

## КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

## Термооптика магнитоактивной среды: изоляторы Фарадея для лазеров с высокой средней мощностью

Е.А. Хазанов

*Изолятор Фарадея является одним из ключевых элементов мощных лазеров, обеспечивая оптическую развязку между задающим генератором и силовым усилителем или между лазером и объектом, на который направляется лазерное излучение, например, интерферометром для детектирования гравитационных волн. Однако поглощение излучения в магнитоактивной среде неизбежно приводит к её нагреву и термонаведённым поляризационным и фазовым искажениям лазерного пучка. Такое самовоздействие ограничивает использование изоляторов Фарадея в лазерах с высокой средней мощностью. Специфика термооптики магнитоактивной среды заключается в том, что паразитные тепловые эффекты появляются не в изотропной среде, а на фоне циркулярного двулучепреломления. Кроме того, даже незначительные искажения поляризации излучения приводят к ухудшению основной характеристики изолятора Фарадея — степени изоляции. Проведён анализ всех искажений лазерного пучка с точки зрения ухудшения параметров изолятора. Определены механизмы и ключевые физические величины, отвечающие за различные виды искажений. Подробно описаны методы компенсации и подавления паразитных тепловых эффектов, систематизированы опубликованные экспериментальные данные. На основе имеющихся достижений обсуждаются направления дальнейших исследований в области термооптики магнитоактивной среды.*

**Ключевые слова:** тепловые эффекты в лазерах, твердотельные лазеры с большой средней мощностью, оптическая развязка, изоляторы Фарадея

PACS numbers: 42.60. –v, 42.79. –e, 85.70.Sq

DOI: 10.3367/UFNr.2016.03.037829

## Содержание

1. Введение (975).
2. Самонаведённые тепловые искажения при распространении излучения через магнитоактивную среду (977).
  - 2.1. Матрица Джонса фарадеевского элемента с учётом тепловых эффектов.
  - 2.2. Поляризационные искажения (деполяризация) излучения.
  - 2.3. Особенности деполяризации излучения в фарадеевских зеркалах.
  - 2.4. Амплитудно-фазовые искажения в изоляторах Фарадея.
  - 2.5. Влияние на искажения продольной неоднородности магнитного поля.
  - 2.6. Влияние на искажения формы пучка.
  - 2.7. Кристаллы других ориентаций и оптическая керамика.
3. Компенсация тепловых эффектов в изоляторах Фарадея (983).
  - 3.1. Компенсация деполяризации. Теория.
  - 3.2. Компенсация деполяризации. Экспериментальные результаты.
  - 3.3. Компенсация тепловой линзы.
4. Подавление тепловых эффектов в изоляторах Фарадея (987).
  - 4.1. Криогенный изолятор Фарадея.
  - 4.2. Выбор магнитоактивной среды.
  - 4.3. Увеличение магнитного поля.
  - 4.4. Дисковая и прямоугольная геометрии теплоотвода.
5. Заключение (995).
  - 5.1. Результаты.
  - 5.2. Дальнейшие исследования.

## Список литературы (998).

## 1. Введение

С момента создания Т. Мейманом первого лазера [1] и по настоящее время одним из важнейших направлений развития физики лазеров является увеличение средней мощности излучения с хорошим качеством пучка — с расходимостью, близкой к дифракционной. Причина этого заключается в необычайно широком списке научных, технологических и специальных приложений таких лазеров. В качестве примера упомянем лишь два предложения, опубликованных ещё в начале 1960-х годов: Н.Г. Басова и О.Н. Крохина об использовании лазеров для управляемого термоядерного синтеза [2] и М.Е. Герценштейна и В.И. Пустовойта об использовании лазеров для детектирования гравитационных волн [3]. Последняя идея недавно была успешно реализована [4].

Уже в 1960-х годах, при скромных по сегодняшним меркам мощностях, на пути увеличения мощности лазеров встала проблема паразитных тепловых эффектов в активных элементах лазеров, особенно твердотельных. При ламповой накачке мощность тепловыделения может превысить (иногда существенно) мощность излучения лазера. Это приводит к четырём паразитным эффек-

Е.А. Хазанов, Институт прикладной физики РАН,  
ул. Ульянова 46, 603950 Нижний Новгород, Российская Федерация  
E-mail: khazanov@appl.sci-nnov.ru

Статья поступила 2 марта 2016 г.

там: увеличению средней по объёму температуры, механическому разрушению из-за термонаведённых напряжений, возникновению тепловой линзы и двулучепреломлению. Наиболее принципиальными являются три последних эффекта, связанных с градиентом температуры, который приводит к появлению механических напряжений. Как правило, разрушение происходит при мощности тепловыделения, существенно превышающей ту, при которой возникают сильные фазовые и поляризационные искажения: тепловая линза и термонаведённая деполяризация. Тепловая линза вызывается зависимостью длины от температуры (линейное расширение), зависимостью показателя преломления от температуры ( $dn/dT$ -эффект) и зависимостью показателя преломления от деформаций (фотоупругий эффект). Деполяризация происходит из-за двулучепреломления, вызванного фотоупругим эффектом, в результате которого в исходно изотропной среде появляются термонаведённые собственные поляризации. Их направление и разность фаз (величина двулучепреломления) зависят от поперечных координат. В результате излучение после прохождения образца становится деполяризованным.

Под деполяризованным излучением мы понимаем излучение, у которого поляризация является постоянной во времени, но изменяется от точки к точке в поперечном сечении. Деполяризованное излучение описывается комплексной амплитудой электрического поля, являющейся комплексной векторной функцией поперечных координат. Квадрат модуля комплексной амплитуды определяет интенсивность деполяризованного излучения, так же как и для поляризованного. Однако деполяризованное излучение невозможно охарактеризовать фазой (и, соответственно, волновым фронтом), так как для комплексного вектора нельзя ввести понятие фазы.

Первые работы по термонаведённой деполяризации начались ещё в 1960-е годы [5–7]. Интенсивное исследование в 1970-х годах тепловых эффектов в активных элементах лазеров привело к появлению нового направления физики лазеров — термооптики твердотельных лазеров [8]. Достаточно быстро и детально была изучена деполяризация в стекле [9–12] и кубическом кристалле с ориентациями [111] [13–17] и [001] [18–20]. В те же годы были предложены и наиболее популярные до сих пор оптические схемы компенсации деполяризации: два идентичных активных элемента и  $90^\circ$ -ный вращатель поляризации, расположенный между ними [21], и активный элемент,  $45^\circ$ -ный вращатель Фарадея и зеркало [22] — так называемое фарадеевское зеркало.

С увеличением средней мощности лазеров актуальными стали самонаведённые тепловые эффекты, вызванные поглощением не накачки, а собственно лазерного излучения. Коэффициент поглощения  $\alpha$  в так называемых прозрачных диэлектриках составляет от  $10^{-6}$  см $^{-1}$  до  $10^{-2}$  см $^{-1}$ . Длина оптических элементов  $L$  изменяется от нескольких миллиметров до нескольких сантиметров, т.е. мощность тепловыделения может варьироваться от ничтожной доли мощности лазерного излучения до нескольких процентов от неё. Пик исследований самонаведённых тепловых эффектов пришёлся на 1980-е–1990-е годы. Были исследованы поляризационные [23, 24] и фазовые [25, 26] искажения, в том числе с учётом формы пучка и условий охлаждения [27, 28]. Изучалось влияние поглощения на выходные окна лазеров [29, 30],

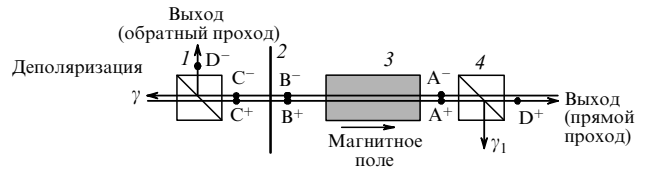


Рис. 1. Традиционный изолятор Фарадея: 1, 4 — поляризаторы, 2 — пластинка  $\lambda/2$ , 3 — ФЭ (угол поворота  $45^\circ$ ). Буквами  $A^+ - D^+$  и  $A^- - D^-$  обозначены плоскости на прямом и обратном проходах соответственно.  $\gamma$  и  $\gamma_1$  — неразвязки (определены в разделе 2.2).

зеркала [30–34], электрооптические модуляторы [35] и переключатели [36], а также удвоители частоты [37, 38] и другие нелинейнооптические элементы [39–41].

Особняком в этом ряду стоят изоляторы Фарадея (ИФ) [42], которые являются одним из ключевых элементов мощного лазера, обеспечивая оптическую развязку либо между отдельными частями лазера (как правило, между задающим генератором и мощным усилителем), либо между собственно лазером и объектом, на который направляется лазерный пучок. Самонаведённым тепловым эффектам в ИФ посвящена данная статья.

На рисунке 1 показана схема ИФ, основой которого является находящаяся в магнитном поле  $\mathbf{B}$  магнитоактивная среда — фарадеевский элемент (ФЭ). Эффект Фарадея [43] приводит к возникновению в ФЭ циркулярного двулучепреломления, в результате которого плоскость поляризации лазерного излучения поворачивается на угол

$$\Phi = V \int_0^L B(z) dz, \quad (1)$$

где  $V$  — постоянная Верде,  $L$  — длина ФЭ. Вследствие не взаимности эффекта Фарадея при  $\Phi = 45^\circ$  пучок после прямого прохода (слева направо) сохраняет горизонтальную (в плоскости рисунка) поляризацию и проходит через поляризатор 4, а на обратном проходе меняет её на вертикальную и в идеальном случае полностью отражается поляризатором 1. Деполяризованное излучение проходит через поляризатор 1, его долю

$$\gamma = \frac{P_{\text{dep}}}{P_0} \quad (2)$$

будем называть неразвязкой ИФ. Здесь  $P_0$  и  $P_{\text{dep}}$  — полная мощность и мощность излучения, прошедшего через поляризатор 1, соответственно. Неразвязка, выраженная в децибелах,

$$I = -10 \log \gamma, \quad (3)$$

называемая степенью изоляции, является основной характеристикой ИФ. Обычно достаточной считается величина  $I = 30 - 40$  дБ. Вклад в неразвязку  $\gamma$  вносят поперечная неоднородность магнитного поля, неточность юстировки и контраст поляризаторов, не связанное с нагревом "холодное" двулучепреломление, а также тепловые эффекты.

Поглощение излучения в ФЭ приводит не только к увеличению средней по объёму температуры, но и к неоднородному по поперечному сечению распределению температуры. Это приводит к трём физическим механизмам воздействия на лазерное излучение:

1) искажению волнового фронта (тепловая линза), вызванному зависимостью изотропной части показателя преломления от температуры и механических напряжений, а также тепловым расширением;

2) неоднородному распределению угла поворота плоскости поляризации  $\Phi$ , обусловленному зависимостью постоянной Верде от температуры, а также тепловым расширением;

3) появлению одновременно с циркулярным двулучепреломлением (эффект Фарадея) линейного двулучепреломления, связанного с механическими напряжениями из-за наличия градиента температуры (фотоупругий эффект).

Первый механизм не вызывает никаких поляризационных изменений в лазерном излучении и, следовательно, не влияет на неразвязку и степень изоляции. Последние два механизма, напротив, уменьшают степень изоляции. Температурная зависимость постоянной Верде и тепловое расширение приводят к изменению разности фаз между собственными поляризациями, которые при этом остаются циркулярными. Фотоупругий эффект влечёт за собой изменение не только разности фаз между собственными поляризациями, но и самих собственных поляризаций, которые становятся в этом случае эллиптическими.

С точки зрения деполяризации излучения изоляторы Фарадея имеют несколько важных отличий от всех ранее упомянутых оптических элементов. Во-первых, термонаведённое двулучепреломление появляется на фоне циркулярного двулучепреломления. Во-вторых, требования, предъявляемые к деполяризации в ИФ, значительно жёстче: например, деполяризация  $\gamma = 1\%$ , вполне допустимая в большинстве других элементов, в ИФ приводит к степени изоляции величиной 20 дБ, что, как правило, является неудовлетворительным. В-третьих, термонаведённое двулучепреломление в ФЭ приводит к незначительному искажению собственных (исходно циркулярных) поляризаций, т.е. собственные поляризации во всех точках поперечного сечения остаются близкими между собой. Однако специфика эффекта Фарадея исключает возможность использования циркулярной (т.е. близкой к собственной) поляризации излучения, так как при этом исчезает эффект оптической развязки. В-четвёртых, относительно высокое поглощение в магнитоактивных средах,  $\alpha \approx (1-3) \times 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ , и большая длина ФЭ,  $L \approx 1-3 \text{ см}$ , приводят к большой мощности тепловыделения — не менее 0,1 % от мощности лазерного излучения.

Тепловая линза в ИФ впервые наблюдалась в импульсно-периодических лазерах с большой частотой повторения [44, 45]. Первые исследования деполяризации [46] в ИФ были инициированы проектом детектирования гравитационных волн LIGO (Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory) в 1998 г., что было связано не только с большой мощностью излучения, но и с высокими требованиями, предъявляемыми ко всем характеристикам ИФ. В течение нескольких лет были проведены [47–57] первые систематические исследования как самих тепловых эффектов, так и методов их компенсации и подавления. Эти результаты легли в основу термооптики магнитоактивных сред, которая бурно развивалась в 2000-е годы и развивается в настоящее время. Основные результаты проведённых исследований представлены в настоящей статье.

В разделе 2 с помощью аппарата матриц Джонса получены выражения для поляризационных, амплитудных и фазовых искажений, приобретаемых лазерным пучком после прохождения ИФ как в прямом, так и в обратном направлениях. Определены параметры, отвечающие за соответствующие искажения. Рассмотрены влияние на искажения формы пучка продольной неоднородности магнитного поля, ориентации кристаллографических осей ФЭ, а также особенности использования ФЭ из керамики.

Разделы 3 и 4 посвящены методам компенсации и подавления тепловых эффектов в ИФ. Под компенсацией мы понимаем использование ИФ с более сложными оптическими схемами, чем приведённая на рис. 1. В них используются два оптических элемента, в которых искажения пучка взаимно компенсируются — накапливаются в одном и устраняются в другом. Нами рассмотрены схемы как с разбиением одного ФЭ на два, так и с использованием одного ФЭ и дополнительного поглощающего элемента. Аналитические выражения для неразвязки и всех искажений для всех вариантов компенсации представлены в виде таблиц. Методы компенсации деполяризации в ИФ позволили существенно увеличить мощность, при которой ИФ обеспечивает эффективную изоляцию. Данные об ИФ также представлены в виде таблицы.

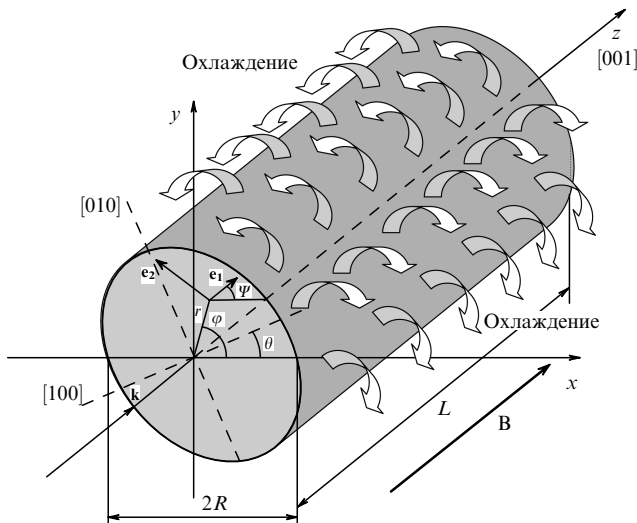
Под подавлением искажений мы понимаем их уменьшение при сохранении схемы ИФ, изображённой на рис. 1. Наиболее радикальным методом представляется охлаждение ИФ до температуры кипения жидкого азота, что в несколько раз улучшает многие ключевые характеристики кристалла тербий-галлиевого граната (TGG) — до недавнего времени единственного кристалла, используемого в ИФ для лазеров с большой средней мощностью на длине волны  $\lambda = 1 \text{ мкм}$ . В последние годы появилось много реальных альтернатив кристаллу TGG, данные о которых представлены в разделе 4.2. Мы обсуждаем параметры качества используемых магнитоактивных сред и направления поиска новых сред. Немаловажными методами подавления тепловых эффектов являются также увеличение магнитного поля и использование нестержнейвой геометрии отвода тепла от ФЭ. Представленные методы компенсации и подавления тепловых эффектов в ИФ могут применяться в различных сочетаниях друг с другом.

## 2. Самонаведённые тепловые искажения при распространении излучения через магнитоактивную среду

Для исследования термонаведённых искажений в ИФ удобно использовать формализм матриц Джонса [58]. В разделах 2.1, 2.2 получены выражения для матрицы Джонса ФЭ и определены поляризационные и амплитудно-фазовые искажения в ИФ, изображённом на рис. 1. Обсуждаются зависимости этих искажений от параметров лазерного излучения и магнитоактивной среды.

### 2.1. Матрица Джонса фарадеевского элемента с учётом тепловых эффектов

Неоднородно нагретый ФЭ представляет собой фазовую пластину, в которой одновременно имеют место два вида двулучепреломления: циркулярное — из-за эффекта Фарадея — и линейное — из-за фотоупругого



**Рис. 2.** Цилиндрический ФЭ.  $\theta$  — угол наклона кристаллографической оси,  $\Psi$  — угол наклона собственной поляризации при чисто линейном двулучепреломлении,  $e_1, e_2$  — собственные поляризации в точке  $(r, \varphi)$ .

эффекта. Циркулярное двулучепреломление полностью описывается разностью фаз между собственными циркулярными поляризациями  $\delta_c$  (угол поворота плоскости поляризации  $\Phi$  равен  $\delta_c/2$ ), а линейное — разностью фаз между собственными линейными поляризациями  $\delta_1$  и углом наклона  $\Psi$  собственной поляризации относительно оси  $x$  (рис. 2). Такая фазовая пластинка описывается матрицей Джонса [59]

$$F(\delta_c, \delta_1, \Psi) = \exp(ikLn) \exp[ikLP(T(r) - T(0))] \times \begin{pmatrix} \cos \frac{\delta}{2} - i \frac{\delta_1}{\delta} \sin \frac{\delta}{2} \cos(2\Psi) & -\frac{\delta_c}{\delta} \sin \frac{\delta}{2} - i \frac{\delta_1}{\delta} \sin \frac{\delta}{2} \sin(2\Psi) \\ \frac{\delta_c}{\delta} \sin \frac{\delta}{2} - i \frac{\delta_1}{\delta} \sin \frac{\delta}{2} \sin(2\Psi) & \cos \frac{\delta}{2} + i \frac{\delta_1}{\delta} \sin \frac{\delta}{2} \cos(2\Psi) \end{pmatrix}, \quad (4)$$

где  $n$  — показатель преломления,  $P$  — термооптическая постоянная,

$$P = \frac{dn}{dT} - \frac{1}{L} \frac{dL}{dT} \frac{n_0^3}{4} \frac{1+v}{1-v} (p_{11} + p_{12}), \quad (5)$$

$k = 2\pi/\lambda$ ,  $\delta^2 = \delta_1^2 + \delta_c^2$ ,  $n_0$  — "холодный" показатель преломления,  $v$  — коэффициент Пуассона,  $p_{ij}$  — элементы упругооптического тензора (фотоупругие коэффициенты). Здесь и далее мы полагаем, что ФЭ является кубическим кристаллом с симметрией  $m\bar{3}m$  в форме длинного цилиндра с ориентацией [001], а дифракционная длина пучка даже с учётом наведённых искажений много больше длины ИФ. Экспоненциальный множитель в (4) (выражение взято из [8]) не влияет на поляризационные искажения и представляет собой изотропную тепловую линзу. Вклад в эту линзу вносят температурная зависимость показателя преломления и "изотропная" часть фотоупругого эффекта (два слагаемых в (5)). Как правило, вклад теплового расширения в тепловую линзу пренебрежимо мал по сравнению с вкладом температурной зависимости показателя преломления, поэтому соответствующее слагаемое в (5) опущено.

Значения  $\delta_1$  и  $\Psi$  определяются [8, 20] распределением температуры  $T(r)$  и углом  $\theta$  (см. рис. 2) между кристалло-

графической осью и осью  $x$ :

$$\delta_1 = 2kLQ \sqrt{\cos^2(2\varphi - 2\theta) + \xi^2 \sin^2(2\varphi - 2\theta)} \times \left( \frac{1}{r^2} \int_0^r r^2 \frac{dT}{dr} dr \right), \quad (6)$$

$$\tan(2\Psi - 2\theta) = \xi \tan(2\varphi - 2\theta), \quad (7)$$

где

$$Q = \frac{1}{L} \frac{dL}{dT} \frac{n_0^3}{4} \frac{E_s}{1-v} (\pi_{11} - \pi_{12}) = \frac{1}{L} \frac{dL}{dT} \frac{n_0^3}{4} \frac{1+v}{1-v} (p_{11} - p_{12}), \quad (8)$$

$$\xi = \frac{\pi_{44}}{\pi_{11} - \pi_{12}} = \frac{2p_{44}}{p_{11} - p_{12}}, \quad (9)$$

$E_s$  — модуль Юнга,  $\pi_{ij}$  — элементы пьезооптического тензора. Величина  $\xi$  называется параметром оптической анизотропии [8], а  $Q$  — термооптической постоянной [8]. Два приведённых варианта определения  $\xi$  и  $Q$  эквивалентны, строго говоря, только тогда, когда можно пренебречь анизотропией тензора упругой податливости. В общем случае [60] надо пользоваться выражением через тензор  $\pi$ .

Пусть нагрев ФЭ с коэффициентом поглощения  $\alpha \ll 1/L$  и теплопроводностью  $\kappa$  осуществляется гауссовым пучком с радиусом  $r_0$  по уровню интенсивности  $1/e$  и мощностью  $P_0$ . Тогда из уравнения теплопроводности, полагая  $dT/dz = 0$ , находим градиент температуры

$$\frac{dT}{dr} = -\frac{\alpha P_0}{2\pi\kappa} \frac{1 - \exp(-r^2/r_0^2)}{r}. \quad (10)$$

Подставив (10) в (6), после интегрирования получаем

$$\delta_1(r, \varphi) = p \frac{r^2/r_0^2 + \exp(-r^2/r_0^2) - 1}{r^2/r_0^2} \times \sqrt{\cos^2(2\varphi - 2\theta) + \xi^2 \sin^2(2\varphi - 2\theta)}, \quad (11)$$

где

$$p = \frac{L}{\lambda} \frac{\alpha Q}{\kappa} P_0. \quad (12)$$

Значение  $\delta_c$  определяется эффектом Фарадея с учётом температурной зависимости постоянной Верде  $V$ :

$$\delta_c(r) = \delta_{c0} \left[ 1 + \frac{1}{V} \frac{dV}{dT} (T(r) - T(r^*)) \right], \quad (13)$$

где  $\delta_{c0} = 2VBL = 2\Phi$  — удвоенный угол поворота поляризации при  $r = r^*$ , причём величина  $r^*$  может быть выбрана такой, при которой деполаризация минимальна (см. раздел 2.2). Как правило,  $|(1/V)(dV/dT)|$  много больше коэффициента теплового расширения, поэтому вкладом последнего в (13) мы пренебрегли.

Таким образом, выражение (4) с учётом (5), (7), (11) и (13) полностью определяет матрицу Джонса ФЭ.

## 2.2. Поляризационные искажения (деполяризация) излучения

Найдём неразвязку ИФ и определим, какой физический эффект вносит в неё наибольший вклад. В отсутствие тепловых эффектов в ФЭ после двух проходов пучок меняет поляризацию на вертикальную (перпендику-

лярно плоскости рис. 1) и отражается поляризатором  $I$ . Вследствие тепловых эффектов появляется деполяризованное излучение, которое, имея в точке  $C^-$  горизонтальную поляризацию, проходит через поляризатор  $I$ . Доля интенсивности этого излучения определяет локальную неразвязку  $\Gamma(r, \varphi)$ :

$$\Gamma(r, \varphi) = \frac{|\mathbf{E}_C \mathbf{x}_0|^2}{|\mathbf{E}_C|^2}, \quad (14)$$

где  $\mathbf{E}_C$  — комплексная амплитуда поля в точке  $C^-$ ,  $\mathbf{x}_0$  — единичный вектор. Интегральная по сечению пучка неразвязка  $\gamma$  (2) — доля мощности деполяризованного излучения — определяется выражением

$$\gamma = \frac{1}{\pi r_0^2} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\infty \Gamma \exp\left(-\frac{r^2}{r_0^2}\right) r dr. \quad (15)$$

Здесь мы предполагаем, что световой диаметр ФЭ таков, что апертурными потерями можно пренебречь и интегрировать в (15) по  $r$  до бесконечности.

Пусть пучок в точке  $A^-$  на обратном проходе через ИФ имеет гауссову форму и горизонтальную поляризацию:

$$\mathbf{E}(A^-) = \text{const } \mathbf{x}_0 \exp\left(-\frac{r^2}{2r_0^2}\right). \quad (16)$$

Если известны матрицы Джонса всех оптических элементов, то можно легко найти поле в точке  $C^-$ :

$$\mathbf{E}(C^-) = L_2\left(\frac{3\pi}{8}\right) F\left(\delta_{c0} = \frac{\pi}{2}, \delta_1\right) \mathbf{E}(A^-), \quad (17)$$

где  $L_2(\beta_L)$  — матрица пластинки  $\lambda/2$  с углом наклона оптической оси  $\beta_L$ :

$$L_2(\beta_L) = \begin{pmatrix} \cos(2\beta_L) & \sin(2\beta_L) \\ \sin(2\beta_L) & -\cos(2\beta_L) \end{pmatrix}. \quad (18)$$

Подставляя (4), (16), (18) в (17), а результат — в (14), (15), можно найти локальную  $\Gamma$  и интегральную  $\gamma$  деполяризации. Рассмотрим случай, в котором линейное двулучепреломление мало:

$$\delta_1 \ll 1. \quad (19)$$

Будем также считать, что температурные изменения угла поворота плоскости поляризации много меньше самого угла:  $\delta_c(r) - \delta_{c0} \ll \delta_{c0}$ . Тогда из (14) с учётом (19) с точностью до членов порядка  $\delta_1^4$  и  $\delta_1^2(\delta_c - \delta_{c0})$  получаем

$$\begin{aligned} \Gamma(r, \varphi) &= \Gamma_p(r, \varphi) + \Gamma_V(r) = \\ &= \frac{2\delta_1^2}{\pi^2} \sin^2\left(2\Psi(r, \varphi) - \frac{\pi}{4}\right) + \left(\frac{\delta_c(r)}{2} - \frac{\pi}{4}\right)^2. \end{aligned} \quad (20)$$

Подставляя (7), (11) и (13) в (20), а результат — в (15), находим

$$\begin{aligned} \gamma &= A_p p^2 \left[ 1 + (\xi^2 - 1) \cos^2\left(\frac{\pi}{4} - 2\theta\right) \right] + \\ &+ \frac{\pi^2}{8r_0^2} \left(\frac{1}{V} \frac{dV}{dT}\right)^2 \int_0^\infty \exp\left(-\frac{r^2}{r_0^2}\right) (T(r) - T(r^*))^2 r dr. \end{aligned} \quad (21)$$

Здесь и далее  $A_p$  (а также  $A$  с другими индексами) — константы, значения которых приведены в табл. 2 в разделе 3.3. Вращая ФЭ вокруг оси  $z$ , т.е. подбирая оптимальный угол  $\theta = \theta_{\text{opt}}$ , можно минимизировать первое слагаемое в (21). Легко увидеть, что  $\theta_{\text{opt}} = 3\pi/8$ , если  $|\xi| > 1$ , и  $\theta_{\text{opt}} = \pi/8$ , если  $|\xi| < 1$ . Аналогично, приравнявая к нулю производную (21) по  $r^*$ , найдём оптимальное значение  $r_{\text{opt}} \approx 0,92r_0$ . На практике надо подобрать такое магнитное поле, при котором угол поворота плоскости поляризации составил бы  $\Phi = \pi/4$  в точке  $r = 0,92r_0$  (см. (13)). В результате этих двух оптимизаций получаем

$$\gamma = \gamma_p + \gamma_V, \quad (22)$$

где

$$\gamma_p = \begin{cases} A_p p^2, & \text{если } |\xi| \geq 1, \\ A_p p^2 \xi^2, & \text{если } |\xi| < 1, \end{cases} \quad (23)$$

$$\gamma_V = A_V p_V^2, \quad (24)$$

$$p_V = \frac{\alpha P_0}{8\kappa} \frac{1}{V} \frac{dV}{dT}. \quad (25)$$

Заметим, что и  $\gamma_p$ , и  $\gamma_V$  не зависят от радиуса пучка  $r_0$  и являются пропорциональными квадрату мощности излучения  $P_0$ . Таким образом, неразвязка (20)–(22) представляет собой сумму двух слагаемых, соответствующих двум физическим механизмам: фотоупругому эффекту и температурной зависимости постоянной Верде. Приравнявая между собой (23) и (24), получим длину ФЭ  $L^*$ , при которой  $\gamma_V = \gamma_p$ , т.е. вклады в деполяризацию фотоупругого эффекта и температурной зависимости  $V$  одинаковы:

$$L^* = \begin{cases} \sqrt{\frac{A_V}{A_p}} \frac{\lambda}{8Q} \left(\frac{1}{V} \frac{dV}{dT}\right), & \text{если } |\xi| \geq 1, \\ \sqrt{\frac{A_V}{A_p}} \frac{\lambda}{8Q\xi} \left(\frac{1}{V} \frac{dV}{dT}\right), & \text{если } |\xi| < 1. \end{cases} \quad (26)$$

Практически всегда  $L \gg L^*$  и  $\gamma_V \ll \gamma_p$ , т.е. доминирующим является фотоупругий эффект, что впервые было показано в [48]. Наиболее наглядным экспериментальным доказательством этого является поперечное распределение неразвязки  $\Gamma(r, \varphi)$ . Согласно (20) распределение  $\Gamma_V$  не зависит от  $\varphi$ , а  $\Gamma_p$  имеет вид креста, причём оси этого креста повернуты относительно осей  $x, y$  на угол  $\Phi/2 = \pi/8$ , что впервые было продемонстрировано в [49] (рис. 3а). Кроме того, многочисленные эксперименты по компенсации деполяризации (см. раздел 3.2) также подтверждают, что температурной зависимостью постоянной Верде можно пренебречь. Исключение составляют криогенные ИФ, которые обсуждаются в разделе 4.1, и кристалл тербий-скандий-алюминиевого граната (TSAG) (см. раздел 4.2).

На практике для сравнения различных ИФ удобно ввести максимальную допустимую мощность излучения  $P_{\text{max}}$ , при достижении которой  $\gamma$  и  $I$  принимают предельно допустимые значения, определяющиеся конкретными приложениями; для определённости мы возьмём значения 0,001 и 30 дБ соответственно.

Тепловые эффекты в изображённом на рис. 1 ИФ, который далее будем называть традиционным ИФ, экс-

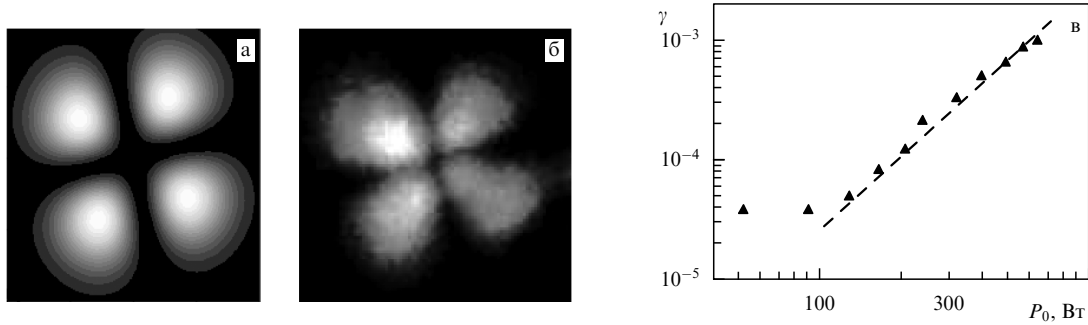


Рис. 3. Теоретическое (а) и экспериментальное [49] (б) пространственное распределение деполяризации  $\Gamma(r, \varphi)$ . (в) Зависимость  $\gamma$  от мощности излучения  $P_0$  (из работы [67]).

периментально исследованы во многих работах [49, 52, 61–73] при мощности лазерного излучения вплоть до 800 Вт. Основные результаты этих исследований приведены в верхней части табл. 3.

На рисунке 3в в качестве примера показаны результаты экспериментов [67]. При малой мощности неразвязка  $\gamma$  не зависит от  $P_0$  и определяется "холодной" деполяризацией ФЭ, контрастом используемых поляризаторов и неоднородностью магнитного поля. При увеличении мощности неразвязка  $\gamma$  возрастает, и при большой мощности она стремится к теоретической зависимости  $\gamma_p$  (23). Как видно из табл. 3, на сегодня для традиционных ИФ на кристалле TGG  $P_{\max}$  составляет не более 650 Вт, а кристалл TSAG (см. раздел 4.2) недавно позволил достичь  $P_{\max} \approx 1,5$  кВт [74].

Поляризационные искажения в ИФ важны не только на обратном проходе излучения, но и на прямом (слева направо на рис. 1), так как приводят к потерям мощности. Обозначим через  $\gamma_1$  долю мощности излучения в точке  $A^+$  с вертикальной поляризацией. При  $\theta = \theta_{\text{опт}}$  выражение для  $\gamma_1$ , в котором учтён только фотоупругий эффект, имеет вид [51]

$$\gamma_1 = \begin{cases} A_p \xi^2, & \text{если } |\xi| \geq 1, \\ A_p p^2, & \text{если } |\xi| < 1. \end{cases} \quad (27)$$

### 2.3. Особенности деполяризации излучения в фарадеевских зеркалах

Прежде чем перейти к амплитудно-фазовым искажениям в ИФ, кратко обсудим особенности деполяризации в фарадеевском зеркале, схема работы которого показана на рис. 4. В отличие от ИФ, фарадеевское зеркало не имеет поляризаторов, и оно используется не для оптической развязки, а, как правило, для компенсации двулуче-

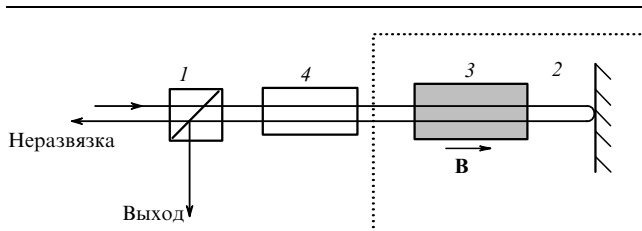


Рис. 4. Схема компенсации деполяризации в активных элементах с помощью фарадеевского зеркала (пунктирный прямоугольник): 1 — поляризатор, 2 — зеркало, 3 — фарадеевский элемент (угол поворота  $45^\circ$ ), 4 — активный элемент.

преломления в активных элементах мощных лазерных систем. После двух проходов через ФЭ поляризация поворачивается на угол  $90^\circ$ , благодаря чему после повторного прохода через активный элемент линейная поляризация восстанавливается. Эта идея, которая впервые была предложена в [22] и затем многократно "переткрывалась" [75–77], эффективно применяется в твердотельных лазерных усилителях [78–81], генераторах [82–84], регенеративных усилителях [85], а также в волоконной оптике [86, 87] и полупроводниковых лазерах [88].

Очевидно, что если само фарадеевское зеркало вносит поляризационные искажения (деполяризацию), то компенсация двулучепреломления в активном элементе будет неполной. Несмотря на большое сходство ИФ и фарадеевского зеркала, между ними существует два важных различия, которые принципиальны при исследовании тепловых эффектов.

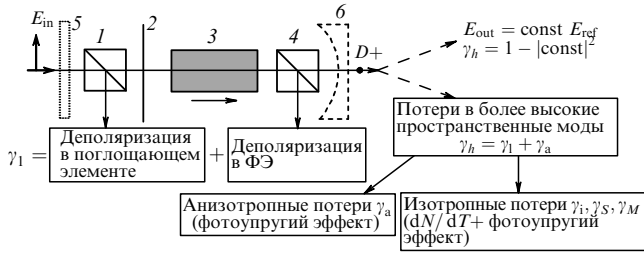
Во-первых, на неразвязку ИФ влияет только деполяризация на втором проходе, а в фарадеевском зеркале поляризационные искажения накапливаются в течение обоих проходов. Помимо очевидного количественного следствия, это имеет более важное качественное следствие. В силу невзаимности эффекта Фарадея новые ИФ (см. раздел 3), обеспечивая эффективную компенсацию деполяризации на обратном проходе, практически не уменьшают её на прямом.

Во-вторых, падающее на ИФ излучение всегда линейно поляризовано, причём в определённом направлении, таким образом, для хорошей развязки достаточно, чтобы только эта линейная поляризация мало искажалась на обратном проходе. На фарадеевское зеркало, напротив, падает уже деполяризованное в активном элементе излучение, поэтому необходимо, чтобы фарадеевское зеркало поворачивало на угол  $90^\circ$  любую поляризацию, причём не искажая её.

Подробное рассмотрение действия фарадеевского зеркала при большой мощности выходит за рамки данной статьи. Укажем лишь работы [53, 56, 89], в которых были проведены теоретические и экспериментальные исследования фарадеевского зеркала, включая способ улучшения его действия при большой средней мощности излучения.

### 2.4. Амплитудно-фазовые искажения в изоляторах Фарадея

В выходном излучении  $E_{\text{out}}$  появляются кроме поляризационных искажений пространственные (амплитудные и



**Рис. 5.** Искажения лазерного излучения при прямом проходе через ИФ: 1, 4 — поляризаторы, 2 — пластинка  $\lambda/2$ , 3 — ФЭ (угол поворота  $45^\circ$ ), 5 — поглощающий оптический элемент с отрицательной тепловой линзой, 6 — компенсирующая отрицательная линза или телескоп.

фазовые) тепловые искажения. В зависимости от конкретных вариантов использования ИФ выходным пучком может быть пучок в точках  $D^-$  и/или  $D^+$  (см. рис. 1). Здесь мы ограничимся рассмотрением более распространённого последнего случая. Для количественного описания пространственных искажений выходного излучения будем использовать величину  $\gamma_h$  — отличие от единицы интеграла перекрытия  $H$  лазерного поля  $E_{out}$  и идеального поля  $E_{ref}$ , которое имелось бы в отсутствие тепловых эффектов ( $\delta_1 = 0$ ) (рис. 5),

$$\gamma_h = 1 - H = 1 - \frac{|\int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\infty E_{out} E_{ref}^* r dr|^2}{\int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\infty |E_{out}|^2 r dr \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\infty |E_{ref}|^2 r dr} \quad (28)$$

Заметим, что в некоторых приложениях  $\gamma_h$  может быть не менее важной характеристикой ИФ, чем степень изоляции. В качестве примера можно привести лазерный интерферометр для детектирования гравитационных волн [32].

С использованием для нахождения поля  $E_{out}$  матрицы Джонса в [51] при слабых поляризационных искажениях (19) и слабых фазовых искажениях,  $kL(n(r) - n(0)) \ll 1$ , получено аналитическое выражение для  $\gamma_h$  при  $\theta = \theta_{opt}$ :

$$\gamma_h = \gamma_i + \gamma_a, \quad (29)$$

где

$$\gamma_a = \begin{cases} A_p p^2, & \text{если } |\xi| \geq 1, \\ A_p p^2 \xi^2, & \text{если } |\xi| < 1, \end{cases} \quad (30)$$

$$\gamma_i = A_i p_i^2, \quad (31)$$

$$p_i = \frac{L}{\lambda} \frac{\alpha P}{\kappa} P_0. \quad (32)$$

Отметим, что изотропные ( $\gamma_i$ ) и анизотропные ( $\gamma_a$ ) потери (как и  $\gamma_p, \gamma_V$  и  $\gamma_1$ ) не зависят от радиуса пучка  $r_0$  и являются пропорциональными квадрату мощности греющего излучения  $P_0$ . Вклад в  $\gamma_h$  дают два физических эффекта (29): изотропная тепловая линза, которая, заметим, не является параболической, и деполаризация излучения. Вклад второго эффекта обусловлен тем, что деполаризация неоднородна по сечению и, следовательно, после прохождения через поляризатор 4 в пучке появляются амплитудные и фазовые искажения. Таким образом, после прохода через ИФ полные термонаведённые потери мощности в пространственно-поляризационной моде составляют  $\gamma_{total} = \gamma_1 + \gamma_a + \gamma_i$ .

Изотропные фазовые потери удобно характеризовать не только уменьшением интеграла перекрытия  $H$  (28), но и уменьшением числа Штреля  $S$  [90, 91] и/или увеличением параметра качества пучка  $M^2$  [92]:

$$\gamma_S = 1 - S, \quad \gamma_M = 1 - \left( \frac{M_{in}^2}{M_{out}^2} \right)^2. \quad (33)$$

Подробный анализ проведён в [93], где для слабых искажений получены выражения

$$\gamma_S = A_S p_i^2, \quad \gamma_M = A_M p_i^2. \quad (34)$$

Таким образом, с точностью до численных коэффициентов  $A_i, A_S, A_M$ , значения которых приведены в табл. 2 ниже, изотропные потери (31), (34) пропорциональны квадрату  $p_i$ . Параметр  $p_i$  (32) аналогичен параметру  $p$  (12) с точностью до замены термооптической константы  $Q$  (8), характеризующей анизотропные искажения, термооптической константой  $P$  (5), характеризующей изотропные искажения. Изотропные потери  $\gamma_i, \gamma_S, \gamma_M$  определяются только параметром  $p_i$ , а параметр  $p$  определяет вызванные фотоупругим эффектом поляризационные  $\gamma_1$  и амплитудные  $\gamma_a$  потери, а также неразвязку  $\gamma_p$ . Заметим, что фотоупругий эффект также вносит вклад в изотропные потери  $\gamma_i$  (см. второе слагаемое в (5)). Выражения (29)–(31), (34) получены при слабых искажениях. В общем случае результаты численного интегрирования показывают, что эти выражения весьма точны, до тех пор пока значения  $\gamma_a, \gamma_i, \gamma_S, \gamma_M$  меньше 0,1.

Поскольку тепловая фаза зависит от  $r$  непараболически, удобно представить искажения в виде идеальной тепловой линзы с фокусным расстоянием  $F$  и фазового абберратора с нулевой геометрической расходимостью. Используя метод моментов [94], для  $F$  можно получить следующее выражение [95]:

$$F = A_F \frac{kr_0^2}{p_i}. \quad (35)$$

Для гауссова пучка  $A_F = 2$ . В некоторых работах приводится формула (35) с  $A_F = 1$ , справедливая для П-образного пучка (см. раздел 2.6), но ошибочная для гауссова.

Заметим, что для максимального увеличения числа Штреля надо использовать компенсирующую линзу с фокусным расстоянием, существенно отличающимся от (35) (см. раздел 3.3).

Всё вышесказанное об изотропных искажениях справедливо не только для ИФ, но и для любых других оптических элементов.

### 2.5. Влияние на искажения продольной неоднородности магнитного поля

Выше мы полагали, что магнитное поле  $B$  не зависит от продольной координаты  $z$ . В отсутствие тепловых эффектов зависимость  $B$  от  $z$  не имеет значения, так как важен только интеграл (1) от  $B$ . Однако при тепловой нагрузке зависимость  $B(z)$  "проявляет" себя. Тогда функциями от  $z$  становятся не только  $\delta_c$ , но и эллиптичность собственных поляризаций. Использование аппарата матриц Джонса в этом случае неправомерно. Для расчёта эволюции эллипса поляризации при распространении в среде, собственные поляризации которой зависят

от  $z$ , удобно использовать аппарат [96, 97] комплексной переменной  $\chi$ , определяемой как отношение комплексных амплитуд электрического поля в циркулярных поляризациях. В [98] получено выражение, связывающее значение  $\chi(L)$  на выходе из ФЭ со значением  $\chi(0)$  на входе в него:

$$\chi(L) = \exp(-i\delta_c(L)) \left[ \chi(0) - \frac{i\delta_1}{2L} \int_0^L \left[ \exp(2i\Psi + i\delta_c(z)) - \chi^2(0) \exp(-2i\Psi - i\delta_c(z)) \right] dz + O(\delta_1^2) \right], \quad (36)$$

а также выражение для  $\Gamma_p$  [48],

$$\Gamma_p = \frac{\delta_1^2}{4} \left[ \frac{1}{L} \int_0^L \sin(2\Psi - \delta_c(z)) dz \right]^2, \quad (37)$$

которое в случае однородного магнитного поля,  $\delta_c(z) = z\delta_{c0}/L$ , переходит в первое слагаемое (20). Учёт неоднородности приводит к несущественным поправкам, однако для ИФ с компенсацией деполяризации продольный профиль магнитного поля может иметь важное значение, что обсуждается в разделе 3.1. Кроме того, сильную неоднородность можно использовать для уменьшения деполяризации.

### 2.6. Влияние на искажения формы пучка

В разделах 2.1–2.5 мы рассмотрели самонаведённые тепловые искажения гауссова пучка. Поскольку лазерный пучок одновременно и записывает искажения (являясь источником тепла), и считывает их, величина самовоздействия зависит от поперечного распределения интенсивности. Полученные выше результаты были обобщены в [56] для произвольного аксиально-симметричного пучка. Здесь ограничимся рассмотрением супергауссова пучка:

$$\mathbf{E}(A^-) = \text{const } \mathbf{x}_0 \exp\left(-\frac{r^{2m}}{2r_0^{2m}}\right). \quad (38)$$

Параметр  $m$  характеризует скорость убывания интенсивности. При  $m = 1$  (гауссов пучок) интенсивность уменьшается довольно медленно. По мере возрастания  $m$  скорость убывания интенсивности увеличивается, и при  $m = \infty$  пучок превращается в П-образный.

Повторяя выкладки, описанные в разделах 2.2, 2.4, для лазерного пучка (38) (вместо (16)), можно показать, что выражения для неразвязки  $\gamma_p$  (23) и  $\gamma_V$  (24), для потерь на прямом проходе  $\gamma_1$  (27),  $\gamma_a$ ,  $\gamma_i$  (31),  $\gamma_S$  и  $\gamma_M$  (34), а также для тепловой линзы  $F$  (35) остаются справедливыми при любом  $m$ , если все соответствующие константы  $A$  заменить величинами  $A(m)$ , выражения для которых приведены в табл. 2. Таким образом, от формы пучка зависит лишь численный множитель, причём он уменьшается с возрастанием  $m$ . Это означает, что все искажения уменьшаются при переходе от гауссова пучка к П-образному. Таким образом, П-образный пучок является оптимальным с точки зрения уменьшения влияния всех тепловых эффектов, а гауссов пучок имеет наиболее сильное самовоздействие. В то же время фокусное расстояние тепловой линзы (35) для гауссова пучка в два раза больше, чем для П-образного:  $A_F = A_F(m = 1) = 2A_F(m = \infty)$ .

Отношение  $\gamma_V/\gamma_p$  пропорционально  $A_V(m)/A_p(m)$  (см. (23), (24)), т.е. оно уменьшается с возрастанием  $m$ . Таким

образом, вывод о пренебрежимо малом вкладе температурной зависимости постоянной Верде, сделанный в разделе 2.2 для гауссова пучка, остаётся в силе для любого пучка вида (38).

### 2.7. Кристаллы других ориентаций и оптическая керамика

Представленные в разделах 2.1–2.6 результаты справедливы для кубического кристалла с ориентацией [001] и симметрией  $m\bar{3}m$ , которой обладает используемый в большинстве ИФ кристалл TGG. Использование других кристаллов, в том числе с симметрией  $m\bar{3}$ , обсуждается в разделе 4.2.

Анализ, проведённый в [54] для кристалла TGG с произвольной ориентацией, показал, что ориентация [001] является оптимальной, т.е. она позволяет получить максимальную степень изоляции. Худшей является ориентация [111]. Термооптические искажения устроены таким образом, что все формулы для ориентации [111] могут быть получены из соответствующих формул для [001] с помощью формальной подстановки [8, 20, 98]:

$$\xi_{111} = 1, \quad Q_{111} = Q \frac{1+2\xi}{3}, \quad P_{111} = P + Q \frac{1-\xi}{3}. \quad (39)$$

В работе [89] предложено использовать керамические ФЭ вместо монокристаллических. Особенности тепловых эффектов в керамике подробно исследованы в ряде работ [99–101]. В ИФ мелкомасштабные, связанные с размером зерна, тепловые эффекты слабы [102], и на практике можно считать, что керамический элемент эквивалентен кристаллическому с другими термооптическими постоянными [103, 104]:

$$\xi_{\text{ceramic}} = 1, \quad Q_{\text{ceramic}} = Q \frac{2+3\xi}{5}, \quad P_{\text{ceramic}} = P + Q \frac{1-\xi}{5}. \quad (40)$$

Неразвязка  $\gamma_p$  (23), а также потери  $\gamma_1$  (27) и  $\gamma_a$  (31) пропорциональны  $Q^2$ . Следовательно, для кристалла TGG ( $\xi = 2,25$ ) получаем соотношение  $\gamma_{001}:\gamma_{111}:\gamma_{\text{ceramic}} = 1:3,4:3,1$ . Другими словами, керамика немного лучше кристалла с ориентацией [111], но в 3,1 раза хуже кристалла с ориентацией [001]. Заметим, что кристаллы с ориентацией [111] имеют широкое распространение. Кроме того, важным преимуществом кристаллов с ориентацией [111] и керамики является простота юстировки, так как деполяризация не зависит от угла  $\theta$  (см. (21) при  $\xi = 1$ ), в то время как кристалл с ориентацией [001] требует точной юстировки:  $\theta = \theta_{\text{opt}}$ . Заметим, что  $Q_{111}(\xi = -0,5) = 0$  и  $Q_{\text{ceramic}}(\xi = -2/3) = 0$ , т.е. деполяризация, связанная с фотоупругим эффектом, полностью исчезает.

Для TGG  $P/Q = 10$  и, следовательно,  $P_{111} \approx P_{\text{ceramic}} \approx P$ , поэтому  $p_i$ ,  $\gamma_i$  (31),  $\gamma_S$  и  $\gamma_M$  (34), а также  $F$  (35) практически одинаковы во всех трёх случаях. Величина  $\gamma_V$  не зависит от ориентации кристалла. Наконец, для всех стеклянных материалов  $\xi = 1$ , а  $P$  и  $Q$  остаются неизменными:

$$\xi_{\text{glass}} = 1, \quad Q_{\text{glass}} = Q, \quad P_{\text{glass}} = P. \quad (41)$$

Таким образом, все результаты, в том числе представленные ниже, для кристаллов с ориентацией [001] могут быть легко обобщены для кристаллов с ориентацией [111], керамики и стекла с помощью (39), (40) и (41) соответственно.



### 3. Компенсация тепловых эффектов в изоляторах Фарадея

Под компенсацией самонаведённых тепловых искажений мы понимаем использование ИФ с более сложными оптическими схемами, чем приведённая на рис. 1. Основная идея заключается в использовании двух оптических элементов, в которых искажения пучка компенсируют друг друга — накапливаются в одном и устраняются в другом. В разделах 3.1 и 3.2 рассмотрены ИФ как с разбиением одного ФЭ на два, так и с использованием одного ФЭ и дополнительного поглощающего элемента. Наибольший интерес представляет компенсация деполяризации, так как это увеличивает степень изоляции — основной параметр ИФ. В разделе 3.3 обсуждаются способы компенсации тепловой линзы.

#### 3.1. Компенсация деполяризации. Теория

Как показано в разделе 2, основной причиной деполяризации и, следовательно, уменьшения степени изоляции является фотоупругий эффект. Хорошо известно, что 90°-ный вращатель поляризации, расположенный между любыми двумя одинаковыми фазовыми пластинками с линейными собственными поляризациями, приводит к полной компенсации деполяризации [21]. При наличии в таких пластинках также циркулярного двулучепреломления это справедливо, только если двулучепреломление имеет в них разный знак. Последнее для создания ИФ неприемлемо, так как при этом исчезают невзаимные свойства изолятора. В работе [47] предложено заменить один 45°-ный ФЭ двумя 22,5°-ными и пластинкой  $\lambda/2$  (рис. 6а) или 67,5°-ным взаимным вращателем (ВВ) поляризации (рис. 6б) между ними. Будем называть эти новые изоляторы ИФ с  $\lambda/2$  и ИФ с ВВ.

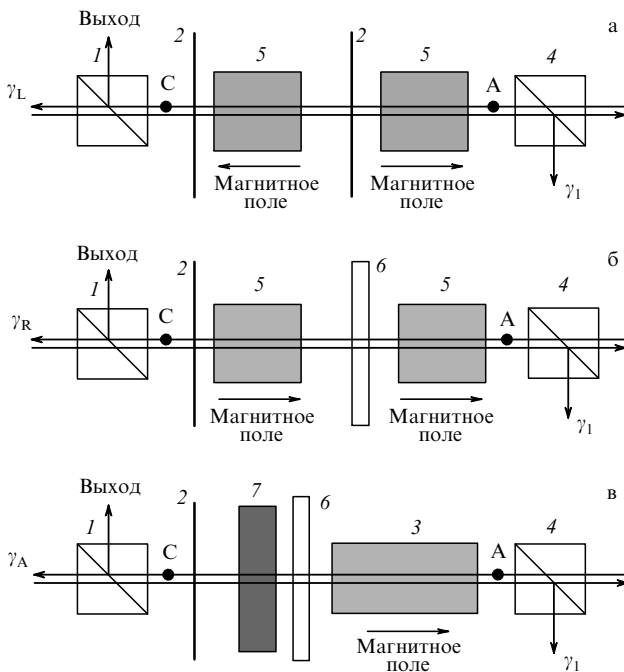


Рис. 6. ИФ с компенсацией деполяризации: ИФ с пластинкой  $\lambda/2$  (а), ИФ со взаимным вращателем (б), ИФ с поглощающим элементом (в). 1, 4 — поляризаторы, 2 — пластинки  $\lambda/2$ , 3 — ФЭ (угол поворота 45°), 5 — ФЭ (угол поворота 22,5°), 6 — взаимный вращатель поляризации (угол поворота 67,5°), 7 — поглощающий оптический элемент.

Помимо эффективности этих ИФ (см. ниже), интерес представляет возможность использовать для компенсации деполяризации оптический элемент, расположенный снаружи от традиционного ИФ, вне магнитного поля. Идея заключается в создании фазовой пластинки, в которой вычитались бы все фазовые набег, приобретённые пучком в ФЭ. Для этого фазовая пластинка должна иметь такое же, как и ФЭ, поперечное распределение собственных поляризаций и такое же по амплитуде, как и в ФЭ, но противоположное по знаку поперечное распределение разности фаз. В качестве такой пластинки в [57] предложено использовать кристаллический кварц, помещённый в расходящийся пучок. Экспериментально продемонстрировано уменьшение деполяризации почти на порядок. Однако широкого распространения этот метод не получил, так как для оптимальной компенсации требуется юстировка при изменении мощности лазера. От этого недостатка свободен предложенный в [65] ИФ (рис. 6в), в нём роль такой пластинки играют 67,5°-ный вращатель поляризации и поглощающий излучение оптический элемент (ПЭ), в котором возникает термонаведённое двулучепреломление. Такой изолятор будем называть ИФ с ПЭ.

Найдём неразвязку ИФ, изображённых на рис. 6, аналогично тому, как это было сделано в разделе 2.2. Если известны матрицы Джонса всех оптических элементов, то легко найти поле  $\mathbf{E}$  в точке С (индексы L, R и А здесь и далее обозначают ИФ на рис. 6а–в соответственно):

$$\mathbf{E}_L(C) = L_2\left(\beta_L + \frac{\pi}{8}\right) F\left(\delta_c = -\frac{\pi}{4}, \frac{\delta_1}{2}\right) \times L_2(\beta_L) F\left(\delta_c = \frac{\pi}{4}, \frac{\delta_1}{2}\right) \mathbf{E}(A), \quad (42)$$

$$\mathbf{E}_R(C) = L_2\left(\frac{\beta_R}{2} + \frac{3\pi}{8}\right) F\left(\delta_c = \frac{\pi}{4}, \frac{\delta_1}{2}\right) \times R(\beta_R) F\left(\delta_c = \frac{\pi}{4}, \frac{\delta_1}{2}\right) \mathbf{E}(A), \quad (43)$$

$$\mathbf{E}_A(C) = L_2\left(\frac{\beta_A}{2} + \frac{3\pi}{8}\right) F(\delta_c = 0, D\delta_1) \times R(\beta_A) F\left(\delta_c = \frac{\pi}{2}, \delta_1\right) \mathbf{E}(A), \quad (44)$$

где  $D$  — отношение длин ПЭ и ФЭ (здесь мы подразумеваем, что они изготовлены из одного материала),  $R(\beta)$  — матрица поворота на угол  $\beta$ , а матрицы  $F$  и  $L_2$  определены формулами (4) и (18) соответственно. Разность фаз линейного двулучепреломления в ФЭ, поворачивающих поляризацию на угол  $\Phi = \pi/8$  ( $\delta_c = \pi/4$ ), в этом случае равняется  $\delta_1/2$ , т.е.  $\delta_1$  для всех ИФ, показанных на рис. 1 и 6, представляет собой суммарный набег фаз линейного двулучепреломления на всей длине магнитоактивной среды. Это позволяет корректно сравнивать различные ИФ.

В приближении (19) подстановка (42)–(44) в (15) даёт выражения для  $\gamma_{L,R,A}$ , из которых легко получить, что при  $D = \sqrt{8}/\pi$  и оптимальных значениях углов

$$\beta_L = \beta_{optL} = \frac{\pi}{8}, \quad \beta_R = \beta_{optR} = \frac{3\pi}{8}, \quad \beta_A = \beta_{optA} = \frac{3\pi}{8} \quad (45)$$

величины  $\gamma_{L,R,A}$  становятся пропорциональными четвёртой степени  $\delta_1$ , в то время как  $\gamma_p$  (23) пропорциональна квадрату  $\delta_1$ . С учётом (19) это говорит о том, что происходит существенное уменьшение деполяризации во всех новых ИФ (см. рис. 6) по сравнению с таковой в традиционном ИФ (см. рис. 1). При оптимальных значениях  $\beta$  получаем [47, 65]

$$\begin{aligned} \gamma_L &= 8A_c(b^2 - a^2)p^4\xi^2, & \gamma_R &= 6A_c a^2 p^4 \left(1 + \frac{2}{3}\xi^2 + \xi^4\right), \\ \gamma_A &= 6A_c c^2 p^4 \left(1 + \frac{2}{3}\xi^2 + \xi^4\right), \end{aligned} \quad (46)$$

где  $a = (\pi - 2\sqrt{2})/8$ ,  $b = (2 - \sqrt{2})/4$ ,  $c = (\pi - 2)/8$ . При  $0,76 < \xi < 1,3$  выражение для  $\gamma_L$  имеет другой вид (см. [98]).

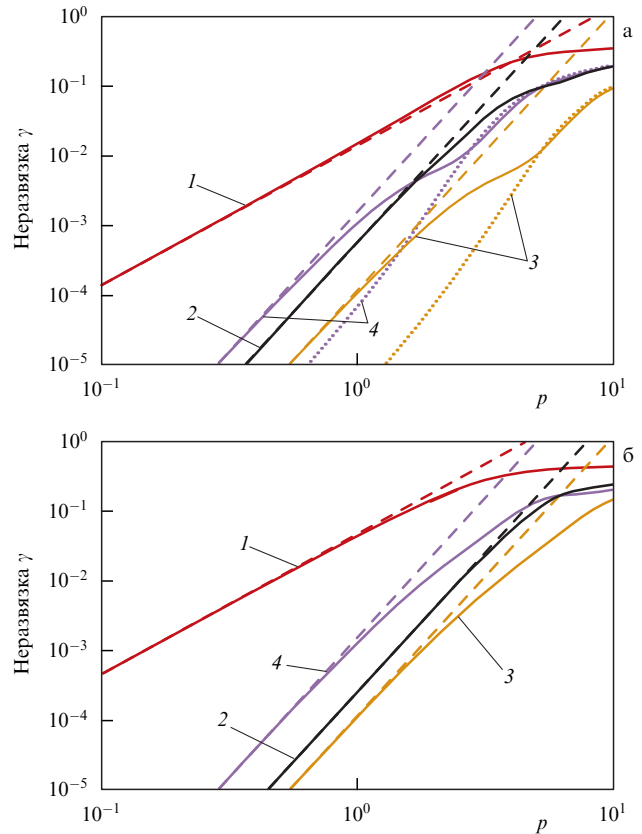
Таким образом, неразвязка  $\gamma_{L,R,A}$  всех трёх новых ИФ (как и для традиционного ИФ) определяется только двумя параметрами:  $p$  и  $\xi$ . Для супергауссова пучка формулы (46) остаются справедливыми при любом  $m$ , если  $A_c$  заменить  $A_c(m)$  (см. табл. 2).

На рисунке 7 приведены результаты численного интегрирования, не требующего приближения (19), для ИФ всех четырёх типов с кристаллом TGG в ориентациях [001] и [111]. Из рисунка видно, что отклонение результатов точных расчётов от (23), (46) существенно только при больших  $p$ . В практически интересных случаях ( $\gamma < 0,01$ ) можно пользоваться (23), (46).

Из рисунка 7 также видно, что ИФ с ВВ имеет наименьшую неразвязку, что обеспечило ему большую популярность. Кроме того, в [65] показано, что если ФЭ могут иметь разную длину и разные направленности кристаллографических осей по отношению к поляризации падающего излучения (угол  $\theta$  на рис. 2), то тогда можно найти такой угол вращения поляризации в ВВ, при котором неразвязка будет существенно меньше. Этот угол зависит от свойств материала ФЭ. Для монокристаллов TGG с ориентацией [001] теоретически показано, что оптимальный угол составляет не  $67,5^\circ$ , а около  $73^\circ$ . В [68] это подтверждено экспериментально (см. ниже).

Неразвязка ИФ с  $\lambda/2$  (и тем более ИФ с ПЭ) в несколько раз больше, чем неразвязка ИФ с ВВ (см. рис. 7), однако у первых есть и преимущество, а именно разное направление магнитного поля в ИФ с  $\lambda/2$ , что позволяет поместить оба ФЭ в области максимума поля и уменьшить их длину  $L$  [105], а величина  $\gamma_L$  пропорциональна  $L^4$ . Кроме того, при больших  $\xi$ , как видно из (46),  $\gamma_L$  пропорциональна  $\xi^2$ , а не  $\xi^4$ , как  $\gamma_{R,A}$ , что даёт преимущество при использовании кристаллов с большим  $\xi$ .

ИФ с ПЭ также имеет преимущества: во-первых, возможность модернизировать традиционный ИФ (см. рис. 1) без внесения изменений в магнитную систему и ФЭ. Во-вторых, в качестве материала ПЭ может быть взят другой, не обязательно магнитоактивный, оптический материал, который может быть выбран исходя из его доступности, стоимости, материальных констант и т.д. Существенная разница в характеристиках материалов ФЭ и ПЭ позволяет улучшить компенсацию. Теоретически эта задача рассмотрена в [66], где определены параметры, ответственные за компенсацию. В работе [66] теоретически и экспериментально показано, что при выборе материала, имеющего отрицательное значение  $\xi$  или противоположный знак разности  $\pi_{11} - \pi_{12}$ , можно



**Рис. 7.** Зависимости  $\gamma(p)$  для кристалла TGG с ориентацией [001] (а) и [111] (б): для традиционного ИФ  $\gamma_p$  (кривые 1), ИФ с  $\lambda/2$   $\gamma_L$  (кривые 2), ИФ с ВВ  $\gamma_R$  (кривые 3) и ИФ с ПЭ  $\gamma_A$  (кривые 4). Штриховые линии — зависимости, построенные по формулам (23), (46), сплошные — результаты численного расчёта, пунктирные — для угла поворота ВВ  $73^\circ$  (см. текст).

исключить из ИФ с ПЭ взаимный поляризационный вращатель, а при выборе материала с отрицательным  $P$  — дополнительно уменьшить силу тепловой линзы. Например, кристалл  $\text{CaF}_2$  обладает обоими этими свойствами:  $\xi < 0$  и  $P < 0$ . Поскольку чистый  $\text{CaF}_2$  имеет очень слабое поглощение на длине волны 1 мкм, удобно использовать  $\text{CaF}_2$  с примесью  $\text{Sm}^{2+}$  (0,01 весовых %  $\text{SmF}_2$ ) [68].

Из (46) с учётом (39), (40) видно, что при использовании TGG ( $\xi = 2,25$ ) для ИФ с  $\lambda/2$  и традиционного ИФ предпочтительной является ориентация [001]. В ИФ с ВВ и ИФ с ПЭ деполяризация практически одинакова для кристаллов с ориентациями [001], [111] и керамики. В работе [54], где рассмотрен вопрос о ИФ с ВВ с произвольной ориентацией кристалла, показано, что наилучшими являются ориентации [001] и [111]. Ориентация [111] не требует взаимной юстировки ФЭ, что делает её использование более удобным на практике. В то же время ориентация [001], в отличие от [111], позволяет дополнительно уменьшить неразвязку за счёт использования  $73^\circ$ -ного вращателя, правда, для этого требуется точная юстировка обоих ФЭ.

Потери мощности в пространственно-поляризационной моде для новых ИФ рассчитываются по процедуре, описанной в разделах 2.2, 2.4 [51]. Так же как и для традиционного ИФ, полные потери  $\gamma_{\text{total}} = \gamma_1 + \gamma_a + \gamma_i$  представляют собой сумму трёх слагаемых, которые не зависят от радиуса пучка  $r_0$  и являются пропорциональными квадрату  $p$  или  $p_1$ . Формулы для этих слагаемых

представлены в табл. 1 ниже. Как и следовало ожидать, изотропные потери  $\gamma_i, \gamma_S$  и  $\gamma_M$  для ИФ с ПЭ в  $(1 + \sqrt{8}/\pi)^2$  раз больше, чем для других ИФ, поскольку ПЭ добавляет свои фазовые искажения. В то же время если ПЭ изготовлен из материала с другим знаком  $P$ , то суммарные фазовые искажения, наоборот, будут уменьшаться, т.е. одновременно с компенсацией деполяризации будет компенсироваться тепловая линза (см. раздел 3.3).

Как указывалось в разделе 2.5, поляризация излучения, прошедшего через неоднородно нагретый ФЭ, зависит от распределения магнитного поля вдоль оси  $z$ . Выше мы полагали  $B(z) = \text{const}$ . Если  $B(z) \neq \text{const}$ , то в выражении для деполяризации в новых ИФ (46) появляется слагаемое, пропорциональное  $p^2$ . Используя (36) и известные выражения для преобразования  $\chi$  в оптических элементах с постоянными вдоль  $z$  параметрами (см., например, [97]), можно вычислить величину  $\chi$  последовательно во всех элементах ИФ. Полагая конечное  $\chi$  известным, найдём следующие выражения для деполяризации в новых ИФ с точностью до слагаемых порядка  $\delta_1^4$ :

$$\Gamma_L = \left(\frac{\delta_1}{2L}\right)^2 \left[ \int_0^{L/2} \sin\left(2\Psi + 2\theta + \frac{\pi}{4} - \int_0^z \Delta_{2L} dy\right) dz - \int_0^{L/2} \sin\left(2\Psi + 2\theta + \int_0^z \Delta_{1L} dy\right) dz \right]^2, \quad (47)$$

$$\Gamma_R = \left(\frac{\delta_1}{2L}\right)^2 \left[ \int_0^{L/2} \sin\left(2\Psi + 2\theta + \int_0^z \Delta_{1R} dy\right) dz - \int_0^{L/2} \sin\left(2\Psi + 2\theta + \int_0^z \Delta_{2R} dy\right) dz \right]^2, \quad (48)$$

$$\Gamma_A = q^2 + 2qs \cos\left(\frac{5\pi}{16}\right) + s^2, \quad (49)$$

где

$$q = \frac{\delta_1}{2L} \int_0^L \sin(2\Psi - \delta_c(z)) dz, \quad s = \frac{\sqrt{2}\delta_1}{\pi} \sin\left(2\Psi - \frac{3\pi}{16}\right),$$

$A(z) = |2VB(z)|$ , а индексы 1 и 2 относятся к первому и второму ФЭ. Выражения (47)–(49) позволяют для произвольного распределения  $B(z)$  рассчитать неразвязку, обусловленную продольной неоднородностью магнитного поля. При  $B(z) = \text{const}$  правые части (47)–(49) обнуляются. Кроме того, легко показать, что в (47), (48) они обращаются в нуль также при выполнении условий

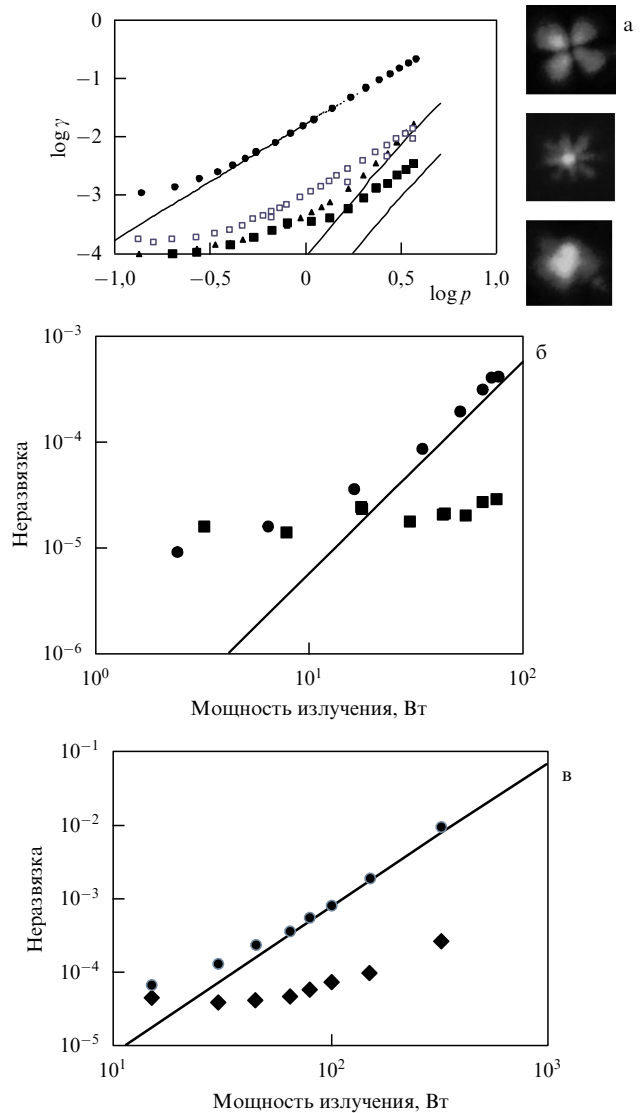
$$A_{1L}(z) = A_{2L}\left(\frac{L}{2} - z\right), \quad A_{1R}(z) = A_{2R}(z). \quad (50)$$

Второе условие в (50) означает, что магнитное поле во втором ФЭ повторяет поле в первом, что, как правило, не выполняется на практике, так как обычно магнитное поле зеркально симметрично. В эксперименте с ИФ с ВВ мы наблюдали существенное увеличение деполяризации при нарушении условия (50) (ср. тёмные и светлые квадраты на рис. 8а).

### 3.2. Компенсация деполяризации.

#### Экспериментальные результаты

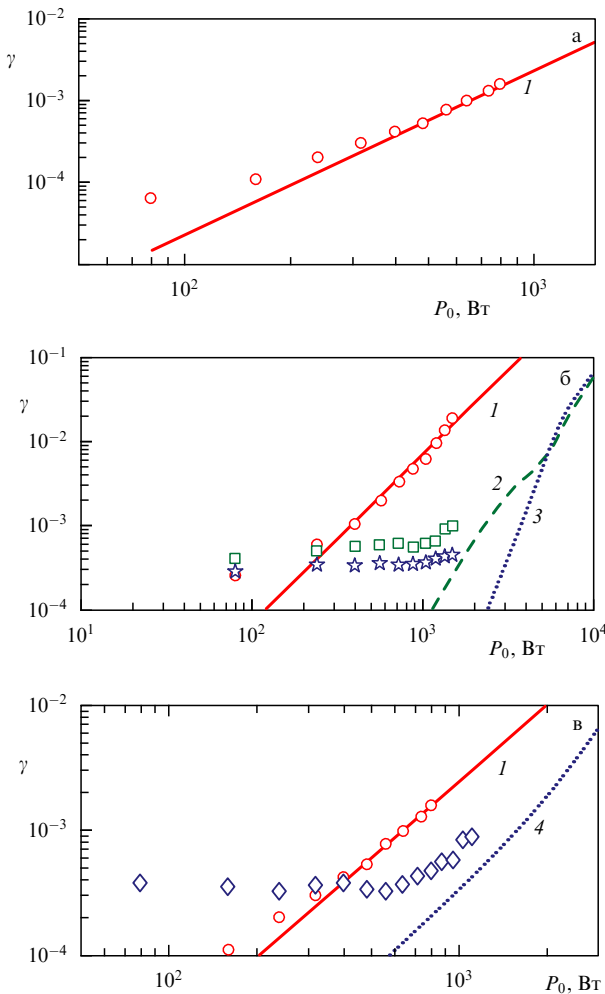
Эффективность компенсации деполяризации в ИФ с  $\lambda/2$  и ИФ с ВВ впервые была проверена экспериментально для ФЭ из стекла в работе [49]. На рисунке 8а приведены результаты экспериментов и теоретические кривые. При



**Рис. 8.** Теоретические (сплошные линии) и экспериментальные (символы) зависимости неразвязки ИФ с ФЭ из стекла (а) [49] и TGG (б) [52], (в) [65]. Кружки — традиционный ИФ (см. рис. 1), треугольники — ИФ с  $\lambda/2$  (рис. 6а), квадраты — ИФ с ВВ (рис. 6б), ромбы — ИФ с ПЭ (рис. 6в). Светлыми квадратами на рис. а показана неразвязка при нарушении условия симметрии продольного распределения магнитного поля (50). В правой части рис. а показаны поперечные распределения неразвязки для традиционного ИФ (вверху), ИФ с  $\lambda/2$  (в середине), ИФ с ВВ (внизу).

больших мощностях деполяризация определяется главным образом тепловыми эффектами. Количественное согласие экспериментальных результатов с теоретическими для  $\gamma_p$  (т.е. без учёта температурной зависимости постоянной Верде) подтверждает предсказание теории о том, что именно фотоупругий эффект определяет степень изоляции при большой средней мощности излучения. В частности, хорошо видно, что неразвязка  $\gamma$  пропорциональна четвёртой степени  $p$  для ИФ с  $\lambda/2$  и ИФ с ВВ. Анализ поперечной структуры деполяризованного излучения для всех трёх схем (см. изображения в правой части рис. 8а) также подтвердил этот факт [49].

Для лазеров с высокой средней мощностью наиболее актуальными являются не магнитоактивные стёкла, а кристалл TGG, для которого в 2000 г. было также получено экспериментальное подтверждение эффективно-



**Рис. 9.** Экспериментальные зависимости невязки для (а) традиционного ИФ  $\gamma_p$  (кружки), (б) ИФ с ВВ  $\gamma_R$  при ВВ  $67,5^\circ$  (квадраты), ВВ  $73^\circ$  (звёзды) и (в) ИФ с ПЭ  $\gamma_A$  (ромбы) от мощности излучения  $P_0$  [68]. На рисунках б и в приведены также результаты для традиционного ИФ (кружки), полученные в тех же экспериментальных условиях. Кривыми показаны результаты теоретических расчётов для традиционного ИФ (кривые 1), ИФ с ВВ  $67,5^\circ$  (кривая 2), ИФ с ВВ  $73^\circ$  (кривая 3) и ИФ с ПЭ (кривая 4).

сти ИФ с ВВ [52]. При мощностях вплоть до 73 Вт невязка составила менее  $3 \times 10^{-5}$  и практически не наблюдалось тепловых эффектов (рис. 8б). ИФ с ПЭ впервые был реализован в [65], где при мощности 330 Вт было продемонстрировано уменьшение  $\gamma$  в 36 раз по сравнению с  $\gamma$  в традиционном ИФ (рис. 8в).

ИФ с ВВ и ИФ с ПЭ были исследованы во многих работах [49, 52, 62, 63, 65, 66, 68, 71, 106–110] при мощности лазерного излучения вплоть до 1,5 кВт (см. табл. 3). На рисунке 9 приведены результаты экспериментов при мощности более 1 кВт [68]. Как и в случае рис. 3 и 8, при малой мощности  $\gamma$  определяется "холодной" деполяризацией ФЭ, контрастом используемых поляризаторов и неоднородностью магнитного поля, а при увеличении мощности  $\gamma$  возрастает, стремясь к теоретическим зависимостям (46), изображённым на рис. 9 сплошными кривыми.

Параметр  $p$  зависит не только от мощности излучения, но и от длины ФЭ  $L$ , которая в свою очередь обратно пропорциональна магнитному полю. Подробно проблема увеличения магнитного поля обсуждается в раз-

деле 4.3, здесь отметим только, что увеличение диаметра ФЭ неизбежно приводит к уменьшению магнитного поля и, следовательно, к увеличению  $\gamma$ . В связи с этим следует отметить ИФ с ВВ с апертурами 30 мм [68] и 40 мм [106], в которых рекордно высокая для кристаллов TGG апертура сочетается с минимальными значениями невязки.

Выше мы пренебрегали увеличением средней температуры ФЭ, так как единственным негативным следствием этого является уменьшение угла поворота поляризации из-за зависимости  $V(T)$ . При мощности 1 кВт характерное уменьшение составляет  $3-5^\circ$  [68]. Это не принципиально для степени изоляции, поскольку на практике подстройкой пластинки  $\lambda/2$  или поляризатора легко добиться минимизации  $\gamma_V$  — второго слагаемого в (21) — при любом нагреве. В этом случае увеличивается только деполяризация на прямом проходе  $\gamma_1$ . Или наоборот, с целью сохранить  $\gamma_1$  увеличивают длину ФЭ  $L$  так, чтобы угол поворота поляризации составил  $45^\circ$  в нагретом состоянии. В этом случае возрастает невязка  $\gamma_p$ , так как она пропорциональна  $L^2$ . Для того чтобы уменьшить нагрев ФЭ, необходим хороший тепловой контакт, а при очень большой мощности требуется активное охлаждение водой [106] или элементом Пельтье [111]. Известны ИФ, которые нечувствительны к увеличению температуры благодаря сложной оптической схеме с разным направлением магнитного поля [112], оригинальной конфигурации магнитного поля и специальному материалу держателя ФЭ [113]. Следует заметить, что для ИФ, работающих в вакууме, проблема увеличения средней температуры ФЭ стоит более остро. Например, в [107, 114, 115] подробно описываются ИФ для детекторов гравитационных волн LIGO и Virgo.

Таким образом, на сегодня для ИФ с ПЭ достигнуто значение максимальной мощности лазерного излучения  $P_{\max} = 1,1$  кВт, а для ИФ с ВВ величина  $P_{\max}$  приближается к 3 кВт.

### 3.3. Компенсация тепловой линзы

Распределение температуры в оптическом элементе, а следовательно, и фазы aberrированного лазерного пучка близко к параболическому. Значительная часть фазовых искажений может быть компенсирована с помощью обычной (параболической) линзы или телескопа (элемент б на рис. 5), которые вносят в волновой фронт дополнительную кривизну [51]. (Далее будем называть этот способ компенсации телескопным (telescope compensation) и обозначать соответствующие потери индексом ТС.) Фокальное расстояние компенсирующей линзы  $f$  [93] зависит от того, какой параметр пучка мы хотим увеличить: интеграл перекрытия или число Штреля (параметр  $M^2$  не зависит от параболической фазы пучка). В первом случае мы минимизируем  $\gamma_i$ , а во втором —  $\gamma_S$ ; в результате получаем

$$f_i = -A_F \frac{kr_0^2}{p_i}, \quad f_S = -A_{FS} \frac{kr_0^2}{p_i}. \quad (51)$$

Для гауссова пучка  $f_i$  отличается от  $f_S$  в 1,5 раза, причём  $f_i$  с точностью до знака совпадает с фокусом тепловой линзы  $F$  (35) (см. табл. 2). После минимизации получаем [93]

$$\gamma_{i,TC} = A_{i,TC} p_i^2, \quad \gamma_{S,TC} = A_{S,TC} p_i^2. \quad (52)$$

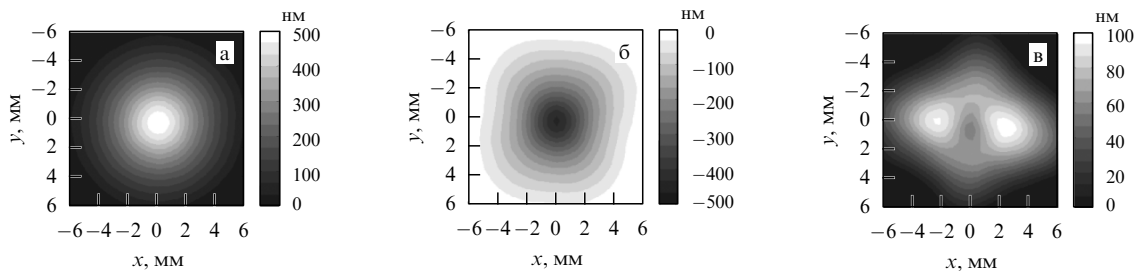


Рис. 10. (В цвете онлайн.) Измеренные [118] пространственные распределения фазы пучка после ИФ (а), DKDP (б), ИФ и DKDP (в).

Изотропные потери  $\gamma_i$  могут быть уменьшены телескопным способом в  $A_i/A_{i,TC} \approx 15$  раз, а  $\gamma_S$  — в  $A_S/A_{S,TC} \approx 8$  раз. Компенсация для супергауссовых пучков более эффективна, чем для гауссовых (см. табл. 2). Для П-образных пучков тепловая фаза является строго параболической и тепловая линза полностью компенсируется:  $A_{i,TC}(m = \infty) = A_{S,TC}(m = \infty) = 0$ .

В [55, 116] предложен и экспериментально исследован адаптивный способ компенсации (adaptive compensation — AC) тепловой линзы в ИФ. Перед поляризатором  $I$  располагается поглощающий элемент (см. рис. 5), параметры которого выбираются таким образом, чтобы тепловая линза имела те же амплитуду и форму, что и в ИФ, но при этом была отрицательной (у большинства магнитоактивных материалов она положительна), т.е.  $P_{AC} < 0$ . В [55] показано, что дифракционным расплыванием пучка между поглощающим элементом и ИФ можно пренебречь при небольшом расстоянии между ними. Тогда изотропные потери компенсируются полностью:  $\gamma_{i,AC} = \gamma_{S,AC} = \gamma_{M,AC} = 0$ . Адаптивный способ имеет два несомненных преимущества: отсутствует необходимость в юстировке при изменении мощности лазера и может быть достигнута более высокая точность компенсации. Однако существенным недостатком адаптивного способа является то, что фотоупругий эффект в поглощающем элементе приводит к дополнительным анизотропным искажениям и, следовательно, к увеличению  $\gamma_1$  и  $\gamma_a$  (см. рис. 5).

Таким образом, телескопный способ менее эффективно компенсирует изотропные искажения, но зато он не приводит к дополнительному увеличению потерь  $\gamma_1$  и  $\gamma_a$ . Адаптивный способ полностью обнуляет изотропные искажения, однако увеличивает потери  $\gamma_1$  и  $\gamma_a$ , обусловленные фотоупругим эффектом в поглощающем элементе. Аналитические выражения для  $\gamma$  из [51, 93, 117] приведены в табл. 1. Эти формулы справедливы, если  $\theta = \theta_{opt}$  и выполняется условие (19). Параметр  $P_{AC}$  определяется формулой (12), в которой все материальные константы соответствуют поглощающему элементу.

Ключевым параметром поглощающего элемента является отношение  $P_{AC}/Q_{AC}$ , причём чем больше это отношение, тем лучше. В частности, если это отношение много больше соответствующего отношения для магнитоактивного кристалла, то дополнительным увеличением  $\gamma_1$  и  $\gamma_a$  можно пренебречь, т.е. исчезает единственный недостаток адаптивного способа. С помощью самого популярного стекла FK51 с отрицательным  $P_{AC}$  в [117] удалось эффективно компенсировать тепловую линзу, однако из-за малой величины  $P_{FK51}/Q_{FK51} = 2,8$  некомпенсированный астигматизм оказался слишком велик.

Полностью исключить фотоупругий эффект можно, используя в качестве поглощающего элемента кристалл с естественным двулучепреломлением, на фоне которого наведённым двулучепреломлением можно пренебречь [8], т.е.  $P_{AC} = 0$ . Наиболее подходящим кандидатом представляется кристалл DKDP (дейтерированный дигидрофосфат калия). Двумерные распределения фазы, полученные в [118] с использованием кристалла DKDP толщиной 5,5 мм, показаны на рис. 10. Экспериментально продемонстрировано, что при мощности излучения 45 Вт термонаведённые потери в гауссовом пучке  $\gamma_i$  уменьшились от 26 % до 0,5 %. Кристалл DKDP широко используется для компенсации тепловой линзы в ИФ, в частности в ИФ с ВВ, используемых в интерферометрах для детектирования гравитационных волн [107, 115].

Заметим, что DKDP обладает плохими тепловыми характеристиками и его трудно использовать при средней мощности более 1 кВт. В работах [119, 120] показано, что полностью исключить термонаведённую деполяризацию можно у кристаллов с отрицательным значением  $\zeta$ , выбрав оптимальную ориентацию. Примером может служить кристалл CaF<sub>2</sub>, у которого  $\zeta = -0,47$  [120]; в нём такая ориентация близка к ориентации [111]. Используя этот материал для поглощающего элемента, можно обеспечить  $\gamma_i = \gamma_S = \gamma_M = 0$ , причём, как и в телескопном способе, не увеличив ни  $\gamma_1$ , ни  $\gamma_a$ .

Кроме того, компенсировать тепловую линзу можно, используя два ФЭ с разными знаками  $P$ . Для этих целей может быть полезен кристалл LiTbF<sub>4</sub>, у которого постоянная Верде примерно такая же, как у TGG [121], а  $dn/dT < 0$  [122].

#### 4. Подавление тепловых эффектов в изоляторах Фарадея

Под подавлением искажений мы понимаем их уменьшение при сохранении схемы ИФ, изображённой на рис. 1. В разделе 4.1 рассмотрим криогенный ИФ, в котором подавление достигается благодаря охлаждению до температуры 77 К. В разделах 4.2, 4.3 обсудим проблему альтернативы кристаллу TGG, параметры качества магнитоактивных сред, а также направления поиска новых материалов. В разделах 4.4, 4.5 рассмотрим такие методы подавления тепловых эффектов, как увеличение магнитного поля и использование нестержнейвой геометрии теплоотвода от ФЭ.

##### 4.1. Криогенный изолятор Фарадея

Впервые охлаждать ИФ было предложено [123] ещё в 1967 г. с целью укорочения ФЭ, так как в то время отсутствовали ФЭ хорошего качества, а при охлаждении

**Таблица 1.** Выражения для неравязки ( $\gamma_p, \gamma_V$ ), для поляризационных ( $\gamma_1$ , анизотропных ( $\gamma_a$ ) и изотропных ( $\gamma_i$ ) потерь на прямом проходе, для уменьшения числа Штреля ( $\gamma_S$ ) и увеличения параметра  $M^2$  ( $\gamma_M$ ). Константы  $A$  приведены в табл. 2

Способ компенсации	Неравязка	Традиционный ИФ (см. рис. 1)	ИФ с компенсацией дегполяризации		
			ИФ с $\lambda/2$ (рис. 6а)	ИФ с ПЭ (рис. 6в)	
Без компенсации тепловой линзы	$\gamma_V$	$A_V p_V^2$	$A_V p_V^2$	$A_V p_V^2$	
	$\gamma_p$	$A_p p^2$ , если $ \xi  \geq 1$	$A_c \left( \frac{(4-\pi)(4+\pi-\sqrt{32})}{8} \right)^2 p^4 \xi^2$ , если $\xi < 0,76$ и $\xi > 1,3$	$6A_c \left( \frac{\pi-\sqrt{8}}{8} \right)^2 p^4 \left( 1 + \frac{2}{3} \xi^2 + \xi^4 \right)$	$6A_c \left( \frac{\pi-2}{8} \right)^2 p^4 \left( 1 + \frac{2}{3} \xi^2 + \xi^4 \right)$
		$A_p p^2 \xi^2$ , если $ \xi  < 1$			
	$\gamma_1$	$A_p p^2 \xi$ , если $ \xi  \geq 1$	$\left( 2 - \frac{\pi}{2} \right) A_p p^2 (\xi^2 + 1)$ , если $\xi < 0,76$ и $\xi > 1,3$	$A_p (2 - \sqrt{2}) p^2$ , если $ \xi  \geq 1$	$A_p p^2$ , если $ \xi  \geq 1$
		$A_p p^2$ , если $ \xi  < 1$			
	$\gamma_a$	$A_p p^2$ , если $ \xi  \geq 1$	$O(p^4)$	$A_p (2 - \sqrt{2}) p^2 \xi^2$ , если $ \xi  \geq 1$	$A_p p^2 (2\xi^2 + 1)$ , если $ \xi  \geq 1$
		$A_p \xi^2$ , если $ \xi  < 1$			
	$\gamma_i$	$A_i p_i^2$	$A_i p_i^2$	$A_i p_i^2 (1 + \sqrt{8}/\pi)^2$	$A_i p_i^2 (1 + \sqrt{8}/\pi)^2$
	$\gamma_S$	$A_S p_S^2$	$A_S p_S^2$	$A_S p_S^2 (1 + \sqrt{8}/\pi)^2$	$A_S p_S^2 (1 + \sqrt{8}/\pi)^2$
	$\gamma_M$	$A_M p_M^2$	$A_M p_M^2$	$A_M p_M^2 (1 + \sqrt{8}/\pi)^2$	$A_M p_M^2 (1 + \sqrt{8}/\pi)^2$
	Телескопный способ компенсации	$\gamma_{i,TC}$	$\gamma_i$	$\gamma_i$	$\gamma_i$
		$\gamma_{a,TC}$	$\gamma_a$	$\gamma_a$	$\gamma_a$
$\gamma_{i,TC}$		$A_{i,TC} p_i^2$	$A_{i,TC} p_i^2$	$A_{i,TC} p_i^2 (1 + \sqrt{8}/\pi)^2$	$A_{i,TC} p_i^2 (1 + \sqrt{8}/\pi)^2$
$\gamma_{S,TC}$		$A_{S,TC} p_S^2$	$A_{S,TC} p_S^2$	$A_{S,TC} p_S^2 (1 + \sqrt{8}/\pi)^2$	$A_{S,TC} p_S^2 (1 + \sqrt{8}/\pi)^2$
$\gamma_{M,TC}$		$\gamma_M$	$\gamma_M$	$\gamma_M$	$\gamma_M$
$\gamma_{i,AC}$		$\gamma_i + A_p p_{AC}^2 \pi^2 / 8$	$\gamma_i + A_p p_{AC}^2 \pi^2 / 8$	$\gamma_i + A_p p_{AC}^2 \pi^2 / 8$	$\gamma_i + A_p p_{AC}^2 \pi^2 / 8$
Адаптивный способ компенсации	$\gamma_{a,AC}$	$\gamma_a + \pi^2 A_p p_{AC}^2 / 8 + \pi A_p \xi p_{AC} / \sqrt{8}$			
	$\gamma_{i,AC}$	0	0	0	
	$\gamma_{S,AC}$	0	0	0	
	$\gamma_{M,AC}$	0	0	0	
	$\gamma_{i,AC}$	0	0	0	

**Таблица 2.** Константы  $A$  для различных  $m$ .  $A_x = A_x(m = 1)$  для любого индекса  $x$ 

Константы	Показатель супергауссова распределения $m$			
	1	2	8	$\infty$
$A_V(m) = \frac{m}{\Gamma(1/m)} \int_0^\infty \frac{u^2(t) dt}{\exp t^m} - \frac{m^2}{\Gamma^2(1/m)} \left[ \int_0^\infty \frac{u(t) dt}{\exp t^m} \right]^2 = A_i(m)$	0,067	0,039	0,023	1/36
$A_P(m) = \frac{m^3}{\pi^2 \Gamma^3(1/m)} \int_0^\infty \left[ \int_0^t dz \int_0^z \frac{dt}{\exp t^m} \right]^2 \frac{dt}{t^2 \exp t^m}$	0,0139	0,0113	0,0088	0,0085
$A_C(m) = \frac{m^5}{\pi^4 \Gamma^5(1/m)} \int_0^\infty \left[ \int_0^t dz \int_0^z \frac{dt}{\exp t^m} \right]^4 \frac{dt}{t^4 \exp t^m}$	$4,31 \times 10^{-4}$	$2,72 \times 10^{-4}$	$1,5 \times 10^{-4}$	$1,28 \times 10^{-4}$
$A_i(m) = \frac{m}{\Gamma(1/m)} \int_0^\infty \frac{u^2(t) dt}{\exp t^m} - \frac{m^2}{\Gamma^2(1/m)} \left[ \int_0^\infty \frac{u(t) dt}{\exp t^m} \right]^2 = A_V(m)$	0,067	0,039	0,023	1/36
$A_S(m) = \frac{m}{\Gamma(1/m)} \int_0^\infty \frac{u^2(t^{m\sqrt{2}}) dt}{\exp t^m} - \frac{m^2}{\Gamma^2(1/m)} \left[ \int_0^\infty \frac{u(t^{m\sqrt{2}}) dt}{\exp t^m} \right]^2$	0,127	0,062	0,027	1/36
$A_M(m) = \frac{m}{\Gamma^2(1/m)} \int_0^\infty \left[ \int_0^t \frac{dy}{\exp y^m} \right]^2 \exp(-t^m) \frac{dt}{t} - \frac{\Gamma^2(1/m)}{4m^2 \Gamma(2/m)}$	0,038	0,0072	$8 \times 10^{-5}$	0
$A_{i,TC}(m) = A_i(m) - \frac{m^2 \Gamma^2(2/m)}{\Gamma^2(1/m)(\Gamma(1/m)\Gamma(3/m) - \Gamma^2(2/m))} \times \left[ \int_0^\infty \frac{u(t) \{1 - t\Gamma(1/m)/\Gamma(2/m)\} dt}{\exp t^m} \right]^2$	$4,4 \times 10^{-3}$	$5,1 \times 10^{-4}$	$2,5 \times 10^{-6}$	0
$A_{S,TC}(m) = A_S(m) - \frac{m^2 \Gamma^2(2/m)}{\Gamma^2(1/m)(\Gamma(1/m)\Gamma(3/m) - \Gamma^2(2/m))} \times \left[ \int_0^\infty \frac{u(t^{m\sqrt{2}}) \{1 - t\Gamma(1/m)/\Gamma(2/m)\} dt}{\exp t^m} \right]^2$	0,016	0,00177	$7,96 \times 10^{-6}$	0
$A_F(m) = \frac{2\Gamma(2/m)}{\Gamma(1/m)}$	2	1,13	0,96	1
$A_{F,i}(m) = \frac{\Gamma(1/m)\Gamma(3/m) - \Gamma^2(2/m)}{2m\Gamma(2/m)} \left[ \int_0^\infty \frac{u(t) \{1 - t\Gamma(1/m)/\Gamma(2/m)\} dt}{\exp t^m} \right]^{-1}$	2	1,08	0,95	1
$A_{F,S}(m) = \frac{m\sqrt{2}}{2m\Gamma(2/m)} \frac{\Gamma(1/m)\Gamma(3/m) - \Gamma^2(2/m)}{2m\Gamma(2/m)} \left[ \int_0^\infty \frac{u(t^{m\sqrt{2}}) \{1 - t\Gamma(1/m)/\Gamma(2/m)\} dt}{\exp t^m} \right]^{-1}$	3	1,22	0,95	1

существенно увеличивается постоянная Верде  $V$  и, соответственно, уменьшается длина ФЭ  $L$ . С решением проблемы качества ФЭ эта идея была забыта за ненадобностью. В [124] было предложено охлаждать ИФ до температуры жидкого азота с целью уменьшения тепловых эффектов и создания ИФ для лазеров с высокой средней мощностью.

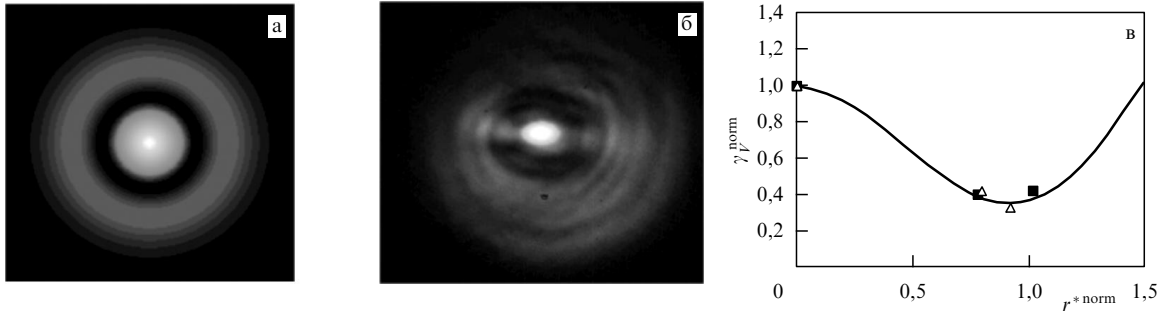
Постоянная Верде кристалла TGG с большой точностью обратно пропорциональна температуре [125, 126]. Та же зависимость справедлива и для TGG-керамики [127]. Это позволяет уменьшить  $L$  в 3,8 раза при охлаждении до температуры 77 К. Кроме того, при охлаждении уменьшаются все термооптические константы:  $Q$  — в 5,7 раза [128],  $P$  — в 6,8 раза [128],  $\xi$  — в 1,7 раза [129]. Теплопроводность кристаллов TGG, выращенных из расплава, практически не изменяется, а выращенных из флюса — возрастает в два раза [130]. В [128] было измерено поглощение при температуре 80 К, которое вдвое превысило поглощение при комнатной температуре. Подставляя эти значения в (12), (32), получаем

существенное уменьшение параметров  $p$  и  $p_i$ , определяющих вызванные фотоупругим эффектом поляризационные искажения и тепловую линзу:

$$\frac{p(273 \text{ К})}{p(77 \text{ К})} = 10,8, \quad \frac{p_i(273 \text{ К})}{p_i(77 \text{ К})} = 12,3. \quad (53)$$

Как видно из (12), (32), уменьшение этих параметров позволяет во столько же раз увеличить мощность излучения  $P_0$ . Уменьшение  $\xi$  также уменьшает некоторые искажения (см. табл. 1). Кроме того, укорочение ФЭ позволяет организовать продольный отвод тепла, например, с помощью кристалла иттрий-алюминиевого граната (YAG) или сапфира [128, 131], что уменьшает тепловые эффекты (см. подробнее раздел 4.4).

В то же время, как видно из (24), (25), неразвязка  $\gamma_V$ , вызванная температурной зависимостью  $V = \text{const}/T$ , существенно возрастает, так как  $V^{-1}(dV/dT) = -1/T$ , становясь в 3,8 раза больше. Для TGG при  $T = 77 \text{ К}$  из (26) получаем  $L^* \approx 13 \text{ мм}$ , что соизмеримо с длиной ФЭ в криогенных ИФ или даже больше её. Таким образом, в



**Рис. 11.** (В цвете онлайн.) Теоретическое (а) и экспериментальное (б) распределения  $\Gamma_V(r, \varphi)$  при  $r^* = r_{\text{opt}} \approx 0,92r_0$ . (в) Нормированная на  $\gamma_V(r^* = 0)$  зависимость  $\gamma_V(r^*/r_0)$  при  $P_0 = 530$  Вт (квадраты) и 765 Вт (треугольники) [128].

криогенных изоляторах условие  $\gamma_V \ll \gamma_p$  может нарушаться. Впервые термонаведённая деполяризация при условии  $L \ll L^*$  наблюдалась в [128]. На рисунке 11а, б приведены пространственные теоретические и измеренные значения неразвязки  $\Gamma(r, \varphi)$  в случае, когда можно полностью пренебречь влиянием фотоупругого эффекта, т.е. опустить первое слагаемое в (20). Тёмное кольцо соответствует радиусу  $r = r^*$ , при котором угол поворота плоскости поляризации точно равен  $\pi/4$ . Как указывалось в разделе 2.2, можно выбрать такую величину  $r^*$ , при которой интегральная неразвязка  $\gamma_V$  минимальна. На рисунке 11в построена зависимость  $\gamma_V(r^*)$ , которая имеет минимум при  $r^* = r_{\text{opt}} \approx 0,92r_0$ , как и предсказывалось в [98].

Рассмотренные в разделе 3.1 методы компенсации деполяризации позволяют уменьшить  $\gamma_p$ , однако они никак не влияют на  $\gamma_V$ . Для компенсации  $\gamma_V$  в [132] была создана магнитная система, в которой магнитное поле в центре больше, чем на периферии. Этим же способом можно компенсировать эффект неоднородной намагниченности ФЭ [133], а также профилировать лазерный пучок [134].

Магнитное поле постоянных магнитов также возрастает с охлаждением. Однако [135, 136] для наиболее часто используемых магнитов Nd–Fe–В при  $T = 160$  К возрастание магнитного поля сменяется его убыванием и при  $T = 77$  К оно возвращается к своему значению при комнатной температуре, причём поле зависит от скорости охлаждения, в отличие от поля магнитов Sm–Со. В то же время магниты Sm–Со являются более дорогими, имеют меньшую магнитную энергию, а увеличение их поля при  $T = 77$  К составляет всего 20 %.

Существенное изменение характеристик ФЭ при охлаждении позволяет использовать в криогенных ИФ материалы, которые неприменимы при комнатной температуре [129]. В частности, в [137], где использовался кристалл галлий-гадолиниевого граната (GGG), для которого  $\gamma_V \ll \gamma_p$ , продемонстрирована одновременная компенсация деполяризации и тепловой линзы с помощью стекла FK51 для ИФ с ПЭ. По оценкам [137], криогенный ИФ с GGG может работать при мощности до 20 кВт.

В работе [111] охлаждение и термостабилизация ИФ осуществлялись без жидкого азота с помощью элемента Пельтье в диапазоне температур 200–300 К.

#### 4.2. Выбор магнитоактивной среды

Для сравнения магнитооптических сред удобно ввести параметр качества. Исторически первым был введён

параметр качества  $V/\alpha$  [123, 138, 139]. Однако он характеризует только потери мощности вследствие поглощения. Здесь и далее мы учитываем, что при заданной величине магнитного поля  $B$  длина ФЭ  $L$  обратно пропорциональна  $V$  (1). Позднее [48, 140] были введены параметры качества  $\mu$  и  $\mu_i$ :

$$\mu = \begin{cases} \left| \frac{V\kappa}{\alpha Q} \right|, & \text{если } |\xi| \geq 1, \\ \left| \frac{V\kappa}{\alpha Q\xi} \right|, & \text{если } |\xi| < 1, \end{cases} \quad \mu_i = \frac{V\kappa}{\alpha P},$$

включающие в себя все характеристики среды, входящие в  $p$  (12) и  $p_i$  (32) соответственно:  $p$  (12) отвечает за неразвязку, обусловленную фотоупругим эффектом, а  $p_i$  (32) — за неразвязку, вызванную изотропной тепловой линзой (см. табл. 1). На наш взгляд, удобнее ввести параметры качества, имеющие смысл критической мощности, т.е. мощности лазерного излучения, при которой параметры традиционного ИФ достигают определённых критических значений при фиксированном магнитном поле  $B_0$ . Для определённости будем считать, что  $B_0 = 2$  Тл. В качестве критических значений выберем степень изоляции 30 дБ, т.е.  $\gamma_p = \gamma_V = 0,001$ , и изотропные потери 10 % после компенсации параболической линзы, т.е.  $\gamma_{i, \text{TC}} = 0,1$ . Приравнивая (23) и (24) к 0,001, а (52) — к 0,1, с учётом выражений для  $p$  (12),  $p_V$  (25) и  $p_i$  (32) получаем три критические мощности соответственно:

$$P_{\text{cr}} = \begin{cases} \sqrt{\frac{0,016}{A_p} \frac{\lambda B_0}{\pi} \left| \frac{V\kappa}{\alpha Q} \right|}, & \text{если } |\xi| \geq 1, \\ \sqrt{\frac{0,016}{A_p} \frac{\lambda B_0}{\pi} \left| \frac{V\kappa}{\alpha Q|\xi|} \right|}, & \text{если } |\xi| < 1, \end{cases} \quad (54)$$

$$P_{\text{cr}, V} = \sqrt{\frac{0,064}{A_V} \frac{\kappa}{\alpha} \left( \frac{1}{V} \frac{dV}{dT} \right)^{-1}}, \quad P_{\text{cr}, i} = \sqrt{\frac{1,6}{A_{i, \text{TC}}} \frac{\lambda B_0}{\pi} \left| \frac{V\kappa}{\alpha P} \right|}.$$

Поскольку все изотропные искажения пропорциональны  $p_i$ , то  $P_{\text{cr}, i}$  характеризует среду также с точки зрения  $\gamma_M$ ,  $\gamma_S$  и т.д. Критическая мощность  $P_{\text{cr}, V}$  отвечает за неразвязку  $\gamma_V$ , обусловленную зависимостью  $V(T)$ , а  $P_{\text{cr}}$  — за все поляризационные искажения, обусловленные фотоупругим эффектом: за неразвязку  $\gamma_p$ , а также за потери мощности на прямом проходе  $\gamma_1$  и  $\gamma_a$ . Из (22) легко показать, что максимальная мощность лазерного излучения  $P_{\text{max}}$  для ИФ с магнитным полем 2 Тл выражается



как

$$P_{\max} = \frac{P_{\text{cr}} P_{\text{cr}, V}}{\sqrt{P_{\text{cr}}^2 + P_{\text{cr}, V}^2}}. \quad (55)$$

Как правило,  $P_{\text{cr}} \ll P_{\text{cr}, V}$  (эквивалентно условию  $L \gg L^*$  (см. (26))) и  $P_{\max} = P_{\text{cr}}$ . Значения критических мощностей приведены ниже в табл. 4. Три критические мощности (54) вместе с параметром  $\xi$  полностью определяют все тепловые эффекты, причём чем больше критическая мощность и чем меньше  $|\xi|$ , тем лучше среда.

Критические мощности для кристаллов с ориентацией [111], керамики и стекла можно получить из (54) с помощью (39)–(41) соответственно. Использование кристаллов с другой ориентацией требует более сложного анализа [54, 141]. При  $\xi > 0$  лучшей ориентацией всегда является либо [111], либо [001], а выбор (зависит от значения  $\xi$ ) из этих двух ориентаций легко сделать с помощью формул из табл. 1. При  $\xi < 0$  существует [119, 120, 142] поляризация, обозначаемая как [[C]], при которой собственные поляризации не зависят от направления механических напряжений, т.е. от поперечных координат, и в отсутствие магнитного поля неразвязка полностью обнуляется. В ИФ ориентация [[C]], которая значительно уменьшает неразвязку  $\gamma_p$ , хотя и не до нуля, пока не использовалась, но она, несомненно, будет использована в будущем (см. ниже). Таким образом, среды с  $|\xi| \ll 1$  и среды с  $\xi < 0$  представляют существенный

интерес. Особенно привлекательными являются значения  $\xi = -0,5$  и  $\xi = -2/3$ , при которых  $\gamma_p = 0$ , для кристаллов с ориентацией [111] и керамики соответственно (см. (39), (40)).

В настоящее время в ИФ для длины волны 1 мкм в подавляющем большинстве случаев используется кристалл TGG, что объясняется, с одной стороны, его большой теплопроводностью по сравнению с теплопроводностью стёкол, а с другой — большой постоянной Верде  $V$ , большой апертурой и высокой технологичностью по сравнению с таковыми для других кристаллов (см. табл. 4). Поиск новых сред для ИФ традиционно ведётся в направлении увеличения  $V$ . Получены кристаллы и керамики, у которых  $V$  больше, чем у TGG, на несколько десятков процентов: TAG [143, 144], TSAG [145–147], TSALG [148–150], допированная керамика TAG [71, 151, 152], допированные кристаллы TGG [153–156], TbVO<sub>4</sub> [157], Tb<sub>2</sub>Sn<sub>2</sub>O<sub>7</sub> [158], Dy<sub>2</sub>Ti<sub>2</sub>O<sub>7</sub> [159], CaTbAlO<sub>4</sub> [160], Sr<sub>2</sub>Tb<sub>8</sub>(SiO<sub>4</sub>)<sub>6</sub>O<sub>2</sub> [161], Li<sub>2</sub>Tb<sub>4</sub>(MoO<sub>4</sub>)<sub>7</sub> [162], Na<sub>2</sub>Tb<sub>4</sub>(MoO<sub>4</sub>)<sub>7</sub> [163], NaTb(WO<sub>4</sub>)<sub>2</sub> [164] и др. Рекордсменами являются кристалл [165] и керамика [166] Tb<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, у которых  $V$  в 3,5 раза больше, чем у TGG. Возможно и дальнейшее продвижение в этом направлении, но вряд ли удастся ещё существенно увеличить  $V$ . В то же время  $P_{\text{cr}}$  зависит от других параметров:  $\alpha$ ,  $\kappa$ ,  $Q$  и  $\xi$  — не меньше, чем от  $V$ . Таким образом, для кардинального увеличения  $P_{\text{cr}}$  поиск сред следует вести по трём направлениям.

Таблица 3. Изоляторы Фарадея

ИФ	Диаметр $D$ , мм	Длина $L$ , мм	Материал ФЭ*	$\alpha$ , $10^{-3}$ см <sup>-1</sup>	$P_0$ , Вт	$I = -10 \lg \gamma$ , дБ	$P_{\max}$ , Вт	Литература	Год
Традиционный ИФ		120	МОС04**		400	7	25	[49]	2000
		30	МОС04		260	23	100	[61]	2015
	10	20	TGG [001]	3	77	33	125	[52]	2000
	8	25	TGG	—	550	15	100	[62]	2006
	5,5	16	TGG		200	22	100	[73]	2010
	20	28	TGG [001]	3	750	13,5	110	[63]	2007
	20	18	TGG [001]	2,5	176	30	176	[63]	2007
	13	10,3	TGG [001]	2,5	330	31	400	[64]	2009
	20	18	TGG [001]	2	330	20	113	[65]	2011
	20	18	TGG [001]	2	330	25,5	200	[66]	2012
	13	10,5	TGG [001]	2,3	330	32,6	450	[66]	2012
	10	20	TGG [111]	1,9	260	22,8	115	[66]	2012
	13	9	TGG [001]	1,3	650	30	650	[67]	2013
	13	9	TGG [001]	1,3	800	29	650	[68]	2014
	7	9,2	TGG-керамика	1,4	260	33	340	[69]	2014
	7	7	TAG-керамика		300	38	700	[70]	2014
	13	8	Ce:TAG-керамика		300	31	330	[71]	2014
	6	7	TSAG [111]	2,5	500	32	600	[72]	2014
			TSAG [001]		1500	35	> 1500	[74]	2015
3	10	TSLAG			48		[148]	2013	
ИФ с $\lambda/2$		120	МОС04**		400	16	200	[49]	2000

Таблица 3 (окончание)

ИФ	Диаметр $D$ , мм	Длина $L$ , мм	Материал ФЭ*	$\alpha$ , $10^{-3} \text{ см}^{-1}$	$P_0$ , Вт	$I = -10 \lg \gamma$ , дБ	$P_{\max}$ , Вт	Литература	Год
ИФ с ВВ		120	МОС04**		400	25	250	[49]	2000
	10	22	TGG [001]	3	73	45	450	[52]	2000
	4 × 8	15	TGG	—	1180	14,7	—	[62]	2006
	20	28	TGG [001]	3	750	24	600	[63]	2007
	20	18	TGG [001]	2,5	180	42,6	—	[63]	2007
	30	21,4	TGG [001]	1,5	1500	30	1500	[68]	2014
	30	21,4	TGG [001]	1,5	1500	33***	> 2500	[68]	2014
	40	27,2	TGG [001]	1,3	700	34	~ 1900	[106]	2015
	20	19	TGG [001]		250	38	600	[107]	2012
	20	19	TGG [001]		100	49	> 1000	[107]	2012
	7	14	TGG-керамика	1,4	740	35	1500	[108]	2014
	13	8	Ce:TAG-керамика		300	39	> 1000	[71]	2014
	6,3	10,4	TSAG [111]	2,5	350	32	400	[109]	2015
ИФ с ПЭ	20	18	TGG [001] + TGG [001]	2	330	35,7	600	[65]	2011
	20	18	TGG [001] + CaF <sub>2</sub> [001]	2	330	31	430	[66]	2012
	13	10,5	TGG [001] + CaF <sub>2</sub> [001]	2,3	330	38,9	880	[66]	2012
	13	9	TGG [001] + CaF <sub>2</sub> [001]	1,3	1100	30	1100	[68]	2014
	10	20	TGG [111] + CaF <sub>2</sub> [001]	1,9	260	27	200	[66]	2012
	7	9,2	TGG-керамика + TGG-керамика	1,4	300	38	900	[110]	2014
	7	9,2	TGG-керамика + TGG [001]	1,4	300	37	750	[110]	2014

\* МОС04 — марка магнитоактивного оптического стекла, TGG — тербий-галлиевый гранат, TSAG — тербий-скандий-алюминиевый гранат, TSLAG — тербий-скандий-лутеций-алюминиевый гранат.  
\*\* Эксперимент проводился на  $\lambda = 532$  нм, указаны значения мощности, эквивалентные для  $\lambda = 1064$  нм и длины ФЭ  $L = 40$  мм.  
\*\*\* Угол поворота взаимного вращателя  $73^\circ$ .

Во-первых, это среды со значениями  $V$ , соизмеримыми с таковыми у TGG, а даже, может быть, и меньшими. В этом случае, по-видимому, трудно рассчитывать на значительные уменьшения  $\alpha$  или увеличение  $\kappa$ , но возможны радикальное уменьшение  $Q$  и (или) "попадание"  $\xi$  в нужную область:  $|\xi| \ll 1$  и  $\xi < 0$ . На этом пути уже есть успешные примеры: кристалл TSAG с очень малым  $Q$  и кристалл  $\text{Na}_{0,37}\text{Tb}_{0,63}\text{F}_{2,26}$  (NTF) с  $\xi = -0,37$  (см. табл. 4). Для кристалла TSAG условие  $P_{\text{cr}} \ll P_V$  нарушается даже при комнатной температуре и  $P_{\text{max}} = P_V$ . Однако у TSAG есть существенный недостаток: большой модуль  $\xi$  ( $\xi = -101$  [167]). В этом случае в выражении для  $\gamma_p$  (23) нельзя пренебречь слагаемыми порядка  $p^4$ , в частности  $p^4 \xi^4$ . Учёт этого слагаемого приводит к уменьшению  $P_{\text{cr}}$ , а следовательно, и  $P_{\text{max}}$  более чем в 10 раз. Кроме того, потери мощности на прямом проходе  $\gamma_1$  (см. табл. 1) пропорциональны  $\xi^2$ . Требуя выполнения неравенства  $\gamma_1 < 0,1$ , получим, что  $P_{\text{max}} = 0,1 P_{\text{cr}}$ . С учётом (39), (40) при столь большом  $\xi$  "невыгодно" также использование кристаллов с ориентацией [111] и керамики, а также ИФ с компенсацией деполяризации, описанных в разделе 3. Отрицательный знак  $\xi$  у кристалла TSAG не даёт существенных преимуществ, так как при таком большом значении  $|\xi|$  ориентация [[C]] близка к [001] [167]. Другой пример — кристалл NTF [121], который при произведении  $V\kappa$ , в шесть раз

меньше, чем у TGG, имеет гораздо большую критическую мощность  $P_{\text{cr}}$  (см. табл. 4). Кроме того, отрицательное  $\xi$  позволяет эффективно использовать ориентацию [[C]], которая для  $\xi = -0,37$  есть [76 65 76] (см. работу [168]). Все вышеуказанные обстоятельства способствуют уменьшению  $\gamma_p$ , не изменяя  $\gamma_V$ .

Во-вторых, интересны среды, содержащие мало тербия или не содержащие его вообще. По-видимому, в таких средах значения  $V$  будут существенно уступать таковым в TGG. Однако в этом случае можно рассчитывать на значительное уменьшение  $\alpha$  или увеличение  $\kappa$ , а также, как и в первом случае, на уменьшение  $Q$  и (или) "попадание"  $\xi$  в нужную область. Тогда существенно расширяется область поиска. Примером может служить кристалл  $\text{CaF}_2$ , допированный 10 атомными процентами тербия, —  $\text{Tb}:\text{CaF}_2$  [169]. Данный кристалл на порядок уступает TGG по значению  $V$  и в два раза — по  $\kappa$ , но улучшение  $\alpha$ ,  $Q$  и  $\xi$  с избытком это компенсирует: в кристалле длиной 29 мм деполяризация оставалась "холодной" при мощности вплоть до 1,5 кВт [169]. Это даёт оценку снизу критической мощности:  $P_{\text{cr}} = 5$  кВт, что значительно больше, чем у TGG (см. табл. 4). Значение  $\xi$  для  $\text{Tb}:\text{CaF}_2$  неизвестно, но у недопированного  $\text{CaF}_2$   $\xi = -0,47$  [120] и ориентация [[C]] близка к [111]. Заметим, что малые значения  $V$  приводят к увеличению  $L$ , что усложняет конструкцию магнитной

Таблица 4. Свойства магнитоактивных сред.\*

Материал	Параметр	$V$ , рад Тл <sup>-1</sup> м <sup>-1</sup>	$V^{-1} dV/dT$ , 10 <sup>-3</sup> К <sup>-1</sup>	$\kappa$ , Вт К <sup>-1</sup> м <sup>-1</sup>	$\alpha_s$ , 10 <sup>-3</sup> см <sup>-1</sup>	$\xi$	$\alpha_T$ , 10 <sup>-7</sup> К <sup>-1</sup>	$Q$ , 10 <sup>-7</sup> К <sup>-1</sup>	$dn/dT$ , 10 <sup>-6</sup> К <sup>-1</sup>	$P_s$ , 10 <sup>-6</sup> К <sup>-1</sup>	$P_{cr}$ , кВт	$P_{ex.V}$ , кВт	$P_{ex.I}$ , кВт
TGG	39 [194, 195] 35 [196–198] 36 [127] 40 [199] 37 [109]	4,4 ± 0,1 [200] 4,5 ± 0,5 [130] 5,3 ± 0,5 [201] 4,2 ± 0,3 [181]	3,5 [125] ≈ 3,4 ****	2 [116] 2,5 [64] 1,6 [114] 1,3 [128] 4,9 [202] (кер.)	2,2 [54] 2,25 [117]	94 [116] 67–72 [200] 40 [198] 73 [203]	-17 ** [117] -15 *** [117]	20 [116] 19 [117] 18–21 [200] 18 [203]	17 ** [117]	0,65	0,65	21	1,2
TGG, 80 К	≈ 132 [127]	5, из расплава 10, из флюса [130]	≈ 12,5 **** [126]	2,6 [128]	1,3 [129]	12 [203] (86 К)	-3 ** [128]	6 [203] (86 К)	2,5 [128]	6,1	3	3	14
TSAG	46,0 ± 0,3 [109] = 1,2V <sub>TGG</sub> [145] = 1,2V <sub>TGG</sub> [148, 149] (TSLAG)	3,6 ± 0,3 [167]	≈ 3,4 [204]	2,5 [109] ≈ α <sub>TGG</sub> [148, 149] (TSLAG)	-101 ± 10 [167]	62 [150] 64 [150] (TSLAG)	-0,4 ****	800Q [167] = 1300Q [109]	22 [167] 2,2 **** 0,17 (ориентация [111]) [109] 0,4 (ориентация [111]) [72]	22 [167] 2,2 **** 0,17 (ориентация [111]) [109] 0,4 (ориентация [111]) [72]	3,9	0,49 [167]	0,15 (ориентация [109])
Na <sub>0,37</sub> Pb <sub>0,63</sub> F <sub>2,26</sub> (NTE)	≈ 30,5 [121]	1 [168]			-0,37 [168]					> 1,3 [168]			
TAG-керамика	51 [143] (моно) 45 [70]	6,5 [144] 5,00 ± 0,35 [181]								19Q [70] 0,67 [70] 0,58 [205]	0,67 [70] 0,58 [205]	0,65 [70]	
CeTaG-керамика	53 [71] (0,1 ат. % Ce)	5,00 ± 0,35 [181]								18Q [71] 0,38 [71]	0,38 [71]	0,34 [71]	
Tb:CaF <sub>2</sub>	4 [169]	2,2 [169]	≈ 3,4 [169]		-0,47 [120] (CaF <sub>2</sub> )					> 5 [169]			
TbG	32 [177] 35 [178]	0,8 ± 0,1 [178]	≈ 3,4 [178]	1 [177] ≈ 20 [178]	1	75 [177]				17Q [178]	0,014 [178]	4,2	0,005 [178]
МОС105	17 [194] 18 [195, 206]	0,51 [50]	5 [206]	2,3 [206]	1	82 [207]	6 [50]	0,6 [207]	0,046	0,86	0,86		
МОС04	21 [194, 195, 206]	0,74 [50]	≈ 3,4 ****	1 [194] 2,3 [206]	1	49 [207]	9 [50]	8,7 [207]	0,125 0,06 [178]	3,9	3,9		
МОС10	28 [195, 206] 26 [194]	0,68 [50]	≈ 3,4 ****	2 [194] 4,6 [206]	1	56 [207]	8,5 [50]	8,5 [207]	0,078	1,8	1,8		
FR-5	21 [194, 197]	0,84 [116]	3,4 [208]	3 [194]	1	47 [116]	9 [50]	7,5 [116]	0,047	1,6	1,6		

\* Значения  $P_{cr}$ ,  $P_{ex.V}$  и  $P_{ex.I}$  рассчитаны из экспериментальных данных соответствующих работ с использованием (54) (значения без указания ссылок на литературу рассчитаны по формуле (54) исходя из лучших значений, приведённых в таблице). Значения  $Q$  для стёкол даны по модулю.

\*\* Считается, что  $\kappa = 5$  Вт К<sup>-1</sup> м<sup>-1</sup>.

\*\*\* Считается, что  $\kappa = 4,4$  Вт К<sup>-1</sup> м<sup>-1</sup>.

\*\*\*\* Считается, что  $V$  пропорциональна  $1/T$ .

\*\*\*\*\* Пересчёт с учётом большого  $\xi$  (см. текст).

\*\*\*\*\* Из обработки данных [109, 167].

системы. В то же время в этом случае можно пренебречь  $\gamma_V$  (см. (20), (26)).

В-третьих, разумеется, возможно небольшое, но одновременное улучшение некоторых или даже всех параметров ( $V$ ,  $\alpha$ ,  $\kappa$ ,  $Q$  и  $\xi$ ), приводящее в совокупности к существенному увеличению  $P_{cr}$ .

Все полученные выше результаты относятся к кубическим кристаллам с симметрией  $m\bar{3}m$ . Кубические кристаллы и керамики с более низкой симметрией  $m\bar{3}$ , например упоминавшиеся выше полупроводник  $Tb_2O_3$  или  $Nd:La:Y_2O_3$  [170], требуют более сложного анализа термонаведённых эффектов, который был проведён в [142, 171, 172]. Для анизотропных кристаллов, например  $TbAlO_3$  [173], задача ещё больше усложняется [174].

Однако нельзя до конца списывать со счёта стекла, несмотря на их меньшую, чем у кристаллов, теплопроводность. Для всех стёкол  $\xi = 1$ , а вот величиной  $Q$  можно весьма эффективно управлять, изменяя их состав. Так, например, среди лазерных стёкол есть кварцевое неодимовое стекло с  $Q = 0,2 \times 10^{-7} K^{-1}$  [175, 176], что почти на два порядка меньше, чем у TGG. Если бы было создано магнитоактивное стекло с таким  $Q$ , то критическая мощность  $P_{cr}$  оказалась бы больше, чем у TGG. Создание недавно борогерманатного стекла TBG с содержанием оксида тербия [177, 178], не все параметры которого пока ещё измерены (см. табл. 4), возможно, является первым шагом на этом пути.

Для измерения критических мощностей  $P_{cr}$  и  $P_{cr,i}$  удобно измерять зависимости  $\gamma_p$  и  $F$  от мощности излучения  $P_0$ . В таблице 4 приведены значения  $P_{cr}$  и  $P_{cr,i}$ , рассчитанные с использованием (23) и (35) из экспериментальных данных соответствующих работ. Часто поглощение меняется от образца к образцу, что может приводить к разбросу значений как собственно  $\alpha$ , так и  $P_{cr}$  и  $P_{cr,i}$ . Не останавливаясь на деталях, укажем лишь некоторые работы, посвящённые измерению  $V$  [121],  $\alpha$  [179, 180],  $\kappa$  [181–183],  $Q$  [50, 54, 117, 167],  $P$  [109, 117, 167],  $\xi$  [54, 117] и знака  $\xi$  [120].

В настоящее время на практике в ИФ кроме кристаллов TGG используются кристаллы TSAG, TSLAG и керамики TGG и TAG (см. табл. 3).

#### 4.3. Увеличение магнитного поля

Увеличение магнитного поля  $B$  приводит к пропорциональному уменьшению длины ФЭ (см. (1)) и увеличению максимальной мощности излучения  $P_{max}$ . В [136] описан ИФ со сверхпроводящим соленоидом с  $B = 5$  Тл. Достижение таких (и даже бóльших) полей возможно при комнатной температуре только в импульсном режиме, что затрудняет использование ИФ в лазерах с большой частотой повторения импульсов и полностью исключает применение ИФ в непрерывных лазерах. В связи с этим практически всегда используются постоянные магниты.

Широкое распространение получили магнитные системы, состоящие из радиально и аксиально намагниченных колец [105, 184–187], создающие магнитное поле  $B \approx 1$  Тл. В [64] показано, что в таких системах очень трудно достичь величины магнитного поля, большей чем 1,5 Тл, и предложено использовать магнитопроводы, в результате чего было получено поле  $B = 2,1$  Тл.

Попытки дальнейшего увеличения поля посредством увеличения размеров магнитной системы быстро приводят к неразумному увеличению её массы. Это связано с логарифмической зависимостью предельно достижимо-

го поля от отношения наружного и внутреннего диаметров магнитов [187]. Использование ферромагнитных сплавов с большим значением остаточной индукции не приводит к желаемому увеличению поля из-за последовательного перемагничивания (degaussing) части центрального кольца. Для решения этой проблемы в [188] проведён расчёт поля во всём объёме магнитной системы, включая участки, заполненные магнитами, и выявлены области, наиболее подверженные перемагничиванию. Магниты из этих областей были удалены, что привело к увеличению  $B$  до 2,5 Тл (несмотря на уменьшение количества магнитов). Добавление дополнительных магнитопроводов уменьшило апертуру от 13 мм до 7 мм, но увеличило поле до  $B = 2,87$  Тл [168].

Интерес представляет также использование колец, намагниченных не только радиально и аксиально, но и под углом. Это усложняет конструкцию, но позволяет увеличить магнитное поле [189]. В [190] описана магнитная система из магнитов в форме параллелепипедов.

#### 4.4. Дискковая и прямоугольная геометрии теплоотвода

В разделах 2 и 3 мы рассматривали так называемую стержневую геометрию (см. рис. 2), т.е. полагали, что охлаждение ФЭ осуществляется исключительно в радиальном направлении ( $dT/dz = 0$ ). Такое охлаждение используется практически всегда, так как оно удобно на практике. Менее удобен продольный отвод тепла — дискковая геометрия (рис. 12а). Однако она позволяет уменьшить тепловые эффекты в ИФ благодаря уменьшению поперечных градиентов температуры (продольные градиенты не вызывают тепловых искажений). Для отвода тепла можно использовать поток газа или

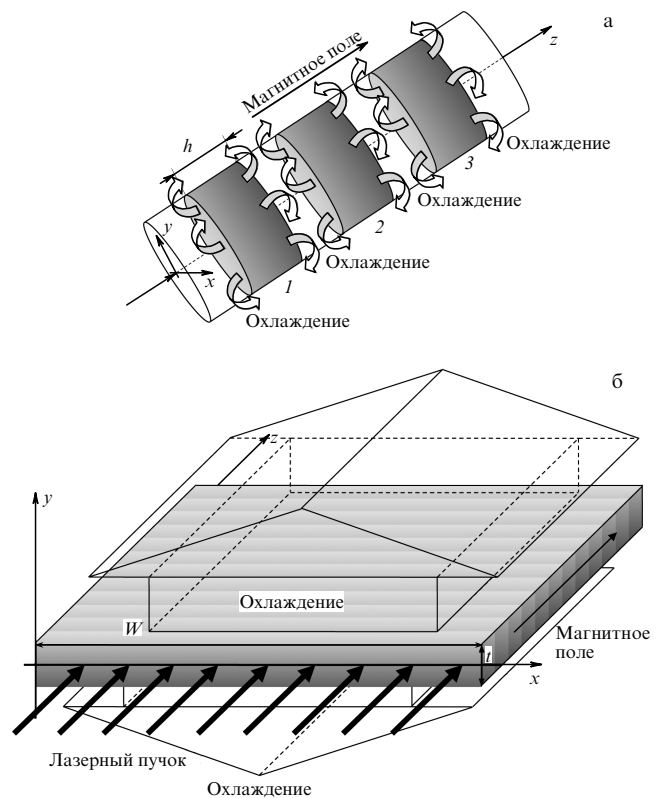


Рис. 12. Дискковая (а) и прямоугольная (б) геометрии магнитоактивного элемента.

диффузионную сварку кристалла TGG, например, с YAG, сапфиром или алмазом. В [191] в приближении тонкого диска ( $h/r_0 \ll 1$ , где  $h$  — толщина диска) получены аналитические выражения для  $\gamma_p$  и  $\gamma_V$  для традиционного ИФ, ИФ с  $\lambda/2$  и ИФ с ВВ. Показано, что, как и в стержневой геометрии, неразвязка определяется фотоупругим эффектом, т.е.  $\gamma_p \gg \gamma_V$ . Деполяризация в традиционном ИФ пропорциональна  $(h/r_0)^4$ , что наблюдалось экспериментально [192], а в ИФ с  $\lambda/2$  и ИФ с ВВ она пропорциональна  $(h/r_0)^8$ . Для уменьшения  $h/r_0$  можно использовать несколько дисков. Даже при  $h/r_0$  порядка единицы дисковая геометрия даёт существенный выигрыш. Экспериментально уменьшение деполяризации наблюдалось в дисковой геометрии в криогенном ИФ [128]. При комнатной температуре в [131] фазовые искажения были уменьшены вдвое при  $h = 1,6r_0$ , в полном соответствии с результатами численного моделирования. Заметим, что для дисковой геометрии термооптическая константа  $Q$  несколько отличается от (8):  $Q_{\text{disc}} = Q(1 - \nu)$  [20].

Другой подход заключается в переходе к прямоугольной геометрии — ФЭ в виде тонких пластин (рис. 12б). При этом лазерный пучок также должен иметь прямоугольную или эллиптическую форму. Охлаждение, как и в стержневой геометрии, осуществляется в поперечном направлении. Уменьшение неразвязки в этом случае объясняется тем, что направление градиента температуры одинаково по всему поперечному сечению. В приближении тонкой пластины ( $t \ll w$ , где  $t$  — толщина,  $w$  — ширина) в [89] задача решена аналитически для традиционного ИФ, ИФ с  $\lambda/2$  и ИФ с ВВ. Показано, что неразвязка определяется фотоупругим эффектом, т.е.  $\gamma_p \gg \gamma_V$ . Неразвязка в традиционном ИФ пропорциональна  $(t/w)^2$ , а в ИФ с  $\lambda/2$  и ИФ с ВВ пропорциональна  $(t/w)^4$ . Таким образом, наибольший выигрыш прямоугольная геометрия даёт для пучков с большим аспектным отношением,  $w/t \gg 1$ . Кроме того, в ИФ для деполяризованного излучения прямоугольная геометрия ФЭ позволяет оптимально расположить два круглых пучка на апертуре ФЭ, что также увеличивает степень изоляции ИФ [61].

Особенности термооптики ИФ с квадратной апертурой исследованы в [193].

## 5. Заключение

Кратко перечислим представленные в настоящей статье результаты и обсудим направления дальнейших исследований.

### 5.1. Результаты

Резюмируем описанные выше результаты (см. также рис. 13, 14).

1. Поглощение излучения в магнитоактивной среде приводит к неоднородному по поперечному сечению распределению температуры, что приводит к трём механизмам воздействия на лазерное излучение: деполяризации из-за фотоупругого эффекта, деполяризации из-за зависимости постоянной Верде от температуры  $V(T)$  и возникновению тепловой линзы. Эти три эффекта полностью определяются тремя параметрами:  $p$  (12),  $p_V$  (25) и  $p_i$  (32), имеющими смысл безразмерной мощности лазерного излучения, а также параметром оптической анизотропии  $\xi$  (9), причём, чем меньше  $|\xi|$ , тем лучше.

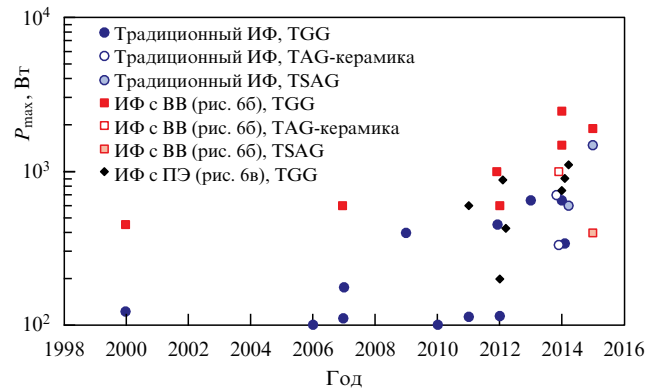


Рис. 13. Максимальная мощность  $P_{\text{max}}$  ИФ (мощность, при которой степень изоляции составляет 30 дБ).

2. Термонаведённые искажения в ИФ характеризуются следующими параметрами:

— во-первых, прежде всего, неразвязкой  $\gamma$  — величиной, обратной степени изоляции ИФ (3). Неразвязка  $\gamma$  состоит из двух слагаемых,  $\gamma_p$  и  $\gamma_V$ , обусловленных фотоупругим эффектом и зависимостью  $V(T)$  соответственно;

— во-вторых, термонаведёнными поляризационными потерями мощности на прямом проходе через ИФ  $\gamma_1$ ;

— в-третьих, амплитудно-фазовыми искажениями пучка на прямом проходе, которые состоят из анизотропных потерь  $\gamma_a$ , обусловленных фотоупругим эффектом, и изотропных потерь, связанных с зависимостью показателя преломления от температуры и изотропной части фотоупругого эффекта. Изотропные искажения удобно характеризовать, в зависимости от приложений, или уменьшением интеграла перекрытия  $\gamma_i$  (31), или уменьшением числа Штреля  $\gamma_S$ , или увеличением параметра  $M^2$ , которое определяется величиной  $\gamma_M$  (34). Выражения для всех  $\gamma$  приведены в табл. 1.

3. Параметры  $p$ ,  $p_V$  и  $p_i$  определяются длиной волны  $\lambda$ , длиной фарадеевского элемента  $L$ , которая при заданной величине магнитного поля  $B$  обратно пропорциональна  $V(1)$ , и характеристиками магнитоактивной среды. Таким образом, при заданных  $B$  и  $\lambda$  тепловые эффекты определяются только материальными константами среды. Следовательно, для сравнения различных сред, а также сравнения различных тепловых эффектов между собой удобно ввести три критические мощности:  $P_{\text{cr}}$ ,  $P_{\text{cr},V}$  и  $P_{\text{cr},i}$  (54), т.е. мощности лазерного излучения, при которых параметры традиционного ИФ достигают определённых критических значений, а именно степени изоляции 30 дБ, т.е.  $\gamma_p = \gamma_V = 0,001$ , и изотропных потерь 10 % после компенсации параболической фазы, т.е.  $\gamma_{i,TC} = 0,1$ . Чем больше критическая мощность, тем лучше среда. Максимальная мощность лазерного излучения  $P_{\text{max}}$ , при которой ИФ обеспечивает изоляцию  $> 30$  дБ, определяется из (55). Для  $B = 2$  Тл и  $\lambda = 1,06$  мкм значения  $P_{\text{cr}}$ ,  $P_{\text{cr},V}$  и  $P_{\text{cr},i}$  приведены в табл. 4, из которой видно, что, как правило,  $P_{\text{cr}} \ll P_{\text{cr},V}$ . Это означает, что  $\gamma_V \ll \gamma_p$  и температурной зависимостью постоянной Верде можно пренебречь. В этом случае  $P_{\text{max}} = P_{\text{cr}}$ . Исключения составляют криогенные ИФ и кристалл TSAG с ориентацией [001].

4. Компенсировать деполяризацию, вызванную фотоупругим эффектом, т.е. существенно уменьшить неразвязку  $\gamma_p$ , позволяют новые ИФ: ИФ с пластинкой  $\lambda/2$

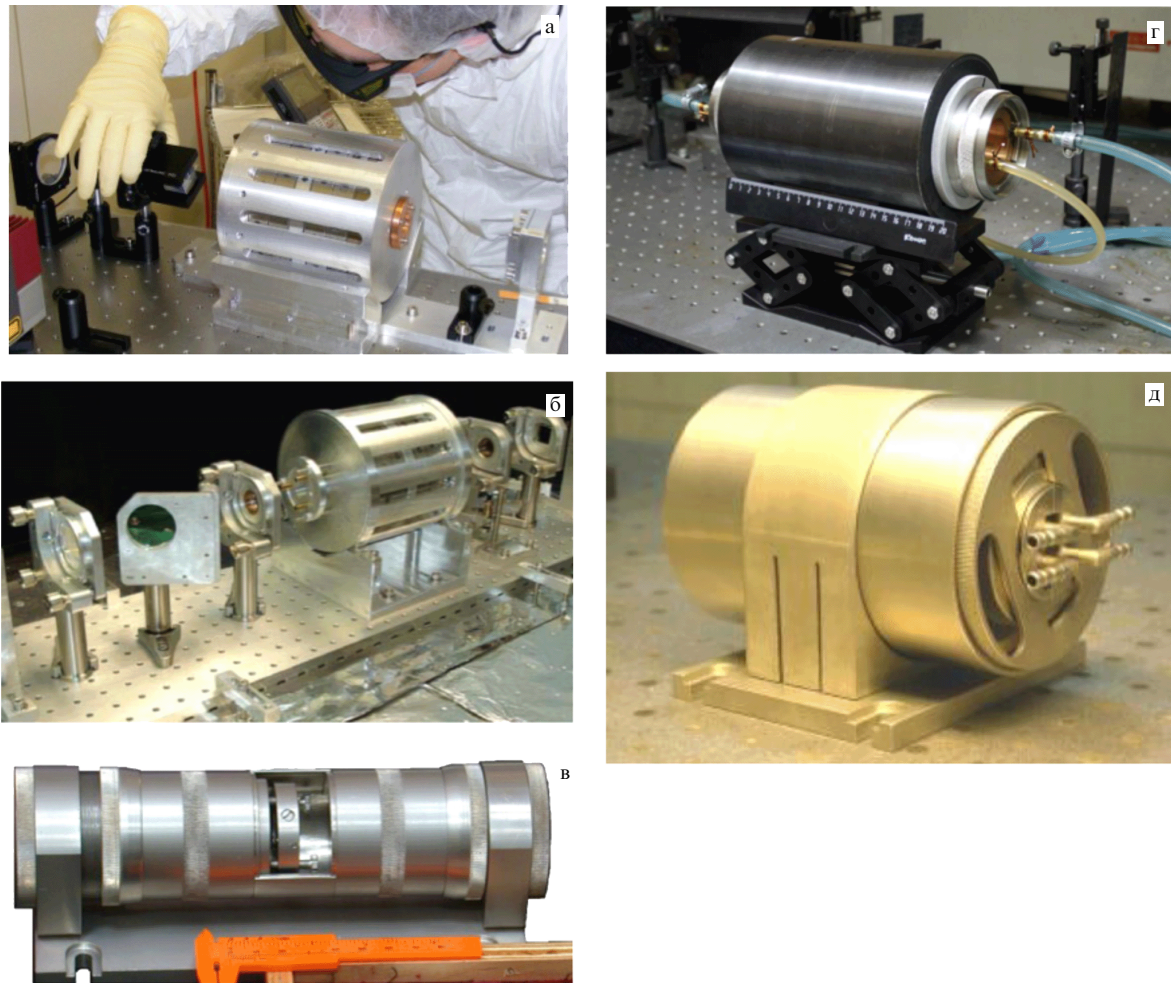


Рис. 14. Изоляторы Фарадея для детекторов гравитационных волн LIGO (а), Virgo (б), GEO (в), а также изоляторы с диаметром апертуры 40 мм (г) и с прямоугольной апертурой (д).

(рис. 6а), ИФ со взаимным вращателем поляризации (рис. 6б) и ИФ с поглощающим оптическим элементом (рис. 6в). Неразвязка в этих ИФ, как и в традиционном ИФ (см. рис. 1), определяется только двумя параметрами:  $p$  и  $\xi$ , однако, в отличие от  $\gamma_p$  в традиционном ИФ, в них  $\gamma_p$  пропорциональна  $p^4$ , а не  $p^2$  (см. (46)). Минимальную неразвязку обеспечивает ИФ со взаимным вращателем (см. рис. 7), однако ИФ двух других типов имеют свои преимущества. Новые ИФ были исследованы во многих работах при мощности лазерного излучения вплоть до 1,5 кВт (см. табл. 3 и рис. 8, 9). При малой мощности неразвязка определяется "холодной" деполаризацией, а при увеличении мощности возрастает, стремясь к теоретическим значениям  $\gamma_p$  (46), показанным на рис. 8, 9 сплошными кривыми.

5. Компенсировать изотропные фазовые искажения можно (см. рис. 5) двумя способами: с помощью параболической линзы (телескопный способ) и с помощью поглощающего элемента с противоположным знаком тепловой линзы (адаптивный способ). Поскольку тепловая линза непараболическая, телескопный способ далеко не полностью компенсирует изотропные искажения  $\gamma_i$  и  $\gamma_S$  и совсем не уменьшает  $\gamma_M$ , так как параметр  $M^2$  не зависит от параболической фазы. В то же время телескопный способ не приводит к дополнительному увеличению потерь  $\gamma_1$  и  $\gamma_a$ . Адаптивный способ, наоборот, полностью

обнуляет изотропные искажения  $\gamma_i$ ,  $\gamma_S$  и  $\gamma_M$ , однако увеличивает потери  $\gamma_1$  и  $\gamma_a$  из-за фотоупругого эффекта в поглощающем элементе (см. табл. 1). Чтобы устранить этот недостаток, необходимо использовать в качестве поглощающего элемента анизотропный кристалл, например DKDP или кристалл с отрицательным  $\xi$  в ориентации  $[[C]]$ , скажем,  $\text{CaF}_2$ . В этом случае  $\gamma_i = \gamma_S = \gamma_M = 0$ , причём, как и в телескопном способе, ни  $\gamma_1$ , ни  $\gamma_a$  не увеличиваются.

6. Существенно уменьшить все термонаведённые эффекты, кроме температурной зависимости постоянной Верде, можно в криогенном ИФ. Для кристалла TGG при охлаждении до  $T = 77$  К параметры  $p$  и  $p_i$  уменьшаются (53), а критические мощности  $P_{\text{cr}}$  и  $P_{\text{cr},i}$  увеличиваются примерно в 10 раз. Уменьшение  $\xi$  также уменьшает искажения (см. табл. 1). В то же время  $p_V$ , наоборот, возрастает примерно в 7,2 раза, и, следовательно,  $P_{\text{cr},V}$  в 7,2 раза уменьшается, становясь меньше, чем  $P_{\text{cr}}$ . В результате вклад в неразвязку зависимости  $V(T)$  оказывается даже больше, чем вклад от фотоупругого эффекта, и максимальная мощность  $P_{\text{max}} \neq P_{\text{cr}}$  определяется выражением (55).

7. В настоящее время в ИФ для длины волны 1 мкм в подавляющем большинстве случаев используется кристалл TGG, что обусловлено его большой теплопроводностью по сравнению с теплопроводностью стёкол, а

также большой постоянной Верде  $V$ , большой апертурой и высокой технологичностью по сравнению с таковыми для других кристаллов. Однако в последние годы появилось много альтернативных кристаллов и керамик, и некоторые из них обладают или могут обладать лучшими характеристиками — большими значениями критических мощностей  $P_{cr}$ ,  $P_{cr,V}$  и  $P_{cr,i}$ . В таблице 4 приведены данные о наиболее интересных из них: TSAG, NTF, керамике TAG, Tb:CaF<sub>2</sub>.

8. Все формулы, приведённые в настоящей статье, справедливы для гауссова пучка и кристалла с ориентацией [001]. Они могут быть легко обобщены для кристаллов с ориентацией [111], керамики и стекла с помощью формальной замены (39), (40), (41), а также для супергауссова пучка, для которого изменяется только численные коэффициенты  $A$ , приведённые в табл. 2. Заметим, что все без исключения искажения не зависят от диаметра пучка.

9. К уменьшению неразвязки приводит увеличение не только критической мощности  $P_{cr}$ , определяемой магнитоактивной средой, но и магнитного поля  $B$ . За последние 10 лет магнитное поле в ИФ было увеличено примерно в два раза: от 1–1,5 Тл до рекордно высокого на сегодня значения 2,5–2,86 Тл. Это позволило уменьшить длину фарадеевских элементов примерно в два раза и, соответственно, увеличить максимальную мощность излучения.

## 5.2. Дальнейшие исследования

На наш взгляд, наиболее интенсивные исследования ИФ для лазеров с высокой средней мощностью на длине волны 1 мкм будут развиваться в следующих направлениях.

*Поиски альтернатив кристаллу TGG* ведутся в последние годы очень активно и будут продолжаться далее. Существенную роль в поиске играют не столько большая постоянная Верде новых сред, сколько большие значения критических мощностей  $P_{cr}$ ,  $P_{cr,V}$  и  $P_{cr,i}$  (54), а также значение параметра оптической анизотропии  $\xi$  (9). Интерес представляют среды с  $|\xi| \ll 1$ , так как неразвязка при  $|\xi| < 1$  пропорциональна  $\xi^2$ , и среды с  $\xi < 0$ , для которых существует ориентация  $[[C]]$ , позволяющая значительно уменьшить неразвязку. Особенно привлекательными значениями являются  $\xi = -0,5$  и  $\xi = -2/3$ , при которых двулучепреломление полностью исчезает в кристаллах с ориентацией [111] и в керамике соответственно. Керамические элементы могут быть изготовлены из материалов, которые крайне трудно вырастить в виде монокристаллов, и это существенно расширяет область поиска новых сред. В частности, уже появилась керамика Tb<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, которая, как и все полупроводниковые оксиды, имеет симметрию m3 (ниже, чем у гранатов и фторидов). Это усложняет анализ термонаведённых эффектов, но вместе с тем даёт дополнительную степень свободы для их компенсации. Интерес представляет также использование в ИФ анизотропных кристаллов. Для определения  $P_{cr}$ ,  $P_{cr,V}$ ,  $P_{cr,i}$  и  $\xi$  новых материалов требуются качественные образцы (желательно в ориентации [001]) и аккуратные измерения.

Важной особенностью кристалла TSAG является большое значение  $|\xi| = 101$ , что вносит качественные отличия в ИФ с этим кристаллом, который представляет собой одну из наиболее перспективных альтернатив кристаллу TGG. Как указывалось, величина  $\gamma_p = A_p p^2$  (23) уже не определяет неразвязку, так как более суще-

ственным становится следующее слагаемое, назовём его  $\gamma_\xi$ , пропорциональное  $p^4 \xi^4$ . При  $|\xi| = 101$  критическая мощность составит 0,078 от значения  $P_{cr}$ , определяемого формулой (55). Это означает, что при компенсации надо уменьшать именно  $\gamma_\xi$  и нет необходимости уменьшать  $\gamma_p$ , на что направлены ИФ, изображённые на рис. 6. Вариантов решения этой задачи пока не предложено. Кроме того, в TSAG поляризационные потери на прямом проходе  $\gamma_1$  также ограничивают мощность излучения больше, чем неразвязка:  $\gamma_1 = \xi^2 \gamma_p = 10000 \gamma_p$ . Требуя выполнения неравенства  $\gamma_1 < 0,1$ , получим, что  $P_{max} = 0,1 P_{cr}$ . Следовательно, уменьшать надо не  $\gamma_p$ , как обычно, а  $\gamma_1$ , однако при этом неразвязка  $\gamma_p$  не должна возрасти, чтобы не выплеснуться с водой и ребёнком. Для этого можно, например, предложить использовать ИФ со взаимным вращателем (рис. 6б) и ИФ с поглощающим элементом (рис. 6в), если поменять местами прямой и обратный проходы, при этом  $\gamma_p$  и  $\gamma_1$  также поменяются местами. В результате неразвязка не будет зависеть от  $\xi$ , а величина потерь мощности на первом проходе (хотя и будет пропорциональна  $p^4 \xi^4$ ) не превысит 10 % при мощностях вплоть до значения  $P_{cr}$ , определяемого формулой (55). Другими словами, при таком большом  $\xi$  нужно уменьшать зависимость деполяризации на обоих проходах (а не только на обратном, как обычно) от  $\xi$  (а не от мощности, как обычно). Интерес представляют изучение зависимости  $\xi$  и  $Q$  от содержания скандия в TSAG, а также измерение этих параметров у кристаллов TSLAG и TAG.

*Для уменьшения неразвязки  $\gamma_V$  можно предложить использовать дополнительный короткий ФЭ, помещённый в магнитное поле противоположного знака.* Этот второй ФЭ из-за своей малой длины будет поворачивать поляризацию на малый угол (например,  $-5^\circ$ ), что легко компенсировать, увеличив угол поворота основного ФЭ от  $45^\circ$  до  $50^\circ$ . Если во втором ФЭ будет большее поглощение или меньшая теплопроводность (например, в 10 раз), то при увеличении мощности изменение угла поворота в двух ФЭ будет одинаковым по модулю и противоположным по знаку. Фактически это эквивалентно ФЭ с другим знаком  $dV/dT$ . Подбирая параметры второго ФЭ (длину, ориентацию, направление кристаллографических осей, материал, из которого он изготовлен), можно одновременно с уменьшением  $\gamma_V$  оптимизировать  $\gamma_1$  и  $\gamma_p$ . Такой адаптивный подход, при котором искажения накапливаются в одном элементе и вычитаются в другом (как и в описанных в разделе 3 методах компенсации деполяризации и тепловой линзы), представляется более перспективным, чем профилирование магнитного поля, эффективное только при конкретном значении мощности.

*До сих пор продольная неоднородность магнитного поля никак не использовалась для уменьшения деполяризации.* В то же время сейчас доступны сильные магнитные поля с большими продольными градиентами. Это делает актуальной задачу оптимизации продольного распределения поля с целью компенсации термонаведённой деполяризации. Заметим, что магнитное поле может быть знакопеременным, что значительно расширяет возможности поиска оптимальных распределений.

*Дисковая и прямоугольная геометрии тепловода* представляются многообещающими с теоретической точки зрения, но экспериментально пока исследованы довольно мало. Развитие технологии диффузионной сварки

дисков и оптимизация магнитного поля для прямоугольной геометрии, особенно с большим аспектным отношением, позволят в будущем развить эти малоиспользуемые сейчас методы создания ИФ для лазеров с высокой средней мощностью.

Автор выражает глубокую благодарность своим коллегам О.В. Палашову, И.В. Мухину, Д.С. Железнову, И.Л. Снеткову, Е.А. Миронову, А.В. Старобору, А.Г. Вяткину, И.А. Иванову за помощь в работе и полезные обсуждения, а также А.М. Сергееву и D. Reitze за привлечение автора к исследованию тепловых эффектов в изоляторах Фарадея и проявляемые ими постоянный интерес и внимание к данной работе. Работа выполнена при поддержке мегагрантом 14.B25.31.0024 правительства РФ на базе Института прикладной физики РАН и грантом государственного задания 0035-2014-0016.

## Список литературы

- Maiman T H *Nature* **187** 493 (1960)
- Басов Н Г, Крохин О Н *ЖЭТФ* **46** 171 (1964); Basov N G, Krokhin O N *Sov. Phys. JETP* **19** 123 (1964)
- Герценштейн М Е, Пустовойт В И *ЖЭТФ* **43** 605 (1962); Gertsenshtein M E, Pustovoyt V I *Sov. Phys. JETP* **16** 433 (1963)
- Abbott B P et al. (LIGO Scientific Collab., Virgo Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **116** 061102 (2016)
- Quelle F W (Jr.) *Appl. Opt.* **5** 633 (1966)
- Sims S D, Stein A, Roth C *Appl. Opt.* **6** 579 (1967)
- Ананьев Ю А и др. *Журн. прикладной спектроскопии* **5** 51 (1966); Anan'ev Yu A et al. *J. Appl. Spectrosc.* **5** 36 (1966)
- Мезенов А В, Сомс Л Н, Степанов А И *Термооптика твердотельных лазеров* (Л.: Машиностроение, 1986)
- Ананьев Ю А, Гришманова Н И *Журн. прикладной спектроскопии* **12** 668 (1970); Anan'ev Yu A, Grishmanova N I *J. Appl. Spectrosc.* **12** 503 (1970)
- Мак А А, Митькин В М, Сомс Л Н *Опτικο-механическая промышленность* **9** 65 (1971)
- Витришчак И Б, Сомс Л Н, Тарасов А А *ЖТФ* **44** 1055 (1974); Vitriushchak I B, Soms L N, Tarasov A A *Sov. Phys. Tech. Phys.* **19** 664 (1974)
- Кертес И и др. *ЖЭТФ* **59** 1115 (1970); Kertes I et al. *Sov. Phys. JETP* **32** 606 (1971)
- Foster J D, Osterink L M *J. Appl. Phys.* **41** 3656 (1970)
- Massey G A *Appl. Phys. Lett.* **17** 213 (1970)
- Koehner W *Appl. Opt.* **9** 1429 (1970)
- Koehner W, Rice D K *IEEE J. Quantum Electron.* **6** 557 (1970)
- Karr M A *Appl. Opt.* **10** 893 (1971)
- Koehner W, Rice D K *J. Opt. Soc. Am.* **61** 758 (1971)
- Сомс Л Н, Тарасов А А, Шашкин В В *Квантовая электроника* **7** 619 (1980); Soms L N, Tarasov A A, Shashkin V V *Sov. J. Quantum Electron.* **10** 350 (1980)
- Сомс Л Н, Тарасов А А *Квантовая электроника* **6** 2546 (1979); Soms L N, Tarasov A A *Sov. J. Quantum Electron.* **9** 1506 (1979)
- Scott W C, de Wit M *Appl. Phys. Lett.* **18** 3 (1971)
- Giuliani G, Ristori P *Opt. Commun.* **35** 109 (1980)
- Chen X, Gonzalez S *Appl. Phys. B* **67** 611 (1998)
- Chen X, Chau R *Opt. Commun.* **171** 119 (1999)
- Dabby F W et al. *Appl. Phys. Lett.* **16** 362 (1970)
- Chen X et al. *Opt. Commun.* **153** 301 (1998)
- Klein C A *Opt. Eng.* **29** 343 (1990)
- Klein C A *Opt. Eng.* **36** 1586 (1997)
- Peng Y et al. *Appl. Opt.* **43** 6465 (2004)
- Loze M K, Wright C D *Appl. Opt.* **37** 6822 (1998)
- Shih O W *J. Appl. Phys.* **75** 4382 (1994)
- Strain K A et al. *Phys. Lett. A* **194** 124 (1994)
- Uehara N et al. *Proc. SPIE* **2989** 57 (1997)
- Winkler W et al. *Opt. Commun.* **112** 245 (1994)
- Khristov I P, Tomov I V, Saltiel S M *Opt. Quantum Electron.* **15** 289 (1983)
- Eimerl D *IEEE J. Quantum Electron.* **23** 2238 (1987)
- Hon D *IEEE J. Quantum Electron.* **12** 148 (1976)
- Eimerl D *IEEE J. Quantum Electron.* **23** 575 (1987)
- Horowitz M et al. *Opt. Lett.* **17** 475 (1992)
- Andreev N, Khazanov E, Pasmanik G *IEEE J. Quantum Electron.* **28** 330 (1992)
- Бузялис Р Р, Дементьев А С, Косенко Е К *Оптика и спектроскопия* **56** 749 (1984); Buzyalis R R, Dementev A S, Kosenko E K *Opt. Spectrosc.* **56** 458 (1984)
- Rayleigh Lord *Philos. Trans. R. Soc. Lond.* **176** 343 (1885)
- Faraday M *Philos. Trans. R. Soc. Lond.* **136** 1 (1846)
- Андреев Н Ф, Палашов О В, Пасманик Г А, Хазанов Е А *Квантовая электроника* **24** 581 (1997); Andreev N F, Palashov O V, Pasmanik G A, Khazanov E A *Quantum Electron.* **27** 565 (1997)
- Andreev N et al. *IEEE J. Quantum Electron.* **35** 110 (1999)
- Khazanov E A et al., in *Proc. Conf. on Lasers and Electro-Optics* (San Francisco, CA, 1998) p. 250
- Хазанов Е А *Квантовая электроника* **26** 59 (1999); Khazanov E A *Quantum Electron.* **29** 59 (1999)
- Khazanov E A et al. *IEEE J. Quantum Electron.* **35** 1116 (1999)
- Khazanov E et al. *J. Opt. Soc. Am. B* **17** 99 (2000)
- Андреев Н Ф и др. *Оптический журнал* **67**(6) 66 (2000); Andreev N F et al. *J. Opt. Technol.* **67** 556 (2000)
- Хазанов Е А *Квантовая электроника* **30** 147 (2000); Khazanov E A *Quantum Electron.* **30** 147 (2000)
- Андреев Н Ф и др. *Квантовая электроника* **30** 1107 (2000); Andreev N F et al. *Quantum Electron.* **30** 1107 (2000)
- Хазанов Е А *Квантовая электроника* **31** 351 (2001); Khazanov E A *Quantum Electron.* **31** 351 (2001)
- Khazanov E et al. *Appl. Opt.* **41** 483 (2002)
- Mueller G et al. *Class. Quantum Grav.* **19** 1793 (2002)
- Khazanov E A et al. *Appl. Opt.* **41** 2947 (2002)
- Андреев Н Ф и др. *Квантовая электроника* **32** 91 (2002); Andreev N F et al. *Quantum Electron.* **32** 91 (2002)
- Jones R C *J. Opt. Soc. Am.* **31** 488 (1941)
- Tabor W J, Chen F S *J. Appl. Phys.* **40** 2760 (1969)
- Vyatkin A G, Snetkov I L, Palashov O V, Khazanov E A, in *Proc. CLEO/QELS 2013* (San Jose CA, 2013) paper CTu1O.5
- Starobor A, Palashov O *Opt. Commun.* **354** 103 (2015)
- Nicklaus K et al. *Adv. Solid-State Photon.* MB7 (2006)
- Войтович А В и др. *Квантовая электроника* **37** 471 (2007); Voitovich A V et al. *Quantum Electron.* **37** 471 (2007)
- Mukhin I B, Voitovich A V, Palashov O V, Khazanov E A *Opt. Commun.* **282** 1969 (2009)
- Snetkov I L, Mukhin I B, Palashov O V, Khazanov E A *Opt. Express* **19** 6366 (2011)
- Snetkov I L, Palashov O V *Appl. Phys. B* **109** 239 (2012)
- Миронов Е А и др. *Квантовая электроника* **43** 740 (2013); Mironov E A et al. *Quantum Electron.* **43** 740 (2013)
- Snetkov I L, Voitovich A V, Palashov O V, Khazanov E A *IEEE J. Quantum Electron.* **50** 434 (2014)
- Yasuhara R et al. *Opt. Lett.* **39** 1145 (2014)
- Zhelezov D et al. *Opt. Express* **22** 2578 (2014)
- Zhelezov D et al. *Opt. Lett.* **39** 2183 (2014)
- Mironov E A, Palashov O V *Opt. Express* **22** 23226 (2014)
- Nicklaus K, Langer T *Proc. of SPIE* **7578** 75781U (2010)
- Snetkov I L et al., in *Proc. CLEO/Europe-IQEC* (2015)
- Martinelli M *Opt. Commun.* **72** 341 (1989)
- Bhandari R *Opt. Commun.* **88** 1 (1992)
- Геликонов В М и др. *Письма в ЖТФ* **13** 775 (1987); Gelikonov V M et al. *Sov. Tech. Phys. Lett.* **13** 322 (1987)
- Kawashima T et al. *Proc. SPIE* **3889** 596 (2000)
- Nakai S et al. *Proc. SPIE* **4065** 29 (2000)
- Carr I D, Hanna D C *Appl. Phys. B* **36** 83 (1985)
- Sherman J *Appl. Opt.* **37** 7789 (1998)
- Ostermeyer M R et al. *Appl. Opt.* **41** 7573 (2002)
- Moshe I, Jackel S *Appl. Opt.* **39** 4313 (2000)
- Jackel S M, Kaufman A *Opt. Eng.* **33** 3008 (1994)
- Denman C A, Libby S I *Adv. Solid State Lasers* **26** 608 (1999)



86. Геликонов В М, Леонов В И, Новиков М А *Квантовая электроника* **16** 1905 (1989); Gelikonov V M, Leonov V I, Novikov M A *Quantum Electron.* **19** 1227 (1989)
87. Yamashita S, Hotate K, Ito M *J. Lightwave Technol.* **14** 385 (1996)
88. Olsson N A *Electron. Lett.* **24** 1075 (1988)
89. Khazanov E *Appl. Opt.* **43** 1907 (2004)
90. Strehl K Z. *Instrumentenkunde* **22** 213 (1902)
91. Born M, Wolf E *Principles of Optics* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1999)
92. Siegman A E *Proc. SPIE* **1224** 2 (1990)
93. Perevezentsev E, Poteomkin A, Khazanov E A *Appl. Opt.* **46** 774 (2007)
94. Власов С Н, Петрищев В А, Таланов В И *Изв. вузов. Радиофизика* **14** 1353 (1971); Vlasov S N, Petrishchev V A, Talanov V I *Radiophys. Quantum Electron.* **1062** (1971)
95. Потемкин А К, Хазанов Е А *Квантовая электроника* **35** 1042 (2005); Potemkin A K, Khazanov E A *Quantum Electron.* **35** 1042 (2005)
96. Железняков В В, Кочаровский В В, Кочаровский В В *УФН* **141** 257 (1983); Zheleznyakov V V, Kocharovskii V V, Kocharovskii V V *Sov. Phys. Usp.* **26** 877 (1983)
97. Azzam R M A, Bashara N M *Ellipsometry and Polarized Light* (Amsterdam: North-Holland, 1977); Пер. на русск. яз.: Аззам Р, Башара Н *Эллипсометрия и поляризованный свет* (М.: Мир, 1981)
98. Khazanov E "Faraday isolators for high average power lasers", in *Advances in Solid State Lasers Development and Applications* (Ed. M Grishin) (Rijeka: INTECH, 2010)
99. Khazanov E A *Opt. Lett.* **27** 716 (2002)
100. Снетков И Л, Мухин И Б, Палашов О В, Хазанов Е А *Квантовая электроника* **37** 633 (2007); Snetkov I L, Mukhin I B, Palashov O V, Khazanov E A *Quantum Electron.* **37** 633 (2007)
101. Каган М А, Хазанов Е А *Квантовая электроника* **33** 876 (2003); Kagan M A, Khazanov E A *Quantum Electron.* **33** 876 (2003)
102. Kagan M A, Khazanov E A *Appl. Opt.* **43** 6030 (2004)
103. Vyatkin A G, Khazanov A E *J. Opt. Soc. Am. B* **29** 10 (2012)
104. Snetkov I L et al. *Opt. Express* **21** 21254 (2013)
105. Shiraishi K, Tajima F, Kawakami S *Opt. Lett.* **11** 82 (1986)
106. Mironov E A et al. *Opt. Lett.* **40** 2794 (2015)
107. Palashov O V et al. *J. Opt. Soc. Am. B* **29** 1784 (2012)
108. Yasuhara R et al. *Appl. Phys. Lett.* **105** 241104 (2014)
109. Snetkov I, Palashov O *Opt. Mater.* **42** 293 (2015)
110. Snetkov I L et al. *Opt. Express* **22** 4144 (2014)
111. Палашов О В и др. *Квантовая электроника* **41** 858 (2011); Palashov O V et al. *Quantum Electron.* **41** 858 (2011)
112. Buhner C F *Opt. Lett.* **14** 1180 (1989)
113. Mironov E A, Voitovich A V, Palashov O V *Laser Phys. Lett.* **13** 035001 (2016)
114. The VIRGO Collab. *Appl. Opt.* **47** 5853 (2008)
115. Katherin L D et al. *Rev. Sci. Instrum.* **83** 033109 (2012)
116. Mansell J D et al. *App. Opt.* **40** 366 (2001)
117. Khazanov E A et al. *IEEE J. Quantum Electron.* **40** 1500 (2004)
118. Zelenogorsky V, Palashov O, Khazanov E *Opt. Commun.* **278** 8 (2007)
119. Joiner R E, Marburger J, Steier W H *Appl. Phys. Lett.* **30** 485 (1977)
120. Snetkov I L, Vyatkin A G, Palashov O V, Khazanov E A *Opt. Express* **20** 13357 (2012)
121. Каримов Д Н и др. *Кристаллография* **59** 788 (2014); Karimov D N et al. *Crystallogr. Rep.* **59** 718 (2014)
122. Zelmon D E et al. *Appl. Opt.* **55** 834 (2016)
123. Padula C F, Young C G *IEEE J. Quantum Electron.* **3** 493 (1967)
124. Железнов Д С и др. *Квантовая электроника* **36** 383 (2006); Zheleznov D S et al. *Quantum Electron.* **36** 383 (2006)
125. Barnes N P, Petway L P *J. Opt. Soc. Am. B* **9** 1912 (1992)
126. Валиев У В и др. *ФТТ* **24** 2818 (1982); Valiev U V et al. *Sov. Phys. Solid State* **24** 1596 (1982)
127. Yasuhara R et al. *Opt. Express* **15** 11255 (2007)
128. Zheleznov D S, Starobor A V, Palashov O V, Khazanov E A *J. Opt. Soc. Am. B* **29** 786 (2012)
129. Starobor A V, Zheleznov D S, Palashov O V, Khazanov E A *J. Opt. Soc. Am. B* **28** 1409 (2011)
130. Slack G A, Oliver D W *Phys. Rev. B* **4** 592 (1971)
131. Rothhardt C et al. *Proc. SPIE* **8601** 86010T (2013)
132. Mironov E A et al. *Appl. Opt.* **53** 3486 (2014)
133. Mironov E A et al. *Appl. Opt.* **51** 5073 (2012)
134. Mironov E A, Voitovich A V, Palashov O V *Opt. Commun.* **295** 170 (2013)
135. Железнов Д С и др. *Квантовая электроника* **40** 276 (2010); Zheleznov D S et al. *Quantum Electron.* **40** 276 (2010)
136. Zheleznov D S et al. *IEEE J. Quantum Electron.* **43** 451 (2007)
137. Starobor A V, Zheleznov D S, Palashov O V *IEEE J. Quantum Electron.* **48** 1120 (2012)
138. Robinson C C *Appl. Opt.* **3** 1163 (1964)
139. Weber M J *Proc. SPIE* **681** 75 (1986)
140. Johnston T F, Proffitt W *IEEE J. Quantum Electron.* **16** 483 (1980)
141. Мухин И Б, Палашов О В, Хазанов Е А, Иванов И А *Письма в ЖЭТФ* **81** 120 (2005); Mukhin I B, Palashov O V, Khazanov E A, Ivanov I A *JETP Lett.* **81** 90 (2005)
142. Vyatkin A G, Khazanov E A *J. Opt. Soc. Am. B* **28** 6 (2011)
143. Geho M, Sekijima T, Fujii T *J. Cryst. Growth* **267** 188 (2004)
144. Lin H, Zhou S, Teng H *Opt. Mater.* **33** 1833 (2011)
145. Ganschow S et al. *Proc. SPIE* **3178** 55 (1997)
146. Valiev U V et al. *J. Luminesc.* **176** 86 (2016)
147. Pawlak D A et al. *J. Cryst. Growth* **226** 341 (2001)
148. Shimamura K, Villora E G *Acta Phys. Polon. A* **124** 265 (2013)
149. Villora E G et al. *Appl. Phys. Lett.* **99** 011111 (2011)
150. Shimamura K et al. *Crystal Growth Design* **10** 3466 (2010)
151. Furuse H et al. *Opt. Mater. Express* **6** 191 (2015)
152. Starobor A, Palashov O, Zhou S *Opt. Lett.* **41** 1510 (2016)
153. Chen Z et al. *Mater. Lett.* **145** 171 (2015)
154. Chen Z et al. *Mater. Lett.* **161** 93 (2015)
155. Wang X et al. *J. Alloys Comp.* **649** 1085 (2015)
156. Chen Z et al. *Opt. Lett.* **40** 820 (2015)
157. Guo F et al. *Opt. Mater.* **47** 543 (2015)
158. Guo F Y et al. *J. Cryst. Growth* **397** 19 (2014)
159. Kang J et al. *Opt. Mater.* **36** 1266 (2014)
160. Mei M et al. *Adv. Mater. Res.* **306–307** 1722 (2011)
161. Chen X et al. *Opt. Mater.* **37** 188 (2014)
162. Guo F et al. *Opt. Mater.* **35** 227 (2012)
163. Chen X et al. *J. Cryst. Growth* **421** 8 (2015)
164. Liu J et al. *J. Cryst. Growth* **310** 2613 (2008)
165. Veber P et al. *CrystEngComm* **17** 492 (2015)
166. Snetkov I L et al. *Appl. Phys. Lett.* **108** 161905 (2016)
167. Snetkov I L et al. *IEEE J. Quantum Electron.* **51** (2015)
168. Mironov E A et al. *Opt. Lett.* **40** 4919 (2015)
169. Zheleznov D S, Starobor A V, Palashov O V *Opt. Mater.* **46** 526 (2015)
170. Kruk A et al. *Opt. Appl.* **45** 585 (2015)
171. Vyatkin A G *IEEE J. Quantum Electron.* **50** 1061 (2014)
172. Vyatkin A G, Khazanov E A *IEEE J. Quantum Electron.* **51** 1700108 (2015)
173. Valiev U V et al. *J. Appl. Phys.* **104** 073903 (2008)
174. Зеленогорский В В, Хазанов Е А *Квантовая электроника* **40** 40 (2010); Zelenogorskii V V, Khazanov E A *Quantum Electron.* **40** 40 (2010)
175. Авакянц Л И и др. *Квантовая электроника* **5** 724 (1978); Avakyan L I et al. *Quantum Electron.* **8** 423 (1978)
176. Демская Э Л, Прохорова Т И *Физика и химия стекла* **9** 554 (1983)
177. Savinkov V I et al. *J. Non-Cryst. Solids* **356** 1655 (2010)
178. Starobor A V et al. *Opt. Commun.* **358** 176 (2016)
179. Jackson W B et al. *Appl. Opt.* **20** 1333 (1981)
180. Alexandrovski A et al. *Proc. of SPIE* **7193** 71930D (2009)
181. Kuznetsov I et al. *Opt. Mater. Express* **4** 2204 (2014)
182. Sato Y, Taira T *Opt. Express* **14** 10528 (2006)
183. Morikawa J, Hashimoto T *Jpn. J. Appl. Phys.* **37** L1484 (1998)
184. Gauthier D J, Narum P, Boyd R W *Opt. Lett.* **11** 623 (1986)
185. Geho M et al. *Jpn. J. Appl. Phys.* **44** 4967 (2005)
186. Birch K P *Opt. Commun.* **43** 79 (1982)
187. Tréneç G et al. *Appl. Opt.* **50** 4788 (2011)
188. Миронов Е А и др. *Квантовая электроника* **43** 740 (2013); Mironov E A et al. *Quantum Electron.* **43** 740 (2013)

189. Миронов Е А, Войтович А В, Палашов О В *Квантовая электроника* **41** 71 (2011); Mironov E A, Voitovich A V, Palashov O V *Quantum Electron.* **41** 71 (2011)
190. Nicklaus K, Seyffert G, US Patent US20120194906 A1 (2009)
191. Мухин И Б, Хазанов Е А *Квантовая электроника* **34** 973 (2004); Mukhin I B, Khazanov E A *Quantum Electron.* **34** 973 (2004)
192. Zheleznov D S, Khazanov E A, Mukhin I B, Palashov O V *Proc. SPIE* **6610** 66100F (2007)
193. Mironov E A et al. *Opt. Commun.* **338** 565 (2015)
194. Зарубина Т В, Петровский Г Т *Оптический журнал*. **59** (11) 48 (1992); Zarubina T V, Petrovsky G T *J. Opt. Technol.* **59** 700 (1992)
195. Зарубина Т В и др. *Оптический журнал*. **64** (11) 67 (1997); Zarubina T V et al. *J. Opt. Technol.* **64** 1041 (1997)
196. Chen X et al. *Solid-State Electron.* **42** 1765 (1998)
197. Jiang Y, Myers M J, Rhonenhouse D *Proc. SPIE* **1761** 268 (1992)
198. Kaminskii A A et al. *Laser Phys. Lett.* **2** 489 (2005)
199. Raja M Y A, Allen D, Sisk W *Appl. Phys. Lett.* **67** 2123 (1995)
200. Ivanov I et al., in *Proc. CLEO/EUROPE-EQEC 2009* (Munich, Germany, 2009) p. CE.P.12
201. Chen X et al. *Solid State Commun.* **110** 431 (1999)
202. Yasuhara R, Furuse H *Opt. Lett.* **38** 1751 (2013)
203. Yasuhara R et al. *Opt. Express* **21** 31443 (2013)
204. Starobor A et al. *Opt. Mater.* **47** 112 (2015)
205. Starobor A V, Zheleznov D S, Palashov O V *Laser Phys.* **26** 025801 (2016)
206. Malshakov A N, Pasmanik G, Poteomkin A K *Appl. Opt.* **36** 6403 (1997)
207. Зарубина Т В, частное сообщение (2000)
208. Davis J A, Bunch R M *Appl. Opt.* **23** 633 (1984)

### Thermooptics of magnetoactive medium: Faraday isolators for high average power lasers

**E.A. Khazanov**

*Institute of Applied Physics, Russian Academy of Sciences,  
ul. Ul'yanova 46, 603950 Nizhny Novgorod, Russian Federation  
E-mail: khazanov@appl.sci-nnov.ru*

The Faraday isolator, one of the key high-power laser elements, provides optical isolation between the master oscillator and the power amplifier or between the laser and its target, for example, a gravitational wave detector interferometer. However, the absorbed radiation inevitably makes the magnetoactive medium heat up and leads to thermally induced polarization and phase distortions in the laser beam — self-action process which limits the use of Faraday isolators in high average power lasers. What is unique about a magnetoactive medium thermooptics is that parasitic thermal effects arise against the background of circular birefringence rather than in an isotropic medium. Also, even an insignificant polarization distortions of the radiation result in a worse isolation ratio, which is the key characteristic of the Faraday isolator. All possible laser beam distortions are analyzed for their deteriorating effect on the Faraday isolator parameters. The mechanisms responsible for and key physical parameters associated with different kinds of distortions are identified and discussed. Methods for compensating for and suppressing parasitic thermal effects are described in detail, the published experimental data are systematized, and directions for further research are discussed based on the results achieved.

**Keywords:** thermal effects in lasers, solid-state lasers with high average power, optical isolation, Faraday isolators

PACS numbers: **42.60.** – v, **42.79.** – e, 85.70.Sq

Bibliography — 208 references

*Received 2 March 2016*

*Uspekhi Fizicheskikh Nauk* **186** (9) 975–1000 (2016)

*Physics–Uspekhi* **59** (9) (2016)

DOI: 10.3367/UFNr.2016.03.037829

DOI: 10.3367/UFNe.2016.03.037829