

УДК 681.787 + 535.417

ПЕРЕСТРАИВАЕМЫЙ ГОЛОГРАФИЧЕСКИЙ ИНТЕРФЕРОМЕТР С НЕПОДВИЖНЫМИ ЗЕРКАЛАМИ*

С. Л. Микерин, В. Д. Угожаев

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

Описана конфигурация двухлучевого интерферометра с неподвижными наклонными зеркалами, предназначенного для записи голографических дифракционных решёток. Перестройка угла схождения парциальных пучков в диапазоне от 0 до 180° производится изменением угла падения исходного пучка на входную грань светоделительного куба без дополнительной подъюстировки зеркал. Длины путей интерферирующих пучков автоматически выровнены в силу зеркальной симметрии системы. Найдена оптимальная кинематика перестройки угла схождения, позволяющая работать с пучками достаточно большого диаметра во всём диапазоне перестройки. Интерферометр обладает высокой виброустойчивостью благодаря отсутствию юстировочных приспособлений.

Ключевые слова: двухлучевой интерферометр, светоделительный куб, голографическая дифракционная решётка, перестройка угла схождения.

Введение. Двухлучевые интерферометры с пересекающимися под некоторым углом пучками света широко применяются в различных областях науки и техники, в частности для создания голографических дифракционных решёток (ГДР). Общепринятая конфигурация такого интерферометра, называемого в данной работе голографическим, включает светоделительный элемент, например светоделительный куб (СДК), который разделяет исходный световой пучок на два парциальных, и два юстируемых зеркала, направляющих парциальные пучки на фоточувствительное устройство (ФЧУ) под заданным углом схождения 2α [1, 2]. Данная конфигурация неудобна тем, что установку угла схождения приходится производить путём независимой юстировки каждого направляющего зеркала. Это затрудняет эксплуатацию интерферометра, особенно при необходимости многократной перестройки угла схождения. Дополнительно нужно выравнивать длины плеч интерферометра, поскольку они произвольны в такой конфигурации. Выравнивание актуально при использовании низкокогерентного излучения (например, в случае пикосекундных импульсов). Кроме того, наличие юстировочных узлов снижает виброустойчивость интерферометра, что сужает возможные области его применения.

Для того чтобы устранить необходимость юстировки направляющих зеркал при перестройке угла схождения, в [3] было предложено отказаться от зеркал, а перестройку осуществлять изменением угла падения исходного пучка на входную грань СДК. Длины плеч выровнены во всей области перестройки благодаря зеркальной симметрии схемы. Одновременно такой интерферометр обладает высокой виброустойчивостью. Однако оказалось, что угол схождения ограничен сверху значением около 80° и по мере его роста уменьшается допустимый диаметр интерферирующих пучков.

*Работа выполнена при частичной поддержке Совета по грантам Президента РФ (ведущая научная школа № НШ-4339.2010.2 и № НШ-2979.2012.2).

Поэтому в данной работе предлагается модификация схемы, объединяющая достоинства обоих вышепересмотренных вариантов. В этой модификации направляющие зеркала устанавливаются симметрично светоделительному зеркалу СДК и жёстко укрепляются на общем с СДК основании. Перестройка угла схождения 2α производится изменением угла падения φ исходного пучка путём вращательного движения интерферометра относительно неподвижного источника излучения или вращением источника относительно интерферометра. Оптические пути парциальных пучков оказываются равными. При внешнем сходстве с общепринятой конфигурацией предлагаемая схема имеет принципиальные отличия. В ней нет юстируемых элементов, поэтому интерферометр может иметь жёсткую конструкцию, мало подверженную вибрациям; степень выравнивания длин плеч определяется только точностью изготовления, которая в современных условиях обеспечивается на высоком уровне. При этом сохраняется возможность перестройки угла схождения в предельно широкой области ($0-180^\circ$) и диаметры парциальных коллимированных пучков близки к полной апертуре СДК.

Целью данной работы является детальное описание в рамках геометрической оптики предлагаемого голографического интерферометра с неподвижными зеркалами (ГИНЗ), включающее зависимости основных геометрических параметров от угла φ (или α), погрешности этих параметров и возможные области применения ГИНЗ.

Ход лучей в голографическом интерферометре с неподвижными зеркалами. Для описания геометрии предлагаемого интерферометра выбраны следующие переменные (рис. 1): смещение Q точки E входа в СДК 3 исходного луча 1 относительно ребра C_1 , расстояние B от точки выхода любого из парциальных лучей (2.1 или 2.2) до ребра C_2 (это расстояние одинаково для обоих лучей в силу симметрии ГИНЗ относительно плоскости делительного зеркала C_1C_2) и расстояние L (или длина схождения) от ребра C_2 до точки O пересечения парциальных лучей на ФЧУ 5. Расстояние H между направляющими зеркалами 4.1 и 4.2 на плоскости, проходящей через рёбра C_3 и C_4 , является неизменяемым размером. Далее используются безразмерные параметры q , b , l и h ,

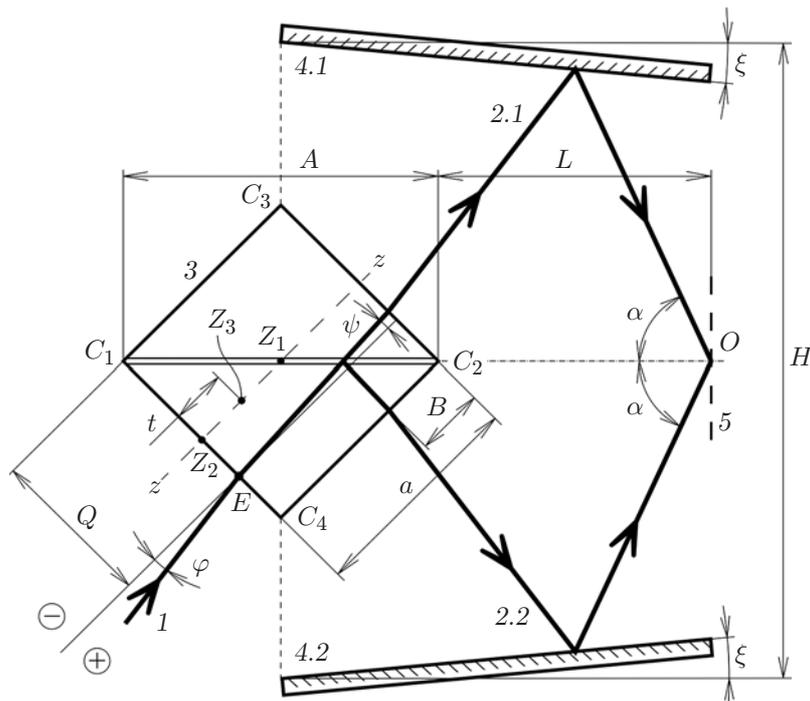


Рис. 1. Схема хода лучей в ГИНЗ

соответствующие расстояниям Q , B , L и H . Нормировочным параметром служит длина a ребра СДК в плоскости положения парциальных лучей; используется также очевидное соотношение $A/a = \sqrt{2}$ (A — длина диагонали C_1C_2).

Направляющие зеркала наклонены относительно плоскости делительного зеркала СДК на угол ξ (см. рис. 1). Конечно, эти зеркала могут быть параллельными и даже расходящимися, но их схождение расширяет перестроечные возможности интерферометра.

Половинный угол схождения α связан с углом падения φ соотношением

$$\alpha = \varphi + 2\xi + 45^\circ. \quad (1)$$

На рис. 1 отображено правило знаков угла φ : при отклонении луча 1 от нормали к входной грани СДК в сторону ребра C_1 $\varphi < 0$ (знак « \leftarrow »), а в сторону C_2 $\varphi > 0$ (знак « \rightarrow »). Если задан угол α , то из (1) получается выражение для

$$\varphi = \alpha - 2\xi - 45^\circ. \quad (2)$$

Из (1) следует, что если угол падения увеличивать от -45° до $+45^\circ$, то можно достичь перестройки половинного угла схождения в пределах от 2ξ до $90^\circ + 2\xi$. Верхний предел α достаточно ограничить значением 90° , что соответствует встречному ходу парциальных лучей. Таким образом, практически целесообразно можно принять область изменения $\varphi \in [-45^\circ, +45^\circ - 2\xi]$. Все формулы, описывающие свойства ГИНЗ, могут быть представлены согласно (1) и (2) как функции α или φ .

Ход лучей внутри СДК задаёт связь между параметрами q и b , другими словами, между входом в куб и выходом из него:

$$b + q = 1 + \operatorname{tg} \psi. \quad (3)$$

Здесь ψ — угол преломления, имеющий тот же знак, что и угол падения. Если n — показатель преломления материала СДК, то

$$\operatorname{tg} \psi = \operatorname{tg}[\arcsin(\sin \varphi/n)] = \sin \varphi / \sqrt{n^2 - \sin^2 \varphi}. \quad (4)$$

Параметры b и q — переменные, у которых границы области допустимых значений зависят от знака φ . Эта область одинакова для обоих параметров в силу (3):

$$\varphi < 0 \rightarrow b, q \in [0, (1 + \operatorname{tg} \psi)]; \quad (5)$$

$$\varphi > 0 \rightarrow b, q \in [\operatorname{tg} \psi, 1].$$

Длину схождения l можно выразить через основные параметры ГИНЗ:

$$l = \frac{h[\operatorname{tg} \alpha + \operatorname{tg}(\alpha - 2\xi)] - b[1 + \operatorname{tg}(\alpha - 2\xi)](\operatorname{tg} \alpha - \operatorname{tg} \xi)\sqrt{2}}{2 \operatorname{tg} \alpha [\operatorname{tg}(\alpha - 2\xi) + \operatorname{tg} \xi]}, \quad (6)$$

где h и ξ — постоянные. Выражение (6) названо «лучевым соотношением». Оно допускает произвольный выбор двух из трёх переменных α , b и l и определяет по ним третью. Из полной совокупности рабочих состояний ГИНЗ можно выбрать специфическую, в которой, например, длина схождения зафиксирована: $l = \tilde{l}$. Такой режим имеет практическую ценность — возможность записывать мультиплексные ГДР. Для его описания выразим из (6) выходное расстояние

$$b = \frac{h[\operatorname{tg} \alpha + \operatorname{tg}(\alpha - 2\xi)] - 2\tilde{l} \operatorname{tg} \alpha [\operatorname{tg}(\alpha - 2\xi) + \operatorname{tg} \xi]}{[1 + \operatorname{tg}(\alpha - 2\xi)](\operatorname{tg} \alpha - \operatorname{tg} \xi)\sqrt{2}} \quad (7)$$

или с привлечением (3) входное смещение

$$q = 1 + \operatorname{tg} \psi + \frac{2\tilde{l} \operatorname{tg} \alpha [\operatorname{tg}(\alpha - 2\xi) + \operatorname{tg} \xi] - h[\operatorname{tg} \alpha + \operatorname{tg}(\alpha - 2\xi)]}{[1 + \operatorname{tg}(\alpha - 2\xi)](\operatorname{tg} \alpha - \operatorname{tg} \xi)\sqrt{2}}. \quad (8)$$

Выражения (7) и (8) можно также представить как функции φ и q , используя (1) и (3). Из (7) и (8) найдём граничные значения диапазона перестройки угла α , соответствующие заданному \tilde{l} .

Нижняя граница φ определяется, как это следует из рис. 1, крайним левым положением луча, когда он примыкает к ребру C_1 ($q_{\text{left}} = 0$), если $\varphi < 0$, или к ребру C_3 , если $\varphi > 0$. В случае $\varphi < 0$ нижнее граничное значение половинного угла схождения α_{left} находится численным решением уравнения, которое получается из (8) с использованием (2), (4) и с учётом $q = 0$, $\alpha = \alpha_{\text{left}}$ и $\psi = \psi_{\text{left}}$. Для $\varphi > 0$ величина $q_{\text{left}} = \operatorname{tg} \psi_{\text{left}}$ и угол α_{left} выражен явно:

$$\alpha_{\text{left}} = \operatorname{arctg} \left\{ K_{\text{left}} \left[1 + \sqrt{1 - I/(EK_{\text{left}}^2)} \right] \right\}.$$

Здесь

$$K_{\text{left}} = G/E;$$

$$E = 2\tilde{l}(1 + \operatorname{tg} \xi \operatorname{tg} 2\xi) - h \operatorname{tg} 2\xi + \sqrt{2}(1 + \operatorname{tg} 2\xi);$$

$$G = \tilde{l}(\operatorname{tg} 2\xi - \operatorname{tg} \xi) + h - (1 - \operatorname{tg} \xi - \operatorname{tg} 2\xi - \operatorname{tg} \xi \operatorname{tg} 2\xi)/\sqrt{2};$$

$$I = h \operatorname{tg} 2\xi - \sqrt{2} \operatorname{tg} \xi(1 - \operatorname{tg} 2\xi).$$

Верхняя граница φ определяется крайним правым положением луча, который примыкает к ребру C_2 ($b_{\text{right}} = 0$) при $\varphi < 0$ или к ребру C_4 при $\varphi > 0$. Для $\varphi < 0$ верхняя граница α_{right} вычисляется из (7) при условии $b = 0$:

$$\alpha_{\text{right}} = \operatorname{arctg} \left\{ K_{\text{right}} \left[1 + \sqrt{1 - h \operatorname{tg} 2\xi/(VK_{\text{right}}^2)} \right] \right\}.$$

Здесь

$$K_{\text{right}} = W/V;$$

$$V = 2\tilde{l}(1 + \operatorname{tg} \xi \operatorname{tg} 2\xi) - h \operatorname{tg} 2\xi;$$

$$W = \tilde{l}(\operatorname{tg} 2\xi - \operatorname{tg} \xi) + h.$$

Для $\varphi > 0$ верхняя граница α_{right} находится численно из (7) с использованием (2), (4), $\alpha = \alpha_{\text{right}}$ и $b = \operatorname{tg} \psi_{\text{right}}$.

Когда длина схождения \tilde{l} фиксирована, важна ширина области допустимых углов схождения для мультиплексной записи ГДР $\Delta\alpha_{\text{mp}} = \alpha_{\text{right}} - \alpha_{\text{left}}$. Расчёты показывают следующую закономерность: граничные значения α_{left} и α_{right} монотонно убывают с ростом \tilde{l} , а

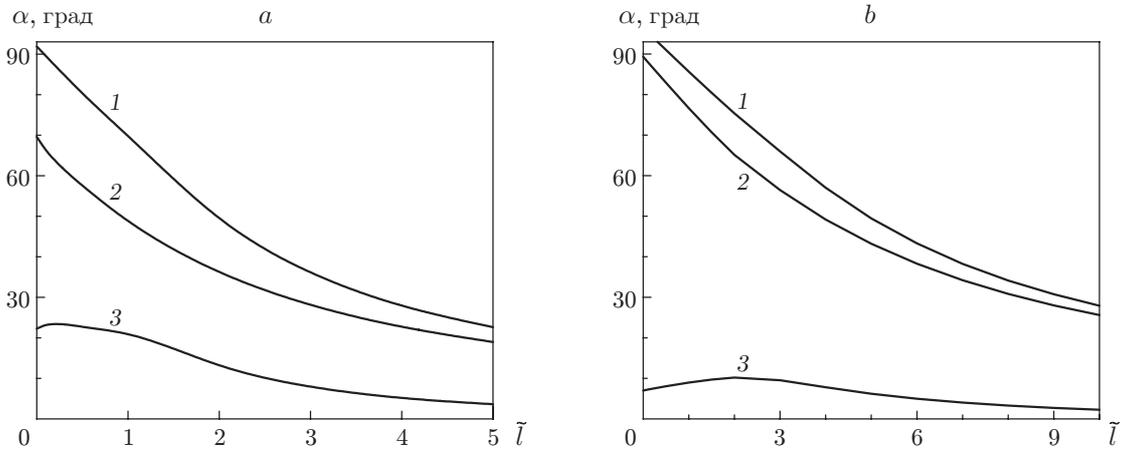


Рис. 2. Максимальное (кривые 1) и минимальное (кривые 2) значения половинного угла схождения α и разности между ними $\Delta\alpha$ (кривые 3) в зависимости от фиксированной длины схождения \tilde{l} при следующих условиях: $h = 2$ (а) и $h = 5$ (б) ($\xi = 10^\circ$)

$\Delta\alpha_{\text{мр}}$ имеет максимум; с ростом h величина $\Delta\alpha_{\text{мр}}$ уменьшается, а максимум сдвигается в сторону больших значений \tilde{l} . Рис. 2 представляет область допустимых значений α и её ширину при мультиплексной записи в зависимости от \tilde{l} для двух значений расстояния между направляющими зеркалами. Принято, что СДК изготовлен из стекла с показателем преломления $n = 1,52$. Из рисунка сделаем следующие выводы. Величина $\Delta\alpha_{\text{мр}}$ меньше 90° , однако всегда вполне достаточная, чтобы записать большое количество решёток в одной мультиплексной голограмме. Например, при $\lambda = 0,5$ мкм, показателе преломления фоточувствительного материала 1,5, $\tilde{l} = 0,5$, $\Delta\alpha_{\text{мр}} = 22,76^\circ$ (см. рис. 2, а, кривая 3 и формулу (16.12) в [4, с. 528]) в голограмме толщиной 1 мм запишется до 1000 решёток. В другом случае ($\tilde{l} = 10$, $\Delta\alpha_{\text{мр}} = 2,31^\circ$, кривая 3 на рис. 2, б) ещё возможна совместная запись 50 решёток. Рис. 2, а показывает также, что, выбирая разные \tilde{l} при относительно небольших значениях h (1,5–2), можно записывать мультиплексные голограммы практически во всём интервале углов α .

Такая запись производится одновременной экспозицией несколькими источниками излучения либо многократной экспозицией одним источником, последовательно изменяя его позицию. В любом случае позиция q_i ($i = 1, 2, \dots, m$) источника для записи i -й элементарной решётки из их общего числа m в мультиплексном наборе определяется из (8) по требуемому значению α_i половинного угла схождения.

Ход пучков в голографическом интерферометре с неподвижными зеркалами. Коллимированный пучок диаметром D (в безразмерном представлении $d = D/a$) описывается тремя характерными лучами: осевым и двумя крайними — левым и правым по ходу пучка. Точка пересечения осевых лучей парциальных пучков является центром симметрии интерференционной картины, до неё отсчитывается расстояние l .

Смещение q (отрезок C_1E на рис. 1) осевого луча 1 исходного пучка (далее оно обозначается как q_{axial}) существует в более узкой области по сравнению с (5):

$$\varphi < 0 \rightarrow q_{\text{axial}} \in [q_d, (1 + \text{tg } \psi) - q_d]; \quad (9)$$

$$\varphi > 0 \rightarrow q_{\text{axial}} \in [\text{tg } \psi + q_d, 1 - q_d].$$

Здесь $q_d = d/2 \cos \varphi$ — наименьшее возможное значение q_{axial} при данных d и φ . С уве-

личением d диапазоны (9) сужаются и, когда их границы смыкаются, $q_d = (1 - \operatorname{tg} |\psi|)/2$. Диаметр d достигает своего предельного значения d_g для заданного угла падения φ (или α), это значение названо «граничным». Угол падения также оказывается граничным: $\varphi = \varphi_g$ и

$$d_g = \cos \varphi_g (1 - \operatorname{tg} |\psi_g|). \quad (10)$$

Угол преломления ψ_g соответствует углу падения φ_g согласно (4). Зависимость $d_g(\varphi_g)$, представленная кривой 1 на рис. 3, называется «пропускной характеристикой» ГИНЗ. Это название подразумевает, что все пары значений (d, φ) , лежащие ниже этой характеристики, являются допустимыми, лежащие выше — нет. При нормальном падении исходного пучка на входную грань СДК ($\varphi_g = 0$) $d_g = 1$ независимо от показателя преломления n материала СДК. Значение d_g падает с ростом φ_g , но чем больше n , тем выше лежит характеристика $d_g(\varphi_g)$. Например, для наибольшего угла падения $|\varphi| = 45^\circ$, при котором d_g минимально,

$$d_g(|\varphi| = 45^\circ) = [1 - (2n^2 - 1)^{-1/2}]/\sqrt{2}.$$

Трёх значениям $n = 1,52, 2$ и $2,5$ соответствуют значения $d_g \approx 0,34, 0,44$ и $0,50$, т. е. увеличение показателя преломления до 2,5 позволяет почти в 1,5 раза увеличить нижний предел d_g .

Если $\varphi_g < 0$, исходный пучок диаметром d_g своим крайним левым лучом примыкает к ребру C_1 (см. рис. 1), а крайним правым — к ребру C_2 . При $\varphi_g > 0$ граничными рёбрами являются C_3 и C_4 . В обоих случаях осевой луч 1 проходит через точку Z_1 — центр симметрии СДК. Такой луч удобно называть «симметричным».

Если осевой луч пучка не совпадает с симметричным, то наибольший диаметр d_{\max} пучка меньше граничного и определяется касанием одного из его крайних лучей ближайшего ребра СДК.

Чтобы иметь возможность поддерживать диаметр пучка на уровне d_g в процессе перестройки угла схождения, нужно производить коррекцию позиции осевого луча 1 на входной грани СДК согласно выражению $q_{\text{axial}} = (1 + \operatorname{tg} \psi_g)/2$. Данная процедура усложняет конструкцию и эксплуатацию ГИНЗ. Было бы более удобным изменять угол падения путём

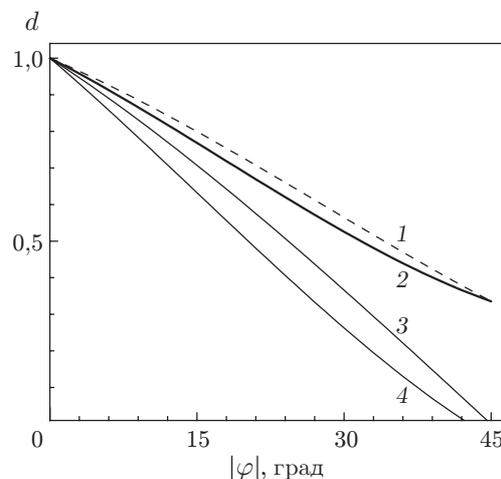


Рис. 3. Граничный диаметр d_g (кривая 1) и наибольшие диаметры светового пучка d_{Z3} (кривая 2), d_{Z1} (кривая 3) и d_{Z2} (кривая 4) в зависимости от модуля угла падения $|\varphi|$

вращения вокруг некоторой оси без дополнительной коррекции смещения q_{axial} ; положение оси желательно выбрать таким, чтобы наибольший диаметр пучка d_{max} при этом мало отличался от d_g . Осью вращения должна быть нормаль к плоскости падения исходного пучка, пересекающая ось симметрии $z-z$ СДК.

Наиболее естественным на первый взгляд представляется положение Z_1 (см. рис. 1). В этом случае наибольший диаметр пучка

$$d_{\text{max } Z1} = \cos \varphi - \sin |\varphi|. \quad (11)$$

Другое положение Z_2 находится на входной грани СДК. Для него наибольший диаметр определяется выражением

$$d_{\text{max } Z2} = \cos \varphi (1 - 2 \operatorname{tg} |\psi|). \quad (12)$$

Зависимости (10)–(12) представлены на рис. 3 (кривые 1, 3 и 4 соответственно). Видно, что кривые 3 и 4 лежат существенно ниже кривой 1, т. е. вращение вокруг осей Z_1 или Z_2 приводит к значительным апертурным ограничениям. Так, в предельном случае при $|\varphi| = 45^\circ$ $d_{\text{max } Z1} = 0$ и $d_{\text{max } Z2} = [1 - 2(2n^2 - 1)^{-1/2}]/\sqrt{2}$. Можно отметить, что $d_{\text{max } Z2}(|\varphi| = 45^\circ) \geq 0$, если только $n \geq \sqrt{2,5} \cong 1,581$. Для стандартного стекла К8 ($n \cong 1,52$) наибольший диаметр достигает нуля при $|\varphi| \approx 42,8^\circ$.

Однако существует более благоприятное положение оси вращения. Пусть ось Z_3 (см. рис. 1) проходит через точку пересечения оси $z-z$ с продолжением осевого луча 1 исходного пучка диаметром d_g , падающего под углом $|\varphi| = 45^\circ$. Это положение удалено от входной грани СДК на расстояние

$$t = (2n^2 - 1)^{-1/2}/2, \quad (13)$$

и наибольший диаметр пучка вычисляется как

$$d_{\text{max } Z3} = \cos \varphi (1 - 2 \operatorname{tg} |\psi|) + \sin |\varphi| (2n^2 - 1)^{-1/2}. \quad (14)$$

На рис. 3 видно, что кривые 1 и 2 зависимостей $d_{\text{max } Z3}(|\varphi|)$ и $d_g(\varphi_g)$ почти совпадают. Все четыре графика построены при условии $n = 1,52$.

Таким образом, положение Z_3 (кривая 2) можно считать оптимальным для записи ГДР. В данной работе будет рассмотрен именно этот вариант кинематики ГИНЗ.

Входное смещение q_{axial} осевого луча 1 (см. рис. 1) в процессе перестройки угла схождения изменяется согласно равенству

$$q_{\text{axial}} = [1 + (2n^2 - 1)^{-1/2} \operatorname{tg} \varphi]/2. \quad (15)$$

Подставляя (15) в (3) и выражая b_{axial} , можно рассчитать длину схождения l для осевых лучей парциальных пучков из (6), где следует заменить b значением b_{axial} .

Когда угол схождения приближается к 180° , область пересечения парциальных пучков, имеющая в проекции на плоскость (см. рис. 1) форму ромба, располагается рядом с СДК. Чтобы исключить хотя бы частичное попадание парциальных пучков на выходные грани СДК и, как следствие, перекрывание части их поперечного сечения, нужно ограничить положение области пересечения примыканием её к ребру C_2 . Поэтому, во-первых, всегда длина схождения $l > 0$; во-вторых, угол ромба, примыкающий к C_2 , образуется пересечением парциальных лучей, которые порождены крайним левым лучом исходного пучка. Их выходное расстояние $b > 0$. Значит, далеко не во всяком ГИНЗ возможна реализация встречного хода парциальных пучков ($\alpha = 90^\circ$). В частности, это ограничение справедливо всегда в случае параллельных зеркал.

Поэтому чтобы реализовать условие $\alpha = 90^\circ$ для пучка заданного диаметра d , нужно найти соответствующую пару параметров h , ξ . Критерий реализации этого условия, когда $d = d_{\max Z_3}$, можно найти, если представить, что крайний левый луч, примыкающий к ребру C_3 , отражается от зеркала 4.1 и идёт перпендикулярно делительному зеркалу, касаясь ребра C_2 :

$$h \geq \sqrt{2}(1 + \operatorname{tg}^{-1} 2\xi). \quad (16)$$

Выражения угла падения и наибольшего диаметра парциальных пучков согласно (2), (4) и (14) имеют вид

$$\varphi = 45^\circ - 2\xi, \quad d_{\max Z_3} = \left(\cos 2\xi + \sin 2\xi + \frac{\cos 2\xi - \sin 2\xi}{\sqrt{2n^2 - 1}} - \frac{2 \cos 4\xi}{\sqrt{2n^2 - 1} + \sin 4\xi} \right) / \sqrt{2}.$$

Из (16) следует, что, с одной стороны, чем меньше угол наклона зеркал, тем бóльшим должно быть расстояние между ними; с другой стороны, увеличение ξ поднимает нижнюю границу диапазона перестройки α , лежащую на уровне 2ξ . Компромиссным решением представляется $\xi = 10^\circ$, соответствующее ему значение $h \geq 5,3$. В итоге получается диапазон перестройки $\alpha \in [20^\circ, 90^\circ]$. Снижение нижней границы нецелесообразно из-за чрезмерного увеличения продольного габарита ГИНЗ. В этом нет необходимости, так как при $\varphi < -45^\circ$ ГИНЗ автоматически переводится в режим монолитного двухлучевого интерферометра [2], работающего в диапазоне малых углов схождения, например $\alpha \in (0, 30^\circ)$. Следовательно, в одном устройстве удаётся реализовать максимально возможный диапазон перестройки угла схождения без использования юстировки зеркал.

ГИНЗ может найти применение в тех областях, где требования к точности записываемых ГДР не очень высоки, но очень важны простота эксплуатации, возможность быстрой перестройки угла схождения при минимуме юстировочных работ, стабильность и компактность интерферометра. Это прежде всего работы по исследованию новых фоточувствительных материалов: фотополимеров [5, 6], жидких кристаллов [7–9], коллоидных суспензий металлических наночастиц [10], органических и неорганических плёнок [11, 12], фоторефрактивных кристаллов [13]; по созданию запоминающих, кодирующих и декодирующих устройств на основе мультиплексных голограмм [10, 14–16], управляемых спектральных оптических фильтров [17], статических фурье-спектрометров видимого и ближнего УФ-диапазонов спектра [18], одно- и двумерных рельефных субмикронных растров на основе халькогенидных стеклообразных полупроводников [19] и другие применения, например [20]. Приведённые ссылки, не претендуя на полноту освещения вопроса, служат лишь иллюстрацией весьма обширной области возможных приложений ГИНЗ.

Погрешности основных параметров голографического интерферометра с неподвижными зеркалами. Зеркальная симметрия интерферометра и как её следствие строгое равенство путей осевых лучей парциальных пучков реализуются только при соблюдении следующих условий: все углы призм СДК, смежные с делительным зеркалом, равны 45° , это зеркало расположено точно посередине расстояния h между направляющими зеркалами и углы их наклона к плоскости делительного зеркала равны ($\xi_1 = \xi_2$).

Реально все указанные размеры имеют отклонения, обусловленные в основном технологическими причинами. В результате зеркальная симметрия прибора в общем случае нарушается, что влечёт за собой погрешности основных параметров интерференционной картины (ИК) относительно их расчётных значений. Так, погрешность $\delta\alpha$ половинного угла схождения парциальных пучков приводит к погрешности $\delta\Lambda$ периода ИК. Одновременно возникает паразитная разность хода $\Delta\rho$ осевых лучей парциальных пучков — нулевой

порядок интерференции смещается относительно центра ИК. Точка пересечения осевых лучей сдвигается от расчётного положения как вдоль плоскости делительного зеркала, так и в поперечном направлении от неё. В итоге возникает погрешность δl длины схождения; продольная ось области пересечения парциальных пучков смещается от плоскости делительного зеркала и наклоняется к ней под некоторым небольшим углом. Пирамидальность системы также создаёт добавки к погрешностям основных параметров ГИНЗ. Малость вклада неплоскостности поверхностей в искажения интерференционной картины показана в работе [3].

Рассмотрим погрешности $\delta\alpha$ и Δp как наиболее существенно влияющие на качество записываемых ГДР. Оценки этих погрешностей проводятся в рамках приближения первого порядка малости.

Погрешность половинного угла схождения

$$\delta\alpha \approx -\delta_1 k + (\delta_{21} + \delta_{22})(k - 1)/2 + \delta\xi_1 + \delta\xi_2, \quad (17)$$

где δ_1 — отклонение угла между входной гранью СДК и делительным зеркалом от 45° ; δ_{21}, δ_{22} — отклонения углов между выходными гранями СДК и делительным зеркалом со стороны осевых лучей парциальных пучков 2.1 и 2.2 от 45° соответственно; $\delta\xi_1, \delta\xi_2$ — отклонения углов наклона направляющих зеркал (см. рис. 1); параметр рефракции $k = \text{tg } \varphi / \text{tg } \psi$. Для оценки наибольшей возможной погрешности угла α приняты следующие допущения: $|\delta_1| = |\delta_{21}| = |\delta_{22}| = |\delta\xi_1| = |\delta\xi_2| = \varepsilon > 0$; знаки отклонений выбраны такими, чтобы все члены выражения (17) были положительными. В итоге

$$|\delta\alpha|_{\max} \approx \varepsilon(2k + 1). \quad (18)$$

Относительная погрешность $|\delta\Lambda/\Lambda|_{\max}$ периода ИК согласно формуле $\Lambda = \lambda/2 \sin \alpha$ для пропускающих ГДР имеет вид

$$|\delta\Lambda/\Lambda|_{\max} \approx |\delta\alpha|_{\max} / \text{tg } \alpha \approx \varepsilon(2k + 1) / \text{tg } \alpha.$$

На рис. 4 представлены зависимости $|\delta\alpha|_{\max}$ и $|\delta\Lambda/\Lambda|_{\max}$ от α в единицах ε (ε выражено в угловых минутах). Видно, что $|\delta\alpha|_{\max}$ изменяется в пределах 4ε – $4,8\varepsilon$ во всём диапазоне перестройки α , а $|\delta\Lambda/\Lambda|_{\max}$ убывает с ростом α от наибольшего значения $3,8 \cdot 10^{-3}\varepsilon$ до

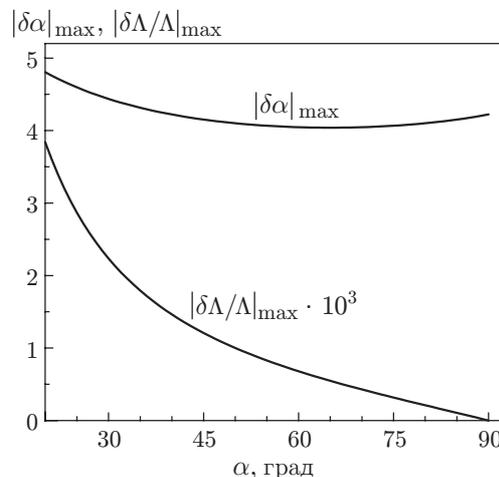


Рис. 4. Модули наибольших погрешностей половинного угла схождения $|\delta\alpha|_{\max}$ и периода ИК $10^3 |\delta\Lambda/\Lambda|_{\max}$ в единицах ε как функции половинного угла схождения α

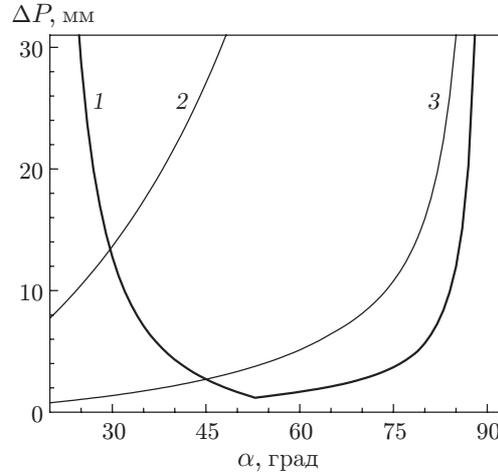


Рис. 5. Разность хода ΔP , обусловленная погрешностями размеров и углов ГИНЗ (кривая 1), и разности хода ΔP_1 (кривая 2) и $\Delta P_{0,1}$ (кривая 3) между краем ИК и её центром в пучках диаметрами D_{Z3} и $0,1D_{Z3}$ соответственно в зависимости от половинного угла схождения α

0. Таким образом, в средней части диапазона перестройки, по-видимому наиболее востребованной, погрешность периода ИК менее 1 % при типичной точности изготовления оптических изделий ($\varepsilon = 2'-5'$).

Формула, описывающая зависимость $\Delta p(\alpha)$, весьма громоздка и здесь не приводится. В качестве примера на рис. 5 (кривая 1) представлена зависимость $|\Delta P(\alpha)| = a|\Delta p(\alpha)|$ для интерферометра, в котором длина ребра СДК $a = 30$ мм, расстояние между зеркалами $H = 5,3a = 159$ мм, $\xi = 10^\circ$, $\varepsilon = 5'$, $\delta H = 0,05$ мм; знаки отклонений задавались так же, как и при выводе выражения (18). Разность хода $|\Delta P|$ имеет минимум, положение которого на оси углов не зависит от значений ε и δH , и имеет место при $\alpha_{\min} \cong 52,87^\circ$. Величина $|\Delta P|$, равная 1,18 мм, составляет всего около 4 % ширины ИК при наибольшем диаметре пучка.

Влияние разности хода $|\Delta P|$ осевых лучей парциальных пучков на качество ИК можно представить, пользуясь взятым из Приложения в [3] условием на длину когерентности l_{coh} излучения, которое должно быть записано в следующем виде:

$$l_{\text{coh}} \geq 2(D \operatorname{tg} \alpha + |\Delta P|). \quad (19)$$

Первый член в скобках означает разность хода между краем ИК и её центром. Неравенство (19) получено на основе критерия, принятого в антенной технике [21], — на краю ИК её контраст $K = I_{\max}/I_{\min} \geq 2$. Можно интерпретировать неравенство (19) как $l_{\text{coh}} \geq 2\tilde{D} \operatorname{tg} \alpha$, где $\tilde{D} = D + |\Delta P|/\operatorname{tg} \alpha$ — эффективный диаметр пучка, для которого осевым является луч с $|\Delta P| = 0$.

Второе слагаемое в скобках (19) указывает на то, что нулевой порядок интерференции, в котором контраст K максимален, по мере увеличения $|\Delta P|$ всё дальше смещается от точки, где находится центр ИК в идеальном интерферометре. Равенство обоих слагаемых означает, что нулевой порядок находится на каком-либо краю ИК. При дальнейшем увеличении $|\Delta P|$ нулевой порядок выходит за пределы картины. В итоге наибольший контраст ИК будет меньше, чем в нулевом порядке, даже при выполнении условия когерентности (19). Поэтому его нужно дополнить новым условием, вытекающим из требования наибольшего контраста: $K_{\max} \geq K_0$. Пусть $K_0 = 19$ (соответствующая видность составляет

0,9, этой величиной обычно характеризуют ИК высокого качества). Пользуясь формулами (2.62) и (2.66) из [19], можно получить искомое дополнительное условие

$$l'_{\text{coh}} \geq \pi(|\Delta P| - D \operatorname{tg} \alpha). \quad (20)$$

Выражение в скобках означает разность хода на ближнем к ожидаемому положению нулевого порядка краю ИК. Таким образом, объединяя (19) и (20), имеем более общее условие

$$l_{\text{coh}} \geq \max\{2(D \operatorname{tg} \alpha + |\Delta P|), \pi(|\Delta P| - D \operatorname{tg} \alpha)\}.$$

На рис. 5 кривые 2 и 3 — функции $\Delta P_1 = D_{\max} z_3 \operatorname{tg} \alpha$ и $\Delta P_{0,1} = 0,1 D_{\max} z_3 \operatorname{tg} \alpha$ соответственно; $D_{\max} z_3 = ad_{\max} z_3$ с привлечением (14). Видно, что в первом случае практически достаточным является условие (19) и при $\alpha > 35^\circ$ паразитной разностью хода $|\Delta P|$ уже можно пренебречь. Другая ситуация складывается во втором случае, когда пучок относительно тонкий. При $\alpha < 45^\circ$ необходимо учитывать условие (20). В обоих случаях важно, что в области больших углов схождения ($\alpha > 45^\circ$) роль паразитной разности хода несущественна независимо от диаметра пучка.

Тонкая юстировка направляющих зеркал и СДК в процессе сборки интерферометра позволит существенно снизить погрешности $\delta\alpha$ и $|\Delta P|$.

Заключение. В представленной работе детально описана предлагаемая конфигурация голографического интерферометра, в которой сохраняется, как и в интерферометре с общепринятой конфигурацией, возможность перестройки угла схождения интерферирующих пучков в диапазоне $0-180^\circ$. При этом не требуется юстировка направляющих зеркал, они жёстко закреплены на общем с СДК основании, а перестройка угла схождения осуществляется простым вращательным движением интерферометра относительно источника излучения или наоборот, что даёт возможность сделать её непрерывной. Длины путей интерферирующих пучков равны при любом угле схождения в силу симметрии оптической схемы.

Проведён анализ в рамках геометрической оптики хода лучей и пучков, апертурных ограничений и влияния неточности изготовления элементов конструкции интерферометра на качество реализуемой ИК, рассмотрен вопрос об ограничениях на когерентность источника излучения.

Найдено, что оптимальное положение оси вращения системы, при котором сведены к минимуму апертурные ограничения при перестройке угла схождения и не нужна подстройка позиции исходного пучка на входной грани СДК, позволяет предельно упростить конструкцию прибора и его эксплуатацию. Расстояние от входной грани до этой оси, выраженное в единицах длины ребра, зависит согласно (13) только от показателя преломления.

Показано, что диапазон углов схождения, в котором возможна мультиплексная запись голографических дифракционных решёток, сужается с ростом длины схождения, при этом уменьшается и средний угол схождения в диапазоне. Оценки показывают, что в общем случае ширина диапазона позволяет произвести совместную запись в толстой голограмме от нескольких десятков до тысячи решёток.

Показана малая значимость погрешностей изготовления элементов конструкции в широкой области применения предлагаемого интерферометра.

Интерферометр может быть использован в областях, где требования к точности записываемых ГДР не очень высоки, но важны простота эксплуатации, возможность быстрой перестройки угла схождения при минимуме юстировочных работ, стабильность и компактность интерферометра.

Авторы выражают благодарность В. А. Сорокину за полезные обсуждения возможных применений описанного интерферометра.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Kashyap R.** Fiber Bragg Gratings. San Diego: Academic Press, 1999. P. 56.
2. **Othonos A., Kalli K.** Fiber Bragg Gratings: Fundamentals and Applications in Telecommunications and Sensing. Norwood: Artech House, Inc., 1999. P. 151.
3. **Микерин С. Л., Угожаев В. Д.** Простой двухлучевой интерферометр на основе светоделительного кубика // Оптика и спектроскопия. 2011. **111**, № 6. С. 1038–1044.
4. **Кольер Р., Беркхарт К., Лин Л.** Оптическая голография: Пер. с англ. М.: Мир, 1973. 688 с.
5. **Шелковников В. В., Васильев Е. В., Герасимова Т. Н. и др.** Динамика импульсной записи голографических дифракционных решеток в фотополимерном материале // Оптика и спектроскопия. 2005. **99**, № 5. С. 838–847.
6. **Оно Н., Kowatari N., Kawatsuki N.** Holographic grating generation in thick polymer films containing azo dye molecules // Opt. Mater. 2001. **17**, N 3. P. 387–394.
7. **Sutherland R. L., Natarajan L. V., Tondiglia V. P., Bunning T. J.** Bragg gratings in an acrylate polymer consisting of periodic polymer-dispersed liquid-crystal planes // Chem. Mater. 1993. **5**, N 10. P. 1533–1538.
8. **Жаркова Г. М., Петров А. П., Самсонова И. В. и др.** Поляризационные характеристики полимерно-жидкокристаллических дифракционных решеток // Оптический журнал. 2008. **75**, № 8. С. 48–52.
9. **Во Q., Zhao Y., Yavrian A., Galstian T.** Liquid crystalline ionomers containing azobenzene mesogens: Phase stability, photoinduced birefringence, and holographic grating // Macromolecules. 2005. **38**, N 8. P. 3079–3086.
10. **Adleman J. R., Psaltis D., Eggert H. A., Buse K.** Holographic grating formation in a colloidal suspension of silver nanoparticles // Opt. Lett. 2006. **31**, N 4. P. 447–449.
11. **Marino I. G., Bersani D., Lottici P. P.** Holographic gratings in DR1-doped sol-gel silica and ORMOSILs thin films // Opt. Mater. 2001. **15**, N 4. P. 279–284.
12. **Thestrup B., Dam-Hansen C., Schou J., Johansen P. M.** Holographic grating formation in laser-deposited aluminium-doped zinc oxide and indium tin oxide films // Journ. Opt. A: Pure Appl. Opt. 2000. **2**, N 3. С. 196–199.
13. **Dam-Hansen C., Johansen P. M., Fridkin V. M.** Photorefractive grating formation in piezoelectric $\text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14} : \text{Pr}^{3+}$ crystals // Appl. Phys. Lett. 1996. **69**, N 14. P. 2003–2005.
14. **Пат. 2290694 РФ.** Способ маркировки изделий с помощью голограмм (варианты) /Е. Ф. Пен, В. В. Шелковников. Опубл. 2006, БИ № 36 (II ч.). С. 413.
15. **Андреева О. В., Бандюк О. В., Парамонов А. А. и др.** Высокоэффективные мультиплексные голограммы на полимерном материале «Диффен» // Оптический журнал. 2006. **73**, № 9. С. 60–63.
16. **Dhar L., Schnoes M. G., Wysocki T. L. et al.** Temperature-induced changes in photopolymer volume holograms // Appl. Phys. Lett. 1998. **73**, N 10. P. 1337–1339.
17. **Пат. 2202118 РФ.** Способ спектральной фильтрации излучения /М. П. Петров, А. В. Шамай, А. П. Паугурт, В. М. Петров. Опубл. 2003, БИ № 12 (II ч.). С. 452.
18. **Осипов В. Ю., Осипов Ю. В., Попов В. Н., Бузников А. А.** Формирование перестраиваемых интерференционных растров с помощью кристаллооптических призм для лазерной фурье-спектроскопии // Автометрия. 2010. **46**, № 2. С. 97–118.

19. Данько В. А., Индутный И. З., Минько В. И., Шепелявый П. Е. Интерференционная фотолитография с использованием резистов на основе халькогенидных стеклообразных полупроводников // Автометрия. 2010. **46**, № 5. С. 103–112.
20. **Pat. 4597630 US.** Self-derived reference beam holography using a dove prism /R. W. Brandstetter, O. F. Lynn, A. Reich, R. P. Waido. Publ. Jul. 1, 1986.
21. **Голография:** методы и аппаратура /Под ред. В. М. Гинзбург, Б. М. Степанова. М.: Сов. радио, 1974. С. 32–34.

Поступила в редакцию 22 марта 2012 г.
