

23 Угловые характеристики сенсора коэффициента преломления на основе отражательного интерферометра

© В.С. Терентьев, В.А. Симонов

Институт автоматики и электрометрии Сибирского отделения РАН,
630090 Новосибирск, Россия
e-mail: terentyev@iae.nsk.su

Поступила в редакцию 19.04.2021 г.
В окончательной редакции 28.06.2021 г.
Принята к публикации 03.07.2021 г.

Исследованы угловые характеристики сенсора, выполненного в схеме Кречмана, где чувствительным элементом является структура в виде тонкопленочного варианта отражательного интерферометра, оптимизированного для наклонного падения света. Приведены аналитические формулы, описывающие характеристики сенсора для *S*- и *P*-поляризаций на рабочей длине волны и вблизи рабочего угла сенсора, а также формулы, приближенно описывающие основные характеристики сенсора: чувствительность, угловую ширину пика на полувысоте, контраст и параметр качества. Показана возможность варьирования указанных характеристик путем соответствующего подбора параметров металлических и диэлектрических слоев структуры. Для примера сделан численный расчет характеристик одного из частных случаев, оптимизированного для *S*-поляризации, как имеющей наибольшие параметры качества. Продемонстрированы угловые свойства данного сенсора от числа диэлектрических слоев и длины базы. Показано, что при угловых измерениях данным методом теоретически можно получать неограниченные по величине параметры качества, а практически ограниченные только потерями в слоистой структуре и расходимостью пучка. Даны рекомендации по экспериментальной реализации метода.

Ключевые слова: отражательный интерферометр, полное внутреннее отражение, сенсор показателя преломления.

DOI: 10.21883/OS.2021.10.51500.2186-21

1. Введение

Одним из важнейших параметров любой материальной среды является коэффициент преломления, который, в свою очередь, может зависеть от температуры, давления, влажности и присутствия других химических веществ. Измерение коэффициента преломления, как абсолютное, так и относительное, может давать ценную информацию о состоянии среды, что активно используется в химии и биологии [1,2]. На данный момент существует множество методов и оптических схем для определения коэффициента преломления. Среди них методы с объемными схемами типа Кречмана [3], волоконные схемы [4,5], волноводные на основе микрорезонаторов [6] и дифракционные [7,8]. Каждая из этих схем имеет свои преимущества и недостатки. Например, преимущество волоконных и волноводных схем в компактности чувствительного элемента, возможности интегрирования в другие материалы, высокая чувствительность. Недостатком волоконных схем является сравнительно большая ширина сигнальных пиков и провалов, что ограничивает параметр качества (FOM, figure of merit) таких сенсоров. Недостатком микрорезонаторных схем является снижение чувствительности из-за сравнительно длинных баз резонаторов (более $10\ \mu\text{m}$), а также невозможность увеличения добротности из-за дефектов изготовления стенок волновода, труднодоступная и дорогостоящая

технология электронно-лучевой литографии. Высокие параметры качества могут иметь дифракционные схемы, с помощью которых можно создавать узкие сигнальные спектральные или угловые минимумы с $\text{FOM} \sim 10^3 - 10^4$ [RIU^{-1}] (RIU — refractive index unit, коэффициент преломления), но для их создания необходимо изготавливать дифракционные элементы с субмикронным периодом методами литографии.

В работах [9–11] были исследованы новые структуры чувствительного слоя в классической схеме Кречмана на основе металл-диэлектрического многослойного покрытия с использованием многолучевой интерференции. С помощью моделирования было показано, что такая структура может быть выполнена в виде тонкопленочного варианта отражательного интерферометра (ОИ) с узкими спектральными сигнальными пиками и с очень высоким параметром FOM, который теоретически может расти до бесконечности, а практически до более чем 10^3 и ограничивается только потерями света и сносом пучка в слоях структуры. Преимущество данного метода заключается в использовании стандартной технологии напыления тонких интерференционных слоев и не требует привлечения других сравнительно более сложных методов фотолитографии или волоконной оптики. Также преимущество спектральных сенсоров на основе тонких металлических пленок, имеющих пик в отражении, в литературе называемых сенсорами с инвертированным

плазмонным резонансом [12], может заключаться в дополнительном увеличении FOM за счет сужения сигнального пика при использовании их в лазерной схеме.

Целью данной работы является исследование угловых характеристик сенсора коэффициента преломления на основе отражательного интерферометра в схеме Кречмана для наклонного падения света, в угловой зависимости коэффициента отражения у которого присутствуют узкие пики интенсивности.

2. Теория ОИ для наклонного падения света

Структура сенсора, представленная на рис. 1, полностью идентична структуре спектрального сенсора [11]. Она состоит из призмы (Prism) с коэффициентом преломления n_{pr} , задача которой создать условия для полного внутреннего отражения на границе со средой аналитом (Analyte), имеющей коэффициент преломления n_a . На призму нанесена тонкая металлическая пленка с толщиной много меньше длины волны, например пленка титана 8 nm. Далее на пленку наносятся диэлектрические слои с малым n_L и большим n_H ($n_L < n_H$) коэффициентами преломления, например TiO_2 и SiO_2 соответственно. Толщина диэлектрических слоев подобрана так, чтобы при наклонном падении вблизи угла полного внутреннего отражения (ПВО, TIR) в призме $\theta_{TIR} = \arcsin(n_a/n_{pr})$ они являлись четвертьволновыми, т.е. их толщина $h_j = \lambda_w / (4n_j \cos \theta_j^w)$, $j = L, H$, $\cos \theta_j^w = \sqrt{1 - (n_{pr} \sin \theta_{pr}^w / n_j)^2}$, $Im(\cos \theta_j^w) \leq 0$, θ_j^{pr} — „рабочие“ угол падения и λ_w — длина волны света в сен-

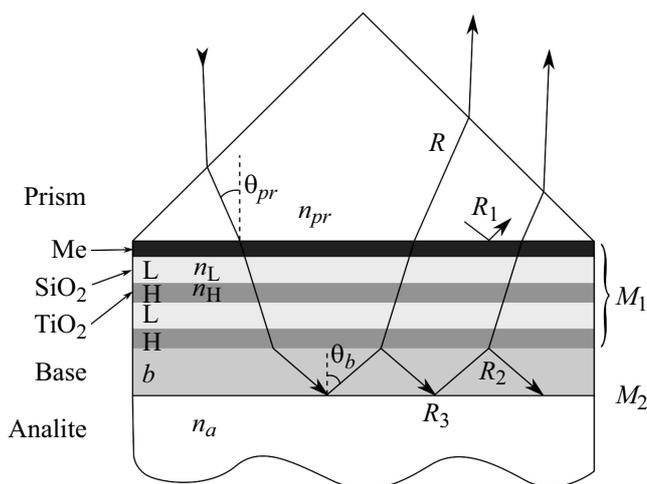


Рис. 1. Оптическая схема сенсора на основе наклонного ОИ: Prism — призма (показатель преломления n_{pr}), Me — тонкая металлическая пленка, многослойное диэлектрическое покрытие из материала с высоким (H, n_H) и низким (L, n_L) коэффициентами преломления, b , Base — базовый слой (n_b), a , Analyte — аналит (n_a), θ_{pr} — угол падения в призме, θ_b — угол падения в базовом слое, $R_{1,2}$ — коэффициенты отражения зеркала M_1 , R_3 — зеркала M_2 .

соре. Диэлектрические слои формируют переднее зеркало M_1 отражательного интерферометра. Далее расположен базовый слой (Base), который граничит с аналитом. Толщина базового слоя такова, чтобы в отражении от такой структуры получался хотя бы один максимум. В базовом слое при резонансных условиях концентрируется максимум поля, т.е. происходит многолучевая интерференция. Задним зеркалом M_2 является граница раздела базы и аналита. В условиях ПВО энергетический коэффициент отражения от границы базы и аналита очень близок единице, а при изменении коэффициента преломления аналита изменяется только фаза отражения зеркала M_2 .

Если известны $\Psi_{1,2}, \Phi_1$ — фазы коэффициентов отражения и пропускания соответственно $R_{1,2}$ и пропускания $T_1 = T_2$ зеркала M_1 , Ψ_3 — фаза и коэффициент отражения R_3 заднего зеркала M_2 , то энергетический коэффициент отражения $R(\varphi)$ ОИ описывается формулой [13–15]:

$$R(\varphi) = R_1 + 2T_1 \sqrt{R_1 R_3} \frac{\cos(\vartheta + 2\varphi) - \sqrt{R_1 R_3} \cos(\vartheta)}{1 + R_2 R_3 - 2 \cos(2\varphi) \sqrt{R_2 R_3}} + \frac{R_3 T_1^2}{1 + R_2 R_3 - 2 \cos(2\varphi) \sqrt{R_2 R_3}}, \quad (1)$$

$$\vartheta = \Psi_1 + \Psi_2 - 2\Phi_1 \text{ [rad]},$$

$$\varphi(\theta_{pr}, \lambda) = \frac{2\pi n_b h_b \cos \theta_b(\theta_{pr})}{\lambda} - \frac{\Psi_2(\theta_b(\theta_{pr}), \lambda) + \Psi_3(\theta_b(\theta_{pr}), \lambda)}{2} \text{ [rad]}, \quad (2)$$

где λ — длина волны, θ_b — угол падения света на зеркала внутри резонатора, т.е. в слое базы, при этом данный угол есть функция от угла падения в призме $\theta_b(\theta_{pr})$, h_b — толщина, n_b — показатель преломления базы ОИ, $R(\varphi)$ справедливо для S - и P -поляризаций с подстановкой соответствующих коэффициентов $R_{1,2,3}, T_1$ и их фаз для этих поляризаций. Набег фаз между зеркалами $\varphi(\theta_{pr}, \lambda)$ в общем случае есть функция от угла падения и длины волны, а также коэффициента преломления аналита n_a .

3. Аналитические формулы для коэффициентов переднего зеркала

Для диэлектрических слоев четвертьволновой толщины зеркала M_1 в количестве N двуслойников, состоящих из слоев с низким (L) и высоким (H) показателями преломления, можно записать выражения для энергетических коэффициентов отражения и пропускания на рабочей длине волны λ_w [11]:

$$R_1^{[S,P]} = \frac{(u_{pr} - \xi_1 - u_b(u_L/u_H)^{2H})^2 + \xi_2^2}{(u_{pr} + \xi_1 + u_b(u_L/u_H)^{2H})^2 + \xi_2^2}, \quad (3)$$

$$\operatorname{tg} \Psi_1^{[S,P]} = \frac{2u_{pr}\xi_2}{(\xi_1 + (u_L/u_H)^{2N}u_b)^2 - u_{pr}^2 + \xi_2^2}, \quad (4)$$

$$R_2^{[S,P]} = \frac{(u_{pr} + \xi_1 - u_b(u_L/u_H)^{2H})^2 + \xi_2^2}{(u_{pr} + \xi_1 + u_b(u_L/u_H)^{2H})^2 + \xi_2^2}, \quad (5)$$

$$R_2^{[S,P]} \approx 1 - \frac{4(u_{pr} + \xi_1)u_b}{(u_{pr} + \xi_1)^2 + \xi_2^2} \left(\frac{u_L}{u_H}\right)^{2N} + O\left(\left(\frac{u_L}{u_H}\right)^{4N}\right),$$

$u_L < u_H,$

$$\operatorname{tg} \Psi_2^{[S,P]} = \frac{2(u_L/u_H)^{2N}u_{pr}\xi_2}{(u_{pr} + \xi_1)^2 - (u_L/u_H)^{4H}u_b^2 + \xi_2^2}, \quad (6)$$

$$T_1^{[S,P]} = T_2^{[S,P]} = \frac{4(u_L/u_H)^{2H}u_{pr}u_b}{(u_{pr} + \xi_1 - u_b(u_L/u_H)^{2H})^2 + \xi_2^2}, \quad (7)$$

где u_j ($j = L, H, pr, b$), и ξ должны подставляться для соответствующих поляризаций:

$$u_j = \begin{cases} u_j^{[S]} = n_j \cos \theta_j & (S \text{ поляризация}), \\ u_j^{[P]} = n_j / \cos \theta_j & (P \text{ поляризация}), \end{cases}$$

$$\cos \theta_j = \sqrt{1 - (n_{pr} \sin \theta_{pr} / n_j)^2}, \quad \operatorname{Im}(\cos \theta_j) \leq 0, \quad \text{и}$$

$$\xi^{[S]} = \xi_1^{[S]} + i\xi_2^{[S]} = 2k_0h_m n_m \chi_m + ik_0h \left((n_m^2 - \chi_m^2) - n_{pr}^2 \sin^2 \theta_{pr} \right),$$

$$\xi^{[P]} = \xi_1^{[P]} + i\xi_2^{[P]} = 2k_0h_m n_m \chi_m + ik_0h (n_m^2 - \chi_m^2), \quad (8)$$

n_m, χ_m — коэффициент преломления и поглощения металлической пленки соответственно. Формулы (3)–(8) являются обобщением аналогичных формул для нормального падения, приведенных в [13].

Для зеркала M_2 можно записать фазы отражения для двух поляризаций:

$$\operatorname{tg} \Psi_3^{[P]} = \frac{2n_a^2 n_b^2 \sqrt{f_b} \sqrt{f_a}}{n_a^4 f_b - n_b^4 f_a},$$

$$\operatorname{tg} \Psi_3^{[S]} = \frac{2\sqrt{f_b} \sqrt{f_a}}{f_b - f_a}, \quad (9)$$

где $f_a = (n_{pr} \sin(\theta_{pr}))^2 - n_a^2$, $f_b = n_b^2 - (n_{pr} \sin(\theta_{pr}))^2 - n_a^2$.

Если специальным образом согласовать параметры металлической пленки, т.е. обеспечить $\xi_1 = u_{pr}$ путем подбора толщины пленки h_m , а также выбрать металл с $n_m \approx \chi_m$, то из (3) и (8) следует, что $R_1 \ll 1$, а из (5) — $R_2 \rightarrow 1$ при росте числа диэлектрических двуслойников N . Это создает асимметричное по коэффициентам отражения зеркало M_1 . Тогда аппаратная функция R в отражении будет подобна аппаратной функции интерферометра Фабри–Перо в пропускании, т.е. будет иметь узкие максимумы интенсивности (в формуле (1) первые два члена станут пренебрежимо малыми).

4. Основные характеристики сенсора

Для оценки основных характеристик сенсора необходимо определить зависимость набега фазы $\varphi(\theta_{pr})$ в базовом слое, измеряемого для определенности в радианах [rad], от угла падения θ_{pr} , измеряемого в градусах [deg]. Изменение набега фазы влечет за собой сдвиг положения резонансных максимумов ОИ. Если предположить, что сенсор рассчитан на рабочий угол θ_{pr}^w , то смещение угловой характеристики отражения в данной точке будет обратно пропорционально производной фазы по углу падения $\left[\frac{\partial \varphi}{\partial \theta_{pr}} \right]^{-1}_{\theta_{pr} = \theta_{pr}^w}$. Обратная производная определяет линейное смещение максимума на $\Delta \theta_{pr}$ в положение максимума отражения следующей продольной моды при изменении φ на π , что является аналогом полос равного наклона, или перемещения на одну область свободной дисперсии по длине волны. Однако выражение для обратной производной будет намного сложнее для углового сенсора, чем для спектрального, где частная производная по длине волны может браться только от первого члена (2), если исключить дисперсионную зависимость коэффициентов преломления веществ. Из выражений фаз (2), (6), (9) следует, что для многослойного покрытия обратная производная нелинейна от и толщины базы h_b . Кроме этого, она нелинейно изменяется при других углах падения $\theta_{pr} \neq \theta_{pr}^w$, хотя и не описывается уже указанными выражениями, соответственно изменяется чувствительность положения углового максимума к набегу фазы. Исходя из вышесказанного

$$\Delta \theta_{pr} \approx \pi \left[\frac{\partial \varphi}{\partial \theta_{pr}} \right]^{-1} [\text{deg}]. \quad (10)$$

Формула (10) справедлива и для сильно отличных от θ_{pr}^w углов. Обратную производную нужно определять в численном виде, так как даже для угла θ_{pr}^w не удалось получить для нее простого аналитического выражения. Учитывая (10), угловые чувствительности сенсора $S_\theta^{[S,P]}$ могут быть выражены аналогично [10], рассматривая производную фазы отражения зеркала M_2 по n_a :

$$S_\theta^{[S,P]} \approx \frac{\Delta \theta_{pr}}{\pi} \frac{\partial \varphi^{[S,P]}}{\partial n_a} \left[\frac{\text{deg}}{\text{RIU}} \right], \quad (11)$$

$$S_\theta^{[S]} \approx -\frac{\Delta \theta_{pr}}{2\pi} \frac{\partial \Psi_3^{[S]}}{\partial n_a} = \frac{\Delta \theta_{pr}}{\pi} \frac{n_a \sqrt{f_b}}{n_b^2 - n_a^2} \frac{1}{\sqrt{f_a}} \left[\frac{\text{deg}}{\text{RIU}} \right], \quad (12)$$

$$S_\theta^{[P]} \approx -\frac{\Delta \theta_{pr}}{2\pi} \frac{\partial \Psi_3^{[P]}}{\partial n_a} = \frac{\Delta \theta_{pr}}{\pi} \frac{n_b^2 n_a \sqrt{f_b}}{(n_a^4 f_b + n_b^4 f_a)} \frac{1}{\sqrt{f_a}} \left[\frac{\text{deg}}{\text{RIU}} \right], \quad (13)$$

где последняя дробь в произведениях теоретически может расти до бесконечности при приближении $\theta_{pr} \rightarrow \theta_{\text{TPR}}$.

Угловая ширина $\delta \theta_{pr}^{[S,P]}$ на полувысоте максимумов интенсивности связана с $\Delta \theta_{pr}$ соотношением

$$\delta \theta_{pr}^{[S,P]} \approx \frac{\Delta \theta_{pr}}{F^{[P,S]}} [\text{nm}], \quad (14)$$

где $F^{[P,S]}$ — резкость полос, определяющая эффективное количество интерферирующих лучей:

$$F^{[P,S]} \approx \pi \frac{\sqrt[4]{R_2 R_3}}{1 - \sqrt{R_2 R_3}},$$

$$F^{[P,S]} \approx \pi \frac{(u_{pr} + \xi_1)^2 + \xi_2^2}{2(u_{pr} + \xi_1)u_b} \left(\frac{u_H}{u_L}\right)^{2N}, \quad u_L < u_H, \quad (15)$$

где $R_{2,3}$, $u_{pr,L,H,b}$, ξ_2 берутся для соответствующих поляризаций. Теоретически F способна непрерывно расти с увеличением N , а практически она ограничивается только потерями в структуре интерферометра и сносом пучка.

Для контраста $C_\theta^{[S,P]}$ спектральной характеристики, который напрямую влияет на качество сенсора FOM, из теории ОИ [13] можно написать точную формулу, однако в нашем случае интересна только небольшая окрестность около пика. Тогда, принимая во внимание, что максимальный коэффициент отражения очень близок к единице, а минимальный имеет величину фона, определяемую коэффициентом отражения R_1 :

$$C_\theta^{[S,P]} \approx 1 - R_1^{[S,P]}. \quad (16)$$

Данная оценка дает меньшие значения контраста, чем точная формула ОИ, так как исключает возможные минимумы на большом удалении от пика.

Формула для оценки параметра качества FOM получается из (12)–(16):

$$FOM_\theta = C_\theta \frac{S_\theta}{\delta\theta} = C_\theta \frac{\Delta\theta_{pr}}{\pi\delta\theta} \frac{d\varphi}{dn_a} = C_\theta \frac{F}{\pi} \frac{d\varphi}{dn_a}. \quad (17)$$

При равенстве контрастов параметры качества по углу и длине волны равны $FOM_\theta = FOM_\lambda$ [10], они определяются только параметрами зеркал и базового слоя и не связаны с выбором измерительного метода (по углу или длине волны).

Формулы (10)–(17) можно использовать для оценок параметров сенсора вблизи θ_{pr}^w и λ_w . Однако более точный учет фаз отражения, ошибки в толщине слоев и базы могут смещать угловое положение максимума от предполагаемого. Более того, интересным является численное исследование характеристик сенсора при больших углах, чем θ_{pr}^w , так как аналитический способ исследования для таких углов весьма затруднен в связи с усложнением вида формул (3)–(7).

5. Численное моделирование характеристик сенсора

В качестве примера можно рассмотреть численное моделирование структуры, состоящей из пленки титана и диэлектриков оксида титана и оксида кремния. Данная структура аналогична [11] и оптимизирована для S-поляризации. Структура слоев: [Призма, Ti , $(L, H)^N$, B , Аналит], где N — число двуслойников, Ti — пленка

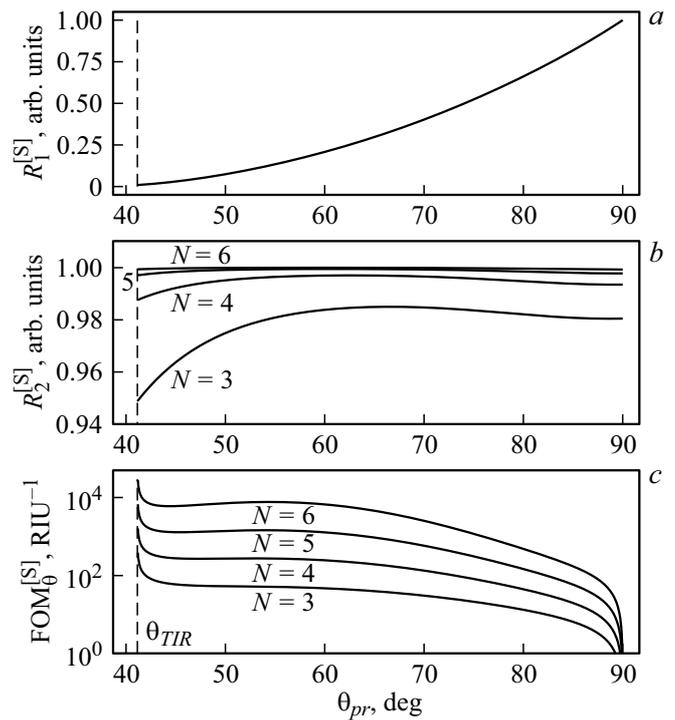


Рис. 2. Зависимости коэффициентов отражения $R_1^{[S]}$ (a), $R_2^{[S]}$ (b), параметра качества $FOM_\theta^{[S]}$ (c) от угла падения θ_{pr} для разных N (на рис. (a) графики сливаются).

титана, L — диэлектрик с низким, H — с высоким коэффициентом преломления, B — базовый слой, $h_{Ti} = 8 \text{ nm}$, $h_L = \lambda_w / (4n_L \cos \theta_L)$, $h_H = \lambda_w / (4n_H \cos \theta_H)$, $n_{Ti} = 3.68 - 4.61i @ 1550 \text{ nm}$, $n_L = 1.46$ (SiO_2), $n_H = 2.4$ (TiO_2), $n_b = n_H$, $\lambda_w = 1550 \text{ nm}$. Толщина титановой пленки была подобрана из условия согласования $\xi_1^{[S]} = n_{pr} \cos \theta_{pr}^w = 1.1$ ($n_{pr} = 1.52$, $\xi_2^{[S]} = -0.25$), для рабочего угла падения в призме $\theta_{pr}^w = 43^\circ$, близкого к углу ПВО ($\theta_{TIR} = 41.14^\circ$, $n_a = 1$). Расчет проводился методом характеристических матриц для слоистых сред.

При фиксированной длине волны важными параметрами являются угол падения в призме θ_{pr} , число двуслойников N и толщина базового слоя h_b . Рассмотрим зависимость от первого параметра. Согласно (1), свойства сенсора можно описывать отдельными параметрами $R_1^{[S]}$, $R_2^{[S]}$ зеркала M_1 . На рис. 2 построены их зависимости от угла падения θ_{pr} для выбранной выше структуры слоев и практически важных $N = 3, 4, 5, 6$. Коэффициент отражения $R_1^{[S]}$ слабо зависит от N , поэтому графики практически сливаются (рис. 2, a). Он имеет малое значение около угла ПВО (θ_{TIR}) согласно формуле (3) и по мере увеличения θ_{pr} стремится к единице, что, как следует из (16), ведет к ухудшению контраста (уменьшению $C_\theta^{[S]}$) и снижению FOM_θ . Коэффициент отражения $R_2^{[S]}$ сильнее зависит от N , его значение увеличивается при росте θ_{pr} , и становится ближе к единице, по отношению к углам, близким к θ_{TIR} (рис. 2, b). Согласно формулам (15), (17), при росте $R_2^{[S]}$

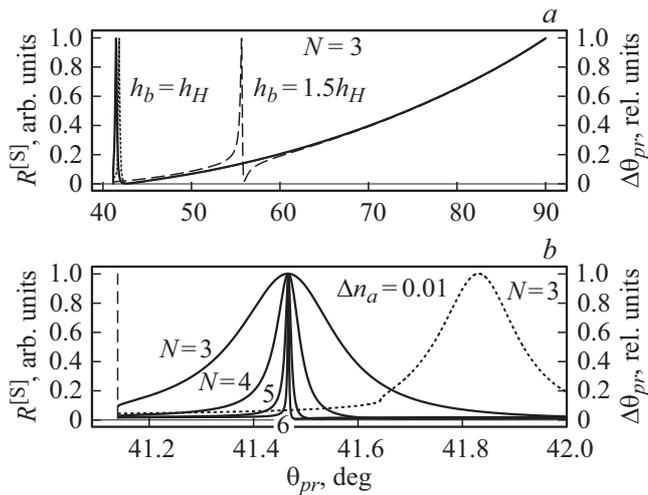


Рис. 3. Зависимости коэффициента отражения $R^{[S]}$ при $h_b = h_H$ и разных N (сплошные линии) и сдвига по углу при $\Delta n_a = 0.01$ RIU (пунктирная линия), при $h_b = 1.5h_H$ (штриховая линия) от угла падения θ_{pr} в широком диапазоне углов (a) и около угла ПВО (b).

растет и параметр качества FOM_θ . Поэтому на первый взгляд выгоднее было бы располагать сигнальный пик около максимума угловой зависимости $R_2^{[S]}$. Однако расчет по формуле (17) показывает (рис. 2, c), что с точки зрения высоких параметров качества выгоднее работать в области углов, близких к θ_{TIR} . Как следует из рисунка, для данной системы можно получать параметры качества свыше 10^4 . Однако при этом при больших диапазонах изменения n_a смещение пика будет происходить с большой нелинейностью. Если требуется высокая линейность смещения пика, то можно работать в области локального максимума FOM_θ при углах около $50-60^\circ$.

Приведенные на рис. 2 параметры одинаковы для любых длин баз h_b . Для наглядности можно построить угловое распределение интенсивности при отражении от интерферометра при минимальной длине базы $h_b = h_H$ и $N = 3$, когда присутствует только один сигнальный пик, располагающийся вблизи угла ПВО (рис. 3, a). Сигнальный пик будет сужаться при увеличении N , как показано на рис. 3, b. Изменяя h_b , можно перемещать пик в требуемый угол, например при $h_b = 1.5h_H$ пик перемещается к углу $\approx 55.6^\circ$. Если изменить коэффициент преломления аналита на $\Delta n_a = 0.01$, это приведет к угловому смещению положения сигнального пика на 0.36° (пунктирная линия на рис. 3, a, b), что соответствует угловой чувствительности 36 [deg/RIU].

Длина базы h_b влияет на угловую чувствительность смещения пика согласно (10), другими словами, зависимость пробега фаз (2) от угла θ_{pr} можно изменять, как и количество пиков в диапазоне углов от θ_{TIR} до 90° . На рис. 4, a показывается разница набегов фаз $\Delta\varphi = \varphi(\theta_{pr}) - \varphi_{min}$, где φ_{min} — минимальное значение фазы в указанных пределах углов, для двух $h_b = 11h_H$,

$51h_H$, чтобы продемонстрировать несколько сигнальных пиков в пределах угловой характеристики. Это возможно, когда $\Delta\varphi$ изменяется больше, чем на π . График 1 на рис. 4, a имеет два пересечения с целыми значениями π , что соответствует двум максимумам на рис. 4, b, график 2 имеет 5 пересечений, что соответствует пяти максимумам на рис. 4, c. С увеличением длины базы падает угловая чувствительность сенсора, так как уменьшается обратная производная в (10).

6. Об экспериментальной реализации метода

Для угловых измерений длину волны работы сенсора следует фиксировать $\lambda = \lambda_w$, но вполне допустимо работать в некоторой малой ее окрестности $\lambda_w \pm \delta\lambda$, где свойства сенсора не сильно изменяются. Чем меньше ширина спектра источника излучения, тем уже может быть предельный сигнальный максимум отражения по углу. В угловой схеме измерения имеется возможность прецизионно перестраивать длину волны источника в малых диапазонах и таким образом подстраивать пик отражения под нужный угол, прецизионно приближая или удаляя от угла ПВО, тем самым изменяя угловую чувствительность. Для этого может быть использован волоконный лазер с распределенной обратной связью, имеющий очень малую ширину спектра генерации (< 100 kHz), перестраиваемый (в том числе и циклически) пьезокерамическим и/или механическим актуатором, что потенциально позволяет использовать один фотодетектор вместо матрицы.

Излучение нельзя подавать на призму сходящимся, либо расходящимся пучком, формируемым цилиндриче-

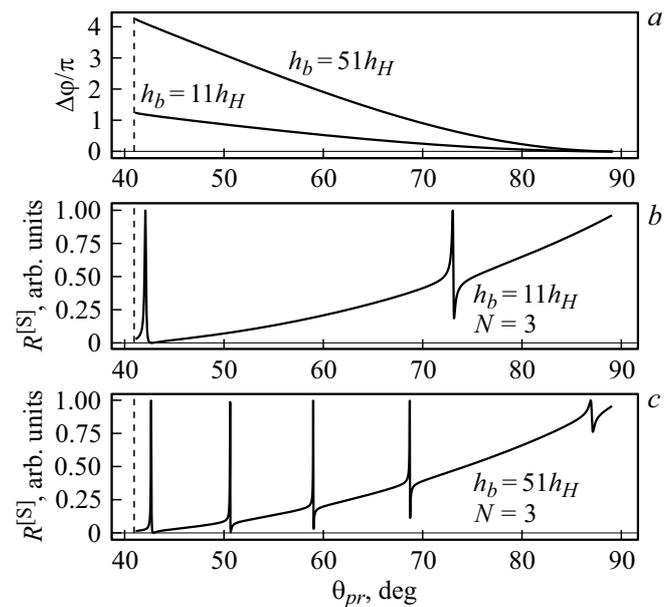


Рис. 4. Зависимости разницы набегов фаз $\Delta\varphi/\pi$ для разных толщин h_b (a), коэффициента отражения $R^{[S]}$ при $h_b = 11h_H$ (b), $h_b = 51h_H$ (c) от угла падения θ_{pr} .

ской линзой, как это делается в одном из вариантов схем измерения. Такое пространственное распределение может быть непригодным для многолучевой интерференции, если учитывать постоянный снос пучка в структуре при каждом переотражении из-за наклонного падения, а при большом количестве интерферирующих пучков возможно прекращение интерференции из-за отсутствия падающего излучения под нужным углом. Оптимальной схемой была бы схема гониофотометра, в которой излучение падает на структуру всегда сколлимированным, в которой имеется возможность изменять диаметр пучка, так как чем больше диаметр, тем большее количество интерферирующих пучков можно получить.

7. Заключение

В работе исследованы угловые характеристики сенсора, выполненного в схеме Кречмана, где чувствительным элементом является структура в виде тонкопленочного варианта отражательного интерферометра, оптимизированного для наклонного падения света. Схема Кречмана является объемной, откуда вытекают как преимущества, среди которых возможность реализации с помощью доступной технологии, так и недостатки: подверженность вибрациям и другим внешним паразитным воздействиям, невозможность миниатюризации. Поэтому разработка метода отражательного интерферометра как сенсора в интегрально-оптическом исполнении может быть целью ближайших исследований.

Для описания характеристик сенсора приведены аналитические формулы для S- и P-поляризаций на рабочей длине волны λ_w и вблизи рабочего угла сенсора θ_{pr}^w , а также формулы, приближенно описывающие основные характеристики сенсора: чувствительность $S_{\theta}^{[S,P]}$, угловую ширину пика на полувысоте $\delta\theta_{pr}^{[S,P]}$, контраст $C_{\theta}^{[S]}$ и параметр качества $FOM_{\theta}^{[S,P]}$. Показана возможность варьирования указанных характеристик путем соответствующего подбора металлических и диэлектрических слоев структуры, что выгодно отличает данный метод, так как варьирование может быть осуществлено в очень широких пределах.

Для примера представлен численный расчет характеристик одного из частных случаев сенсора, оптимизированного для S-поляризации, как имеющей наибольшие параметры качества. Продемонстрированы угловые свойства данного сенсора от числа диэлектрических слоев и размера базы. Показано, что данным методом можно получать очень высокие параметры качества ($> 10^4$) при угловых измерениях. Даны рекомендации по экспериментальной реализации метода.

Как показано в работе [9], при добавлении нечетвертьволнового диэлектрического слоя между металлической пленкой и первым диэлектрическим слоем можно вместо максимума интенсивности в отражении от сенсора получать минимумы со сравнимой шириной на полувысоте. Если не подразумевается встраивание

сенсора в лазерный резонатор, то выгоднее с точки зрения соотношения сигнал/шум работать с минимумом, чем с максимумом. Основные угловые характеристики такого сенсора также описываются через приведенные выше формулы.

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках темы госзадания Института автоматизации и электротехники СО РАН „Физические основы лазерных и сенсорных систем с использованием структурированных волоконных световодов и микрорезонаторов“ (№ гос. рег. 121030500067-5).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] *Homola J.* Surface Plasmon Resonance Based Sensors, Springer, 2006.
- [2] *Kooyman R.P.H., Schasfoort R.B.M., Tudos A.J.* Handbook of Surface Plasmon Resonance (2nd ed.), London: RSC, 2008.
- [3] *Sadrolhosseini A.R., Shafie S., Soleimani H., Mahdi M.A.* // Optics & Laser Technology. 2021. V. 140. P. 106970. doi 10.1016/j.optlastec.2021.106970
- [4] *Li C., Gao J., Shafi M., Liu R., Zha Z., Feng D., Liu M., Du X., Yue W., Jiang S.* // Photon. Res. 2021. V. 9. N 3. P. 379–388. doi 10.1364/PRJ.416815
- [5] *Liu Q., Jiang Y., Sun Y., Hu C., Sun J., Liu C., Lv J., Zhao J., Yi Z., Chu P.K.* // Appl. Opt. 2021. V. 60. N 6. P. 1761–1766. doi 10.1364/AO.419518
- [6] *Cardenosa-Rubio M.C., Robison H.M., Bailey R.C.* // Current Opinion in Environmental Science & Health. 2019. V. 10. P. 38–46. doi 10.1016/j.coesh.2019.09.001
- [7] *Hlubina P., Urbancova P., Pudis D., Goraus M., Jandura D., Ciprian D.* // Opt. Lett. 2019. V. 44. N 22. P. 5602. doi 10.1364/OL.44.005602
- [8] *Rahimi L., Askari A.A.* // Appl. Opt. 2020. V. 59. N 34. P. 10980. doi 10.1364/AO.405129
- [9] *Голдина Н.Д.* // Автометрия. 2021. Т. 57. № 2. С. 122. doi 10.15372/AUT20210214
- [10] *Терентьев В.С., Симонов В.А.* // Опт. и спектр. 2021. Т. 129. № 2. С. 238. doi 10.21883/OS.2021.02.50564.232-20
- [11] *Терентьев В.С., Симонов В.А.* // Опт. и спектр. 2021. Т. 129. № 8. С. 1089. doi 10.21883/OS.2021.08.51207.1932-21
- [12] *Printz M., Sambles J.R.* // J. Mod. Opt. 1993. V. 40. N 11. P. 2095. doi 10.1080/09500349314552131
- [13] *Троцкий Ю.В.* Многолучевые интерферометры отраженного света. Новосибирск: Наука, 1985. 208 с.
- [14] *Holden J.* // Proc. Phys. Soc. B. 1949. V. 62. N 7. P. 405. doi 10.1088/0370-1301/62/7/301
- [15] *Симонов В.А.* // Новосибирск: ИАиЭ СО РАН, 2018. 99 с. <https://www.iae.nsk.su/ru/dissertation-council/2458-dc-181226>