

Изоляторы Фарадея на постоянных магнитах с неортогональной намагниченностью

Е.А.Миронов, А.В.Войтович, О.В.Палашов

Разработана новая схема магнитной системы на постоянных магнитах для мощных изоляторов Фарадея, используемых в мощных лазерных установках. Увеличение магнитного поля обеспечивается использованием магнитов с неортогональной (т.е. наклонной к оси изолятора) намагниченностью. Результаты численного моделирования хорошо согласуются с экспериментальными измерениями изготовленного образца.

Ключевые слова: вращатель Фарадея на постоянных магнитах, расчет магнитных полей, степень изоляции, лазеры с высокой средней мощностью.

1. Введение

Основной проблемой, ограничивающей использование изоляторов Фарадея (ИФ) в лазерах с большой средней мощностью излучения, является неизбежное тепловыделение в магнитооптических элементах (МОЭ) [1, 2], которое приводит к целому ряду нежелательных термооптических эффектов. Вызванное поглощением излучения в МОЭ неоднородное по поперечному сечению распределение температуры приводит к неоднородному распределению угла поворота плоскости поляризации, обусловленному зависимостью постоянной Верде от температуры, к появлению линейного двулучепреломления (фотоупругий эффект) и искажению волнового фронта проходящего через ИФ оптического излучения (тепловая линза) [3].

Важнейшая характеристика ИФ – степень изоляции – большей частью определяется поляризационными искажениями, т.е. величиной деполяризации в МОЭ. Деполяризация, обусловленная поглощением излучения в нем (так называемая термодеполяризация), существенно зависит от мощности оптического излучения и является основным негативным фактором.

Существуют несколько подходов к проблеме уменьшения термонаведенной деполяризации в ИФ. Один из них – разбиение МОЭ на несколько элементов: либо на тонкие диски, охлаждаемые через оптическую поверхность [4], что приводит к существенному уменьшению поперечного градиента температуры, а значит, и к уменьшению тепловых искажений в дисках; либо на два – с размещением между ними взаимным вращателем поляризации. При этом искажения, возникшие при прохождении через первый элемент, частично компенсируются при прохождении через второй [3, 5, 6]. В основе второго подхода лежит идея охлаждения элементов ИФ до температуры

жидкого азота. Это также позволяет добиться существенного улучшения характеристик изоляторов [7–9]. Третий подход основан на уменьшении длины МОЭ за счет увеличения напряженности магнитного поля внутри магнитной системы (МС) ИФ. В отличие от предложенного ранее использования магнитопроводов [10], в настоящей работе предлагается увеличивать магнитное поле за счет использования новых схем построения МС на магнитах с неортогональным (т.е. наклонным к оси ИФ) направлением намагниченности.

2. Оптимизация магнитной системы

Принцип действия ИФ основан на эффекте Фарадея – повороте на угол φ плоскости поляризации линейно поляризованной электромагнитной волны, распространяющейся в магнитоактивной среде длиной L , которая помещена в магнитное поле H :

$$\varphi = VHL, \quad (1)$$

где V – постоянная Верде. Согласно (1) увеличение напряженности магнитного поля в магнитной системе ИФ позволяет укоротить МОЭ, а следовательно, уменьшить паразитные тепловые эффекты.

МС изолятора Фарадея представляет собой набор колец из постоянных магнитов [11], внутри которой (как правило, в центре) помещается МОЭ. Традиционно используются МС из аксиально и радиально намагниченных колец (рис.1,а). Для увеличения магнитного поля можно наращивать объем магнитов, но это приведет к увеличению габаритных размеров и массы ИФ [8]. Более того, само увеличение объема магнитов не эффективно из-за возрастания взаимного размагничивающего действия соседних магнитов и неизбежного удаления дополнительных магнитов от центра МС. Однако добиться увеличения магнитного поля можно не увеличивая количество намагниченного вещества, а используя кольца с другим направлением намагниченности (рис.1,б).

Рассмотрим напряженность магнитного поля H аксиально намагниченного кольца (рис.1,а, кольцо 2). Продольная компонента H задается выражением [12]:

Е.А.Миронов, А.В.Войтович, О.В.Палашов. Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950, Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; e-mail: mica209@rambler.ru, voitovich@appl.sci-nnov.ru, palashov@appl.sci-nnov.ru

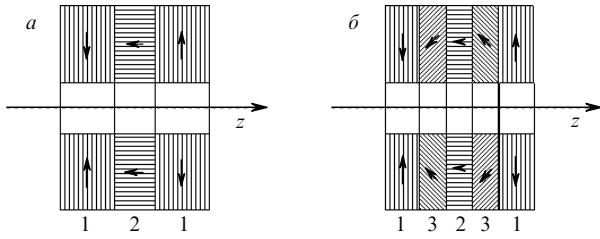


Рис. 1. Традиционная (а) и новая (б) магнитные системы ИФ, построенные на кольцах с радиальной (1), аксиальной (2) намагниченностью, а также с намагниченностью, направленной под углом к оси (3).

$$H_z(z, \rho) = M(z+a) \int_0^{2\pi} \int_{R_1}^{R_2} \frac{r dr d\varphi}{[\rho^2 + r^2 + (z+a)^2 - 2\rho r \cos \varphi]^{3/2}} - M(z-a) \int_0^{2\pi} \int_{R_1}^{R_2} \frac{r dr d\varphi}{[\rho^2 + r^2 + (z-a)^2 - 2\rho r \cos \varphi]^{3/2}}, \quad (2)$$

где M – намагниченность; R_1 и R_2 – внутренний и внешний радиусы кольца соответственно; $2a$ – его толщина; ρ , φ и z – цилиндрические координаты (нуль по оси z расположен в центре кольца).

Если мы интересуемся полем на оси ($\rho = 0$), то

$$H_z(z, \rho = 0) = 2\pi M \left\{ \frac{z+a}{[R_1^2 + (z+a)^2]^{1/2}} - \frac{z+a}{[R_2^2 + (z+a)^2]^{1/2}} - \frac{z-a}{[R_1^2 + (z-a)^2]^{1/2}} + \frac{z-a}{[R_2^2 + (z-a)^2]^{1/2}} \right\}. \quad (3)$$

Для радиально намагниченного кольца с намагниченностью, направленной к центру (рис.1,а, кольцо 1), продольная компонента H имеет следующий вид:

$$H_z(z, \rho) = -MR_2 \int_0^{2\pi} \int_{-a}^a \frac{(z-z') d\varphi dz'}{[\rho^2 + R_2^2 + (z-z')^2 - 2\rho R_2 \cos \varphi]^{3/2}} + MR_1 \int_0^{2\pi} \int_{-a}^a \frac{(z-z') d\varphi dz'}{[\rho^2 + R_1^2 + (z-z')^2 - 2\rho R_1 \cos \varphi]^{3/2}} + M \int_{R_1}^{R_2} \int_0^{2\pi} \int_{-a}^a \frac{(z-z') d\varphi dz'}{[\rho^2 + r^2 + (z-z')^2 - 2\rho r \cos \varphi]^{3/2}}, \quad (4)$$

а на оси

$$H_z(z, \rho = 0) = 2\pi M \times \ln \left\{ \frac{R_2 + [R_2^2 + (z-a)^2]^{1/2}}{R_2 + [R_2^2 + (z+a)^2]^{1/2}} \frac{R_1 + [R_1^2 + (z+a)^2]^{1/2}}{R_1 + [R_1^2 + (z-a)^2]^{1/2}} \right\} + 2\pi MR_1 \left\{ \frac{1}{[R_1^2 + (z-a)^2]^{1/2}} - \frac{1}{[R_1^2 + (z+a)^2]^{1/2}} \right\} - 2\pi MR_2 \left\{ \frac{1}{[R_2^2 + (z-a)^2]^{1/2}} - \frac{1}{[R_2^2 + (z+a)^2]^{1/2}} \right\}. \quad (5)$$

Поле кольца, намагниченность в котором направлена под некоторым углом α к оси изолятора, можно рассматривать как суперпозицию полей аксиально намагниченного кольца с намагниченностью $M_{ax} = M \cos \alpha$ и радиально намагниченного – с намагниченностью $M_{rad} = M \times \sin \alpha$. Таким образом, пользуясь формулами (3), (5),

можно вычислять поля МС, состоящих из произвольного числа различных колец.

Поле внутри МС, показанной на рис.1,б, при неизменных внешних размерах зависит от трех параметров: положения внутренних границ колец с наклонной намагниченностью, положения их внешних границ и угла между направлением намагниченности в этих кольцах и осью изолятора. Варьируя эти параметры, можно изменять поле внутри системы. Нашей задачей является достижение наибольшего поля в области МОЭ, т. е. в центре МС, поэтому в качестве критерия оптимальности МС было выбрано условие максимальности интеграла от магнитного поля на длине МОЭ (или на половинной длине, т. к. распределение магнитного поля симметрично относительно центра магнитной системы):

$$\int_0^{0.5L} H_z(z) dz \rightarrow \max. \quad (6)$$

Таким образом, задача сводится к поиску максимума многомерной функции. Нами разработан программный код, позволяющий рассчитывать оптимальные параметры внедряемых колец, при которых выполняется условие (6).

Отметим, что переход к оптимальному распределению намагниченности можно использовать двояко. Первое, при сохранении массы и размеров системы увеличить магнитное поле в области МОЭ, что позволит уменьшить его длину и, следовательно, снизить все паразитные тепловые эффекты. (Последнее обстоятельство позволит повысить максимально допустимую среднюю мощность лазера при использовании изолятора Фарадея). Второе, добиться укорочения МС при сохранении интеграла от магнитного поля на длине кристалла (т. е. при сохранении прежней длины МОЭ), который был нами выбран.

3. Численное моделирование

3.1. Расчет оптимальных параметров

В качестве объекта моделирования рассмотрен популярный ИФ со световой апертурой 12 мм, выполненный на кристалле TGG длиной 18 мм. Магниты были изготовлены из сплава Nd – Fe – В (остаточная индукция 12 кГс, коэрцитивная сила 13 кЭ). На рис.2 приведены результаты численного расчета оптимальных размеров колец трех МС. Первая МС (рис.2,а) состоит только из радиально и аксиально намагниченных колец. Вторая и третья МС (рис.2,б и в) наряду с радиально и аксиально намагниченными кольцами содержат пары колец с наклонной намагниченностью. Для системы на рис.2,б оптимальный угол между направлением намагниченности в этих кольцах и осью ИФ $\alpha = 49^\circ$. Как следует из проведенных расчетов, такое изменение в конструкции системы позволяет либо уменьшить ее длину примерно в 1.5 раза (рис.2,б) при неизменном среднем поле в области МОЭ, либо укоротить МОЭ на 12 % (за счет увеличения среднего магнитного поля в интересующей нас области) при неизменных размерах системы.

Оптимизация системы может быть продолжена. Для получения еще большего поля при тех же размерах системы можно дополнительно внедрять кольца с наклонной намагниченностью и с краев системы вместо части радиально намагниченных колец (рис.2,в). При этом оп-

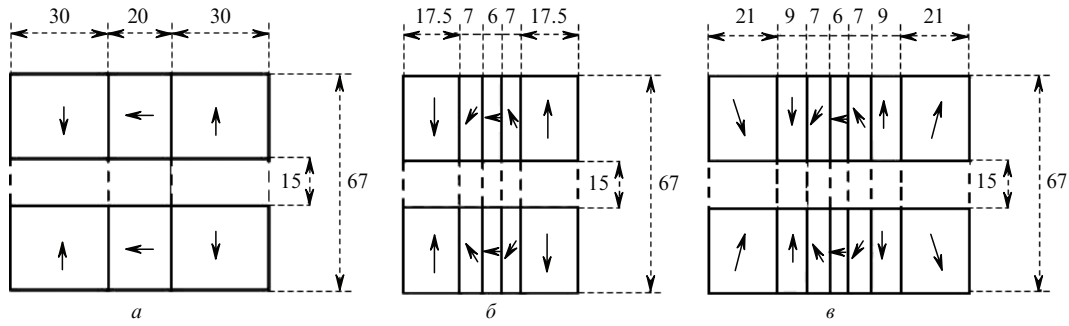


Рис.2. Оптимальные размеры магнитных колец МС для ИФ со световой апертурой 12 мм в случае МС на основе колец только с радиальной и аксиальной намагниченностью (а), а также колец с намагниченностью, направленной под углом к оси ИФ (б, в). Все размеры даны в миллиметрах.

тимальный угол между направлением намагниченности и осью ИФ β в крайних кольцах составит 119° . Угол пары колец, внедренных внутрь, сохранится без изменения ($\alpha = 49^\circ$), поскольку между внедряемыми парами есть область с радиальной намагниченностью.

Проведенные расчеты показали, что переход к такому распределению намагниченности даст в среднем прирост магнитного поля примерно на 15% по сравнению со стандартной системой. Небольшой прирост напряженности магнитного поля в такой системе по сравнению с системой, содержащей только два кольца с наклонной намагниченностью в центре, объясняется тем, что поле, создаваемое периферийными кольцами, существенно слабее из-за их удаленности от магнитооптического элемента.

В предельном случае МС должна состоять из бесконечного числа колец, они должны быть бесконечно тонкими, и в каждом из них угол между направлением вектора намагниченности и осью ИФ должен быть оптимальным. Зависимость угла между направлением намагниченности и осью ИФ от координаты вдоль оси представлена на рис.3. Расчеты показывают, что если создать такое распределение намагниченности в системе при тех же геометрических размерах, то выигрыш в величине интеграла от магнитного поля составит $\sim 18\%$. Поэтому, на наш взгляд, проводить дальнейшую оптимизацию с разбиением магнитных колец нецелесообразно, т. к. получить выигрыш более 3% не удастся.

Заметим, что степень изоляции ИФ (в отсутствие тепловых эффектов) определяется не только величиной интеграла от магнитного поля на длине МОЭ, но и однородностью этого интеграла по поперечному сечению МОЭ. Магнитная система, представленная на рис.2,а, имеет неоднородность магнитного поля 3.7%, что соот-

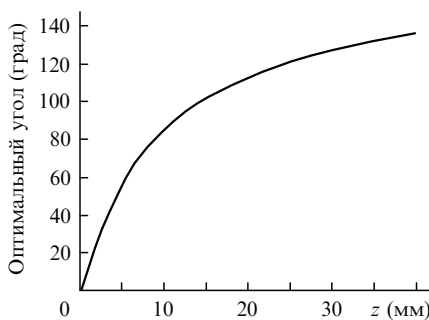


Рис.3. Зависимость оптимального угла между направлением намагниченности и осью ИФ от координаты z для МС, состоящей из тонких колец.

ветствует степени изоляции 35 дБ. В исследуемых МС с одной и двумя парами колец с неортогональной намагниченностью (рис.2,а и б) неоднородность составляет 6.2% и 5.3% соответственно (степень изоляции 31 и 32 дБ), что, как правило, достаточно для ИФ.

Необходимо отметить, что использование в ИФ колец с наклонной намагниченностью является альтернативой применению магнитопроводов для увеличения магнитного поля. Использование в работе [10] магнитопроводов (внешнего экрана и двух внутренних полусных наконечников) позволило увеличить поле с 1.7 до 2.1 Тл. Расчеты показывают, что использование колец с наклонной намагниченностью может дать увеличение магнитного поля до 2.5 Тл.

3.2. Ослабление магнитного поля в секториальных кольцах

Отметим, что радиально намагниченные кольца, как правило, изготавливаются из однородно намагниченных секторов (рис.4,б). Рассмотрим, насколько поле на оси кольца, составленного из N секторов, отличается от поля радиально намагниченного кольца (рис.4,а). Сначала найдем H_z на оси однородно намагниченного сектора с углом γ :

$$H_z(z) = 2M \sin \frac{\gamma}{2} \times \ln \left\{ \frac{R_2 + [R_2^2 + (z-a)^2]^{1/2}}{R_2 + [R_2^2 + (z+a)^2]^{1/2}} \frac{R_1 + [R_1^2 + (z+a)^2]^{1/2}}{R_1 + [R_1^2 + (z-a)^2]^{1/2}} \right\} + 2MR_1 \sin \frac{\gamma}{2} \left\{ \frac{1}{[R_1^2 + (z-a)^2]^{1/2}} - \frac{1}{[R_1^2 + (z+a)^2]^{1/2}} \right\} - 2MR_2 \sin \frac{\gamma}{2} \left\{ \frac{1}{[R_2^2 + (z-a)^2]^{1/2}} - \frac{1}{[R_2^2 + (z+a)^2]^{1/2}} \right\}. \quad (7)$$

Сектора, из которых набирается диск, одинаковые. Пусть их число равно N ($\gamma = 2\pi/N$), тогда для диска, набранного из секторов,

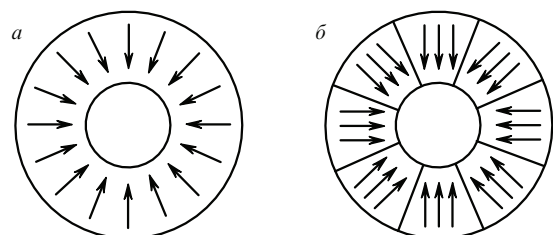


Рис.4. Радиально (а) и однородно (б) намагниченные сектора колец.

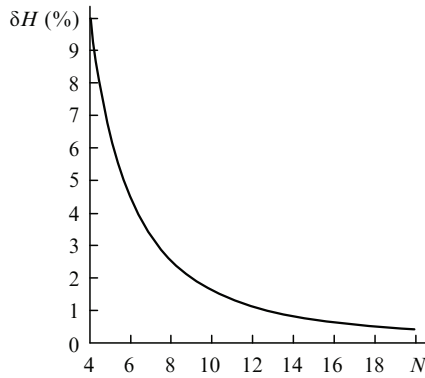


Рис.5. Потери магнитного поля δH в зависимости от числа секторов N .

$$H_z^{\text{sec d}} = NH_z^{\text{rad}}. \quad (8)$$

Если сравнить формулы (5) и (7), то соотношение (8) примет вид

$$H_z^{\text{sec d}} = \frac{N}{\pi} \sin\left(\frac{\pi}{N}\right) H_z^{\text{rad d}}. \quad (9)$$

Потери в напряженности магнитного поля на оси, связанные с отличием намагниченности от радиальной,

$$\delta H_z = H_z^{\text{rad d}} - H_z^{\text{sec d}} = H_z^{\text{rad d}} \left(1 - \frac{N}{\pi} \sin\frac{\pi}{N}\right) \quad (10)$$

убывают с ростом числа секторов (рис.5). В наших магнитных системах использовались кольца, собранные из восьми секторов. Из (10) следует, что поле таких колец слабее лишь на 2.5 %, чем поле радиально намагниченных колец с такими же геометрическими и магнитными характеристиками.

4. Экспериментальные результаты

Для экспериментальной проверки были изготовлены две МС (рис.2,а и б). На рис.6 показаны теоретически рассчитанные (линии) и экспериментально измеренные (точ-ки) продольные распределения H_z . Магнитное поле измерялось с помощью тесламетра «Маяк-5» (Саратов). Относительная погрешность измерений не превышала 0.5 %. Размер используемого зонда 3 мм. Для исходной системы (рис.2,а) получилось хорошее совпадение теории (штриховая линия) с экспериментом (кружки). Для

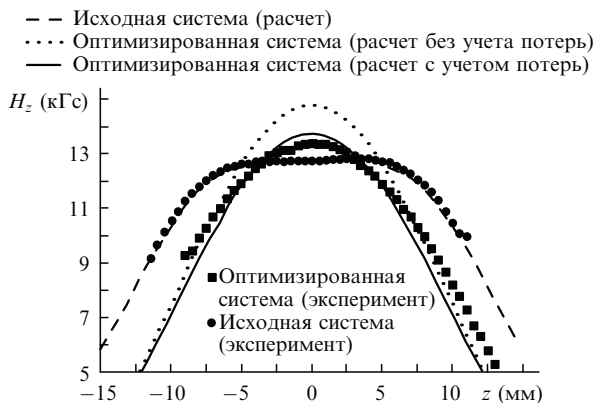


Рис.6. Сравнение экспериментальных результатов с результатами численного расчета.

оптимизированной МС (рис.2,б), несмотря на то, что экспериментальные данные (рис.6, квадраты) качественно согласуются с результатом численного расчета (рис.6, пунктирная линия), имеются серьезные количественные расхождения. Это объясняется тем, что часть магнитов, входящих в состав колец с наклонной к оси изолятора намагниченностью, утратила свои ферромагнитные свойства при изготовлении. Повторный расчет магнитного поля с учетом потерь (рис.6, сплошная линия) согласуется с экспериментальными результатами (рис.6, квадраты) значительно лучше.

Таким образом, для ИФ со световой апертурой 12 мм использование одной пары колец с неортогональной намагниченностью позволило существенно (в ~ 1.5 раза) уменьшить объем магнитов.

5. Заключение

В работе исследована возможность создания новых конфигураций магнитных систем для ИФ с использованием колец с наклонной к его оси намагниченностью. Применение таких колец позволяет достигнуть оптимального поля намагниченности, что в свою очередь можно использовать как для увеличения магнитного поля (при неизменных размерах МС) и, как следствие, укорочения МОЭ и уменьшения паразитных тепловых эффектов, так и для уменьшения объема и массы ферромагнитного материала при сохранении величины магнитного поля.

Рассмотрен и экспериментально исследован вариант, когда одна пара таких колец вставляется в традиционную МС. Показано, что магнитное поле в области МОЭ возрастает примерно на 12 %, а длина и масса МС уменьшается в 1.5 раза. Отмечено, что использование большего числа пар таких колец позволяет добиться более оптимального распределения намагниченности, однако выигрыш от внедрения каждой новой пары менее существенен, чем от предыдущей. Существует предел, который достигается при бесконечном числе пар колец.

Получено аналитическое выражение для расчета потерь магнитного поля в магнитных системах, вызванных однородным распределением поля намагниченности в радиально намагниченных секториальных кольцах, имеющее большое практическое значение при разработке магнитных систем для изоляторов Фарадея.

1. Зарубина Т.В., Петровский Г.Т. *Оптич. журн.*, **59**, 48 (1992).
2. Андреев Н.Ф., Бабин А.А., Зарубина Т.В., Киселев А.М., Палашов О.В. и др. *Оптич. журн.*, **67**, 66 (2000).
3. Хазанов Е.А. *Квантовая электроника*, **26**, 59 (1999)
4. Мухин И.Б., Хазанов Е.А. *Квантовая электроника*, **34**, 973 (2004).
5. Khazanov E.A., Andreev N.F., Mal'shakov A.N., Palashov O.V., Poteomkin A.K., Sergeev A.M., Shaykin A.A., Zelenogorsky V.V., Ivanov I., et al. *IEEE J. Quantum Electron.*, **40**, 1500 (2004).
6. Войтович А.В., Катин Е.В., Мухин И.Б., Палашов О.В., Хазанов Е.А. *Квантовая электроника*, **37**, 471 (2007).
7. Железнов Д.С., Войтович А.В., Мухин И.Б., Палашов О.В., Хазанов Е.А. *Квантовая электроника*, **36**, 383 (2006).
8. Zheleznov D.S., Khazanov E.A., Mukhin I.B., Palashov O.V., Voytovich A.V. *IEEE J. Quantum Electron.*, **43**, 451 (2007).
9. Железнов Д.С., Зеленогорский В.В., Катин Е.В., Мухин И.Б., Палашов О.В., Хазанов Е.А. *Квантовая электроника*, **40**, 276 (2010).
10. Mukhin I.B., Voitovich A.V., Palashov O.V., Khazanov E.A. *Opt. Commun.*, **282**, 1969 (2009).
11. Gauthier D.J., Narum P., Boyd R.W. *Opt. Lett.*, **11**, 623 (1986).
12. Парсел Э.М. *Электричество и магнетизм* (М.: Наука, 1975).