm}/k будет непрерывно вращаться, следовательно, при повороте на $\Phi = \pi/4$, максимум (минимум) в распределении сменится минимумом (максимумом) (Рис. 11(b)). Таким образом, знак и модуль параметра оптической анизотропии ξ может быть определен путем измерения астигматизма тепловой линзы в кубическом кристалле в ориентации кристаллографических осей [001] в двух положениях кристалла, определяемыми углом Φ .

При изменении величины циркулярного двулучепреломления δ_c меняется величина « A^2 », а также значение угла Φ , при котором достигается ее минимум. Для фиксированного значения параметра оптической анизотропии ξ для ориентации кристаллографических осей [111], изменение A^2 от величины циркулярного двулучепреломления δ_c происходит по закону (1.54), а для ориентации [001] по закону (1.55), что приводит к ее зависимости от величины δ_c и угла Φ , соответствующего ее минимальному значению. Так, в частном случае ИФ угол Φ сдвигается на значение $\pi/8$ Рис. 10(a,b,c).

Как видно из Рис. 10, для рассмотренных кристаллов и случаев ориентаций кристаллографических осей ([001], [111], [С], [Р]), оптимальная ориентация с точки зрения отсутствия астигматизма тепловой линзы для $\xi < 0$ является [Р]; для Yb:YAG ($\xi = 3.2$)

«амплитуда» астигматизма для ориентации [001] при $\Phi = 0$ меньше в ≈ 6 раз относительно [111] (Рис. 10).

Важным выводом для прикладного использования построенной теории тепловой линзы является связь ориентаций кристаллографических осей [С] и [Р]. Из анализа выражений ориентации кристаллографических осей [Р] (1.57) – (1.60), и [С] (1.50) – (1.51) следует, что условия на отсутствие анизотропии тепловой линзы и термонаведенной деполяризации в средах с отрицательным значением параметра оптической анизотропии не совпадают. Только в частном случае для $\xi < 0$ углы (α , β) этих ориентаций совпадают, однако отличаются только углом поворота кристалла вокруг своей оси Φ , зависящим от величины параметра оптической анизотропии ξ и величины циркулярного двулучепреломления δ_c . Следовательно, выбором ориентации кристаллографических осей данные эффекты одновременно в ОЭ устранить невозможно.

1.4. Экспериментальное исследование астигматизма тепловой линзы в кристаллах TGG, CaF₂ в ориентации [001] и магнитооптическом стекле марки МОС – 103

В эксперименте были исследованы три образца: кристалл TGG ($R_0 = 10$ мм, $L = 9.3$ мм) в ориентации кристаллографических осей [001], кристалл CaF₂ ($R_0 = 6$ мм, $L = 7$ мм) в ориентации осей [001] и магнитооптическое стекло марки МОС – 103 ($R_0 = 8$ мм, $L = 45$ мм). Измерение тепловой линзы осуществлялось методом фазово – сдвиговой интерферометрии [150,151] в схеме, представленной на Рис. 12(а). Для измерения тепловой линзы был собран интерферометр Майкельсона, в одно из плеч которого помещался измеряемый образец (9). Нагрев исследуемого образца осуществлялся непрерывным излучением 300 Вт Yb: fiber лазера (1) с длиной волны 1070 нм. Поперечное распределение интенсивности греющего излучения являлось гауссовым (Рис. 12(б), зеленая линия), с характерным радиусом ~ 0.5 мм (Рис. 12(б)). В качестве источника пробного сигнала использовался диодный лазер (2) с длиной волны 532 нм, с однородным поперечным распределением интенсивности пучка с радиусом ~ 2 мм. В области образца греющее и пробное излучения совмещались соосно. В другом плече излучение отражалось от эталонного зеркала (5), положение которого изменялось в пределах полудлины волны путем приложения напряжения к пьезоэлементам. Направление линейной поляризации излучения на входе и на выходе из системы контролировалось при помощи призм Глана (6). Таким образом, на входе и на выходе из схемы, направление поляризации совпадало по направлению. Профили фазовых искажений регистрировались при наличии и отсутствии

греющего излучения CCD – камерой, далее, по разнице между нагретым и ненагретым профилем рассчитывалось искажение оптического пути, вызванное нагревом ОЭ.

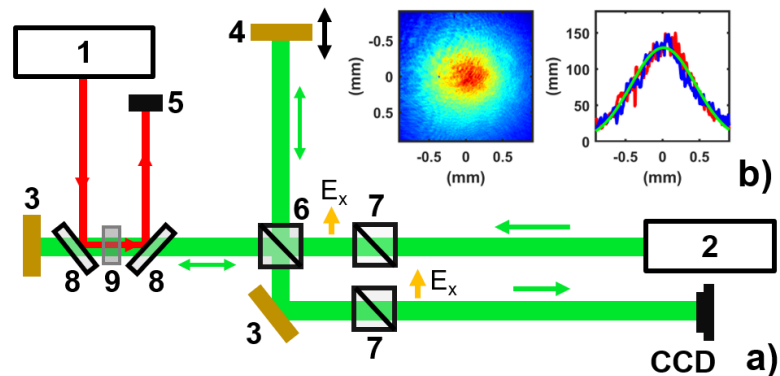


Рис. 12 Схема эксперимента. 1 – 300 Вт Yb: fiber лазер, 2 – диодный лазер, 3 – неподвижное золотое зеркало, 4 – подвижное золотое зеркало на пьезоэлементах, 5 – поглотитель излучения 6 – делитель излучения, 7 – призма Глана, 8 – 45° зеркала для длины волны 1070 нм, 9 – исследуемый образец.

Распределение среднего между двумя ортогональными поляризациями набега оптического пути получено при двух положениях призм Глана (7) (0 и $\pi/2$), в соответствии с формулой (1.11), а именно $\psi / k = (\psi_{\Sigma 0} + \psi_{\Sigma \pi/2}) / (2k)$. В случае ориентации кристаллографических осей [001] его величина совпадает с $\psi_{noangledep} / k$ (1.48). Полученное экспериментальное распределение $\psi_{noangledep} / k$ было аппроксимировано функцией вида $a \cdot f(u) + b$, где $f(u)$ (1.33) вычислялась для гауссового распределения греющего излучения, использованного в эксперименте.

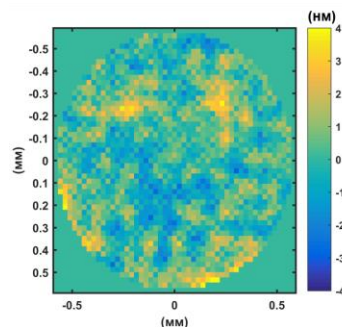


Рис. 13 Характерный вид разницы между аппроксимацией средней тепловой линзы функцией $a \cdot f(u) + b$ (1.48) и профилем тепловой линзы $\psi_{noangledep} / k$ полученным из эксперимента.

Как видно из Рис. 13, разница между аппроксимацией и вычисленным профилем тепловой линзы близка к нулю. Далее, направление поляризации фиксировалось и измерялись

профили оптического пути ψ_{Σ} / k , в зависимости от угла поворота (Φ) (Рис. 14 – Рис. 16). Каждый из профилей ψ_{astigm} / k был получен путем вычитания из ψ_{Σ} / k слагаемого $\psi_{noangledep} / k \approx a \cdot f(u) + b$. Также на Рис. 14 – Рис. 16 представлены теоретические распределения ψ_{Σ} / k и ψ_{astigm} / k (вставка в правом верхнем углу).

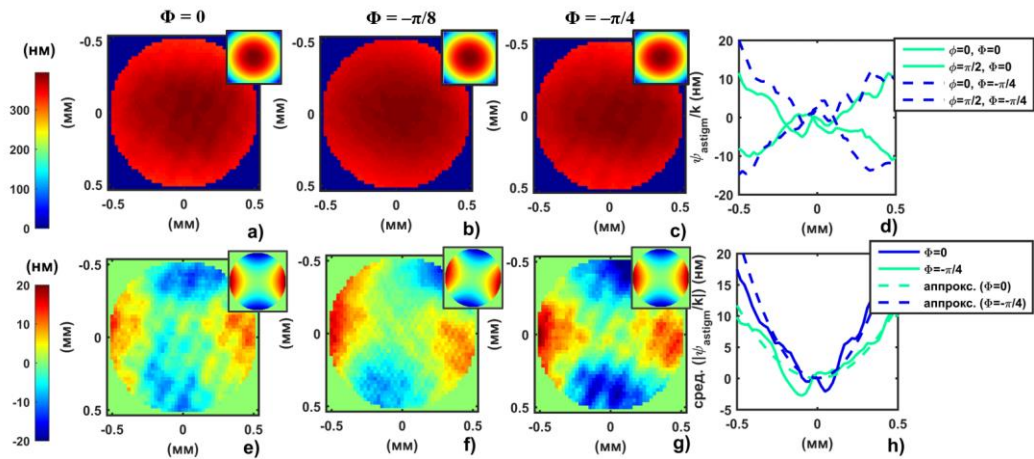


Рис. 14 Измеренные поперечные профили оптического пути в кристалле TGG в ориентации осей [001] для различных углов поворота кристалла (Φ) (а – с); вычисленный оптический путь ψ_{astigm} / k , связанный с астигматизмом тепловой линзы (е – ф); характерные теоретические распределения для каждого из положений, описываемые (1.48) для соответствующих углов Φ изображены в правом верхнем углу; поперечные распределения ψ_{astigm} / k для направлений, определяемых углами $\varphi = 0$ и $\varphi = \pi/2$ (d); усредненные по направлениям $\varphi = 0$ и $\varphi = \pi/2$ распределения модуля ψ_{astigm} / k и их аппроксимация (h).

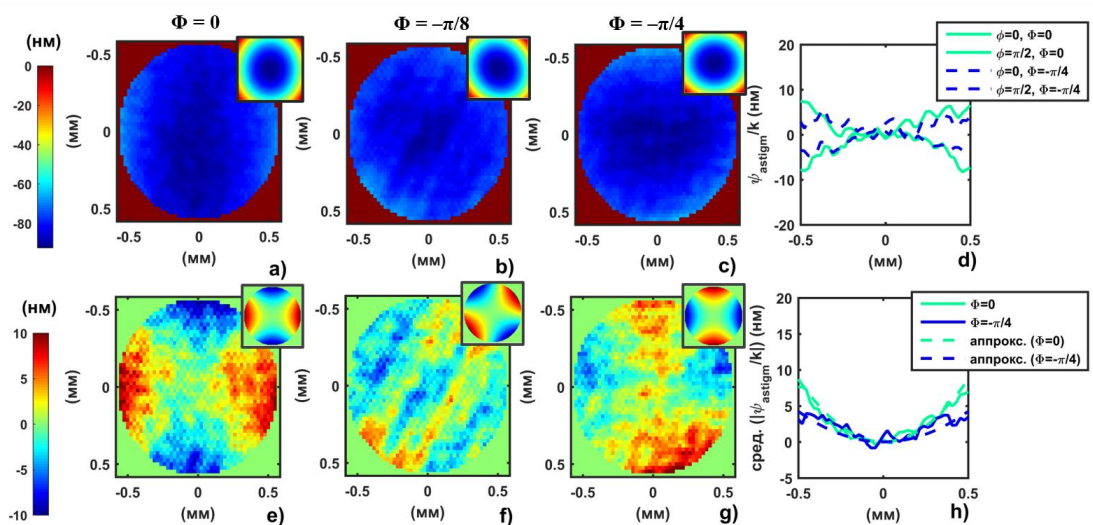


Рис. 15 Измеренные поперечные профили оптического пути в кристалле CaF₂ в ориентации осей [001] для различных углов поворота кристалла Φ (а – с); вычисленный оптический путь

ψ_{astigm} / k , связанный с астигматизмом тепловой линзы (e – f); характерные теоретические распределения для каждого из положений, описываемые (1.48) для соответствующих углов (Φ) изображены в правом верхнем углу; поперечные распределения ψ_{astigm} / k для направлений, определяемых углами $\varphi = 0$ и $\varphi = \pi/2$; усредненные по направлениям $\varphi = 0$ и $\varphi = \pi/2$ распределения модуля ψ_{astigm} / k и их аппроксимация (h).

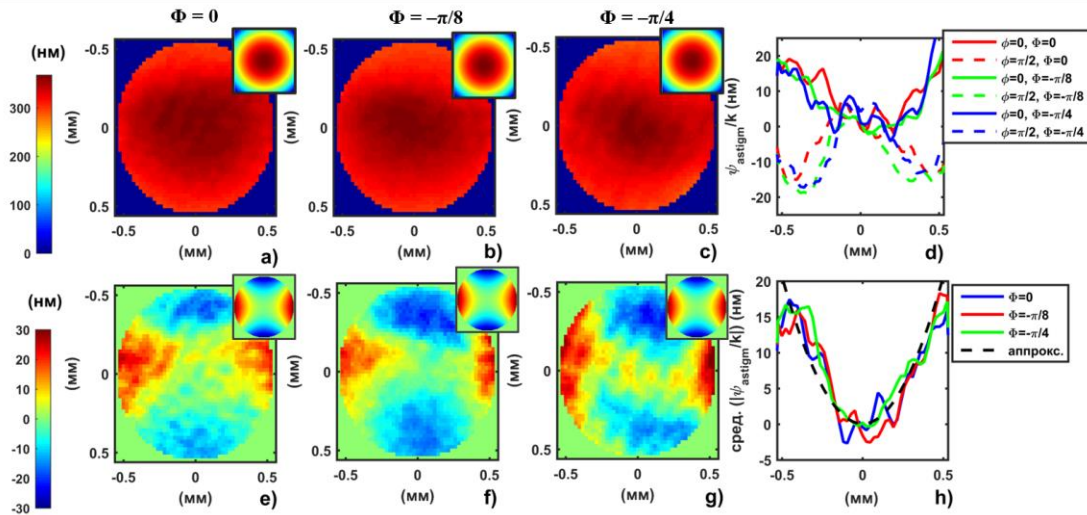


Рис. 16 Измеренные поперечные профили оптического пути в стекле марки МОС – 103 в ориентации осей [001] для различных углов поворота кристалла (Φ) (a – c); вычисленный оптический путь ψ_{astigm} / k , связанный с астигматизмом тепловой линзы (e – f); характерные теоретические распределения для каждого из положений, описываемые (1.48) для соответствующих углов Φ изображены в правом верхнем углу; поперечные распределения ψ_{astigm} / k для направлений, определяемых углами $\varphi = 0$ и $\varphi = \pi/2$ (d); усредненные по направлениям $\varphi = 0$ и $\varphi = \pi/2$ распределения модуля ψ_{astigm} / k и их аппроксимация (h).

Как видно из Рис. 14 – Рис. 16, измеренные профили оптического пути качественно совпадают с теоретическими распределениями, рассчитанными по выражениям (1.47) – (1.48). Для каждого из кристаллов «амплитуда астигматизма» ведет себя в соответствии с выражениями (1.47) – (1.48), а именно, при изменении угла Φ от 0 до $-\pi/4$: для кристалла TGG ($\zeta = 2.25$ [60]) она растет (Рис. 14 (e – g)), для кристалла CaF₂ ($\zeta = -0.47$ [65]) – падает (Рис. 15 (e – g)), для стекла ($\zeta = 1$) – остается неизменной (Рис. 16 (e – g)).

Для углов $\Phi = 0$ и $\Phi = \pm\pi/4$ оптический путь по направлениям, определяемым полярными углами $\varphi = 0$ и $\varphi = \pi/2$, симметричен относительно нуля (1.47) – (1.48). Усредненные профили $|\psi_{astigm}| / k$ по полярному углу для каждого из положений, определяемых углом Φ были аппроксимированы функцией вида $d \cdot |h(u)|$, вычисленной для гауссового пучка с радиусом $r_h =$

0.5 мм, использованного в эксперименте. Коэффициенты аппроксимации для каждого из исследуемых материалов составили: $d_{TGG}(\Phi = 0) = 980 \pm 30$, $d_{TGG}(\Phi = -\pi/4) = 490 \pm 30$, $d_{CaF_2}(\Phi = 0) = 400 \pm 10$, $d_{CaF_2}(\Phi = -\pi/4) = 210 \pm 20$, $d_{Glass}(\Phi = 0) = d_{Glass}(\Phi = -\pi/8) = d_{Glass}(\Phi = -\pi/4) = 970 \pm 30$. По отношению коэффициентов аппроксимации были оценены модули параметров оптической анизотропии исследуемых материалов: $|\xi_{TGG}| = 2 \pm 0.2$; $|\xi_{CaF_2}| = 0.52 \pm 0.7$ и $|\xi_{Glass}| = 1 \pm 0.03$. Знак параметра оптической анизотропии каждого из кристаллов был определен по анализу положений максимумов и минимумов в распределении ψ_{astigm} / k . В кристалле CaF_2 параметр оптической анизотропии $\xi < 0$, для кристалла TGG $\xi > 0$, в случае стекла положение минимумов (максимумов) при вращении ОЭ не изменялось. Полученные значения с экспериментальной точностью совпадают с ранее полученными значениями. Малая точность определения параметра оптической анизотропии в данном методе определяется наличием дефектов в измеренных профилях искажений оптического пути, которые обусловлены чувствительностью схемы к вибрациям. Увеличение точности измерения параметра оптической анизотропии возможно при использовании метода [65], основанного на измерении термонаведенной деполяризации излучения.

1.5. Фокусные расстояния тепловой линзы

Неоднородность набега фазы по поперечному сечению ОЭ из-за термонаведенного двулучепреломления, приводит к возникновению области на оси распространения пучка, совпадающей с осью z цилиндрического ОЭ, где фокусируется излучение от разных точек в поперечном сечении ОЭ (Рис. 4).

Основная часть фазовых искажений может быть описана фазой, соответствующей тонкой линзе с фокусным расстоянием F [152]. В параксиальном приближении тонкая линза вносит фазовое искажение:

$$\exp(-i\psi_{\Sigma}) = \exp\left(\frac{ikr^2}{2F}\right). \quad (1.62)$$

Из данного условия фокус будет определяться в виде:

$$F = \frac{-kr^2}{2\psi_{\Sigma}}. \quad (1.63)$$

Подставляя (1.46) в (1.63) можно получить выражение для фокуса тепловой линзы в общем случае. Величина фокусов обратно пропорциональна ψ_{Σ} и, следовательно, обратно пропорциональна мощности тепловыделения.

Используя значения материальных констант для АЭ из Nd:YAG ($p_{11} = -0.029$, $p_{12} = 0.0091$, $p_{44} = -0.0615$, $n_0 = 1.823$, $\beta_T = 7.3 \times 10^{-6} / \text{К}$, $\nu = 0.24$, $E = 280 \times 10^9 \text{ Па}$ [104], $\alpha_T = 7.9 \times 10^{-6} / \text{К}$, $\kappa = 11.1 \text{ Вт/(м.К)}$, $R_0 = 0.31 \text{ см}$, коэффициент поглощения $\mu = 0.05$) были смоделированы зависимости фокуса от падающей на ОЭ мощности P_{in} для кристалла Nd:YAG в ориентации осей [111], экспериментально и теоретически, описанного в работе [52]. Значения фокусов F_1 и F_2 легко получить, подставляя выражение (1.49) при $\delta_c = 0$ и значениях полярного угла $\varphi = 0$ и $\varphi = \pi/2$, соответствующих минимальному и максимальному значению фазы тепловой линзы, в выражение (1.63). Для сравнения полученных графиков, также представлена зависимость фокуса излучения F от мощности для набега фазы ψ (1.14). Результаты моделирования представлены на Рис. 17.

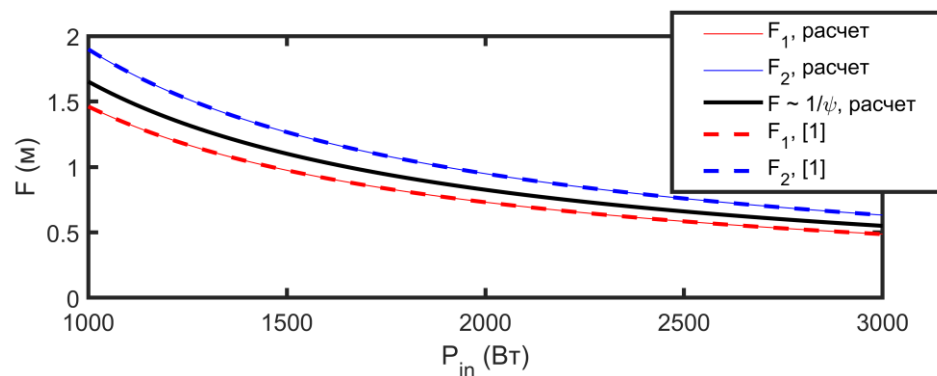


Рис. 17 Зависимости величины фокусов F_1 , F_2 и F от падающей на ОЭ мощности излучения. 1 – [52].

Для того, чтобы условия были одинаковыми, из модели [52] были исключен вклад в фокусное расстояние, связанный с искривлением торцов ОЭ. Как видно из графика Рис. 17, значения фокусов, рассчитанные по теории, представленной в настоящей работе и формулам в работе [52] совпадают.

1.6. Заключение к Главе 1

- Показано, что астигматизм тепловой линзы зависит от величины циркулярного двулучепреломления δ_c .

- Показано, что существуют оптимальные ориентации кристаллографических осей, при которых астигматизм тепловой линзы минимален. Направления этих ориентаций определяются параметром оптической анизотропии ζ используемого материала и величиной циркулярного двулучепреломления δ_c , а величина астигматизма прямо пропорциональна мощности тепловыделения. Величина фокуса тепловой линзы обратно пропорциональна мощности тепловыделения.
- Введена ориентация кристаллографических осей [P] и показано, что в материалах с $\zeta \leq 0.04$ выбором этой ориентации можно полностью устранить астигматизм тепловой линзы при произвольной величине циркулярного двулучепреломления δ_c . В общем случае имеется бесконечное число ориентаций [P], при которых астигматизм тепловой линзы отсутствует; при $\zeta = 0.04$ их множество вырождается в три и при $\zeta = -0.5$ – в одну. Найдена аналитическая связь между углами Эйлера (α , β , Φ), определяющими ориентации [P] и величиной параметра оптической анизотропии и циркулярного двулучепреломления.
- При возникновении циркулярного двулучепреломления углы Эйлера (α , β , Φ) определяющие ориентацию [P] изменяются в зависимости от величин ζ и δ_c . Однако, существуют выделенная ориентация [P], совпадающая с ориентацией [C] в которой углы (α , β) не зависят от величины циркулярного двулучепреломления δ_c . При этом третий угол Эйлера Φ , отвечающий за поворот кристалла вокруг своей оси, остается зависящим от циркулярного двулучепреломления δ_c и параметра оптической анизотропии ζ .
- Проанализированы частные случаи тепловой линзы в присутствии циркулярного двулучепреломления: в кубическом кристалле в ориентациях [001], [111] и в стекле. Показано теоретически и экспериментально, что по измерению «амплитуды астигматизма» в кристалле с ориентацией [001] в двух положениях можно определить значение параметра оптической анизотропии материала ζ .
- Условия на оптимальную ориентацию кристалла, в которой отсутствуют анизотропия тепловой линзы и термонаведенной деполяризации в средах с $\zeta < 0$ не совпадают (отличаются значением угла поворота кристалла вокруг оси вращения Φ). Следовательно, выбором ориентации кристаллографических осей ОЭ одновременно устранить данные эффекты невозможно.

Глава 2. Измерение параметра оптической анизотропии кубических кристаллов

В оптических элементах, сделанных из кубических кристаллов, существуют выделенные ориентации кристаллографических осей [C] и [P], в которых отсутствует термонаведенная деполяризация и астигматизм тепловой линзы, соответственно. Направления этих ориентаций осей определяются параметром оптической анизотропии ζ (1.50), (1.51), и в случае ориентации осей [P], еще и величиной циркулярного двулучепреломления δ_c (1.57) – (1.60). В связи с этим, для минимизации и моделирования термонаведенных эффектов в ОЭ и их последующего использования, необходимо экспериментально определять зависимости параметра оптической анизотропии ζ от длины волны излучения λ , температуры T и концентрации допанта в МОЭ и АЭ.

2.1. Метод определения параметра оптической анизотропии

Термонаведенная деполяризация определяется величинами локальной и интегральной деполяризации. В случае линейно – поляризованного излучения по оси x на входе в ОЭ, локальная деполяризация будет определяться в виде [72]:

$$\Gamma(r, \varphi) = \frac{|\vec{E}_2(r, \varphi) \cdot \vec{y}_0(r, \varphi)|^2}{|\vec{E}_0(r, \varphi)|^2} \quad (2.1)$$

где $|\vec{E}_2(r, \varphi) \cdot \vec{y}_0(r, \varphi)|^2$ – мощность деполяризованной компоненты поля, $|\vec{E}_0(r, \varphi)|^2$ – суммарная мощность падающего излучения. Проинтегрировав выражение для локальной деполяризации по поперечному сечению ОЭ, можно получить выражение для интегральной деполяризации γ :

$$\gamma = \frac{\int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\infty \Gamma(r, \varphi) |\vec{E}_0(r, \varphi)|^2 r dr}{\int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\infty |\vec{E}_0(r, \varphi)|^2 r dr} \quad (2.2)$$

В работе [65] был предложен метод определения параметра оптической анизотропии ξ , основанный на измерении и анализе поведения термонаведенной деполяризации излучения в кубических кристаллах в ориентации осей [001]. В приближении слабого линейного двулучепреломления ($\delta_l \ll 1$), локальная деполяризация определяется выражением:

$$\Gamma(r, \varphi)_{[001]} = \frac{p^2 h(r)^2}{4} \frac{(\tan(2\Phi) - \xi \tan(2\Phi - 2\varphi))^2}{(1 + \tan(2\Phi))^2 (1 + \tan(2\Phi - 2\varphi))^2}, \quad (2.3)$$

интегральная деполяризация γ определяется как:

$$\gamma_{[001]} = \frac{p^2 A_I}{8} ((\xi^2 - 1) \cos(2\Phi)^2 + 1), \quad (2.4)$$

где A_I – константа, определяемая интегралами от источников тепловыделения (1.33), зависящая от поперечного распределения интенсивности пучка. В частном случае Гауссового распределения $A_I = 0.137$. В работе [60] приведены численные значения константы A_I для различных профилей поперечного распределения интенсивности. Как видно из выражения (2.4), термонаведенная деполяризация квадратично зависит от мощности тепловыделения. При проведении эксперимента, квадратичная зависимость измеряемой величины интегральной деполяризации γ от мощности свидетельствует о превалировании термонаведенной деполяризации над уровнем холодной деполяризации, связанной с качеством кристалла и его внутренними напряжениями, возникшими, например, при росте исследованного кристалла, а также над величиной контраста схемы изменения.

Из выражения (2.4) следует, что квадрат параметра оптической анизотропии материала определяется отношением величин интегральной деполяризации в двух положениях кристалла определяемых углом поворота кристалла Φ :

$$\frac{\gamma_{[001]}(\Phi = 0)}{\gamma_{[001]}(\Phi = \pi / 4)} = \frac{\gamma_1}{\gamma_2} = \xi^2. \quad (2.5)$$

следовательно, измеряя величины γ_1 и γ_2 может быть определена абсолютная величина параметра оптической анизотропии ξ .

Для определения знака параметра оптической анизотропии ξ в работе [65] было предложено исследовать зависимость угла, соответствующего минимуму в распределении

локальной деполяризации φ_0 от угла поворота Φ вокруг своей оси z (Рис. 18). Из анализа на экстремумы «угловой части» выражения (2.3), можно получить зависимость $\varphi_0(\Phi)$:

$$\tan(\varphi_0) = \frac{(\xi - 1) \tan(2\Phi)}{\xi + \tan^2(2\Phi)}, \quad (2.6)$$

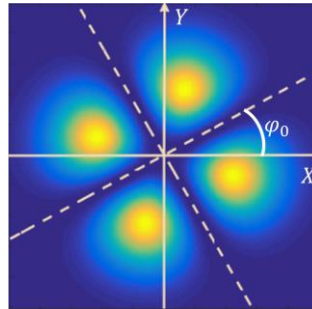


Рис. 18 Распределение локальной деполяризации «Мальтийский крест» в поперечном сечении пучка в ориентации кристаллографических осей [001].

На графиках (Рис. 19) представлены зависимости угла φ_0 от угла Φ . Как видно из них, можно выделить особые значения параметра оптической анизотропии ξ , при которых качественно меняется движение «Мальтийского креста» при вращении кристалла. Для параметров оптической анизотропии $\xi > 0$ характерны колебательные движения «Мальтийского креста», а для $\xi < 0$ характерно его вращение. Для стекол не будут происходить движения «Мальтийского креста», так как для них параметр оптической анизотропии $\xi = 1$.

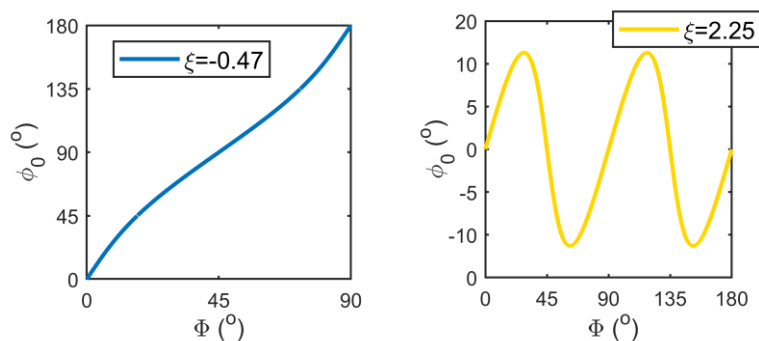


Рис. 19 Зависимости угла φ_0 , соответствующего минимуму локальной деполяризации от угла вращения кристалла Φ при различных значениях параметра оптической анизотропии ξ .

Таким образом, по методике, описанной выше, проведя два измерения, можно определить значение параметра оптической анизотропии ξ .

2.2. Исследование зависимости параметра оптической анизотропии от длины волны излучения

На (Рис. 20) представлены значения параметра оптической анизотропии ζ , вычисленные из различных литературных источников по значениям пьезооптических π_{ij} или упругих c_{ij} и фотоупругих коэффициентов p_{ij} согласно выражению (1.25) для кристаллов CaF_2 , BaF_2 и SrF_2 .

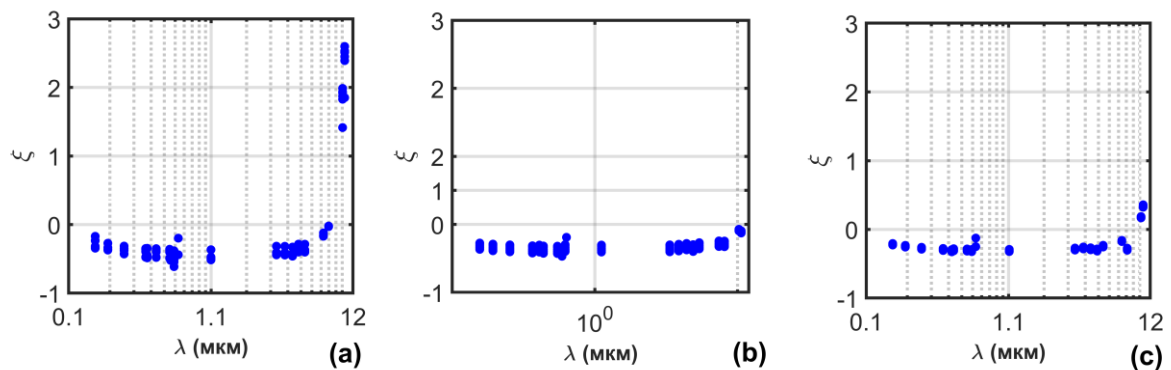


Рис. 20 Значения параметров оптической анизотропии ζ , для кристаллов CaF_2 (a), BaF_2 (b) и SrF_2 (c), вычисленных из работ [50,69,100,102–104,107–109,153–155], также, в работе [55] представлена точка $\zeta = 0.139$ для кристалла CaF_2 (неизвестна длина волны).

Как видно из графиков (Рис. 20), неоднозначность величины параметра оптической анизотропии ζ составляет $\approx 52\%$, $\approx 41\%$ и $\approx 47\%$ для CaF_2 , BaF_2 и SrF_2 , соответственно. Для определения точного значения параметра оптической анизотропии ζ и проведения экспериментов с кристаллами BaF_2 , CaF_2 и SrF_2 , параметр оптической анизотропии ζ был измерен на трех длинах волн 531 нм, 632.8 нм и 1070 нм.

В экспериментах по определению параметра оптической анизотропии исследовались ОЭ изготовленные из кристаллов BaF_2 , SrF_2 и CaF_2 в ориентации кристаллографических осей [001] с размерами: $L(\text{CaF}_2) = 7.5$ мм, $L(\text{BaF}_2) = 11.5$ мм, $L(\text{SrF}_2) = 7.0$ мм. В связи с тем, что поглощение исследуемых материалов на длине волны 1070 нм незначительно, в образцы была добавлена малая концентрация ионов самария (0.01 ат.% Sm). Коэффициенты поглощения при комнатной температуре на длине волны 1070 нм составили $\alpha_0(\text{CaF}_2) = 9.3 \times 10^{-3} \text{ см}^{-1}$, $\alpha_0(\text{BaF}_2) = 20.4 \times 10^{-3} \text{ см}^{-1}$, $\alpha_0(\text{SrF}_2) = 5.4 \times 10^{-3} \text{ см}^{-1}$. Столь малая концентрация допанта не должна оказывать существенного влияния на механические и оптические свойства исследуемых образцов, а так же на изменение кубической симметрии исследуемых кристаллов [113].

Ориентация кристаллографических осей у каждого из исследуемых образцов была определена на рентгеновском дифрактометре Bruker D8 Discover.

Схема эксперимента по измерению зависимости параметра оптической анизотропии от длины волны излучения представлена на (Рис. 21). 1.5 кВт Yb:fiber лазер (2) на длине волны 1070 нм с гауссовым профилем распределения интенсивности в поперечном сечении пучка был использован в качестве источника греющего излучения. Диодный лазер с длиной волны 531 нм и He – Ne лазер на длине волны 632.8 нм были использованы в качестве источников пробного излучения (1). Для определения параметра оптической анизотропии ζ на длине волны 1070 нм, Yb:fiber был использован в качестве источника греющего, так и пробного излучений. Греющее и пробное излучения совмещались в исследуемом образце под углом менее 5° .

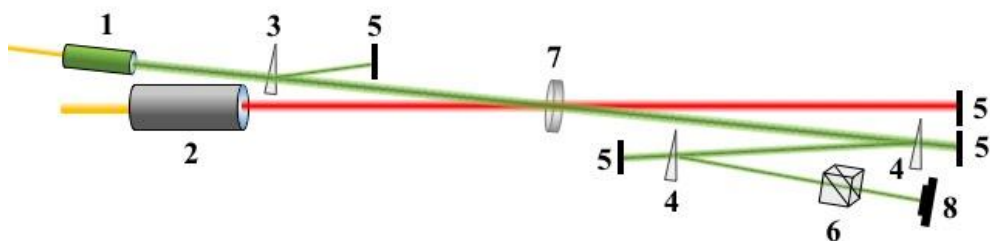


Рис. 21 Схема эксперимента по измерению параметра оптической анизотропии кристаллов: 1 – источник пробного излучения, 2 – Yb:fiber лазер, 3 – шпатовый клин, 4 – кварцевый клин, 5 – поглотитель излучения, 6 – призма Глана, 7 – исследуемый образец, 8 – CCD камера.

Шпатовый клин (3) обеспечивал линейную поляризацию пробного излучения, которое совмещалось с греющим излучением в области расположения исследуемого образца (7). После прохождения образца, греющее излучение перекрывалось, а пробное направлялось в CCD камеру (8). Кварцевые клинья (4) использовались для ослабления излучения. Призма Глана (6) была настроена на минимум проходящего излучения, что позволяло измерить распределение интенсивности деполяризованной компоненты поля. Поворот призмы Глана на $\pi/2$ позволял измерять распределение интенсивности основной компоненты поля. По их отношению определялась зависимость интегральной деполяризации γ от мощности греющего излучения для каждого положения кристалла и длины волны пробного излучения. Контраст схемы был обеспечен на уровне 3×10^{-6} .

Результаты эксперимента для кристаллов CaF_2 , BaF_2 и SrF_2 и для каждой из трех длин волн сканирующего излучения представлены на (Рис. 22). По отношению интегральной деполяризации γ в двух положениях кристалла, согласно выражению (2.5) определялось абсолютное значение параметра ζ . На графиках (Рис. 22) представлены зависимости

интегральной деполяризации излучения от мощности в двух положениях кристалла, соответствующие $\gamma_1(p)$ и $\gamma_2(p)$.

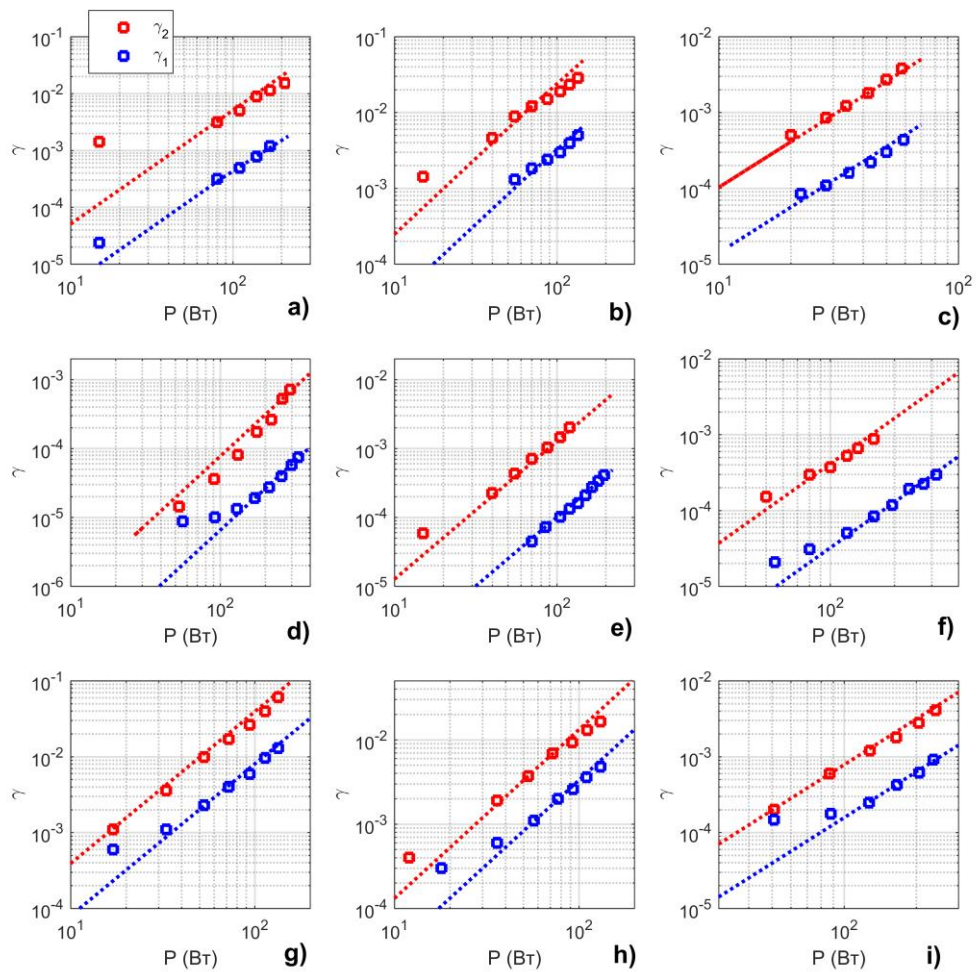


Рис. 22 Графики зависимостей интегральной деполяризации от мощности греющего излучения $\gamma_1(p)$ и $\gamma_2(p)$ для кристаллов SrF_2 (a – c), BaF_2 (d – f) и CaF_2 (g – i) в ориентации [001] на трех длинах волн сканирующего излучения: 532 нм (перый столбец), 632.8 нм (второй столбец) и 1070 нм (третий столбец). Экспериментальные значения интегральной деполяризации – точки, линии – аппроксимация.

При непрерывном вращении исследуемых кристаллов в ориентации осей [001] вокруг оси z «Мальтийский крест» вращался с удвоенной частотой, следовательно, для каждого из рассматриваемых материалов $\xi < 0$.

Таким образом, были измерены величины параметров оптической анизотропии исследуемых материалов на трех используемых длинах волн. Результаты представлены на (Рис. 23) красными кружками и их значения приведены в (Таблица 1).

Материал\длина волны излучения	531 нм	632.8 нм	1070 нм
SrF ₂	-0.290±0.03	-0.280±0.03	-0.283±0.03
BaF ₂	-0.335±0.03	-0.335±0.03	-0.34±0.03
CaF ₂	-0.47±0.04	-0.47±0.04	-0.47±0.03

Таблица 1 Измеренные значения параметра оптической анизотропии для кристаллов SrF₂, BaF₂ и CaF₂ на трех длинах волн лазерного излучения.

Погрешность измерения определялась из точности выставления положения кристалла в оптической схеме, а также из разброса экспериментальных точек измеренной интегральной деполаризации излучения в экспериментах.

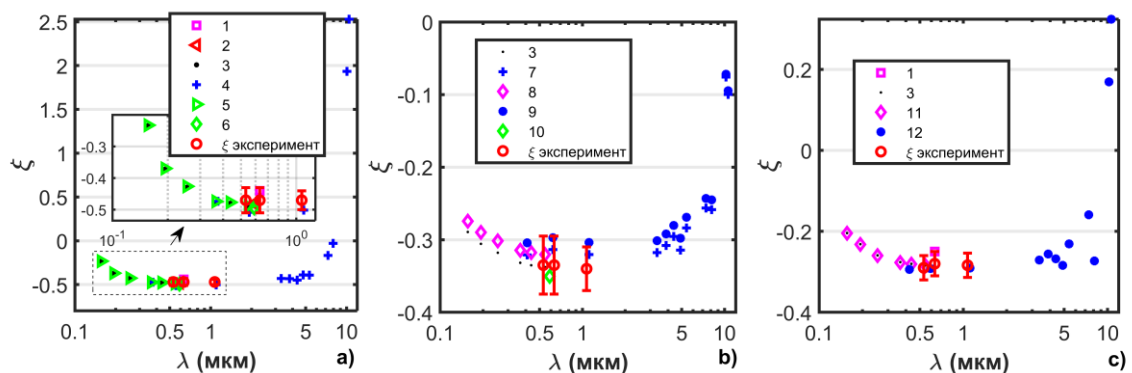


Рис. 23 Значения параметра оптической анизотропии ζ кристаллов CaF₂ (a), BaF₂ (b), SrF₂ (c) и вычисленные из работ 1 – [69], 2 – [50], 3 – [100], 4 – [100,102], 5 – [100,107], 6 – [103,155], 7 – [101,102], 8 – [100,108], 9 – [102,108], 10 – [103,108], 11 – [100,109], 12 – [102,109] и измеренные в экспериментах (красный кружки, Таблица 1).

На (Рис. 23) представлены значения параметра оптической анизотропии ζ : из работы [69]; вычисленными из работы [50] с помощью выражения (1.32), по значениям пьезооптических коэффициентов π_{ij} , для кристаллов CaF₂ и BaF₂ на длине волны 589.3 нм; вычисленные согласно выражению (1.25), используя теоретически рассчитанные упругие коэффициенты c_{ij} и экспериментально измеренные фотоупругие коэффициенты p_{ij} для всех трех материалов в диапазонах длин волн (156 – 546) нм [100] и (0.4 – 10) $\mu\text{м}$ [102]; вычисленные, используя

фотоупругие коэффициенты p_{ij} для CaF_2 и BaF_2 на длине волны 589.3 нм из работы [103] и экспериментально измеренные упругие коэффициенты c_{ij} для кристаллов и CaF_2 [107], BaF_2 [108] SrF_2 [109] или теоретически полученные значения упругих коэффициентов c_{ij} для всех кристаллов [155]. Знак параметра оптической анизотропии ζ , определенный экспериментально и из представленных литературных данных совпал для всех трех материалов. Стоит отметить, что значения упругих коэффициентов можно так же найти в работах [154], а фотоупругих коэффициентов в работах [55]. Однако они дают существенный разброс в значениях параметра оптической анизотропии ζ и плохо согласуются с экспериментальными данными.

Как видно из Рис. 23, параметр оптической анизотропии ζ для рассматриваемых кристаллов проявляет существенную зависимость от длины волны в коротковолновой (150 – 400) нм и длинноволновой ($>3 \mu\text{m}$) областях, которые лежат вблизи краев спектра поглощения материалов. В данных областях параметра оптической анизотропии меняет свой знак с «-» на «+» (Рис. 23), и следовательно, ориентации кристаллографических осей [C] и [P] пропадают.

Из анализа экспериментальных и литературных данных видно, что параметр оптической анизотропии ζ не проявляет существенной зависимости от длины волны в диапазоне (0.4 – 3) μm . Это позволяет определить направления, соответствующие ориентациям кристаллографических осей [C] и [P] для этих материалов в этом диапазоне длин волн. Расчет произведем для одной из ориентаций кристаллографических осей [C], определяемой выражением (1.50), и ориентации кристаллографических осей [P], определяемой (1.59), при значении $\delta_c = 0$.

Материал / Ориентация кристаллографических осей	[C] (α, β, Φ)	[P] (α, β, Φ)
CaF_2	(45°, 55.6°, 0)	(45°, 55.6°, 37.6°)
BaF_2	(45°, 59.8°, 0)	(45°, 59.8°, 37.1°)
SrF_2	(45°, 62.1°, 0)	(45°, 62.1°, 36.8°)

Таблица 2 Значения углов Эйлера (в градусах), соответствующих ориентациям кристаллографических осей [C] и [P].

Положение ориентаций кристаллографических осей [C] и частных случаев ориентации осей [P] для каждого материала представлены на (Рис. 24) относительно основных направлений кристаллографических направлений [001], [010], [100] и [111]. Каждая точка на поверхности

сферы задает два угла Эйлера α и β , однозначно определяющих ориентацию кристалла, а цвет (темно-синий цвет соответствует минимуму) передает величину минимума интегральной деполаризации, возможного в этой ориентации. Малиновые стрелки соответствуют частным случаям ориентации кристаллографических осей [P] (см. Рис. 6), и ориентации осей [C]. Анализ выражений (1.50), (1.51) показывает, что около каждого направления [111] располагаются по три ориентаций [C], отклоненные от направления [111] на угол ζ (для одной из эквивалентных ориентаций угол $\zeta = \beta$): для CaF_2 0.9° , для BaF_2 5.1° и для SrF_2 7.2° . Частные случаи направлений кристаллографических осей [P], определяемые выражением (1.59) отклонены от направления [111] на тот же угол $\zeta = \beta$.

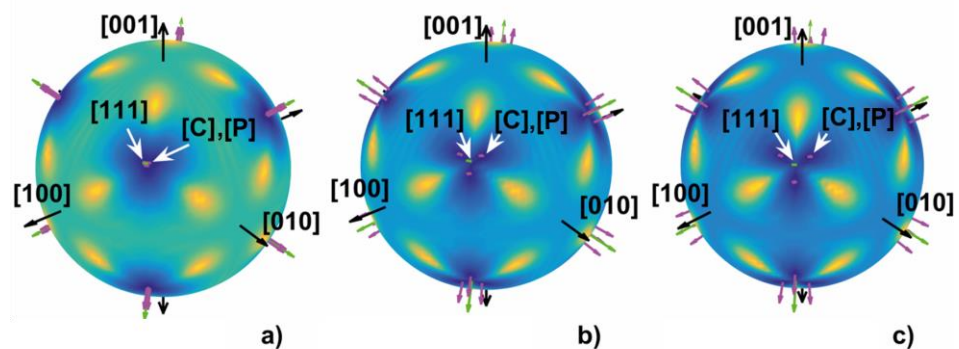


Рис. 24 Положения ориентаций кристаллографических осей [C] и [P] определяемые выражением (1.50) и (1.59), соответственно, и основных кристаллографических направлений ([001] и эквивалентные и [111]) для: CaF_2 (a), BaF_2 (b) и SrF_2 (c).

2.3. Исследование зависимости параметра оптической анизотропии от температуры

В эксперименте по исследованию температурной зависимости использовались такие же ОЭ, что и в Пункте 2.2 Главы 2. Схема экспериментальной установки представлена на (Рис. 25).

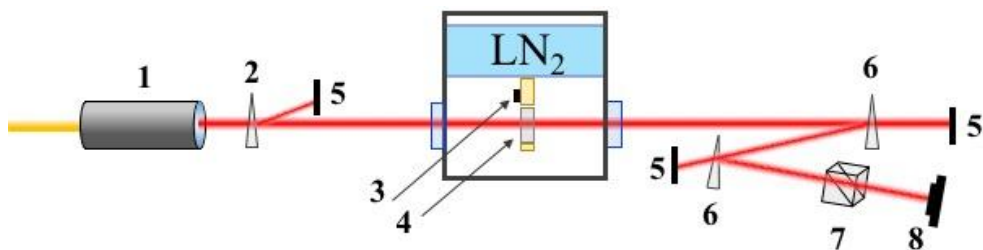


Рис. 25 Схема эксперимента по измерению параметра оптической анизотропии кристаллов в зависимости от температуры: 1 – Yb:fiber лазер, 2 – шпатовый клин, 3 – измеритель

температуры, 4 – исследуемый образец, 5 – поглотитель излучения, 7 – призма Глана, 8 – CCD камера.

Схема эксперимента качественно совпадает со схемой (Рис. 21) однако, в этом случае измерение параметра оптической анизотропии ζ осуществлялось только Yb:fiber лазером (1), а образец находился в вакуумной камере и охлаждался жидким азотом от комнатной температуры 300°K до температуры 80°K. Температура исследуемого образца фиксировалась термодатчиком в реальном времени (3). Контраст схемы был обеспечен на уровне 3×10^{-6} .

Исследуемые образцы последовательно выставлялись каждое из положений определяемых выражением (2.5) и помещались в криогенную вакуумную камеру. Для каждого из исследуемых кристаллов были измерены в двух положениях значения деполяризации γ_1 и γ_2 в зависимости от температуры (Рис. 26(a,b,c)). Полученные зависимости $\gamma_{1,2}(T)$ аппроксимировались степенной функцией вида (пунктирные линии на (Рис. 26(a,b,c))):

$$\gamma_{1,2}(T) = a_{1,2} \times T^{b_{1,2}}. \quad (2.7)$$

где коэффициенты $a_{1,2}$ и $b_{1,2}$ для исследуемых кристаллов приведены в (Таблица 3):

Материал/коэффициенты аппроксимации	a_1	b_1	a_2	b_2
CaF ₂	7.3203×10^{-13}	3.6605	6.0174×10^{-12}	3.5698
BaF ₂	2.435×10^{-15}	4.4362	4.17×10^{-14}	4.3364
SrF ₂	1.314×10^{-15}	4.3997	2.73×10^{-13}	3.8902

Таблица 3 Коэффициенты аппроксимации (2.7) для кристаллов CaF₂, BaF₂ и SrF₂.

Используя полученные аппроксимации (2.7) и формулу (2.5) для каждого из исследуемых материалов, была определена температурная зависимость параметра оптической анизотропии ζ (Рис. 26(d)).

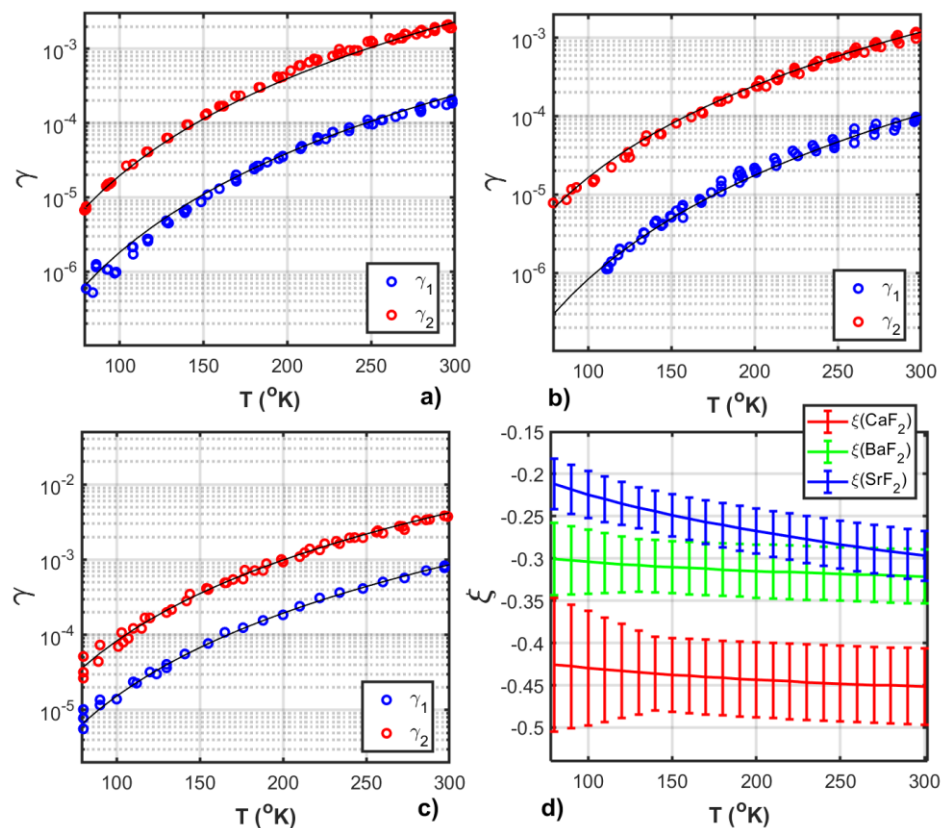


Рис. 26 Температурные зависимости интегральных деполяризаций γ_1 и γ_2 в двух положениях кристалла для BaF₂ (a), SrF₂ (b), CaF₂ (c) и температурная зависимость параметра оптической анизотропии ξ каждого из кристаллов (d).

В эксперименте, при понижении температуры ниже 130 °К в исследуемых образцах увеличивался уровень «холодной» деполяризации, что связано с давлением крепления на исследуемый образец. Это приводило к увеличению вклада холодной и индуцированной напряжениями деполяризаций относительно термонаведенной и возникновению существенного разброса экспериментальных значений. Наиболее сильно он проявился для образца из CaF₂, и составлял $\approx 20\%$ относительно аппроксимационной зависимости. Для кристалла SrF₂ в положении $\Phi = 0$ в эксперименте в диапазоне (80 – 120)°К не удалось зафиксировать термонаведенную деполяризацию на фоне «холодной» при максимальной мощности греющего излучения.

Для всех исследуемых в работе образцов параметр оптической анизотропии ξ имеет тенденцию увеличиваться при понижении температуры. При этом изменение параметра оптической анизотропии ξ при $T=80^\circ\text{K}$ относительно $T=300^\circ\text{K}$ составляет: для CaF₂ 5.8 % для BaF₂ 6.4 %, и для SrF₂ 28%. При $T=300^\circ\text{K}$, полученные значения параметра оптической

анизотропии ζ исследуемых кристаллов с хорошей точностью совпали с ранее полученными значениями (Таблица 1).

Зависимости угла ζ (Рис. 27(a)) от температуры вычислены по данным температурной зависимости параметра оптической анизотропии (Рис. 26(d)) и представлены для трех исследуемых материалов на (Рис. 27(b)). С уменьшением температуры направление ориентаций [С] монотонно удаляются от направления [111]. На (Рис. 27с) представлены зависимости угла Φ от температуры, рассчитанные по формуле (1.59) в случае $\delta_c = 0$. В этом случае значения углов $\alpha = \pi/4$, $\beta = \zeta$ и Φ (Рис. 27(с)) определяют частный случай ориентации кристаллографических осей [Р].

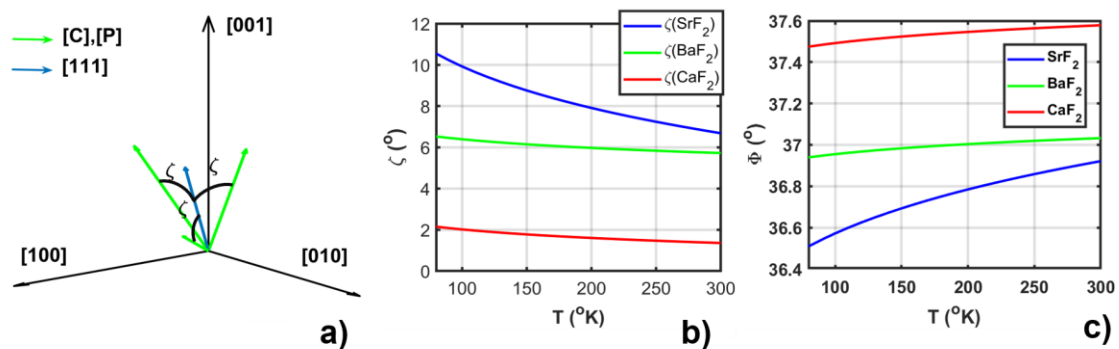


Рис. 27 Расположение основных направлений кристаллографических осей, направления, соответствующие углам (α , β) ориентаций кристаллографических осей [С] и [Р] (а), зависимость угла ζ от температуры для кристаллов CaF_2 , BaF_2 и SrF_2 (b), зависимость угла Φ от температуры для кристаллов CaF_2 , BaF_2 и SrF_2 (с).

Если не учитывать изменение параметра оптической анизотропии ζ , то расчеты термонаведенной деполяризации для широко используемой ориентации [111] дадут заниженные значения для CaF_2 в 6.2 раза, для BaF_2 в 1.5 раза и для SrF_2 в 1.8 раза. Большая относительная ошибка в расчете термонаведенной деполяризации при малом изменении параметра ζ для материала CaF_2 возникает из-за малости абсолютной величины вносимой деполяризации при $T = 300^\circ\text{K}$, которая связана с близостью ориентации [111] к ориентации [С].

2.4. Исследование зависимости параметра оптической анизотропии от концентрации допанта в активных и магнитооптических материалах

В эксперименте были исследованы четыре образца кубических кристаллов с цилиндрической геометрией: 2.7 ат.% Yb:CaF₂ ($L = 5.22$ мм, $d = 10.9$ мм), 4.2 ат.% Yb:CaF₂

($L = 6.22$ мм, $d = 10.9$ мм), 10 ат.% Tb:CaF₂ ($L = 18.6$ мм, $d = 10.25$ мм) в ориентации кристаллографических осей [001] и образец 3 ат.% Yb:CaF₂ в геометрии слэб с размерами ($2.86 \times 11.5 \times 11.5$ мм) в ориентации определяемой углами Эйлера $\alpha = 36^\circ$ и $\beta = -86^\circ$, определенными на рентгеновском дифрактометре.

Все исследованные образцы обладали слабым поглощением на длине волны 1070 нм. В эксперименте не удалось зафиксировать термонаведенную деполяризацию в кристаллах Tb:CaF₂ и Yb:CaF₂ при использовании Yb:fiber ($\lambda = 1070$ нм) с мощностью непрерывного излучения вплоть до 1.5 кВт [89]. В связи с этим, термонаведенная деполяризация создавалась различными методами нагрева оптического элемента: «нагрев лазерным излучением» и «нагрев боковой поверхности». Считывание возникающих поляризационных искажений во всех случаях осуществлялось лазерным излучением на длине волны 1070 нм [схема на Рис. 28, (1)].

При нагреве оптического элемента методом «нагрев лазерным излучением», в качестве источников греющего излучения, были использованы: волоконный лазер $\lambda = 940$ нм, с максимальной мощностью $P = 30$ Вт для образцов кристаллов Yb:CaF₂ и CO₂ лазер $\lambda = 10.6$ мкм с максимальной мощностью $P = 30$ Вт для всех исследуемых образцов (2) (Рис. 28).

Метод «нагрев боковой поверхности» заключался в осесимметричном нагреве боковой поверхности оптического элемента равномерно намотанной проволокой, через которую пропускался электрический ток (Рис. 28(d)). Преимущество данного метода нагрева заключается в его универсальности: осесимметричный нагрев осуществляется независимо от величины поглощения лазерного излучения в материале, что позволяет применять его для различных кристаллов, без использования греющего лазерного излучения для нагрева образца. Измерительная схема становится более компактной и позволяет использовать лазерные источники сканирующего излучения с относительно малой мощностью и разной длиной волны, что упрощает измерения параметра оптической анизотропии от длины волны излучения.

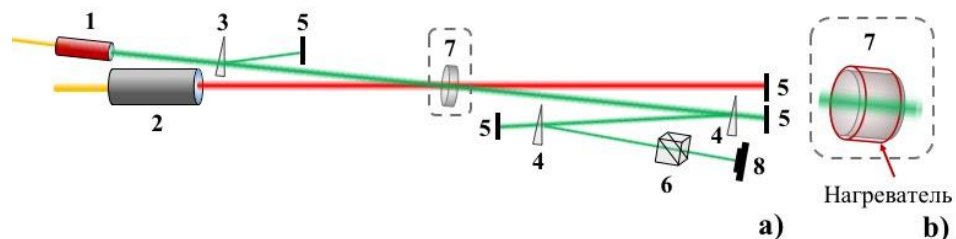


Рис. 28 Схема эксперимента по определению параметра оптической анизотропии ζ кристаллов CaF₂, Yb:CaF₂ и Tb:CaF₂. “Нагрев лазерным излучением” 1 – источник пробного излучения, 2 – кварцевый клин, 3 – шпатовый клин, 4 – исследуемый образец, 5 – призма Глана (a),

схематичный вид осесимметричного нагрева оптического элемента равномерно намотанной проволокой (b).

На (Рис. 28(a)) представлена схема эксперимента при использовании метода «нагрев лазерным излучением». После прохождения шпатового клина (3), линейно – поляризованное излучение $\text{Yb}:\text{fiber}$ $\lambda = 1070$ нм с $P_{\text{max}} = 50$ Вт направлялось в образец (7), где совмещалось с греющим (под углом $< 5^\circ$). После прохождения образца, греющее излучение перекрывалось, а пробное направлялось в камеру. Призма Глана (6) была настроена на скрещенное положение относительно шпатового клина, это позволяло фиксировать на камере деполяризованную компоненту поля. Поворот призмы Глана на 90° позволял фиксировать начальную компоненту поля. При использовании метода «нагрев боковой поверхности», греющее излучение не использовалось, а образец помещался в нагревательный элемент (Рис. 28(d)). Контраст схемы был обеспечен на уровне 10^{-5} .

В проведенных экспериментах, используя метод «лазерный нагрев», были измерены зависимости интегральной деполяризации от мощности греющего излучения $\gamma_i(p)$ ($i = 1, 2$) для каждого из кристаллов. На (Рис. 29(a,b)) приведены зависимости $\gamma_i(p)$ для (2.7, 4.2 ат.%) $\text{Yb}^{3+}:\text{CaF}_2$ и 10 ат. % $\text{Tb}^{3+}:\text{CaF}_2$. По отношению интегральных деполяризаций γ_1 и γ_2 , были получены значения параметра оптической анизотропии ζ для кристаллов $\text{Yb}:\text{CaF}_2$ (2.7, 4.2 ат. % Yb^{3+}), которые совпали с экспериментальной точностью и составили -0.47 ± 0.03 , для кристалла $\text{Tb}:\text{CaF}_2$, значение ζ составило -0.61 ± 0.04 .

На (Рис. 29(c)) представлены зависимости $\varphi_0(\Phi)$ (Рис. 19) для образцов $\text{Yb}:\text{CaF}_2$ (2.7, 4.2 ат. % Yb^{3+}) («нагрев лазерным излучением») и зависимости для CaF_2 и $\text{Tb}:\text{CaF}_2$ («нагрев боковой поверхности»). Для $\text{Yb}:\text{CaF}_2$ (2.7, 4.2 ат. % Yb^{3+}) параметр оптической анизотропии ζ составил -0.47 ± 0.03 . Измеренный данным методом параметр оптической анизотропии ζ для кристалла $\text{Tb}:\text{CaF}_2$ составил -0.63 ± 0.03 .

На (Рис. 29(d)) представлен характерный график $\gamma_i(t)$, полученный в методе «нагрев боковой поверхности», при двух положениях кристалла, соответствующих γ_1 и γ_2 . Убывание термонаведенной деполяризации со временем связано с нагревом и уменьшению величины температурных градиентов на фоне объемного нагрева образца. Для верификации данного метода был отдельно измерен кристалл CaF_2 . Значение параметра оптической анизотропии ζ , с течением времени от момента нагрева стремится к постоянному значению и, с экспериментальной точностью, в случае CaF_2 оно составляет -0.47 ± 0.04 , в случае $\text{Tb}:\text{CaF}_2$ – 0.59 ± 0.04 .

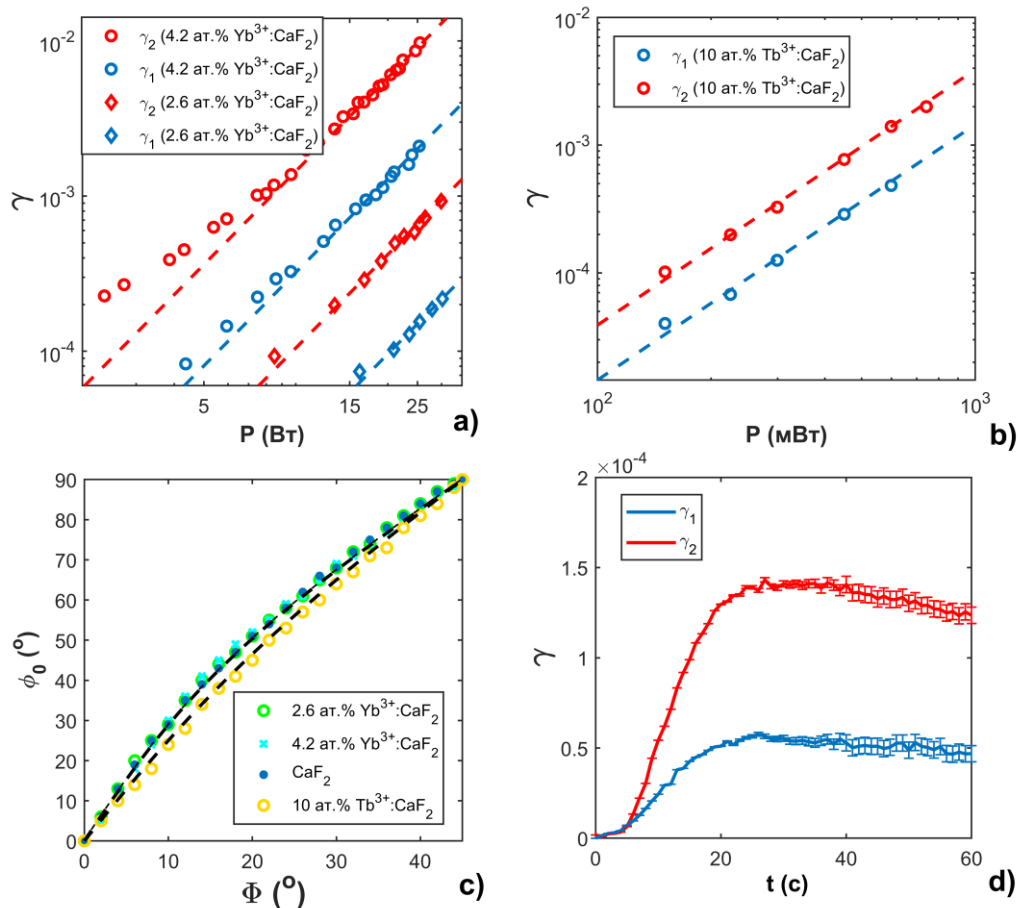


Рис. 29 Зависимость интегральной деполяризации γ_i от мощности в кристаллах Yb:CaF₂ (а), и Tb:CaF₂ (б), зависимость $\phi_0(\Phi)$ для кристаллов Yb:CaF₂, Tb:CaF₂ и CaF₂ (с) (экспериментальные точки и теоретические зависимости) и времени нагрева (д).

Для измерения параметра оптической анизотропии образца Yb³⁺:CaF₂ с концентрацией 3 ат.%, был использован метод, описанный в работе [75]. По измерению угла наклона характерного распределения локальной деполяризации в виде «Мальтийского креста» и известным значениям углов Эйлера была определена величина и знак параметра оптической анизотропии ζ . Измеренный угол наклона «Мальтийского креста» Φ составил $-4^\circ \pm 0.5^\circ$, что при измеренных на диффрактометре углах Эйлера $\alpha = 36^\circ$ и $\beta = -86^\circ$ дает значение параметра оптической анизотропии ζ кристалла 3 ат.%, Yb³⁺:CaF₂ – $0.490^\circ \pm 0.095$. Большая ошибка измерения параметра оптической анизотропии ζ в данном методе связана с близостью измеренной ориентации к ориентации [110], где данный метод определения величины параметра оптической анизотропии ζ не работает [75].

Результаты экспериментов по измерению параметра оптической анизотропии кристаллов CaF₂, Yb:CaF₂ и Tb:CaF₂ разными методами нагрева представлены на Рис. 30. На

график так же добавлено значение ζ соответствующее кристаллу CaF_2 (Таблица 1). В (Таблица 4) приведены измеренные значения ζ .

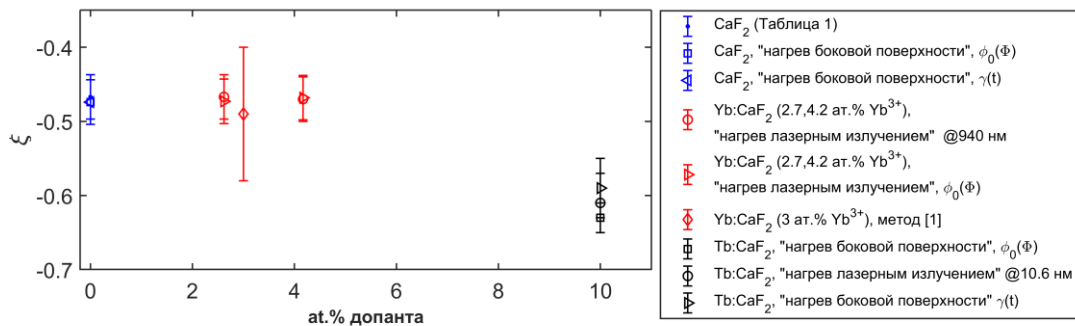


Рис. 30 Зависимость параметра оптической анизотропии ζ кристалла CaF_2 в зависимости от концентрации активных ионов Yb^{3+} и Tb^{3+} (1 – [75]).

Материал/метод измерения	“Нагрев боковой поверхности”, $\phi_0(\Phi)$	“Нагрев боковой поверхности”, γ_1/γ_2	“Нагрев лазерным излучением”
(0, 2.6, 4.2) ат.% $\text{Yb}^{3+}:\text{CaF}_2$	-0.47 ± 0.03	-0.47 ± 0.03	-0.47 ± 0.03
10 ат.% $\text{Tb}^{3+}:\text{CaF}_2$	-0.63 ± 0.03	-0.59 ± 0.04	-0.61 ± 0.04
3 ат.% $\text{Yb}^{3+}:\text{CaF}_2$	-0.490 ± 0.095 , используя метод, описанный в работе [75]		

Таблица 4 Измеренные значения параметра оптической анизотропии ζ исследованных кристаллов (0, 2.6, 3, 4.2) ат.% $\text{Yb}:\text{CaF}_2$ и 10 ат.% $\text{Tb}:\text{CaF}_2$.

Как видно из графика (Рис. 30), параметр оптической анизотропии ζ принимает отрицательное значение для каждого из исследуемых кристаллов и не проявляет зависимость от концентрации активного иона для кристалла $\text{Yb}:\text{CaF}_2$ в диапазоне концентраций (0 – 4.2 ат.% Yb) и составляет -0.47 ± 0.03 . Однако, изменение активного иона (на Tb^{3+}) и существенное увеличение его концентрации до 10 ат.% приводит к изменению значения параметра оптической анизотропии ζ . Относительное изменение значения параметра оптической анизотропии ζ для кристалла 10 ат.% $\text{Tb}^{3+}:\text{CaF}_2$ по сравнению с CaF_2 составляет $\approx 32\%$.

В экспериментах по измерению параметра оптической анизотропии ζ методом «нагрев боковой поверхности», температура кристалла фиксировалась термодатчиком, и ее максимальное изменение от комнатной составляло не более 25°C . Используя температурную

зависимость параметра оптической анизотропии ζ для кристалла CaF_2 (Рис. 26(d)), не удается объяснить такое его изменение. Таким образом, изменение концентрации иона Tb^{3+} приводит к изменению свойств кристаллической решетки, которые влекут собой изменение параметра оптической анизотропии ζ . Аналогичный вывод можно сделать и для иона Yb^{3+} , однако концентрация, при которой меняется ζ , лежит вне исследованного диапазона концентраций (0 – 4.2) ат. %.

В связи с тем, что параметр оптической анизотропии ζ принимает отрицательное значение в исследуемом диапазоне концентраций для каждого из кристаллов, существует ориентация кристаллографических осей [C], в которой термонаведенная деполяризация отсутствует. Данная ориентация кристаллографических осей может быть определена согласно выражениям (1.50) и (1.51). Для $\text{Yb}:\text{CaF}_2$ в диапазоне концентраций Yb^{3+} (2.7, 3, 4.2 ат. % Yb^{3+}) данная ориентация не зависит от величины концентрации допанта и совпадает со значением для недопированного CaF_2 (Таблица 2). Модуль отклонения направления ориентации кристаллографических осей [C] от направления [111] (Рис. 27(a)) $|\zeta| = 0.9^\circ$. Изменение значения параметра оптической анизотропии ζ для 10 ат.% $\text{Tb}^{3+}:\text{CaF}_2$ сказывается на направлении ориентации кристаллографических осей [C], которая определяется углами Эйлера $\alpha = 45^\circ$, $\beta = 51.8^\circ$ (Таблица 2) и модуль отклонения направления ориентации кристаллографических осей [C] у кристалла 10 ат.% $\text{Tb}:\text{CaF}_2$ относительно [111] составляет $|\zeta| = 2.9^\circ$. Учитывая переход в значении параметра оптической анизотропии от -0.47 (для недопированного CaF_2) к -0.62 (10 ат.% $\text{Tb}^{3+}:\text{CaF}_2$) можно видеть, что существует определенная концентрация Tb^{3+} , при которой параметр оптической анизотропии $\zeta = -0.5$ и, следовательно, ориентации осей [C] и [P] совпадают с [111].

Как указывалось выше, материал 10 ат.% $\text{Tb}:\text{CaF}_2$ является магнитооптическим [84,89]. Отрицательное значение параметра оптической анизотропии в кристалле $\text{Tb}:\text{CaF}_2$ позволяет вычислить угол Φ , соответствующий ориентации кристаллографических осей [P] (используя выражение (1.59)) в отсутствии ($\delta_c = 0$) и присутствии циркулярного двулучепреломления ($\delta_c = \pi/2$) (для случая ИФ), который составляет $\Phi = 38.18^\circ$ и $\Phi = 59.90^\circ$, соответственно.

2.5. Заключение к Главе 2

- Используя метод, основанный на измерениях термонаведенной деполяризации, измерены значения параметров оптической анизотропии ζ для материалов $\text{Yb}:\text{CaF}_2$ (0, 2.7, 3 4.2 ат.% Yb^{3+}) и 10 ат.% $\text{Tb}:\text{CaF}_2$, BaF_2 , SrF_2 . Градиенты температур возможно

создавать различными способами: «нагрев лазерным излучением», и предложенным методом «нагрев боковой поверхности».

- Все три материала обладают отрицательным параметром оптической анизотропии. Следовательно, в них существуют ориентации кристаллографических осей [C] и [P] в которых не возникает термонаведенная деполяризация и астигматизм тепловой линзы, соответственно.
- Из анализа литературных и экспериментальных данных следует, что существенная зависимость параметра оптической анизотропии ξ от длины волны излучения проявляется в области поглощения материала, в непосредственной близости к краю спектра пропускания в материалах CaF_2 , BaF_2 и SrF_2 . В области малого поглощения материалов зависимость параметра оптической анизотропии ξ от длины волны незначительна. В области $(0.4 - 3) \mu\text{m}$ для всех трех материалов, направления осей, соответствующих ориентациям [C] и [P] не проявляют зависимости от длины волны проходящего излучения.
- Величина параметра оптической анизотропии ξ кристаллов CaF_2 , BaF_2 и SrF_2 проявляет слабую зависимость от температуры. Это приводит к тому, что при охлаждении от комнатной до температуры жидкого азота, направления, соответствующие ориентациям кристаллографических осей [C] и [P] изменяются на 0.8° , 0.8° и 3.8° , а изменение угла поворота Φ соответствующему ориентации [P] изменяется менее чем на 0.5° .
- Параметр оптической анизотропии ξ кристалла $\text{Yb}:\text{CaF}_2$ не проявляет зависимости от концентрации допанта вплоть до $4.2 \text{ ат.}\% \text{Yb}$ и совпадает со значением для недопированного CaF_2 : -0.470 ± 0.035 . Изменение типа допанта и увеличение его концентрации влечет за собой изменение ξ : для $10 \text{ ат.}\% \text{Tb}:\text{CaF}_2$ он составляет -0.62 ± 0.04 , что влечет к изменению направления соответствующего ориентации кристаллографических осей [C] и ориентации осей [P] относительно недопированного CaF_2 . Учитывая переход в значении параметра оптической анизотропии от -0.47 (для недопированного CaF_2) к -0.62 ($10 \text{ ат.}\% \text{Tb}^{3+}:\text{CaF}_2$) можно видеть, что существует определенная концентрация Tb^{3+} , при которой параметр оптической анизотропии $\xi = -0.5$ и, следовательно, ориентации осей [C] и [P], определяемые (α, β) совпадают с ориентацией осей [111]. Для частного случая ориентации кристаллографических осей [P] в кристалле $10 \text{ ат.}\% \text{Tb}:\text{CaF}_2$, угол Эйлера Φ составил: $\Phi = 38.18^\circ$ и $\Phi = 59.90^\circ$, при отсутствии и наличии циркулярного двулучепреломления, соответственно.

Глава 3. Исследование свойств перспективных магнитооптических материалов

Наличие в МОЭ поглощения, приводящего к его тепловому расширению, изменению температуры в его объеме и возникновению в нем градиента температур, выражается в изменении постоянной Верде, вследствие ее зависимости от температуры и, следовательно в неоднородном набеге фаз между собственными циркулярными поляризациями в поперечном сечении магнитооптического элемента. Это приводит к неоднородному повороту плоскости поляризации излучения в его сечении и следовательно, к возникновению термонаведенной деполаризации [88]. Также, величина тепловой линзы также зависит от циркулярного двулучепреломления, которое зависит от коэффициента теплового расширения среды и постоянной Верде [119]. Уменьшение поглощенной мощности можно добиться разными способами, такими как уменьшение длины L МОЭ или улучшение оптического качества и чистоты материала, что приводит к уменьшению линейного поглощения α . Однако, уменьшение длины МОЭ требует либо увеличение магнитного поля, в частности, в ИФ, это является трудоемкой задачей, либо использования магнитооптических материалов с большей постоянной Верде.

Для количественной оценки эффективности использования МОЭ может быть использована величина магнитооптической добротности в виде $\mu = V / \alpha$ [120]. Одними из наиболее подверженных термическим нагрузкам являются МОЭ ИФ, в связи с тем, что они устанавливаются на выходе лазера и через них лазерное излучение, с мощностью вплоть до нескольких киловатт. В связи с этим для классификации материалов с точки зрения тепловых эффектов и их применения в качестве магнитооптических элементов ИФ в мощных лазерных системах, была введена магнитооптическая добротность в виде [56,60]:

$$\mu = \frac{V\kappa}{\alpha Q}, \quad (3.1)$$

где κ - коэффициент теплопроводности, Q – термооптическая характеристика среды. Данная форма позволяет учесть величину термонаведенной деполаризации излучения, возникающей в

МОЭ, определяющиеся теплопроводностью и величиной Q . Величина магнитооптической добротности включает различные материальные параметры сред, связанные с их оптическими, термооптическими, упругими свойствами. Для новых материалов некоторые из них параметры не известны, однако, существуют различные независимые методы их определения [65,77,84,87,156].

Также, критерием применимости материала с точки зрения возникающих тепловых эффектов может служить величина допустимой рабочей мощности P_{max} при которой степень изоляции ИФ достигает 30 дБ [33,157].

В данной главе рассмотрены вопросы влияния типа и концентрации допанта керамик и стекол, а также методов их изготовления на поглощение, постоянную Верде и магнитооптическую добротность и, следовательно, на тепловые эффекты, возникающие в МОЭ. Также, получены аппроксимации, позволяющие описать зависимости постоянной Верде от длины волны, температуры и концентрации REE ионов. Мы будем приводить магнитооптические свойства материалов в качестве МОЭ применительно к ИФ, не исключая общности для их применения в других устройствах, использующих в принципе своей работы эффект Фарадея.

3.1. Факторы, влияющие на измеряемое значение постоянной Верде в магнитооптических средах

На данный момент, в связи с созданием новых материалов, исследуются большое количество исследований их оптических, термооптических, магнитооптических, характеристик, в частности постоянной Верде. Однако, в различных работах существует разброс в ее значениях, который может быть существенным (вплоть до 20%). Он может зависеть как от изготовления материалов, так и от условий проведения эксперимента по измерению постоянной Верде: зависимости от температуры ($\sim T^{-1}$) образца, что в случае парамагнитных материалов, необходимо учитывать; точности определения длины волны источников излучения (не всегда точно указывается длина волны, на которой произведены измерения); точности определения угла поворота плоскости поляризации излучения после прохождения образца; точности определения величины магнитного поля; или точности положения образца в магнитном поле. Например, магнитное поле B на основе постоянных магнитов, может быть неоднородно по длине образца в магнитной системе, в этом случае, необходимо рассчитывать постоянную Верде, учитывая неоднородность магнитного поля в виде интеграла (1.39).

Таким образом, все вышеперечисленные факторы могут влиять на измеряемое значение постоянной Верде, и приводить к разбросу ее значений в различных источниках литературы. Необходимо также отметить, что в случае допированных материалов, разброс значений может быть больше по ряду причин.

Во-первых, в случае керамик, для уменьшения количества дефектов, и уменьшения остаточной пористости при изготовлении, в исходные смеси порошков дополнительно вводят оксиды и фториды, влияющие на механизм процессов спекания, называемые спекающими добавками [136]. К широко используемым спекающим добавкам для синтеза оксидных керамик можно отнести SiO_2 , ZrO_2 , MgO , La_2O_3 , V_2O_5 , HfO_2 , LiF . Обычно, весовая доля спекающих добавок в общем объеме синтезируемого материала незначительна, однако, в некоторых случаях их доля может достигать единиц и десятков процентов [158]. При выращивании кристаллов аналогично могут вводить примеси, стабилизирующие необходимую фазу материала при заданных условиях температуры и давления в ростовой камере для использования традиционных методов роста: Sc [159], Y [160]. Высокая концентрация спекающих добавок и примесей может приводить к модификации синтезируемого материала и изменению его материальных характеристик. Например, добавление в TAG ионов Sc, стабилизирующих кубическую фазу граната, приводит к зависимости постоянной Верде от концентрации Sc [159].

Во – вторых, в ряде случаев при изготовлении стекла, кристаллов и керамик, в состав материала специально вводят материалы/примеси для изменения спектральных [134] или магнитооптических свойств [135], называемые допантами. Так, например, добавление в состав кристалла TGG небольшой концентрации (<5 ат.%) таких REE, как Ho [161], Pr [162], Tm [163], Dy [126], согласно литературным источникам приводит к увеличению постоянной Верде, относительно недопированного материала TGG. Относительно недопированной керамики TAG, введение в состав редкоземельных элементов может приводить к уменьшению значения постоянной Верде: Tm [164], Y [165]; к увеличению: Tm [166], Ti [167,168], Ce [165,169], Pr [128]; или не оказывать влияние на ее значение: Si [170], но при этом повышая ее прозрачность. Характерные концентрации вводимых допантов варьируются от долей процента (сопоставимы с концентрациями спекающих добавок) до десятков процентов. Однако, при введении в начальный состав большой концентрации допанта, получающийся материал может существенно модифицироваться, и его свойства могут значительно изменяться. Так, в случае добавления в кристалл TAG допантов Pr и Ce, в пределах (0.3 – 66) ат.% постоянная Верде существенно возрастает, согласно мнению авторов [171].

В-третьих, дополнительно на свойства материала могут существенно влиять как условия процесса синтеза/роста, так и постобработка образцов: отжиг в окислительных или восстановительных атмосферах [132,172]. Восстановительные и окислительные процессы в процессе роста и постобработки приводят к изменению валентности входящих в состав материала ионов, в том числе основного в данных материалах парамагнитного иона Tb. Наличие ионов Tb с валентностью отличной от Tb³⁺ ухудшает магнитооптические и спектральные свойства материала [172,173]. Оценка концентрации ионов с валентностью отличной от Tb³⁺ в большинстве работ осуществляется по остаточной окраске образцов после постобработки или по наличию характерных линий в спектре пропускания и не является достаточно точной. Концентрации таких ионов могут быть сравнимыми с концентрациями допантов или спекающих добавок и также влиять на магнитооптические свойства получаемых материалов.

Таким образом, перечисленные выше факторы, связанные как с добавлением спекающих добавок и допантов и процессом изготовления образцов, так и с внешними условиями проведения эксперимента могут оказывать влияние на измеряемое значение постоянной Верде, что важно учитывать в случае малого допирования МОЭ ~ (1 – 5) ат.%, когда величина постоянной Верде, может меняться в пределах погрешности измерения.

На практике минимизировать ошибку по измерению постоянной Верде, связанную с внешними условиями проведения эксперимента возможно, например, проводя калибровочные измерения с известным материалом, в тех же экспериментальных условиях. Данное исследование не применяется регулярно при исследовании постоянной Верде, однако, для новых материалов этот особенно важно. Таким образом, помимо исследуемого образца может измеряться образец из материала с хорошо известным значением постоянной Верде (например, кристалл TGG).

3.2 Магнитооптические и термооптические свойства керамики TAG, допированной редкоземельными металлами

3.2.1. Исследование зависимости постоянной Верде от длины волны излучения

Одним из перспективных материалов, который может быть использован в ИФ является тербий алюминивый гранат TAG. В кристаллических образцах TAG были проведены исследования значения постоянной Верде в диапазоне (405 – 680) нм [174], а также, исследована возможность создания ИФ для излучения на длинах волн 408, 808 и 1064 нм [175].

Характерное значение постоянной Верде у кристалла TAG, в сравнении с широко используемым к TGG выше на $\approx 30\%$ [41,174].

На Рис. 31 представлены значения постоянной Верде недопированных кристаллов и керамики TAG [85,137,160,171,174–177] и допированных различными ионами редкоземельных металлов: Се [165,169], Pr [128], Ho [138], Si [170], Ti [167,168], взятые из литературы. Также на Рис. 31 представлены значения постоянной Верде, измеренные при одинаковых значениях температуры и величине магнитного поля значения постоянной Верде керамики TAG, Pr:TAG, Се:TAG и Ho:TAG и кристалла TGG, измеренного для калибровки схемы.

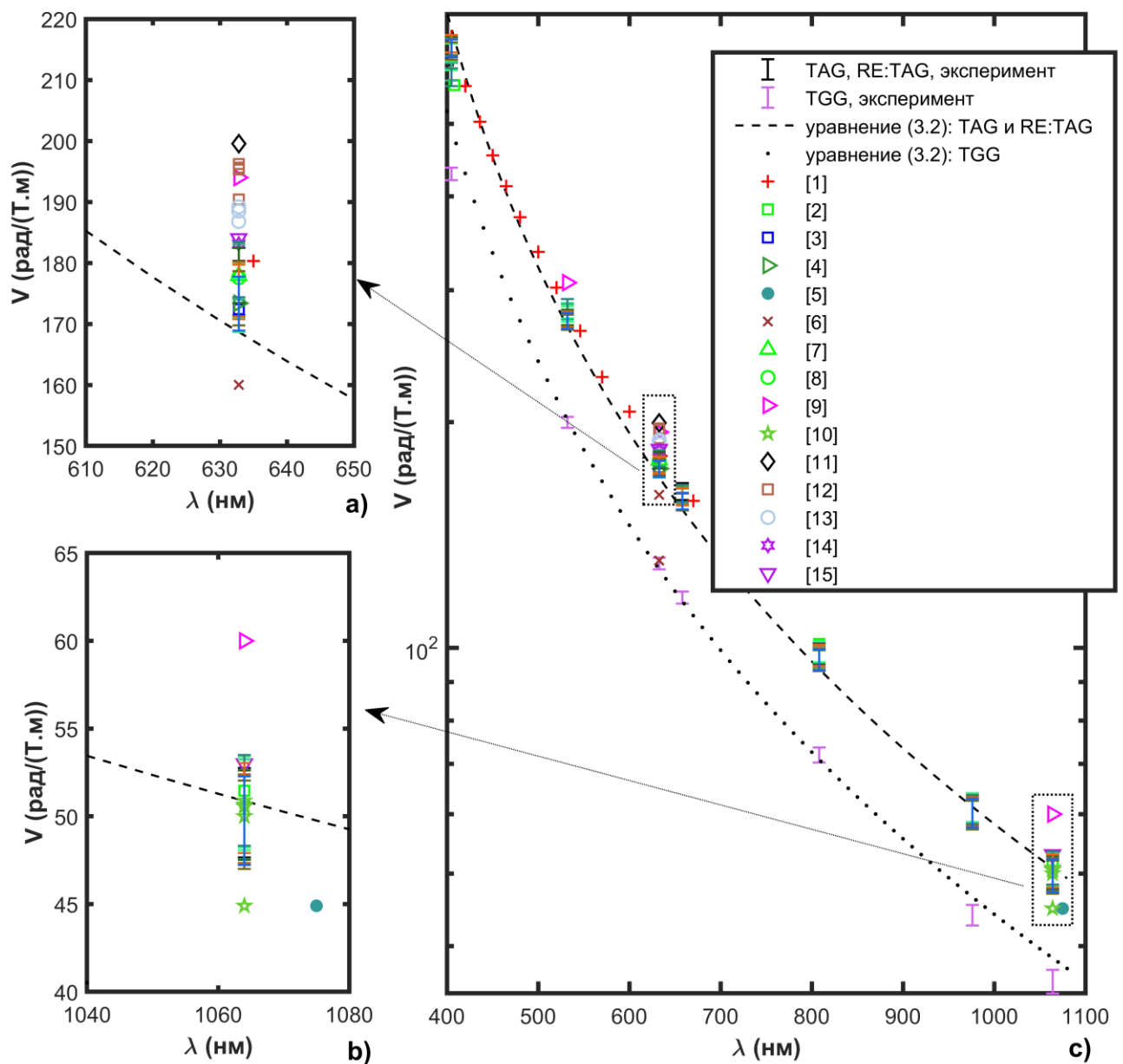


Рис. 31 Значения постоянной Верде недопированных и допированных кристаллов и керамики TAG на длине волны 632.8 нм (а) и (1064 – 1075) нм (б). Зависимость постоянной Верде

кристалла TGG, керамик TAG, Ce:TAG, Pr:TAG, Ho:TAG от длины волны в диапазоне (405 – 1064) нм и их аппроксимация (точки (TGG) и штрих – пунктирная линия (TAG)), а также литературные данные для керамик и кристаллов TAG (1 – [174], 2 – [175], 3 – [176], 5 – [85], 6 – [171], 7 – [177], 8 – [137], 9 – [160]), Ce(11 – [165], 12 – [169]), Pr (13 – [128]), Ho (14 – [138]), Si (4 – [170]), Ti (10 – [167], 15 – [168]) (с).

Как видно из графика (Рис. 31), для чистого кристалла и керамики TAG существует большой разброс значений, который составляет (~10%) для 632.8 нм (Рис. 31(а)) и (~14%) для длин волн (1064 – 1075) нм (Рис. 31(б)) от среднего значения. Величина данного разброса, в некоторых экспериментах, может быть объяснена положениями из Пункта 3.1.

Исследуемые образцы керамики TAG допированных ионами Ce и Pr с концентрациями (0, 0.5, 1, 1.5, 2) ат. % и 0.5 ат. % Ho:TAG представлены на Рис. 32. Увеличение концентрации допанта в керамике Ce:TAG (5 и 10 ат. %Ce), приводит к существенному увеличению поглощения и уменьшению прозрачности МОЭ. Исследованные образцы не были отожжены и массовая доля спекающей добавки составляла 0.5 мол. %. Длины образцов составляли: TAG ($L = 1.88$ мм), (0.5, 1, 1.5, 2) ат. % Ce:TAG ($L = 1.18, 1.18, 1.21, 1.18$ мм, соответственно), (0.5, 1, 1.5, 2) ат. % Pr:TAG ($L = 1.15, 1.17, 1.19, 1.17$ мм, соответственно), 0.5 ат. % Ho:TAG ($L = 1.19$ мм)

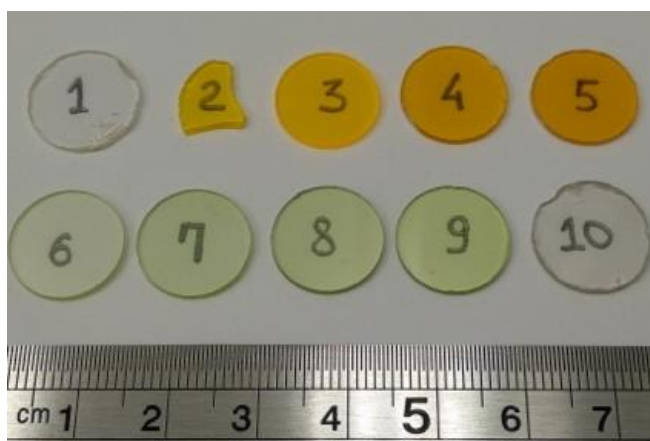


Рис. 32 Фотография образцов исследованной керамики. 1 - TAG, 2 – 5 - (0.5, 1, 1.5, 2) ат. % Ce:TAG, 6 – 9 – (0.5, 1, 1.5, 2) ат. % Pr:TAG, 10 – 0.5 ат. % Ho:TAG.

Измерение спектров исследуемых образцов производилось спектрографом SP – 256 – UVV (LOMO). На Рис. 33 представлены спектры пропускания исследованных образцов в диапазоне (200 – 1100) нм. Как видно из графиков, образцы (0, 0.5, 1) ат. % Ce:TAG, 0.5 ат. % Ho:TAG и (0.5, 1, 1.5) ат. % Pr:TAG) имеют высокий коэффициент пропускания, с величиной

пропускания $\sim 75\%$, в областях в полосах прозрачности материала, близкий к теоретическому значению. Показатель преломления для расчета теоретического значения пропускания (пунктирная линия) учитывающая потери на отражении от граней, для чистого кристалла TAG был взят из работы [41]. Образцы Ce:TAG имеют полосу прозрачности (600 – 1100) нм. Полоса поглощения в области (400 – 500) нм связана с линиями поглощения иона Се Рис. 33(b). Образцы с добавлением Pr имеют полосы прозрачности в диапазонах: (380 – 400), (500 – 570), (630 – 980) и (1050 – 1100) нм Рис. 33(c), в то время как с Ho полосы прозрачности лежат в пределах: (560 – 615), (680 – 1100) нм Рис. 33(a). С увеличением концентрации Се и Pr, пропускание уменьшается на $\sim 2.4\%$, что может быть связано с увеличением рассеяния и поглощения в исследуемых образцах. Как видно из графика Рис. 33(c), увеличение концентрации Pr влечет к снижению пропускания, в линии поглощения Pr, в области 1030 нм, что ограничивает применение керамик Pr:TAG в качестве МОЭ, для лазеров, генерирующих в данной области спектра.

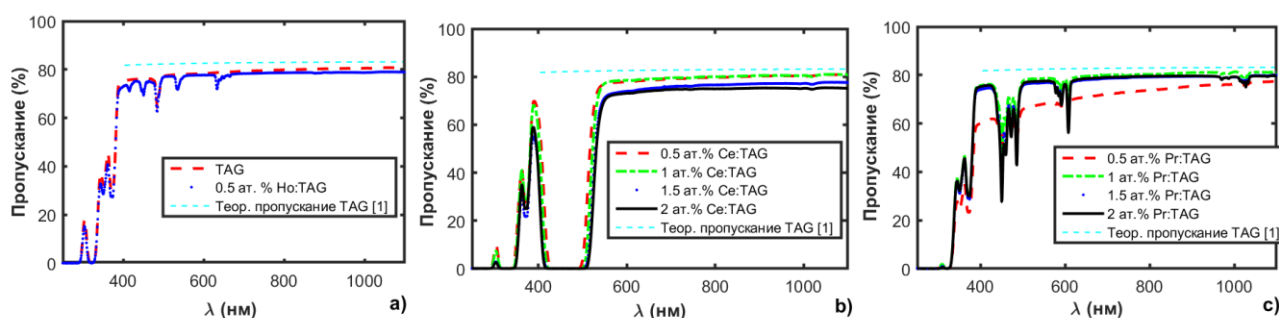


Рис. 33 Спектры пропускания исследуемых образцов керамики TAG (1 – [41]).

Измерение постоянной Верде керамических образцов TAG с различными концентрациями ионов Ce^{3+} , Pr^{3+} и Ho^{3+} производилось в схеме, приведенной на Рис. 34.

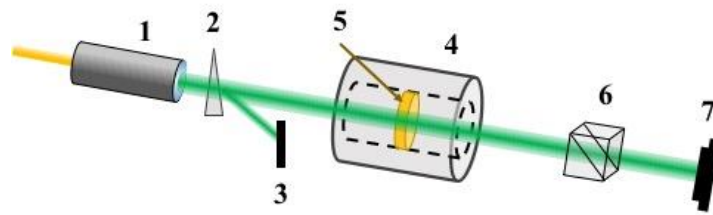


Рис. 34 Схема эксперимента по измерению постоянной Верде. 1 – диодный источник излучения, 2 – шпатовый клин, 3 – поглотитель излучения, 4 – магнитная система, 5 – исследуемый образец, 6 – призма Глана, 7 – CCD камера.

Эксперимент проводился при температуре $294 \pm 0.5\text{К}$. В качестве пробных источников излучения были использованы диодные лазеры с длинами волн 405, 532, 674, 808, 980 и 1064 нм, а также He – Ne лазер с длиной волны 632.8 нм. Измеряя угол поворота плоскости поляризации излучения после прохождения образцов в присутствии и отсутствии магнитного поля системы постоянных Nd – Fe – В магнитов, а также по известному значению магнитного поля и толщин образцов, были вычислены значения постоянной Верде, используя (1.40). Продольное распределение магнитного поля представлено на Рис. 35. Изменение магнитного поля на длине образца составляло $< 0.14\%$ от значения 1.43 Т.

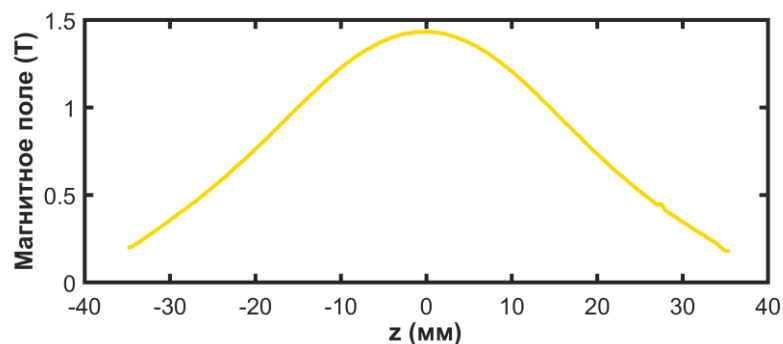


Рис. 35 Продольное распределение магнитного поля в магнитной системе. z – продольная координата вдоль оси магнитной системы.

Аппроксимация зависимости $V(\lambda)$ определялась в виде [178]:

$$V(\lambda) = \frac{A_{[material]}}{\lambda^2 - \lambda_0^2}. \quad (3.2)$$

где константа $A_{[material]}$ пропорциональна вероятности перехода, а λ_0 – отвечает за его длину волны. Используя выражение (3.2), были определены значения коэффициентов A_{TAG} и λ_0 для

исследованных керамик TAG, Ce:TAG, Pr:TAG и Ho:TAG: $A_{TAG} = 5.33 \times 10^7$ (рад.нм²)/(Т.м) и $\lambda_0 = 290$ нм. Для кристалла TGG была определены коэффициенты $A_{TGG} = 40.5 \times 10^6$ (рад.нм²)/(Т.м) и $\lambda_0 = 286.5$ нм.

Экспериментально полученные значения постоянной Верде представлены на Рис. 31. На Рис. 36 также показаны значения постоянных Верде на длинах волн, которые широко представлены в литературе (632.8 нм и 1064 нм). Как видно на Рис. 36, расхождение абсолютных значений постоянной Верде для образцов TAG и REE:TAG на длинах волн 632.8 нм и 1064 нм составляет не более 2%.

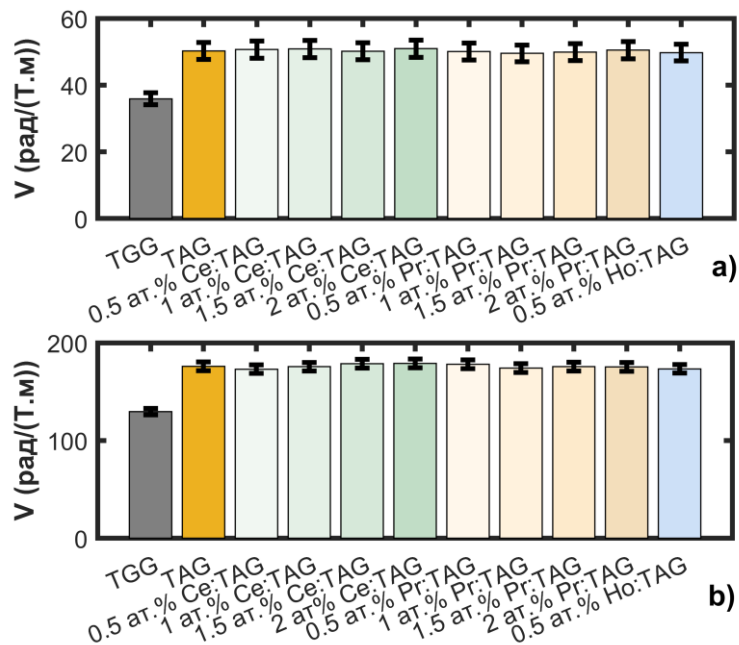


Рис. 36 Значения постоянной Верде серии образцов керамик TAG на длине волны 632.8 нм (а) и 1064 нм (b).

Аккуратный учет факторов, приведенных в Пункте 3.1 позволяет оценить разброс значений постоянной Верде для данного эксперимента. В эксперименте были использованы диодные источники излучения с мощностью (<1 Вт) для того, чтобы исключить зависимость постоянной Верде от температуры, вследствие нагрева МОЭ, связанного с поглощением. Используя зависимость постоянной Верде парамагнетиков от температуры ($\sim T^{-1}$), были оценены относительные отклонения постоянной Верде. Характерную погрешность измерения температуры, при измерении, можно оценить в 1 К, что приводит к относительному изменению постоянной Верде на $\sim 0.03\%$, при этом, разброс значений постоянной Верде измеряемой при различных температурах окружающей среды, лежащих в интервале 295 ± 5 К составляет $\sim 1.7\%$ от среднего значения. Точность определения длины волны определяется спектром источника

излучения, используемого в эксперименте. Для используемых источников излучения в экспериментах ширина спектра не превышала 1 нм. Для оценки погрешности был взят интервал в 2 нм. Ошибка, связанная с точностью определения длины волны, была оценена, используя аппроксимацию (3.2). Также, стоит учитывать точность определения угла поворота поляризации излучения, соответствующего минимуму сигнала на камере. Точность определения угла поворота может зависеть от уровня холодной деполяризации, связанной с качеством исследуемого образца и инструментальной точности, с которой определяется угол поворота призмы Глана (использовался оптический столик Standa-7R150 Rotation Stage с ценой деления 2'). Точность определения угла в проводимых в работе экспериментах составила $\pm 10'$. Для сравнения, в работе [168] оцениваемая погрешность измерения угла составляла $\pm 0.23^\circ$ (13.8') и $\pm 0.27^\circ$ (16.2').

Учитывая проведенные оценки, погрешность полученных значений постоянной Верде в проведенных экспериментах составила (в среднем для использованных длин волн) 5.5%. Как видно из графика (Рис. 31) измеренные значения постоянной Верде образцов керамики TAG, редкоземельными ионами, при учете оценённой погрешности совпадают со значениями как чистого TAG ([174], [176], [85], [177], [137]), так и с керамикой Ti:TAG [165], Si:TAG [170], Pr:TAG [128], Ho:TAG [138], Ce:TAG [165], однако не совпадает с TAG ([171], [160]), Ce:TAG ([165], [169]). Таким образом, найденная аппроксимация Рис. 31 может быть применима как для недопированных кристаллов и керамики TAG, так и для допированных ионами REE.

3.2.2. Исследование термонаведенной деполяризации

В качестве источника греющего излучения был использован 1.5 кВт Yb-fiber лазер с длиной волны 1070 нм, измерения термонаведенной деполяризации излучения проводились в схеме, представленной на Рис. 37.

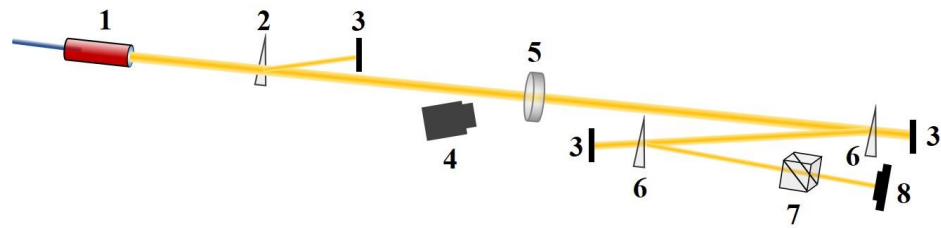


Рис. 37 Схема эксперимента по исследованию термонаведенной деполаризации излучения и максимальной температуры ОЭ из образцов керамики REE:TAG. 1 – Yb–fiber лазер, 2 – шпатовый клин, 3 – поглотитель излучения, 4 – инфракрасная камера, 5 – исследуемый образец, 6 – кварцевый клин, 7 – призма Глана, 8 – CCD – камера.

Измерение зависимости термонаведенной деполаризации от мощности греющего излучения производилось в схеме аналогичной Рис. 21. В качестве источника греющего и пробного излучения был использован Yb–fiber лазер (1). Шпатовый клин (2) обеспечивал линейную поляризацию излучения. Исследуемый образец закреплялся на медной втулке (5). Термонаведенная деполаризация вычислялась по отношению проинтегрированных распределений интенсивности в двух положениях призмы Глана (7), которые соответствуют «начальной» и деполаризованной компонентам поля. Температура каждого из исследуемых образцов фиксировалась инфракрасной камерой в реальном времени (4). Термонаведенная деполаризация излучения и величина магнитооптической добротности представлены на Рис. 38.

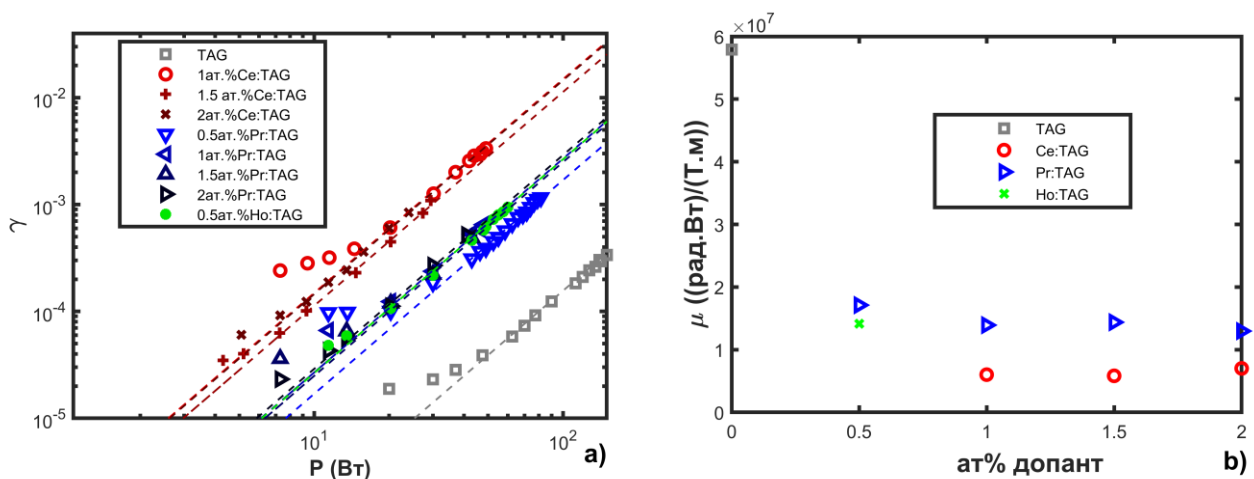


Рис. 38 Термонаведенная деполаризация в исследованных образцов керамики (а), магнитооптическая добротность в зависимости от концентрации и вида допанта (б).

Как видно из графика Рис. 38(а) термонаведенная деполаризация растет с увеличением концентрации допанта. Относительно образца чистой керамики TAG, термонаведенная

деполяризация возрастает для 2 ат.% Ce:TAG в 95 раз, для 2 ат.% Pr:TAG в 23 раза, для 0.5 ат.% Ho:TAG термонаведенная деполяризация сравнима с 2 ат.% Pr:TAG. Рост термонаведенной деполяризации может быть связан с увеличением поглощения при повышении концентрации допанта и зависеть от типа иона, данный эффект наблюдался в случае Ti:TAG и Si:TAG керамики [167].

На Рис. 38(b) представлена величина магнитооптической добротности исследованных образцов керамики, вычисленной по формуле (3.1). Максимальной величиной добротности обладает образец чистой керамики TAG ($\mu = 5.8$ (рад.Вт)/(Т.м)), которая больше керамики TGG в 2 раза [119]. Для образца TAG, с максимальной величиной магнитооптической добротности, для магнитной системы с полем 2.5 Т величина P_{max} составила 48 Вт. Для остальных исследованных образцов ее величина ниже, так для образцов Ce:TAG ее величина составляет ~5 Вт, для образцов Pr:TAG ~12-14 Вт и для Ho:TAG ~12 Вт.

На Рис. 39 представлены зависимости максимальной температуры исследованных образцов керамики от мощности лазерного излучения

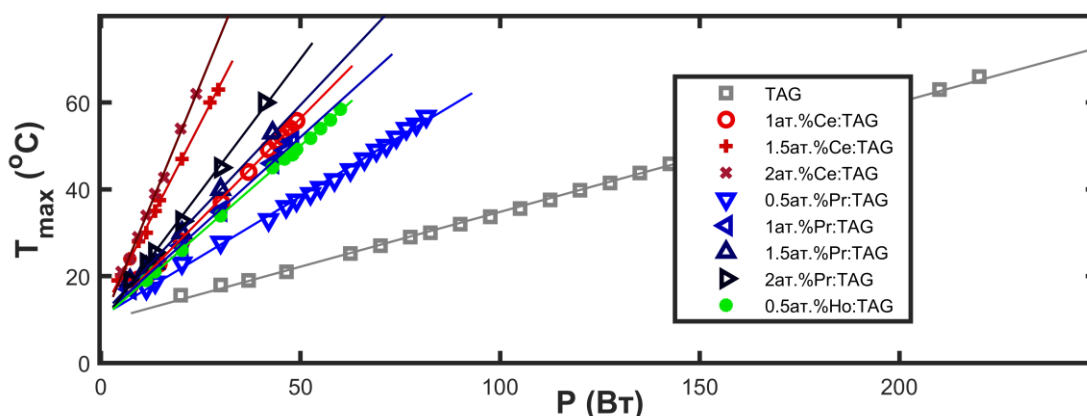


Рис. 39 Максимальная температура в исследуемых образцах керамики в зависимости от мощности лазерного излучения

Исследуемые образцы керамики демонстрируют различную динамику нагрева в зависимости от материала допанта. Максимальный нагрев исследуемых образцов керамики наблюдается в керамике Ce:TAG. Данный результат соответствует результатам эксперимента по измерению термонаведенной деполяризации в образцах.

3.3. Магнитооптические свойства керамики на основе оксидов редкоземельных металлов

3.3.1. Керамика на основе оксида диспрозия

Исследованные образцы керамики на основе оксида диспрозия $(Dy_xY_{0.95-x}La_{0.05})_2O_3$, $x = 0.7, 0.85, 0.9$, Dy_2O_3 имели толщину 0.48 мм, 0.49 мм, 0.81 мм, 0.81 мм, соответственно. Их фотографии представлены на Рис. 40.

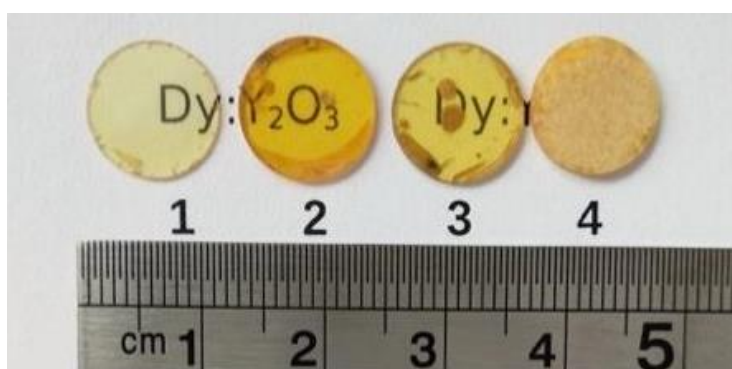


Рис. 40 Исследуемые образцы исследуемой керамики: $(Dy_xY_{0.95-x}La_{0.05})_2O_3$, $x = 0.7$ (1), 0.85 (2), 0.9 (3), Dy_2O_3 (4).

Спектр пропускания исследуемых керамик измерялся в диапазоне $(0.2 - 20) \mu\text{м}$ спектрографами SP – 256 UVW, SP – 256 IR и FSM 1201.

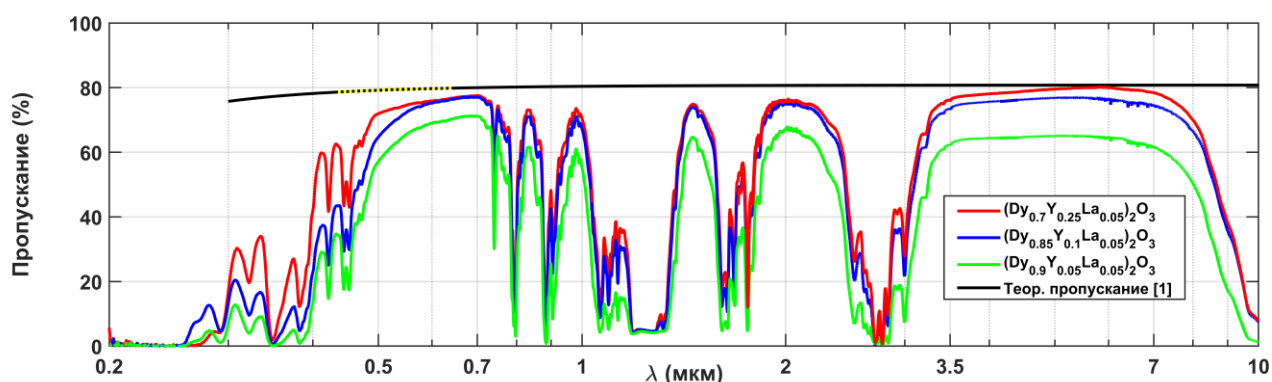


Рис. 41 Спектры пропускания образцов керамики на основе оксида диспрозия (1 – [141]).

Как видно из Рис. 41, окна прозрачности материала лежат в областях: $(500 - 730) \text{ нм}$, $(1900 - 2300) \text{ нм}$ и $(3500 - 7500) \text{ нм}$ и в окрестностях длин волн 835, 980 и 1455 нм. Во всех упомянутых диапазонах пропускание керамик составляло более 70% и может быть увеличена

путем более тщательного выбора условий спекания и концентраций спекающих добавок; в середине ИК-диапазона передача была близка к теоретическому пределу (черная линия). Сплошная черная кривая на Рис. 41 соответствует теоретическому пропусканию материала Dy_2O_3 , учитывающая отражения на гранях, с использованием показателя преломления из работы [141], измеренным для длин волн из пунктирной области линии (Рис. 41).

Из графика видно, что керамика основанная на оксиде диспрозия не может быть использована в качестве МОЭ для мощных лазеров на основе ионов Yb^{3+} и Nd^{3+} , оперирующих в области $(1 - 1.1) \mu\text{м}$ из-за наличия резонансных линий поглощения В то же время прозрачность материала в диапазоне $(1900 - 2300) \text{ нм}$ позволяет использовать его для Tm^{3+} и Ho^{3+} лазеров.

Эксперимент по определению зависимости постоянной Верде керамик составов $(\text{Dy}_x\text{Y}_{0.95-x}\text{La}_{0.05})_2\text{O}_3$, $x = 0.7, 0.85, 0.9$, а также, для сравнения, чистой иттриевой керамики ($x = 0$) и кристалла TGG ($L = 2 \text{ мм}$) от длины волны проводился в схеме, аналогичной Рис. 34, при температуре 293°К . В качестве источников излучения были использованы диодные лазеры на длинах волн 405, 532, 658, 780, 808 и 980 нм, а также He-Ne лазер на длине волны 632.8 нм, Nd:YAG-лазер на длине волны 1064 нм и Tm – волоконный лазер в 1939 нм. В случае Tm-волоконного лазера в качестве приемника излучения был использован измеритель мощности излучения. По измерению мощности излучения от угла поворота призмы Глана были определены углы, соответствующие минимуму мощности излучения в отсутствии и присутствии образца в магнитной системе. Изменение магнитного поля на длине образца было менее 0.14 % от значения 1.43 Т, в связи с этим, значения постоянной Верде для каждой длины волны излучения и каждого образца были определены используя формулу (1.40).

Для калибровки измерительной схемы как был кристалл TGG для длин волн 405, 532, 658, 632.8, 780, 808 и 980 нм. В случае измерения постоянной Верде на длине волны 1939 нм для калибровки был использован кристалл ZnSe, с известным значением постоянной Верде [131].

В (Таблица 5) представлены значения постоянной Верде исследованных образцов керамики.

λ , нм	405	532	632.8	658	780	808	980	1064	1939
$x = 0.7$	708	361	228	218	159	139	105	78	10.7
$x = 0.85$	837	426	260	244	191	168	121	93	13
$x = 0.9$	886	444	297	271	200	179	127	101	13.8

$x = 0$ (Y_2O_3)	-18.7	-9.2	-6	-6.3	-3	-3.7	-1.7	-2.3	-
----------------------	-------	------	----	------	----	------	------	------	---

Таблица 5 Значения постоянной Верде керамики на основе оксида диспрозия и иттриевой керамики.

На Рис. 42 представлены измененные значения постоянной Верде исследованных образцов.

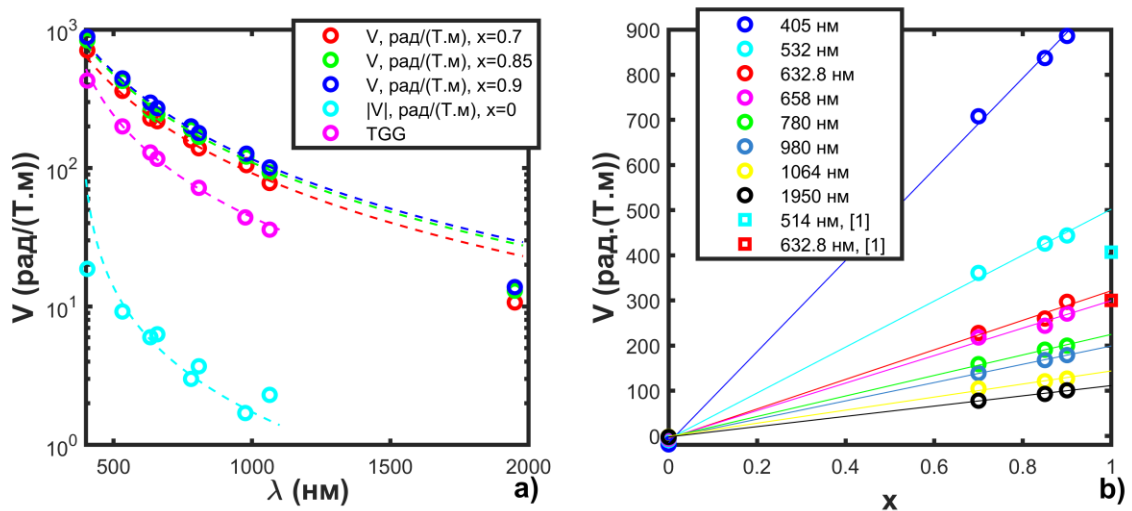


Рис. 42 Значения постоянной Верде исследованных образцов керамики. Для сравнения, представлено значение постоянной Верде кристалла TGG, измеренное при таких же условиях эксперимента (а), зависимость постоянной Верде керамики на основе оксида диспрозия от концентрации диспрозия (b). [1] – [179].

В соответствие с моделью (3.3) константы аппроксимации составили:

Константы аппроксимации/состав	$x = 0$	$x = 0.7$	$x = 0.85$	$x = 0.9$
$A \times 10^7$, рад.нм ² /(Т.м)	0.15	9.00	10.75	11.36
λ_0 , нм	376.9	138.5	148.6	140.2

Таблица 6 Константы аппроксимации зависимости постоянной Верде керамики на основе оксида диспрозия от длины волны.

Как видно из Рис. 42, постоянная Верде керамики на основе оксида диспрозия ($x = 0.7, 0.85, 0.9$) при комнатной температуре в полосах прозрачности в более чем 2.2 раза больше, чем

в кристалле TGG и более чем 40 раз больше чистой иттриевой керамики. Исследования показали, что угол поворота плоскости поляризации в иттриевой керамике Y_2O_3 противоположен по знаку, относительно знака угла поворота в керамике на основе оксида диспрозия $(Dy_xY_{0.95-x}La_{0.05})_2O_3$ и кристалле TGG. Таким образом, в керамических образцах $(Dy_xY_{0.95-x}La_{0.05})_2O_3$ за поворот отвечает парамагнитный ион диспрозия.

В среднем, для керамики на основе оксида диспрозия и кристалла TGG погрешность измерения постоянной Верде составляла $\sim 5\%$ и, в случае иттриевой керамики Y_2O_3 (10 – 15)%. Столь существенный разброс в значениях для керамики Y_2O_3 керамики связан с малостью высоким уровнем «холодной» деполяризации в образцах, от которого зависит точность определения угла призмы Глана, соответствующего минимуму интенсивности на камере. Погрешность, связанная с неоднородностью магнитного поля вдоль образца была пренебрежимо малой.

Уменьшение поглощенной мощности в МОЭ ИФ можно добиться путем криогенного охлаждения парамагнитного МОЭ. На данном эффекте работают криогенные ИФ, в которых МОЭ находится в термостабилизированном состоянии при постоянной температуре, например жидкого азота. Для исследования зависимости постоянной Верде от длины волны и температура использовалась схема, приведенная на Рис. 43.

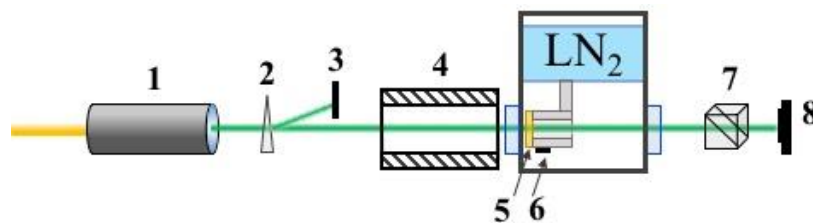


Рис. 43 Схема эксперимента. 1 – диодный лазер, 2 – шпатовый клин, 3 – поглотитель излучения, 4 – исследуемый образец, 5 – измеритель температуры, 6 – измеритель температуры, 7 – призма Глана, 8 – CCD камера.

Диодные лазеры на длинах волн 405, 532, 658, 780 и 1064 нм были использованы в качестве диодных источников излучения (2). Каждый из исследуемых образцов керамики помещался в медной втулке в криогенную вакуумную камеру, где происходило его охлаждение жидким азотом. В эксперименте каждый из образцов находился в одном и том же положении относительно магнитного поля. В связи с тем, что магнитная система не охлаждалась, величина магнитного поля не изменялась и измерение угла поворота при каждом значении температуры и длины волны проводилось в одних и тех же условиях. Температура измерялась в реальном

времени предварительно откалиброванным термодатчиком (6), расположенном на медной втулке рядом с образцом. По измеренным значениям зависимости угла поворота от температуры, длине образцов и величин постоянной Верде при комнатной температуре (Таблица 5), были вычислены значения постоянной Верде при охлаждении каждого из исследуемых образцов.

Используя зависимость постоянной Верде от температуры [49] и длины волны [178], в работе [180] была представлена модель описывающая зависимость постоянной Верде:

$$V_x(\lambda, T) = -\frac{a_x}{(\lambda^2 - \lambda_0^2)} - \frac{c_x}{(\lambda^2 - \lambda_0^2)(T - d_x)} + \frac{f_x}{T - d_x}, \quad (3.3)$$

где d_x – температура Кюри, a_x , $\lambda_{0,x}$, c_x – параметры аппроксимации, $x = 0.7, 0.85, 0.9$. Первая часть уравнения (3.3) есть «смешанный» вклад, вторая – парамагнитный вклад и третья часть – гиромангнитный вклад.

На Рис. 44(а – с) представлены измеренные значения постоянной Верде для исследуемых образцов в диапазоне (80 – 294)°К на каждой из использованных длин волн, их аппроксимация, описываемая формулой вида (3.3) и отклонение измеренных значений от аппроксимации в процентах (Рис. 44(d–f)).

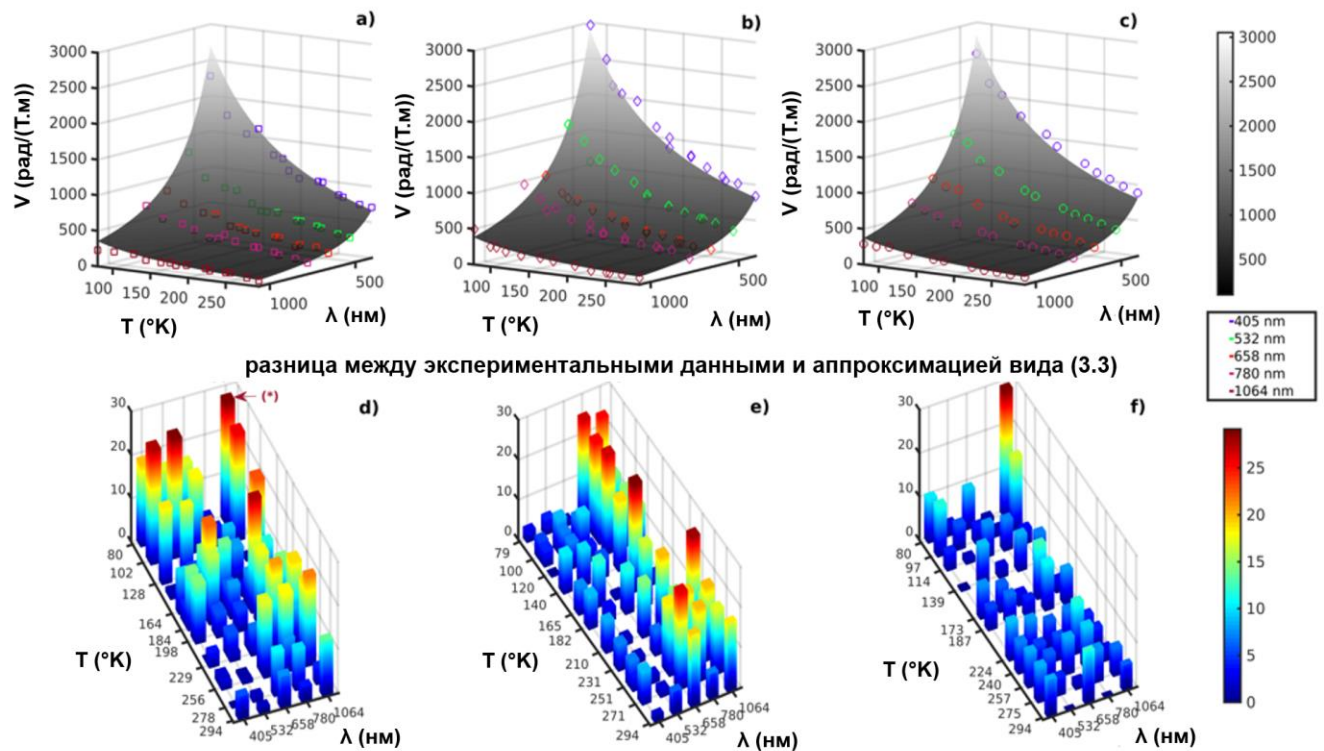


Рис. 44 Зависимость постоянной Верде от длины волны и температуры исследованных образцов $(\text{Dy}_{0.7}\text{Y}_{0.25}\text{La}_{0.05})_2\text{O}_3$ (а), $(\text{Dy}_{0.85}\text{Y}_{0.1}\text{La}_{0.05})_2\text{O}_3$ (b) и $(\text{Dy}_{0.9}\text{Y}_{0.05}\text{La}_{0.05})_2\text{O}_3$ (с) (точки),

аппроксимация, описываемая выражением (3.3) и отклонение от аппроксимации для каждой из измеренных точек в процентах ($d-f$), (*) показывает 55% отклонение от аппроксимации для точки 80 К, 1064 нм.

Используя зависимость $V(\lambda, T)$ вида (3.3), были определены значения констант аппроксимации a , λ_0 , c , d и f , дающих минимальное среднеквадратичное отклонение от измеренных значений (Таблица 7).

Концентрация Dy/коэффициенты аппроксимации	λ_0 , нм	a , (рад.нм ²)/(Т.м)	c , (рад.К.нм ²)/(Т.м)	d , К	f , (рад.К)/(Т.м)
$x = 0.7$	142.7	6.55×10^7	-5.36×10^{10}	-38.18	611
$x = 0.85$	140.5	3.95×10^7	-5.19×10^{10}	-35.40	990
$x = 0.9$	143.0	3.51×10^7	-4.92×10^{10}	-32	920

Таблица 7 Значения констант аппроксимации a , λ_0 , c , d и f .

Вторая часть в (3.3), парамагнитный член дает основной вклад в зависимость постоянной Верде от температуры и длины волны. Относительная ошибка между использованной аппроксимацией и экспериментальными данными увеличивается с уменьшением температуры и ростом длины волны и, как видно из Рис. 44, не превышает $\approx 25\%$ для всех использованных длин волн, кроме 1064 нм. Исследуемая керамика имеет несколько полос поглощения и исследуемом диапазоне длин волн (405 – 1064) нм, сказывается на величине различия модели (3.3) и измеренных значениях постоянной Верде. Для длин волн 1064 нм и 780 нм (они находятся вблизи линий поглощения материала) разница между измеренными данными и использованного вида аппроксимации (3.3) максимальна и варьирование коэффициентов в пределах $\approx 10\%$ от найденных, приводит к ее существенному увеличению вплоть до $\approx 40\%$.

Из выражения (3.3) следует, что температурная зависимость постоянной Верде для каждой из длин волн постоянной Верде может быть описана в виде:

$$V(T) = \frac{a_1}{T - d_1} + h_1, \quad (3.4)$$

где a_1 , d_1 и h_1 – константы аппроксимации.

Использование аппроксимации вида (3.4) для каждой длины волны позволило минимизировать ошибку между экспериментальными данными и аппроксимационной кривой для каждой из длин волн (Рис. 45). На Рис. 45 также приведены температурные зависимости из (3.3) для каждой из использованных длин волн (черный цвет).

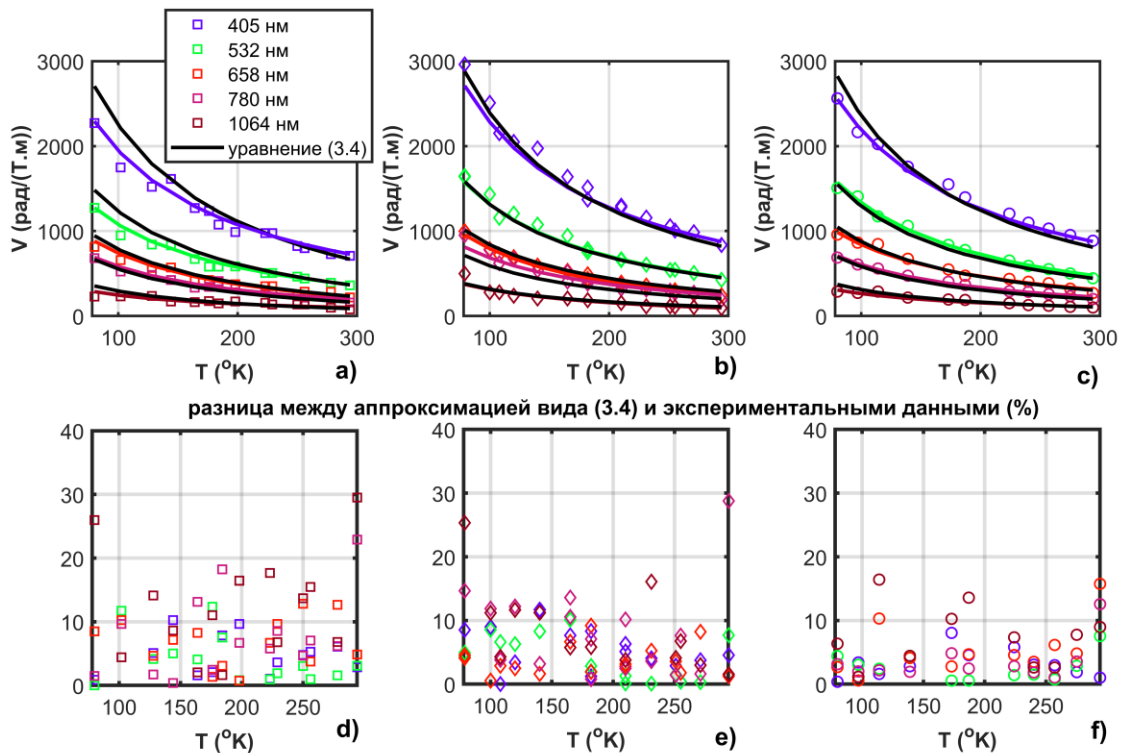


Рис. 45 Зависимость постоянной Верде исследуемой керамики от температуры (3.4) (цвет) и аппроксимация (3.3) (черная линия) для каждой из использованных длин волн (a-c) и отклонение от аппроксимации для каждой из измеренных точек (в процентах) (d-f).

Относительная ошибка между экспериментальными данными и аппроксимационной кривой существенно меньше, относительно (3.3) для всех исследуемых образцов керамики и не превышает (в среднем) 10%. Для каждой из использованных длин волн коэффициенты a_1 и d_1 слабо зависят от концентрации диспрозия в исследованных образцах (Рис. 46).

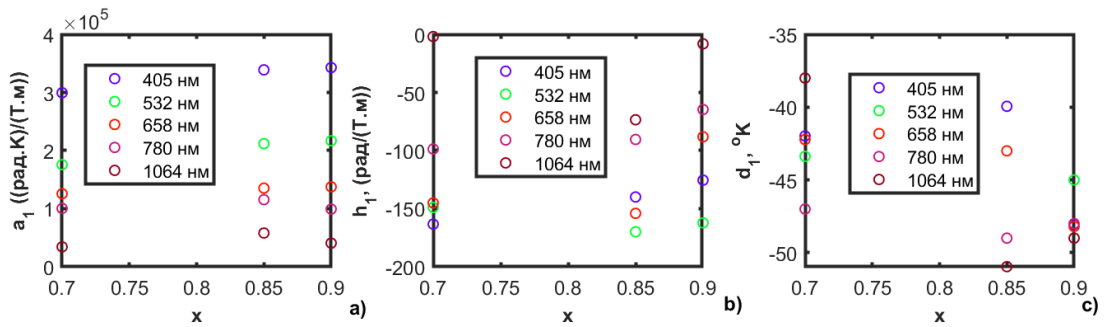


Рис. 46 Константы аппроксимации a_1 , d_1 и h_1 в зависимости от концентрации диспрозия (x).

На Рис. 47 представлены температурные зависимости постоянной Верде исследованных образцов, нормированные на $V(294^\circ\text{K})$ для каждой из зависимостей и аппроксимация вида (3.4) полученная для всех образцов и измеренных экспериментальных точек с параметрами аппроксимации a_{sum} , d_{sum} и h_{sum} , что позволяет определить относительное увеличение постоянной Верде при охлаждении для каждой длины волны относительно комнатной температуры 294°K .

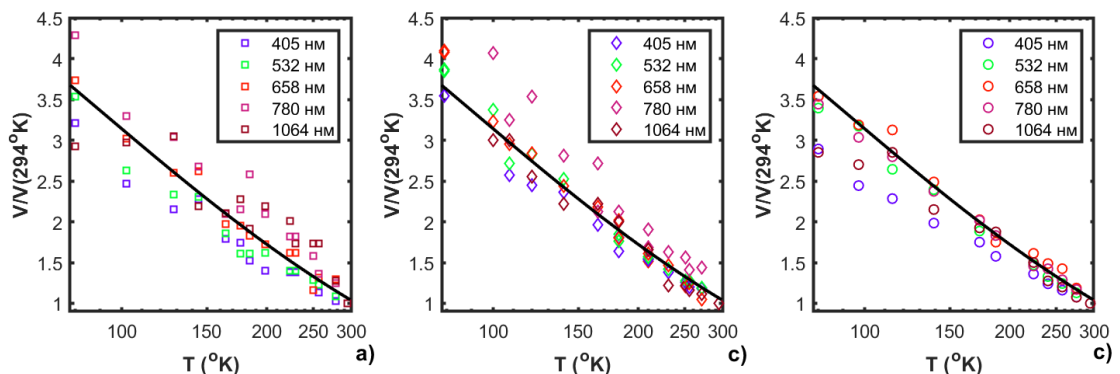


Рис. 47 Зависимость увеличения постоянной Верде при охлаждении относительно $V(294\text{ K})$ измеренной на используемых длинах волн и ее аппроксимация (черная линия). Квадрат, ромб, круг для образцов $x = 0.7$ (a), 0.85 (b), 0.9 (c).

Как видно из Рис. 47, при уменьшении температуры до 80 K постоянная Верде растет для каждого из исследуемых образцов в пределах $2.8 - 4.7$ раза в зависимости от длины волны и от состава. Использование коэффициентов аппроксимации $a_{sum} = 775\text{ K}^{-1}$; $d_{sum} = -89\text{ K}$; $h_{sum} = -0.96\text{ рад}/(\text{T.m})$ дает минимальное среднеквадратичное отклонение для измеренных значений постоянной Верде при охлаждении. Относительное увеличение величины постоянной Верде при криогенной температуре составляет ≈ 3.46 раза.

В связи с малой толщиной образцов и малой величиной магнитного поля (из-за расположения магнитной системы вне криогенной камеры), эксперимент по определению температурной зависимости постоянной Верде на длине волны 1939 нм (Таблица 5) исследованных керамик провести не удалось, однако, используемая зависимость (Рис. 47) позволяет оценить значения постоянной Верде для температуры жидкого азота. Для криогенной температуры постоянная Верде, используя аппроксимацию, составит $\approx 37, 44.9, 47.7$ рад/(Т.м) для $x = 0.7, 0.85$ и 0.9 соответственно.

Вычисленные значения постоянной Верде исследуемой керамики позволяют оценить длину МОЭ необходимую для поворота плоскости поляризации на 45 градусов использования в изоляторе Фарадея с характерным магнитным полем 2.5 Т [33] работающего на длине волны 1939 нм как при комнатной, так и при криогенной температуре. В (Таблица 8) представлены значения постоянной Верде керамики на основе оксида диспрозия, а также других перспективных магнитооптических материалов, прозрачных в области 2 $\mu\text{м}$, для изготовления магнитооптических элементов и их требуемая длина для использования в ИФ при комнатной и криогенной температурах.

Материал	V , рад/(Т.м), $T = 294^\circ\text{K}$	V , рад/(Т.м), $T = 80^\circ\text{K}$	L , мм, $T = 294^\circ\text{K}$	L , мм, $T = 80^\circ\text{K}$
$x = 0.7$	10	37	31.4	8.5
$x = 0.85$	13	44.9	24.2	7
$x = 0.9$	13.8	47.7	22.7	6.6
ZnSe [131]	8.4	8.4	37.4	37.4
CeF ₃ [46]	7.7	—	40.8	—
EuF ₂ [133]	12.3	—	25.5	—

Таблица 8 Значения постоянной Верде различных материалов на длине волны 1939 нм при комнатной и криогенной температурах и оценка на необходимую длину МОЭ в изоляторе Фарадея для поворота плоскости поляризации на угол $\pi/4$.

3.3.2. Керамика на основе оксида эрбия

В экспериментах была исследована серия образцов эрбиевой керамики различного состава: $(\text{Er}_{0.93}\text{La}_{0.07})_2\text{O}_3$, $(\text{Er}_{0.95}\text{La}_{0.05})_2\text{O}_3$, $(\text{Er}_{0.97}\text{La}_{0.03})_2\text{O}_3$ и Er_2O_3 , с длинами 0.45, 0.43, 0.43 и 0.45 мм, соответственно. Фотография образцов представлена на Рис. 48.

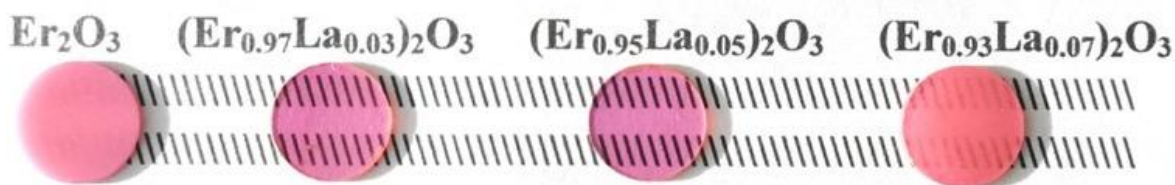


Рис. 48 Исследуемые образцы керамик на основе оксида эрбия.

Образец Er_2O_3 не прозрачен в исследуемой области длин волн, поэтому он не использовался в измерениях. Спектр пропускания образца $(\text{Er}_{0.95}\text{La}_{0.05})_2\text{O}_3$ (с наилучшим оптическое качество) был измерен в диапазоне длин волн (200–1100) нм с использованием спектрометра SP – 256 – UVV (LOMO), в диапазоне (1100–1300) нм с использованием спектрометра Shimadzu UV – 3600 и в диапазоне 1.3–11 μm с использованием фурье – спектрометра FSM IRPrestige – 21 (Shimadzu). Пропускание приготовленных образцов оптической керамики и особенности ее изготовления представлено в работе [181].

Исследуемый материал имеет большое количество полос поглощения в видимой области. Полосы пропускания рассматриваемого образца находятся вблизи длин волн 427 нм и 467 нм, а также в областях (565–626) нм, (685–780) нм, (851–920) нм, (1030–1370) нм, (1800–8000) нм. Во всех упомянутых областях прозрачности, за исключением отдельных пиков поглощения, значение пропускания превышает 72%. Основные полосы поглощения спектра (Рис. 49(a,b)) в области (200 – 1100) нм характеризуются поглощением Er^{3+} от уровня $^4\text{I}_{15/2}$ до различных возбужденных уровней $^4\text{I}_{11/2}$, $^4\text{I}_{9/2}$, $^4\text{F}_{9/2}$, $^4\text{S}_{3/2}$ и $^4\text{F}_{7/2}$, соответствующих длинам волн 980, 800, 670, 545 и 480 нм соответственно.

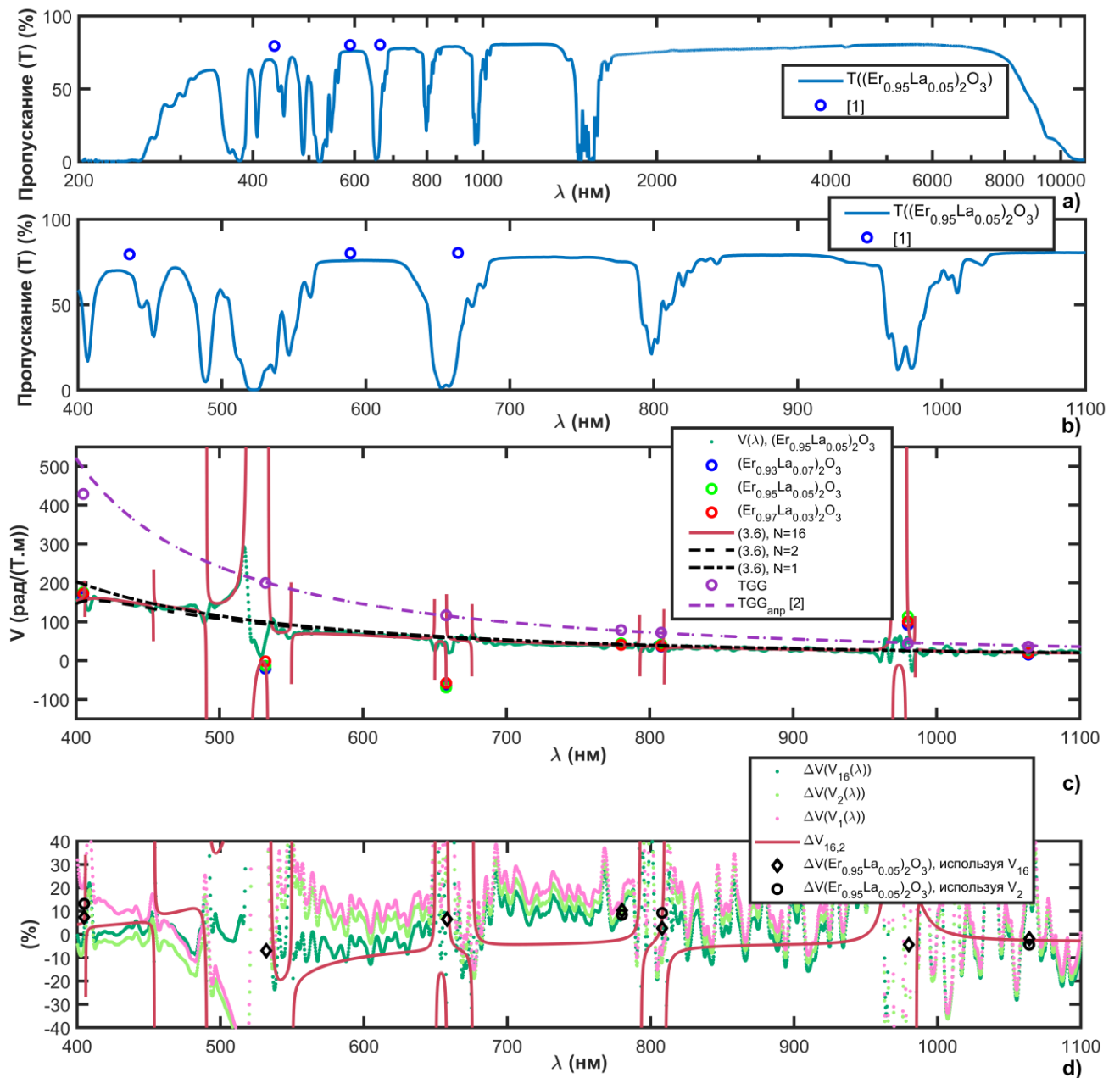


Рис. 49 Спектр пропускания образца $(Er_{0.95}La_{0.05})_2O_3$ в области $(0 - 7) \mu m$ (а), спектр пропускания в диапазоне $(400 - 1100) nm$ (б), спектральная зависимость постоянной Верде в исследованных образцах, измеренная с помощью источников пробного излучения (выколотые точки) и с помощью метода «поляризационный шаг» (линии и сплошные точки) (с). (1 – [141], 2 – [87])

Также на графике представлены значения коэффициента пропускания, вычисленного при учете потерь на отражения на гранях для кубического полторного оксида Er_2O_3 по данным показателя преломления в работе [141].

Зависимость постоянной Верде исследуемых образцов от длины волны в области (405–1100) нм была определена двумя методами: в схеме, представленной на Рис. 34, с использованием диодных источников пробного лазерного излучения на длинах волн 405, 532, 658, 780, 808, 980 и 1064 нм, и методом «поляризационный шаг» [182], который заключается в использовании широкополосного источника излучения (например, источника белого цвета) в качестве пробного сигнала и спектрографа – в качестве приемного сигнала. Измерение в данной схеме, также как и с источниками пробного излучения, проходят в два этапа – измерение угла поворота плоскости поляризации в образце в отсутствии и наличии магнитного поля. По разнице между зависимостями интенсивности сигналов от угла поворота призмы Глана в присутствии и отсутствии магнитного поля определяется разность фаз, которая соответствует углу поворота плоскости поляризации излучения. Преимущество данного метода заключается в том, что, за счет того, что в качестве пробного излучения используется источник белого света, измерение постоянной Верде от длины волны происходит в «непрерывном» режиме в диапазоне длин волн, определяющимся источником и с чувствительностью схемы, определяемой спектрографом. Шаг по длине волны определяется разрешением спектрографа.

В случае с диодными источниками лазерного излучения, по известным величинам магнитного поля, длины исследуемого образца и угла поворота поляризации излучения, определяемого по Призме Глана как угол θ_F , соответствующий минимуму сигнала на камере в отсутствии и присутствии магнитного поля, была определена постоянная Верде (1.40).

Метод «поляризационный шаг» был использован при измерении постоянной Верде образца $(\text{Er}_{0.95}\text{La}_{0.05})_2\text{O}_3$. В качестве пробного излучения был использован источник белого света в диапазоне 300 – 1400 нм Avantes Avalight-hal-mini. Спектрограф Avantes AvaSpec Evo был использован в качестве приемника излучения. Диапазон измерения длины волны данным методом (400 – 1100 нм) определялся спектром генерации источника белого света и чувствительностью схемы. По измерению зависимостей интенсивности сигнала на спектрографе, прошедшего магнитооптический элемент, в отсутствии $I = I_0 \times \cos^2(\alpha_0)$ и присутствии $I = I_0 \times \cos^2(\alpha_0 + \theta_F)$ магнитного поля от угла поворота призмы Глана α_0 , была определена разность фаз θ_F , определяющая угол поворота плоскости поляризации излучения. Как и в случае с использованием пробных диодных источников лазерного излучения, постоянная Верде определялась по формуле (1.40) для каждой длины волны. Измерения проводились при температуре 293 °К. В связи с тем, что длины исследуемых образцов малы, неоднородностью поля по их продольной координате можно пренебречь.

В связи с тем, что исследуемый материал является парамагнитным и имеет интенсивные полосы поглощения в исследованном диапазоне длин волн, аппроксимация длинноволновой

зависимости определялась формулой вида, предложенного в работе [178], при этом учитывающей наиболее интенсивные эффективные переходы, определяемые $\lambda_{0,n}$:

$$V_N(\lambda) = \sum_{n=1}^N \frac{A_n}{\lambda^2 - \lambda_{0,n}^2} \quad (3.5)$$

где A_n коэффициент, пропорциональный концентрации ионов Er^{3+} и вероятности n^{o2o} перехода, $\lambda_{0,n}$ – длина волны n^{o2o} перехода. Данная модель, в отличие от (3.2), является многоосцилляторной и позволяет описать поведение постоянной Верде в областях, лежащих рядом с линиями поглощения материала. В (Таблица 9) представлены значения коэффициентов аппроксимации (3.5).

n	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16
$\lambda_{0,n}$, нм	205	383	408	454	491	520	534	550	650	660	676	793	811	969	979	985
$A_n \times 10^3$,	2.4×10^4	-	-3.8	8.4	47	-	106	144	13.5	15.5	-	-	-	-	195	-155
рад.нм ² /(Т.м)		760				760					12.6	12.5	15.7	156		

Таблица 9 Значения коэффициентов A_n и $\lambda_{0,n}$ аппроксимации вида (3.5).

На графике (Рис. 49(с)) представлены значения постоянной Верде, измеренной диодными источниками излучения (выколотые точки) и методом «поляризационный шаг» (красные сплошные точки), также, для сравнения, представлена аппроксимация постоянной Верде кристалла TGG ($L = 2$ мм), измеренные при тех же условиях эксперимента (положение образца в магнитной системе, температура, пробные источники излучения) [87].

График на Рис. 49© показывает постоянные значения Верде, измеренная с использованием диодных источников (пустые кружки) и «поляризационный шаг» метода (точки); аппроксимация в виде выражения (3.5) с учетом одного ($N = 1$) (штрих-пунктирная линия) $V_1(\lambda)$, двух ($N = 2$) основных переходов в УФ – области (черная пунктирная линия) $V_2(\lambda)$ и приближение приближения учесть основные переходы ($N = 16$) в исследуемом диапазоне длин волн $V_{16}(\lambda)$ (красная сплошная линия); постоянная Верде, измеренная в тех же экспериментальных условиях кристалла TGG с длиной $L = 2$ мм и ее аппроксимация, использованная в работе [87] (штрих-пунктирная линия).

Для описания поведения измеренных значений постоянной Верде как в областях вблизи линий поглощения, так и в полосах прозрачности материала использовалась модель (3.5) вида $V_{16}(\lambda)$ с $N = 16$ учитывающая большинство линий поглощения в исследуемой области спектра. Характерный масштаб изменения постоянной Верде определяется шириной и интенсивностью пика поглощения материала. Как видно из Рис. 49(с), этот эффект существенен для

используемых длин волн пробного лазерного излучения: 405, 532, 658, 980 нм. Например, для длины волны 980 нм измеренное значение постоянной Верде больше, чем ее значение, описываемое видом $V_2(\lambda)$ примерно в 4 раза. Разница между каждым использованным видом аппроксимации $V_1(\lambda)$, $V_2(\lambda)$ и $V_{16}(\lambda)$ и измеренными постоянными Верде образца $(\text{Er}_{0.95}\text{La}_{0.05})_2\text{O}_3$ представлена на Рис. 49(d). Как видно из графика на Рис. 49(c), увеличение числа членов в формуле (3.5) позволяет получить более точное описание поведения измеренной постоянной Верде вблизи линий поглощения материала, где значение постоянной Верде может значительно варьироваться. Разница между используемыми приближениями $\Delta V_{16,2}(\lambda) = (V_{16}(\lambda) - V_2(\lambda))/V_2(\lambda)$ составляет менее 10% в зоне прозрачности исследуемой керамики (линия на Рис. 49(d)). Также, из (Таблица 9) видно, что влияние первого перехода является наиболее значительным. С увеличением длины волны значение A_n уменьшается (по сравнению со значением A_1) и становится существенным только вблизи полос поглощения. Таким образом, для более точного описания поведения постоянной Верде в УФ-области материала возможно использование модели с двумя осцилляторами $V_2(\lambda)$.

Стоит отметить, что несмотря на существенное увеличение постоянной Верде на длинах волн лежащих в/вблизи линий поглощения исследуемой керамики, ее использование не возможно за счет высокого поглощения и возникающих термонаведенными эффектами.

Значение постоянной Верде на основе оксида эрбия керамики относительно кристалла TGG $V_{Er_ceramics}/V_{TGG} \sim 0.56$ в полосах прозрачности Эрбиевой керамики. В приближении $V_2(\lambda)$ постоянная Верде для исследуемой керамики на длине волны 1950 нм составляет ~ 6.2 рад/(Т.м).

3.4. Магнитооптические свойства TeO_2 стекла

В данной части работы рассмотрим магнитооптические и оптические свойства стекол с составами $75\text{TeO}_2-25\text{ZnO}$ (TZ); $77.1\text{TeO}_2-12.5\text{ZnO}-10.4\text{Na}_2\text{O}$ (TZN); $74\text{TeO}_2-12\text{ZnO}-4\text{La}_2\text{O}_3-10\text{Na}_2\text{O}$ (TZLN - 1); $73\text{TeO}_2-13\text{ZnO}-4\text{La}_2\text{O}_3-10\text{Na}_2\text{O}$ (TZLN - 2).

На Рис. 50 представлен характерный спектр пропускания образцов стекол TZLN-1 и TZLN-2 ($L = 1$ см), имеющих наилучшее оптическое качество в области $(0.3 - 1.6) \mu\text{м}$ (Рис. 50(a)), а также образцов TZ, TZN, TZLN-1, TZLN-2 ($L = 1$ см) и TZLN-1 ($L = 5.1$ см) в области $(1.5 - 6) \mu\text{м}$ (Рис. 50(b)).

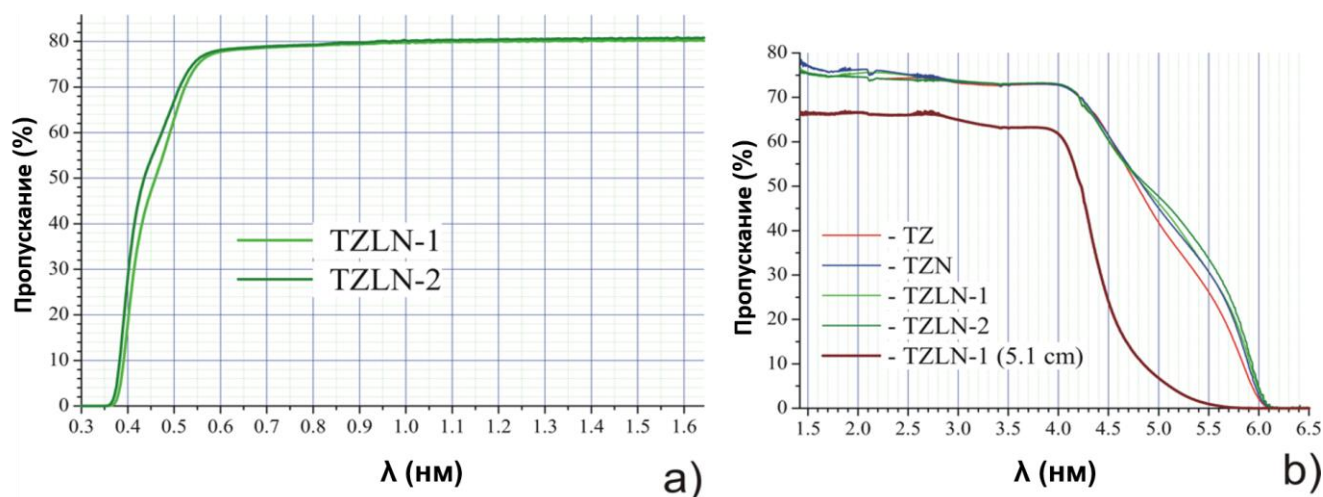


Рис. 50 Спектр пропускания в областях: (0.3 – 1.6) $\mu\text{м}$ для TZLN-1 и TZLN-2 исследованных образцов стекла длиной 1 см (а), (1.5 – 6) $\mu\text{м}$ для TZ, TZN, TZLN-1, TZLN-2 стекла длиной 1 см и образца TZLN-1 длиной 5.1 см (б)

Как видно из Рис. 50, в видимой и NIR областях спектра величина пропускания достигает значения $\sim 80\%$. Граница прозрачности образцов теллуридных стекол начинается от 380 нм, и продолжается вплоть до длины волны $\sim 4 \mu\text{м}$. Для оценки коэффициента поглощения в исследуемых стёклах, был изготовлен также более протяжённый образец стекла TZLN-1 длиной 5.1 см (Рис. 50(б)). На спектре пропускания можно наблюдать основную полосу поглощения максимумом вблизи 3.3 $\mu\text{м}$, связанное с поглощением гидроксильных групп в составе стекла. Ухудшение прозрачности заметно после длины волны 4 $\mu\text{м}$ и связано с многофононным поглощением, а также, с влиянием полосы поглощения гидроксильных групп с максимумом $\sim 4.4 \mu\text{м}$. Исследование спектров пропускания образцов теллуридного стекла значительной длины показывает, что область низких потерь, а, следовательно, и эффективное использование стёкол данного состава ограничивается $\sim 4 \mu\text{м}$.

Для образца стекла TZLN-1 с длиной 5.1 см по закону Бугера – Ламберта – Бера была рассчитана спектральная зависимость коэффициента объёмного поглощения в области поглощения гидроксильных групп 2.8 – 3.8 $\mu\text{м}$ (Рис. 51). Использование для исследования образца повышенной длины позволяет понизить влияние на результаты расчёта поглощения гидроксильными группами на поверхности торцов оптического элемента. Как видно из графика, коэффициент поглощения в максимуме полосы вблизи длины волны 3.3 $\mu\text{м}$ составляет $\sim 0.0035 \text{ см}^{-1}$.

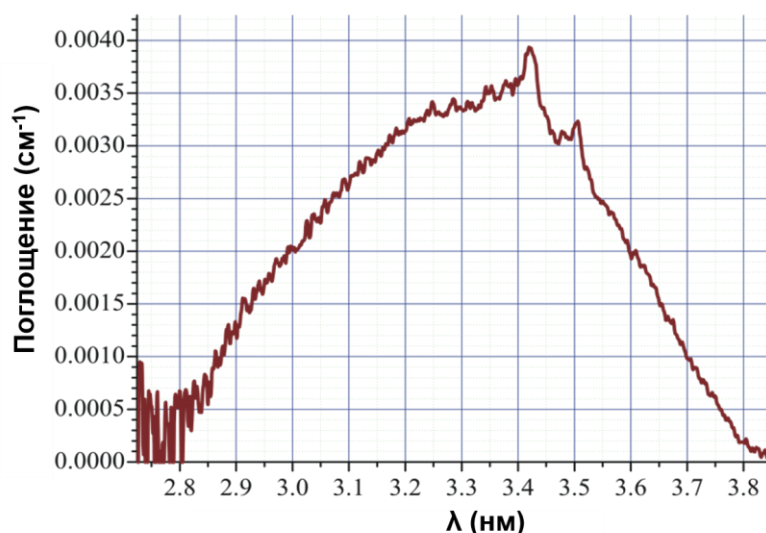


Рис. 51 Спектр поглощения в полосе гидроксильных групп образца стекла TZLN-1 длиной 5.1 см в области (2.8 – 3.8) нм.

Таким образом, широкая область прозрачности в ИК-диапазоне и возможность значительного понижения концентрации оптически активной примеси гидроксильных групп делают стекла состава $\text{TeO}_2\text{-ZnO-La}_2\text{O}_3\text{-Na}_2\text{O}$ многообещающим материалом для создания магнитооптических элементов большой длины, для работы в ближнем и среднем ИК диапазонах.

В экспериментах по исследованию магнитооптических свойств теллуридных стекол были исследованы ОЭ составов $75\text{TeO}_2\text{-}25\text{ZnO}$ (TZ); $77.1\text{TeO}_2\text{-}12.5\text{ZnO-}10.4\text{Na}_2\text{O}$ (TZN); $74\text{TeO}_2\text{-}12\text{ZnO-}4\text{La}_2\text{O}_3\text{-}10\text{Na}_2\text{O}$ (TZLN – 1); $73\text{TeO}_2\text{-}13\text{ZnO-}4\text{La}_2\text{O}_3\text{-}10\text{Na}_2\text{O}$ (TZLN – 2) с длинами: 10, 2, 3.4, 2.3 мм, соответственно. Измерение постоянной Верде было произведено схеме, аналогичной (Рис. 34). В качестве источников были использованы диодные лазеры на длинах волн 405, 532, 808, 980, 1064, 1310, 1561 нм, а также He – Ne лазер с длиной волны 632.8 нм.

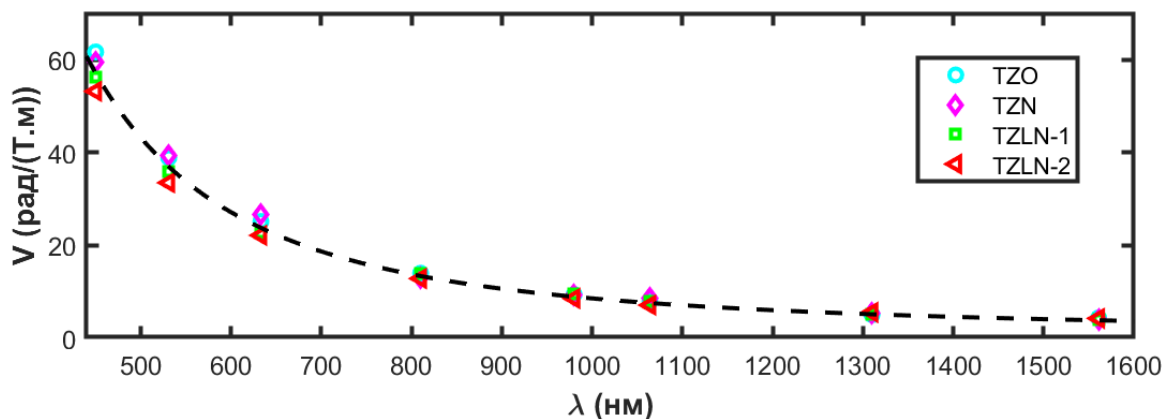


Рис. 52 Зависимость постоянной Верде исследуемых образцов от длины волны (точки) и аппроксимация в форме (3.6) (линия).

Полученные значения постоянной Верде с экспериментальной точностью совпадают со значениями, определенными в диапазонах (550 – 950) нм в работе [125] и (700 – 1060) нм в работе [183]. На Рис. 52 величина погрешности измерения постоянной Верде не превышает размер символа. Для сравнения, на длине волны 1064 нм, измеренные значения постоянной Верде меньше, в 1.1, 2.4, 2.7, 3.7, 4.6 раза относительно магнитооптических стекол МОС101 [39], МОС105 [119], FR5 [39], МОС10 [119] и ТВГ [92], в сравнении с широко используемым кристаллом TGG меньше в ≈ 5 раз. Как видно из графика Рис. 52, значение постоянной Верде зависит от состава исследуемых образцов и увеличивается с ростом концентрации оксида теллура, как при замене его оксидом цинка, так и при разбавлении его оксидом лантана. Изменение значения постоянной Верде составило $\sim 10\%$.

В образцах теллуритного стекла марки TZLN постоянная Верде не зависит от температуры в диапазоне (80 – 300)°К, следовательно, данное стекло является диамагнетиком, также как и TZN [184]. В этом случае, аппроксимация зависимости постоянной Верде для диамагнитных материалов имеет вид, предложенный в работе [185]:

$$V(\lambda) = \frac{1}{\lambda} \cdot \left(A + \frac{B}{\lambda^2 - \lambda_0^2} \right). \quad (3.6)$$

Коэффициенты аппроксимации составили $A = 4500$ (рад.нм)/(Т.м), $B = 430 \times 10^7$ (рад.нм³)/(Т.м) и $\lambda_0 = 41$ нм.

Исследуемые стекла могут быть эффективно использованы в использовании в фарадеевских устройствах: увеличение температуры МОЭ элемента вследствие поглощения проходящего лазерного излучения через оптический элемент не будет сказываться на величине

постоянной Верде. Следовательно, существенно ослабляются требования к стабилизации температуры магнитооптического элемента, а также не возникает части термонаведенной деполяризации γ_V , связанной с зависимостью постоянной Верде от температуры [56]. Также, в теллуритных стеклах термооптическая характеристика $Q < 0$, что позволяет использовать данный тип стекол в схемах компенсации термонаведенной деполяризации излучения без использования взаимного кварцевого вращателя.

Используя зависимость термонаведенной деполяризации теллуритных стекол от мощности лазерного излучения [36] и измеренные значения постоянной Верде, можно оценить величину магнитной добротности образцов, используя (3.1). Согласно вычислениям, магнитная добротность составила $\mu \approx 2.8 \times 10^6$ рад.Вт/(Т.м) на длине волны 1064 нм, что в 10 и 100 раз меньше чем магнитная добротность, вычисленная для стекла марки FR5 и кристалла TGG [119]. Длина, требуемая для поворота поляризации излучения с длиной волны 1070 нм на 45° в магнитной системе ИФ с характерным магнитным полем 2 Т. составляет порядка 4.5 см. Существующие методики изготовления стекла позволяют получать их длиной гораздо больше, чем требуемая, как в форме объемных ОЭ так и в форме оптических волокон [121], что позволяет использовать данный вид стекол в качестве МОЭ.

3.5. Заключение к Главе 3

- Значение постоянной Верде керамики TAG, допированной редкоземельными элементами Се и Pr с концентрациями (0, 0.5, 1, 1.5, 2) ат.% и 0.5 ат.% Ho:TAG больше, чем ее значение в кристалле TGG на $\sim 37\%$ в исследуемом диапазоне длин волн (405 – 1064) нм. Значение постоянной Верде не зависит от концентрации и вида допанта в исследуемых керамических образцах, с учетом экспериментальной погрешности. Эффект увеличения постоянной Верде при внесении в керамический материал редкоземельных ионов в малой концентрации отсутствует.
- Добавление в состав керамики TAG редкоземельных ионов приводит к увеличению поглощения и как следствие усилению тепловых эффектов. В серии керамик TAG, допированной редкоземельными элементами Се и Pr с концентрациями (0, 0.5, 1, 1.5, 2) ат.% и 0.5 ат.% Ho:TAG, недопированная керамика TAG обладает наибольшей магнитооптической добротностью на длине волны 1070 нм, следовательно, является наиболее перспективной средой для создания изоляторов Фарадея для мощного лазерного излучения.

- Исследованы зависимости постоянной Верде керамики составов $(Dy_xY_{0.95-x}La_{0.05})_2O_3$, $x = 0.7, 0.85, 0.9$ от длины волны и температуры в диапазонах (400 – 1064) нм, (80 – 293) К. Величина постоянной Верде линейно – пропорциональна концентрации диспрозия. Согласно результатам экспериментов, при охлаждении постоянная Верде возрастает в ~ 3.46 раза. По результатам измерений предложена аппроксимация, описывающая поведение постоянной Верде от концентрации диспрозия, температуры и длины волны в исследуемом диапазоне.
- Исследована керамика на основе оксида Эрбия составов: $(Er_{0.93}La_{0.07})_2O_3$, $(Er_{0.95}La_{0.05})_2O_3$, $(Er_{0.97}La_{0.03})_2O_3$ и Er_2O_3 . Исследования спектра пропускания и спектральной зависимости постоянной Верде показывают корреляцию между положением полос поглощения материала и существенным изменением величины постоянной Верде. Отношение $V_{Er_ceramics}/V_{TGG} \sim 0.56$ в полосах прозрачности керамики на основе оксида эрбия.
- Теллуритное стекло составов $TeO_2-ZnO-La_2O_3-Na_2O$ является диамагнетиком и может быть использовано в фарадеевских устройствах, работающих в диапазоне (0.38 – 4) мкм. Получена аппроксимация постоянной Верде теллуритных стекол в диапазоне (405 – 1561) нм. Отсутствие зависимости постоянной Верде от температуры упрощает использование данного стекла в фарадеевских устройствах, благодаря тому что вклад в термонаведенную деполяризацию связанный с температурной зависимостью постоянной Верде отсутствует.

Заключение к работе

В Заключении перечислим основные положения и результаты работы. В настоящей диссертационной работе аналитически и численно рассмотрена задача о нахождении фазовых искажений излучения, при его прохождении через ОЭ сделанный из кубического кристалла или стекла, вызванных его частичным поглощением. Экспериментально определены материальные константы различных сред, в именно параметр оптической анизотропии, постоянная Верде, необходимые для минимизации тепловых эффектов, таких как термонаведенная деполяризация излучения и астигматизм тепловой линзы, возникающих в ОЭ. Перечислим основные результаты работы:

1. Для аксиально симметричных оптических элементов для любого аксиально – симметричного распределения плотности мощности тепловыделения, построена теоретическая модель, описывающая фазовые искажения излучения в ОЭ сделанных из кубического кристалла в произвольной ориентации кристаллографических осей или стекла, как в отсутствии так и в присутствии циркулярного двулучепреломления δ_c . Показано, что существуют оптимальные ориентации кристаллографических осей, при которых астигматизм тепловой линзы минимален. Направления этих ориентаций определяются параметром оптической анизотропии ζ используемого материала и величиной циркулярного двулучепреломления δ_c , а величина астигматизма прямо пропорциональна мощности тепловыделения. Величина фокуса тепловой линзы обратно пропорциональна мощности тепловыделения.
2. Введена ориентация кристаллографических осей [P] и показано, что в материалах с $\zeta \leq 0.04$ выбором этой ориентации можно полностью устранить астигматизм тепловой линзы при произвольной величине циркулярного двулучепреломления δ_c . В общем случае имеется бесконечное число ориентаций [P], при которых астигматизм тепловой линзы отсутствует; при $\zeta = 0.04$ их множество вырождается в три и при $\zeta = -0.5$ – в одну. Найдена аналитическая связь между углами Эйлера (α , β , Φ), определяющими ориентации [P] и величиной параметра оптической анизотропии и циркулярного двулучепреломления.
3. При возникновении циркулярного двулучепреломления углы Эйлера (α , β , Φ) определяющие ориентацию [P] изменяются в зависимости от величины δ_c . Однако, существуют выделенная ориентация [P], совпадающая с ориентацией [C] в которой углы (α , β) не зависят от величины циркулярного двулучепреломления δ_c . При этом третий

- угол Эйлера Φ , отвечающий за поворот кристалла вокруг своей оси, остается зависящим от циркулярного двулучепреломления δ_c .
4. Показано, что по измерению «амплитуды астигматизма» в кристалле с ориентацией [001] в двух положениях можно определить значение параметра оптической анизотропии материала ζ .
 5. Материалы 10 ат. % Tb:CaF₂, Yb³⁺((0 – 4.17) ат. %):CaF₂, BaF₂, SrF₂ обладают отрицательным параметром оптической анизотропии. Следовательно, в них существуют ориентации кристаллографических осей [C] и [P] в которых не возникает термонаведенная деполяризация и астигматизм тепловой линзы, соответственно.
 6. Определены направления ориентаций кристаллографических осей [C] и [P] материалов 10 ат. % Tb:CaF₂, Yb³⁺((0 – 4.17) ат. %):CaF₂, BaF₂, SrF₂.
 7. Значение постоянной Верде керамики TAG, допированной редкоземельными элементами Ce и Pr с концентрациями (0, 0.5, 1, 1.5, 2) ат. % и 0.5 ат. % Ho:TAG больше, чем ее значение в материале TGG на ~37% в исследуемом диапазоне длин волн (405 – 1064) нм. Эффект увеличения постоянной Верде при внесении в керамический материал редкоземельных ионов в малой концентрации отсутствует.
 8. Величина постоянной Верде керамики на основе оксида диспрозия линейно – пропорциональна концентрации диспрозия. Согласно результатам экспериментов, при охлаждении до температуры 80 К постоянная Верде растет в ~ 3.46 раза.
 9. Исследования спектра пропускания и спектральной зависимости постоянной Верде показывают корреляцию между положением полос поглощения материала и существенным изменением величины постоянной Верде. Отношение $V_{Er_ceramics}/V_{TGG} \sim 0.56$ в полосах прозрачности керамики на основе оксида эрбия.
 10. Теллуритное стекло составов 75TeO₂–25ZnO; 77.1TeO₂–12.5ZnO–10.4Na₂O; 74TeO₂–12ZnO–4La₂O₃–10Na₂O; 73TeO₂–13ZnO–4La₂O₃–10Na₂O является диамагнетиком и может быть использовано в фарадеевских устройствах, работающих в диапазоне (0.38 – 4) μ m. Получена аппроксимация постоянной Верде теллуритных стекол в диапазоне (405 – 1561) нм.

Использование полученных в работе зависимостей материальных констант, а именно, параметра оптической анизотропии ζ и постоянной Верде от длины волны излучения, температуры и материала, позволяет моделировать тепловые эффекты, такие как астигматизм тепловой линзы и термонаведенная деполяризация. Это открывает перспективы для создания устройств с минимальными потерями как в качестве, так и в мощности прошедшего излучения.

Список работ автора по теме диссертации

Статьи:

- [A1] Snetkov I. L., Yakovlev A. I., Palashov O. V. / CaF₂, BaF₂ and SrF₂ crystals' optical anisotropy parameters // Laser Physics Letters. – 2015. – Т. – 12. № 9. – С. 095001.
- [A2] Snetkov I. L., Yakovlev A. I., Palashov O. V. / Temperature dependence of optical anisotropy parameter of CaF₂, BaF₂ and SrF₂ materials // Optical Materials. – 2017. –Т 69. – С. 291–294.
- [A3] Yakovlev A. I., Snetkov I. L., Dorofeev, V. V., Motorin S. E. / Magneto-optical properties of high-purity zinc-tellurite glasses // Journal of Non-Crystalline Solids. – 2018. – Т. – 480 – С. 90–94.
- [A4] Yakovlev A. I., Snetkov I. L., Palashov O. V. / The dependence of optical anisotropy parameter on dopant concentration in Yb:CaF₂ and Tb:CaF₂ crystals // Optical Materials. – 2018. –Т 77. – С. 127–131.
- [A5] Snetkov I. L., Yakovlev A. I., Permin D. A., Balabanov S. S., Palashov O. V. / Magneto-optical Faraday effect in dysprosium oxide (Dy₂O₃) based ceramics obtained by vacuum sintering // Optics Letters. – 2018. –Т 43, № 16. – С. 4041–4044.
- [A6] Yakovlev A. I., Snetkov I. L., Permin D. A., Balabanov S. S., Palashov O. V. / Faraday rotation in cryogenically cooled dysprosium based (Dy₂O₃) ceramics // Scripta Materialia. – 2019. –Т 161. – С. 32–35.
- [A7] Yakovlev A. I., Snetkov I. L., Palashov O. V., Dai J., Li X., Li J. / Magneto-Optical and Thermo-Optical Properties of Ce, Pr, and Ho Doped TAG Ceramics // IEEE Journal of Quantum Electronics. – 2019. –Т. 55, № 5. – С. 7000108 – 1–8.
- [A8] Yakovlev A. I., Balabanov S. S., Permin D. A., Ivanov M., Snetkov I. L. / Faraday rotation in Er₂O₃ based ceramics // Optical Materials. – 2020. –Т 101. – С. 109750.
- [A9] Yakovlev A. I., Snetkov I. L. / Thermal lens astigmatism caused by the photoelastic effect in cubic crystals of m3m, 432, and 43m symmetries // IEEE Journal of Quantum Electronics. – 2020. –Т 56, № 4. – С. 6100108 – 1 – 8.

Материалы конференций:

- [B1] Snetkov I. L., Yakovlev A. I., Palashov O. V. / Specific properties and optical anisotropy parameters measurements of BaF₂ and SrF₂ materials // Proceedings – 2014 - International Conference Laser Optics, LO 2014, Russia, St. Petersburg, C. - 6886226.

- [B2] Yakovlev A. I., Snetkov I. L., Palashov O. V. / Measurements of optical anisotropy parameters of BaF₂ and SrF₂ crystals / Proceedings, International Symposium «Topical problems of nonlinear wave physics», NWP - 2014, Section: NWP-2, 17-23 July, 2014, Russia, N. Novgorod, C. - 139.
- [B3] Yakovlev A. I., Snetkov I. L., Palashov O. V. / Measurements of optical anisotropy parameters of CaF₂ BaF₂ and SrF₂ crystals // Proceedings of Frontiers in Optics 2015, Frontiers in Optics 2015; San Jose, United States; 18 - 22 October 2015, C.- JTu4A.3.
- [B4] Яковлев А. И. / Экспериментальное исследование зависимости параметра оптической анизотропии кристаллов CaF₂, BaF₂ и SrF₂ от длины волны и температуры // XVII научная школа “Нелинейные волны – 2016”, 27 февраля – 4 марта 2016 года, Тезисы докладов, Нижний Новгород, С. - 165.
- [B5] A. Yakovlev, I. Snetkov, and O. Palashov / Measurements of the Temperature Dependence of the Optical Anisotropy Parameter of CaF₂, BaF₂ and SrF₂ Crystals // Frontiers in Optics 2016, OSA Technical Digest (online), C. – JTh2A.87.
- [B6] Яковлев А. И., Снетков И. Л., Палашов О. В. / Определение зависимости параметра оптической анизотропии кристаллов CaF₂, BaF₂ и SrF₂ от температуры // Двадцатая научная конференция по радиофизике, посвященная 110-летию со дня рождения Г. С. Горелика -2016 - Тезисы докладов, Нижний Новгород, С. - 160.
- [B7] Yakovlev A. I., Snetkov I. L., Dorofeev V. V., Motorin S. E., Palashov O. V. / Study of magneto optic properties of high-purity tellurium dioxide based glasses // Proceedings, International Symposium 20th International Symposium on Non-Oxide and New Optical Glasses, ISNOG 2016, 21-26 August, 2016, C. - 123.
- [B8] Yakovlev A. I., Snetkov I. L., Palashov O. V. / Wavelength and temperature dependences of the optical anisotropy parameter of CaF₂, BaF₂ and SrF₂ crystals // ICONO – LAT 2016, 25-30 September, Belarus, Minsk, C - LTuK59.
- [B9] Alexey Yakovlev, Ilya Snetkov, Oleg Palashov / Measurements of the optical anisotropy parameter in Yb:CaF₂ crystals // Optics + Optoelectronics 2017, Conference “High-Power, High-Energy, and High-Intensity Laser Technology”, Czech Republic, Prague, 23-27 April 2017., Institute of Applied Physics of RAS (Russian Federation), C. - 10238-28.
- [B10] Alexey Yakovlev, Ilya Snetkov, Oleg Palashov / Measurements of the optical anisotropy parameter of Tb:CaF₂ crystal // Optics + Photonics 2017, Conference “Optical Modeling and Performance Predictions IX”, USA, San Diego, CA, 6-10 August 2017, C. - 10374-16.

- [B11] Yakovlev A., Snetkov I., Permin D., Balabanov S., Palashov O. / Faraday rotation in Dy:Y₂O₃ ceramics: temperature and wavelength dependences // The 21 annual conference on radiophysics - 2018, Nizhny Novgorod, C. - 332.
- [B12] Yakovlev A. I., Snetkov I. L., Palashov O. V. / Temperature dependence of the dysprosium oxide (Dy₂O₃) based ceramics' Verdet constant // Proc. SPIE 11033, High-Power, High-Energy, and High-Intensity Laser Technology IV, C. - 110330X.
- [B13] Snetkov I., Yakovlev A., Permin D., Balabanov S., Palashov O. / Magneto-optical Faraday effect in dysprosium oxide (Dy₂O₃) based ceramics obtained by vacuum sintering // 14th Laser Ceramics Symposium, 26 - 30 November 2018, Okazaki, Japan– Conference Program, Tu-3, Oral-4.
- [B14] Yakovlev A. I., Snetkov I. L., Palashov O. V., Khazanov E. A. / Prospective materials for Faraday isolators // LIGO–VIRGO meeting September 2019, September 2 – 6, 2019, Poland, Warsaw, C. - 1.
- [B15] Yakovlev A. I., Snetkov I. L., Palashov O. V. / Thermal lens astigmatism minimization in cubic crystals of m3m, 432, 43m symmetries // LIGO–VIRGO–KAGRA meeting September 2020, September 14 – 17, 2020 (online), C. - 1.

Список литературы

- [1] <https://www.ligo.caltech.edu> – 9/11/20
- [2] <http://www.virgo-gw.eu> – 9/11/20
- [3] Jacquemot S., Amiranoff F., Baton S.D., et al. / Studying ignition schemes on European laser facilities // Nucl. Fusion. – 2011. – Т. 51, № 9.– С. 094025.
- [4] Rus B., Batysta F., Čáp J., et al. / Outline of the ELI–Beamlines facility // Proc. SPIE. 2011 Т. 808010. – С. 1 – 10.
- [5] Divoky M., Smrz M., Chyla M., et al. / Overview of the HiLASE project: High average power pulsed DPSSL systems for research and industry // High Power Laser Sci Eng. – 2014
- [6] Chyla M., Divoky M., Smrz M., et al. / Status and development of high average power lasers at HiLASE // Conference on Lasers and Electro–Optics, OSA Technical Digest (online), Optical Society of America, 2018.
- [7] Phillips P., Banerjee S., Smith J., et al. / Highly efficient frequency conversion using 100 J, 10 Hz DiPOLE DPSSL technology (conference presentation) // Proc.SPIE. 2019 Т. 11033.
- [8] Mason P.D., Banerjee S., Ertel K., et al. / High energy diode–pumped solid–state laser development at the Central Laser Facility // Proc. SPIE. 2016 Т. 9893. – С. 1 – 8.
- [9] Siebold M., Roeser F., Loeser M., Albach D., Schramm U. / PEnELOPE – a high peak–power diode–pumped laser system for laser–plasma experiments // Proc.SPIE. 2013 Т. 8780. – С. 1–14.
- [10] Siebold M., Loeser M., Roeser F., et al. / Current status of the PEnELOPE project DRACO – Ti : Sa 150 TW laser (conference presentation) // 7th international HEC–DPSSL workshop Lake Tahoe, September 11 – 14, 2012.
- [11] Moshe I., Jackel S., Lumer Y., Meir A., Feldman R., Shimony Y. / Use of polycrystalline Nd:YAG rods to achieve pure radially or azimuthally polarized beams from high–average–power lasers // Opt. Lett. – 2010. – Т. 35, № 15.– С. 2511–2513.
- [12] Machavariani G., Lumer Y., Moshe I., Meir A., Jackel S., Davidson N. / Birefringence–induced bifocusing for selection of radially or azimuthally polarized laser modes // Appl. Opt. – 2007. – Т. 46, № 16.– С. 3304 – 3310.
- [13] Tünnermann H., Puncken O., Weßels P., Frede M., Neumann J., Kracht D. / Linearly polarized single–mode Nd:YAG oscillators using [100]– and [110]–cut crystals // Opt. Express. – 2011. – Т. 19, № 14.– С. 12992–12999.
- [14] Schad S.–S., Gottwald T., Kuhn V., et al. / Recent development of disk lasers at TRUMPF //

- Proc.SPIE. – 2016. Т. 9726, – С. 1 – 6.
- [15] Maiman T.H. / Stimulated optical radiation in Ruby // Nature – 1960. – Т. 187– С. 493–494.
- [16] Geusic J.E., Marcos H.M., Van Uitert L.G. / Laser oscillations in Nd-doped yttrium aluminum, yttrium gallium and gadolinium garnets // Appl Phys Lett. – 1964. – Т. 4, № 10.– С. 182–184.
- [17] Rosenkrantz L.J. / GaAs diode-pumped Nd: YAG laser // J. Appl. Phys. – 1972. – Т. 43, № 11.– С. 4603–4605.
- [18] Risk W.P., Lenth W. / Room-temperature, continuous-wave, 946-nm Nd:YAG laser pumped by laser-diode arrays and intracavity frequency doubling to 473 nm // Opt. Lett. – 1987. – Т. 12, № 12.– С. 993–995.
- [19] Ueda K., Uehara N. / Laser-diode-pumped solid state lasers for gravitational wave antenna // Proc.SPIE. 1993 T. 1837. – С. 1 – 10.
- [20] Giesen A., Brauch I., Johannsen I., Karszewski M., Stewen C., Voss A. / Diode Pumped Thin Disk High Power Yb Lasers // Proceedings of European Meeting on Lasers and Electro-Optics. 1996.
- [21] Stewen C., Contag K., Larionov M., Giesen A., Hugel H. / A 1-kW CW thin disc laser // IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. – 2000. – Т. 6, № 4.– С. 650–657.
- [22] Negel J.-P., Voss A., Ahmed M.A., et al. / 11 kW average output power from a thin-disk multipass amplifier for ultrashort laser pulses // Opt. Lett. – 2013. – Т. 38, № 24.– С. 5442–5445.
- [23] Hodgson N., Dong S., Lü Q. / Performance of a 2.3-kW Nd:YAG slab laser system // Opt. Lett. – 1993. – Т. 18, № 20.– С. 1727–1729.
- [24] Jauregui C., Limpert J., Tünnermann A. / High-power fibre lasers // Nat Photonics. – 2013. – Т. 7, № 11.– С. 861–867.
- [25] Suratwala T.I., Campbell J.H., Miller P.E., et al. / Phosphate laser glass for NIF: production status, slab selection, and recent technical advances // Proc.SPIE. 2004 T. 5341. – С. 1 – 12.
- [26] Shaykin A.A., Fokin A.P., Soloviev A.A., et al. / Laser amplifier based on a neodymium glass rod 150 mm in diameter // Quantum Electron. – 2014. – Т. 44, № 5.– С. 426–430.
- [27] Mironov E.A., Zheleznov D.S., Starobor A. V, et al. / Large-aperture Faraday isolator based on a terbium gallium garnet crystal // Opt. Lett. – 2015. – Т. 40, № 12.– С. 2794–2797.
- [28] Yasuhara R., Snetkov I., Starobor A., Palashov O. / Terbium gallium garnet ceramic-based Faraday isolator with compensation of thermally induced depolarization for high-energy pulsed lasers with kilowatt average power // Appl. Phys. Lett. – 2014. – Т. 105, № 24.– С. 241104.
- [29] Klein C.A. / Optical distortion coefficients of high-power laser windows // Opt. Eng. – 1990. – Т. 29, № 4.– С. 343–350.

- [30] Stevenson A.J., Serier–Brault H., Gredin P., Mortier M. / Fluoride materials for optical applications: Single crystals, ceramics, glasses, and glass–ceramics // *J. Fluor. Chem.* – 2011. – Т. 132, № 12.– С. 1165–1173.
- [31] <https://www.hellma.com/en/crystalline-materials/optical-materials-9/11/20>
- [32] Aplet L.J., Carson J.W. / A Faraday Effect Optical Isolator // *Appl Opt.* – 1964. – Т. 3, № 4.– С. 544–545.
- [33] Snetkov I.L., Voitovich A. V, Palashov O. V., Khazanov E.A. / Review of Faraday Isolators for Kilowatt Average Power Lasers // *IEEE J. Quantum Electron.* – 2014. – Т. 50, № 6.– С. 434–443.
- [34] Dragic P.D., Cavillon M., Ballato J. / Materials for optical fiber lasers: A review // *Appl. Phys. Rev.* – 2018. – Т. 5, № 4.– С. 41301.
- [35] Starobor A. V., Snetkov I.L., Palashov O.V. / TSAG–based Faraday isolator with depolarization compensation using a counterrotation scheme // *Opt. Lett.* – 2018. – Т. 43, № 15.– С. 3774–3777.
- [36] Snetkov I.L., Dorofeev V. V., Palashov O. V. / Effect of full compensation of thermally induced depolarization in two nonidentical laser elements // *Opt. Lett.* – 2016. – Т. 41, № 10.– С. 2374–2377.
- [37] Mezenov A. V, Soms L.N., Stepanov A.I. / *Thermooptics of Solid–State Lasers* Leningrad: Mashinebuilding; 1986.
- [38] Villaverde A.B., Donatti D.A., Bozini D.G. / Terbium gallium garnet Verdet constant measurements with pulsed magnetic field // *J. Phys. C. Solid. State. Phys.* – 1978. – Т. 11, № 12.– С. L495–L498.
- [39] Zarubina T.V., Petrovsky G.T. / Magneto-optical glasses made in Russia // *Opt. Zhurnal.* – 1992. – Т. 59, № 11.– С. 48–52.
- [40] Mukimov K.M., Sokolov B.Y., Valiev U. V / The Faraday Effect of Rare–Earth Ions in Garnets // *Phys. Status Solidi.* – 1990. – Т. 119, № 1.– С. 307–315.
- [41] Geho M., Sekijima T., Fujii T. / Growth of terbium aluminum garnet ($Tb_3Al_5O_{12}$; TAG) single crystals by the hybrid laser floating zone machine // *J. Cryst. Growth.* – 2004. – Т. 267, № 1.– С. 188–193.
- [42] Karimov D.N., Sobolev B.P., Ivanov I.A., Kanorsky S.I., Masalov A. V. / Growth and magneto–optical properties of $Na_{0.37}Tb_{0.63}F_{2.26}$ cubic single crystal // *Crystallogr. Reports.* – 2014. – Т. 59, № 5.– С. 718–723.
- [43] Mironov E.A., Palashov O. V, Voitovich A. V, Karimov D.N., Ivanov I.A. / Investigation of thermo–optical characteristics of magneto–active crystal $Na_{0.37}Tb_{0.63}F_{2.26}$ // *Opt. Lett.* – 2015. –

- Т. 40, № 21.– С. 4919–4922.
- [44] Vojna D., Duda M., Yasuhara R., et al. / Verdet constant of potassium terbium fluoride crystal as a function of wavelength and temperature // *Opt. Lett.* – 2020. – Т. 45, № 7.– С. 1683–1686.
- [45] Weber M.J., Morgret R., Leung S.Y., Griffin J.A., Gabbe D., Linz A. / Magneto-optical properties of $\text{KTb}_3\text{F}_{10}$ and LiTbF_4 crystals // *J. Appl. Phys.* – 1978. – Т. 49, № 6.– С. 3464–3469.
- [46] Starobor A., Mironov E., Snetkov I., et al. / Cryogenically cooled CeF_3 crystal as media for high-power magneto-optical devices // *Opt Lett.* – 2017. – Т. 42, № 9.– С. 1864–1866.
- [47] Vojna D., Yasuhara R., Slezák O., Mužik J., Lucianetti A., Mocek T. / Verdet constant dispersion of CeF_3 in the visible and near-infrared spectral range // 2017. – Т. 56– С. 67104–67105.
- [48] <https://www.crystran.co.uk/optical-materials/barium-fluoride-baf2> – 9/11/20
- [49] Barnes N.P., Petway L.B. / Variation of the Verdet constant with temperature of terbium gallium garnet // *J Opt Soc Am B.* – 1992. – Т. 9, № 10.– С. 1912–1915.
- [50] Nye J.F. *Physical Properties of Crystals: Their Representation by Tensors and Matrices* Oxford: Oxford University Press; 1985.
- [51] Koechner W., Rice D.K. / Birefringence of YAG:Nd laser rods as a function of growth direction // *J Opt Soc Am.* – 1971. – Т. 61, № 6.– С. 758–766.
- [52] Koechner W. / Thermal Lensing in a Nd:YAG Laser Rod // *Appl. Opt.* – 1970. – Т. 9, № 11.– С. 2548–2553.
- [53] Ананьев Ю.А., Козлов Н.А., Мак А.А., Степанов А.И. / Термическая деформация резонатора твердотельного ОКГ // *Журнал прикладной спектроскопии.* – 1966. – Т. 5, № 1.– С. 51–55.
- [54] Koechner W., Rice D.K. / Effect of Birefringence on the Performance of Linearly Polarized YAG:Nd Lasers // *IEEE J Quantum Electron.* – 1970. – Т. 6, № 9.– С. 557–566.
- [55] Soms L.N., Tarasov A.A. / Thermal strains in active elements of color-center lasers. I. Theory // *Sov. J. Quantum Electron.* – 1979. – Т. 9, № 12.– С. 1506–1509.
- [56] Khazanov E.A., Kulagin O. V, Yoshida S., Tanner D.B., Reitze D.H. / Investigation of self-induced depolarization of laser radiation in terbium gallium garnet // *IEEE J. Quantum Electron.* – 1999. – Т. 35, № 8.– С. 1116–1122.
- [57] Soms L.N., Tarasov A.A., Shashkin V. V. / Problem of depolarization of linearly polarized light by a YAG: Nd^{3+} laser-active element under thermally induced birefringence conditions // *Sov. J. Quantum Electron.* – 1980. – Т. 10, № 3.– С. 350–351.
- [58] Moshe I., Jackel S. / Influence of birefringence-induced bifocusing on optical beams // *J. Opt.*

- Soc. Am. B. – 2005. – Т. 22, № 6.– С. 1228–1235.
- [59] Foster J.D., Osterink L.M. / Thermal Effects in a Nd:YAG Laser // J. Appl. Phys. – 1970. – Т. 41, № 9.– С. 3656–3663.
- [60] Khazanov E., Andreev N., Palashov O., et al. / Effect of terbium gallium garnet crystal orientation on the isolation ratio of a Faraday isolator at high average power // Appl. Opt. – 2002. – Т. 41, № 3.– С. 483.
- [61] Витрищак И.Б., Сомс Л.Н., Тарасов А.А. / О собственных поляризациях резонатора с термически деформированным активным элементом // Журнал технической физики. – 1974. – Т. XLIV– С. 1055–1062.
- [62] Shoji I., Taira T. / Intrinsic reduction of the depolarization loss in solid–state lasers by use of a (110)–cut $Y_3Al_5O_{12}$ crystal // Appl. Phys. Lett. – 2002. – Т. 80, № 17.– С. 3048–3050.
- [63] Mukhin I.B., Palashov O. V., Khazanov E.A., Ivanov I.A. / Influence of the orientation of a crystal on thermal polarization effects in high–power solid–state lasers // J. Exp. Theor. Phys. Lett. – 2005. – Т. 81, № 3.– С. 90–94.
- [64] Mukhin I., Palashov O., Khazanov E. / Reduction of thermally induced depolarization of laser radiation in [110] oriented cubic crystals // Opt. Express – 2009. – Т. 17, № 7.– С. 5496.
- [65] Snetkov I., Vyatkin A., Palashov O., Khazanov E. / Drastic reduction of thermally induced depolarization in CaF_2 crystals with [111] orientation // Opt. Express. – 2012. – Т. 20, № 12.– С. 13357–13367.
- [66] Vyatkin A.G., Khazanov E.A. / Thermally induced depolarization in sesquioxide class m3 single crystals // J. Opt. Soc. Am. B. – 2011. – Т. 28, № 4.– С. 805.
- [67] Snetkov I.L. / Features of Thermally Induced Depolarization in Magneto–Active Media With Negative Optical Anisotropy Parameter // IEEE J Quantum Electron. – 2018. – Т. 54, № 2.– С. 1–8.
- [68] Khazanov E.A. / Thermally induced birefringence in Nd:YAG ceramics // Opt Lett. – 2002. – Т. 27, № 9.– С. 716–718.
- [69] Joiner R.E., Marburger J., Steier W.H. / Elimination of stress–induced birefringence effects in single–crystal high–power laser windows // Appl Phys Lett. – 1977. – Т. 30, № 9.– С. 485.
- [70] Joiner R.E., Marburger J.H., Steier W.H. / Critical Orientations for eliminating stress–induced depolarization in crystalline windows and rods // 1977– С. 89–95.
- [71] Klein C.A. / Optical distortion coefficient of $\langle 111 \rangle$ –oriented CaF_2 windows at chemical laser wavelengths // Appl Phys Lett. – 1979. – Т. 35, № 1.– С. 52.
- [72] Vyatkin A.G., Snetkov I.L., Palashov O. V., Khazanov E. A. / Self–compensation of thermally induced depolarization in CaF_2 and definite cubic single crystals // Opt. Express. – 2013. – Т.

- 21, № 19.– С. 22338–22352.
- [73] Snetkov I.L., Palashov O. V. / Compensation of thermal effects in Faraday isolator for high average power lasers // *Appl. Phys. B.* – 2012. – Т. 109, № 2.– С. 239–247.
- [74] Mironov E.A., Palashov O. V. / Definition of Thermo–Optical Characteristics of Uniaxial Crystals // *IEEE J Quantum Electron.* – 2017. – Т. 53, № 5.– С. 1–8.
- [75] Mironov E.A., Vyatkin A.G., Palashov O. V. / Measurements of Thermo–Optical Characteristics of Cubic Crystals Using Samples of Arbitrary Orientation // *IEEE J Quantum Electron.* – 2017. – Т. 53, № 2.– С. 1–7.
- [76] Ананьев, Ю.А. Гришманова Н.И. / Деформация активных элементов и термооптические постоянные неодимового стекла // *Журнал прикладной спектроскопии.* – 1970. – Т. 12– С. 668–691.
- [77] Snetkov I.L., Mukhin I.B., Palashov O. V, Khazanov E.A. / Properties of a thermal lens in laser ceramics // *Quantum Electron.* – 2007. – Т. 37, № 7.– С. 633–638.
- [78] Snetkov I.L., Soloviev A.A., Khazanov E.A. / Study of a thermal lens in thin laser–ceramics discs // *Quantum Electron.* – 2009. – Т. 39, № 4.– С. 302–308.
- [79] Vyatkin A.G. / Thermally Induced Beam Distortions in Sesquioxide Laser Ceramics of m3 Crystal Class—Part I // *IEEE J Quantum Electron.* – 2014. – Т. 50, № 12.– С. 1061–1071.
- [80] Niziev V.G., Nesterov A. V. / Influence of beam polarization on laser cutting efficiency // *J. Phys. D. Appl. Phys.* – 1999. – Т. 32, № 13.– С. 1455–1461.
- [81] Lumer Y., Moshe I., Horovitz Z., Jackel S., Machavariani G., Meir A. / Thermally induced birefringence in nonsymmetrically pumped laser rods and its implications for attainment of good beam quality in high–power, radially polarized lasers // *Appl. Opt.* – 2008. – Т. 47, № 21.– С. 3886–3891.
- [82] Genevriev K., Papadopoulos D.N., Besbes M., et al. / Thermally–induced–anisotropy issues in oriented cubic laser crystals, the cryogenically cooled Yb:CaF₂ case // *Appl Phys B.* – 2018. – Т. 124, № 11.– С. 209.
- [83] Mukhin I.B., Palashov O. V, Khazanov E.A., Vyatkin A.G., Perevezentsev E.A. / Laser and thermal characteristics of Yb : YAG crystals in the 80 — 300 K temperature range // *Quantum Electron.* – 2011. – Т. 41, № 11.– С. 1045.
- [84] Starobor A. V., Zheleznov D.S., Palashov O. V., Khazanov E.A. / Magnetoactive media for cryogenic Faraday isolators // *J. Opt. Soc. Am. B.* – 2011. – Т. 28, № 6.– С. 1409.
- [85] Zheleznov D., Starobor A., Palashov O., Chen C., Zhou S. / High–power Faraday isolators based on TAG ceramics // *Opt. Express.* – 2014. – Т. 22, № 3.– С. 2578.
- [86] Starobor A., Zheleznov D., Palashov O., Chen C., Zhou S., Yasuhara R. / Study of the

- properties and prospects of Ce:TAG and TGG magneto-optical ceramics for optical isolators for lasers with high average power // *Opt. Mater. Express.* – 2014. – Т. 4, № 10.– С. 2127–2132.
- [87] Snetkov I.L., Yasuhara R., Starobor A. V, Mironov E.A., Palashov O. V. / Thermo–Optical and Magneto–Optical Characteristics of Terbium Scandium Aluminum Garnet Crystals // *IEEE J Quantum Electron.* – 2015. – Т. 51, № 7.– С. 1–7.
- [88] Starobor A., Yasyhara R., Snetkov I., Mironov E., Palashov O. / TSAG–based cryogenic Faraday isolator // *Opt. Mater. (Amst.)* – 2015. – Т. 47– С. 112–117.
- [89] Zheleznov D.S., Starobor A. V, Palashov O. V. / Characterization of the terbium–doped calcium fluoride single crystal // *Opt. Mater. (Amst.)* – 2015. – Т. 46– С. 526–529.
- [90] Starobor A.V., Mironov E.A., Palashov O.V. / Thermal lens in magneto–active fluoride crystals // *Opt. Mater. (Amst.)* – 2019. – Т. 98– С. 109469.
- [91] Mironov E.A., Starobor A. V, Snetkov I.L., et al. / Thermo–optical and magneto–optical characteristics of CeF₃ crystal // *Opt. Mater. (Amst.)* – 2017. – Т. 69– С. 196–201.
- [92] Starobor A. V., Zheleznov D.S., Palashov O. V., Savinkov V.I., Sigaev V.N. / Borogermanate glasses for Faraday isolators at high average power // *Opt. Commun.* – 2016. – Т. 358– С. 176–179.
- [93] Hahn D. / Calcium Fluoride and Barium Fluoride Crystals in Optics // *Opt. Photonik.* – 2014. – Т. 9, № 4.– С. 45–48.
- [94] Fernelius N.C., Harris R.J., O’Quinn D.B., Gangl M.E., Dempsey D. V, Knecht W.L. / Some Optical Properties Of Materials Measured At 1.3 μm // *Opt. Eng.* – 1983. – Т. 22, № 4.– С. 224411.
- [95] Ricaud S., Georges P., Camy P., et al. / Diode–pumped regenerative Yb:SrF₂ amplifier // *Appl. Phys. B.* – 2011. – Т. 106, № 4.– С. 823–827.
- [96] Druon F., Ricaud S., Papadopoulos D.N., et al. / On Yb:CaF₂ and Yb:SrF₂: review of spectroscopic and thermal properties and their impact on femtosecond and high power laser performance [Invited] // *Opt. Mater. Express.* – 2011. – Т. 1, № 3.– С. 489–502.
- [97] Doualan J.L., Camy P., Benayad A., et al. / Yb³⁺ doped (Ca,Sr,Ba)F₂ for high power laser applications // *Laser Phys.* – 2009. – Т. 20, № 2.– С. 533–536.
- [98] Ricaud S., Papadopoulos D.N., Camy P., et al. / Highly efficient, high–power, broadly tunable, cryogenically cooled and diode–pumped Yb:CaF₂ // *Opt. Lett.* – 2010. – Т. 35, № 22.– С. 3757–3759.
- [99] Feldman A., Horowitz D., Waxler R., Dodge M. / *Optical Materials Characterization Final Technical Report February 1, 1978 – September 30, 1978; 1978.*
- [100] Levine Z., Burnett J., Shirley E. / Photoelastic and elastic properties of the fluorite structure

- materials, LiF, and Si // *Phys. Rev. B.* – 2003. – Т. 68, № 15.– С. 155120.
- [101] Bendow B., Gianino P.D., Tsay Y.F., Mitra S.S. / Pressure and stress dependence of the refractive index of transparent crystals // *Appl. Opt.* – 1974. – Т. 13, № 10.– С. 2382–2396.
- [102] Feldman A., Waxier R.M., Bureau N. / Strain-Induced Splitting and Oscillator-Strength Anisotropy of the Infrared Transverse-Optic Phonon in Calcium Fluoride, Strontium Fluoride, and Barium Fluoride // *Phys. Rev. Lett.* – 1980. – Т. 45, № 2.– С. 126–129.
- [103] Veerabhadra R.K., Narasimhamurty T.S. / Photoelastic constants of CaF₂ and BaF₂ // *J Phys Chem. Solids.* – 1969. – Т. 31– С. 876–878.
- [104] Weber M.J. / *Handbook of Optical Materials* (Weber M. J., ed.). CRC PRESS; 2003.
- [105] Krishna Rao K. V, Krishna Murty V.G. / Variation with Temperature of the Photoelastic Constants of Sodium Chloride // *Nature.* – 1961. – Т. 190, № 4774.– С. 429–430.
- [106] Krishna Rao K. V., Krishna Murty V.G. / Temperature dependence of the photoelastic behaviour of crystals–Part I // *Proc. Indian. Acad. Sci. – Sect. A.* – 1966
- [107] Paul S.H., Arthur L.R. / Pressure Dependence of the Elastic Constants and an Experimental Equation of State for CaF₂ // *Phys. Rev.* – 1967. – Т. 161, № 3.– С. 864.
- [108] Gerlich D. / Elastic Constants of Barium Fluoride Between 4.2 and 300 °K // *Phys. Rev.* – 1964. – Т. 135, № 5A.– С. A1331–A1333.
- [109] Gerlich D. / Elastic Constants of Strontium Fluoride Between 4.2 and 300 °K // *Phys. Rev.* – 1964. – Т. 136, № 5A.– С. A1331–A1333.
- [110] Мухин И.Б., Палашов О.В., Хазанов Е.А., Вяткин А.Г., Перевезенцев Е.А. / Лазерные и тепловые характеристики кристалла Yb:YAG в диапазоне температур 80 – 300 К // *Квантовая электроника.* – 2011. – Т. 11– С. 1045–1050.
- [111] Zheleznov D.S., Voitovich A. V, Mukhin I.B., Palashov O. V, Khazanov E.A. / Considerable reduction of thermo-optical distortions in Faraday isolators cooled to 77 K // *Quantum Electron.* – 2006. – Т. 36, № 4.– С. 383–387.
- [112] Andrushchak A.S., Mytsyk B.G., Laba H.P., et al. / Complete sets of elastic constants and photoelastic coefficients of pure and MgO-doped lithium niobate crystals at room temperature // *J Appl Phys.* – 2009. – Т. 106, № 7.– С. 073510.
- [113] Petit V., Camy P., Doualan J.L., Portier X., Moncorgé R. / Spectroscopy of Yb³⁺:CaF₂: From isolated centers to clusters // *Phys. Rev. B.* – 2008. – Т. 78, № 8.– С. 85131.
- [114] Lacroix B., Genevois C., Doualan J.L., et al. / Direct imaging of rare-earth ion clusters in Yb:CaF₂ // *Phys. Rev B.* – 2014. – Т. 90, № 12.– С. 125124.
- [115] Bendall P.J., Catlow C.R.A., Corish J., Jacobs P.W.M. / Defect aggregation in anion-excess fluorites II. Clusters containing more than two impurity atoms // *J. Solid. State Chem.* – 1984. –

- Т. 51, № 2.– С. 159–169.
- [116] White J.A. / Energy levels of rare earth ions in cubic crystal fields // *J. Phys. Chem. Solids.* – 1962. – Т. 23, № 12.– С. 1787–1793.
- [117] Jalali A.A., Rogers E., Stevens K. / Characterization and extinction measurement of potassium terbium fluoride single crystal for high laser power applications // *Opt. Lett.* – 2017. – Т. 42, № 5.– С. 899–902.
- [118] Stevens K.T., Schlichting W., Foundos G., Payne A., Rogers E. / Promising Materials for High Power Laser Isolators // *Laser Tech. J.* – 2016. – Т. 13, № 3.– С. 18–21.
- [119] Khazanov E. / *Faraday Isolators for High Average Power Lasers* in *Advanced Solid State Lasers Development and Applications* (Mikhail Grishin, ed.) – 2010.
- [120] Robinson C.C. / The Faraday Rotation of Diamagnetic Glasses from 0.334 μm to 1.9 μm // *Appl. Opt.* – 1964. – Т. 3, № 10.– С. 1163–1166.
- [121] Manning S., Ebendorff-Heidepriem H., Monro T.M. / Ternary tellurite glasses for the fabrication of nonlinear optical fibres // *Opt. Mater. Express.* – 2012. – Т. 2, № 2.– С. 140–152.
- [122] Yoshida H., Tsubakimoto K., Fujimoto Y., et al. / Optical properties and Faraday effect of ceramic terbium gallium garnet for a room temperature Faraday rotator // *Opt. Express.* – 2011. – Т. 19, № 16.– С. 15181–15187.
- [123] Mollae M., Zhu X., Jenkins S., et al. / Magneto–optical properties of highly Dy^{3+} doped multicomponent glasses // *Opt. Express.* – 2020. – Т. 28, № 8.– С. 11789.
- [124] Désévéday F., Strutynski C., Lemièrre A., et al. / Review of tellurite glasses purification issues for mid–IR optical fiber applications // *J. Am. Ceram. Soc.* – 2020. – Т. 00 – С. 1–18.
- [125] Schmidt M.A., Wondraczek L., Lee H.W., Granzow N., Da N., Russell P.S.J. / Complex Faraday Rotation in Microstructured Magneto–optical Fiber Waveguides // *Adv. Mater.* – 2011. – Т. 23, № 22–23.– С. 2681–2688.
- [126] Chen Z., Yang L., Hang Y., Wang X. / Faraday effect improvement by Dy^{3+} –doping of terbium gallium garnet single crystal // *J. Solid. State. Chem.* – 2016. – Т. 233– С. 277–281.
- [127] Chen Z., Yang L., Hang Y., Wang X. / Preparation and characterization of highly transparent Ce^{3+} doped terbium gallium garnet single crystal // *Opt. Mater. (Amst.)* – 2015. – Т. 47– С. 39–43.
- [128] Liu Q., Li X., Dai J., Yang Z., Xie T., Li J. / Fabrication and characterizations of $(\text{Tb}_{1-x}\text{Pr}_x)_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ magneto–optical ceramics for Faraday isolators // *Opt. Mater (Amst.)* – 2018. – Т. 84– С. 330–334.
- [129] Ganschow S., Klimm D., Reiche P., Uecker R. / On the Crystallization of Terbium Aluminium Garnet // *Cryst. Res. Technol.* – 1999. – Т. 34, № 5.– С. 615–619.

- [130] Vasyliiev V., G Villora E., Nakamura M., et al. / UV–visible Faraday rotators based on rare–earth fluoride single crystals: LiREF₄ (RE = Tb, Dy, Ho, Er and Yb), PrF₃ and CeF₃ // *Opt. Express.* – 2012. – Т. 20, № 13.– С. 14460–14470.
- [131] Stevens G., Legg T., Shardlow P. / Integrated disruptive components for 2μm fibre lasers (ISLA): project overview and passive component development // *Integrated Disruptive Components for 2μm Fibre Lasers (ISLA): Project Overview and Passive Component Development.* 2016. – V. 9730.–С. 973001–973006.
- [132] Guo F., Li Q., Zhang H., et al. / Czochralski Growth, Magnetic Properties and Faraday Characteristics of CeAlO₃ Crystals // *Crystals.* – 2019. – Т. 9, № 5.
- [133] Mironov E.A., Volkov M.R., Palashov O. V, Karimov D.N., Khaydukov E. V, Ivanov I.A. / Thermo–optical properties of EuF₂–based crystals // *Appl. Phys. Lett.* – 2019. – Т. 114, № 7.– С. 73506.
- [134] Ikesue A., Kinoshita T., Kamata K., Yoshida K. / Fabrication and Optical Properties of High–Performance Polycrystalline Nd:YAG Ceramics for Solid–State Lasers // *J. Am. Ceram. Soc.* – 2018. – Т. 78, № 4.– С. 1033–1040.
- [135] Lacklison D., Scott G., Ralph H., Page J. / Garnets with high magneto optic figures of merit in the visible region // *IEEE Trans. Magn.* – 1973. – Т. 9, № 3.– С. 457–460.
- [136] Coble R.L. / Sintering Crystalline Solids. I. Intermediate and Final State Diffusion Models // *J Appl. Phys.* – 1961. – Т. 32, № 5.– С. 787–792.
- [137] Dai J., Li J. / Promising magneto–optical ceramics for high power Faraday isolators // *Scr. Mater.* – 2018. – Т. 155– С. 78–84.
- [138] Dai J., Pan Y., Xie T., Kou H., Li J. / A novel (Tb_{0.995}Ho_{0.005})₃Al₅O₁₂ magneto–optical ceramic with high transparency and Verdet constant // *Scr. Mater.* – 2018. – Т. 150– С. 160–163.
- [139] Patent EP20020743710, H. Yagi, T. Yanagitani / Translucent Rare Earth Oxide Sintered Article and Method for Production Thereof" EP patent EP20020743710 // 2002.
- [140] Permin D.A., Novikova A. V, Gavrishchuk E.M., Balabanov S.S., Sorokin A.A. / Self–Propagating High–Temperature Synthesis of Lu₂O₃ Powders for Optical Ceramics // *Inorg Mater.* – 2017. – Т. 53, № 12.– С. 1359–1364.
- [141] Staritzky E. / Yttrium Sesquioxide, Y₂O₃, Dysprosium Sesquioxide, Dy₂O₃ Erbium Sesquioxide, Er₂O₃ Ytterbium Sesquioxide, Yb₂O₃ // *Anal. Chem.* – 1956. – Т. 28, № 12.– С. 2023–2024.
- [142] Timoshenko S., Goodier J.N. / *Theory of Elasticity* New York, NY: USA:McGraw–Hill; 1951.
- [143] Борн М., Вольф Э. / *Основы Оптики* Москва: Наука; 1970.
- [144] Woods B.W., Payne S.A., Marion J.E., Hughes R.S., Davis L.E. / Thermomechanical and

- thermo-optical properties of the LiCaAlF₆:Cr³⁺ laser material // *J. Opt. Soc. Am. B.* – 1991. – Т. 8, № 5.– С. 970–977.
- [145] Jewell J.M., Askins C., Aggarwal I.D. / Interferometric method for concurrent measurement of thermo-optic and thermal expansion coefficients // *Appl. Opt.* – 1991. – Т. 30, № 25.– С. 3656–3660.
- [146] Dement'ev A.S. / Relationships between different expressions of thermo-optic and photoelastic coefficients of YAG crystal // *Laser Phys.* – 2015. – Т. 25, № 9.– С. 95004.
- [147] Jaecklin A.A., Lietz M. / Elimination of Disturbing Birefringence Effects on Faraday Rotation // *Appl Opt.* – 1972. – Т. 11, № 3.– С. 617–621.
- [148] Khazanov E., Andreev N.F., Mal'shakov A., et al. / Compensation of thermally induced modal distortions in Faraday isolators // *IEEE J Quantum Electron.* – 2004. – Т. 40, № 10.– С. 1500–1510.
- [149] Yakovlev A.I., Snetkov I.L., Palashov O.V. / The dependence of optical anisotropy parameter on dopant concentration in Yb:CaF₂ and Tb:CaF₂ crystals // *Opt Mater (Amst).* – 2018. – Т. 77–С. 127–131.
- [150] Joenathan C. / Phase-measuring interferometry: new methods and error analysis // *Appl Opt.* – 1994. – Т. 33, № 19.– С. 4147–4155.
- [151] Kozhevator I.E., Silin D.E. / Optical interference methods of subwavelength-resolution imaging // *Radiophys Quantum Electron.* – 2009. – Т. 52, № 1.– С. 67–77.
- [152] Perevezentsev E., Poteomkin A., Khazanov E. / Comparison of phase-aberrated laser beam quality criteria // *Appl Opt.* – 2007. – Т. 46, № 5.– С. 774–784.
- [153] Khenata R., Bouhemadou A., Sahnoun M., Reshak A.H., Baltache H., Rabah M. / Elastic, electronic and optical properties of ZnS, ZnSe and ZnTe under pressure // *Comput Mater Sci.* – 2006. – Т. 38, № 1.– С. 29–38.
- [154] Khenata R., Daoudi B., Sahnoun M., et al. / Structural, electronic and optical properties of fluorite-type compounds // *Eur Phys J B.* – 2005. – Т. 47, № 1.– С. 63–70.
- [155] Mérawa M., Llunell M., Orlando R., Gelize-Duvignau M., Dovesi R. / Structural, electronic and elastic properties of some fluoride crystals: an ab initio study // *Chem. Phys. Lett.* – 2003. – Т. 368, № 1–2.– С. 7–11.
- [156] Mironov E.A., Palashov O. V. / Spectral, magneto-optical and thermo-optical properties of terbium containing cubic zirconia crystal // *Appl. Phys. Lett.* – 2018. – Т. 113, № 6.– С. 63504.
- [157] Khazanov E.A. / Thermo-optics of magnetoactive medium: Faraday isolators for high average power lasers // *Uspekhi Fiz. Nauk.* – 2016. – Т. 59, № 2.– С. 886–909.
- [158] Balabanov S.S., Bykov Y.V., Egorov S. V, et al. / Transparent Yb:(YLa)₂O₃ ceramics produced

- by self-propagating high-temperature synthesis and microwave sintering // *Opt. Mater. (Amst.)* – 2013. – Т. 35, № 4.– С. 727–730.
- [159] Ivanov I.A., Karimov D.N., Snetkov I.L., et al. / Study of the influence of Tb–Sc–Al garnet crystal composition on Verdet constant // *Opt. Mater. (Amst.)* – 2017. – Т. 66– С. 106–109.
- [160] Aung Y.L., Akio Ikesue / Development of Optical Grade $(\text{Tb}_x\text{Y}_{1-x})_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ Ceramics as Faraday Rotator Material // *J. Am. Ceram. Soc.* – 2017. – Т. 12, № 10.– С. 3218–3221.
- [161] Chen Z., Yang L., Wang X., Yin H. / High magneto-optical characteristics of Holmium-doped terbium gallium garnet crystal // *Opt. Lett.* – 2016. – Т. 41, № 11.– С. 2580–2583.
- [162] Chen Z., Yang L., Wang X., Hang Y. / Wavelength dependence of Verdet constant of Pr doped terbium gallium garnet crystal // *Opt. Mater. (Amst.)* – 2016. – Т. 62– С. 475–478.
- [163] Chen Z., Yang L., Hang Y., Wang X. / Improving characteristic of Faraday effect based on the Tm^{3+} doped terbium gallium garnet single crystal // *J. Alloys Compd.* – 2016. – Т. 661– С. 62–65.
- [164] Sato H., Chani V.I., Yoshikawa A., Kagamitani Y., Machida H., Fukuda T. / Micro-pulling-down growth and characterization of $\text{Tb}_{3-x}\text{Tm}_x\text{Al}_5\text{O}_{12}$ fiber crystals for Faraday rotator applications // *J. Cryst. Growth.* – 2004. – Т. 264, № 1.– С. 253–259.
- [165] Chen C., Zhou S., Lin H., Yi Q. / Fabrication and performance optimization of the magneto-optical $(\text{Tb}_{1-x}\text{R}_x)_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ (R = Y, Ce) transparent ceramics // *Appl. Phys. Lett.* – 2012. – Т. 101, № 13.– С. 131908.
- [166] Hao D., Chen J., Ao G., et al. / Fabrication and performance investigation of Thulium-doped TAG transparent ceramics with high magneto-optical properties // *Opt. Mater. (Amst.)* – 2019. – Т. 94– С. 311–315.
- [167] Starobor A., Palashov O., Zhou S. / Thermo-optical properties of terbium–aluminum garnet ceramics doped with silicon and titanium // *Opt. Lett.* – 2016. – Т. 41, № 7.– С. 1510–1513.
- [168] Furuse H., Yasuhara R., Hiraga K., Zhou S. / High Verdet constant of Ti-doped terbium aluminum garnet (TAG) ceramics // *Opt. Mater. Express.* – 2016. – Т. 6, № 1.– С. 191–196.
- [169] Dai J., Pan Y., Li X., Xie T., Yang Z., Li J. / Fabrication and properties of $(\text{Tb}_{1-x}\text{Ce}_x)_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ magneto-optical ceramics with different doping concentrations // *Scr. Mater.* – 2018. – Т. 155– С. 46–49.
- [170] Hao D., Shao X., Tang Y., Yi X., Chen J., Zhou S. / Effect of Si^{4+} doping on the microstructure and magneto-optical properties of TAG transparent ceramics // *Opt. Mater. (Amst.)* – 2018. – Т. 77– С. 253–257.
- [171] Patent EP1544328A1, T. Sekijima and M. Geho / Terbium paramagnetic garnet single crystal and magneto-optical device // 2003.

- [172] Y. Kagamitani, D. A. Pawlak, H. Sato, A. Yoshikawa, H. Machida and T. Fukuda / Annealing Effect in Terbium–Scandium–Aluminum Garnet Single Crystal // *Jpn. J. Appl. Phys.* – 2002. – Т. 41, № 10R.– С. 6020.
- [173] Snetkov I.L., Permin D.A., Balabanov S.S., Palashov O. V. / Wavelength dependence of Verdet constant of $Tb^{3+}:Y_2O_3$ ceramics // *Appl. Phys. Lett.* – 2016. – Т. 108, № 16.– С. 161905.
- [174] Rubinstein C.B., Van Uitert L.G., Grodkiewicz W.H. / Magneto–optical properties of rare earth (III) aluminum garnets // *J. Appl. Phys.* – 1964. – Т. 35, № 10.– С. 3069–3070.
- [175] M. Geho, T. Takagi, S. Chiku and T. Fujii / Development of Optical Isolators for Visible Light Using Terbium Aluminum Garnet ($Tb_3Al_5O_{12}$) Single Crystals // *Jpn. J. Appl. Phys.* – 2005. – Т. 44, № 7R.– С. 4967.
- [176] Hao D., Feng Y., Tang Y., et al. / $Tb_3Al_{2.5}Ga_{2.5}O_{12}$ Transparent Ceramic for Magneto–Optical Application // *Int. J. Appl. Ceram Technol.* – 2016. – Т. 13, № 5.– С. 816–820.
- [177] Dai J., Pan Y., Chen H., Xie T., Kou H., Li J. / Fabrication of $Tb_3Al_5O_{12}$ transparent ceramics using co–precipitated nanopowders: The influence of ammonium hydrogen carbonate to metal ions molar ratio // *Ceram. Int.* – 2017. – Т. 43, № 16.– С. 14457–14463.
- [178] Van Vleck J.H., Hebb M.H. / On the Paramagnetic Rotation of Tysonite // *Phys. Rev.* – 1934. – Т. 46, № 1.– С. 17–32.
- [179] Morales J.R., Amos N., Khizroev S., Garay J.E. / Magneto–optical Faraday effect in nanocrystalline oxides // *J. Appl. Phys.* – 2011. – Т. 109, № 9.– С. 93110.
- [180] Slezák O., Yasuhara R., Vojna D., Furuse H., Lucianetti A., Mocek T. / Temperature–wavelength dependence of Verdet constant of Dy_2O_3 ceramics // *Opt. Mater. Express.* – 2019. – Т. 9, № 7.– С. 2971.
- [181] Balabanov S., Filofeev S., Ivanov M., et al. / Fabrication and characterizations of erbium oxide based optical ceramics // *Opt. Mater. (Amst.)* – 2020. – Т. 101– С. 109732.
- [182] Flores J.L., Ferrari J.A. / Verdet constant dispersion measurement using polarization–stepping techniques // *Appl. Opt.* – 2008. – Т. 47, № 24.– С. 4396.
- [183] Borrelli N.F. / Faraday Rotation in Glasses // *J. Chem. Phys.* – 1964. – Т. 41, № 11.– С. 3289–3293.
- [184] Chen Q., Ma Q., Wang H., Chen Q. / Diamagnetic tellurite glass and fiber based magneto–optical current transducer // *Appl. Opt.* – 2015. – Т. 54, № 29.– С. 8664–8669.
- [185] Weber M.J. / Faraday Rotator Materials For Laser Systems // *Proc. SPIE.* – 1987. – Т. 0681.– С. 1–16.