

УДК 681.787 + 535.417

ПЕРЕСТРАИВАЕМЫЙ ГОЛОГРАФИЧЕСКИЙ ИНТЕРФЕРОМЕТР СО СВЕТОДЕЛИТЕЛЬНЫМ БЛОКОМ И НЕПОДВИЖНЫМИ ЗЕРКАЛАМИ*

С. Л. Микерин, В. Д. Угожаев

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

Представлен вариант конфигурации голографического интерферометра с неподвижными наклонными зеркалами на основе светоделительного блока, в котором перестройка угла схождения парциальных пучков производится только путём вращения интерферометра относительно источника излучения. Непрерывный диапазон перестройки близок к предельно возможному ($0-180^\circ$). Длины путей интерферирующих пучков автоматически выровнены в силу зеркальной симметрии системы. Найдено положение оси вращения, обеспечивающее минимальные апертурные ограничения почти во всём диапазоне перестройки. Проведено сопоставление с альтернативной конфигурацией на основе светоделительного кубика.

Ключевые слова: голографический интерферометр, светоделительный блок, голографическая дифракционная решётка, перестройка угла схождения.

Введение. Данная работа является продолжением [1], в которой рассмотрен перестраиваемый голографический интерферометр с неподвижными зеркалами на основе светоделительного кубика (ГИНЗ с СДК). Представлены вариант построения оптической схемы, почти полностью идентичный варианту [1] и отличающийся от него только видом светоделительного элемента, в качестве которого используется светоделительный блок (СДБ), и способ перестройки угла схождения 2α интерферирующих пучков (далее они называются парциальными). Принципиальное различие светоделительных элементов заключается в разной ориентации светоделительной поверхности относительно исполнительных поверхностей, через которые входят и выходят световые пучки. Благодаря различию вариантов исполнения перестраиваемого интерферометра отличаются и их характеристики. Каждый из вариантов имеет свои предпочтительные области применения.

Вариант ГИНЗ с СДК, описанный в [1], удобно использовать, когда требуется перестройка угла схождения в широком диапазоне без существенных апертурных ограничений, особенно при работе в области малых (меньше 90°) углов схождения. Его важное достоинство — обеспечение нулевой разности хода между осевыми лучами парциальных пучков во всей области перестройки угла схождения ($0^\circ < 2\alpha \leq 180^\circ$). Нулевая разность реализуется благодаря зеркальной симметрии всего интерферометра, в том числе и самого СДК, относительно светоделительной поверхности. Однако в технологическом отношении СДК более трудоёмок по сравнению с плоскопараллельными пластинами.

Чтобы обеспечить зеркальную симметрию в интерферометре с СДБ, последний следует выполнить также зеркально-симметричным, например в форме «сэндвича» из двух идентичных плоскопараллельных пластин, склеенных исполнительными поверхностями, на одной из которых нанесено полупрозрачное зеркало, служащее светоделительной поверхностью.

*Работа выполнена при частичной поддержке Совета по грантам Президента РФ (Государственная программа поддержки ведущих научных школ РФ № НШ-2979.2012.2).

Далее будет представлено детальное рассмотрение в рамках геометрической оптики предлагаемого голографического интерферометра с неподвижными зеркалами и СДБ. Оно включает в себя исследование основных характеристик интерферометра в зависимости от угла падения исходного пучка, поиск оптимальных условий его работы и сопоставление с альтернативным вариантом интерферометра [1].

1. Ход лучей в ГИНЗ. На рис. 1, *a* представлен ход лучей в предлагаемом интерферометре. Исходный луч *1* падает под углом φ на входную поверхность C_1C_4 светоделительного блока *3* на расстоянии Q от ребра C_1 . Он разделяется светоделительной поверхностью *3.1* на два парциальных луча *2.1* и *2.2*, которые, преломляясь на выходных поверхностях C_2C_3 и C_1C_4 соответственно, выходят из СДБ на равных расстояниях B от торцевой поверхности C_2C_4 в силу его симметрии относительно светоделительной поверхности. Парциальные лучи *2.1* и *2.2* отражаются от зеркал *4.1* и *4.2* и затем пересекаются в точке *O* на расстоянии L (далее длина схождения) от торцевой поверхности C_2C_4 . В точку *O* помещается фоточувствительный элемент *5*. Неизменяемым размером интерферометра является расстояние H между зеркалами *4.1* и *4.2* в плоскости, которая содержит поверхность C_2C_4 . Светоделительный блок описывается двумя размерами: длиной M и толщиной S каждой из двух составляющих его пластин. На рис. 1, *a* показано также расстояние T от торцевой поверхности C_1C_3 до оси вращения интерферометра (отмечены три положения оси вращения — Z_1 , Z_2 и Z_3 , которые будут рассматриваться в предлагаемой работе). Далее используются относительные длины q , b , l , h , s и t , соответствующие перечисленным выше длинам Q , B , L , H , S и T , нормированным на длину M .

Относительная толщина s подложек СДБ выбирается согласно технологическим требованиям к толщине зеркал интерферометров: $s = 1/7$ или более [2, с. 168, 169]. В данной работе для оценок принято значение $s = 0,15$, близкое к нижнему допустимому пределу.

Зеркала *4.1* и *4.2* установлены симметрично относительно светоделительной поверхности *3.1*. Это означает, что, во-первых, каждое зеркало удалено от неё на расстояние $H/2$ и, во-вторых, углы наклона ξ обоих зеркал к той же поверхности равны. Таким образом обеспечивается зеркальная симметрия всего интерферометра. На рис. 1, *a* угол наклона $\xi > 0^\circ$.

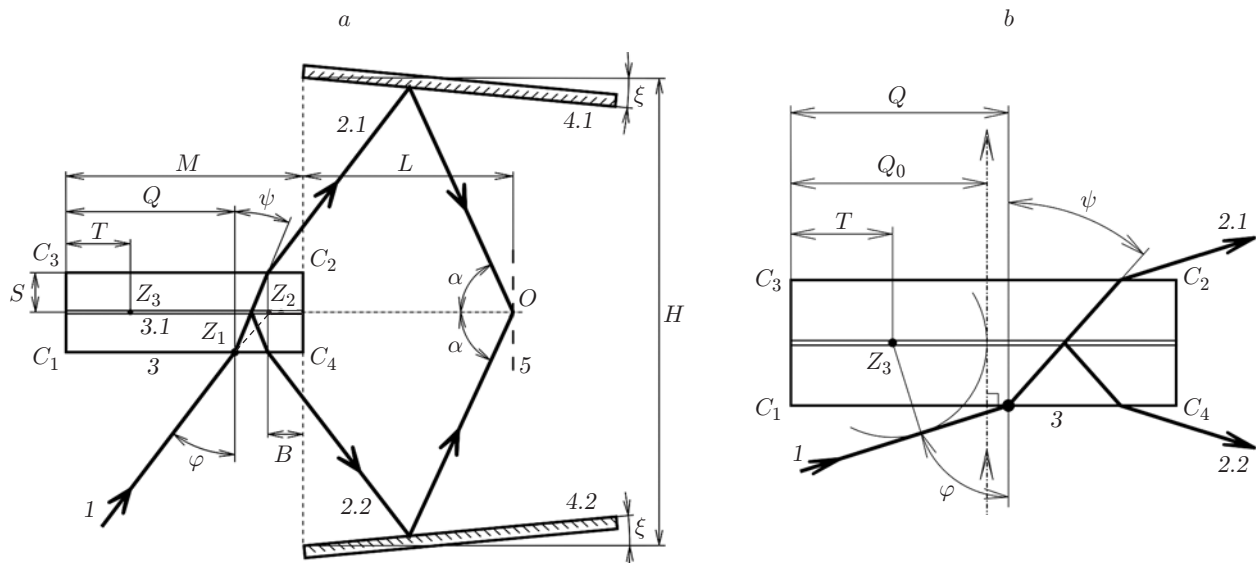


Рис. 1. Схема хода лучей: в ГИНЗ с СДБ (*a*); осевого луча исходного пучка в СДБ при вращении вокруг оси Z_3 (*b*)

Угол падения φ изменяется от 0 до 90° . Половинный угол схождения α связан с φ соотношением

$$\alpha = 90^\circ - \varphi + 2\xi. \quad (1)$$

Если задан угол α , что обычно бывает на практике, то из (1) можно получить требуемый угол падения

$$\varphi = 90^\circ - \alpha + 2\xi. \quad (2)$$

Из (1) следует, что если угол падения увеличивать от 2ξ до 90° , то можно достичь перестройки угла α в пределах от 90° до 2ξ . Область перестройки можно расширить в сторону меньших углов, выбирая соответствующим образом угол наклона ξ . Таким образом, данное исполнение предлагаемого интерферометра с СДБ, как и его альтернатива [1], обеспечивает в общей сложности перестройку угла схождения в максимально широкой области от 4ξ до 180° путём только изменения угла падения φ в диапазоне от 2ξ до 90° .

Ход лучей внутри СДБ задаёт связь между относительными расстояниями q и b , другими словами, между точками входа и выхода:

$$b + q = 1 - 2s \operatorname{tg} \psi. \quad (3)$$

Здесь ψ — угол преломления. Для СДБ, изготовленного из материала с показателем преломления n ,

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

Расстояния b и q — переменные с ограниченной областью допустимых значений, которую можно найти, используя (3):

$$b, q \in [0, 1 - 2s \operatorname{tg} \psi]. \quad (5)$$

Набор переменных b , φ и постоянных h , s и ξ параметров задаёт длину схождения

$$l = [h \sin(\varphi - \xi) \cdot \cos \xi - s \sin \varphi - b \cos \varphi] / \cos(\varphi - 2\xi). \quad (6)$$

Длина l может быть выражена и как функция угла α , если в (6) подставить (2). Выражение (6) допускает произвольный в пределах области допустимых значений выбор каких-либо двух переменных из трёх (b , φ , l) с установлением по ним третьей, чем определяет полную совокупность рабочих состояний интерферометра.

Из этой совокупности можно выбрать специфическую, в которой длина схождения фиксирована (обозначается \tilde{l}). Практическая ценность такого режима работы интерферометра состоит в том, что существенно упрощается процесс создания мультиплексных голограмм, когда несколько или даже много голографических дифракционных решёток с разными периодами записываются совместно. При условии $l = \tilde{l}$ оставшиеся переменные b и φ уже не могут принимать взаимно произвольные значения, как это в общем случае следует из (2) и (5), они становятся функционально связанными. Эту функцию можно получить, выражая расстояние b из (6) после замены в нём l величиной \tilde{l} :

$$b = [h \sin(\varphi - \xi) \cdot \cos \xi - s \sin \varphi - \tilde{l} \cos(\varphi - 2\xi)] / \cos \varphi. \quad (7)$$

В практическом отношении расстояние q более удобно для контроля положения исходного луча 1 на входной поверхности C_1C_4 , и его величину можно получить из (3), используя (7):

$$q = 1 - 2s \operatorname{tg} \psi - [h \sin(\varphi - \xi) \cdot \cos \xi - s \sin \varphi - \tilde{l} \cos(\varphi - 2\xi)] / \cos \varphi. \quad (8)$$

С помощью (7) или (8) можно найти граничные значения диапазона перестройки угла φ при заданном \tilde{l} . Левая граница φ_{left} значений угла падения, соответствующая согласно (1) нижней границе половинного угла схождения

$$\alpha_{\text{min}} = 90^\circ - \varphi_{\text{left}} + 2\xi, \quad (9)$$

определяется крайним левым положением исходного луча 1 на рис. 1, а, когда он касается ребра C_1 . Правую границу φ_{right} , которая соответствует верхней границе

$$\alpha_{\text{max}} = 90^\circ - \varphi_{\text{right}} + 2\xi, \quad (10)$$

задаёт касание парциального луча 2.1 ребра C_2 .

Для φ_{left} соответствующее расстояние $q_{\text{left}} = 0$. В этом случае значение φ_{left} можно найти, решая численно полученное из (8) уравнение

$$h \sin(\varphi_{\text{left}} - \xi) \cdot \cos \xi + s \sin \varphi_{\text{left}} \left(\frac{2 \cos \varphi_{\text{left}}}{\sqrt{n^2 - \sin^2 \varphi_{\text{left}}}} - 1 \right) - \cos \varphi_{\text{left}} - \tilde{l} \cos(\varphi_{\text{left}} - 2\xi) = 0. \quad (11)$$

Значение правой границы φ_{right} определяется явно с помощью (7) при условии $b_{\text{right}} = 0$:

$$\varphi_{\text{right}} = \text{arctg} \frac{h \sin 2\xi + 2\tilde{l} \cos 2\xi}{h(1 + \cos 2\xi) - 2(s + \tilde{l} \sin 2\xi)}. \quad (12)$$

Расчёты по (11) и (12) показывают, что ширина

$$\Delta\alpha_{\text{mp}} = \alpha_{\text{max}} - \alpha_{\text{min}} \quad (13)$$

области значений половинного угла схождения, допускающей мультиплексную запись, как и граничные значения этой области α_{min} и α_{max} , монотонно убывает с ростом \tilde{l} при заданном расстоянии h . Для заданной величины \tilde{l} значения α_{min} и α_{max} повышаются, а $\Delta\alpha_{\text{mp}}$ снижается с увеличением h . Аналогично ведут себя величины α_{min} , α_{max} и $\Delta\alpha_{\text{mp}}$ с ростом угла наклона зеркал ξ .

Пример эффективного для мультиплексной записи соотношения параметров интерферометра иллюстрирует рис. 2. На нём представлены зависимости α_{min} , α_{max} и $\Delta\alpha_{\text{mp}}$ от \tilde{l} , рассчитанные из (9)–(13) при следующих условиях: $h = 1$, $\xi = 5^\circ$, $n = 1,52$. Видно, что увеличение длины схождения до 2 обеспечивает в общей сложности доступ к соответствующим значениям угла α в непрерывном диапазоне от 90 до $20,4^\circ$; ширина области $\Delta\alpha_{\text{mp}}$ изменяется при этом от $39,4$ до $3,8^\circ$. Данный пример даёт возможность оценить потенциально возможный объём мультиплексных голограмм. Так, в случае если $\tilde{l} = 0,5$, то $\alpha_{\text{min}} = 39,1^\circ$, $\alpha_{\text{max}} = 63,4^\circ$, $\Delta\alpha_{\text{mp}} = 24,3^\circ$ и существует возможность записать совместно до 1000 элементарных решёток без взаимных помех первого порядка согласно формуле (16.12) из [3, с. 528]. При $\tilde{l} = 2$ и $\Delta\alpha_{\text{mp}} = 3,83^\circ$ в одной мультиплексной голограмме умещаются до 70 решёток. Эти оценки выполнены для следующих условий записи: $\lambda = 0,5$ мкм, толщина фоточувствительного материала 1 мм и его показатель преломления $\bar{n} = 1,5$.

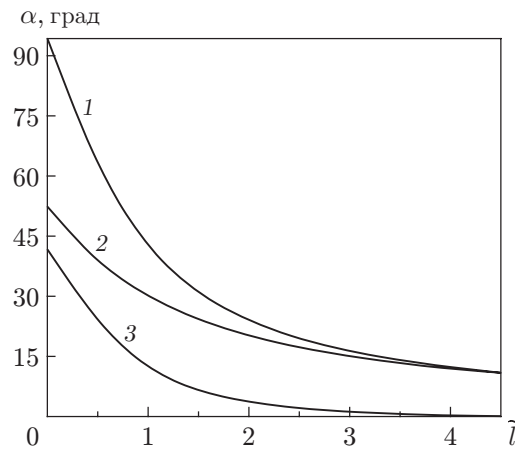


Рис. 2. Зависимости верхней α_{\max} (кривая 1) и нижней α_{\min} (кривая 2) границ и ширины $\Delta\alpha_{\text{мр}}$ (кривая 3) диапазона значений половинного угла схождения α для мультиплексной записи от фиксированной длины схождения \tilde{l}

2. Ход пучков в ГИНЗ. При рассмотрении пучков исходный 1 и парциальные 2.1 и 2.2 лучи на рис. 1, а исполняют роль осевых лучей соответствующих пучков, а сами пучки именуется аналогично: исходный пучок 1 и парциальные пучки 2.1 и 2.2. Коллимированный исходный пучок диаметром D (в принятом представлении $d = D/M$) характеризуется тремя лучами: осевым и двумя крайними — левым и правым по ходу пучка. Длина схождения l отсчитывается до точки O пересечения осевых лучей парциальных пучков. Для этих же лучей выполняется условие равенства оптических путей, и точка O является центром формируемой интерференционной картины.

Расстояния q и b , определяющие положение осевого луча исходного пучка 1 в СДБ, существуют в более узкой по сравнению с (5) области значений:

$$q, b \in [q_d, (1 - 2s \operatorname{tg} \psi) - q_d], \quad (14)$$

где $q_d = d/2 \cos \varphi$ — предельно малое значение q при заданных d и φ . С увеличением диаметра пучка область (14) сужается и, когда диаметр достигает предельного (граничного) значения d_g для заданного угла φ , расстояние q становится единственно возможным в данном случае граничным значением

$$q_g = (1 - 2s \operatorname{tg} \psi)/2. \quad (15)$$

Граничный диаметр определяется выражением

$$d_g = (1 - 2s \operatorname{tg} \psi) \cos \varphi = 2q_g \cos \varphi. \quad (16)$$

Зависимость $d_g(\varphi)$, представленная на рис. 3 (кривые 1–4) для нескольких значений показателя преломления n , называется в данной работе «пропускной характеристикой» ГИНЗ. Это название подразумевает, что все пары значений (d, φ) , лежащие ниже этой характеристики, являются допустимыми, лежащие выше — нет.

Граничный диаметр уменьшается с ростом φ от значения $d_g = 1$ при нормальном падении исходного пучка 1 на входную поверхность C_1C_4 ($\varphi = 0^\circ$) до нуля при $\varphi = 90^\circ$. Чем больше n , тем выше над осью φ располагается пропускная характеристика (16). Такое влияние n наиболее явно показывает зависимость относительной разности $\Delta \tilde{d}_g(\varphi)$

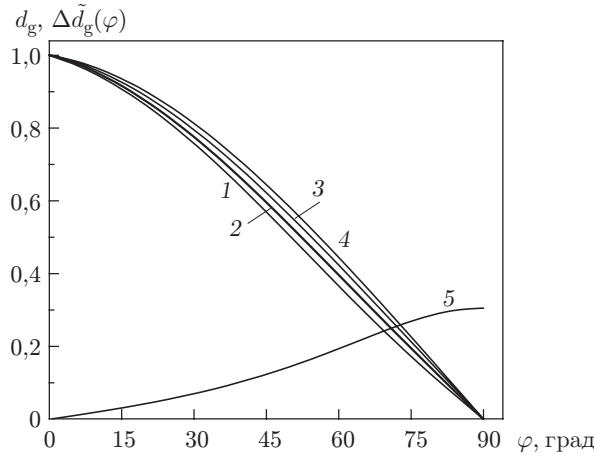


Рис. 3. Зависимости граничного диаметра d_g исходного пучка при различных значениях показателя преломления ($n = 1,3$ (кривая 1); 1,52 (2); 1,9 (3); 2,5 (4)) и относительной разности $\Delta\tilde{d}_g$ (кривая 5) двух значений граничного диаметра, соответствующих $n = 1,3$ и 2,5, от угла падения φ

(см. рис. 3, кривая 5) двух значений граничного диаметра d_{g1} и d_{g2} , соответствующих выбранным показателям преломления n_1 и n_2 :

$$\Delta\tilde{d}_g(\varphi) = 2(d_{g2} - d_{g1}) / (d_{g2} + d_{g1}). \quad (17)$$

Видно, что влияние n наиболее значимо при больших углах падения. Так, при $\varphi > 45^\circ$ (углы схождения малы), когда граничный диаметр существенно меньше длины СДБ, можно получить заметный (до 30 %) выигрыш по апертуре исходного пучка 1. Поэтому материал с высоким n целесообразно выбирать при работе с малыми α .

Исходный пучок диаметром d_g своим крайним левым лучом касается ребра C_1 , а крайним правым (в парциальном пучке 2.1) — ребра C_2 (на рис. 1, a не показано). Осевой луч такого пучка проходит через центр симметрии СДБ, поэтому логично назвать его «симметричным»; для него $q = b$.

Если осевой луч не симметричный, то наибольший диаметр d_{\max} пучка меньше граничного. Произвольное положение исходного пучка 1 на входной поверхности C_1C_4 можно описать двумя наибольшими диаметрами: входным $d_{\text{in max}}$, когда этот пучок примыкает к ребру C_1 , и выходным $d_{\text{out max}}$, когда парциальные пучки 2.1 и 2.2 примыкают соответственно к рёбрам C_2 и C_4 :

$$d_{\text{in max}} = 2q \cos \varphi; \quad d_{\text{out max}} = 2b \cos \varphi. \quad (18)$$

Удобно выразить соотношение (3) через граничный диаметр, используя (16):

$$b + q = d_g / \cos \varphi. \quad (19)$$

Тогда легко увидеть, что для заданного осевого луча согласно (18) и (19)

$$d_{\text{in max}} + d_{\text{out max}} = 2d_g. \quad (20)$$

Для симметричного осевого луча $d_{\text{in max}} = d_{\text{out max}} = d_g$, что следует из (18), (20) и собственного лучу равенства $q = b$. Поэтому в случае не симметричного луча один из наибольших диаметров превышает d_g и действующим будет меньший из них, т. е. $d_{\max} \leq d_g$.

2.1. *Оптимальный режим перестройки.* Поддержание диаметра исходного пучка точно на уровне d_g при изменении угла падения φ возможно согласно (15) путём коррекции расстояния q к q_g . Эта процедура добавляет к предлагаемому способу перестройки угла схождения путём вращения дополнительную операцию линейного перемещения ГИНЗ. Удобнее было бы работать с ним, пользуясь единственным движением — вращением — без коррекции расстояния q аналогично тому, как это осуществляется в [1]. Положение оси вращения желательно выбрать так, чтобы $d_{\max} \cong d_g$ в возможно более широкой области перестройки α . Ось вращения должна быть перпендикулярна к плоскости положения парциальных лучей.

Для оценки зависимости $d_{\text{in max}}$ и $d_{\text{out max}}$ от угла падения в данной работе используется относительная разность $\Delta\bar{d}$ этих диаметров, полученная из (18), (20) и (16):

$$\Delta\bar{d} = \Delta d/d_g = (d_{\text{in max}} - d_{\text{out max}})/d_g = 2(d_{\text{in max}}/d_g - 1). \quad (21)$$

Поскольку всегда $d_{\max} \leq d_g$, то из (21) можно получить

$$d_{\max}/d_g = 1 - |\Delta\bar{d}|/2. \quad (22)$$

Показанные на рис. 1, *a* положения осей вращения Z_1 (проходит через точку входа осевого луча какого-либо исходного пучка l на поверхности C_1C_4) и Z_2 (проходит через точку пересечения указанного осевого луча со светоделительной поверхностью 3.1) не обеспечивают выполнения условия $d_{\max} \cong d_g$ в большей части диапазона перестройки угла схождения. Обоснование этого утверждения для краткости не приводится. Оптимальное положение оси ищется в два этапа (Z_3 на рис. 1, *b*).

На первом этапе выбирается положение осевого луча исходного пучка, соответствующее расстоянию q_0 и углу падения $\varphi_0 = 0^\circ$ (далее опорный луч). В общем случае при вращении этого луча вокруг оси Z_3 расстояние $q(\varphi)$ выразится как

$$q(\varphi) = [q_0 - t(1 - \cos \varphi) - s \sin \varphi] / \cos \varphi. \quad (23)$$

Затем для каждого значения угла падения φ находится такое t , чтобы при повороте опорного луча на угол φ относительно оси Z_3 выполнилось условие $d_{\max} = d_g$. Соответствующее положение оси Z_3 , полученное из (23) с учётом (15), имеет вид

$$t = \frac{2q_0 - [1 + 2s(\text{tg } \varphi - \text{tg } \psi)] \cos \varphi}{2(1 - \cos \varphi)}. \quad (24)$$

На рис. 4, *a* показаны графики зависимостей $t(\varphi)$, рассчитанных по (24) для нескольких значений параметра q_0 . При $q_0 = 0,511$ (кривая 3) положение оси Z_3 изменяется относительно значения $t = t_0 = 0,361$ в пределах $\pm 0,005$, если $\varphi > 20^\circ$. Интересно отметить, что разность $q_0 - t_0 = 0,15$ соответствует условию скользящего падения $t(\varphi = 90^\circ) = q_0 - s$ (графики строились для $s = 0,15$, $n = 1,52$).

На втором этапе производится более тонкий подбор параметра q_0 при фиксированном t_0 , найденном на первом этапе. Рис. 4, *b* отображает несколько зависимостей (21), полученных с помощью (18) и (23) для разных q_0 . Видно, что если $q_0 = 0,510$ (кривая 3), то относительная разность $\Delta\bar{d}$ изменяется в интервале $[-0,041; 0,040]$, почти симметричном относительно $\Delta\bar{d}(\varphi) = 0$ практически во всей рабочей области значений угла φ (от 0 до 85°). Следовательно, d_{\max} отличается от d_g согласно (22) не более чем на 2 %.

Обычно, если угол наклона зеркал $\xi > 0^\circ$ (см. рис. 1, *a*), область вблизи $\varphi = 0^\circ$ не используется. Поэтому можно ещё более сузить интервал изменений $\Delta\bar{d}$, сделав экстремумы симметричными относительно нуля. Так, при $q_0 = 0,509$ зависимость $\Delta\bar{d}$ колеблется в

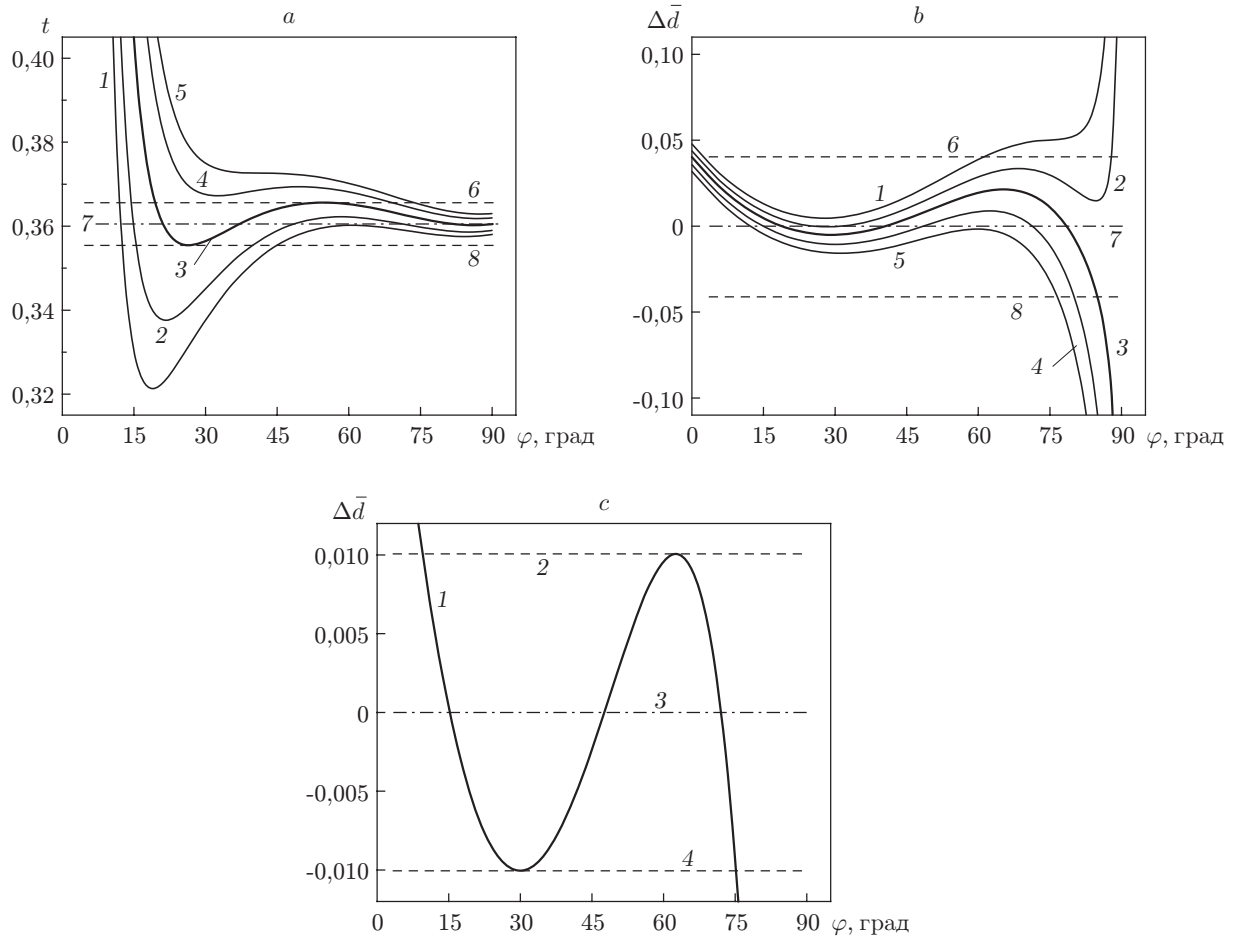


Рис. 4. Оптимизация режима перестройки угла схождения вращением вокруг оси Z_3 (в зависимости от угла падения φ): *a* — расстояние t при значениях q_0 : 0,508 (кривая 1), 0,509 (2), 0,511 (3), 0,512 (4), 0,513 (5), $t = 0,366$ (6), 0,361 (7), 0,355 (8); *b* — разность наибольших диаметров на входе и выходе при значениях q_0 : 0,512 (кривая 1), 0,511 (2), 0,510 (3), 0,509 (4), 0,508 (5), $\Delta \bar{d} = 0,040$ (6), 0 (7), $-0,041$ (8); *c* — то же при $q_0 = 0,509$ (кривая 1), $\Delta \bar{d} = 0,01006$ (2), 0 (3), $-0,01005$ (4)

пределах $\pm 0,01$ (рис. 4, *c*) на интервале значений угла падения от 10 до 75°, что соответствует максимальному отличию d_{\max} от d_g всего на 0,5 %. Найденное сочетание положения оси Z_3 ($t_0 = 0,361$) и позиции опорного луча ($q_0 = 0,509$) можно считать оптимальным.

Длину схождения при вращении вокруг оси Z_3 можно выразить, используя (6), (3), (23) и подставляя $t = t_0$, следующим образом:

$$l = \frac{h \sin(\varphi - \xi) \cdot \cos \xi + 2s(\operatorname{tg} \psi \cdot \cos \varphi - \sin \varphi) + q_0 - t_0(1 - \cos \varphi) - \cos \varphi}{\cos(\varphi - 2\xi)}. \quad (25)$$

2.2. Режим встречных пучков. При поиске соотношения параметров d , s , ξ , h и b , которое делает возможной реализацию углов схождения, близких к 180°, следует исключить полное или частичное попадание парциальных пучков на светоделительный блок. В случае встречных пучков ($\alpha = 90^\circ$) диаметром d наименьшая длина схождения обусловлена касанием парциальных пучков торцевой поверхности C_2C_4 ($l = d/2$). При этих условиях,

выражая φ из (2) и подставляя результат в (6), можно получить искомое соотношение

$$h \geq \frac{d}{\sin 2\xi} + 2s + \frac{2b}{\operatorname{tg} 2\xi}. \quad (26)$$

Это соотношение можно записать для следующих частных случаев: а) при минимальном значении параметра $b = d/2 \cos 2\xi$ (когда парциальные пучки перед выходом из СДБ касаются рёбер C_2 и C_4):

$$h_{\min} \geq 2 \left(\frac{d}{\sin 2\xi} + s \right); \quad (27)$$

б) для пучка граничного диаметра ($d = d_g$):

$$d_g = (\cos 2\xi - s \sin 4\xi / \sqrt{n^2 - \sin^2 2\xi}),$$

$$h_g \geq 2 \left[\frac{1}{\operatorname{tg} 2\xi} - s \left(\frac{2 \cos 2\xi}{\sqrt{n^2 - \sin^2 2\xi}} - 1 \right) \right]. \quad (28)$$

С одной стороны, из (27) и (28) следует, что уменьшение угла наклона зеркал ведёт к увеличению допустимого расстояния между ними. С другой — увеличение ξ согласно (1) поднимает нижнюю границу диапазона перестройки ($\alpha \geq 2\xi$). Компромиссным значением можно считать угол $\xi = 10^\circ$; ему соответствует расстояние $h_g \geq 5,414$, если $s = 0,15$. В итоге угол схождения 2α можно перестроить в диапазоне от 40 до 180° .

3. Сопоставление двух вариантов ГИНЗ: с СДБ и с СДК. Во введении отмечено конфигурационное подобие вариантов исполнения ГИНЗ на основе СДБ, рассматриваемого в данной работе, и на основе СДК [1]. Представленный выше анализ показывает и ряд различий между ними, обусловленных разной ориентацией светоделительной поверхности относительно преломляющих поверхностей используемых светоделительных элементов.

Во-первых, через поверхность C_1C_4 одновременно вводится в СДБ исходный пучок 1 (см. рис. 1, а) и выводится из него отражённый от светоделительной поверхности 3.1 парциальный пучок 2.2. В СДК все три исполнительные поверхности разделены.

Во-вторых, в СДБ угол падения φ исходного пучка изменяется от 0 до 90° без перемены знака. Это означает, что при работе с большими φ нужно снижать потери на френелевское отражение, для чего потребуются антиотражающие покрытия, эффективные в широкой области углов падения, вплоть до 85° (при бóльших φ возможность компенсации потерь на отражение проблематична). В СДК угол падения варьируется от -45 до 45° , поэтому френелевские потери в самом неблагоприятном случае s -поляризованного излучения составят не более $18,5\%$ на проход; антиотражающие покрытия позволят практически полностью устранить их.

В-третьих, существенно различаются и пропускные характеристики. В интерферометре с СДБ зависимость $d_g(\varphi)$ (16) монотонно спадает во всей области изменения φ , достигая нуля при $\varphi = 90^\circ$. В СДК эта зависимость чётная с максимумом при $\varphi = 0^\circ$ и на краях области изменения угла падения ($\pm 45^\circ$) $d_g > 0$, т. е. в СДК граничный диаметр больше нуля во всей возможной области перестройки.

На рис. 5 для сравнения показаны зависимости $d_g(\varphi)$ в интерферометре с СДБ (кривая 1) и в двух вариантах интерферометра с СДК (кривые 2 и 3). Шкалы φ построены так, чтобы в сравниваемых вариантах ГИНЗ при одинаковом угле наклона ξ зеркал совпадали шкалы угла схождения 2α . Видно, что в области больших углов схождения (вблизи 180°),

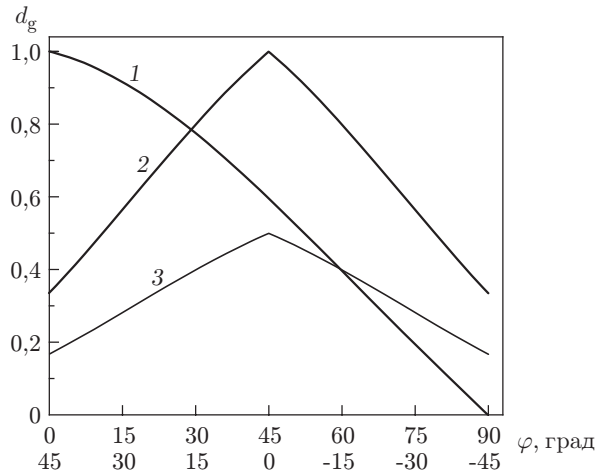


Рис. 5. Пропускные характеристики СДБ (кривая 1) с длиной M и СДК с длиной рёбер $A_C = M$ (кривая 2) и $A_C = M/2$ (кривая 3). Верхняя шкала на оси аргументов относится к СДБ, нижняя — к СДК

когда φ находится в окрестности 0° на шкале для СДБ и около 45° для СДК, граничный диаметр d_g в ГИНЗ с СДБ больше такового в ГИНЗ с СДК. Совершенно другая ситуация на противоположном краю диапазона перестройки: в интерферометре с СДБ d_g меньше, чем в интерферометре с СДК, уже при $\varphi \geq 30^\circ$, если $A_C = M$; а при $\varphi \geq 60^\circ$ СДБ уступает по значению d_g даже СДК вдвое меньшего размера ($A_C = M/2$).

В-четвёртых, различны оптимальные по критерию $d_{\max} \cong d_g$ положения осей вращения в сравниваемых вариантах исполнения ГИНЗ и разный вид зависимостей $d_{\max}(\varphi)$. Тем не менее в обоих вариантах — с СДБ и СДК — принятый критерий оптимизации удовлетворяется с достаточно высокой точностью.

Таким образом, можно указать, с одной стороны, на отмеченные выше недостатки представленного в данной работе варианта ГИНЗ с СДБ — уменьшение допустимого диаметра светового пучка до нуля при $\varphi = 90^\circ$ и близкий к 90° угол падения при углах схождения вблизи 0° . С другой стороны, достоинствами ГИНЗ с СДБ следует признать конструктивную и технологическую простоту, а также почти втрое меньшую массу по сравнению с СДК равной апертуры. Кроме того, ещё одним достоинством ГИНЗ с СДБ является возможность работать с пучками, диаметры которых сопоставимы с размерами светоделительного элемента, при больших углах схождения (2α вблизи 180°). Френелевские потери при таких условиях невелики, поскольку $\varphi < 45^\circ$. Данный вариант ГИНЗ может найти применение для записи отражающих голографических дифракционных решёток в интерференционной, в том числе и иммерсионной, литографии для изготовления одно- и двухмерных структур с высокими ($\sim 10^4 \text{ мм}^{-1}$) пространственными частотами [4]. Другая возможная область применения — изготовление в режиме самоасимметризации оптически адресуемых жидкокристаллических пространственных модуляторов света в виде тонких динамических решёток с асимметричным профилем с частотами $\sim 10^3 \text{ мм}^{-1}$ [5].

Заключение. В данной работе проанализирована предлагаемая авторами конфигурация голографического интерферометра с неподвижными относительно СДБ направляющими зеркалами, позволяющая производить перестройку угла схождения интерферирующих пучков в диапазоне $0^\circ < 2\alpha \leq 180^\circ$, близком к предельно широкому, вращательным движением интерферометра относительно источника излучения. В процессе перестройки во всём указанном диапазоне обеспечивается равенство длин оптических путей парциальных пучков благодаря зеркальной симметрии интерферометра относительно делительного зеркала.

Найдено оптимальное положение оси вращения, позволяющее свести к минимуму сужение рабочей апертуры СДБ по сравнению с его пропускной характеристикой $d_g(\varphi)$ и предельно упростить конструкцию прибора и его эксплуатацию.

Анализ режима перестройки угла схождения при фиксированной длине схождения показал, что интерферометр предложенного типа расширяет возможности записи мультиплексных голографических дифракционных решёток в режимах однократной или многократной экспозиции.

Области применения предлагаемого в данной работе ГИНЗ на основе СДБ такие же, как и перечисленные в [1].

Авторы выражают благодарность канд. физ.-мат. наук С. Н. Атутову за полезные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Микерин С. Л., Угожаев В. Д. Перестраиваемый голографический интерферометр с неподвижными зеркалами // Автометрия. 2012. **48**, № 4. С. 20–32.
2. Справочник конструктора оптико-механических приборов /Под общ. ред. В. А. Панова. Л.: Машиностроение, 1980. 742 с.
3. Кольер Р., Беркхарт К., Лин Л. Оптическая голография: Пер. с англ. /Под ред. Ю. И. Островского. М.: Мир, 1973. 688 с.
4. 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.
5. Венедиктов В. Ю. Тонкие динамические голограммы с асимметричным профилем штриха решётки // Автометрия. 2012. **48**, № 2. С. 20–29.

Поступила в редакцию 19 марта 2013 г.
