ОПТИЧЕСКИЕ ИНФОРМАЦИОННЫЕ ТЕХНОЛОГИИ

УДК 681.787 + 535.417

ПЕРЕСТРАИВАЕМЫЙ ВРАЩЕНИЕМ ДВУХЛУЧЕВОЙ ИНТЕРФЕРОМЕТР С НЕПОДВИЖНЫМ СВЕТОЧУВСТВИТЕЛЬНЫМ ЭЛЕМЕНТОМ. Ч. II. ИНТЕРФЕРОМЕТР НА ОСНОВЕ СВЕТОДЕЛИТЕЛЬНОГО БЛОКА*

В. Д. Угожаев

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

Рассмотрен перестраиваемый по углу схождения пересекающихся световых пучков двухлучевой интерферометр с неподвижными зеркалами и неподвижным светочувствительным элементом на основе симметричного светоделительного блока, в котором перестройка периода интерференционной картины выполняется единственным движением — вращением интерферометра относительно неподвижного источника коллимированного светового пучка. Показано, что такое управление периодом доступно для углов схождения от 30 до 180° при диаметре световых пучков не менее 10 % от длины светоделительного блока. В указанной области наибольшая ширина диапазона перестройки угла схождения может превышать 40°, а допустимый диаметр пучков приближаться к 40 %. Проведено сопоставление с аналогичным интерферометром на основе светоделительного кубика, определены возможные области применения рассматриваемого интерферометра.

Ключевые слова: двухлучевой интерферометр, симметричный светоделительный блок, неподвижные зеркала, неподвижный светочувствительный элемент, вращательная перестройка угла схождения, голографическая дифракционная решётка.

DOI: 10.15372/AUT20180409

Введение. Данная работа является продолжением [1, 2], в которых представлены характеристики двухлучевого интерферометра с неподвижными направляющими зеркалами (ДИНЗ) на основе светоделительного кубика (СДК) и неподвижным светочувствительным элементом (НСЧЭ). В этих работах развита концепция перестройки периода интерференционной картины (ИК) единственным движением — вращением ДИНЗ совместно с НСЧЭ вокруг оси, расположенной так, чтобы ИК оставалась практически неподвижной относительно СДК во всём допустимом диапазоне перестройки. Предлагаемая концепция в общем виде защищена патентом [3] и применима также к рассмотренному в [4] аналогичному интерферометру со светоделительным элементом на основе симметричного светоделительного блока (СДБ). Характеристики такого интерферометра в основных чертах подобны ДИНЗ с СДК, но есть и существенные отличия, указанные во введении [4].

Целью данной работы является нахождение условий, обеспечивающих стабилизацию положения ИК вблизи НСЧЭ в ДИНЗ на основе симметричного СДБ, вывод формул, описывающих его характеристики при вращательной перестройке периода ИК, расчёт этих характеристик и сопоставление с характеристиками аналогичного ДИНЗ с СДК.

*Работа выполнена при финансовой поддержке Федерального агентства научных организаций (государственная регистрация № АААА-А17-117060810014-9).

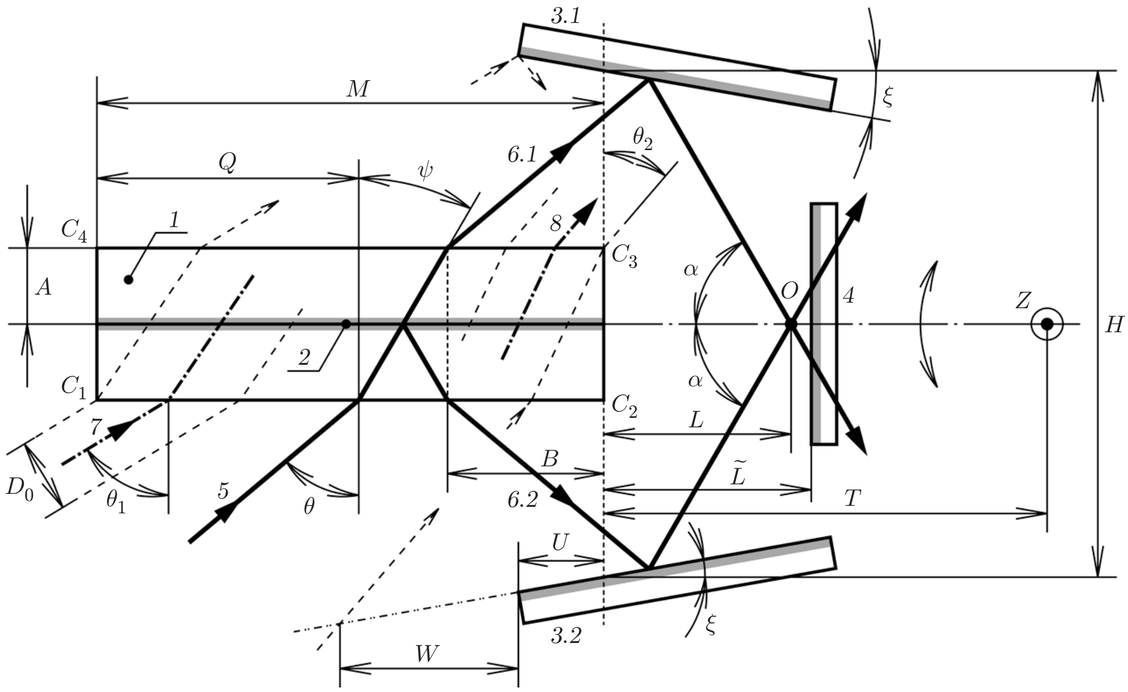

Рис. 1. Оптическая схема ДИНЗ с НСЧЭ

Оптическая схема ДИНЗ с НСЧЭ на основе СДБ, представленная на рис. 1, аналогична схеме, описанной в [4], с тем отличием, что ось вращения расположена за НСЧЭ по ходу световых пучков. Такая позиция оси вращения обеспечивает, в принципе, возможность указанной выше стабилизации положения ИК при вращении ДИНЗ относительно источника коллимированного светового пучка (КСП). Симметричный СДБ *1* составлен из двух идентичных плоскопараллельных прямоугольных прозрачных пластин толщиной A и длиной M; их ширина должна превышать наибольший возможный диаметр световых пучков (данные пластины могут быть и круглыми диаметром M). О соотношении размеров A и M сообщается в [4]. Пластины плотно соединены друг с другом полированными поверхностями; на одну из них нанесено светоделительное зеркало (СДЗ) *2*, благодаря чему оно располагается внутри СДБ симметрично относительно наружных полированных поверхностей C_1C_2 и C_3C_4. Два неподвижных зеркала *3.1* и *3.2* устанавливаются аналогично по отношению к плоскости СДЗ на расстоянии H друг от друга, которое отсчитывается в плоскости торцевой поверхности C_2C_3, перпендикулярной плоскости СДЗ. В результате интерферометр в целом оказывается зеркально-симметричным относительно этой плоскости (далее плоскость симметрии). Зеркала наклонены к ней под углом ξ (на рис. 1 $\xi > 0$). Неподвижный светочувствительный элемент *4* размещается со стороны торцевой поверхности C_2C_3 параллельно ей на расстоянии $\tilde{L}$ от неё. Таким образом, ДИНЗ, включающий в себя СДБ *1* и два неподвижных зеркала, вместе с НСЧЭ *4* представляют собой жёсткую симметричную оптическую систему с осью вращения Z, лежащей в плоскости симметрии, параллельной торцевой поверхности C_2C_3 и удалённой от неё на расстояние T.

Световые пучки отображены на рис. 1 осевыми лучами, к ним же привязаны размеры, характеризующие ход пучков в исследуемом ДИНЗ. Исходный коллимированный световой пучок *5* падает на входную поверхность C_1C_2 в плоскости, перпендикулярной оси Z, под углом θ на расстоянии Q от торцевой поверхности C_1C_4, противоположной относительно НСЧЭ, и входит в СДБ под углом преломления ψ. Светоделительное зеркало преобразует КСП в два идентичных парциальных световых пучка *6.1* и *6.2*. Первый из них проходит сквозь СДЗ и покидает СДБ через поверхность C_3C_4, второй после отражения от СДЗ выходит через входную поверхность C_1C_2; точки выхода обоих пучков удалены на расстояние B от поверхности C_2C_3 благодаря симметричности СДБ. Парциальные пучки, отразившись от неподвижных зеркал *3.1* и *3.2* соответственно, направляются друг к другу и пересекаются в непосредственной близости от НСЧЭ под углом схождения 2α. Точка O пересечения осей этих пучков расположена на расстоянии L (далее длина схождения) от поверхности C_2C_3; $L \approx \tilde{L}$, но в общем случае $L \neq \tilde{L}$. Плоскость симметрии является таковой и для парциальных пучков, благодаря чему разность их хода по осям от точки образования на СДЗ до точки O равна нулю при любом положении КСП. Так же симметрична и ИК, формирующаяся в области взаимного перекрытия парциальных пучков (см. рис. 1, *c* в [1]), а точка O является её центром. Из соображений общности все расстояния A, H, $\tilde{L}$, T, Q, B, L и ΔL отнесены к длине M СДЗ и обозначены как a, h, $\tilde{l}$, t, q, b, l и Δl соответственно, поэтому $M = 1$ в выбранной системе измерений.

Вывод расчётных соотношений. При записи пропускающих голографических дифракционных решёток (ГДР) период ИК Λ определяется, в частности, через половинный угол схождения α ($\Lambda = 0{,}5\lambda \sin^{-1}\alpha$, λ — длина волны записывающего излучения); в исследуемом ДИНЗ этот угол выражается формулой

$$\alpha = 90^\circ - \theta + 2\xi, \tag{1}$$

из которой можно получить обратную формулу для вычисления угла падения θ, если задан период записываемой ГДР.

Расстояния q и b связаны между собой равенством

$$q + b = 1 - 2a \operatorname{tg}\psi, \tag{2}$$

где согласно закону преломления

$$\operatorname{tg}\psi = \sin\theta / \sqrt{n^2 - \sin^2\theta} \tag{3}$$

(n — показатель преломления материала СДБ). Длина схождения

$$l = [h \sin(\theta - \xi) \cdot \cos\xi - a \sin\theta - b \cos\theta] / \cos(\theta - 2\xi). \tag{4}$$

Формулы (1)–(4) заимствованы из [4] с коррекцией некоторых обозначений.

При вращении (см. двунаправленную стрелку у оси Z на рис. 1) исследуемого ДИНЗ по часовой стрелке КСП *5* диаметром $d = D/M$ перемещается по входной поверхности C_1C_2 от своего первого граничного положения *7* до второго *8*, характеризуемых углами падения θ_1 и θ_2 соответственно. Данные положения обусловлены касанием КСП ребра C_1 на входе в СДБ или парциальных пучков рёбер C_2, C_3 на выходе из него. Они названы граничными потому, что выход за пределы интервала $\theta_1 \geq \theta \geq \theta_2$ приводит к виньетированию КСП. В результате связанная с данным интервалом согласно (1) область значений половинного угла схождения $\alpha_1 \leq \alpha \leq \alpha_2$ образует допустимый диапазон вращательной перестройки этого угла. Граничные положения определяются расстояниями q_1, b_1 и q_2, b_2 соответственно. Приращение угла поворота ДИНЗ, отрицательного при указанном направлении вращения, равно приращению $\Delta\theta$ угла падения. Из (1) следует, что приращение $\Delta\alpha = -\Delta\theta$, данное соотношение указывает на очевидно простой способ контроля изменения обоих углов (α и θ).

Задача предстоящего анализа состоит в следующем: для какого-либо произвольно выбранного КСП, называемого начальным и падающего под углом $\theta = \theta_0$ (соответствующий угол $\alpha = \alpha_0$), нужно найти такие значения параметров $q = q_0$, $b = b_0$, $t = t_0$, $l = l_0$ и $d = d_0$,

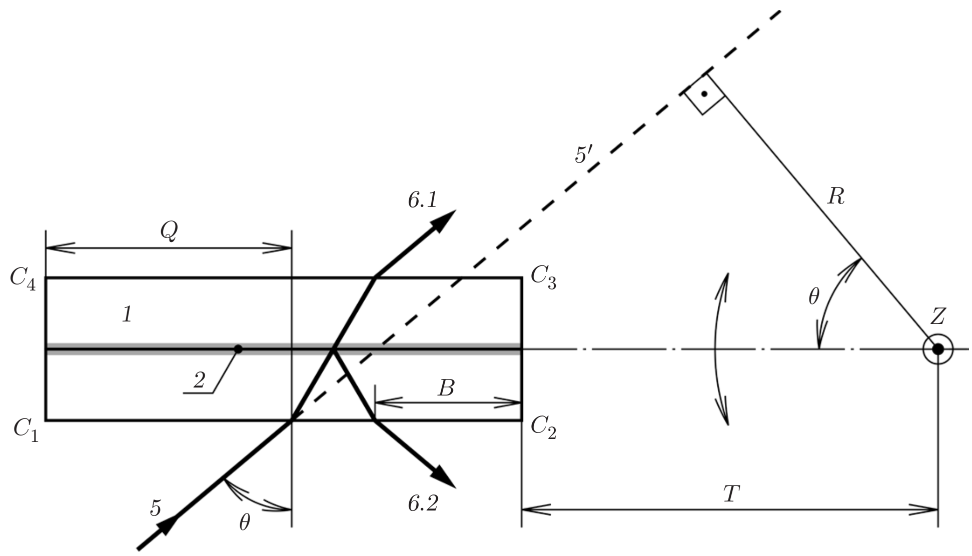

Рис. 2. Кинематическая схема ДИНЗ с НСЧЭ

чтобы при изменении угла падения в возможно более широком интервале $\theta_1 \geq \theta \geq \theta_2$ вследствие вращения ДИНЗ вокруг оси Z смещение ИК относительно НСЧЭ ограничивалось допуском, малым по сравнению с размером ИК вдоль плоскости симметрии (далее продольный размер). Вычисление упомянутых выше индексированных параметров при этом производится по формулам (1)–(4) таким образом, что всем входящим в какую-либо из них параметрам α_i, q_i, b_i, ψ_i, l_i присваивается одинаковый индекс $i = 0$, 1 или 2.

Кинематика данного вращения показана на рис. 2. Для большей ясности его удобно представлять как эквивалентное вращение КСП *5* относительно неподвижного ДИНЗ. Радиус-вектор $r = R/M$, определяющий окружность с центром Z, которой касается мнимое продолжение $5'$ коллимированного светового пучка, выражается формулой

$$r = t\cos\theta + b\cos\theta + a(2\cos\theta\cdot\operatorname{tg}\psi - \sin\theta), \tag{5}$$

откуда можно определить проекцию $b\cos\theta$, входящую в (4), на направление радиуса-вектора r:

$$b\cos\theta = r - t\cos\theta - a(2\cos\theta\cdot\operatorname{tg}\psi - \sin\theta). \tag{6}$$

Ясно, что в общем случае расстояние t может принимать любые значения. Для начального КСП формула (5) преобразуется к виду

$$r_0 = t\cos\theta_0 + b_0\cos\theta_0 + a(2\cos\theta_0\cdot\operatorname{tg}\psi_0 - \sin\theta_0). \tag{7}$$

Текущее значение проекции $b\cos\theta$, образующееся при вращении начального КСП, получается путём подстановки радиуса $r = r_0$ из (7) в выражение (6):

$$b\cos\theta = t(\cos\theta_0 - \cos\theta) + b_0\cos\theta_0 + a(2\cos\theta_0\cdot\operatorname{tg}\psi_0 - 2\cos\theta\cdot\operatorname{tg}\psi - \sin\theta_0 + \sin\theta). \tag{8}$$

Формула (8) позволяет выразить текущее значение расстояния b:

$$b = [t(\cos\theta_0 - \cos\theta) + b_0\cos\theta_0 + a(2\cos\theta_0\cdot\operatorname{tg}\psi_0 - 2\cos\theta\cdot\operatorname{tg}\psi - \sin\theta_0 + \sin\theta)]/\cos\theta. \tag{9}$$

И наконец, путём подстановки $b\cos\theta$ из (8) в (4) выводится формула для текущего значения длины схождения l:

$$l = [h\sin(\theta - \xi)\cdot\cos\xi - t(\cos\theta_0 - \cos\theta) - b_0\cos\theta_0 -$$

$$-\,a(2\cos\theta_0\cdot\operatorname{tg}\psi_0-2\cos\theta\cdot\operatorname{tg}\psi-\sin\theta_0+2\sin\theta)]/\cos(\theta-2\xi). \qquad (10)$$

Согласно (10) вращение ДИНЗ сопровождается изменением l. Пусть КСП *5* на рис. 2 является начальным. Рис. 3, *a* представляет пять характерных для такого пучка зависимостей $l(\theta)$, построенных по этой формуле и, по существу, показывающих движение центра ИК вдоль плоскости симметрии при вращении ДИНЗ. Данные кривые ограничены положениями осевого луча КСП, в которых он касается ребра C_1, с одной стороны, или положениями осевых лучей парциальных пучков, касающихся рёбер C_2 и C_3, с другой. Видно, что кривая *3*, чей максимум совпадает с θ_0, наилучшим образом соответствует условиям поставленной задачи: минимальные вариации длины схождения при наибольшей ширине допустимого интервала угла падения.

Кривая *3* на рис. 3, *a* отображает результат точного расчёта, выполненного на основе выводимого в данной работе алгоритма; кривая повторена на рис. 3, *b* с указанием основных параметров реализации вращательной перестройки. Координаты θ_1 и θ_2 смещены от краёв кривой *1*, так как при условии касания самого КСП или парциальных пучков рёбер

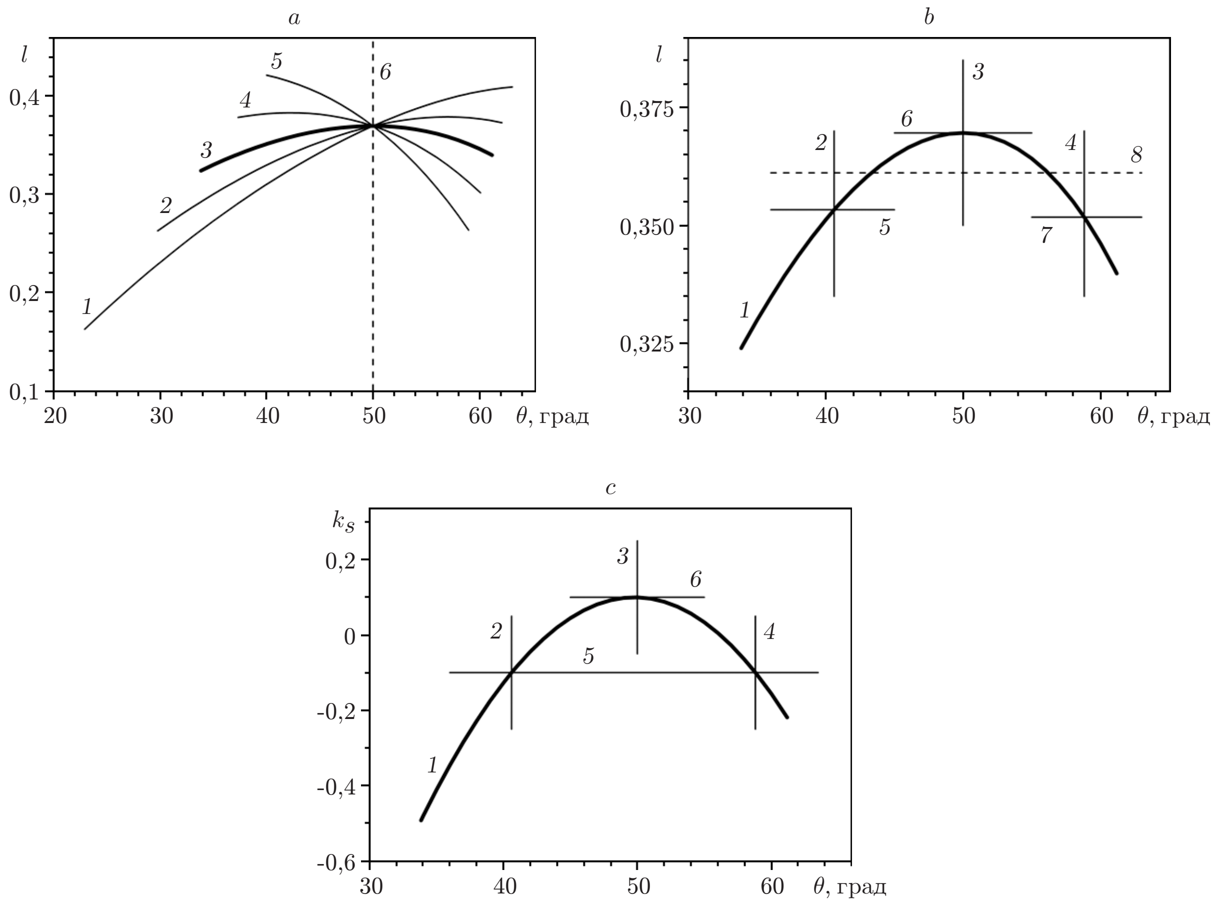

Рис. 3. Характеристики ДИНЗ с параметрами $h = 1$ и $\xi = 10°$: *a* — зависимости $l(\theta)$ при $t = 0{,}65$; 0,8; 0,965; 1,2 и 1,5 (кривые *1–5* соответственно) и $\theta_0 = 50°$ (штриховая линия *6*); *b* — зависимость $l(\theta)$ (кривая *1*), метки $\theta = \theta_1, \theta_0$ и θ_2 (отрезки *2–4*) и $l = l_1, l_0$ и l_2 (отрезки *5–7* соответственно), $\tilde{l} = 0{,}3696$ (штриховая линия *8*) при $\theta_0 = 50°$ и $t_0 = 0{,}965$; *c* — зависимость $k_s(\theta)$ (кривая *1*), метки $\theta = \theta_1, \theta_0$ и θ_2 (отрезки *2–4*), метки $k_s = -0{,}1$ и 0,1 (отрезки *5* и *6* соответственно) при $\theta_0 = 50°$, $t_0 = 0{,}965$ и $\eta = 0{,}1$

C_1 и C_2, C_3 соответственно их осевые лучи удалены от указанных рёбер внутрь входной поверхности C_1C_2. Штриховая прямая *8* наглядно показывает условие минимизации смещения $\Delta l = l - \tilde{l}$: $l_0 > \tilde{l} > l_1, l_2$, что подтверждает рис. 3, *c* (разъяснение по нему будет дано далее).

Из вышеизложенного следует, что начальный КСП, положение которого обусловлено расстоянием t_0, целесообразно сопоставлять с зависимостью $l(\theta)$, имеющей максимум при $\theta = \theta_0$. Поэтому t_0 можно найти, решая уравнение $dl/d\theta = 0$, полученное из (10), относительно $t = t_0$, когда $\theta = \theta_0$ и $\psi = \psi_0$:

$$t_0 = \{h\cos^2\xi - b_0\cos\theta_0\cdot\sin(\theta_0 - 2\xi) - a[2(\sin\theta_0\cdot\operatorname{tg}\psi_0 - \cos\theta_0\cdot\operatorname{tg}'\psi_0)\cos(\theta_0 - 2\xi) -$$

$$- \sin\theta_0\cdot\sin(\theta_0 - 2\xi) + 2\cos 2\xi]\}/[\sin\theta_0\cdot\cos(\theta_0 - 2\xi)], \tag{11}$$

где

$$\operatorname{tg}'\psi = \frac{d}{d\theta}\operatorname{tg}\psi = n^2\cos\theta/\sqrt{(n^2 - \sin^2\theta)^3}; \quad \operatorname{tg}'\psi_0 = \operatorname{tg}'\psi(\theta_0) = n^2\cos\theta_0/\sqrt{(n^2 - \sin^2\theta_0)^3}.$$

Граничные положения *7* и *8* начального КСП определяются расстояниями b_1 и b_2 (на рис. 1 не показаны), вычисляемыми по формуле (9) путём подстановки $\theta = \theta_1$ и θ_2 соответственно при расстоянии $t = t_0$:

$$b_{1,2} = [t_0(\cos\theta_0 - \cos\theta_{1,2}) + b_0\cos\theta_0 +$$

$$+ a(2\cos\theta_0\cdot\operatorname{tg}\psi_0 - 2\cos\theta_{1,2}\cdot\operatorname{tg}\psi_{1,2} - \sin\theta_0 + \sin\theta_{1,2})]/\cos\theta_{1,2}. \tag{12}$$

Граничные позиции q_1 и q_2 рассматриваемого начального КСП на входной поверхности C_1C_2 находятся с помощью (2). Аналогично из (10) выводятся формулы для граничных длин схождения l_1 и l_2:

$$l_{1,2} = [h\sin(\theta_{1,2} - \xi)\cdot\cos\xi - t_0(\cos\theta_0 - \cos\theta_{1,2}) - b_0\cos\theta_0 -$$

$$- a(2\cos\theta_0\cdot\operatorname{tg}\psi_0 - 2\cos\theta_{1,2}\cdot\operatorname{tg}\psi_{1,2} - \sin\theta_0 + 2\sin\theta_{1,2})]/\cos(\theta_{1,2} - 2\xi). \tag{13}$$

По условию задачи, сформулированному выше, начальное положение КСП, задаваемое углом падения θ_0, однозначно характеризуется параметрами q_0, b_0, t_0, d_0, которые в общем случае неизвестны. Поэтому при некотором произвольном значении $q \neq q_0$ граничные условия в положениях *7* и *8* (см. рис. 1) будут выполняться при значениях диаметра пучка $d_1, d_2 \neq d_0$. Данные условия задаются упомянутым выше касанием КСП или парциальных пучков рёбер C_1 и C_2, C_3 соответственно, откуда можно вывести формулы для d_1 и d_2:

$$d_1 = 2q_1\cos\theta_1 = 2(1 - b_1 - 2a\operatorname{tg}\psi_1)\cos\theta_1, \tag{14}$$

$$d_2 = 2b_2\cos\theta_2. \tag{15}$$

Искомый диаметр d_0 приравнивается к среднему между граничными значениями (14) и (15):

$$d_0 = (d_1 + d_2)/2 = (1 - b_1 - 2a\operatorname{tg}\psi_1)\cos\theta_1 + b_2\cos\theta_2. \tag{16}$$

В итоге задача сводится к нахождению такого значения q_0 (или b_0), при котором $d_1 = d_2$, т. е. к решению уравнения $d_1 - d_2 = 0$:

$$(1 - b_1 - 2a \operatorname{tg} \psi_1) \cos \theta_1 - b_2 \cos \theta_2 = 0. \tag{17}$$

В этом случае согласно (16) $d_0 = d_1 = d_2$.

С учётом формул (3), (11) и (12) уравнение (17) содержит три неизвестных: b_0, θ_1 и θ_2. Два недостающих уравнения выводятся по критерию малости смещения Δl в сравнении с продольной длиной ИК $s = S/M = d/\sin\alpha$ (см. рис. 1, *c* в [1]) во всём диапазоне вращательной перестройки. Данное смещение, как и в [1], нормируется через коэффициент

$$k_s = 2\Delta l/s = 2\Delta l \sin\alpha/d. \tag{18}$$

Сам критерий малости ограничивает абсолютное значение k_s численным допуском η:

$$|k_s| \le \eta, \tag{19}$$

причём $0 < \eta \ll 1$, что необходимо для поддержания высокого контраста ИК при перестройке её периода. Граничные значения длины схождения l_1 и l_2 можно связать с её начальным значением l_0:

$$l_{1,2} = l_0 - \Delta l_0 + \Delta l_{1,2}, \tag{20}$$

на основе определения $\Delta l_i = l_i - \tilde{l}$; следует учитывать, что $\Delta l_0 > 0$, $\Delta l_{1,2} < 0$, поэтому равенство (20) представляется более наглядно как $l_{1,2} = l_0 - |\Delta l_0| - |\Delta l_{1,2}|$ (см. рис. 3, *b*). Абсолютные значения смещений Δl_i находятся из (18) по условию $|(k_s)_i| = \eta$:

$$|\Delta l_i| = \eta d_i / 2 \sin\alpha_i. \tag{21}$$

Рис. 3, *c* демонстрирует свойства критерия (19): k_s варьируется в интервале $[-\eta, \eta]$ и во всех промежуточных положениях КСП, устанавливающихся в процессе вращательной перестройки, $k_s < \eta$. Искомые уравнения выводятся путём объединения (20) и (21):

$$l_{1,2} - l_0 + \frac{\eta}{2}\left(\frac{d_0}{\sin\alpha_0} + \frac{d_{1,2}}{\sin\alpha_{1,2}}\right) = 0, \tag{22}$$

где значения α_i вычисляются по (1), а l_i — по (4). Чтобы сделать уравнения системы взаимно независимыми в целях упрощения её численного решения, диаметр d_0 в (22) заменяется значением d_1 или d_2:

$$l_{1,2} - l_0 + \frac{\eta d_{1,2}}{2}\left(\frac{1}{\sin\alpha_0} + \frac{1}{\sin\alpha_{1,2}}\right) = 0. \tag{23}$$

В итоге получается определённая система из трёх уравнений (17), (23).

Начальный угол падения θ_0 ограничен снизу значением, обозначаемым как $\theta_{0\,\min}$. Данное ограничение имеет два аспекта. Во-первых, оно обусловлено тем, что парциальные пучки, отражённые от неподвижных зеркал *3.1* и *3.2*, могут касаться рёбер C_3 и C_2 соответственно. Это, в свою очередь, ограничивает снизу длины схождения параметром $l_{\lim 1,2}$:

$$l_{\lim 1,2} = a \cos\alpha_{1,2} + d_0/(2\sin\alpha_{1,2}). \tag{24}$$

Используя (24), можно увидеть, что

$$l_{\lim 1} - l_{\lim 2} = a(\cos\alpha_1 - \cos\alpha_2) + \frac{d_0(\sin\alpha_2 - \sin\alpha_1)}{2\sin\alpha_1 \cdot \sin\alpha_2} > 0, \tag{25}$$

поскольку $\alpha_1 < \alpha_2$. Следовательно, согласно (25) всегда справедливо неравенство $l_{\lim 1} > l_{\lim 2}$ и $l_{\lim 1}$ является нижним пределом длины схождения. Чтобы найти значение $\theta_{0\,\min}$, система из трёх уравнений (17), (23) дополняется четвёртым:

$$l_1 - l_{\lim 1} = 0. \tag{26}$$

Решение $\theta_{0\,\min}$ системы (17), (23), (26) означает, что при $\theta_0 < \theta_{0\,\min}$ парциальные пучки, отражённые от неподвижных зеркал, будут частично или полностью перекрываться СДБ.

Во-вторых, возможно ограничение из-за виньетирования КСП, находящегося во втором граничном положении *8* (см. рис. 1), неподвижным зеркалом *3.2* (имеется в виду начальный КСП диаметром d_0, занявший это положение вследствие вращательной перестройки). Положение края зеркала *3.2*, ближнего к пучку *8*, обусловлено положением крайних лучей парциальных пучков, образованных крайним лучом КСП в положении *7*, касающимся ребра C_1, и определяется расстоянием $u = U/M$ (на рис. 1 $u < 0$):

$$u = \frac{[(h-2a)\sin\theta_1 - 2b_1\cos\theta_1 - d_0]\cos\xi}{2\cos(\theta_1 - \xi)}. \tag{27}$$

Для предотвращения указанного виньетирования расстояние $w = W/M$ от точки пересечения продолжения плоскости зеркала *3.2* с ближним к нему краем КСП в положении *8* до края этого зеркала вдоль плоскости симметрии не должно быть отрицательным, как показано на рис. 1 ($w \geq 0$). Наименьшее допустимое значение $\theta_{0\,\min}$ находится решением уравнения, полученного с привлечением (27) по условию $w = 0$ (вывод для краткости не приводится):

$$(h-2a)\sin(\theta_1+\theta_2)\cdot\cos\xi - 2[b_1\cos\theta_1\cdot\cos(\theta_2+\xi) - (1-q_2)\cos(\theta_1-\xi)\cdot\cos\theta_2] -$$

$$- d_0[\cos(\theta_1-\xi) + \cos(\theta_2+\xi)] = 0. \tag{28}$$

Уравнение (28) в вышеупомянутой системе уравнений заменяет (26); при $\theta_0 < \theta_{0\,\min}$ КСП в положении *8* будет частично или полностью перекрываться зеркалом *3.2*.

Из двух рассмотренных выше ограничительных критериев первый является доминирующим при $\xi > 0$, иначе преобладает второй.

Результаты вычислений. В качестве примера были проведены расчёты перестроечных параметров ДИНЗ с НСЧЭ для ряда значений угла наклона ξ неподвижных зеркал и расстояния h между ними. Рис. 4 и 5 представляют зависимости таких параметров от θ_0 при $\xi = 10°$. На обеих диаграммах края всех кривых слева ограничены условием $l_1 = l_{\lim 1}$ согласно уравнению (26), а справа — малыми значениями диаметра d_0 КСП, составляющими десятки микрон (эта область значений θ_0 может быть интересна для случая сфокусированных пучков). На рис. 4 видно, что граничные значения α_1 и α_2 половинного угла схождения примерно симметричны относительно α_0 (штриховая линия *1*) и так же, как и ширина диапазона перестройки $\Delta\alpha$, уменьшаются с ростом θ_0. Чем меньше h, тем шире располагаются кривые α_1, $\alpha_2(\theta_0)$ и тем у́же интервал значений θ_0, прилегающий к нижней области достижимых углов схождения, внутри которого возможна исследуемая вращательная перестройка. Продвинуться в область более высоких значений α_1 и α_2

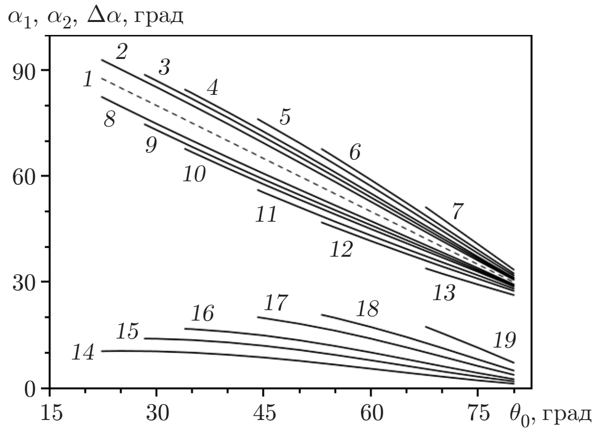

Рис. 4. Зависимости перестроечных параметров ДИНЗ с НСЧЭ при $\xi = 10°$ от θ_0: кривая *1* — α_0, *2–7* — α_2, *8–13* — α_1, *14–19* — $\Delta\alpha$ при $h = 3$; 2; 1,5; 1; 0,75 и 0,5 соответственно

можно, увеличивая расстояние h, ценой уменьшения $\Delta\alpha$. В рассматриваемом примере наибольшая величина $\Delta\alpha = 20{,}8°$ достигается при $h = 0{,}75$ и $\theta_0 = 53{,}1°$. Соответствующий диапазон перестройки лежит в границах $\alpha_1 = 46{,}9°$ и $\alpha_2 = 67{,}7°$, что позволяет варьировать период ИК от $\Lambda_1 = 0{,}36$ мкм до $\Lambda_2 = 0{,}29$ мкм при $\lambda = 0{,}53$ мкм; $\Lambda_1/\Lambda_2 = 1{,}27$. Данное отношение может быть значительно бóльшим, когда граничные значения α_1 и α_2 малы. Так, при параметрах $h = 0{,}75$, $\xi = -10°$ и $\theta_0 = 63{,}2°$ эти значения составляют $\alpha_1 = 4{,}58°$ и $\alpha_2 = 9{,}57°$. Периоды ИК: $\Lambda_1 = 3{,}32$ мкм и $\Lambda_2 = 1{,}59$ мкм при той же λ, и отношение $\Lambda_1/\Lambda_2 = 2{,}08$, т. е. превышает октаву. Эта общая для всех перестраиваемых интерферометров закономерность обусловлена обратно пропорциональной зависимостью между Λ и $\sin\alpha$: чем меньше α, тем больше скорость изменения Λ, или, наоборот, чем меньше период ИК, тем в меньшем относительном интервале можно его варьировать.

Рис. 5 показывает, что в ДИНЗ с $\xi = 10°$ диаметр d_0 уменьшается с ростом θ_0 и располагается тем выше, чем меньше h. Наибольшее значение $d_0 = 0{,}301$ реализуется при $h = 3$ и $\theta_0 = 22{,}3°$. В этом случае α перестраивается в окрестности встречного хода парциальных пучков, что создаёт возможность записи ГДР большой протяжённости с периодом вблизи значения $\lambda/2$, варьируемым в нешироком интервале ($\Lambda_1/\Lambda_2 = 1{,}01$). Ещё

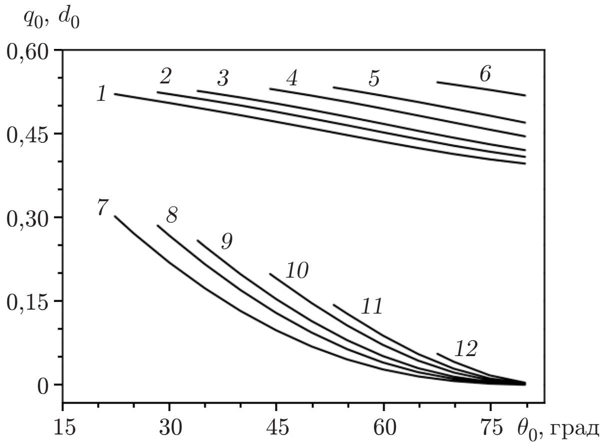

Рис. 5. Зависимости параметров начального КСП в ДИНЗ с НСЧЭ при $\xi = 10°$ от θ_0: кривые *1–6* — q_0, *7–12* — d_0 при $h = 3$; 2; 1,5; 1; 0,75 и 0,5 соответственно

бо́льшая величина $d_0 = 0{,}387$ достигается в случае параллельных неподвижных зеркал при $h = 5$ и $\theta_0 = 11{,}1^\circ$, и половинный угол схождения может изменяться от 75,8 до 82,1° ($\Lambda_1/\Lambda_2 = 1{,}02$). Расстояние q_0 на рис. 5 также уменьшается с ростом θ_0 и варьируется в окрестности значения $q_0 = 0{,}5$ (от 0,396 до 0,541). В аналогичной конфигурации ДИНЗ с СДК указанный интервал приблизительно вдвое больше (см. рис. 3, *b* в [1]).

Продолжая данное сопоставление, можно отметить, что характеристики обоих интерферометров во многом сходны, но есть и различия. Так, в ДИНЗ с СДБ допустимы бо́льшие величины диаметра КСП. Например, в случае СДБ одного объёма с СДК d_0 в ДИНЗ с СДБ может более чем вдвое превосходить таковой в ДИНЗ с СДК. В свою очередь, последний имеет специфическую для него возможность функционировать в режиме монолитного двухлучевого интерферометра [5], когда угол падения КСП на входе в СДК $\theta < -45^\circ$ по угловой шкале, принятой в [1], и парциальные пучки минуют зеркала. Благодаря этому удаётся охватить область малых значений половинного угла схождения $0 < \alpha < 10^\circ$, труднодоступную для интерферометра с зеркалами из-за больших длин схождения и малых допустимых значений d_0. В итоге ДИНЗ на основе СДК более универсален, а ДИНЗ на основе СДБ может функционировать с пучками большого диаметра и более прост в технологическом отношении.

Заключение. В данной работе рассмотрено исполнение ДИНЗ с НСЧЭ, основанное на симметричном СДБ, в котором управление периодом записываемой ГДР производится только его вращением вокруг оси, расположенной так, что ИК позиционируется в непосредственной близости к НСЧЭ во всём диапазоне изменения её периода. Граничные значения половинного угла схождения α и интервал $\Delta\alpha$ между ними зависят от основных геометрических параметров ДИНЗ и при угле наклона зеркал в промежутке $-10^\circ \le \xi \le 10^\circ$ и расстоянии между зеркалами h от 0,5 до 5 заполняют область от 15 до 90° для КСП диаметром $d_0 \ge 0{,}1$. В указанной области возможны наибольшие значения $\Delta\alpha$, превышающие 20°, и значения d_0, достигающие ∼0,4. Прибор, построенный на основе такого ДИНЗ, технологически более прост и обладает меньшей массой относительно аналога с СДК сопоставимых размеров, причём обоим исполнениям ДИНЗ можно придать высокую виброустойчивость благодаря взаимной неподвижности их элементов. Перечисленные свойства исследованного ДИНЗ с СДБ открывают широкие возможности его применения, примеры которых приведены в [5, 6]. К этому списку можно добавить также многомерную голографическую литографию для создания голографических фотонных кристаллов [7] с варьируемой структурой, запись объёмных отражательных ГДР, формирующих многослойные структуры, аналогичные интерферометру Фабри — Перо [8], либо монохромные и двухцветные голограммы [9, 10], управление частотой генерации одномодовых [11] и пикосекундных [12] лазеров с распределённой обратной связью.

Примечание. В схеме записи пропускающих голографических дифракционных решёток изменение половинного угла схождения от 90 до 0° сопровождается ростом периода интерференционной картины в широком интервале ($\lambda/2 \le \Lambda < \infty$). При записи отражательных ГДР, когда светочувствительный элемент ориентируется параллельно плоскости симметрии ДИНЗ, указанный интервал изменения периода значительно у́же: от $\Lambda_{\min} = \lambda/(2n_{\text{ph}})$ до $\Lambda_{\max} = 1{,}44\Lambda_{\min}$, если показатель преломления материала светочувствительного элемента $n_{\text{ph}} = 1{,}52$. С ростом n_{ph} предельные величины периода $\Lambda_{\min}$, $\Lambda_{\max}$ ещё более сближаются. Этот пример указывает на низкую эффективность перестройки периода отражательных ГДР путём изменения угла схождения, поэтому в данной работе, как и в [1–6], посвящённых вращательной перестройке периода ИК, такая схема для краткости не анализируется.

Автор выражает благодарность канд. физ.-мат. наук С. Л. Микерину за полезные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Угожаев В. Д.** Перестраиваемый вращением двухлучевой интерферометр с неподвижным фоточувствительным элементом. Ч. I. Интерферометр на основе светоделительного кубика // Автометрия. 2016. **52**, № 2. С. 57–65.
2. **Угожаев В. Д.** Предельные характеристики перестраиваемого вращением двухлучевого интерферометра с неподвижным фоточувствительным элементом // Автометрия. 2016. **52**, № 4. С. 118–125.
3. **Пат. 2626062 РФ.** Двухлучевой интерферометр /В. Д. Угожаев. Опубл. 21.07.2017; Бюл. № 21.
4. **Микерин С. Л., Угожаев В. Д.** Перестраиваемый голографический интерферометр со светоделительным блоком и неподвижными зеркалами // Автометрия. 2014. **50**, № 2. С. 110–120.
5. **Микерин С. Л., Угожаев В. Д.** Простой двулучевой интерферометр на основе светоделительного кубика // Оптика и спектроскопия. 2011. **111**, № 6. С. 1019–1025.
6. **Микерин С. Л., Угожаев В. Д.** Перестраиваемый голографический интерферометр с неподвижными зеркалами // Автометрия. 2012. **48**, № 4. С. 20–32.
7. **Пен Е. Ф., Шаталов И. Г.** Спектральные характеристики моделей голографических фотонных кристаллов // Автометрия. 2014. **50**, № 2. С. 84–94.
8. **Пен Е. Ф., Родионов М. Ю., Чубаков П. А.** Спектральные свойства каскада голографических отражательных решёток, разделённых однородным слоем // Автометрия. 2017. **53**, № 1. С. 73–82.
9. **Пен Е. Ф., Зарубин И. А., Шелковников В. В., Васильев Е. В.** Методика определения параметров усадки голографических фотополимерных материалов // Автометрия. 2016. **52**, № 1. С. 60–69.
10. **Шелковников В. В., Васильев Е. В., Русских В. В. и др.** Свойства монохромных и двухцветных голограмм в слоистых фотополимерных материалах // Автометрия. 2016. **52**, № 4. С. 107–117.
11. **Арутюнян В. М., Акопян Г. Г., Арутюнян Г. В. и др.** Теоретическое и экспериментальное исследование квазиволноводного тонкослойного лазера со светоиндуцированной РОС // Квантовая электроника. 1990. **17**, № 11. С. 1402–1407.
12. **Ермилов Е. А., Гулис И. М.** Генерация одиночных пикосекундных импульсов в лазере с распределенной обратной связью на бинарной смеси красителей при наносекундном возбуждении // Квантовая электроника. 2001. **31**, № 10. С. 857–860.

Поступила в редакцию 12 декабря 2017 г.