

Значительное уменьшение термооптических искажений в изоляторах Фарадея при их охлаждении до 77 К

Д.С.Железнов, А.В.Войтович, И.Б.Мухин, О.В.Палашов, Е.А.Хазанов

Экспериментально продемонстрировано, что охлаждение изолятора Фарадея до температуры жидкого азота существенно уменьшает термонаведенную деполаризацию и тепловую линзу, что позволяет при той же степени изоляции более чем в 30 раз увеличить максимальную среднюю мощность лазерного излучения, проходящего через изолятор. Показано, что традиционные изоляторы Фарадея при таком охлаждении способны работать при мощностях вплоть до 10 кВт, а изоляторы с компенсацией деполаризации и тепловой линзы – до 100 кВт.

Ключевые слова: тепловая линза, деполаризация, термооптика, эффект Фарадея.

1. Введение

В свете интенсивного развития лазерной техники и роста средней мощности как в непрерывном, так и в импульсно-периодическом режиме актуальна задача компенсации тепловых эффектов, возникающих в различных оптических элементах из-за поглощения лазерного излучения. Одним из устройств, в которых излучение подвержено сильному тепловому самовоздействию, является изолятор Фарадея (ИФ), что связано с большим поглощением излучения в его магнитооптических элементах ($\sim 10^{-3} \text{ см}^{-1}$) [1]. Вызванное поглощением неоднородное по поперечному сечению распределение температуры приводит к неоднородному распределению угла поворота плоскости поляризации, обусловленному зависимостью постоянной Верде от температуры, к появлению линейного двулучепреломления (фотоупругий эффект) [2] и к искажению волнового фронта проходящего через ИФ оптического излучения (тепловая линза).

Температурная зависимость постоянной Верде и фотоупругий эффект изменяют поляризацию излучения, в результате чего степень изоляции ИФ уменьшается. Аберрации, вызванные тепловой линзой, не приводят к поляризационным искажениям, но влияют на модовый состав проходящего через ИФ оптического излучения. Существуют задачи (например, детектирование гравитационных волн при помощи лазерных интерферометров [3]), где потери мощности в основной поперечной моде не должны превышать 1 % – 2 %. Компенсации термолинзы в ИФ посвящен ряд работ, к которым относятся и [4–7]. В работе [4] рассмотрена возможность компенсации термолинзы при помощи разъюстированного линзового телескопа. Кроме того, термолинза может быть компенсирована с помощью поглощающего стекла [5, 6] или кристалла [7] с отрицательным значением dn/dT (n – показатель преломления, T – температура).

Степень изоляции – важнейшая характеристика ИФ – большей частью определяется поляризационными искажениями, т. е. величиной деполаризации в магнитоактивных элементах. «Холодная» деполаризация, возникающая в магнитоактивных элементах из-за неоднородности и неидеальности оптического элемента (свилли, неоднородность кристаллической решетки и т. д.), как правило, мала ($10^{-5} – 10^{-4}$). Деполаризация, обусловленная поглощением излучения в оптических элементах и называемая «горячей», или «термонаведенной», существенно зависит от мощности оптического излучения и может значительно превышать «холодную».

Существуют несколько подходов к проблеме уменьшения термонаведенной деполаризации в магнитоактивных элементах ИФ. В основе одного из них лежит идея вычитания фазового набегу при помощи замены одного фарадеевского элемента, поворачивающего плоскость поляризации на 45° , двумя 22.5° -ными фарадеевскими элементами, между которыми находится взаимный оптический элемент [2, 8]. При этом искажения, возникшие при проходе через первый элемент, частично компенсируются при прохождении через второй. Созданные на основе таких схем ИФ и фарадеевские зеркала [9, 10] обеспечивают надежную развязку при мощности проходящего излучения киловаттного уровня. Другой подход заключается в разбиении магнитоактивного элемента на несколько тонких дисков, охлаждаемых через оптическую поверхность [11, 12]. Такая геометрия приводит к существенному уменьшению поперечного градиента температуры в дисках. Теоретические оценки показывают, что переход от стержневой геометрии к дисковой позволяет создать ИФ, работающие при мощности до десяти киловатт [11].

В настоящей работе предлагается еще один способ улучшения характеристик изоляторов Фарадея – охлаждение их до температуры жидкого азота. Заметим, что охлаждение активных элементов лазеров широко используется для увеличения теплопроводности и коэффициента усиления [13–15]. Поскольку постоянная Верде обратно пропорциональна температуре [16–18], а величина магнитного поля также растет при охлаждении маг-

Д.С.Железнов, А.В.Войтович, И.Б.Мухин, О.В.Палашов, Е.А.Хазанов. Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; e-mail: khazanov@appl.sci-nnov.ru

нитной системы [19–21], то можно рассчитывать на уменьшение длины магнитоактивного элемента и, следовательно, всех тепловых эффектов.

В настоящей работе приведены результаты экспериментальных исследований термонаведенной деполяризации, тепловой линзы, постоянной Верде и величины магнитного поля при охлаждении элементов ИФ до температур, близких к температуре жидкого азота. В качестве магнитоактивных сред использовались стекло МОС04 [1] и кристалл тербий-галлиевого граната (ТГГ) с ориентацией [001]. Проведенные исследования позволяют сделать вывод о возможности создания ИФ, работающего при средней мощности вплоть до 100 кВт.

2. Зависимость термонаведенной деполяризации от температуры

В работах [2, 22] было показано, что доминирующий вклад в термонаведенную деполяризацию вносит фотоупругий эффект, а температурной зависимостью постоянной Верде можно пренебречь. Данный раздел посвящен исследованию термонаведенной деполяризации, вызванной фотоупругим эффектом.

Схема эксперимента приведена на рис. 1, а. Непрерывное поляризованное излучение на длине волны 1076 нм одномодового иттербиевого волоконного лазера 1 использовалось в качестве греющего и зондирующего излучения одновременно. Радиус пучка r_0 мощностью до 50 Вт был равен ~ 0.5 мм. Излучение лазера 1 заводилось в

вакуумный криостат 2 через входное окно 3, изготовленное из плавленного кварца. Криостат представляет собой вакуумную камеру в двойном охлаждающем сосуде: внутренний сосуд имеет непосредственный тепловой контакт с исследуемым образцом, а внешний предназначен для дополнительного охлаждения внутреннего и позволяет настолько замедлить испарение хладагента в нем, что становится возможным сделать процесс охлаждения магнитоактивного элемента квазистационарным. Охлаждение магнитоактивного элемента контролировалось калиброванным медным термодатчиком. После прохождения шпатового клина 4 линейно поляризованное излучение попадало на исследуемый магнитоактивный элемент 5. Нагрев магнитоактивной среды из-за поглощения приводил к деполяризации излучения, которое делилось на две части шпатовым клином 6. Основная часть излучения мощностью P_2 выводилась из криостата через выходное окно 7, изготовленное из плавленного кварца, на поглотитель 8, а деполяризованная составляющая с мощностью P_1 направлялась на CCD-камеру 9.

Термонаведенную деполяризацию γ будем определять следующим образом:

$$\gamma = \frac{P_1}{P_1 + P_2}. \quad (1)$$

Холодная деполяризация в используемых в данной работе магнитоактивных элементах была незначительной ($\sim 10^{-5}$). Окна 3 и 7 криостата 2 практически не поглощают излучение лазера, однако напряжения, возникающие в них, из-за давления атмосферы приводят к некоторой деполяризации ($\sim 10^{-3}$) проходящего излучения. Чтобы избежать влияния этого паразитного эффекта на результаты измерений, шпатовые клинья 4, 6 помещались внутрь криостата.

Термонаведенная деполяризация, возникающая вследствие фотоупругого эффекта, подробно исследовалась в ряде работ [2, 22, 23]. В частности в [22] было получено выражение для деполяризации в кристалле ТГГ с ориентацией [001]:

$$\gamma = p^2 \frac{A}{8} \left[1 + (\xi^2 - 1) \cos^2 \left(2\theta - \frac{\pi}{4} \right) \right], \quad (2)$$

где

$$p = \frac{L}{\lambda} \frac{\alpha Q}{\kappa} P_L \quad (3)$$

– сила фотоупругого эффекта; L – длина магнитоактивного элемента; α и κ – коэффициенты поглощения и теплопроводности; λ и P_L – длина волны и мощность проходящего излучения; Q – термооптическая постоянная [24]; $A = 0.137$ – константа для гауссова распределения проходящего излучения [2]; θ – угол между поляризацией излучения и кристаллографической осью кристалла;

$$\xi = \frac{2p_{44}}{p_{11} - p_{12}} \quad (4)$$

– параметр оптической анизотропии [24]; p_{ij} – фотоупругие постоянные.

Как видно из выражения (2), для стеклянных магнитоактивных элементов величина термонаведенной деполяризации

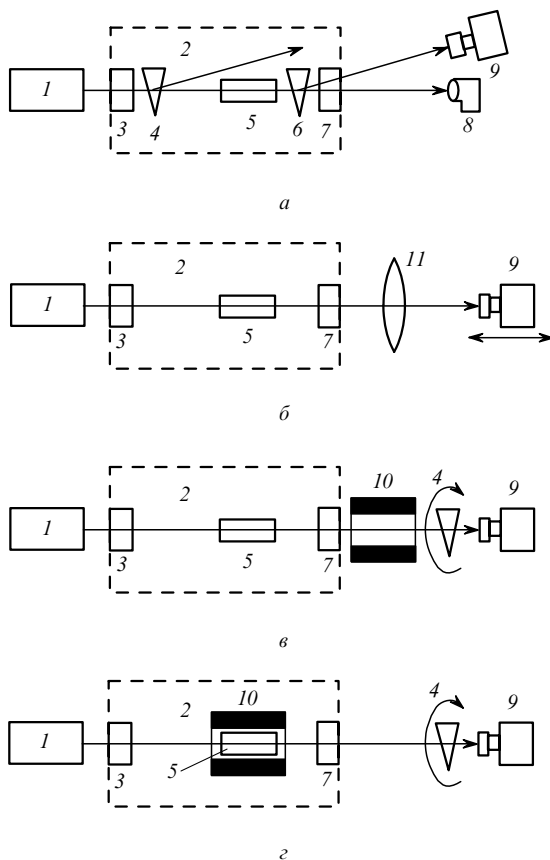


Рис. 1. Схемы экспериментов для исследования деполяризации (а), тепловой линзы (б), постоянной Верде (в) и магнитного поля (г): 1 – иттербиевый волоконный лазер; 2 – криостат; 3, 7 – окна криостата; 4, 6 – шпатовые клинья; 5 – магнитоактивный элемент; 8 – поглотитель; 9 – CCD-камера; 10 – магнит; 11 – калиброванная линза.

Табл.1. Материальные константы магнитоактивных сред.

Материал	α (10^{-3} см $^{-1}$)	κ (Вт·К $^{-1}$ ·м $^{-1}$)	$L^{-1}dL/dT$ (10^{-7} К $^{-1}$)	P/κ (10^{-6} м/Вт)	Q/κ (10^{-7} м/Вт)	ξ	V (град·кЭ $^{-1}$ ·см $^{-1}$)
TGG	9.6 ($\lambda = 1076$ нм)	7.4 [5, 6, 28, 29]	94 [29]	3.5 [6]	3.5 [6]	2.25 \pm 0.2 [6, 23]	2.2 ($\lambda = 1076$ нм)
	4.8 ($\lambda = 1053$ нм)	5.3 \pm 0.5 [30]					2.25 ($\lambda = 1064$ нм)
		4.5 \pm 0.5 [27]					
		4.3 [31]					
МОС04		0.74 [32]	49 [33]		12 [32]	1	1.21 ($\lambda = 1076$ нм) 1.24 ($\lambda = 1064$ нм)

ляризации γ не зависит от θ , поскольку $\xi = 1$. Для кристалла с ориентацией [001] деполяризация γ зависит от угла θ , принимая наименьшее (γ_{\min}) и наибольшее (γ_{\max}) значения:

$$\gamma_{\max} = p^2 \frac{A}{8} \xi^2, \quad \gamma_{\min} = p^2 \frac{A}{8}. \quad (5)$$

Мы исследовали поведение термонаведенной деполяризации γ в зависимости от температуры T в магнитоактивном стекле МОС04 (длина 31мм, диаметр 8.3 мм) и в кристалле TGG с ориентацией [001] (длина 47 мм, диаметр 9 мм). Значения ряда констант для этого стекла и кристалла при комнатной температуре $T_0 = 293$ К приведены в табл.1. Однако их поведение при уменьшении температуры среды ранее не исследовалось, а значит, было непредсказуемо и поведение термонаведенной деполяризации.

На рис.2 представлены экспериментальные зависимости нормированной деполяризации

$$\gamma_{\text{norm}}(T) = \frac{\gamma(T)}{\gamma_0}, \quad (6)$$

где $\gamma_0 = \gamma(T_0)$. Результаты экспериментов показывают, что при охлаждении кристалла TGG до температуры 86 К деполяризация γ_{\min} уменьшается примерно в 8 раз. Как показано в [22], выражение для деполяризации в традиционном ИФ совпадает с формулами (2) и (5) с точностью до замены коэффициента $1/8$ на π^{-2} . Следовательно, уменьшение γ_{\min} в 8 раз увеличит развязку также в 8 раз. Кроме того, из (5) следует уменьшение параметра $\alpha Q/\kappa$ в $\sqrt{8}$ раз. Из рис.2 видно, что γ_{\max} уменьшается при охлаждении более чем в 24 раза, т. е. согласно (5) параметр оптической анизотропии ξ уменьшается в $\sqrt{3}$ раз.

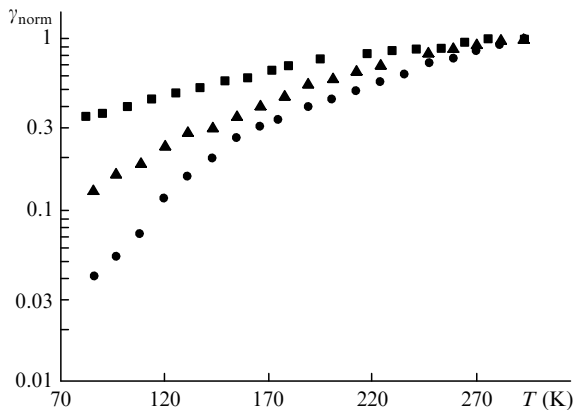


Рис.2. Зависимости нормированной термонаведенной деполяризации γ_{norm} от температуры в кристалле TGG с ориентацией [001] в положении с максимальной (●, $\gamma_0 = 3.1 \times 10^{-2}$, $P_L = 35$ Вт) и минимальной (▲, $\gamma_0 = 5.2 \times 10^{-3}$, $P_L = 35$ Вт) деполяризациями, а также в стекле МОС04 (■, $\gamma_0 = 5.1 \times 10^{-3}$, $P_L = 50$ Вт).

Охлаждение образца из МОС04 до температуры 82 К позволило уменьшить деполяризацию в ~ 3 раза, т. е. величина $\alpha Q/\kappa$ для стекла уменьшается при охлаждении в $\sim \sqrt{3}$ раз.

3. Зависимость оптической силы тепловой линзы от температуры

При прохождении мощного лазерного излучения через поглощающий оптический элемент пучок испытывает искажения волнового фронта, обусловленные неоднородным по поперечному сечению распределением температуры. Схема эксперимента по измерению зависимости оптической силы термолинзы от температуры представлена на рис.1,б. Излучение одномодового итербиевого лазера I мощностью 15–20 Вт проходило сквозь магнитоактивный элемент 5, расположенный внутри вакуумного криостата 2, а затем сквозь калиброванную собирающую линзу (фокусное расстояние $F_1 = 516$ мм) и попадало в CCD-камеру 9. При каждом значении температуры CCD-камера перемещалась вдоль пучка. Зная положение камеры, при котором пучок имел минимальный размер, мы вычисляли фокусное расстояние тепловой линзы магнитоактивного элемента с помощью известной зависимости диаметра гауссова пучка от координаты.

Зависимости нормированной оптической силы тепловой линзы $1/F_{\text{norm}}$, где

$$F_{\text{norm}}(T) = \frac{F(T)}{F_0}, \quad F_0 = F(T_0),$$

от температуры приведены на рис.3. При понижении температуры до 102 К оптическая сила линзы в кристалле TGG уменьшилась в 2.7 раза, что позволяет ожидать ее уменьшения в 3.6 раза при достижении температуры кипения жидкого азота (77 К). Поскольку поперечное распределение интенсивности греющего излучения гауссово, распределение температуры не является параболическим, и, как следствие, наведенная термооптическая

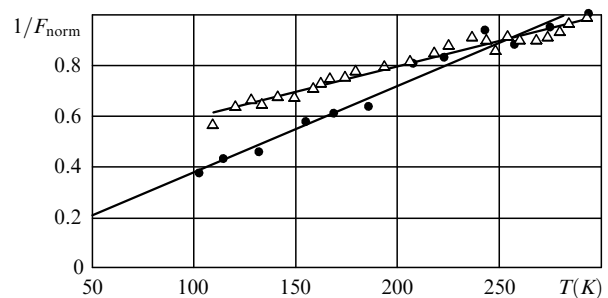


Рис.3. Зависимости оптической силы тепловой линзы в кристалле TGG с ориентацией [001] (●, $F_0 = 191$ см, $P_L = 15$ Вт) и в стекле МОС04 (▲, $F_0 = 581$ см, $P_L = 20$ Вт) от температуры.

линза – абберрационная. Такую линзу можно представить в виде совокупности двух элементов – параболической линзы с фокусом F и аббератора, не вносящего геометрической расходимости. Используя метод моментов, предложенный в [25], получим простое выражение для F [26]:

$$F = \frac{4\pi r_0^2}{\lambda p_i}, \quad (7)$$

где

$$p_i = \frac{L}{\lambda} \frac{\alpha P}{\kappa} P_L \quad (8)$$

– оптическая сила термолинзы; P – термооптическая постоянная [24]. Отметим, что параметр p_i аналогичен параметру p из (3) с точностью до замены термооптической константы Q , характеризующей поляризационные искажения, термооптической константой P , характеризующей фазовые искажения. Как видно из формулы (7), увеличение F в 3.6 раза (из-за охлаждения до 77 К) соответствует уменьшению параметра $\alpha P/\kappa$ в 3.6 раза.

При снижении температуры до 109 К оптическая сила в стекле МОС04 уменьшилась в 1.7 раза (рис.3), что позволяет ожидать ее уменьшения в 1.8 раза при $T = 77$ К. Это соответствует уменьшению параметра $\alpha P/\kappa$ также в 1.8 раза. Учитывая результаты измерений, приведенных на рис.2 и 3, можно заключить, что отношение термооптических констант P/Q слабо меняется в исследуемом диапазоне температур как для кристалла TGG, так и для стекла МОС04.

4. Зависимость постоянной Верде от температуры

Схема измерения температурной зависимости постоянной Верде приведена на рис.1,в. Поляризованное излучение иттербиевого лазера 1 проходило сквозь исследуемый магнитоактивный элемент 5, помещенный внутри криостата 2. Магнитная система 10 находилась вне криостата и не подвергалась охлаждению, т. е. магнитное поле, в котором находился магнитоактивный элемент 5, при изменении температуры не менялось. Далее излучение проходило сквозь шпатовый клин 4 и регистрировалось на CCD-камере 9. Шпатовый клин 4 размещался на оптическом столе с лимбом и настраивался на минимум пропускания излучения на CCD-камере.

В результате эффекта Фарадея исходная линейная поляризация излучения лазера, проходившего через магнитоактивный элемент, поворачивалась на угол

$$\varphi = VBL, \quad (9)$$

где V – постоянная Верде; B – индукция магнитного поля. Известно [16–18], что при уменьшении температуры постоянная Верде увеличивается согласно закону

$$V = \text{const}/T, \quad (10)$$

т. е. $V^{-1}dV/dT = -1/T$. По сравнению с этой величиной коэффициент линейного расширения $L^{-1}dL/dT$ пренебрежимо мал (см. табл.1), поэтому линейным расширением оптических элементов можно пренебречь. В ходе

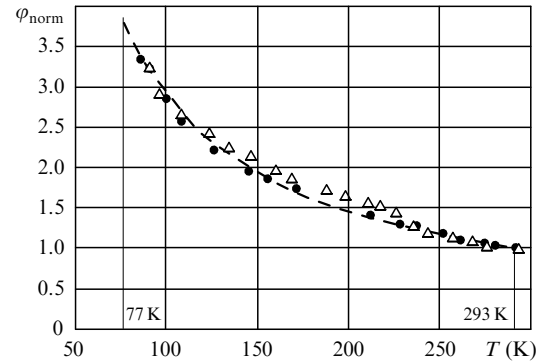


Рис.4. Теоретическая (штриховая кривая) и экспериментальные (точки) зависимости нормированного угла поворота плоскости поляризации $\varphi_{\text{норм}}$ от температуры для TGG (●, $\varphi_0 = 4^\circ 10'$) и МОС04 (△, $\varphi = 3^\circ$).

экспериментов, описываемых в данном разделе, магнитное поле системы не менялось, следовательно, наблюдаемая зависимость $\varphi(T)$ целиком определяется изменением постоянной Верде с температурой.

На рис.4 приведены результаты измерений температурной зависимости угла поворота плоскости поляризации в исследуемых образцах. Для удобства интерпретации введен безразмерный параметр

$$\varphi_{\text{норм}}(T) = \frac{\varphi(T)}{\varphi_0}, \quad (11)$$

где $\varphi_0 = \varphi(T_0)$. В соответствии с (10) нормированный угол поворота плоскости поляризации $\varphi_{\text{норм}}$, а значит, и постоянная Верде, при охлаждении до 86 К увеличиваются в ~ 3.5 раза как для стекла МОС04, так и для кристалла TGG. Поэтому, согласно (9), использование охлажденного до 77 К любого магнитоактивного элемента в ИФ позволит уменьшить его длину почти в 4 раза.

5. Зависимость магнитного поля от температуры

Любой ферромагнетик обладает спонтанным магнитным моментом, т. е. конечной намагниченностью даже при нулевом внешнем магнитном поле [19]. Наличие у вещества спонтанной намагниченности означает, что электронные спины и магнитные моменты ориентированы в веществе упорядоченным образом. В отсутствие внешнего магнитного поля намагниченность ферромагнетика зависит только от магнитного поля, создаваемого им самим. Характеристикой магнитного поля ферромагнитных материалов является остаточная магнитная индукция B . Известно также, что величина остаточной магнитной индукции линейно зависит от температуры ферромагнетика T , причем температурный коэффициент остаточной магнитной индукции $\alpha_B = (1/B) \times (dB/dT)$ является отрицательным [20], т. е. с уменьшением T величина B растет.

Исследование зависимости величины магнитного поля от температуры магнита проводилось в эксперименте, схема которого приведена на рис.1,з. Магнитная система 10, представляющая собой ферромагнитное кольцо, была помещена в криогенную камеру 2 и охлаждалась вместе с магнитоактивным элементом 5, расположенным в центре ферромагнитного кольца. Характерное значение

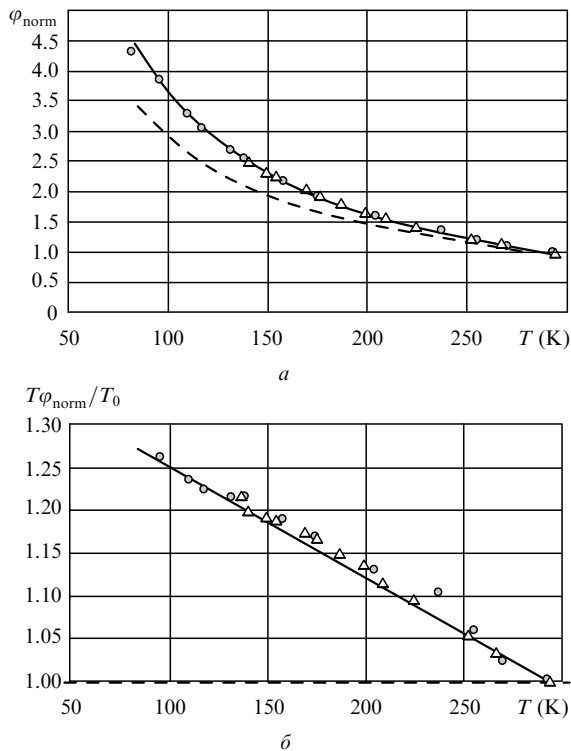


Рис.5. Зависимости нормированного угла поворота плоскости поляризации от температуры – теоретические (без охлаждения магнита, штриховая кривая) и с охлаждением магнита (сплошная линия), а также две экспериментальные реализации (точки).

магнитного поля такого кольца в месте расположения кристалла составляет ~ 5 кЭ.

Результаты экспериментов приведены на рис.5,а. Для того чтобы выделить увеличение угла поворота плоскости поляризации, обусловленное изменением только магнитного поля системы, полученные результаты были представлены в системе координат, в которой отсутствию зависимости магнитного поля от температуры соответствует горизонтальная штриховая прямая, проходящая через единицу (рис.5,б). Результаты экспериментов, приведенные на рис.5, хорошо согласуются с результатами расчетов (сплошная линия) для Nd–Fe–В-магнита, если $\alpha_B = 1.3 \times 10^{-3} \text{ К}^{-1}$.

Кроме того, в ходе экспериментов было выяснено, что поведение экспериментальной зависимости обусловлено интенсивностью подачи жидкого азота и качеством теплового контакта между хладагентом и магнитной системой. В результате ряда экспериментов было показано, что максимальные, и в то же время наиболее близкие к теоретическим, значения угла поворота плоскости поляризации наблюдаются при как можно более медленном охлаждении магнитов. Для измерения зависимостей, представленных на рис.5, была реализована ситуация, когда определенная температура внутренней камеры криостата продолжительное время поддерживалась постоянной, после чего осуществлялись измерения. Проведение данного эксперимента потребовало трех суток, тогда как для других описанных экспериментов было достаточно нескольких часов.

Результаты серии экспериментов показывают, что два эффекта – зависимости постоянной Верде и напряженности магнитного поля от температуры – приводят к увеличению значения ϕ почти в 4 раза уже при охлажде-

нии до 93 К, что, в свою очередь, позволяет ожидать увеличения угла поворота плоскости поляризации при 77 К примерно в 5 раз. Следовательно, если при охлаждении ИФ до 77 К общая длина магнитоактивного элемента L уменьшится в ~ 5 раз, то деполяризация как традиционного ИФ ($\gamma \sim L^2$), так и ИФ с компенсацией деполяризации ($\gamma \sim L^4$ [2]) также значительно уменьшится.

В настоящей работе ферромагнетиком служил сплав Nd–Fe–В – стандартный магнит, используемый в ИФ, работающих при комнатных температурах. Однако существуют сплавы, у которых, несмотря на меньшее значение B при комнатной температуре, остаточная магнитная индукция при температуре жидкого азота больше, чем у используемого сплава, что обусловлено большим значением α_B . Этим преимуществом также можно воспользоваться при создании криогенных изоляторов Фарадея.

6. Обсуждение результатов

Резюмируя изложенное, приведем оценки максимальной средней мощности изолятора Фарадея, охлажденного до температуры 77 К. Согласно (2) и (3), при заданной величине γ мощность излучения P_L пропорциональна величине $\kappa/\alpha Q$. Как показали эксперименты, параметр $Q\alpha/\kappa$ при 77 К уменьшается в 3 раза, а рост постоянной Верде и магнитного поля позволяет уменьшить длину кристалла L в 5 раз, т. е. P_L увеличивается в 15 раз.

Необходимо отметить, что кристаллы TGG выращиваются двумя способами – из флюса либо из расплава. Используемый нами в эксперименте кристалл TGG был выращен из расплава. Теплопроводность таких кристаллов в диапазоне температур 77–300 К практически постоянна [27], поэтому измеренное уменьшение деполяризации γ связано с уменьшением αQ . В то же время кристаллы TGG, выращенные из флюса, при 77 К имеют вдвое большую теплопроводность [27], т. е. при этой температуре параметр $\alpha Q/\kappa$ будет в 6 раз больше, чем при 293 К. Таким образом, при охлаждении традиционного ИФ до 77 К средняя мощность может быть увеличена в 30 раз, что позволяет использовать его при проходящей мощности в несколько киловатт. Поскольку отношение P/Q мало зависит от температуры, все сказанное выше справедливо с точки зрения не только развязки, но и возникающей тепловой линзы.

В ИФ с компенсацией деполяризации к 30-кратному выигрышу добавляется еще эффект уменьшения ξ (см. выше), поскольку в таких изоляторах Фарадея γ_{min} зависит от ξ , причем чем меньше ξ , тем меньше γ_{min} [2]. Исходя из рис.2 и выражения (5), можно ожидать уменьшения ξ при 77 К примерно в 1.9 раза (т. е. с 2.25 до 1.2). При этом максимальная мощность дополнительно увеличивается в 1.6 раза [2]. Поскольку такие ИФ при комнатной температуре могут работать при мощности излучения 1–2 кВт, при $T = 77$ К максимальная мощность составит порядка 100 кВт.

Приведенные результаты относятся к стержневой геометрии, т. е. к охлаждению магнитоактивного элемента через боковую поверхность. Характерная длина кристалла TGG в ИФ при охлаждении до 77 К равна 3–4 мм, что в 5 раз меньше его длины при комнатной температуре. Это позволяет использовать дисковую геометрию – охлаждать магнитоактивный элемент через оптические поверхности с помощью, например, сапфира. Такой метод

успешно применяется в активных элементах лазеров [15]. Проведенные нами предварительные эксперименты показали также значительное уменьшение деполяризации в полном соответствии с предсказаниями теории [11].

Конечно, создание криогенных изоляторов Фарадея сопряжено с целым рядом сложностей. К ним относятся необходимость конструирования магнитных систем особых конфигураций, наличие криогенной камеры, заливка азота и т. д. Но это технические трудности, которые могут быть решены. Принципиальные физические причины, препятствующие продвижению в стокиловаттный диапазон мощностей, отсутствуют.

1. Зарубина Т.В., Петровский Г.Т. *Оптич. журн.*, **59**, 48 (1992).
2. Хазанов Е.А. *Квантовая электроника*, **26**, 59 (1999).
3. Abramović A., Althouse W.E., Drever R.W.P., Gursel Y., Kawamura S., Raab F.J., Shoemaker D., Sievers L., Spero R.E., Thorne K.S., Vogt R.E., Weiss R., Whitcomb S.E., Zucker M.E. *Science*, **256**, 325 (1992).
4. Хазанов Е.А. *Квантовая электроника*, **30**, 147 (2000).
5. Mueller G., Amin R.S., Guagliardo D., McFeron D., Lundock R., Reitze D.H., Tanner D.B. *Classical and Quantum Gravity*, **19**, 1793 (2002).
6. Khazanov E.A., Andreev N.F., Mal'shakov A.N., Palashov O.V., Poteomkin A.K., Sergeev A.M., Shaykin A.A., Zelenogorsky V.V., Ivanov I., Amin R.S., Mueller G., Tanner D.B., Reitze D.H. *IEEE J. Quantum Electron.*, **40**, 1500 (2004).
7. Khazanov E.A., Zelenogorsky V.V., Shaykin A.A., Kamenetsky E.E., Palashov O.V. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **5975**, 167 (2006).
8. Khazanov E., Andreev N., Babin A., Kiselev A., Palashov O., Reitze D. *J. Opt. Soc. Am. B*, **17**, 99 (2000).
9. Хазанов Е.А. *Квантовая электроника*, **31**, 351 (2001).
10. Khazanov E.A., Anastasiyev A.A., Andreev N.F., Voytovich A., Palashov O.V. *Appl. Opt.*, **41**, 2947 (2002).
11. Мухин И.Б., Хазанов Е.А. *Квантовая электроника*, **34**, 973 (2004).
12. Yasuhara R., Kawashima T., Furukawa H., Ikegawa T., Matsumoto O., Sekine T., Kurita T., Kan H., Kawanaka J., Norimatsu T., Izawa Y. *Proc. Int. Symp. «Topical Problem of Nonlinear Wave Physics»* (St.Petersburg – N.Novgorod, 2005, p. 135).
13. Ripin D.J., Ochoa J.R., Aggarwal R.L., Fan T.Y. *Opt. Lett.*, **29**, 2154 (2004).
14. Backus S., Bartels R., Thompson S., Dollinger R., Kapteyn H.C., Murnane M.M. *Opt. Lett.*, **26**, 465 (2001).
15. Tokita S., Kawanaka J., Fujita M., Kawashima T., Izawa Y. *Appl. Phys. B*, **80**, 635 (2005).
16. Barnes N.P., Petway L.P. *J. Opt. Soc. Am. B*, **9**, 1912 (1992).
17. Davis J.A., Bunch R.M. *Appl. Opt.*, **23**, 633 (1984).
18. Зарубина Т.В., Ким Т.А., Петровский Г.Т., Смирнова Л.А., Эдельман И.С. *Оптико-механическая промышленность*, № 11, 33 (1987).
19. Киттель Ч. *Введение в физику твердого тела* (М.: Наука, 1978).
20. Альтман А.Б., Верниковский Э.Е., Герберг А.Н., Гладышев П.А., Грацианов Ю.А., Зейн Е.Н., Кавалерова Л.А., Пятин Ю.М., Сасатунов Ю.С., Сергеев В.Г., Скоков А.Д., Сухоруков Р.Ю., Чернявская А.М. *Постоянные магниты: Справочник* (М.: Энергия, 1980).
21. Ахиезер А.И., Ахиезер И.А. *Электромагнетизм и электромагнитные волны: Учебное пособие для вузов* (М.: Высшая школа, 1985).
22. Khazanov E.A., Kulagin O.V., Yoshida S., Tanner D., Reitze D. *IEEE J. Quantum Electron.*, **35**, 1116 (1999).
23. Khazanov E., Andreev N., Palashov O., Poteomkin A., Sergeev A., Mehl O., Reitze D. *Appl. Opt.*, **41**, 483 (2002).
24. Мезенов А.В., Сомс Л.Н., Степанов А.И. *Термооптика твердотельных лазеров* (Л.: Машиностроение, 1986, с. 199).
25. Власов С.Н., Петрищев В.А., Таланов В.И. *Изв. вузов. Сер. Радиофизика*, **14**, 1353 (1971).
26. Потемкин А.К., Хазанов Е.А. *Квантовая электроника*, **35**, 1042 (2005).
27. Slack G.A., Oliver D.W. *Phys. Rev. B*, **4**, 592 (1971).
28. Wynands R., Diedrich F., Meschede D., Telle H.R. *Rev. Sci. Instr.*, **63**, 5586 (1992).
29. Mansell J.D., Hennawi J., Gustafson E.K., Fejer M.M., Byer R.L., Clubley D., Yoshida S., Reitze D.H. *Appl. Opt.*, **40**, 366 (2001).
30. Chen X., Galemezuk R., Salce B., Lavorel B., Akir C., Rajaonah L. *Solid State Commun.*, **110**, 431 (1999).
31. Попов П.А. *Канд. дис.* (Брянск, БГПИ им. И.Г.Петровского, 1993).
32. Андреев Н.Ф., Бабин А.А., Зарубина Т.В., Киселев А.М., Палашов О.В., Хазанов Е.А., Щавелев О.С. *Оптич. журн.*, **67**, 66 (2000).
33. Зарубина Т.В. *Частное сообщение* (2000).