PACS 85.70.Sq; 42.55.-f

Использование тонких дисков в изоляторах Фарадея для лазеров с высокой средней мощностью

И.Б.Мухин, Е.А.Хазанов

Исследована возможность создания изолятора Фарадея, состоящего из нескольких тонких магнитоактивных дисков. Аналитический и численный анализ проведен с учетом фотоупругого эффекта, температурной зависимости постоянной Верде и френелевских переотражений между дисками. Показано, что в дисковой геометрии неразвязка, вызванная тепловыми эффектами, существенно меньше, чем в стержневой геометрии. Полученные результаты свидетельствуют о возможности создания изолятора Фарадея для лазерного излучения с мультикиловаттной средней мощностью.

Ключевые слова: *изолятор Фарадея, фотоупругий эффект, деполяризация.*

1. Введение

Рост средней мощности как непрерывных, так и импульсно-периодических лазеров делает актуальным исследование тепловых эффектов, связанных с поглощением лазерного излучения в различных оптических элементах. Изолятор Фарадея весьма сильно подвержен тепловому самовоздействию, т. к. поглощение излучения в магнитоактивных средах велико. Неоднородное по поперечному сечению распределение температуры приводит к искажению волнового фронта (тепловая линза) в результате зависимости показателя преломления от температуры, к неоднородному распределению угла поворота плоскости поляризации, вызванному зависимостью постоянной Верде от температуры, и к линейному двулучепреломлению из-за термоупругих напряжений (фотоупругий эффект). К поляризационным искажениям и, следовательно, к ухудшению развязки приводят два последних эффекта.

Для магнитоактивных элементов стержневой формы данные явления были подробно исследованы в работах [1 – 11] (см. также ссылки в них). В этих работах показано, что наибольший вклад в неразвязку дает фотоупругий эффект, а влиянием температурной зависимости постоянной Верде можно пренебречь. Для повышения средней мощности проходящего излучения в [1] были предложены и исследованы новые схемы изоляторов Фарадея. В них вместо одного фарадеевского элемента, поворачивающего плоскость поляризации на 45°, используются два 22.5-градусных фарадеевских элемента и взаимный оптический элемент между ними. При этом искажения, возникшие при проходе через первый элемент, частично компенсируются при прохождении через второй.

Резюмируя результаты, представленные в вышеупомянутой литературе, можно сделать следующий вывод: при использовании стержневой геометрии могут быть созданы надежные изоляторы для излучения со средней мощностью до 1 кВт. Для продвижения в мультикиловаттный диапазон необходимы новые подходы, связанные с изменением геометрии активных элементов изоляторов Фарадея. Применение слэбов весьма эффективно [12], но только для прямоугольных (эллиптических) пучков.

В настоящей работе исследуется изолятор Фарадея, представляющий собой набор тонких дисков, охлаждаемых через оптическую поверхность. Такая геометрия приводит к уменьшению поперечного градиента температуры в дисках и, следовательно, к уменьшению линейного двулучепреломления.

2. Неразвязка в дисковых изоляторах Фарадея

Все изоляторы, изображенные на рис.1, в отсутствие тепловых эффектов полностью пропускают излучение на первом проходе (слева направо) и не пропускают его на втором. Суммарная толщина дисков L должна быть такой же, как и в цилиндрической геометрии, поскольку нужно обеспечить суммарный угол поворота плоскости поляризации 45° при прохождении излучением всех дисков. Следовательно, необходимо использовать N дисков толщиной $h = L/N$ каждый. Наличие тепловых эффектов приводит к появлению поля, прошедшего через поляризатор *1* на втором проходе. Локальная неразвязка изолятора Фарадея определяется как

$$\Gamma(r,\varphi) = \frac{|\boldsymbol{E}_x(r,\varphi)|^2}{|\boldsymbol{E}(r,\varphi)|^2}, \quad (1)$$

где $\boldsymbol{E}$ – комплексная амплитуда поля, падающего на поляризатор *1* на обратном проходе; $\boldsymbol{E}_x$ – комплексная амплитуда поля, прошедшего через поляризатор *1*; r, φ – полярные координаты. Наибольший интерес представляет интегральная по сечению пучка неразвязка

$$\gamma = \frac{\int_0^{2\pi} \mathrm{d}\varphi \int_0^R \Gamma I(r) r \mathrm{d}r}{\int_0^{2\pi} \mathrm{d}\varphi \int_0^R I(r) r \mathrm{d}r}. \quad (2)$$

И.Б.Мухин, Е.А.Хазанов. Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46

Поступила в редакцию 13 апреля 2004 г., после доработки – 30 июня 2004 г.

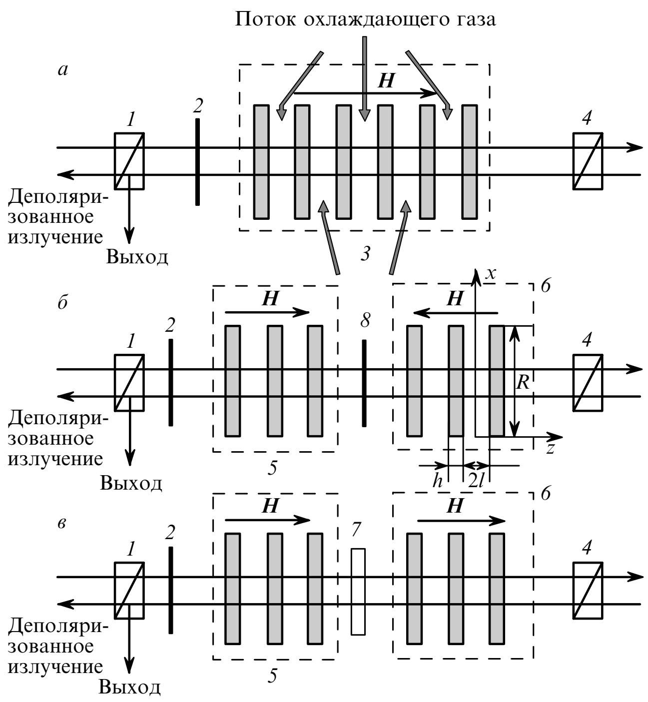

Рис.1. Традиционная схема изолятора Фарадея (*а*) и схемы с компенсацией поляризационных искажений (*б*, *в*) [2]:
1, *4* – поляризаторы; *2*, *8* – пластинки $\lambda/2$; *3* – 45-градусный вращатель Фарадея; *5* – 22.5-градусный вращатель Фарадея по часовой стрелке; *6* – 22.5-градусный вращатель Фарадея против часовой стрелки; *7* – взаимный вращатель поляризации.

Здесь $I(r)$ – интенсивность лазерного пучка; R – радиус дисков. Далее мы будем считать, что лазерный пучок радиусом r_0 имеет супергауссову форму с показателем степени m:

$$I(r) = I_0 \exp\left(-\frac{r^{2m}}{r_0^{2m}}\right). \tag{3}$$

При разности фаз линейного двулучепреломления δ_{lin}, много меньшей единицы, в [1] получены выражения для $\Gamma_{0,\text{L,R}}$:

$$\Gamma_0 = \frac{2}{\pi^2}\delta_{\text{lin}}^2 \sin^2\left(2\Psi - \frac{\pi}{4}\right) + O(\delta_{\text{lin}}^4), \tag{4}$$

$$\Gamma_{\text{L}} = \frac{16\delta_{\text{lin}}^4}{\pi^4}\left[a + b\left(\frac{\sin 4\Psi}{\sqrt{2}} - \frac{\cos 4\Psi}{\sqrt{2}}\right)\right]^2 + O(\delta_{\text{lin}}^6), \tag{5}$$

$$\Gamma_{\text{R}} = \frac{16\delta_{\text{lin}}^4}{\pi^4}a^2 + O(\delta_{\text{lin}}^6), \tag{6}$$

где $a = (\pi - 2\sqrt{2})/8$; $b = (2 - \sqrt{2})/4$; Ψ – угол наклона собственной поляризации; индексы 0, L, R относятся к схемам на рис.1,*а*,*б* и *в* соответственно. Для магнитоактивного кристалла с ориентациями [001] и [111] угол Ψ определяется по формулам [10]

$$\tan(2\Psi - 2\theta) = \xi \tan(2\varphi - 2\theta) \text{ для ориентации [001]}, \tag{7}$$

$$\Psi = \varphi \qquad \text{для ориентации [111]}, \tag{8}$$

где θ – угол между кристаллографической осью и осью x; $\xi = (p_{11} - p_{12})/(2p_{44})$; p_{ij} – коэффициенты фотоупругости.

Таким образом, для определения Γ и, следовательно, γ необходимо вычислить δ_{lin}. Эта величина существенно зависит от геометрии: от размеров диска R и h и радиуса лазерного пучка r_0. Найдем интегральную неразвязку для трех вариантов соотношения размеров диска и радиуса пучка: $h \ll r_0 \ll R$ (тонкий и широкоапертурный диск), $h \ll r_0$, $r_0 \simeq R$ (тонкий диск) и R, $r_0 \simeq h$ (общий случай).

Тонкий и широкоапертурный диск ($h \ll r_0 \ll R$). В этом приближении можно считать диск настолько тонким, что все тепло отводится через его торцы, не распространяясь вдоль радиуса. Диск находится в плосконапряженном состоянии [13], а его радиус настолько больше радиуса лазерного пучка, что в (2) можно интегрировать до бесконечности.

В случае плосконапряженного состояния на N дисках будет набегать разность фаз линейного двулучепреломления [14]

$$\delta_{\text{lin}} = 4\pi\frac{L}{\lambda}q(\varphi)Q_{\text{disc}}\frac{1}{r^2}\int_0^r r^2\left[\frac{\mathrm{d}\tilde{T}(r)}{\mathrm{d}r}\right]\mathrm{d}r, \tag{9}$$

где

$$q(\varphi) = \begin{cases} \left[\dfrac{1 + \xi^2\tan^2(2\varphi - 2\theta)}{1 + \tan^2(2\varphi - 2\theta)}\right]^{1/2} & \text{для ориентации [001]}, \\[2ex] \dfrac{1 + 2\xi}{3} & \text{для ориентации [111]}; \end{cases} \tag{10}$$

$$Q_{\text{disc}} = \left(\frac{1}{L}\frac{\mathrm{d}L}{\mathrm{d}T}\right)\frac{n_0^3}{4}(1 + \nu)(p_{11} - p_{12});$$

ν – коэффициент Пуассона;

$$\tilde{T}(r) = \frac{1}{h}\int_0^h T(r,z)\mathrm{d}z$$

– средняя по толщине диска температура. Из (7)–(10) видно, что выражения для δ_{lin} и Ψ для ориентации [111] могут быть получены из соответствующих выражений для ориентации [001] при формальной замене

$$\xi \to 1, \quad Q_{\text{disc}} \to Q_{\text{disc}}(1 + 2\xi)/3. \tag{11}$$

Далее мы будем приводить все результаты только для ориентации [001], имея в виду, что результаты для [111] могут быть легко получены с помощью замены (11). Заметим, что обратный переход от ориентации [111] к [001] невозможен. Для всех стеклянных элементов $\xi = 1$. При $\xi = 1$ выражения (7)–(10) (и все полученные далее результаты) для ориентаций [001] и [111] совпадают. При этом $\Psi = \varphi$, а δ_{lin} не зависит ни от φ ни от θ.

Заметим, что в (9) входит не сама температура, а ее градиент. Для его нахождения необходимо проинтегрировать уравнение теплопроводности

$$\frac{\mathrm{d}^2 T}{\mathrm{d}z^2} + \frac{1}{r}\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}r}\left(r\frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}r}\right) = -\frac{\alpha I_0}{k}\exp\left(-\frac{r^{2m}}{r_0^{2m}}\right) \tag{12}$$

с граничным условием

$$T(r,0) = T(r,h) = T_0.$$

Здесь α и k – коэффициент поглощения и теплопроводность магнитоактивной среды соответственно. Учитывая, что тепло отводится через торцы, можно считать второе слагаемое в левой части уравнения (12) пренебрежимо малым при любом соотношении радиусов пучка и диска. Тогда легко получить необходимое выражение для $\mathrm{d}\tilde{T}/\mathrm{d}r$:

$$\frac{\mathrm{d}\tilde{T}(r)}{\mathrm{d}r} \equiv \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}r}\frac{1}{h}\int_0^h T(r,z)\mathrm{d}z$$

$$= \frac{\alpha\pi r_0^2 I_0}{k}\frac{h^2}{6\pi r_0^2}\frac{m}{r}\frac{r^{2m}}{r_0^{2m}}\exp\left(-\frac{r^{2m}}{r_0^{2m}}\right). \tag{13}$$

Строго говоря, рассматриваемая задача соответствует граничным условиям третьего рода, поэтому (13) следует считать приближенным решением, которое достаточно хорошо согласуется с точным решением и экспериментальными результатами. Это подтверждается результатами, полученными при анализе тепловых процессов в активных элементах твердотельных лазеров (см., напр., [14]). Заметим, что при больших m уже нельзя будет пренебрегать вторым членом в левой части уравнения (12). Подставляя (13) в (9), а результат в выражения (4)–(6), после интегрирования (2) с учетом (3) получим интегральную неразвязку γ. При оптимальных с точки зрения минимума неразвязки углах θ [1] для каждой из схем найдем следующие формулы:

$$\gamma_0^{\min} = \frac{1}{\pi^2}A_1(m)p^2\left(\frac{h}{r_0}\right)^4, \tag{14}$$

$$\gamma_{\mathrm{L}}^{\min} = \frac{8}{\pi^4}A_2(m)p^4\xi^2(2a^2+b^2)\left(\frac{h}{r_0}\right)^8, \tag{15}$$

$$\gamma_{\mathrm{R}}^{\min} = \frac{6}{\pi^4}A_2(m)a^2\left(1+\frac{2}{3}\xi^2+\xi^4\right)p^4\left(\frac{h}{r_0}\right)^8, \tag{16}$$

где

$$p = \frac{L}{\lambda}Q_{\mathrm{disc}}\frac{\alpha P_0}{k}$$

– безразмерная величина, характеризующая мощность P_0 проходящего излучения;

$$A_1 = \frac{m^2}{9}\int_0^\infty \exp(-t^m)$$

$$\times\frac{1}{t^2}\left[\int_0^t u^m\exp(-u^m)\mathrm{d}u\right]^2\mathrm{d}t\bigg/\int_0^\infty\exp(-u^m)\mathrm{d}u, \tag{17}$$

$$A_2 = \frac{m^4}{3^4}\int_0^\infty \exp(-t^m)$$

$$\times\frac{1}{t^4}\left[\int_0^t u^m\exp(-u^m)\mathrm{d}u\right]^4\mathrm{d}t\bigg/\int_0^\infty\exp(-u^m)\mathrm{d}u \tag{18}$$

– константы, определяемые формой пучка.

Тонкий диск ($h \ll r_0, r_0 \simeq R$). В этом приближении мы по-прежнему можем пользоваться условием плосконапряженного состояния и, следовательно, формулой (9). В то же время тепло распространяется вдоль радиуса и пренебрегать вторым слагаемым в левой части (12) нельзя.

Для решения уравнения (12) будем считать, что боковая поверхность диска хорошо теплоизолирована и тепло через нее не проходит, а на торцах диска поддерживается температура T_0. Тогда граничные условия для уравнения теплопроводности будут иметь вид

$$\left.\frac{\mathrm{d}T(r,z)}{\mathrm{d}r}\right|_{r=R} = 0, \tag{19}$$

$$T(r,0) = T(r,h) = T_0. \tag{20}$$

Решая (12) методом разделения переменных, получаем

$$T(r,z) = T_0 + \frac{\alpha P_0}{\pi k r_0^2}\sum_{n,k=1}^{\infty}C_{nk}\sin\left(\frac{\pi n}{h}z\right)J_0\left(\frac{\mu_k}{R}r\right), \tag{21}$$

где

$$C_{nk} = \frac{2[1-(-1)^n]}{\pi n\left[(\mu_k/R)^2+(\pi n/h)^2\right]}$$

$$\times\int_0^{R^2/r_0^2}\exp(-u^m)J_0\left(\frac{\mu_k}{R}r_0\sqrt{u}\right)\mathrm{d}u\bigg/\int_0^{R^2/r_0^2}J_0^2\left(\frac{\mu_k}{R}r_0\sqrt{u}\right)\mathrm{d}u;$$

J_i – функции Бесселя; μ_k удовлетворяют уравнению $J_1(\mu_k) = 0$.

Проведя необходимые вычисления, нетрудно получить минимальную неразвязку, которая будет выражаться формулами (14)–(16). Однако в этом случае величины $A_{1,2}$ зависят от размеров диска и радиуса лазерного пучка:

$$A_1 = \sum_{n,k=1}^{\infty}\left\{\frac{4[1-(-1)^n]}{\pi^2 n}\frac{C_{nk}}{h^2}\right\}^2\int_0^{R^2/r_0^2}\exp(-u^m)$$

$$\times\left[J_2\left(\frac{\mu_k}{R}r_0\sqrt{u}\right)\right]^2\mathrm{d}u\bigg/\int_0^{R^2/r_0^2}\exp(-u^m)\mathrm{d}u, \tag{22}$$

$$A_2 = \sum_{n,k=1}^{\infty}\left\{\frac{4[1-(-1)^n]}{\pi^2 n}\frac{C_{nk}}{h^2}\right\}^4\int_0^{R^2/r_0^2}\exp(-u^m)$$

$$\times\left[J_2\left(\frac{\mu_k}{R}r_0\sqrt{u}\right)\right]^4\mathrm{d}u\bigg/\int_0^{R^2/r_0^2}\exp(-u^m)\mathrm{d}u. \tag{23}$$

Общий случай ($R, r_0 \simeq h$). При радиусе пучка, сравнимом с толщиной диска, необходимо отказаться от приближения плосконапряженного состояния дисков и применять более общее выражение для линейного двулучепреломления. Используя соотношения, связывающие тензоры упругих деформаций и механических напряжений ε и σ для цилиндра произвольной формы [13], и процедуру, описанную в [10], можно получить следующее выражение для δ_{lin}:

$$\delta_{\mathrm{lin}} = N\frac{2\pi}{\lambda}\left[\frac{1+\xi^2\tan^2(2\Psi-2\theta)}{1+\tan^2(2\Psi-2\theta)}\right]^{1/2}\frac{n_0^3}{2}(p_{11}-p_{12})$$

$$\times\int_0^h[\sigma_{rr}(r,z)-\sigma_{\varphi\varphi}(r,z)]\mathrm{d}z. \tag{24}$$

Для нахождения элементов тензора напряжений мы применяли метод, рассмотренный в [15]. В нем вектор смещений ищется как сумма частного решения неоднородного и общего решения однородного уравнения Навье–Стокса. При этом распределение температуры в диске определяется формулой (21). Интегральную неразвязку и в этом случае можно свести к виду (14)–(16), где $A_{1,2}$ имеют вид

$$A_1 = \int_0^{R^2/r_0^2} \left[t_1(r_0\sqrt{u}) + t_2(r_0\sqrt{u})\right]^2 \times \exp(-u^m)\mathrm{d}u \Big/ \int_0^{R^2/r_0^2} \exp(-u^m)\mathrm{d}u, \quad (25)$$

$$A_2 = \int_0^{R^2/r_0^2} \left[t_1(r_0\sqrt{u}) + t_2(r_0\sqrt{u})\right]^4 \times \exp(-u^m)\mathrm{d}u \Big/ \int_0^{R^2/r_0^2} \exp(-u^m)\mathrm{d}u. \quad (26)$$

Здесь

$$t_1(r) = 4\frac{1+\nu}{1-\nu}\int_0^\infty \left(\frac{k}{h}\right)^2 \mathrm{d}k\left[J_0(kr) - 2\frac{J_1(kr)}{kr}\right]\sum_{n,k=1}^{\infty} W_{nk};$$

$$t_2(r) = \frac{4}{1-2\nu}\int_0^\infty \left(\frac{k}{h}\right)^2 k\mathrm{d}k\left[J_0(kr) - 2\frac{J_1(kr)}{kr}\right]f(kh);$$

$$W_{nk} = \frac{[1-(-1)^n]C_{nk}}{\pi n}\,\frac{k^2h^2}{k^2h^2+\pi^2n^2}\,\frac{R^3 J_0(\mu_k)J_1(kR)}{(kR)^2-\mu_k^2};$$

$$f(y) = \frac{2(1-2\nu)}{\sinh y + y}\,\frac{1+\nu}{1-\nu}\left[1+(1-2\nu)\frac{\sinh y}{y}\right]\int_0^\infty \rho\mathrm{d}\rho \times \int_0^h \mathrm{d}\eta J_0(k\rho)\frac{T(\rho,\eta)\sinh(kh/2)\cosh(k\eta - kh/2)}{k\sinh(kh)}.$$

3. Влияние температурной зависимости постоянной Верде и френелевских переотражений

Оценим влияние эффектов, которыми мы пренебрегли при получении формул (14)–(16). Будем считать, что изменение по поперечному сечению постоянной Верде V мало по сравнению с ней самой. Тогда выражение для угла поворота плоскости поляризации Φ для каждого фарадеевского элемента можно записать следующим образом:

$$\Phi(r) = \Phi_0\left\{1 + \left(\frac{1}{V}\frac{\mathrm{d}V}{\mathrm{d}T}\right)\left[\tilde{T}(r) - \tilde{T}(0)\right]\right\}. \quad (27)$$

Константу Φ_0 можно выбрать так, чтобы неразвязка была минимальной. Проведя расчет аналогично [3], нетрудно получить неразвязку γ_V, обусловленную температурной зависимостью постоянной Верде. Для гауссова пучка выражение для нее будет иметь вид

$$\gamma_V = 3.6\times10^{-5}\left(\frac{\lambda}{LQ_{\text{disc}}}\right)^2\left(\frac{1}{V}\frac{\mathrm{d}V}{\mathrm{d}T}\right)^2 p^2\left(\frac{h}{r_0}\right)^4. \quad (28)$$

Сравним ее с неразвязкой, обусловленной фотоупругим эффектом. Для кристалла TGG взяв $V^{-1}(\mathrm{d}V/\mathrm{d}T) = 3.5\times10^{-3}$ K^{-1} [16], $L/\lambda = 3\times10^4$ и $Q_{\text{disc}} = 1.9\times10^{-6}$ K^{-1} [17], получим $\gamma_V/\gamma_0^{\min} = 1.4\times10^{-4}$. Таким образом, при использовании первой схемы (рис.1,*а*) зависимостью постоянной Верде от температуры можно пренебречь по сравнению с фотоупругим эффектом. Сравнение (28) и (15), (16) показывает, что при использовании второй и третьей схем (рис.1,*б* и *в*) величина γ_V также несущественна.

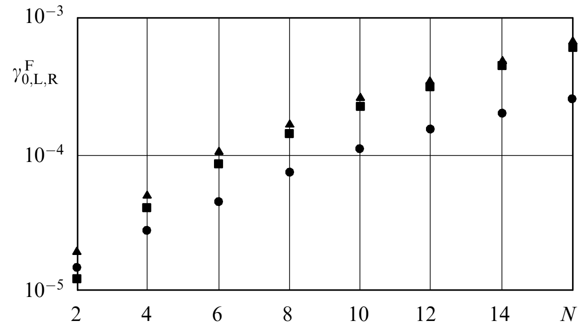

Рис.2. Зависимости вызванной френелевскими переотражениями неразвязки γ_0^{F} (■), $\gamma_{\mathrm{L}}^{\mathrm{F}}$ (●) и $\gamma_{\mathrm{R}}^{\mathrm{F}}$ (▲) от числа используемых дисков N при $R_{\mathrm{F}} = 0.2\%$.

Оценим влияние френелевских переотражений. Проходящее через изолятор Фарадея излучение, дважды отражаясь от поверхностей дисков, образует волну, распространяющуюся параллельно проходящей волне и в том же направлении. Интенсивность этой волны в R_{F}^2 раз меньше (R_{F} – коэффициент отражения по интенсивности), а поляризация повернута на дополнительный угол, соответствующий дополнительному проходу излучения через магнитоактивную среду. Пренебрегая пучками, возникшими после четырех переотражений, а также учитывая, что $R_{\mathrm{F}} \ll 1$, получаем следующие выражения для неразвязки в соответствующих схемах:

$$\gamma_0^{\mathrm{F}} = R_{\mathrm{F}}^2\left[1+\sum_{n=1}^{N}4(N-n)\sin^2\left(\frac{n\pi}{2N}\right)\right] \approx \frac{3(N^2+1)}{5}R_{\mathrm{F}}^2, \quad (29)$$

$$\gamma_{\mathrm{L}}^{\mathrm{F}} = R_{\mathrm{F}}^2\left[2+16\sum_{n=1}^{N/2}\left(\frac{N}{2}-n\right)\sin^2\left(\frac{n\pi}{2N}\right)+2 + 4\sum_{n=1}^{N/2}\left(\frac{N}{2}-n\right)\sin^2\left(\frac{n\pi}{2N}\right)\right], \quad (30)$$

$$\gamma_{\mathrm{R}}^{\mathrm{F}} = R_{\mathrm{F}}^2\left[1+4\sum_{n=1}^{N}(N-n)\sin^2\left(\frac{n\pi}{2N}\right)+2 + 4\sum_{n=1}^{N/2}\left(\frac{N}{2}-n\right)\sin^2\left(\frac{n\pi}{2N}\right)\right]. \quad (31)$$

На рис.2 приведены зависимости $\gamma^{\mathrm{F}}_{0,\mathrm{L,R}}$ от числа дисков. Заметим, что при увеличении числа дисков величины $\gamma^{\mathrm{F}}_{0,\mathrm{L,R}}$ растут, а $\gamma^{\min}_{0,\mathrm{L,R}}$ убывают, т. е. для получения минимальной неразвязки в каждом конкретном случае необходимо подбирать оптимальное число дисков. В то же время для $R_{\mathrm{F}} < 0.2\,\%$ (что не представляет технических трудностей) величины $\gamma^{\mathrm{F}}_{0,\mathrm{L,R}}$ достаточно малы.

4. Охлаждение дисков

Самым существенным недостатком дисковой геометрии является охлаждение через оптические поверхности, хотя такой способ охлаждения используется на практике [18]. Оценим, какие градиенты температуры возникают в диске.

Пусть охлаждение производится способом, указанным на рис.1. Далее для оценки будем считать диски квадратными, а источники тепла равномерно распределенными по диску. Для охлаждения необходимо обеспечить ламинарный поток газа во избежание фазовых искажений, вызванных турбулентностью. Будем также считать, что распределение температуры газа вдоль оси z равномерно, для этого необходимо использовать газ с большой теплопроводностью, например гелий, теплопроводность которого составляет 0.152 Вт·К$^{-1}$·м$^{-1}$. Для обеспечения ламинарного течения гелия необходимо выполнение условия $Ul < 0.08$ м^2/с [19], где U – средняя скорость газа, а $2l$ – величина зазора между дисками. В стационарном режиме вдоль оптической поверхности дисков возникнет дополнительный градиент температуры [18]

$$\frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}x} = \frac{\alpha h P_0}{4Ulc_{\mathrm{g}}R^2}, \tag{32}$$

где c_{g} – теплоемкость газа. Заметим, что $\alpha h P_0$ – это мощность тепловыделения в одном диске. Пусть $\alpha = 10^{-3}$ см$^{-1}$, $Ul = 0.08$ м^2/с, $P_0 = 10$ кВт, $h = 3$ мм, $c_{\mathrm{g}} = 555$ Дж·К$^{-1}$·м$^{-3}$, $R = 1$ см, тогда $\mathrm{d}T/\mathrm{d}x = 1.7$ К/см. Таким образом, на торцах диска возникает дополнительный градиент температуры вдоль оси x, что приводит к перераспределению фотоупругих напряжений и появлению дополнительной деполяризации. Однако этот эффект может быть компенсирован при прохождении излучения по следующему диску (который обдувается в противоположном направлении).

Охлаждение двух торцов диска потоками газа, движущимися в противоположных направлениях (см. рис.1), приводит к возникновению градиента температуры $\mathrm{d}T/\mathrm{d}z$ вдоль оси z. При указанных выше параметрах $\mathrm{d}T/\mathrm{d}z = 11$ К/см. Такие значения градиента температуры могут вызвать разрушение диска, если он выполнен из магнитоактивного стекла. Для увеличения мощности проходящего излучения необходимо использовать более прочные диски из монокристалла TGG или поликристаллической TGG-керамики [12, 20]. В то же время продольные градиенты можно существенно уменьшить, если обдувать все диски с одной стороны (например, снизу вверх), т. к. температура хладогента на правой и левой границах диска будет одинакова. Оптимальная геометрия охлаждения требует дальнейших исследований.

5. Обсуждение результатов и выводы

Безразмерный параметр p по своему физическому смыслу является нормированной мощностью лазерного излучения. Для кристаллов TGG теплопроводность $k = 7.4$ Вт·К$^{-1}$·м$^{-1}$, а отношение L/λ можно взять для оценок равным 30000. Поглощение кристаллов TGG различается в несколько раз для разных образцов, даже если они выращены в одной фирме [10, 11]. Для TGG с минимальным [10] поглощением ($\alpha Q_{\mathrm{disc}} = 2.5 \times 10^{-7}$ К$^{-1}$·м$^{-1}$) параметр $p = 1$ при мощности лазерного излучения $P_0 = 1$ кВт. В то же время для магнитоактивных стекол параметр $p \approx 1$ при $P_0 = 100$ Вт.

На рис.3 представлены зависимости неразвязки от параметра p для дисковой и стержневой геометрии магнитоактивных элементов изолятора Фарадея. Использование дисков с аспектным отношением $r_0/h = 2$ в первой схеме позволяет отказаться от стержней уже при $p > 2$. Таким образом, нет необходимости использовать вторую и третью схемы. С ростом аспектного отношения преимущество дисковых изоляторов Фарадея лишь увеличивается. Однако применение тонких дисков приводит к увеличению их числа. Использование дисков во второй и третьей схемах позволяет создать изоляторы Фарадея, работающие при мощности десятки киловатт.

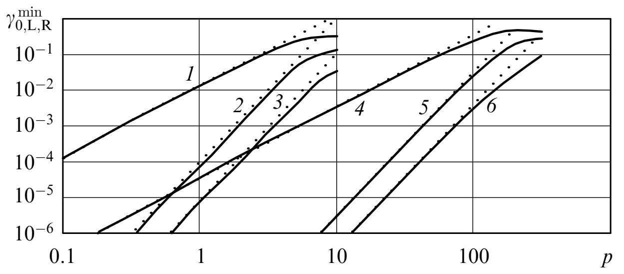

Рис.3. Зависимости неразвязки изолятора Фарадея $\gamma_0^{\min}$ (*1, 4*), $\gamma_{\mathrm{L}}^{\min}$ (*2, 5*) и $\gamma_{\mathrm{R}}^{\min}$ (*3, 6*) от параметра p при $\xi = 1$ для стержневой геометрии (*1–3*) и дисковой геометрии с аспектным отношением $r_0/h = 2$ (*4–6*). Сплошные кривые – результаты численного расчета, пунктирные – расчет в приближении $\delta_{\mathrm{lin}} \ll 1$.

Заметим, что при приближении r_0 к R и больших m наблюдается резкое уменьшение неразвязки (рис.4). Это обусловлено выравниванием температуры по радиусу диска. Однако применение этого механизма уменьшения неразвязки связано с большими техническими трудностями (необходимы супергауссовы пучки с большим показателем m, а также совпадение r_0 и R с погрешностью не хуже 5 %).

Сравнение значений неразвязки в трех рассмотренных в разд.2 случаях показывает, что при $r_0 > 2h$ она достаточно хорошо описывается формулами первого и второго приближений (см. табл.1) и расчет по громоздким формулам (25), (26) не нужен.

При мультикиловаттной мощности линейное двулучепреломление может существенно возрасти и условие $\delta_{\mathrm{lin}} \ll 1$ нарушится. В этом случае формулы (4)–(6) являются неверными, а для нахождения неразвязки необходим численный расчет. Результаты вычислений приведены на рис.3 для гауссова пучка с аспектным отношением $r_0/h = 2$. Видно, что вплоть до $p = 100$ формулы (14)–(16) дают достаточно точный результат. Если аспектное отношение равно 1.5, то расхождения между аналитическим и численным расчетами наблюдаются уже при $p > 40$. Таким образом, формулы (14)–(16), полученные в приближении $\delta_{\mathrm{lin}} \ll 1$, вполне справедливы при мультикиловаттных мощностях.

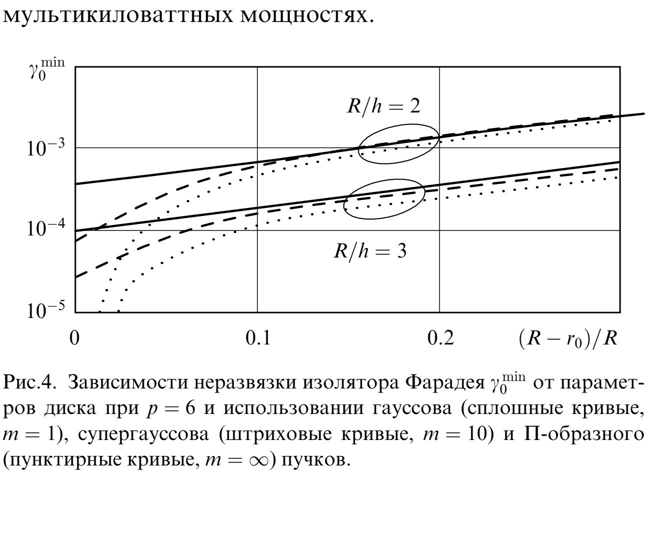

Рис.4. Зависимости неразвязки изолятора Фарадея $\gamma_0^{\min}$ от параметров диска при $p = 6$ и использовании гауссова (сплошные кривые, $m = 1$), супергауссова (штриховые кривые, $m = 10$) и П-образного (пунктирные кривые, $m = \infty$) пучков.

Табл.1. Относительная погрешность вычисления неразвязки в двух приближениях по сравнению с результатами точных расчетов с использованием формул (25), (26).

r_0/h	Приближение	
	$h \ll r_0 \ll R$	$h \ll r_0, r_0 \simeq R$
1.5	86 %	16 %
2	38 %	6 %
2.5	16 %	2.8 %
3	4 %	0.8 %

Резюмируем результаты исследований, проведенных для изоляторов Фарадея с дисковой геометрией:

1. Неразвязка, обусловленная температурной зависимостью постоянной Верде, пренебрежимо мала по сравнению с неразвязкой, вызванной фотоупругим эффектом. Френелевские переотражения при коэффициенте отражения $R_{\mathrm{F}} < 0.2$ % также не приводят к существенной неразвязке.

2. Граничные условия на боковой поверхности дисков слабо влияют на неразвязку.

3. Дисковая геометрия усложняет отвод тепла. Даже при обдувании дисков гелием возникают существенные градиенты температуры, что может вызвать появление дополнительной неразвязки. Оптимальная геометрия охлаждения требует дальнейших исследований.

4. Неразвязка пропорциональна квадрату мощности и обратно пропорциональна четвертой степени аспектного отношения для традиционной схемы (рис.1,*а*), а также пропорциональна четвертой степени мощности и обратно пропорциональна восьмой степени аспектного отношения для новых схем (рис.1,*б*,*в*).

5. При замене стержней на диски можно получить неразвязку 30 дБ при мощности 10 кВт, если толщина диска меньше радиуса гауссова пучка.

Авторы выражают благодарность А.К.Потемкину за полезные обсуждения и помощь в работе.

1. Хазанов Е.А. *Квантовая электроника*, **26**, 59 (1999).
2. Eichler H.J., Mehl O., Eichler J. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3613**, 166 (1999).
3. Khazanov E.A., Kulagin O.V., Yoshida S., Tanner D., Reitze D. *IEEE J. Quantum Electron.*, **35**, 1116 (1999).
4. Андреев Н.Ф., Палашов О.В., Потемкин А.К., Райтци Д.Х., Сергеев А.М., Хазанов Е.А. *Квантовая электроника*, **30**, 1107 (2000).
5. Хазанов Е.А. *Квантовая электроника*, **30**, 147 (2000).
6. Khazanov E., Andreev N., Babin A., Kiselev A., Palashov O., Reitze D. *J. Opt. Soc. Am. B*, **17**, 99 (2000).
7. Хазанов Е.А. *Квантовая электроника*, **31**, 351 (2001).
8. Андреев Н.Ф., Катин Е.В., Палашов О.В., Потемкин А.К., Райтци Д.Х., Сергеев А.М., Хазанов Е.А. *Квантовая электроника*, **32**, 91 (2002).
9. Khazanov E.A., Anastasiyev A.A., Andreev N.F., Voytovich A., Palashov O.V. *Appl. Opt.*, **41**, 2947 (2002).
10. Khazanov E., Andreev N., Palashov O., Poteomkin A., Sergeev A., Mehl O., Reitze D. *Appl. Opt.*, **41**, 483 (2002).
11. Mueller G., Amin R.S., Guagliardo D., McFeron D., Lundock R., Reitze D.H., Tanner D.B. *Classical and Quantum Gravity*, **19**, 1793 (2002).
12. Khazanov E. *Appl. Opt.*, **43**, 1907 (2004).
13. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Теория упругости* (М.: Наука, 1987).
14. Мезенов А.В., Сомс Л.Н., Степанов А.И. *Термооптика твердотельных лазеров* (Л.: Машиностроение, 1986).
15. Olmstead M.A., Amer N.M., Kohn S. *Appl. Phys. A*, **32**, 141 (1983).
16. Barnes N.P., Petway L.P. *J. Opt. Soc. Am. B*, **9**, 1912 (1992).
17. Khazanov E., Andreev N., Mal'shakov A., Palashov O., Poteomkin A., Sergeev A., Shaykin A., Zelenogorsky V., Ivanov I., Amin R., Mueller G., Tanner D.B., Reitze D.H. *IEEE J. Quantum Electron.*, **40** (10) (2004).
18. Eimerl D. *IEEE J. Quantum Elecron.*, **23**, 575 (1987).
19. Петухов Б.С. *Теплообмен и сопротивление при ламинарном течении жидкости в трубах* (М.: Энергия, 1967).
20. Kagan M.A., Khazanov E.A. *Appl. Opt.*, **43** (32) (2004).