

# Экспериментальная реализация спектрального 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 07.06.2022 г.

В окончательной редакции 07.06.2022 г.

Принята к публикации 05.10.2022 г.

Экспериментально исследован сенсор в оптической схеме Кречмана, в которой чувствительным элементом является отражательный интерферометр (ОИ) для наклонного падения света. Приведена краткая теория ОИ. Экспериментальный образец применен для измерения коэффициента преломления остаточной атмосферы в вакуумной камере в процессе ее откачки. Высокая добротность резонатора ОИ позволила получить достаточно узкий сигнальный спектральный максимум шириной 1.7 nm. Спектральная чувствительность сенсора составила 1000 nm/RIU, параметр качества равен  $529 \text{ RIU}^{-1}$ . Также продемонстрировано, что может быть достигнута разрешающая способность в  $6.5 \cdot 10^{-8} \text{ RIU}$ . Сформулированы предложения по дальнейшему усовершенствованию характеристик сенсора.

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

DOI: 10.21883/OS.2022.12.54099.3780-22

## 1. Введение

Сенсоры на эффекте нарушенного полного внутреннего отражения (НПВО), (FTIR — frustrated total internal reflection) применяются для исследования биомолекулярных взаимодействий, детектирования биологических, химических аналитов и в других приложениях [1]. Сенсоры на основе схемы Кречмана, в которой зондирующее излучение заводится в чувствительный слой через призму, являются одним из вариантов сенсоров НПВО и наиболее часто применяются на практике. Схема Кречмана является объемной со всеми вытекающими из этого недостатками (массивность конструкции, температурная и вибрационная нестабильность). Этим паразитным эффектам значительно меньше подвержены волоконные/волноводные сенсоры, которые на сегодняшний день активно развиваются [2]. Однако среди преимуществ объемных схем Кречмана наличествует ее меньшая технологическая сложность по сравнению с волоконной. Предполагая основные принципы функционирования сенсоров в объемном и волоконном варианте одинаковыми, в работе проводится исследование объемного типа сенсора на основе НПВО, чтобы в дальнейшем оптимизировать реализацию данного сенсора в волоконном исполнении.

Сенсоры на основе схемы Кречмана условно можно разделить на два вида. Это, во-первых, стандартные схемы, в которых сигнальным репером является спектральный (или угловой) минимум интенсивности отраженного света, порожденный поглощением при плазмон-

ном резонансе в чувствительном слое. Во-вторых, схемы, когда репером является максимум интенсивности, возникающий в результате уменьшения поглощения в структуре сенсора. В литературе последний вид сенсоров называется инвертированным [3,4]. В данной работе исследуется второй вид сенсоров и экспериментально демонстрируется возможность получения сверхвысоких характеристик при использовании метода отражательного интерферометра (ОИ) [5,6]. Метод позволяет для изготовления сенсора использовать стандартную технологию многослойных диэлектрических покрытий и неблагородный металл.

Основные цели данной работы состоят в экспериментальной проверке теоретических предположений и оценке характеристик предлагаемого метода для сенсорных приложений.

## 2. Теория ОИ для наклонного падения света

На рис. 1 представлена структура исследуемого сенсора. Он состоит из призмы (Prism), подложки (Substrate) с коэффициентом преломления  $n_s$ , металлического слоя (Me) с комплексным коэффициентом преломления  $n_{Me}$ , нанесенного на грань подложки, и диэлектрического многослойного покрытия на основе двух материалов — с высоким (например,  $\text{TiO}_2$ ) и низким ( $\text{SiO}_2$ ) коэффициентами преломления. При этом слои, прилегающие к металлической пленке, идут парами, чередуясь между

собой, и таким образом образуют переднее зеркало ОИ  $M_1$ , которое имеет коэффициент отражения  $R_1$  со стороны подложки и  $R_2$  — с обратной стороны, обращенной к базовому слою (Base). Базовый слой с коэффициентом преломления  $n_b$  определяет область свободной дисперсии ОИ, а также формирует высокоотражающее зеркало  $M_2$  с коэффициентом отражения  $R_3$  на границе базы и анализируемой среды (Analyte) с коэффициентом преломления  $n_a$ . С более общей теорией ОИ в применении к данной задаче можно ознакомиться в [5]. Приведем формулы, описывающие коэффициент отражения  $R$  такой системы в условиях, когда угол падения больше угла НПВО ( $\sin \theta_b > n_a \sin \theta_b/n_b$ ) для сред Base — Analyte, т. е. когда  $R_3 = 1$ :

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

$$\vartheta = \Psi_1 + \Psi_2 - 2\Phi_1,$$

$$\varphi(\theta_b, \lambda) = \frac{2\pi n_b h_b \cos \theta_b}{\lambda} - \frac{\Psi_2(\theta_b, \lambda) + \Psi_3(\theta_b, \lambda)}{2}, \quad (2)$$

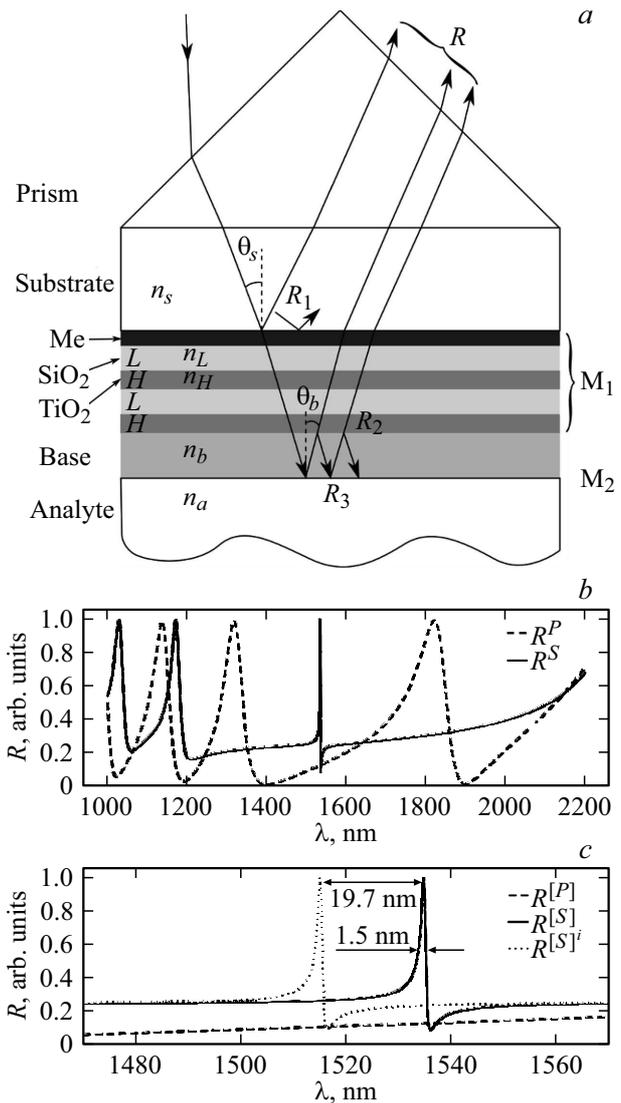
где  $\lambda$  — длина волны,  $\theta_b$  — угол падения света на зеркала внутри резонатора, т. е. в слое базы,  $h_b$  — физическая толщина,  $n_b$  — показатель преломления базы ОИ,  $R_{1,2}, T_1 = T_2$  — энергетические коэффициенты отражения зеркала  $M_1$ ,  $\Psi_{1,2}$  и  $\Phi_1 = \Phi_{p2}$  — их фазы соответственно,  $R_3, \Psi_3$  — то же для зеркала  $M_2$ . Соотношение (1) для  $R(\varphi)$  справедливо для  $S$ - и  $P$ -поляризаций с подстановкой соответствующих коэффициентов  $R_{1,2}, T_1$  и их фаз для этих поляризаций. В условиях полного внутреннего отражения на границе базы и аналита зависимость от параметров зеркала  $M_2$  проявляется только через френелеву фазу  $\Psi_3(\theta, \lambda)$  в (2), которая зависит от коэффициента преломления аналита  $n_a$ .

При использовании в структуре  $M_1$  поглощающей металлической пленки коэффициенты отражения  $R_1 \neq R_2$ . В случае четвертьволновых слоев диэлектриков для косоугольного падения, т. е. когда физическая толщина слоев диэлектрика равна  $h_j = \lambda_0 / (4n_j \cos \theta_j)$ ,  $j = L, H$ , где  $L$  — индекс диэлектрика с низким коэффициентом преломления,  $H$  — с высоким,  $\lambda_0$  — центральная длина волны,  $n_L < n_H$ ,  $\theta_j$  — угол падения в  $j$ -м слое, можно аналитически выразить энергетические коэффициенты зеркала  $M_1$  для двух ортогональных линейных поляризаций (обозначение  $[S, P]$ ):

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

$$R_2^{[S,P]} = \frac{(u_s + \xi_1 - u_b(u_L/u_H)^{2N})^2 + \xi_2^2}{(u_s + \xi_1 + u_b(u_L/u_H)^{2N})^2 + \xi_2^2}, \quad (4)$$

$$T_1^{[S,P]} = T_2^{[S,P]} = \frac{4(u_L/u_H)^{2N} u_s u_b}{(u_s + \xi_1 + u_b(u_L/u_H)^{2N})^2 + \xi_2^2}, \quad (5)$$



**Рис. 1.** *a* — оптическая схема Кречмана на основе ОИ: Prism — призма, Substrate — плоскопараллельная подложка, Me — металлическая тонкая пленка,  $L, H$  — слои диэлектриков с низким и высоким коэффициентом преломления соответственно, Base — базовый слой ОИ, Analyte — аналитическая среда,  $M_1, M_2$  — переднее и заднее зеркало ОИ,  $R_1, R_2$  — коэффициенты отражения  $M_1$ ,  $R_3 = 1$  — коэффициент отражения зеркала  $M_2$  (граница раздела); *b* — расчетные коэффициенты отражения ОИ для двух поляризаций  $R^{[S]}$  и  $R^{[P]}$  в широком спектральном диапазоне; *c* — то же, но в узком спектральном диапазоне, пунктиром показана спектральная перестройка максимума  $R^{[S]'}$ .

где  $2N$  — количество диэлектрических слоев зеркала  $M_1$ ,  $\xi_i^{[S,P]} = \xi_i^{[S,P]} + i\xi_2^{[S,P]}$ , которые выражаются через толщину металлической пленки  $h_m$  и ее комплексный коэффициент преломления  $n_{Me} = n_m - i\chi_m$ :

$$\xi_i^{[S]} = 2kh_m n_m \chi_m + ikh_m ((n_m^2 - \chi_m^2) - n_s^2 \sin^2(\theta_s)),$$

$$\xi_i^{[P]} = 2kh_m n_m \chi_m + ikh_m (n_m^2 - \chi_m^2), \quad (6)$$

$$u_j = \begin{cases} u_j^{[S]} = n_j \cos \theta_j & (S \text{ — поляризация}), \\ u_j^{[P]} = n_j / \cos \theta_j & (P \text{ — поляризация}), \end{cases} \quad (7)$$

$j = s, L, H$ . Из (3)–(6) следует, что при  $u_s = \xi_1$  можно получить  $R_1 \ll R_2$  и в формуле (1) остается значимым только третий член, который пропорционален с точностью до константы функции пропускания интерферометра Фабри-Перо. Заметим, что  $u_L^{[S]}/u_H^{[S]} < u_L^{[P]}/u_H^{[P]}$  и поэтому  $R_2^{[S]} > R_2^{[P]}$ , т.е. добротность резонатора для  $S$ -поляризации будет выше, чем для  $P$ . По этой причине максимумы для  $S$ -поляризации будут значительно более узкими и больше подходят для высокоточных измерений коэффициента преломления анализируемой среды, хотя при этом  $d\Psi_3^{[S]}/dn_a < d\Psi_3^{[P]}/dn_a$ .

Можно определить основные характеристики сенсора. Резкость полос  $F^{[S,P]}$  интерферометра:

$$F^{[S,P]} = \pi \frac{R_2^{[S,P]1/4}}{1 - R_2^{[S,P]1/2}}. \quad (8)$$

Область свободной дисперсии интерферометра:

$$\Delta\lambda \approx \frac{\lambda_0^2}{2n_b h_b \cos \theta_b} [\text{nm}]. \quad (9)$$

Спектральная ширина  $\delta\lambda$  максимумов интенсивности:

$$\delta\lambda^{[S,P]} = \frac{\Delta\lambda}{F^{[S,P]}} [\text{nm}]. \quad (10)$$

Спектральные чувствительности  $S_\lambda^{[S,P]}$  выражаются через изменение фазы  $\Psi_3^{[S]}$ :

$$S_\lambda^{[S]} \approx -\frac{\Delta\lambda}{2\pi} \frac{\partial \Psi_3^{[S]}}{\partial n_a} = \frac{\Delta\lambda}{\pi} \frac{n_a \sqrt{f_b}}{n_b^2 - n_a^2} \frac{1}{\sqrt{f_a}} [\text{nm}/\text{RIU}], \quad (11)$$

$$S_\lambda^{[P]} \approx -\frac{\Delta\lambda}{2\pi} \frac{\partial \Psi_3^{[P]}}{\partial n_a} = \frac{\Delta\lambda}{\pi} \frac{n_b^2 n_a \sqrt{f_b}}{(n_a^4 f_b + n_b^4 f_a)} \frac{1}{\sqrt{f_a}} [\text{nm}/\text{RIU}],$$

где  $f_a = (n_s \sin \theta_s)^2 - n_a^2$ ,  $f_b = n_b^2 - (n_s \sin \theta_s)^2$ .

Параметр качества сенсора FOM (figure of merit):

$$\text{FOM} = C_R \frac{S_\lambda}{\delta\lambda} = C_R \frac{\Delta\lambda}{\pi \delta\lambda} \frac{d\varphi}{dn_a}, \quad (12)$$

где  $C_R = 1 - R_{\min}/R_{\max}$  — контраст интерференционной картины.

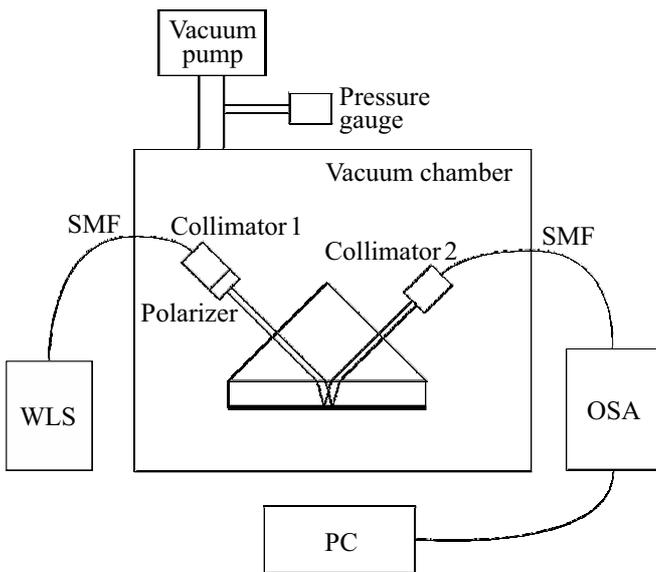
На рис. 1, *b* приведен расчетный спектр отражения двух поляризаций для параметров, соответствующих экспериментальным:  $\lambda_0 = 1550 \text{ nm}$ ,  $h_m = 11 \text{ nm}$ ,  $n_{\text{Me}} = 3.44 - 6.74i \text{ RIU}$  (Ni @ 1550 nm),  $n_L = 1.46$ ,  $n_H = n_b = 2.4 \text{ RIU}$ ,  $L = 371.9 \text{ nm}$ ,  $H = h_b = 178.3 \text{ nm}$ ,  $N = 4$ ,  $n_s = 1.57 \text{ RIU}$ ,  $n_a = 1.02 \text{ RIU}$ ,  $\theta_b = 40.7^\circ$  в широком спектральном диапазоне. На рис. 1, *c* пунктирной линией показано смещение пика при изменении  $dn_a = -0.02 \text{ RIU}$ , что соответствует сдвигу на 19.7 nm или чувствительности 985 nm/RIU. Чувствительность сенсора зависит от угла падения и чем ближе к углу ПВО, тем она выше (так как повышается  $d\Psi_3^{[S,P]}/dn_a$ ).

### 3. Экспериментальная установка

Для экспериментального исследования была собрана оптическая схема, включающая кварцевую прямоугольную призму, подложку из стекла BK10, сопряженную с призмой с помощью иммерсионной жидкости (глицерин). На грань подложки была нанесена чувствительная структура методом магнетронного распыления с помощью установки VSE-PVD-100-2 (Вакуумные системы и электроника), состоящая из тонкой пленки никеля, четырех пар диэлектрических слоев  $\text{SiO}_2$  и  $\text{TiO}_2$  и слоя базы из  $\text{TiO}_2$ . Толщины диэлектрических слоев были выбраны с учетом множителя  $1/\cos \theta_{L,H}$ . Таким образом, в данной структуре были нечетвертьволновые слои для нормального падения. При изготовлении структуры не применялся оптический метод контроля, слои наносились по временным меткам, т.е. скорость нанесения предварительно определялась по измерению толщины опорного слоя с помощью атомно-силового микроскопа XE15 (Park Systems). Нанесение металла происходило при давлении буферного газа (Ar)  $1.5 \cdot 10^{-3} \text{ Torr}$  в режиме стабилизации напряжения 1 kV и токе 0.3 A, при этом в течение 4 s на магнетрон напряжение подавалось импульсами с частотой 27 kHz и коэффициентом заполнения 10%. При напылении диэлектрических слоев использовалась смесь газов Ar (75%) + O<sub>2</sub> (25%)  $3.6 \cdot 10^{-3} \text{ Torr}$ , напряжение — 1kV; TiO<sub>2</sub>: ток — 1.57 A, время — 262 s/layer; SiO<sub>2</sub>: ток — 1 A, время — 200 s/layer, с частотой 100 kHz и коэффициентом заполнения 36%.

Как известно, коэффициент преломления воздуха с высокой степенью линейно пропорционален давлению по закону  $n_a(p) = n_{a0} - cp$  при давлениях меньше атмосферного [7], где  $n_{a0} = 1.0002926 \text{ RIU}$ ,  $c = 2.8 \cdot 10^{-9} \text{ RIU/Pa}$ ,  $p$  — давление. Существуют оптические методы измерения давления — например, основанные на изменении набега фазы в интерферометрах из-за изменения коэффициента преломления [8,9]. Подобный метод оптического контроля был применен в данной работе, но на основе исследуемого сенсора.

Для определения основных характеристик сенсора была собрана схема, изображенная на рис. 2. В качестве осветителя (WLS) был использован широкополосный источник белого света FYLA SCT1000 (источник суперконтинуума 470–2400 nm, длительность импульса < 200 ps), излучение которого заводилось в одномодовое волокно типа SMF-28e (SMF), длина волны отсечки высших мод у которого 1260 nm. Далее свет коллимировался с помощью Collimator 1 (Thorlabs F220FC-1550), проходил через поляризатор Polarizer (Thorlabs LPNIR050), призму и подложку, отражался от чувствительного слоя и заводился в SMF с помощью Collimator 2 (Thorlabs PAF-7-X-C). Спектр отраженного сигнала измерялся волоконным спектроанализатором OSA (Yokogawa AQ6370) и сохранялся в автоматическом режиме на компьютере (PC). Для проверки отклика сенсора производилась откачка атмосферы из камеры

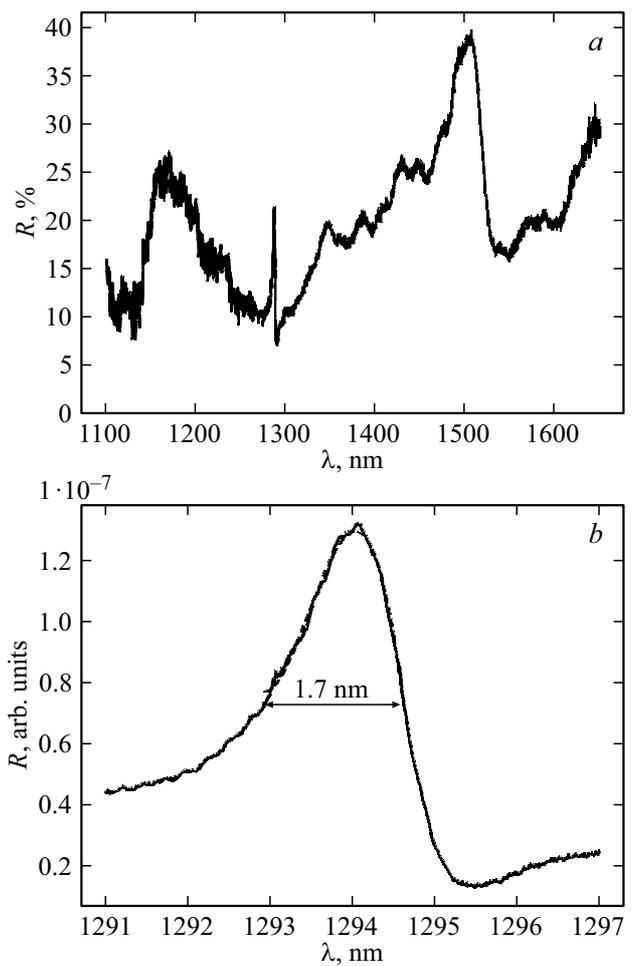


**Рис. 2.** Экспериментальная установка: WLS — источник белого света, SMF — одномодовое волокно типа SMF-28e, Collimator 1,2 — волоконные коллиматоры, Polarizer — поляризатор, OSA — оптический волоконный спектроанализатор, PC — компьютер, Vacuum chamber — вакуумная камера, Vacuum pump — форвакуумный насос, Pressure gauge — измеритель давления.

с помощью безмасляного форвакуумного спирального насоса Vacuum pump (Anest Iwata ISP-250C). Давление в камере контролировалось с помощью Pressure gauge (Granvill Phillips 275 Mini-Convectron).

#### 4. Результаты эксперимента

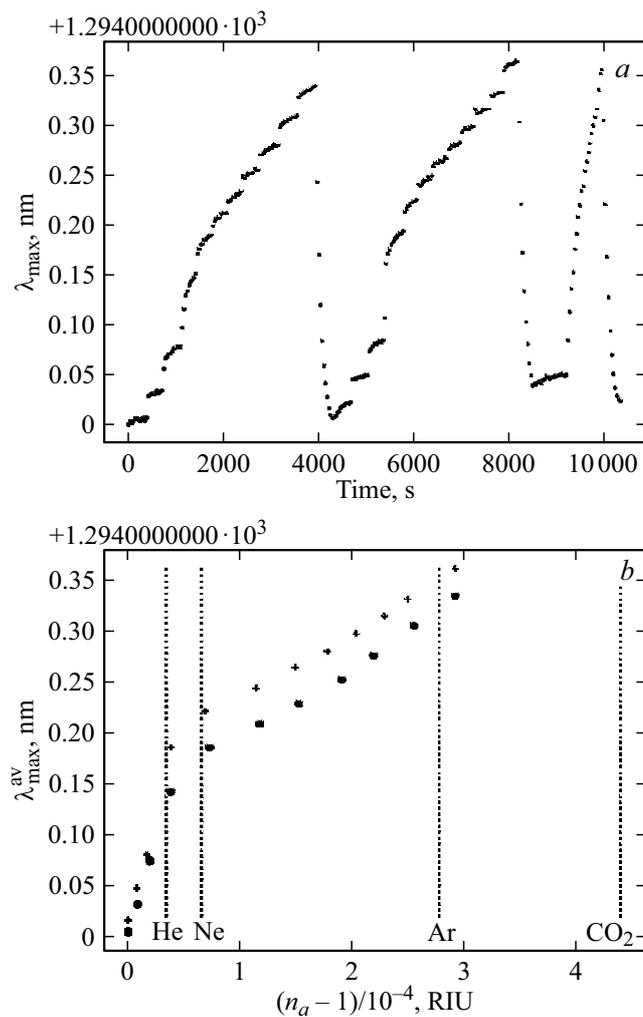
На рис. 3, *a* приведен нормированный на отражение от грани призмы спектр отражения для *S*-поляризации в широком спектральном диапазоне с разрешением 2 nm. Как видно, в области около 1290 nm присутствует очень узкий пик, сравнимый с шириной волоконной брэгговской решетки. Форма пика асимметрична и имеет в длинноволновой области побочный минимум, что соответствует расчетной зависимости (рис. 1, *c*) и характерно для свойств никелевой пленки. Ожидаемое положение сигнального максимума сильно отличается от расчетного (разность более 200 nm). Такое сильное спектральное смещение не может быть получено только за счет угла падения в подложке, но совокупно с более короткой базой вполне возможно. На смещение пика также могут влиять нестандартные фазы отражения зеркал  $M_1$  и  $M_2$  ( $\Psi_2, \Psi_3 \neq \pi$ ) вследствие потерь в многослойной структуре. Однако скорее всего причина в неверном определении толщин слоев, связанном с трудоемкостью получения ступеньки материала опорного слоя на подложке — т.е. было нанесено интерференционное покрытие, рассчитанное на другую, более короткую длину волны. Оптическими методами была проверена скорость



**Рис. 3.** *a* — экспериментальный спектр отражения в широком спектральном диапазоне; *b* — то же в спектральной области сенсорного пика, штриховая линия — аппроксимационный полином третьей степени.

нанесения четвертьволнового слоя и оказалось, что для слоев  $\text{SiO}_2$  была превышена скорость примерно на 10%, однако для  $\text{TiO}_2$  скорость была определена правильно. Последнее означает, что толщина базового слоя была нанесена как предполагалось в расчете. В любом случае моделирование возможных ошибок в толщине слоев, т.е. отклонение их от вышеуказанной четвертьволновой толщины для косоуго падения, показало, что для используемых материалов даже при ошибке около 10% по толщине все равно может формироваться зеркало  $M_1$  с высоким коэффициентом отражения со стороны базы ( $R_2$ ), но с максимумом отражения уже на другой длине волны.

На рис. 3, *b* сигнальный максимум показан с разрешением 1 nm, его спектральная ширина на уровне половины интенсивности между минимальным и максимальным значениями составила  $\delta\lambda = 1.7 \text{ nm}$ . Спектральное положение максимума контролировалось путем поиска максимума  $\lambda_{\text{max}}$  аппроксимационного полинома третьей степени (штриховая линия на рис. 3, *b*, практически



**Рис. 4.** *a* — зависимость  $\lambda_{\max}$  от времени; *b* — зависимость  $\lambda_{\max}^{\text{av}}$  от изменения коэффициента преломления  $(n_a - 1)$ , кружки — первый цикл напуска атмосферы, крестики — второй цикл напуска, пунктирными линиями показаны коэффициенты преломления нескольких газов.

совпадающая со сплошной линией) по уровню интенсивности его спектральной ширины в спектральном диапазоне 6 nm. Время построения одного спектра было сравнительно велико и составляло около 30 s, т.е. на практически важный участок спектра максимума приходилось 9 s. Это связано с низким уровнем отраженного сигнала, обусловленным потерями на заведение в одномодовое волокно на выходе призмы и, как следствие, необходимостью установки режима высокой чувствительности OSA. В других схемах измерения, например, основанных на наклонном спектральном фильтре, время измерения можно уменьшить на порядки [10].

На рис. 4, *a* представлена зависимость длины волны максимума  $\lambda_{\max}$  от времени в вакуумной камере в процессе напуска атмосферы. Давление в вакуумной камере откачивалось до значения 0.7–0.8 mm Hg (100 Pa). Затем через внешний клапан производился ступенчатый

напуск воздуха с промежуточными давлениями вплоть до атмосферы. При каждом давлении производилось измерение спектров в течение 5–7 min, что соответствует 10–15 точкам на каждой ступеньке. За время измерения на ступеньке  $\lambda_{\max}$  постоянно увеличивалась, что, по-видимому, было обусловлено медленным нагревом образца из-за отсутствия термостабилизации. В то же время для каждой ступеньки показание датчика давления (Pressure gauge) изменялось приблизительно на 1% от начального значения в сторону уменьшения. При напуске воздуха в объем термopара, расположенная внутри вакуумной камеры, но на удалении от сенсора, показывала изменение температуры с 21.6°C при полной откачке до 25°C при напуске атмосферы. Как видно из рисунка, было произведено несколько циклов откачки и напуска. Ступенчатый напуск был произведен два раза, три раза была осуществлена быстрая откачка и один раз быстрый напуск.

По данным двух ступенчатых напусков было выполнено вычисление средней длины волны  $\lambda_{\max}^{\text{av}}$  в пределах каждой ступени и сопоставлено с коэффициентом преломления, рассчитанным по измеренному давлению. На рис. 4, *b* приводится зависимость  $\lambda_{\max}^{\text{av}}$  (от  $n_a - 1$ ), где кружками показан первый цикл, а крестиками — второй. Видно, что зависимости повторяются с хорошей точностью, однако сдвинуты по вертикали, что связано, по всей видимости, с отсутствием термокомпенсации. Кроме того, зависимости имеют излом около 0.05 RIU, что может быть обусловлено, например, нелинейностью отклика измерителя давления (недостаточная компенсация нелинейности в программе измерения давления). Тем не менее даже такую зависимость потенциально можно откалибровать двумя квадратичными полиномами. Также на рисунке вертикальными пунктирными линиями показываются коэффициенты преломления нескольких газов — гелия, неона, аргона и углекислого газа. При осуществлении термокомпенсации возможно различать гелий и неон.

Из приведенных экспериментальных данных можно оценочно определить основные параметры данного сенсора. Если вычесть температурный дрейф  $\lambda_{\max}$  за время одного цикла напуска в 50 pm, то полный спектральный интервал смещения максимума составил  $\Delta\lambda = 0.3$  nm. Тогда чувствительность данного сенсора можно оценить в  $S_\lambda = \Delta\lambda / \Delta n \approx 1000 \text{ nm/RIU}$  ( $\Delta n = 2.9 \cdot 10^{-4}$  RIU). Отсюда параметр качества сенсора  $\text{FOM} = 529 \text{ RIU}^{-1}$ , при контрасте интерференционной картины  $C_R \approx 0.9$ . Разрешающая способность  $\delta n$  оценивалась следующим методом. Вычислялись аппроксимационные полиномы  $\lambda_{\max}^{\text{appr}}$  третьей степени для каждой ступеньки рис. 4, *a* в предположении, что температурное воздействие в пределах каждой ступеньки плавно и монотонно. Данный полином принимался за систематическую часть погрешности. Для вычисления стохастической части погрешности, которая принималась за оценку  $\delta n$ , вычислялось среднеквадратическое отклонение  $\sigma_\lambda$  разности  $\lambda_{\max} - \lambda_{\max}^{\text{appr}}$  для каждой ступеньки. Среди всех

значений  $\sigma_\lambda$  выбиралось наименьшее, оно составило  $\sigma_\lambda^{\min} = 0.068$  nm. Если соотнести эту величину с  $\Delta\lambda$  и  $\Delta n$ , можно получить разрешающую способность данной системы  $\delta n = \Delta n \sigma_\lambda^{\min} / \Delta\lambda = 6.5 \cdot 10^{-8}$  RIU.

Стоит заметить, что в теоретической работе [11] описан сенсор, выполненный в дифракционной схеме, с шириной сигнального минимума в 0.17 nm, что, по-видимому, является рекордным значением при чувствительности 1544 nm/RIU, сравнимой с исследуемым в данной работе сенсором. Метод ОИ дает возможность уменьшать спектральную ширину сигнального максимума просто путем увеличения количества слоев многослойного покрытия зеркала  $M_1$ , т.е. увеличением FOM сенсора, что дает возможность уменьшения  $\sigma_\lambda^{\min}$ . Для получения ширины пика около 0.1 nm потребуется нанесение еще двух пар слоев  $(LH)^2$ . Увеличить  $\Delta\lambda$  можно за счет увеличения чувствительности при приближения к углу полного внутреннего отражения. Таким образом, потенциально разрешающая способность данного сенсора может быть значительно увеличена при условии осуществления прецизионной термокомпенсации. Ограничительным фактором постоянного роста добротности резонатора может быть, помимо потерь в слоях на поглощение и рассеяние, снос пучка из-за косоугольного падения, что, по-видимому, будет оказывать значительное влияние в волоконном исполнении, когда размер моды имеет небольшие размеры в десятки микрон. Для уменьшения фактора сноса выгоднее использовать диэлектрики с наибольшим контрастом коэффициента преломления как в зеркале  $M_1$ , так и в базовом слое, например, на длине волны 1550 nm — Si и SiO<sub>2</sub>. Однако в конечном счете необходимо учитывать особенности конкретной задачи, для которой изготавливается сенсор, с точки зрения требуемой термочувствительности и химической устойчивости.

Как показал эксперимент, для получения максимума в заданном спектральном интервале необходимо использовать оптический контроль при изготовлении чувствительного слоя, для того чтобы автоматически учитывать все амплитудные и фазовые особенности многослойной структуры.

## 5. Заключение

Экспериментально продемонстрирован метод ОИ для наклонного падения света, примененного для создания чувствительного слоя сенсора коэффициента преломления в схеме Кречмана. Приведено теоретическое описание параметров сенсора. Экспериментально продемонстрировано, что данный сенсор может иметь спектральную ширину сигнального максимума отражения, сравнимую со спектром отражения волоконной брэгговской решетки в одномодовом волокне. Показано, что исследуемый образец может быть применен для определения давления воздуха вплоть до  $10^{-3}$  bar. При осуществлении термокомпенсации возможно различать

близкие по коэффициенту преломления газы, такие как гелий и неон. Спектральная чувствительность составила 1000 nm/RIU, разрешающая способность сенсора в данной конфигурации (без прецизионной термокомпенсации) оценивается как  $6.5 \cdot 10^{-8}$  RIU и параметр качества — 529 RIU<sup>-1</sup>. Сформулированы предложения по дальнейшему усовершенствованию характеристик сенсора.

## Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 21-72-30024). Экспериментальные исследования выполнены на оборудовании Центра коллективного пользования „Спектроскопия и оптика“ в Институте автоматизации и электротехники СО РАН.

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] J. Homola. *Surface Plasmon Resonance Based Sensors* (Springer, 2006). DOI: 10.1007/b100321
- [2] J. Jing., K. Liu, J. Jiang, T. Xu, S. Wang, J. Ma, Z. Zhang, W. Zhang, T. Liu. *Photon. Res.*, **10**, 126–147 (2022). DOI: 10.1364/PRJ.439861
- [3] M. Printz, J.R. Sambles. *J. Modern Optics*, **40** (11), 2095 (1993). DOI: 10.1080/09500349314552131
- [4] R. Boruah, D. Mohanta, A. Choudhury, G.A. Ahmeda. *Opt. Mater.*, **39**, 273 (2015). DOI: 10.1016/j.optmat.2014.11.014
- [5] В.С. Терентьев, В.А. Симонов. *Опт. и спектр.*, **129** (8), 1089 (2021). DOI: 10.21883/OS.2021.08.51207.1932-21 [V.S. Terent'ev, V.A. Simonov. *Opt. Spectrosc.*, **129** (8), 1091 (2021). DOI: 10.1134/S0030400X21080191].
- [6] N.D. Goldina. *J. Opt. Technol.*, **89** (2), 71 (2022). DOI: 10.1364/JOT.89.000071
- [7] P.F. Egan, J.A. Stone, J.K. Scherschligt, A.H. Harvey. *J. Vacuum Sci. Technol. A*, **37**, 031603 (2019). DOI: 10.1116/1.5092185
- [8] D. Mari, M. Bergoglio, M. Pisani, M. Zucco. *Measur. Sci. Technol.*, **25** (12), 125303 (2014). DOI: 10.1088/0957-0233/25/12/125303
- [9] Y. Clergent, C. Durou, M. Laurens. *J. Chem. Eng. Data*, **44**, 197 (1999). DOI: 10.1021/je980133o
- [10] A.D. Kersey, M.A. Davis, H.J. Patrick, M. LeBlanc, K.P. Koo, C.G. Askins, E.J. Friebele. *J. Lightwave Technol.*, **15** (8), 1442 (1997). DOI: 10.1109/50.618377
- [11] L. Rahimi, A.A. Askari. *Appl. Opt.*, **59** (34), 10980 (2020). DOI: 10.1364/AO.405129