

Новый вращатель Фарадея для лазеров с большой средней мощностью

Е.А.Хазанов

Предложена новая схема вращателя Фарадея, позволяющая частично компенсировать деполаризацию излучения в магнитоактивных элементах, вызванную нагревом из-за поглощения лазерного излучения. Аналитически и численно проведено сравнение новой схемы с традиционной при использовании как стеклянной, так и кристаллической магнитоактивной среды. Полученные данные свидетельствуют о возможности создания вращателя, обеспечивающего компенсацию двулучепреломления в активных элементах с погрешностью до 1% при средней мощности лазерного излучения во вращателе 1 кВт.

Ключевые слова: вращатель Фарадея, компенсация двулучепреломления, деполаризация.

1. Введение

В связи с повышением в последние годы средней мощности лазеров все более актуальным становится вопрос об исследовании тепловых эффектов, вызванных поглощением лазерного излучения в изоляторах и вращателях Фарадея [1–5]. Во многих приложениях требуется сочетание высокой средней мощности с малой неразвязкой и с малостью вносимых aberrаций. В качестве ярких примеров можно привести лазерный интерферометр для детектирования гравитационных волн [6] и лазерный драйвер для управляемого термоядерного реактора [7].

Поглощение излучения в фарадеевских элементах вызывает неоднородное по поперечному сечению распределение температуры. Это приводит к возникновению тепловой линзы, неоднородному распределению угла поворота плоскости поляризации (из-за зависимости постоянной Верде от температуры) и линейному двулучепреломлению из-за фотоупругого эффекта. Aberrации, вызванные тепловой линзой, не приводят к поляризационным искажениям и могут быть эффективно компенсированы при помощи ОВФ-зеркала [1, 2] или сферической оптики [4]. Далее мы будем считать, что aberrаций нет или они скомпенсированы.

Самонаведенная деполаризация мощного излучения в магнитоактивной среде была впервые исследована в [8–11], где показано, что наибольший вклад в неразвязку дает фотоупругий эффект, а влиянием температурной зависимости постоянной Верде можно пренебречь. В [12] этот вывод был подтвержден экспериментально.

Для лазеров с высокой средней мощностью в [10] были предложены и теоретически исследованы две новые схемы изолятора Фарадея. Они состоят из двух фарадеевских элементов, поворачивающих плоскость поляризации на 22.5° каждый и взаимного оптического элемента между ними. При этом поляризационные искаже-

ния, полученные пучком при прохождении первого элемента, частично компенсируются при прохождении второго. Последующие эксперименты [12] подтвердили высокую эффективность этих схем. В работе [13] проведено сравнение двух новых и традиционной схем изолятора Фарадея с точки зрения как получения максимальной развязки, так и уменьшения aberrаций пучка. Зависимость развязки различных схем изолятора от ориентации магнитоактивного кристалла подробно исследована в [14]. Результаты работ [10–14] демонстрируют возможность создания надежного изолятора Фарадея для средней мощности излучения порядка 1 кВт.

В то же время проблема компенсации деполаризации во вращателях Фарадея до настоящего времени не исследовалась и даже не обсуждалась. В отличие от изолятора, вращатель Фарадея не имеет поляризаторов и используется не для оптической развязки, а, как правило, для компенсации двулучепреломления в активных элементах (АЭ) мощных лазерных систем (рис. 1, а). Действительно, после двух проходов через вращатель Фарадея и повторного прохода через АЭ линейная поляризация излучения восстанавливается. Такой способ компенсации двулучепреломления в АЭ давно и эффективно используется в лазерных усилителях [1, 2, 7, 15], а в последнее время стал применяться также в генераторах [4, 16] и регенератив-

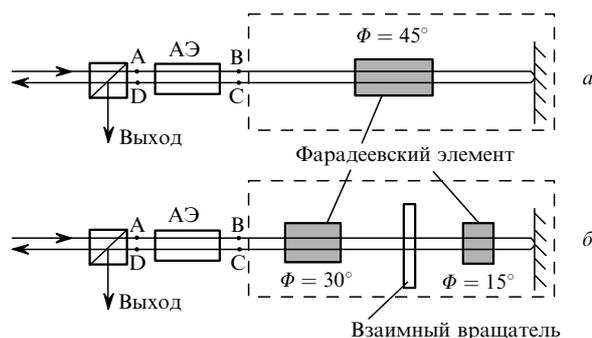


Рис.1. Схема компенсации двулучепреломления в АЭ при помощи традиционной (а) и новой (б) схем вращателя Фарадея.

ных усилителях [16]. Очевидно, что если сам вращатель Фарадея вносит поляризационные искажения (деполяризация), то и компенсация двулучепреломления в АЭ будет неполной. В настоящей работе впервые получены зависимости эффективности этой компенсации от мощности лазерного излучения, мощности тепловыделения в АЭ и других параметров.

Несмотря на большое сходство вращателя Фарадея и изолятора Фарадея, между ними существуют два важных отличия, которые делают неэффективным использование для вращателя новых схем изолятора, рассмотренных в [10].

Во-первых, на развязку влияет только деполяризация на втором проходе излучения через изолятор, а во вращателе поляризационные искажения накапливаются в течение двух проходов. Помимо очевидного количественного, этот факт имеет более важное качественное следствие. В силу невзаимности эффекта Фарадея новые схемы изолятора, обеспечивая эффективную компенсацию деполяризации на обратном проходе, практически не уменьшают ее на первом [13].

Во-вторых, падающее на изолятор излучение всегда линейно поляризовано (мы полагаем поляризаторы идеальными) в определенном направлении. В связи с этим для хорошей развязки достаточно, чтобы только эта линейная поляризация мало искажалась на обратном проходе. На вращатель же падает уже деполяризованное в АЭ излучение, причем при сильной деполяризации его поляризация в различных точках поперечного сечения может быть произвольной. По этой причине для идеальной компенсации двулучепреломления в АЭ необходимо, чтобы вращатель поворачивал без искажений эллипс поляризации за два прохода на 90° . Точный расчет показывает, что использование новых схем поляризатора [10] для вращателя позволяет лишь незначительно улучшить его параметры по сравнению с традиционной схемой.

В данной работе предложена и исследована новая схема вращателя Фарадея для лазеров с высокой средней мощностью. Проведено сравнение эффективности компенсации двулучепреломления в АЭ при помощи этой схемы, традиционной схемы, а также недавно предложенной [17] схемы, содержащей пластинку $\lambda/4$.

2. Новая схема вращателя Фарадея

Идея компенсации деполяризации во вращателе Фарадея заключается в замене 45° -градусного фарадеевского элемента на два элемента различной длины, разделенных взаимным вращателем поляризации. При этом появляются два свободных параметра: β – угол поворота взаимного вращателя и t – отношение угла поворота первого фарадеевского элемента к суммарному углу поворота обоих фарадеевских элементов Φ_0 , который равен 45° . Угол β может принимать значения от нуля до π , а параметр t – от нуля до единицы.

На рис. 1 приведены варианты компенсации двулучепреломления в АЭ при помощи традиционной схемы вращателя Фарадея и новой схемы с компенсацией поляризационных искажений самого вращателя. Комбинацию вращателя Фарадея и зеркала (штриховой прямоугольник на рис. 1, а, б) называют фарадеевским зеркалом. В точке А излучение поляризовано горизонтально (в плоскости рисунка). Из-за двулучепреломления в АЭ в точке В оно становится деполяризованным (состояние поляри-

зации постоянно во времени, но изменяется по поперечному сечению). В обеих схемах в отсутствие тепловых эффектов в элементах Фарадея эллипс поляризации в точке С после отражения от фарадеевского зеркала поворачивается ровно на 90° , не изменяя ни эллиптичности, ни направления вращения поляризации (в лабораторной системе отсчета). В этом случае после повторного прохождения через АЭ излучение в точке D становится вертикально поляризованным (перпендикулярно плоскости рисунка) и полностью отражается поляризатором, т. е. двулучепреломление в АЭ полностью компенсируется. Однако вызванные градиентом температуры в магнитоактивной среде искажения поляризации приводят к неполной компенсации двулучепреломления в АЭ, т. е. в точке D появляется излучение с горизонтальной поляризацией, которое проходит через поляризатор.

Очевидно, что чем больше матрица Джонса фарадеевского зеркала M отличается от матрицы поворота на 90° – матрицы идеального фарадеевского зеркала, тем больше влияние деполяризации излучения в магнитоактивной среде. В соответствии с рис. 1 матрицы Джонса фарадеевского зеркала при использовании традиционного (индекс old) и нового (индекс new) вращателей Фарадея есть

$$M_{\text{old}} = F(\Phi_0, \delta_1)F(\Phi_0, \delta_1), \quad (1)$$

$$M_{\text{new}} = F(t\Phi_0, t\delta_1)R(-\beta)F((1-t)\Phi_0, (1-t)\delta_1) \times F((1-t)\Phi_0, (1-t)\delta_1)R(\beta)F(t\Phi_0, t\delta_1), \quad (2)$$

где

$$R(\beta) = \begin{pmatrix} \cos \beta & \sin \beta \\ -\sin \beta & \cos \beta \end{pmatrix}, \quad (3)$$

$$F(\Phi, \delta_1) = \sin \frac{\delta}{2} \begin{pmatrix} \cot \frac{\delta}{2} - i \frac{\delta_1}{\delta} \cos 2\Psi & -\frac{2\Phi}{\delta} - i \frac{\delta_1}{\delta} \sin 2\Psi \\ \frac{2\Phi}{\delta} - i \frac{\delta_1}{\delta} \sin 2\Psi & \cot \frac{\delta}{2} + i \frac{\delta_1}{\delta} \cos 2\Psi \end{pmatrix}$$

– матрицы Джонса взаимного кварцевого вращателя поляризации и элемента Фарадея с учетом наведенного дополнительно к циркулярному линейного двулучепреломления [9, 18, 19]; δ_1 и Ψ – разность фаз и угол наклона к оси x собственной поляризации (рис. 2) термонаведенного линейного двулучепреломления; Φ – угол поворота



Рис. 2. Схема сечения магнитоактивного кристалла.

плоскости поляризации фарадеевского элемента; $\Phi_0 = \pi/4 = \delta_c/2$; $\delta^2 = \delta_1^2 + \delta_c^2$. Мы полагаем, что магнитное поле и тепловыделение (т. е. величины Φ и δ_1) однородны по всей длине. Как видно из (1), для обеих схем δ_1 – это набег фаз за один проход через весь вращатель Фарадея.

Рассмотрим случай, когда линейное двулучепреломление мало, т. е.

$$\delta_1 \ll 1. \quad (4)$$

В этом приближении, подставляя (3) в (2), получаем следующие выражения для элементов матрицы M_{new} :

$$M_{11\text{new}} = M_{22\text{new}}^* = O(\delta_1^2) - i \left[\frac{2\delta_1}{\pi} m_1 + O(\delta_1^3) \right],$$

$$M_{21\text{new}} = -M_{12\text{new}}^* = 1 + O(\delta_1^2) - i \left[\frac{2\delta_1}{\pi} m_2 + O(\delta_1^3) \right],$$

где

$$m_1 = \sin \frac{t\pi}{2} \cos \frac{(1-t)\pi}{2} \cos 2\Psi + \sin \frac{(1-t)\pi}{2} \times \left[\cos(2\Psi + 2\beta) - \left(1 - \cos \frac{t\pi}{2} \right) \cos 2\Psi \right];$$

$$m_2 = \sin \frac{t\pi}{2} \cos \frac{(1-t)\pi}{2} \sin 2\Psi + \sin \frac{(1-t)\pi}{2} \times \left[\sin(2\Psi + 2\beta) - \left(1 - \cos \frac{t\pi}{2} \right) \sin 2\Psi \right].$$

Приравнивая m_1 и m_2 к нулю, получаем условия, при которых разность матриц поворота на 90° и M_{new} становится порядка δ_1^2 :

$$\beta = \frac{\pi}{2}, \quad t = \frac{2}{3}. \quad (5)$$

Подставляя (3) в (1), с учетом (4) легко получить, что разность матриц поворота на 90° и M_{old} есть величина порядка δ_1 . Таким образом, при выполнении условий (5) в новой схеме вращателя Фарадея происходит существенное уменьшение деполаризации. Как видно из (5), для этого необходимо поместить 90° -градусный кварцевый вращатель между двумя фарадеевскими вращателями, поворачивающими плоскость поляризации на углы 30° и 15° . Далее будем исследовать новый вращатель Фарадея при этих оптимальных параметрах.

3. Компенсация двулучепреломления в АЭ

В отсутствие тепловых эффектов в магнитоактивной среде (малая мощность излучения) обе схемы вращателя Фарадея обеспечивают идеальную компенсацию двулучепреломления в АЭ. Определим, насколько эффективна эта компенсация при большой мощности. Пусть в точке А поле E_A имеет гауссово распределение интенсивности с амплитудой E_0 и радиусом r_0 и поляризовано вдоль оси x :

$$E_A = x_0 E_0 \exp\left(-\frac{r^2}{2r_0^2}\right), \quad (6)$$

где x_0 – единичный вектор вдоль оси x . Тогда на обратном проходе в точке D поле E_D определяется через матрицы Джонса активного элемента A и фарадеевского зеркала M (1), (2):

$$E_{D\text{old},D\text{new}} = AM_{\text{old,new}}AE_A. \quad (7)$$

Неточность компенсации двулучепреломления в АЭ характеризуется неразвязкой γ – отношением мощности, прошедшей через поляризатор в обратном направлении, к полной мощности лазерного излучения:

$$\gamma_{\text{old,new}} = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\infty |E_{\text{old,new}} x_0|^2 r dr \times \left(\int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\infty |E_{\text{old,new}}|^2 r dr \right)^{-1}, \quad (8)$$

где r и φ – полярные координаты. Мы полагаем, что световые диаметры вращателя Фарадея и АЭ таковы, что апертурными потерями можно пренебречь и интегрировать в (8) по r до бесконечности.

Будем считать, что распределение мощности накачки и, следовательно, тепловыделения в АЭ однородно по объему. Тогда для бесконечно длинного цилиндрического АЭ с ориентацией кристалла [111], имеющего коэффициент усиления по полю K_0 , матрица A имеет вид [20]

$$A = K_0 \sin \frac{\delta_a}{2} \begin{pmatrix} \cot \frac{\delta_a}{2} - i \cos 2\varphi & -i \sin 2\varphi \\ -i \sin 2\varphi & \cot \frac{\delta_a}{2} + i \cos 2\varphi \end{pmatrix}, \quad (9)$$

где

$$\delta_a = \frac{r^2}{r_0^2} p_a; \quad \xi_a = \frac{2p_{a44}}{p_{a11} - p_{a12}};$$

$$Q_a = \left(\frac{1}{L_a} \frac{dL_a}{dT} \right) \frac{n_a^3}{4} \frac{1 + v_a}{1 - v_a} (p_{a11} - p_{a12});$$

$$p_a = \frac{1}{2\lambda} \frac{Q_a}{\kappa_a} \frac{1 + 2\xi_a}{3} \frac{r_0^2}{R^2} P_a; \quad (10)$$

$v_a, \kappa_a, n_a, p_{ajj}, L_a, R$ – коэффициент Пуассона, теплопроводность, показатель преломления, коэффициенты фотоупругости в двухиндексном обозначении Ная [21], длина и радиус АЭ; T – температура АЭ; λ – длина волны; P_a – мощность тепловыделения в АЭ. Эти выражения справедливы также и для стеклянных АЭ, для которых $\xi_a = 1$. Далее мы не будем учитывать эффект насыщения усиления в АЭ и будем считать $K_0 = \text{const}$.

Теперь для определения $\gamma_{\text{old,new}}$ необходимо найти только δ_1 и Ψ , которые задаются ориентацией магнитоактивного кристалла и градиентом температуры в нем. Ограничимся рассмотрением двух наиболее часто используемых ориентаций кубического кристалла – [001] и [111] (относительно других ориентаций см. [14]), а также стеклянного магнитоактивного элемента. Для бесконечно длинного цилиндрического элемента воспользуемся выражениями из [10, 14, 20]:

$$\delta_1(r, \varphi) = 2p \left[r_0^2 \frac{1 - \exp(-r^2/r_0^2)}{r^2} - 1 \right] \times [\cos^2(2\varphi - 2\theta) + \xi^2 \sin^2(2\varphi - 2\theta)]^{1/2} \text{ и}$$

$$\tan(2\Psi - 2\theta) = \xi \tan(2\varphi - 2\theta) \quad \text{для } [001], \quad (11)$$

$$\delta_1(r, \varphi) = 2p \left[r_0^2 \frac{1 - \exp(-r^2/r_0^2)}{r^2} - 1 \right] \frac{1 + 2\xi}{3} \text{ и}$$

$$\Psi = \varphi \text{ для } [111],$$

где

$$\xi = \frac{2p_{44}}{p_{11} - p_{12}}; \quad Q = \left(\frac{1}{L} \frac{dL}{dT} \right) \frac{n_0^3}{4} \frac{1+v}{1-v} (p_{11} - p_{12}); \quad (12)$$

$$p = \frac{L \alpha Q}{\lambda \varkappa} P_0; \quad (13)$$

$v, \varkappa, \alpha, n_0, p_{ij}, L$ – коэффициент Пуассона, теплопроводность, коэффициент поглощения, показатель преломления, коэффициенты фотоупругости и длина магнитоактивной среды; θ – угол между кристаллографической осью и осью x (см. рис.2); P_0 – мощность лазерного излучения в точке В или С (из-за малости поглощения в магнитоактивной среде мы считаем эти мощности одинаковыми). Выражения (11) справедливы также и для стеклянных фарадеевских элементов, для которых $\xi = 1$. Множитель 2 в выражениях для δ_1 отражает тот факт, что за счет двух проходов излучения через вращатель Фарадея тепловыделение удваивается.

Подставляя (3) и (11) в (1) и (2), а результат подстановки вместе с (6), (7) и (9) в (8), после интегрирования с учетом (4) и (5) получаем неразвязку $\gamma_{old,new}$. Для ориентации магнитоактивного кристалла [001] неразвязка зависит от угла θ . Вращая кристалл вокруг оси пучка можно легко изменить θ , минимизируя неразвязку. Анализируя выражение (8) после интегрирования, легко показать, что для обеих схем вращателя Фарадея оптимальным является угол $\theta_{opt} = 0$. Для этого оптимального значения получаем окончательные выражения для неразвязки:

$$\gamma_{old} = \frac{p^2}{\pi^2} \left\{ 8A_1 + \int_0^\infty \left[4(\xi^2 - 1) \sin^2 \frac{p_a y}{2} + (5\xi^2 + 2\xi + 1) \times \sin^2(p_a y) \right] \left[1 - \frac{1 - \exp(-y)}{y} \right]^2 \exp(-y) dy \right\} \text{ при } [001], \quad (14)$$

$$\gamma_{old} = \frac{8p^2}{\pi^2} \left(\frac{1 + 2\xi}{3} \right)^2 \left\{ A_1 + \int_0^\infty \sin^2(p_a y) \left[1 - \frac{1 - \exp(-y)}{y} \right]^2 \times \exp(-y) dy \right\} \text{ при } [111],$$

$$\gamma_{new} = \frac{(2\sqrt{3} - \pi)^2 p^4}{\pi^4} \left\{ (6\xi^4 + 4\xi^2 + 6)A_2 - (5\xi^4 + 2\xi^2 + 1) \times \int_0^\infty \sin^2(p_a y) \left[1 - \frac{1 - \exp(-y)}{y} \right]^4 \exp(-y) dy \right\} \text{ при } [001],$$

$$\gamma_{new} = \frac{8(2\sqrt{3} - \pi)^2 p^4}{\pi^4} \left(\frac{1 + 2\xi}{3} \right)^4 \left\{ 2A_2 - \int_0^\infty \sin^2(p_a y) \times \left[1 - \frac{1 - \exp(-y)}{y} \right]^4 \exp(-y) dy \right\} \text{ при } [111], \quad (15)$$

где

$$A_1 = \int_0^\infty \left[\frac{1}{y} - \frac{\exp(-y)}{y} - 1 \right]^2 \frac{dy}{\exp y} \simeq 0.137;$$

$$A_2 = \int_0^\infty \left[\frac{1}{y} - \frac{\exp(-y)}{y} - 1 \right]^4 \frac{dy}{\exp y} \simeq 0.042.$$

При $\xi = 1$ выражения для ориентаций [001] и [111] дают одинаковый результат, соответствующий стеклянному магнитоактивному элементу.

Недавно [17] для компенсации двулучепреломления в АЭ было предложено вместо вращателя Фарадея использовать пластинку $\lambda/4$ с оптическими осями, параллельными осям x и y , т. е. осям поляризатора (рис.1). Заменяя в (7) матрицу M квадратом матрицы пластинки $\lambda/4$ и продельвая аналогичные вычисления, получаем неразвязку γ_4 для этого случая:

$$\gamma_4 = \frac{3}{4} \frac{p_a^4}{(1 + p_a^2)(1 + 4p_a^2)}. \quad (16)$$

Аналогично, заменяя в (7) матрицу M единичной матрицей, получаем неразвязку γ_a для случая, когда нет никакой компенсации двулучепреломления в АЭ:

$$\gamma_a = \frac{p_a^2}{1 + 4p_a^2}. \quad (17)$$

Таким образом, в последних двух случаях неразвязка определяется только параметром p_a – нормированной мощностью тепловыделений в АЭ (10), а при использовании вращателя Фарадея в традиционной (см. (14)) или новой (см. (15)) схемах (рис.1) – еще двумя параметрами: нормированной мощностью лазерного излучения во вращателе Фарадея p (13) и параметром магнитоактивного кристалла ξ (12).

4. Обсуждение результатов и выводы

Обсудим полученные результаты. Будем рассматривать два случая: стеклянный магнитоактивный элемент ($\xi = 1$) и наиболее распространенный в мощных лазерных системах магнитоактивный кристалл тербий-галлиевого граната (ТГГ), параметр ξ для которого был недавно измерен и равняется 2.2 [14]. Прежде всего, заметим, что неразвязка (14) для традиционной схемы вращателя пропорциональна квадрату нормированной мощности излучения (p^2), а неразвязка (15) для новой схемы – четвертой степени (p^4). Во-первых, это говорит о более эффективной работе новой схемы при $p < 1$, а во-вторых, позволяет легко рассчитать неразвязку при любом p , используя построенные по формулам (14), (15) графики для $p = 1$, приведенные на рис.3.

В отсутствие двулучепреломления в АЭ (при $p_a = 0$) неразвязка при применении вращателя Фарадея не рав-

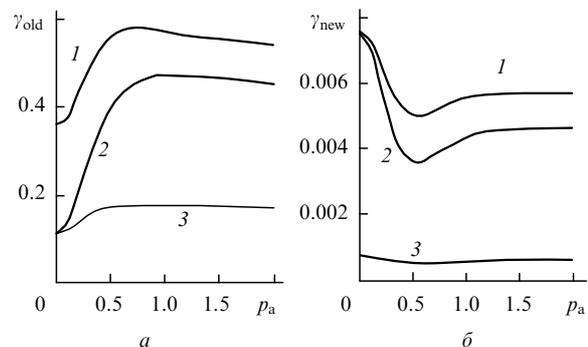


Рис.3. Построенные по формулам (14) и (15) при $p = 1$ зависимости неразвязки от p_a для традиционной (а) и новой (б) схем вращателя Фарадея при использовании ТГГ с ориентацией [111] (1) и [001] (2) и стекла (3).

на нулю. При $p_a = 0$ все интегралы в (14), (15) равны нулю и получающиеся в этом случае простые выражения описывают зависимость деполаризации в самом вращателе от мощности лазерного излучения (параметра p). Эти выражения могут быть полезны при анализе других приложений вращателя Фарадея, не связанных с компенсацией двулучепреломления в АЭ. В частности, для ориентации [001] неразвязка $\gamma_{old}(p_a = 0) = 8A_1p^2/\pi^2$, что совпадает с выражением из [9] для этого случая.

Как видно из рис.3, $\gamma_{new}(p_a > 0) < \gamma_{new}(p_a = 0)$, в то время как $\gamma_{old}(p_a > 0) > \gamma_{old}(p_a = 0)$, т. е. двулучепреломление в АЭ увеличивает неразвязку традиционного вращателя Фарадея и уменьшает неразвязку нового вращателя. Это справедливо и для кристаллов, и для стеклянных магнитоактивных элементов, причем в последнем случае зависимость неразвязки от p_a очень слабая (см. рис.3) и для оценки неразвязки при любом p_a вполне можно воспользоваться значением $\gamma_{old,new}$ при $p_a = 0$, $\xi = 1$.

Из рис.3 видно, что для обеих схем вращателя Фарадея и при любых p_a ориентация [001] является более предпочтительной, чем [111], хотя существенное отличие между ними имеет место только для традиционного вращателя при небольших p_a . Из этого рисунка следует также, что стеклянный магнитоактивный элемент приводит к меньшей неразвязке, чем элемент из TGG. Важно отметить, что это справедливо лишь при одинаковых p (13).

На рис.4 наглядно проиллюстрирована эффективность компенсации двулучепреломления в АЭ при использовании новой схемы вращателя Фарадея в сравнении с эффективностями компенсации в традиционной схеме, а также в упомянутой выше схеме компенсации с пластинкой $\lambda/4$ [17]. В последнем случае, в отличие от новой схемы вращателя, компенсация эффективна лишь при очень малых p_a , т. е. при малом двулучепреломлении в АЭ, что согласуется с результатами работ [22, 23]. В то же время с практической точки зрения наиболее интересен диапазон больших p_a . Легко видеть (см. рис.3, 4), что во всех случаях неразвязка с ростом p_a быстро выходит на насыщение и стремится к константе, поэтому при большом двулучепреломлении в АЭ все схемы компен-

сации удобно характеризовать именно этим значением неразвязки. Переходя в выражениях (14)–(17) к пределу при $p_a \rightarrow \infty$, легко получить соотношения

$$\gamma_{old}(p_a \rightarrow \infty) = \begin{cases} \frac{A_1 p^2}{2\pi^2} (9\xi^2 + 2\xi + 13) & \text{при [001],} \\ \frac{4A_1 p^2}{3\pi^2} (1 + 2\xi)^2 & \text{при [111],} \end{cases} \quad (18)$$

$$\gamma_{new}(p_a \rightarrow \infty) = \begin{cases} \frac{(2\sqrt{3}-\pi)^2 A_2 p^4}{2\pi^4} (7\xi^4 + 6\xi^2 + 11) & \text{при [001],} \\ \frac{16(2\sqrt{3}-\pi)^2 A_2 p^4}{27\pi^4} (1 + 2\xi)^4 & \text{при [111],} \end{cases} \quad (19)$$

$$\gamma_4(p_a \rightarrow \infty) = \frac{1}{4}, \quad \gamma_a(p_a \rightarrow \infty) = \frac{3}{16}. \quad (20)$$

Полученные в этом и предыдущем разделе формулы для неразвязки при использовании вращателя Фарадея справедливы при выполнении условия (4). Величина δ_1 трудно измеряема на практике и, кроме того, зависит от поперечных координат. В связи с этим интересно исследовать эффективность новой схемы вращателя Фарадея при нарушении условия (4). В этом случае получить простые и легко обозреваемые аналитические выражения для неразвязки $\gamma_{old,new}$ не удастся, однако она определяется теми же тремя параметрами (p_a , p и ξ), как и при $\delta_1 \ll 1$. Численное интегрирование (8) показывает, что характер зависимости неразвязки от p_a и ξ существенно не изменяется. На рис.5 приведены зависимости неразвязки от p , полученные при численном интегрировании (8) при $p_a = 4$, а также графики, построенные по формулам (18)–(20). Видно, что при увеличении p точные значения неразвязки меньше значений, даваемых формулами (18) и (19).

В заключение оценим мощность излучения P_0 , падающего на вращатель Фарадея, при которой неразвязка составляет 1%. Из рис.5 видно, что для этого значения вполне можно воспользоваться формулами (18) и (19), из

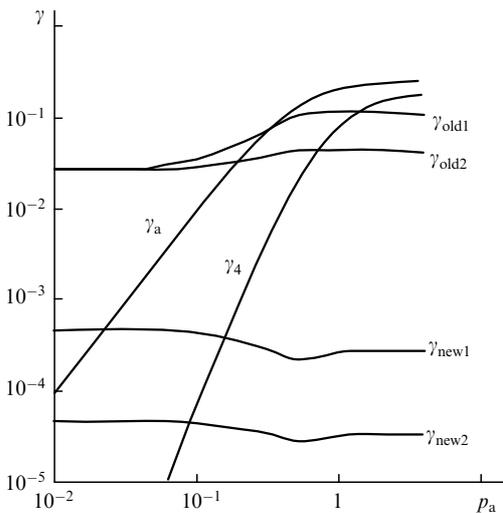


Рис.4. Построенные по формулам (14) и (15) при $p = 0.5$ зависимости неразвязки γ от p_a для традиционного (TGG с ориентацией [001] (γ_{old1}), стекло (γ_{old2})) и нового (TGG с ориентацией [001] (γ_{new1}), стекло (γ_{new2})) вращателей Фарадея, а также при использовании схемы компенсации с пластинкой $\lambda/4$ [17] (γ_4) и схемы без компенсации (γ_a).

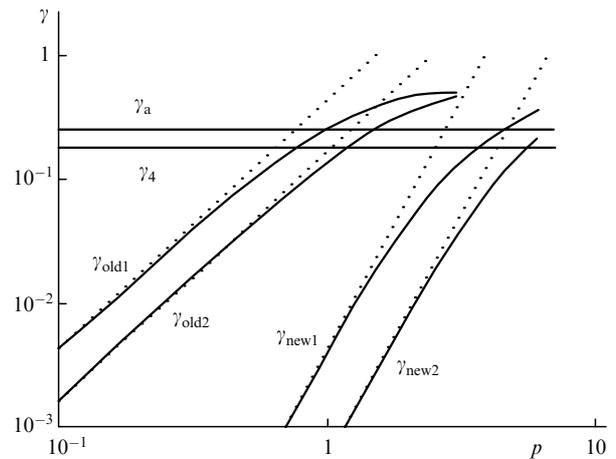


Рис.5. Зависимости неразвязки γ от p при $p_a = 4$ для традиционного (TGG с ориентацией [001] (γ_{old1}), стекло (γ_{old2})) и нового (TGG с ориентацией [001] (γ_{new1}), стекло (γ_{new2})) вращателей Фарадея, а также при использовании схемы компенсации с пластинкой $\lambda/4$ [17] (γ_4) и схемы без компенсации (γ_a). Пунктиром показаны соответствующие зависимости, построенные по формулам (18), (19).

которых получаем соответствующие значения параметра $p_{old,new}$, равные 0.15 и 1.2 для кристалла TGG с ориентацией [001] и 0.25 и 2.1 для стекла. Для магнитоактивного стекла, подставляя в (13) значения $Q/\kappa = 10^{-6} \text{ м}\cdot\text{Вт}^{-1}$ [24], $\alpha = 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ [25] и $L/\lambda = 6 \cdot 10^4$, получаем, что неразвязка будет меньше 1 % при мощности меньше 40 Вт для традиционной схемы вращателя Фарадея и меньше 350 Вт для новой схемы. Аналогично для TGG с ориентацией [001] подставляя в (13) значения $Q\alpha = 3.2 \cdot 10^{-7} \text{ К}^{-1}\cdot\text{м}^{-1}$ [14], $\kappa = 7.4 \text{ Вт}\cdot\text{К}^{-1}\cdot\text{м}^{-1}$, $L/\lambda = 3 \cdot 10^4$, получаем, что неразвязка будет меньше 1 % при мощности меньше 120 Вт для традиционной схемы вращателя Фарадея и меньше 1000 Вт для новой схемы.

Проведенные исследования традиционной схемы (см. рис. 1, а) и новой схемы вращателя Фарадея (рис. 1, б), состоящей из 30-градусного фарадеевского элемента, 90-градусного взаимного вращателя и 15-градусного фарадеевского элемента, позволяют сделать следующие выводы. Тепловые поляризационные искажения в новой схеме вращателя Фарадея существенно меньше, чем в традиционной. Неточность компенсации двулучепреломления в АЭ при помощи фарадеевского зеркала (неразвязка) определяется нормированной мощностью тепловыделений в активном элементе p_a (10), нормированной мощностью лазерного излучения во вращателе Фарадея p (13) и комбинацией фотоупругих коэффициентов магнитоактивного материала ξ (12). Неразвязка в новой схеме вращателя существенно ниже, чем в традиционной при любых значениях этих параметров. Полученные данные показывают возможность создания фарадеевского зеркала, способного при средней мощности падающего на него лазерного излучения 1 кВт компенсировать термонаведенное двулучепреломление в АЭ с погрешностью 1%.

Работа была поддержана Национальным научным фондом США (NSF) (грант РНУ-9900786) и РФФИ (грант № 99-02-17257).

1. Андреев Н.Ф., Палашов О.В., Пасманик Г.А., Хазанов Е.А. *Квантовая электроника*, **24**, 581 (1997).
2. Andreev N., Khazanov E., Kulagin O., Movshevich B., Palashov O.,

- Pasmanik G., Rodchenkov V., Scott A., Soan P. *IEEE J. Quantum Electron.*, **35**, 110 (1999).
3. Eichler H.J., Mehl O., Eichler J. *Proc. SPIE*, **3613**, 166 (1999).
4. Lai K.S., Wu R., Phua P.B. *Proc. SPIE*, **3928**, 4351 (2000).
5. Hirano Y., Yamamoto S., Tajime T., Taniguchi H., Nakamura M. *Proc. CLEO'2000* (San Francisco, 2000, paper CPD7).
6. Abramovici A., Althouse W.E., Drever R.W.P., Gursel Y., Kawamura S., Raab F.J., Shoemaker D., Sievers L., Spero R.E., Thorne K.S., Vogt R.E., Weiss R., Whitcomb S.E., Zucker M.E. *Science*, **256**, 325 (1992).
7. Kanabe T., Kawashima T., Matsui H., Okada Y., Kawada Y., Eguchi T., Kandasamy R., Kato Y., Terada M., Yamanaka M., Nakatsuka M., Izawa Y., Nakai S., Kanzaki T., Miyajima H., Miyamoto M., Kan H. *Proc. SPIE*, **3889**, 190 (2000).
8. Khazanov E.A., Kulagin O.V., Yoshida S., Reitze D. *Proc. CLEO '98* (San Francisco, 1998, paper CWF34).
9. Khazanov E.A., Kulagin O.V., Yoshida S., Reitze D., Tanner D. *IEEE J. Quantum Electron.*, **35**, 1116 (1999).
10. Хазанов Е.А. *Квантовая электроника*, **26**, 59 (1999).
11. Khazanov E.A. *Proc. SPIE*, **3609**, 181 (1999).
12. Khazanov E., Andreev N., Babin A., Kiselev A., Palashov O., Reitze D. *J. Opt. Soc. Amer. B*, **17**, 99 (2000).
13. Хазанов Е.А. *Квантовая электроника*, **30**, 147 (2000).
14. Khazanov E., Andreev N., Palashov O., Potoemkin A., Sergeev A., Mehl O., Reitze D. *Appl. Optics* (в печати).
15. Андреев Н.Ф., Бондаренко Н.Г., Еремина И.В., Кузнецов С.В., Палашов О.В., Пасманик Г.А., Хазанов Е.А. *Квантовая электроника*, **18**, 1154 (1991).
16. Denmar C.A., Libby S.I. In: *OSA TOPS* (Washington, 1999, v. 26, p. 608).
17. Clarkson W.A., Felgate N.S., Hanna D.C. *Optics Letts*, **24**, 820 (1999).
18. Tabor M.J., Chen F.S. *J. Appl. Phys.*, **40**, 2760 (1969).
19. Jaecklin A.A., Lietz M. *Appl. Optics*, **11**, 617 (1972).
20. Massey G.A. *Appl. Phys. Letts*, **17**, 213 (1970).
21. Най Д. *Физические свойства кристаллов и их описание при помощи тензоров и матриц* (М., ИЛ, 1960); Nye J.F. *Physical properties of crystals* (London, Oxford University Press, 1964).
22. Hua R., Wada S., Tashiro H. *Optics Comms*, **175**, 189 (2000).
23. Kandasamy R., Yamanaka M., Izawa Y., Nakui S. *Optical Review*, **7**, 149 (2000).
24. Андреев Н.Ф., Бабин А.А., Киселев А.М., Палашов О.В., Хазанов Е.А., Зарубина Т.В., Щавелев О.С. *Оптический журнал*, **67**, № 6, 66 (2000).
25. Зарубина Т.В., Петровский Г.Т. *Оптический журнал*, **59**, № 11, 48 (1992).