

УДК 535.41

## МНОГОЛУЧЕВЫЕ ИНТЕРФЕРОМЕТРЫ В ОТРАЖЕННОМ СВЕТЕ С «НЕОБРАЩЕННОЙ» АППАРАТНОЙ ФУНКЦИЕЙ

В. С. Терентьев

*Институт автоматики и электрометрии СО РАН,  
630090, г. Новосибирск, просп. Академика Коптюга, 1  
E-mail: terentyev@iae.nsk.su*

Представлен обзор работ по теоретическим и экспериментальным исследованиям многолучевых отражательных интерферометров с «необращенной» аппаратной функцией в отражении. Изложены принципы их создания и оптические свойства. Рассмотрены аналитическая форма записи аппаратных функций таких интерферометров, методика выбора параметров для управления видом аппаратных функций. Представлены результаты расчетов и экспериментов.

*Ключевые слова:* многолучевая интерференция, отражательный интерферометр, дифракция, пленка Троицкого.

**Введение.** Интерференционная картина интерферометра Фабри — Перо (ИФП) в проходящем свете имеет «необращенный» вид — тонкие светлые полосы на темном фоне. Отраженная от ИФП картина обычно «обращена» — широкие светлые полосы на темном фоне (не представляет большой ценности для оптических приложений). Многолучевые отражательные интерферометры (ОИ) — это приборы, которые могут создавать в отражении необращенную интерференционную картину [1, 2].

ОИ могут применяться для модовой селекции в лазерах. Аппаратная функция ОИ при этом должна иметь высокую степень селекции, т. е. достаточно большую резкость интерференционных полос и как можно более близкий к единице коэффициент отражения для выделяемой длины волны. В [3] проведено сравнение методов селекции продольных мод оптического резонатора и показаны преимущества использования ОИ с необращенным профилем полос в отраженном свете. ОИ также могут применяться в качестве отражательных интерференционных светофильтров [4, 5]. Использование в общем случае асимметричной зависимости коэффициента отражения ОИ от длины волны (аппаратная функция) и управление формой профиля этой зависимости позволяют одновременно выделять требуемые и подавлять мешающие или ненужные области спектра [6]. В работе [7] рассмотрена возможность применения и отмечены свойства ОИ как элемента детектора гравитационных волн. Использовать ОИ можно и как спектральный прибор, работающий в отражении. Основные требования к аппаратной функции в этом случае: высокий контраст интерференционной картины и высокая резкость полос. Величина максимума коэффициента отражения здесь отходит на второй план. Аппаратная функция имеет профиль, схожий с профилем ИФП в пропускании, т. е. необращенный. Необращенная аппаратная функция может иметь идеальный контраст, что принципиально недостижимо для ИФП [2].

В данном обзоре приводятся результаты последних исследований, сравнение характеристик различных вариантов ОИ и рассмотрены работы по управлению профилем аппаратной функции ОИ.

**ОИ с необращенной аппаратной функцией.** Для получения необращенной интерференционной картины в ОИ (рис. 1) используется входное зеркало с нулевым или малым коэффициентом отражения со стороны источника света ( $R_{11} \ll 1$ ), что означает подавление луча, отраженного зеркалом  $M_1$  влево, так называемого «нулевого луча» многолучевой интерференции. Нулевой луч может вносить в профиль интерференционной картины

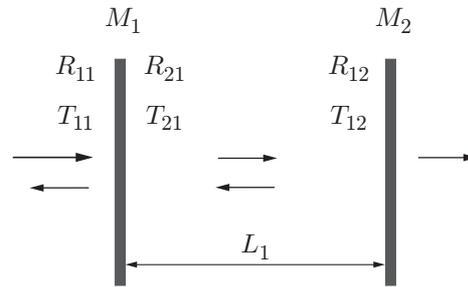


Рис. 1

асимметрию и даже обращать его. Со стороны резонатора зеркало  $M_1$  должно обладать высоким коэффициентом отражения ( $R_{21} \approx 1$ ). В этом случае отраженное излучение ОИ в основном является световой волной, исходящей из внутреннего объема резонатора, т. е. точно так же, как у ИФП в пропускании. Существует два различных способа, чтобы исключить нулевой луч из оптической системы. Первый основывается на геометрическом принципе (см. [2, § 1.1]), а второй — на интерференционных свойствах покрытия. Если геометрический способ сопряжен с потерей светосилы, добротности устройства, то интерференционный — лишен этих недостатков, но имеет свой — сравнительную сложность изготовления переднего зеркала интерферометра.

Для объяснения принципа получения необращенной интерференционной картины в отражении рассмотрим аппаратную функцию ОИ. Ее можно рассчитывать в общем виде численно (с помощью интеграла Френеля — Кирхгофа) [8] или приближенно аналитически [9]. Кроме того, аппаратная функция ОИ (см. рис. 1) в отражении, как и для ИФП, может быть получена методом Эйри (суммированием пучков) [2]:

$$\begin{aligned} \tilde{R}(\varphi) = R_{11} + 2T_{11}\sqrt{R_{11}R_{12}} \frac{\cos(2\varphi + \vartheta) - \sqrt{R_{21}R_{12}} \cos \vartheta}{1 + R_{21}R_{12} - 2\sqrt{R_{21}R_{12}} \cos(2\varphi)} + \\ + \frac{T_{11}^2 R_{12}}{1 + R_{21}R_{12} - 2\sqrt{R_{21}R_{12}} \cos(2\varphi)}, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $R_{qp}$ ,  $T_{qp}$  — энергетические коэффициенты отражения и пропускания зеркала  $M_1$  или  $M_2$  на рис. 1 (индекс  $p = \{1, 2\}$  — номер зеркала, индекс  $q = \{1, 2\}$  — сторона зеркала (1 — к источнику света, 2 — обратная сторона));  $\Psi_{qp}$  и  $\Phi_{qp}$  — фазы амплитудных коэффициентов отражения и пропускания зеркал соответственно;  $\varphi = 2\pi L_1/\lambda - (\Psi_{21} + \Psi_{12})/2$  ( $\varphi$  — набег фаз между зеркалами на один проход,  $L_1$  — расстояние между зеркалами);  $\vartheta = \Psi_{11} + \Psi_{21} - 2\Phi_{11}$  (фаза Ами [10]).

Если в (1) положить  $R_{11} = 0$ , то останется только третье слагаемое справа от знака равенства — аппаратная функция ИФП в пропускании с точностью до постоянного коэффициента. Асимметрии коэффициентов отражения переднего зеркала ОИ можно достичь при использовании в структуре переднего зеркала тонкой металлической ( $Me$ ) пленки (пленки Троицкого) [11] (рис. 2, *a*), тонкой металлической дифракционной решетки [12] отдельно или в сочетании с диэлектрическим многослойным покрытием [13] (рис. 2, *b*), а также полностью диэлектрической дифракционной структуры [14, 15] (рис. 2, *c*).

Следует отметить важность параметра  $\vartheta$  для отражательной интерферометрии, он отвечает за асимметричность профиля аппаратной функции ОИ. Это видно из (1): если  $R_{11} \neq 0$  и  $\vartheta \neq m\pi$  ( $m$  — целое число), то второе слагаемое — асимметричная функция  $\varphi$ . Фаза Ами — трудноизмеримый параметр, особенно в случае полностью диэлектрических малопоглощающих зеркал (в отсутствие поглощения  $\vartheta = (2m + 1)\pi$ ). Измерение по отдельности фаз  $\Psi_{11}$ ,  $\Psi_{21}$  и  $\Phi_{11}$  дает малую точность. В [16] предложен эффективный способ

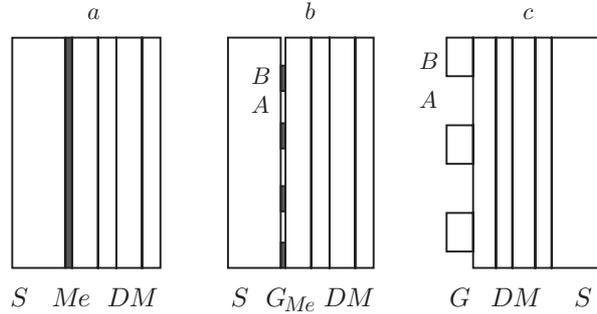


Рис. 2

экспериментального определения  $\vartheta$ , принцип которого заключается в измерении степени асимметрии профиля  $\tilde{R}(\varphi)$ .

ОИ на базе зеркала, изображенного на рис. 2, *a*, был подробно исследован теоретически, метод его изготовления описан в [2, 17]. Расчет характеристик такого зеркала основывается на приближении модели проводящей поверхности (МПП) для *Me*-пленки толщиной много меньше длины волны [1]. Для тонкого металлического слоя в этом случае можно записать характеристическую матрицу, которая получается из характеристической матрицы слоя общего вида путем устремления его толщины к нулю:

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \xi & 1 \end{pmatrix}. \quad (2)$$

Здесь  $\xi$  — приведенная поверхностная проводимость тонкой металлической пленки, которая является безразмерной комплексной величиной:  $\xi = \xi' + i\xi''$ . Ее можно вычислить, если известны комплексный показатель преломления слоя металла  $\hat{n}$  и его толщина. Так как речь идет о пленках толщиной порядка 5–10 нм, возникают трудности с определением  $\hat{n}$ . Поэтому величину  $\xi$  целесообразно определять из измерений энергетических коэффициентов отражения и пропускания пленки в бегущей световой волне непосредственно в процессе изготовления [1]. Если пленка окружена непоглощающими диэлектрическими средами с показателями преломления  $n_S$  (подложка) и  $n_{DM}$  (эффективный показатель преломления многослойного покрытия *DM*), то можно определить действительную часть  $\xi$ :

$$\xi' = \frac{n_{DM}(1 - R_{11} - T_{11})}{T_{11}} = \frac{n_S(1 - R_{21} - T_{21})}{T_{11}},$$

а затем, используя  $\xi'$  и закон сохранения энергии, рассчитать  $\xi''$ . После этого параметры зеркала можно рассчитать, например, матричным методом [18]. Критерием применимости МПП является точность выполнения для *Me*-пленки равенства  $n_{DM}(1 - R_{11} - T_{11}) = n_S(1 - R_{21} - T_{21})$ . Чем точнее выполняется это равенство, тем тоньше *Me*-пленка и тем меньше она омически поглощает энергию поля в узле стоячей волны [19], что обеспечивает повышение максимального коэффициента отражения ОИ.

Для получения в резонаторе ОИ многолучевой интерференции на металлическую пленку наносится диэлектрическое многослойное покрытие *DM* (см. рис. 2, *a*), которое в общем случае имеет нечетвертьволновую толщину слоев, чтобы быть определенным образом согласованным с пленкой. У согласованного зеркала  $R_{11} \ll 1, R_{21} \approx 1$  ( $T_{11} = T_{21}$ ). Если же согласование не выполнено, то  $0 < R_{11} < 1$  и получить необращенный профиль аппаратной функции с высокой контрастностью и малой асимметрией невозможно. Метод изготовления согласованного асимметричного зеркала на основе *Me*-пленки подробно

описан в [2] и заключается в вакуумном напылении веществ на подложку при оптическом контроле. Сначала на кварцевую подложку наносится  $Me$ -пленка с величиной  $\xi' = n_S$ . Затем на эту пленку наносятся диэлектрические слои покрытия  $DM$ . При этом, что особенно важно в данном случае, момент смены диэлектриков совпадает с достижением экстремума коэффициента отражения  $R_{11}$  со стороны подложки  $S$ . В [17] отмечается изготовление подобным методом асимметричного зеркала, на основе которого был собран ОИ с необращенным профилем аппаратной функции, резкостью полос 70 и максимальным коэффициентом отражения 70 %.

Преимуществом метода  $Me$ -пленки является простота ее изготовления, недостатками — низкая лучевая стойкость и ограничения оптических характеристик сплошных металлических пленок (для  $\xi' > 4$  пленки перестают быть тонкими). Чтобы ослабить влияние недостатков, предложено использовать вместо сплошной  $Me$ -пленки дифракционную металлическую решетку  $G_{Me}$ , которая часть энергии рассеивает и тем самым снижает тепловую нагрузку (см. рис. 2, *b*). Теория многолучевого отражательного дифракционного интерферометра (ОДИ) рассмотрена в [1, 2]. Впервые экспериментальное подтверждение получено в работе [13]. Процесс изготовления ОДИ на основе металлической дифракционной решетки сложнее описанного выше ОИ, так как в данном случае речь идет о совместном действии двух эффектов: дифракции и омического поглощения в структуре зеркала. В многолучевой интерференции между зеркалами ОДИ участвует только нулевой порядок дальней зоны дифракции. По отношению к нулевому порядку металлическая решетка с периодом структуры много больше длины волны может быть представлена как эквивалентная сплошная металлическая пленка с приведенной поверхностной проводимостью  $\bar{\xi}$ , выраженной через  $\xi$  металла решетки:

$$\bar{\xi} = \frac{s_B \xi}{1 + (1 - s_B) \xi / (n_S + n_{DM})}, \quad (3)$$

где  $s_B$  — доля площади, заполненная металлом (область  $B$ );  $\bar{\xi} = \bar{\xi}' + i\bar{\xi}''$ . Тогда в (2) достаточно заменить  $\xi$  величиной  $\bar{\xi}$  и провести расчеты по предложенному выше методу для сплошной пленки, при этом надо учитывать, что в процессе нанесения диэлектрического покрытия изменяется  $n_{DM}$ , что, в свою очередь, может в соответствии с (3) привести к изменению величины  $\bar{\xi}$  и рассогласованию с условием  $\xi' = n_S$ . Расчеты показали, что критерием согласования при нанесении диэлектрического многослойного покрытия является равенство  $\bar{\xi}' = n_S$  при  $n_{DM} = 0$ .

Другими словами, если асимметричное зеркало состоит из областей двух видов:  $A$  и  $B$  (см. рис. 2, *b*), то согласно теории дифракции коэффициент отражения по амплитуде  $\rho_{11}$  в дальней зоне дифракции в нулевом порядке будет иметь вид

$$\rho_{11} = \rho_{11A} s_A + \rho_{11B} s_B, \quad (4)$$

где  $\rho_{11A}$ ,  $\rho_{11B}$  — амплитудные коэффициенты отражения областей  $A$  и  $B$  вблизи поверхности зеркала;  $s_A$  и  $s_B$  — доли занимаемой площади ( $s_A + s_B = 1$ ). Параметр  $R_{11} = |\rho_{11}|^2 \ll 1$  достигается определенным выбором значений коэффициентов в (4). Линейные размеры областей  $A$  и  $B$  много больше длины волны излучения.

В результате было изготовлено дифракционное зеркало  $M_1$  с  $R_{11} = 0,01$ ,  $R_{21} = 0,88$ ,  $T_{11} = 0,05$ ,  $s_B = 0,63$  и двумерная алюминиевая дифракционная решетка с периодом 50 мкм. В ОДИ с таким передним зеркалом  $M_1$  и высокоотражающим  $M_2$  с  $R_{12} = 0,98$  при  $L_1 = 5$  мм удалось получить резкость полос 30 при максимальном коэффициенте отражения около 35 %. Теоретически при данных коэффициентах соответственно должно быть 43 и 74 %. Эксперимент доказал возможность создания высокоразрешающего ОДИ. Несмотря на то что данная экспериментальная реализация имеет заметные расхождения с теорией,

приближения к теоретическим характеристикам можно достичь путем отработки технологии изготовления асимметричного зеркала и юстировки интерференционной системы.

Переход к диэлектрическим непоглощающим дифракционным структурам был обусловлен желанием избавиться от неустраняемого недостатка ОИ на базе металлических структур — слабой лучевой стойкости. В этом направлении велись работы в основном для задач селекции излучения лазера с помощью ОДИ [14], которые, однако, непригодны для спектроскопических исследований из-за низкого уровня контрастности интерференционной картины. В работе [15] предложен новый вариант ОДИ, который может использоваться как для лазерной селекции, так и для спектроскопических исследований в отраженном свете. Основное отличие асимметричного зеркала (см. рис. 2, *c*) такого ОДИ от вариантов для лазерной селекции состоит в величине фазового набега между областями диэлектрической дифракционной структуры. На подложку  $S$  со стороны источника излучения наносится диэлектрическое многослойное покрытие  $DM$ , а затем фазовая решетка  $G$  в виде параллельных полосок. Фазовую решетку можно изготовить путем напыления диэлектрика с показателем преломления  $n_G = 2$  и оптической толщиной  $\lambda/2$ , где  $\lambda$  — длина волны наблюдения. Это обеспечивает равенство коэффициентов отражения от ненапыленных ( $A$ ) и напыленных ( $B$ ) участков поверхности, площади которых должны быть равны ( $s_A = s_B$ ). Оптическая разность хода для лучей, прошедших по смежным участкам решетки, будет равна  $\lambda/4$ , а для отраженных влево лучей — составит  $\lambda/2$ . Согласно (4) в этом случае в дальней зоне  $R_{11} = 0$  (все излучение рассеивается в высшие дифракционные порядки), а  $T_{11} = |\tau_{11A}|^2/2 = |\tau_{11B}|^2/2$  (половина прошедшего излучения рассеивается),  $\tau_{11A, B}$  — соответствующие амплитудные коэффициенты пропускания областей зеркала  $M_1$ . Со стороны подложки коэффициент отражения  $R_{21}$  будет равен коэффициенту отражения многослойного покрытия  $DM$ , при этом существует только нулевой порядок дифракции, так как  $\rho_{21A} = \rho_{21B}$ . Из закона сохранения энергии следует, что  $T_{11} = (1 - R_{21})/2$ . Иными словами, смежные участки волнового фронта, падающие слева на области  $A$  и  $B$  зеркала  $M_1$  (см. рис. 2, *c*), получают при отражении различный набег фаз, что приводит к дифракции с подавлением нулевого порядка в дальней зоне. Для пучка, падающего с правой стороны, отличие фазового набега у различных участков фронта не возникает и высшие порядки дифракции не появляются. Для волн, прошедших с той и другой стороны, дифракция приводит к тому, что в нулевом порядке в дальней зоне остается только половина энергии всего прошедшего света.

В экспериментах [15] для напыления фазовой решетки использовался диэлектрик ZnS с показателем преломления 2,3. Напыление проводилось через маску со скважностью  $s_B = 0,51$  и периодом 50 мкм. Изготовлено зеркало с характеристиками  $R_{11} = 0,015$ ,  $R_{21} = 0,74$ ,  $T_{11} = 0,11$ . Параметры экспериментально измеренных аппаратных функций ОДИ для баз разной величины: максимальный и минимальный коэффициенты отражения, асимметрия и резкость ( $\approx 19$ ) интерференционных полос — хорошо совпадали с расчетом по формуле (1). В структуре данного варианта ОДИ используются только диэлектрические (малопоглощающие) компоненты, а значит, можно оценить его лучевую стойкость на уровне ИФП с малопоглощающими диэлектрическими зеркалами.

Рассмотренные варианты ОИ на основе асимметричных зеркал (см. рис. 2) могут применяться для задач лазерной селекции, фильтрации излучения и спектроскопии. Если сравнивать приведенные варианты ОИ между собой, то необходимо рассмотреть несколько критериев. Во-первых, это теоретически достижимые значения характеристик аппаратной функции. Резкость полос интерференционной картины у всех вариантов ОИ определяется из (1) фактором  $(R_{21}R_{12})^{1/2}$ , т. е. добротностью резонатора, точно так же, как и у ИФП. ОИ на основе зеркал с металлической пленкой (см. рис. 2, *a*, *b*) теоретически могут иметь максимальный коэффициент отражения, равный единице [2]. ОДИ на основе фазовой структуры при подстановке в (1)  $R_{11} = 0$ ,  $T_{11} = (1 - R_{21})/2$  и  $R_{12} = 1$  имеет максимальное

значение  $\tilde{R}_{\max} = (1 + \sqrt{R_{21}})^2/4 < 1$ . Лишь в пределе стремления  $R_{21}$  к единице максимальный коэффициент отражения ОДИ также стремится к единице. Основным недостатком данного варианта ОДИ заключается в наличии потерь энергии света, которые в конечном счете определяются невозможностью в непоглощающих зеркалах получить  $\vartheta \neq (2m + 1)\pi$ . Использование металлической пленки позволяет получать для области  $B$  произвольные значения фазы Ами, за счет чего коэффициент отражения  $\tilde{R}$  в максимуме может доходить до единицы при  $(R_{21}R_{12})^{1/2} < 1$ . Во-вторых, с точки зрения технологии изготовления вариант зеркала на рис. 2, с значительно проще остальных, однако здесь подложка диэлектрического зеркала обращена внутрь резонатора, что может вызывать нежелательные нелинейные эффекты в мощных световых полях высокочастотного резонатора и требует обязательного просветления ее поверхности. В плане практического применения предпочтение того или иного варианта определяется постановкой задачи. Например, в случае с реализацией ОИ в оптическом одномодовом волокне для малых мощностей (до 10 мВт) наименее трудоемким вариантом оказывается зеркало на основе сплошной пленки Троицкого [20]. Для полностью диэлектрического варианта ОДИ с расположением подложки вне резонатора, по-видимому, потребуются привлечение лазерных или химических технологий для изготовления микрооптических элементов.

В теоретическом плане невыясненным остается влияние на свойства ОДИ «полутеневых» областей, т. е. переходных областей на стыке между областями  $A$  и  $B$ , которые образуются при несовершенстве технологии изготовления решеток. Интересно рассмотреть более общий вопрос о влиянии формы профиля дифракционной структуры на характеристики ОДИ, а также случай, когда характерные линейные размеры областей  $A$  и  $B$  — порядка длины волны излучения.

**Управление видом профиля аппаратной функции ОИ.** Изменение профиля аппаратной функции ОИ может потребоваться для специальных задач оптики, в частности для детекторов гравитационных волн, где используются длинноразмерные ИФП. Свойства ИФП (ОИ) таковы, что высокая чувствительность ко взаимному перемещению зеркал может быть ограничена нестабильностью источника возбуждения. Один из способов снижения зависимости от длины волны — использование ИФП с резонансными зеркалами (с аномальной фазой дисперсии), т. е. изменяющих определенным образом фазу коэффициентов отражения в зависимости от длины волны, что на практике эквивалентно рассмотрению четырехзеркальной системы (мультиплекс-ИФП) [7, 21]. Иными словами, набег фаз между зеркалами интерферометра на один проход равен  $\varphi = 2\pi L_1/\lambda - [\Psi_{21}(\lambda) + \Psi_{12}(\lambda)]/2$ : изменение величины первого слагаемого справа от знака равенства в окрестности резонансной длины волны ( $\lambda_0$ ) компенсируется обратным (аномальным) изменением величины суммы фаз коэффициентов отражения зеркал резонатора. Подобный вариант был рассмотрен в [22], но для трехзеркальной системы с обычными зеркалами, с помощью которой удалось получить ослабленную дисперсионную характеристику в пропускании.

Новый вариант трехзеркальной системы ОИ, которая имеет ослабленную дисперсионную зависимость в отражении, рассматривался в работе [23]. Оптическая схема интерферометра показана на рис. 3,  $a$ :  $M_1, M_2, M_3$  — многослойные зеркала,  $L_1$  и  $L_2$  — расстояния между зеркалами резонаторов  $M_1$ – $M_2$  и  $M_2$ – $M_3$  соответственно. Зеркало  $M_1$  имеет такие же оптические свойства, как и зеркало, изображенное на рис. 2,  $c$ . Если принять следующие обозначения для амплитудных коэффициентов:  $\rho_{qp} = \sqrt{R_{qp}} e^{i\Psi_{qp}}$ ,  $\tau_{qp} = \sqrt{T_{qp}} e^{i\Phi_{qp}}$ ,  $\psi_q = 2\pi L_q/\lambda$ ,  $q = \{1, 2\}$ ,  $p = \{1, 2, 3\}$ , то коэффициент отражения интерферометра по амплитуде  $\tilde{\rho}_3$  будет равен

$$\tilde{\rho}_3(\psi_1, \psi_2) = \rho_{11} + \frac{\tau_{11}\tau_{21}\tilde{\rho}_{12}(\psi_2) e^{-i2\psi_1}}{1 - \rho_{21}\tilde{\rho}_{12}(\psi_2) e^{-i2\psi_1}}; \quad \tilde{\rho}_{12}(\psi_2) = \rho_{12} + \frac{\tau_{12}\tau_{22}\rho_{13} e^{-i2\psi_2}}{1 - \rho_{22}\rho_{13} e^{-i2\psi_2}}. \quad (5)$$

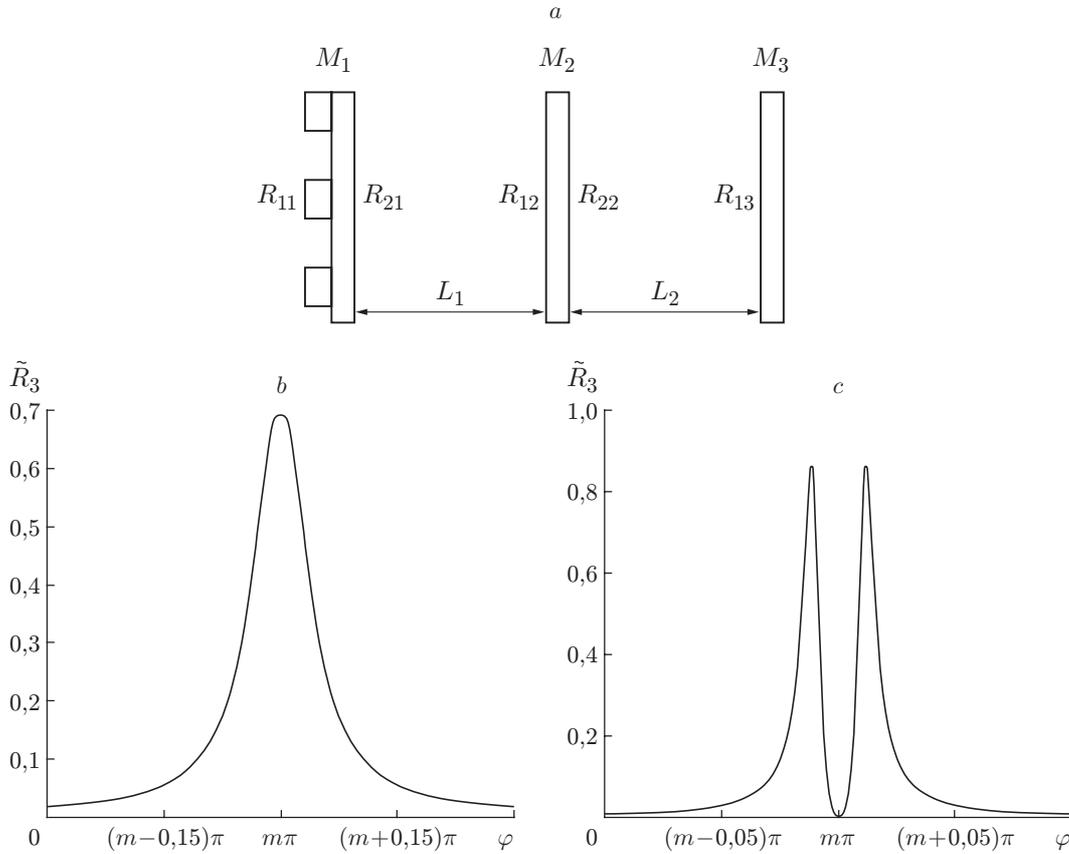


Рис. 3

В данном случае  $\tilde{\rho}_{12}(\psi_2)$  относится к заднему резонатору, образованному зеркалами  $M_2$ – $M_3$ . Зависимость  $\tilde{\rho}_{12}$  от длины волны позволяет в определенной мере управлять формой профиля  $\tilde{\rho}_3$ . Практический интерес представляет получение в отраженном свете спектральной характеристики, подобной коэффициенту пропускания трехзеркального мультиплекс-ИФП (МФП) [22]:  $T_{\text{МФП}} = 1/(1 + F^2 \sin^4 \varphi)$ , где  $F = 4\sqrt{R_{21}}(1 + R_{21})/(1 - R_{21})^2$ ,  $\varphi_1 = \varphi_2 = \varphi$  ( $\varphi_l = \psi_l - (\Psi_{2l} + \Psi_{1(l+1)})/2$ ,  $l = \{1, 2\}$  — полный набег фаз между зеркалами отдельного резонатора на один проход). Такая характеристика реализуется при следующем выборе параметров:  $R_{11} = R_{21} = R_{13}$ ,  $R_{12} = R_{22} = 4R_{13}/(1 + R_{13})^2$ ,  $\Psi_{qp} = \pi$ ,  $\Phi_{qp} = \pi/2$ ,  $q = \{1, 2\}$ ,  $p = \{1, 2, 3\}$ . При подстановке этих параметров в (5) профиль коэффициента отражения получается дополнительным к профилю  $T_{\text{МФП}}(\varphi)$ :  $R_{\text{МФП}} = F^2 \sin^4 \varphi / (1 + F^2 \sin^4 \varphi)$ . Профиль  $T_{\text{МФП}}$  отличается более низким уровнем фона, чем у ИФП, так как в числителе вне резонанса присутствует фактор  $F^2$ , который в  $4/(1 - R_{21})^2$  раз больше аналогичного параметра ИФП. Фаза коэффициента отражения  $\tilde{\rho}_{12}$  обладает аномальной дисперсией вблизи резонансной длины волны  $\lambda_0$ , и разность фаз интерферирующих лучей в переднем резонаторе минимизируется в окрестности резонанса [24]. Соответственно снижается чувствительность к флуктуациям частоты источника возбуждения (в числителе присутствует  $\sin^4 \varphi$ ), что предполагает возможность создания интерферометра для регистрации малых линейных смещений [25].

В случае ОИ, изображенного на рис. 3, *a*, по отношению к зеркалу  $M_1$  резонатор, образованный зеркалами  $M_2$ – $M_3$ , играет роль зеркала с переменной амплитудой  $\tilde{\rho}_{12}(\lambda)$  и фазой отражения  $\tilde{\Psi}_{12}(\lambda) = \arg[\tilde{\rho}_{12}(\lambda)]$ . Тогда набег фаз в переднем резонаторе равен

$\varphi_1 = \psi_1 - [\Psi_{21} + \tilde{\Psi}_{12}(\lambda)]/2$ . Таким образом, с помощью специального подбора коэффициентов зеркал в (5) зависимость  $\varphi_1$  от  $\lambda$  в окрестности резонансной длины волны можно уменьшить. В то же время можно обеспечить малость изменения  $\tilde{\rho}_{12}(\lambda)$ . Это дает возможность ослабить дисперсионную зависимость  $\tilde{R}_3 = |\tilde{\rho}_3|^2$  от длины волны в окрестности  $\lambda_0$ . В [23] рассматриваются возможные способы подбора коэффициентов зеркал для данного случая. На рис. 3, *b* показан профиль аппаратной функции ОИ, который имеет более плоскую вершину по сравнению с профилем ИФП в окрестности резонанса.

В работе [23] представлен также двухполосный профиль аппаратной функции, который можно получить в трехзеркальном ОДИ (рис. 3, *c*) при выборе следующих параметров:  $L_1 = L_2$ ,  $R_{11} = 0$ ,  $R_{12} = R_{22} = R_{13}$ ,  $R_{21}$  — произвольный,  $\Psi_{11} = -\pi/2$ ,  $\Phi_{11} = \Phi_{21} = \pi/4$ ,  $\Psi_{21} = \Psi_{12} = \Psi_{22} = \Psi_{13} = \pi$ ,  $\Phi_{12} = \Phi_{22} = \Phi_{13} = \pi/2$ . Максимумы профиля находятся в точках, удовлетворяющих уравнению  $\sin^2 \varphi = (1 - R_{22})/[4(R_{21}R_{22})^{1/4}]$ , при этом  $\tilde{R}_3(0) = 0$ . Такой профиль может использоваться для генерации близкорасположенных линий в лазере, где трехзеркальный ОДИ применяется как частотный дискриминатор непосредственно в резонаторе лазера.

Рассмотренный вариант трехзеркального ОИ на основе дифракционного фазового зеркала имеет недостаток, который проявляется и в двухзеркальном варианте и связан с потерей энергии при резонансе системы (максимальный коэффициент отражения меньше единицы). С учетом этого было бы интересно исследовать вариант системы с передним зеркалом на основе металлической пленки (см. рис. 3, *a*) или металлической дифракционной решетки (см. рис. 2, *a*, *b*).

Еще один вариант управления формой профиля аппаратной функции ОИ был предложен и экспериментально реализован на основе переднего зеркала с металлической пленкой (см. рис. 2, *a*) [26]. Принцип основан на разбиении резонатора двухзеркального ОИ на несколько оптически независимых между собой резонаторов. Рассматривался двухрезонаторный вариант. На рис. 4, *a* резонаторы обозначены  $\alpha$  и  $\beta$ . Расстояние между зеркалами  $L_1 \ll d^2/\lambda$  (ближняя зона), где  $d$  — диаметр возбуждающего светового пучка. Слой  $DL$  в резонаторе  $\beta$  создавал дополнительный набег фаз для световой волны относительно резонатора  $\alpha$ . Изменением оптической толщины напыленного слоя  $DL$  можно смещать спектральные контуры интерферометров относительно друг друга и тем самым управлять формой суммарного сигнала, измеряемого фотодетектором также в ближней зоне. Добротность резонатора влияет на степень перекрытия аппаратных функций интерферо-

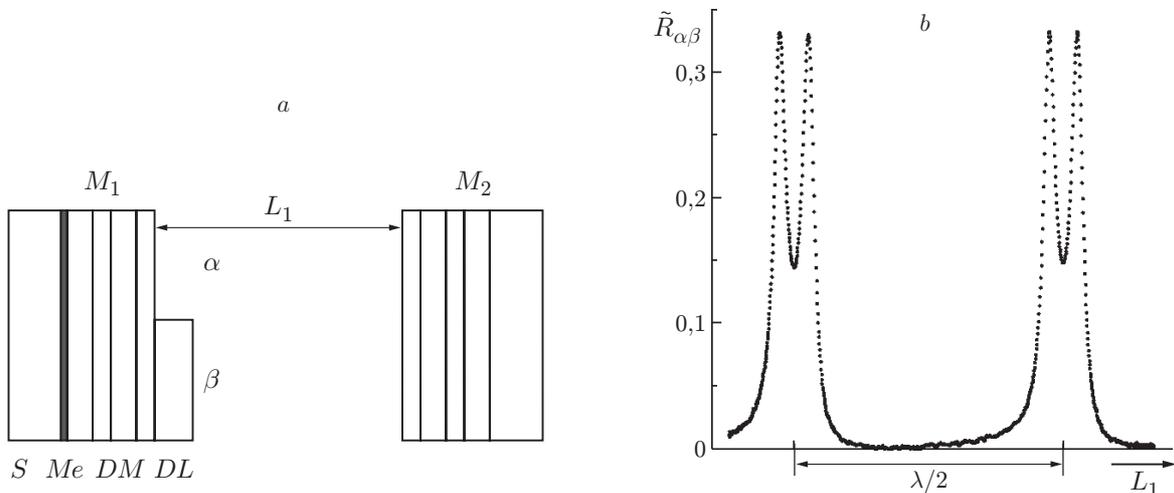


Рис. 4

метра, как и на оптическую независимость резонаторов вследствие дифракции. Показано, что аппаратная функция выражается через  $\tilde{R}(\varphi)$  из (1):

$$\tilde{R}_{\alpha\beta} = s_{\alpha}\tilde{R}(\varphi_{\alpha}) + s_{\beta}\tilde{R}(\varphi_{\beta}),$$

где  $s_{\alpha}$ ,  $s_{\beta}$  — доли площади поверхности зеркала  $M_1$ , входящие в резонаторы  $\alpha$  и  $\beta$ ;  $\varphi_{\alpha}$ ,  $\varphi_{\beta}$  — набеги фаз между зеркалами в соответствующих резонаторах. Если оптическая толщина слоя  $DL$  равна  $m\lambda/2$  ( $m$  — целое число), то каждое из двух слагаемых справа от знака равенства принимает максимальное значение при различных набегах фаз, а фазовое расстояние между пиками определяется разностью фаз  $\varphi_{\alpha} - \varphi_{\beta} = (n_{DL} - 1)/n_{DL}(m\lambda/2)$  ( $n_{DL}$  — коэффициент преломления слоя  $DL$ ). Изменяя толщину слоя  $DL$ , можно сдвигать интерференционные пики относительно друг друга. Было изготовлено зеркало  $M_1$  (на длине волны  $\lambda = 0,63\mu$ ) с характеристиками:  $R_{11} = 0,0025$ ,  $R_{21} = 0,79$ ,  $T_{11} = 0,1$  для области  $\alpha$  и  $R_{11} = 0,0065$ ,  $R_{21} = 0,78$ ,  $T_{11} = 0,1$  для области  $\beta$ ;  $R_{12} = 0,975$ ,  $n_{DL} = 2,3$ ,  $m = 2$ ,  $d \approx 1$  мм. Регистрация сигнала проводилась в зависимости от изменения расстояния между зеркалами ( $L_1 \approx 0,5$  мм). Результаты эксперимента показаны на рис. 4, б. Теоретически максимальный коэффициент отражения (максимум пиков) данного ОИ при  $s_{\alpha} = s_{\beta} = 1/2$  должен быть равен 0,5. Переход к более сложной фазовой структуре расширяет возможность формирования спектральной характеристики аппаратной функции интерферометра. Экспериментальная реализация показала, что для области  $\beta$  не происходит рассогласования диэлектрического многослойного покрытия  $DM$  с металлической пленкой, если слой  $DL$  произвольной толщины наносится на высокоотражающий  $DM$ . При использовании высокочастотного резонатора на модовый состав поля внутри резонатора ОИ и, как следствие, на аппаратную функцию (5) неизбежно будут оказывать влияние дифракционные явления, поэтому данный вариант с точки зрения практического применения требует укорочения базы интерферометра либо увеличения диаметра возбуждающего пучка.

**Заключение.** В предлагаемой работе проведен обзор последних исследований в области многолучевых интерферометров в отраженном свете с необращенной аппаратной функцией. Рассмотрены различные варианты двухзеркальных многолучевых ОИ и управление формой профиля аппаратной функции в отражении на основе трехзеркального и двухрезонаторного вариантов ОИ. Приведены методики расчета и экспериментального изготовления для каждого варианта, обсуждены их преимущества и недостатки, определены перспективные направления дальнейших исследований.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Троицкий Ю. В.** Одночастотная генерация в газовых лазерах. Новосибирск: Наука, 1975. 159 с.
2. **Троицкий Ю. В.** Многолучевые интерферометры отраженного света. Новосибирск: Наука, 1985. 208 с.
3. **Троицкий Ю. В.** Сравнение методов селекции продольных мод оптического резонатора // Журн. прикл. спектроскопии. 1970. **12**, № 3. С. 425–431.
4. **Shen W., Sun X., Zang Y. et al.** Narrow band filters in both transmission and reflection with metal/dielectric thin films // Opt. Commun. 2009. **282**, N 2. P. 242–246.
5. **Fu X., Yi K., Shao J., Fan Zh.** Nonpolarizing guided-mode resonance filter // Opt. Lett. 2009. **34**, N 2. P. 124–126.
6. **Голдина Н. Д., Захаров М. И.** О возможности создания отражающего интерферометра с заданными характеристиками // Автометрия. 1979. № 1. С. 95–103.

7. **Троицкий Ю. В.** Отражательный интерферометр с «трансмиссионной» характеристикой как элемент интерференционных детекторов гравитационных волн // *Опт. и спектр.* 2005. **98**, № 1. С. 135–141.
8. **Fox A. G., Li T.** Resonant modes in a maser interferometer // *Bell Syst. Tech. Journ.* 1961. **40**, N 2. P. 453–489.
9. **Фиалковский А. Т.** Дифракция плоских волн на открытом резонаторе, образованном параллельными лентами // *ЖТФ.* 1969. **39**, № 5. С. 865–874.
10. **Нату М.** Sur les franges de réflexion des lames argentées // *Journ. Phys.* 1906. **5**. P. 789–809.
11. **Троицкий Ю. В.** Отражающий интерферометр на основе согласованной металлической пленки // *Письма в ЖЭТФ.* 1970. **11**, № 6. С. 281–284.
12. **Троицкий Ю. В.** Тонкослойная дифракционная решетка в оптическом резонаторе стоячей волны // *Опт. и спектр.* 1969. **27**, № 3. С. 492–496.
13. **Терентьев В. С., Троицкий Ю. В.** «Необращенные» интерференционные полосы при отражении света от интерферометра Фабри — Перо с асимметричным дифракционным зеркалом // *Опт. и спектр.* 2004. **97**, № 2. С. 328–333.
14. **Троицкий Ю. В.** Использование многолучевого фазового интерферометра для получения одночастотной генерации в лазерах // *Квантовая электрон.* 1975. **2**, № 11. С. 2444–2451.
15. **Кольченко А. П., Терентьев В. С., Трошин Б. И.** Интерферометр с «необращенной» аппаратной функцией в отраженном свете на основе фазовой решетки // *Опт. и спектр.* 2006. **101**, № 4. С. 674–676.
16. **Троицкий Ю. В., Терентьев В. С.** Измерение фазового параметра диэлектрических зеркал // *Опт. и спектр.* 2003. **94**, № 1. С. 128–133.
17. **Раутиан С. Г.** Новые методы спектроскопии. Новосибирск: Наука, 1982.
18. **Борн М., Вольф Э.** Основы оптики. М.: Наука, 1973. 720 с.
19. **Кард П. Г.** Теория многослойных несимметричных отражателей // *Опт. и спектр.* 1961. **10**, № 3. С. 384–389.
20. **Babin S. A., Kablukov S. I., Terentiev V. S.** Reflection interferometer based on the Troitsky thin film for frequency selection in fiber lasers // *Laser Phys.* 2008. **18**, N 11. P. 1241–1245.
21. **Троицкий Ю. В.** Бездисперсионные интерферометры отраженного света // *Опт. и спектр.* 1995. **79**, № 6. С. 993–999.
22. **Нагибина И. М.** Интерференция и дифракция света. Л.: Машиностроение, 1974. 360 с.
23. **Терентьев В. С., Трошин Б. И., Кольченко А. П.** Спектральные характеристики трехзеркальной интерференционной системы с «необращенной» аппаратной функцией в отраженном свете // *Опт. и спектр.* 2007. **103**, № 5. С. 844–847.
24. **Трошин Б. И.** Формирование спектральной зависимости пропускания трехзеркальной интерференционной системы // *Оптический журнал.* 2003. **70**, № 9. С. 40–42.
25. **Троицкий Ю. В.** Интерферометр для регистрации сверхмалых перемещений при немонохроматическом источнике света // *Квантовая электрон.* 1992. **19**, № 11. С. 1126.
26. **Терентьев В. С., Трошин Б. И.** Управление спектральной зависимостью выходного сигнала отражательного интерферометра с «необращенной» аппаратной функцией // *Опт. и спектр.* 2008. **104**, № 1. С. 131–133.

*Поступила в редакцию 30 января 2009 г.*