

ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ МИКРО- И ОПТОЭЛЕКТРОНИКИ

УДК 53.082.5

ОБЗОР ИНТЕГРАЛЬНО-ОПТИЧЕСКИХ СЕНСОРОВ НА КРЕМНИИ — ПРОГНОЗЫ И ИТОГИ ДЕСЯТИЛЕТИЯ [ПРИГЛАШЁННАЯ СТАТЬЯ]

© А. В. Царев^{1,2}

¹*Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН,
630090, г. Новосибирск, просп. Академика Лаврентьева, 13*

²*Новосибирский государственный университет,
630090, г. Новосибирск, ул. Пирогова, 2
E-mail: tsarev@isp.nsc.ru*

Кремниевая фотоника является важнейшей технологической платформой для создания множества функциональных оптических элементов, включая перспективные типы оптических сенсоров. Причём в последние годы 20 % всех публикаций по кремниевой фотонике посвящено именно разработке различных вариантов оптических сенсоров. Их достоинство заключается в совмещении высоких технических параметров с возможностью массового изготовления по КМОП-технологии микроэлектроники и нанофотоники. Дается краткое описание различных технологических решений последнего десятилетия, обеспечивающих поступательный прогресс в развитии характеристик оптических сенсоров. Отдельное внимание уделено новым перспективным конструкциям сенсоров на основе бимодовой (bimodal) технологии, обещающей значительное увеличение сенсорной чувствительности за счёт выравнивания групповой задержки пары разных оптических мод, распространяющихся по волноводной структуре. Обзор будет полезен для отечественных и зарубежных исследователей, работающих по сенсорной тематике.

Ключевые слова: кремний-на-изоляторе, оптический сенсор, канальный волновод, щелевой волновод, оптический резонатор, фотонный кристалл, субволновая решётка, решёточный элемент связи, эффект Вернье.

DOI: 10.15372/AUT20200413

Введение. В результате бурного развития науки и технологии за последнее десятилетие кремниевая фотоника вошла в ряд наиболее перспективных технологических платформ, пригодных для создания множества функциональных оптических элементов. Особенно выделяются исследования по разработке оптических сенсоров, которым посвящено более 20 % всех публикаций, регистрируемых сетью науки Web of Science (WoS) [1]. Следует отметить, что работы по сенсорам на основе кремниевой фотоники также занимают 20 % среди всех публикаций по оптическим сенсорам (рис. 1). Из данных анализа WoS хорошо видно, что с 2010 по 2019 г. произошёл значительный рост числа публикаций по кремниевой фотонике, а также по сенсорной тематике, что подтверждает актуальность выбранной темы для данного обзора.

За эти годы достигнут значительный прогресс в функциональных параметрах оптических кремниевых сенсоров, которые, как правило, реализованы на основе канальных волноводов в структуре кремний-на-изоляторе (КНИ). К их достоинству можно отнести компактность и совмещение высоких технических параметров с возможностью массового изготовления по КМОП-технологии микроэлектроники и нанофотоники.

Свойства сенсоров в структуре КНИ и примеры их использования описываются в работах [2–8]. Общая тематика оптических сенсоров подробно представлена в [9], где содер-

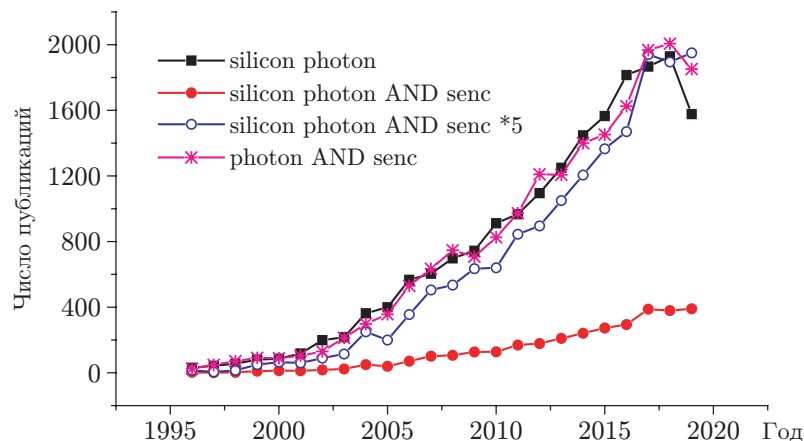


Рис. 1. Число публикаций по кремниевой фотонике и сенсорной тематике по данным Web of Science [1]. Приведены ключевые слова для поиска

жится 1000 актуальных ссылок и специальное дополнение со сравнительными данными разнообразных типов оптических сенсоров. В вышеупомянутых обзорах достаточно подробно описаны наиболее популярные технологии, используемые для создания сенсоров, но, к сожалению, не выражено критического отношения к ряду не совсем корректных результатов, а также недостаточно уделено внимания последним перспективным технологическим решениям, которые могут обеспечить дальнейший прогресс характеристик сенсорных элементов.

В данной работе обсуждаются основные результаты последнего десятилетия по оптическим сенсорам на кремнии, причём упор сделан на описании наиболее перспективных фотонных технологий в применении к оптическим сенсорам.

Основные параметры для описания оптических сенсоров. Несмотря на значительный рост числа публикаций (см. рис. 1), все основные научные и технологические решения для создания современных оптических сенсоров на кремнии были заложены ещё в предыдущие годы. В частности, были сформулированы основные принципы, базируясь на которых можно создавать различные варианты оптических сенсоров (табл. 1) с очень высокой чувствительностью, необходимой для их широкого практического использования.

Принцип работы большинства оптических сенсоров связан с зависимостью эффективного показателя преломления оптической моды от оптических свойств окружающей среды, которые, в свою очередь, зависят от концентрации измеряемого вещества или внешнего физического параметра, например температуры. Волноводные оптические сенсоры, базирующиеся на технологиях микроэлектроники, нанофотоники и интегральной оптики, позволяют зарегистрировать малые изменения показателя преломления в компактных фотонных структурах.

К наиболее распространённым интегрально-оптическим элементам для формирования волноводных сенсоров относятся: интерферометры Маха — Цендера, кольцевые или дисковые резонаторы, решёточные элементы связи и резонансные структуры на основе фотонных кристаллов. Измеряемыми параметрами сенсора являются: для спектрального считывания — резонансная длина волны, на которой происходит оптическая фильтрация, а для амплитудного считывания — мощность оптической волны в месте её регистрации. В ряде случаев применяется комбинированное считывание, когда совместно анализируется амплитуда сигнала на разных длинах волн.

Общепринято использовать несколько физических параметров, позволяющих количественно характеризовать свойства оптических сенсоров: объёмную чувствительность (S_b),

Таблица 1

Сравнительные параметры сенсоров

Среда	Тип	S_b , нм/RIU	S_s , пм/нм	Q	$iLoD$, RIU	$sLoD$, RIU	$eLoD$, RIU	Год	[]
Вода	Кольцевой резонатор, ТЕ	70	—	$2,0 \cdot 10^4$	$1,1 \cdot 10^{-3}$	$7,4 \cdot 10^{-5}$	$1,4 \cdot 10^{-4}$	2007	[13]
Воздух	PhC со щелью	1538	—	$4,0 \cdot 10^3$	$2,5 \cdot 10^{-4}$	$1,7 \cdot 10^{-5}$	$6,5 \cdot 10^{-6}$	2009	[48]
Вода	Щелевая решётка с фазовым сдвигом	340	—	$1,5 \cdot 10^4$	$3,0 \cdot 10^{-4}$	$2,0 \cdot 10^{-5}$	$2,9 \cdot 10^{-5}$	2013	[41]
Вода	PhC со щелью	500	—	$3,0 \cdot 10^3$	$1,0 \cdot 10^{-3}$	$6,9 \cdot 10^{-5}$	$2,0 \cdot 10^{-5}$	2013	[49]
Вода	Бимодовый, один пик	51000	—	$5,1 \cdot 10^4$	$6,0 \cdot 10^{-7}$	$4,0 \cdot 10^{-8}$	$2,0 \cdot 10^{-7}$	2013	[88]
Вода	Бимодовый, два пика	93800	—	$9,4 \cdot 10^4$	$1,8 \cdot 10^{-7}$	$1,2 \cdot 10^{-8}$	$1,1 \cdot 10^{-7}$	2013	[88]
Вода	Сверхтонкий, ТЕ	133	—	$2,4 \cdot 10^4$	$4,9 \cdot 10^{-4}$	$3,2 \cdot 10^{-5}$	$7,5 \cdot 10^{-5}$	2014	[22]
Вода	SWG	400	—	$3,9 \cdot 10^3$	$9,9 \cdot 10^{-4}$	$6,6 \cdot 10^{-5}$	$2,5 \cdot 10^{-5}$	2015	[26]
Вода	Щелевой	260	—	$1,4 \cdot 10^3$	$4,3 \cdot 10^{-3}$	$2,8 \cdot 10^{-4}$	$3,8 \cdot 10^{-5}$	2015	[26]
Вода	Полосковый	40	—	$1,5 \cdot 10^4$	$2,6 \cdot 10^{-3}$	$1,7 \cdot 10^{-4}$	$2,5 \cdot 10^{-4}$	2015	[26]
Вода	PhC	428	—	$1,0 \cdot 10^4$	$2,8 \cdot 10^{-4}$	$1,9 \cdot 10^{-5}$	$2,3 \cdot 10^{-5}$	2015	[58]
Вода	SWG + кольцевой	405	—	$7,0 \cdot 10^3$	$5,5 \cdot 10^{-4}$	$3,6 \cdot 10^{-5}$	$2,5 \cdot 10^{-5}$	2016	[27]
Вода	SWG + кольцевой	441	1000	$9,1 \cdot 10^3$	$3,9 \cdot 10^{-4}$	$2,6 \cdot 10^{-5}$	$2,3 \cdot 10^{-5}$	2016	[28]
Вода	Одномерный PhC	530	—	$1,6 \cdot 10^4$	$1,8 \cdot 10^{-4}$	$1,2 \cdot 10^{-5}$	$1,9 \cdot 10^{-5}$	2016	[65]
Вода	Одномерный PhC	390	—	$1,4 \cdot 10^5$	$2,9 \cdot 10^{-5}$	$2,0 \cdot 10^{-6}$	$2,6 \cdot 10^{-5}$	2016	[66]
Вода	Кольцевой 220 нм, ТМ	270	700	$4,5 \cdot 10^3$	$1,3 \cdot 10^{-3}$	$8,5 \cdot 10^{-5}$	$3,7 \cdot 10^{-5}$	2017	[21]
Вода	Кольцевой 150 нм, ТМ	300	600	$4,5 \cdot 10^3$	$1,1 \cdot 10^{-3}$	$7,7 \cdot 10^{-5}$	$3,3 \cdot 10^{-5}$	2017	[21]
Вода	SWG + кольцевой	430	—	$9,8 \cdot 10^3$	$3,7 \cdot 10^{-4}$	$2,5 \cdot 10^{-5}$	$2,3 \cdot 10^{-5}$	2017	[31]
Вода	PhC + кольцевой	248	—	$1,2 \cdot 10^3$	$5,2 \cdot 10^{-3}$	$3,5 \cdot 10^{-4}$	$4,0 \cdot 10^{-5}$	2017	[67]
Вода	Щелевой + решётка	92	—	$1,4 \cdot 10^3$	$1,2 \cdot 10^{-2}$	$8,0 \cdot 10^{-4}$	$1,1 \cdot 10^{-4}$	2018	[47]
Воздух	Одномерный PhC	564	—	$4,3 \cdot 10^6$	$6,4 \cdot 10^{-7}$	$4,3 \cdot 10^{-8}$	$1,8 \cdot 10^{-5}$	2018	[64]
Воздух	Одномерный PhC	737	—	$1,1 \cdot 10^5$	$1,9 \cdot 10^{-5}$	$1,2 \cdot 10^{-6}$	$1,4 \cdot 10^{-5}$	2018	[64]
Вода	Сегментный SWG, ТЕ	580	6000	$2,6 \cdot 10^3$	$1,0 \cdot 10^{-3}$	$6,9 \cdot 10^{-5}$	$1,7 \cdot 10^{-5}$	2019	[10]
Вода	SWG, решётка, ТЕ	387	3000	$5,3 \cdot 10^3$	$7,6 \cdot 10^{-4}$	$5,1 \cdot 10^{-5}$	$2,6 \cdot 10^{-5}$	2019	[10]
Вода	Кольцевой, ТМ	228	1900	$1,1 \cdot 10^4$	$6,3 \cdot 10^{-4}$	$4,2 \cdot 10^{-5}$	$4,4 \cdot 10^{-5}$	2019	[10]
Вода	SWG с перетравом	575	—	$1,5 \cdot 10^3$	$1,8 \cdot 10^{-3}$	$1,2 \cdot 10^{-4}$	$1,7 \cdot 10^{-5}$	2019	[34]
Вода	SWG	479	—	$5,9 \cdot 10^3$	$5,5 \cdot 10^{-4}$	$3,7 \cdot 10^{-5}$	$2,1 \cdot 10^{-5}$	2019	[34]
Вода	SWG с решёткой	579	1914	$8,0 \cdot 10^3$	$3,3 \cdot 10^{-4}$	$2,2 \cdot 10^{-5}$	$1,7 \cdot 10^{-5}$	2019	[46]
Воздух	Неоднородный PhC	900	—	$1,4 \cdot 10^6$	$1,2 \cdot 10^{-6}$	$8,2 \cdot 10^{-8}$	$1,1 \cdot 10^{-5}$	2019	[50]
Вода	Одномерный PhC	586	—	$4,2 \cdot 10^3$	$6,3 \cdot 10^{-4}$	$4,2 \cdot 10^{-5}$	$1,7 \cdot 10^{-5}$	2019	[51]
Вода	Щелевой резонатор	480	—	$1,3 \cdot 10^5$	$2,6 \cdot 10^{-5}$	$1,7 \cdot 10^{-6}$	$2,1 \cdot 10^{-5}$	2019	[55]
Вода	Вытекающий SG	420	—	$5,8 \cdot 10^2$	$5,3 \cdot 10^{-3}$	$3,6 \cdot 10^{-4}$	$2,4 \cdot 10^{-5}$	2019	[100]
Воздух	Одномерный щелевой PhC	508	—	$3,7 \cdot 10^6$	$8,4 \cdot 10^{-7}$	$5,6 \cdot 10^{-8}$	$2,0 \cdot 10^{-5}$	2020	[59]
Вода	Щелевой PhC, перетрав	656	—	$2,7 \cdot 10^3$	$8,7 \cdot 10^{-4}$	$5,8 \cdot 10^{-5}$	$1,5 \cdot 10^{-5}$	2020	[68]

Примечание: PhC — фотонный кристалл, SWG — субволновой волновод, SG — сегментная решётка.

поверхностную чувствительность (S_s), добротность или показатель качества резонанса (Q), а также предельную чувствительность (LoD). Эти параметры особенно наглядны при описании таких конструкций, у которых изменение показателя преломления приводит к соответствующему изменению резонансной оптической длины волны сенсора (λ_{res}), например кольцевых резонаторов (рис. 2), периодических структур (рис. 3), сенсоров на эффекте Вернье (Vernier-Effect, рис. 4) или структур на основе фотонных кристаллов (PhC, рис. 5).

В данной работе будем следовать описанию основных параметров из [10]. Объемная чувствительность (S_b) определяется как изменение резонансной длины волны $\Delta\lambda_{res}$ при изменении показателя преломления Δn_{clad} окружающей сенсор среды (покрытия):

$$S_b = \frac{\Delta\lambda_{res}}{\Delta n_{clad}} = \frac{\lambda_{res}}{n_g} \frac{\partial n_{eff}}{\partial n_{clad}} = \frac{\lambda_{res}}{n_g} S_w, \quad (1)$$

$$S_w = \frac{\partial n_{eff}}{\partial n_{clad}}, \quad (2)$$

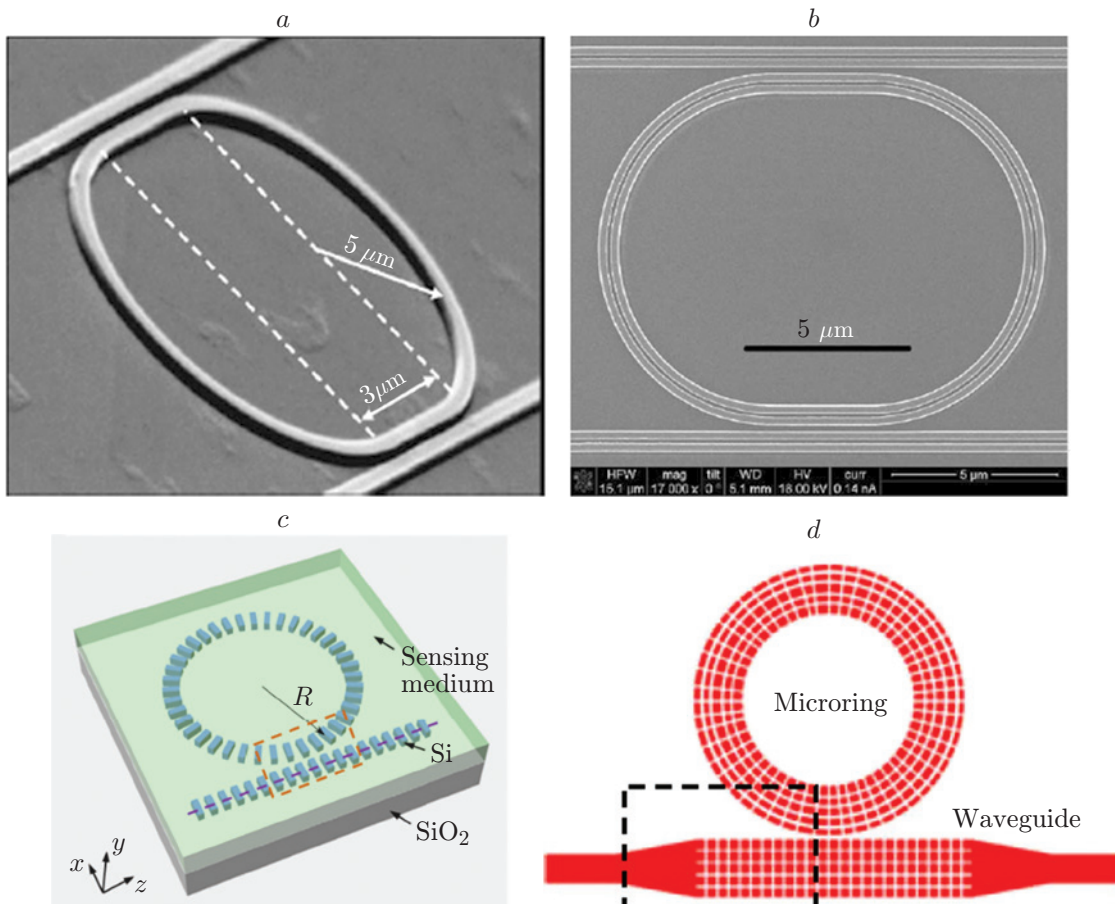


Рис. 2. Основные варианты оптических сенсоров на кремнии на основе кольцевых резонаторов: *a* — однородный кольцевой резонатор (с. 7613 [13], Fig. 1 *a*); *b* — кольцевой резонатор на основе щелевых волноводов (с. 200 [24], Fig. 2); *c* — кольцевой резонатор на основе субволновых периодических структур (с. 29727 [28], Fig. 1 *a*); *d* — кольцевой резонатор на сегментных волноводах (с. 7300211-2 [10], Fig. 1 *a*)

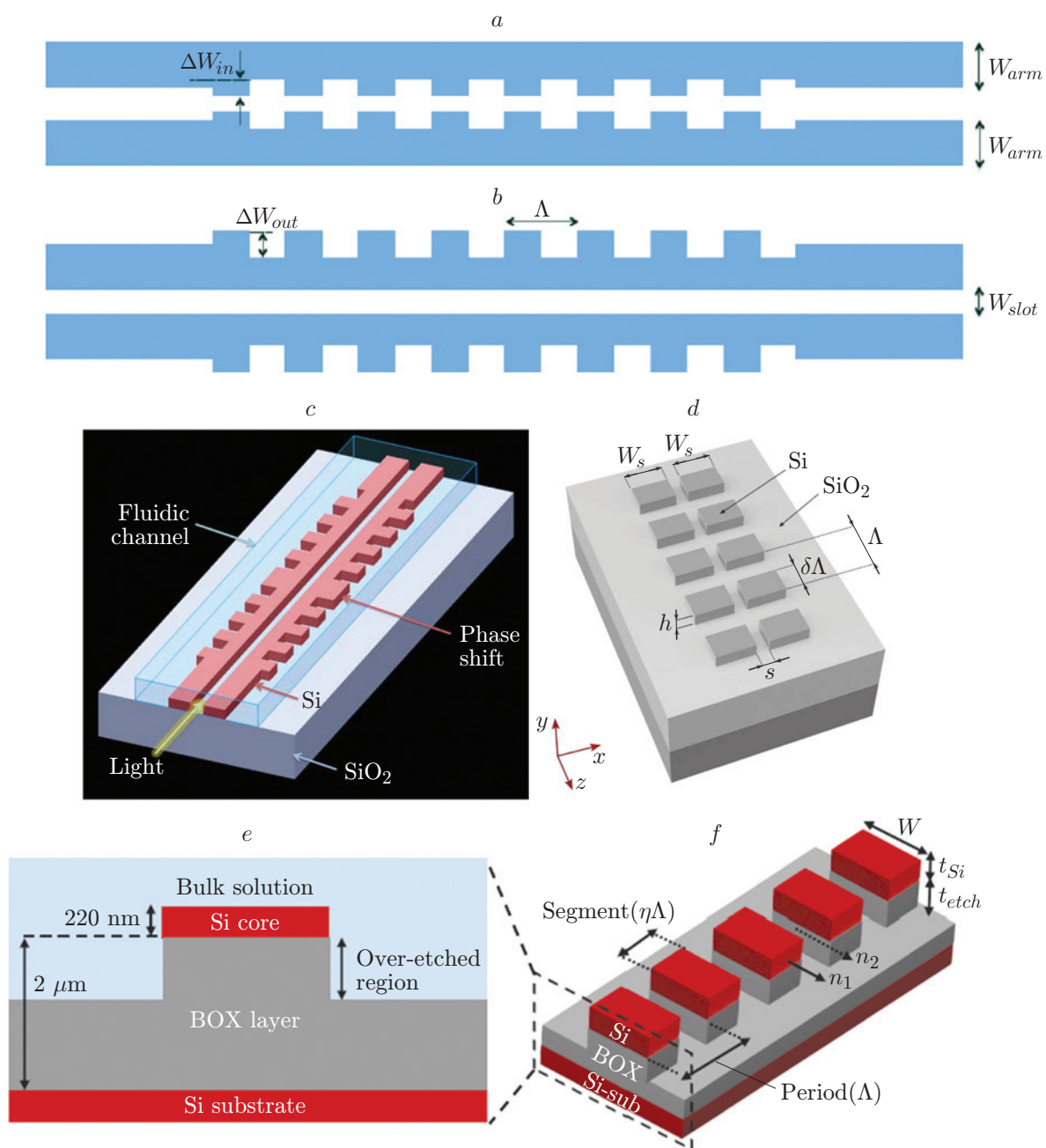


Рис. 3. Основные варианты оптических сенсоров на кремнии на основе периодических структур: *a* — щелевой волновод с решёточным элементом связи на внутренней границе (с. 19033 [40], Fig. 2 *a*); *b* — щелевой волновод с элементом связи на внешней границе (с. 19033 [40], Fig. 2 *b*); *c* — щелевой волновод с дифракционными решётками с фазовым сдвигом (с. 823 [41], Fig. 1); *d* — щелевой волновод с субволновой решёткой (с. 2700210-2 [33], Fig. 1 *a*); волновод с субволновой решёткой с перетравом буферного слоя: *e* — поперечное сечение, *f* — общий вид (с. 5982 [34], Fig. 1)

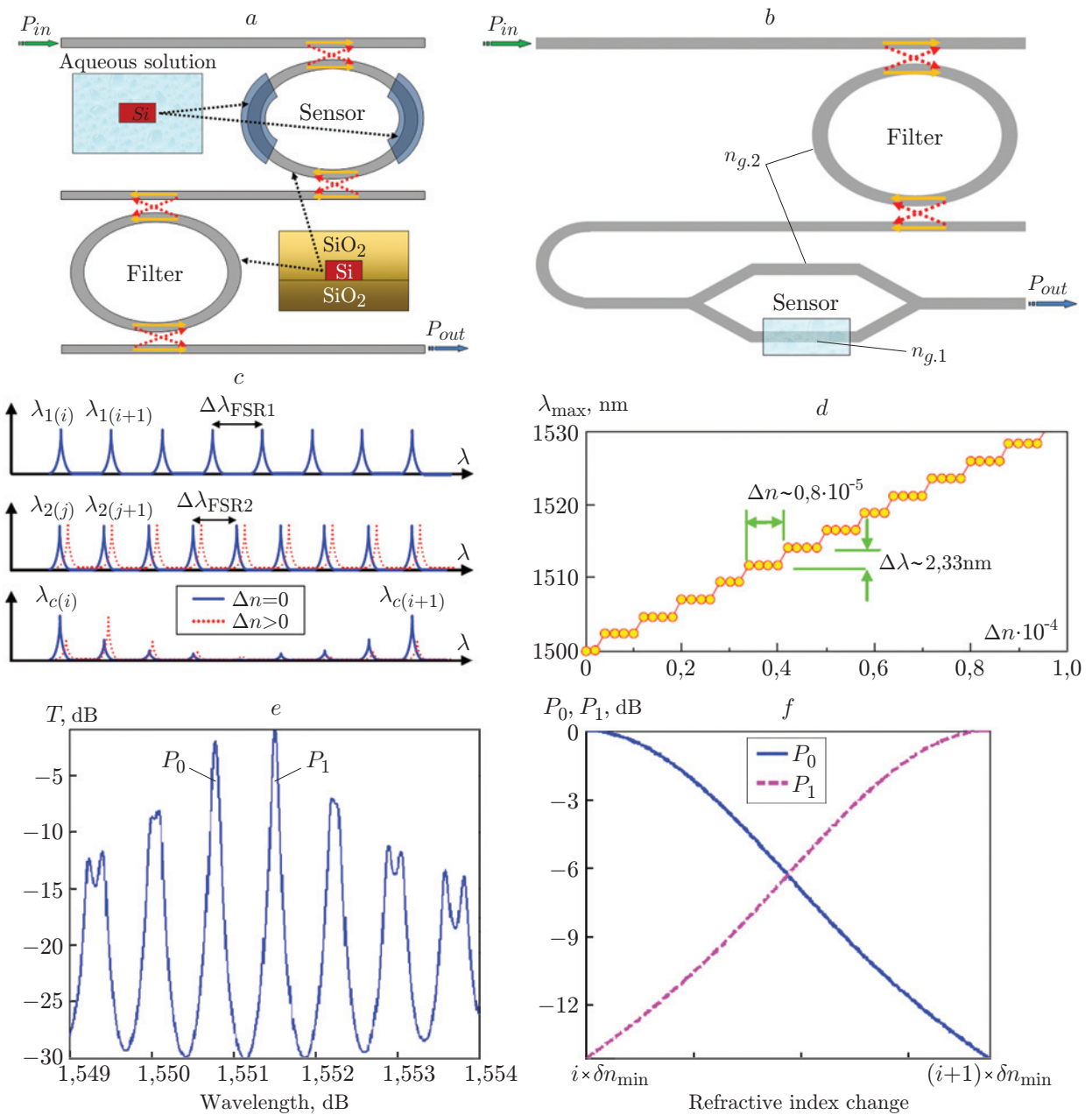


Рис. 4. Основные варианты оптических сенсоров на кремнии на эффекте Вернье: *a* — на основе двух кольцевых резонаторов (с. 4846 [75], Fig. 8); *b* — на основе кольцевого резонатора и интерферометра Маха — Цендера (с. 4849 [75], Fig. 10 *a*); спектральное считывание данных с каскадного сенсора из двух кольцевых резонаторов: *c* — спектр пропускания резонаторов по отдельности и в едином каскаде (с. 23819 [73], Fig. 2); *d* — комбинированное спектрально-амплитудное считывание по анализу мощности двух основных спектральных пиков (с. 23822 [73], Fig. 4 *b*); *e* — экспериментальный спектр пропускания каскада из двух кольцевых резонаторов (с. 1996 [82], Fig. 3 *a*); *f* — изменение соотношения амплитуд двух главных пиков при изменении показателя преломления окружения (с. 1996 [82], Fig. 3 *b*)

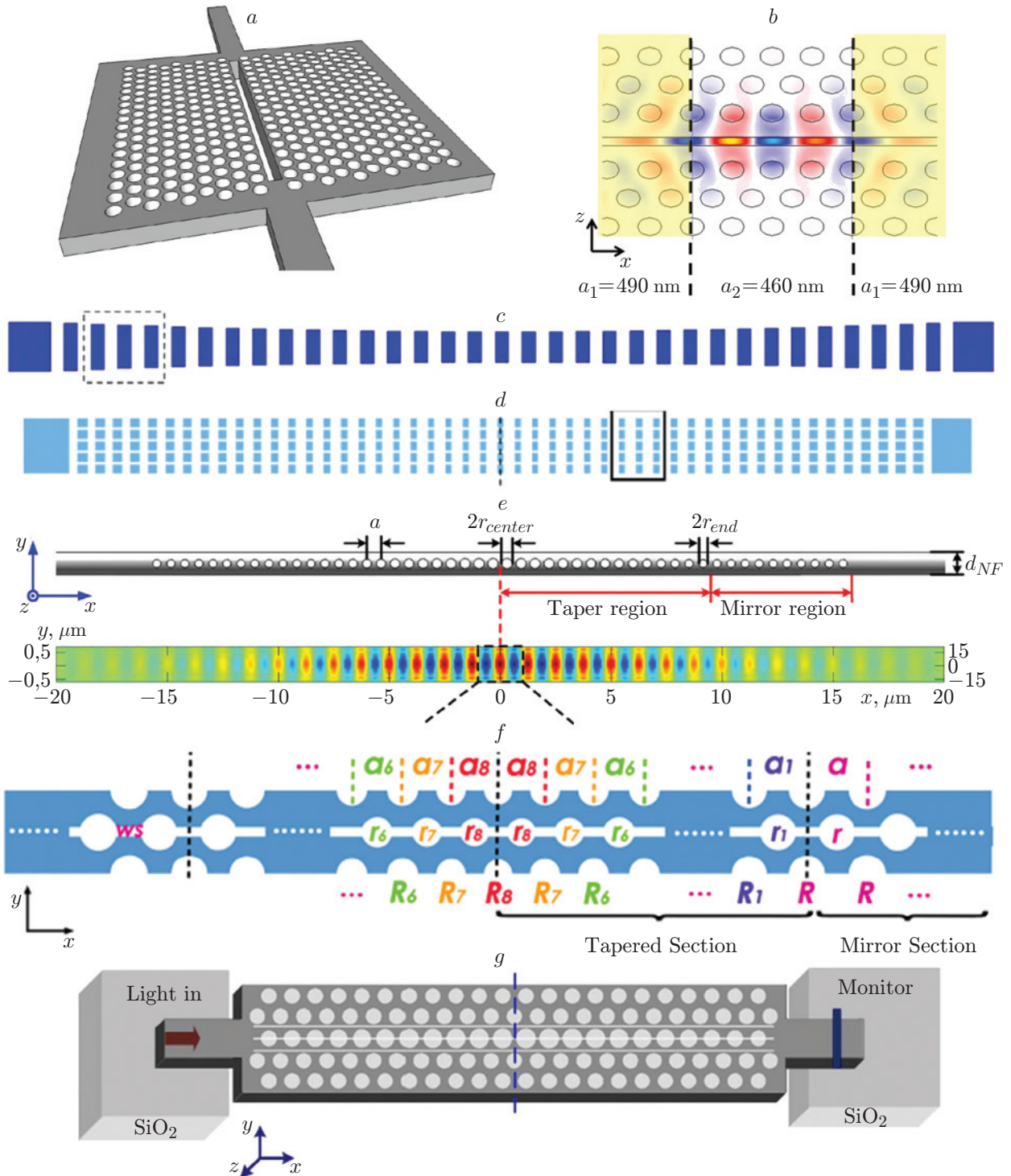


Рис. 5. Основные варианты оптических сенсоров на кремнии на основе фотонных кристаллов: *a* — резонатор на фотонном кристалле со щелевым дефектом (с. 3682 [49], Fig. 3); *b* — формирование моды фотонного кристалла за счёт отражения от областей с запрещённой зоной (с. 3694 [49], Fig. 13); *c* — одномерный фотонный кристалл с переменной апертурой (с. 6802906-2 [58], Fig. 1 a); *d* — одномерный фотонный кристалл со множеством щелевых сегментов (с. 3610 [51], Fig. 1 b); *e* — одномерный фотонный кристалл с переменным диаметром узлов (с. 6960 [64], Fig. 1 a); *f* — одномерный фотонный кристалл с боковой решёткой (с. 897 [59], Fig. 2 a); *g* — трёхмерный фотонный кристалл с переменным диаметром узлов (с. 5999 [50], Fig. 3)

$$n_g = n_{eff} - \lambda_{res} \frac{\partial n_{eff}}{\partial \lambda}, \quad (3)$$

где $S_w = \partial n_{eff} / \partial n_{clad}$ — волноводная объёмная чувствительность, характеризующая изменение эффективного показателя волноводной моды при изменении показателя преломления покрытия n_{clad} , измеренного в абсолютных единицах (RIU); n_g — групповой индекс. Поверхностная чувствительность S_s определяется как изменение резонансной длины волны при изменении толщины Δt_{ad} тонкого покровного слоя (несколько десятков нанометров):

$$S_s = \frac{\Delta \lambda_{res}}{\Delta t_{ad}} = \frac{\lambda_{res}}{n_g} \frac{\partial n_{eff}}{\partial t_{ad}} = \frac{\lambda_{res}}{n_g} S_r, \quad (4)$$

$$S_r = \frac{\partial n_{eff}}{\partial t_{ad}}, \quad (5)$$

где $S_r = \partial n_{eff} / \partial t_{ad}$ — волноводная поверхностная чувствительность, характеризующая изменение эффективного показателя волноводной моды при изменении толщины t_{ad} однородного покровного слоя с показателем преломления n_{ad} . Такой слой обычно формируется при осаждении (адсорбции) молекул на волноводной поверхности сенсора при селективном захвате исследуемого вещества, например белков или газов, специализированным адсорбентом. Для биосенсоров поверхностная чувствительность является важнейшей характеристикой, описывающей избирательное детектирование заданного типа молекул. Для большинства белков $n_{ad} = 1,48$.

Параметр качества Q характеризует время жизни фотона в резонаторе и описывает число осцилляций, при котором интенсивность оптического поля уменьшится до 37 % ($1/e$). В целом Q характеризует общие потери в резонаторе и может быть оценено как отношение оптической длины волны резонанса к его полной ширине на половине высоты ($\Delta \lambda_{FWHM}$) [11]:

$$Q \approx \lambda_{res} / \Delta \lambda_{FWHM}. \quad (6)$$

Системный предел обнаружения ($sLoD$, system's limit of detection) определяется как минимальное изменение показателя преломления (или массы адсорбента), которое можно обнаружить в измеряемом сигнале. Так как $sLoD$ зависит от применяемого измерительного оборудования, то достаточно сложно выполнить объективное сравнение различных типов оптических сенсоров. Для разрешения данной проблемы было предложено использовать внутренний предел обнаружения ($iLoD$, intrinsic limit of detection) [11, 12], например, для объёмной чувствительности:

$$iLoD = \lambda_{res} / Q S_b. \quad (7)$$

Физически $iLoD$ определяет минимальное изменение показателя преломления, необходимое для обеспечения смещения длины волны оптического резонанса на величину, равную его ширине ($\Delta \lambda_{FWHM}$). Во множестве случаев положение линии резонанса можно найти с точностью до $1/15$ его ширины [13], поэтому часто системный предел обнаружения оценивается из данных о внутренних параметрах резонатора:

$$sLoD \approx iLoD / 15. \quad (8)$$

Из выражений (3)–(8) следует, что системный предел обнаружения уменьшается обратно пропорционально величине добротности. Однако анализ физических механизмов, влияющих на величину погрешности измерения длины волны оптического резонанса, показывает, что при больших Q ($> 10^5$) предел обнаружения уменьшается и ведёт себя как корневая зависимость от добротности [14]. Кроме того, значительное увеличение добротности может быть непрактичным [15], так как для работы такого сенсора необходимо использовать сверхвысокоточные спектрометры или узкополосные лазеры со сверхтонкой перестройкой длины волны. Кроме того, высокой добротности обычно сопутствует оптическая мода, строго ограниченная в пространстве и, следовательно, менее чувствительная к изменению показателя преломления окружения. Таким образом, $sLoD$ является наиболее спорным параметром, если определять его не экспериментально, а только на основе численного моделирования и без корректного учёта физических эффектов, влияющих на величину ошибки, применяя, в частности, алгоритмы Монте-Карло, как в работе [14].

Для быстрой оценки предельной чувствительности сенсоров можно ввести дополнительный параметр $eLoD$ — оценочную предельную чувствительность. Величина $eLoD$ равна минимальному изменению показателя преломления среды, при котором длина волны резонанса изменяется на величину спектрального разрешения $\delta\lambda$ измерительной системы: например, она равна разрешению стандартного анализатора спектра, используемого для считывания данных с оптического сенсора:

$$eLoD = \delta\lambda/S_b. \quad (9)$$

Такой вспомогательный параметр полезен для совместной оптимизации параметров сенсора и измерительной системы. Для коммерческих компактных анализаторов спектра характерное спектральное разрешение не очень велико [16]: $\delta\lambda = 10$ нм. Поэтому их целесообразно использовать с сенсорными элементами с высокими значениями чувствительности S . В то же время более дорогие стационарные (профессиональные) оптические анализаторы спектра обладают значительно более высоким разрешением [17] ($\delta\lambda = 0,01 - 0,1$ нм), и способны обеспечить высокую предельную чувствительность даже для умеренных значений S . Согласно табл. 1 $\delta\lambda = 0,01$ нм.

В предложенном обзоре не рассматриваются технологии считывания данных с оптических сенсоров, однако отметим, что данный вопрос является очень важным и здесь достигнут существенный прогресс. В частности, можно отметить, что интегрально-оптические элементы с термооптическим управлением, разрабатываемые для волоконных сенсоров, теперь способны обеспечить разрешение по длине волны порядка 1 пм в очень компактных элементах [18]. Более того, в [19] продемонстрировано разрешение лучше 0,1 пм [19].

Основные типы оптических сенсоров на кремнии. Наиболее технологичным решением для создания оптических сенсоров является использование однородных канальных оптических волноводов в конструкциях интерферометра Маха — Цендера или кольцевого резонатора (см. рис. 2, а) [2–9, 13, 20]. Обычно ширина кремниевых канальных волноводов, применяемых для создания сенсоров, значительно меньше их толщины (450 и 220 нм соответственно для стандартной технологии КНИ), поэтому фундаментальная оптическая мода поляризации квази-ТЕ оказывается более чувствительной, чем волна поляризации квази-ТМ [21], к изменению показателя преломления окружающей среды. В целом для повышения чувствительности желательно использовать сверхтонкие одномодовые волноводы, близкие к отсечке фундаментальной моды [22]. Они имеют высокую величину поля на границе волновода, а их поле простирается на большую глубину. Это повышает чувствительность, но приводит к меньшей добротности резонатора и, следовательно, снижает обнаружительную способность $iLoD$. Оптические сенсоры, использующие однородные канальные волноводы, технологичны, но обладают не очень высокой чувствительностью —

порядка 70 пм/нм и 300 пм/нм для ТЕ- и ТМ-поляризаций соответственно [13, 20, 21]. Для дальнейшего повышения чувствительности оптических сенсоров предложено и реализовано несколько перспективных схмотехнических решений. Принцип их работы понятен из анализа выражений (1)–(5).

Действительно, для повышения чувствительности сенсора нужно уменьшать групповой индекс и повышать волноводную чувствительность. Для решения этих задач предлагается использовать щелевые оптические волноводы [23, 24] и субволновые дифракционные решётки [25–34]. Основные их свойства подробно описаны в [23–25], но именно в последнее десятилетие, благодаря прогрессу в технологии, такие разработки перешли в практическую плоскость. Особенность создания данных структур заключается в необходимости контролируемым образом изготавливать волноводные структуры с очень малыми характерными размерами (порядка 100 нм и меньше). Отметим, что современные технологии кремниевой фотоники [35–37] постепенно переходят к использованию пластин КНИ диаметром 300 мм, а также технологических норм 45 и 32 нм, что кардинально улучшило воспроизводимость параметров фотонных элементов, в том числе и у современных оптических сенсоров.

Канальный оптический волновод имеет сравнительно невысокую волноводную объёмную чувствительность S_w , которая для стандартной толщины волновода (220 нм) составляет 0,16 и 0,37 для ТЕ- и ТМ-поляризаций соответственно. Одним из эффективных способов увеличения S_w является применение щелевых волноводов (slot waveguides) [23, 24], у которых присутствует одна или несколько узких (порядка 100 нм) канавок, изготовленных в теле канального волновода (см. рис. 2, *b*, *d* и рис. 3, *a*, *c*, *d*). Узкая канавка заполняется окружающей волновод средой (жидкостью или газом) с показателем преломления много меньше, чем у базового материала (кремния), формирующего оптический волновод. Благодаря большой разнице показателей преломления в волноводе и в его щели, оптическое поле волноводной моды концентрируется в области щели, что значительно увеличивает волноводную чувствительность S_w , например до 0,83 для волны ТЕ-поляризации. В свою очередь, данный эффект приводит к значительному возрастанию и объёмной чувствительности S_b (до 300 нм/RIU) разнообразных типов сенсоров, реализованных на основе щелевых волноводов. Большинство таких сенсоров работает на использовании кольцевых резонаторов с умеренной добротностью (до $Q \sim 2000$), обеспечивающей достаточно высокую чувствительность: $iLoD \sim 4 \cdot 10^{-3}$.

Альтернативной технологией, применяемой для повышения волноводной чувствительности, является использование субволновых дифракционных решёток [25–34], которые формируются из сегментных периодических структур с периодом меньше длины волны в волноводе (см. рис. 2, *c*, *d* и рис. 3, *d*, *f*). Согласно теории сплошной среды [38] (описанной С. М. Рытовым ещё в 1956 г.) оптическая волна распространяется в субволновой структуре с усреднённым показателем преломления сердцевины волновода из кремния и заполнения его сегментов, например, деионизированной водой, содержащей исследуемое вещество. Из-за малого периода расположения сегментов в таком волноводе резонансная связь с модами излучения на периодической дифракционной решётке блокирована и оптические потери фундаментальной моды в основном обусловлены неровностями границ и объёмным затуханием (особенно при контакте с жидкостью). Кроме того, эффективный показатель преломления волноводной моды значительно сильнее (чем для случая однородного волновода) зависит от показателя преломления окружающей среды ($S_w \approx 0,45$ RIU/RIU для ТЕ-моды). Сенсоры на основе субволновых волноводных решёток (SWG) достаточно распространены и обладают чувствительностью, сопоставимой с сенсорами на щелевых волноводах. В то же время в них технологически сложнее обеспечить высокую добротность (из-за большего рассеяния), определяющую ширину линии резонанса. Однако благодаря совершенной технологии изготовления можно получить $iLoD \sim 4 \cdot 10^{-4}$ [31].

Ряд исследователей объединяют достоинства щелевых и субволновых структур (см. рис. 2, *d* и рис. 3, *d*) [10, 32, 33], что привело к увеличению их волноводной чувствительности S_w до значений порядка 0,9 RIU/RIU. При этом объёмная чувствительность также усилилась ($S_b \approx 600$ нм/RIU). Для таких структур добротность ($Q = 2600$) хуже, чем у субволновых и щелевых волноводов, поэтому достигнутый на настоящий момент внутренний предел обнаружения $iLoD \sim 10^{-3}$ ещё имеет резерв для роста.

Эффективным методом увеличения чувствительности является применение структур, у которых выполняется дополнительный протрав (substrate-overetch, SOE) окисного слоя вокруг сердцевины волновода (см. рис. 3, *f*). За счёт этого увеличивается перекрытие поля волноводной моды с окружающим пространством и волноводная чувствительность может достигать значений порядка 1 RIU/RIU. Заметим, что существующие возможности современных технологий не бесконечны, поэтому более сложные структуры (SWG и SOE) хотя и обладают более высокой чувствительностью, чем сенсоры на щелевых волноводах, тем не менее из-за более высоких потерь уступают им по внутреннему пределу обнаружения $iLoD$.

Следует также отметить фундаментальную причину ограничения предела обнаружения, которая связана с естественными оптическими потерями при распространении оптического излучения в воде. Поглощение сильно зависит от длины волны [39], и для $\lambda_{res} = 1550$ нм оно достаточно велико ($9,6$ см $^{-1}$), что ограничивает величину добротности любой резонансной структуры. Для иллюстрации в [11] определена добротность ($Q = 5500$) идеального объёмного резонатора Фабри — Перо, у которого затухание задаётся только поглощением света в воде. В этом случае $S_w = 1$ RIU/RIU и согласно (1) объёмная волноводная чувствительность равна 1165 нм/RIU. Это позволяет оценить предельное значение чувствительности идеального резонатора в воде ($iLoD = 2,4 \cdot 10^{-4}$ RIU). У любого реального сенсора, реализованного на основе одномодовых оптических волноводов, существуют и другие механизмы оптических потерь, поэтому их $iLoD$ будет всегда меньше этого предельного значения. Данное утверждение проверили на примере дисковых резонаторов, а также кольцевых резонаторов на основе канальных и щелевых волноводов. Было отмечено, что для первого ряда структур с относительно низкой волноводной чувствительностью можно получить достаточно высокую добротность, но всегда $iLoD > 2,5 \cdot 10^{-4}$ RIU. Для щелевого волновода наблюдается более высокая чувствительность (460 нм/RIU), но из-за высокого параметра $S_w = 0,8$ RIU/RIU значительная доля энергии волны распространяется в воде, что увеличивает затухание и снижает добротность, а также ограничивает $iLoD$ значением порядка $2,6 \cdot 10^{-4}$ RIU (см. табл. 1).

Важные типы сенсоров на щелевых волноводах содержат периодические структуры, использующие брэгговское отражение фундаментальной моды [40–45]. Как и кольцевые резонаторы, они позволяют создавать сенсоры с очень высокими параметрами. В отличие от последних они имеют широкую спектральную зону, но занимают большую площадь на поверхности структуры. Для уменьшения длины сенсора и увеличения его добротности используются дифракционные решётки с фазовым сдвигом (phase-shifted bragg gratings, см. рис. 3, *a–c*). Такая конструкция приводит к возникновению узкого спектрального пика внутри полосы отражения брэгговской решётки, что обеспечивает высокую добротность ($Q \sim 1,5 \cdot 10^4$) даже в воде. Повышенная величина поля внутри щелевого волновода обеспечивает высокую чувствительность 340 нм/RIU, а также высокую предельную чувствительность $3,0 \cdot 10^{-4}$ RIU [40], что лишь немного уступает вышеописанному предельному значению.

Все упомянутые технологии одновременно применены в новом типе сенсора [46], который объединяет преимущества щелевых волноводов, субволновых периодических структур и брэгговских решёток с фазовым сдвигом. Сенсор обладает повышенной объёмной

чувствительностью (579 нм/RIU) и высокой добротностью ($Q = 8000$), которая ограничена внутренними потерями в воде и наличием паразитного рассеяния на несовершенствах границ. Всё это обеспечило хорошую предельную чувствительность $iLoD \sim 3,6 \cdot 10^{-4}$ RIU.

Можно отметить оригинальное решение получения высокой чувствительности ($sLoD = 2 \cdot 10^{-5}$ RIU) за счёт применения явления резонанса Фано, который наблюдается в структуре резонатора Брэгга с дополнительными фазозадерживающими элементами в виде туннельно связанных щелевых волноводов с локальным диэлектрическим заполнением [47].

Современные технологии также позволяют продвинуться и в разработке оптических сенсоров на основе периодических структур в виде фотонных кристаллов (см. рис. 5) [48–68]. Локализация моды в таких структурах осуществляется за счёт удаления части отверстий из тела фотонного кристалла, а также изменения диаметра пор, формирующих полосу заграждения для падающей волны. На таких дефектах структуры появляются локализованные моды, длина волны излучения которых зависит от показателя преломления окружения. Особенность таких резонаторов состоит в сочетании высокой объёмной чувствительности (500–1500 нм/RIU), предельно малого размера и очень высокой добротности в воздухе ($Q \sim 5 \cdot 10^4 - 4 \cdot 10^7$), что приводит к чрезвычайно высокой предельной чувствительности (до $3,7 \cdot 10^{-8}$ RIU) [52]. При этом большой положительный эффект даёт совместное использование щелевых волноводов и фотонных кристаллов (см. рис. 5, *a, d, f*), в которых щелевая структура увеличивает волноводную чувствительность, а оптимальный выбор структуры фотонного кристалла позволяет обеспечить высокую добротность и дополнительно поднять чувствительность за счёт инжиниринга оптических свойств (управляемого изменения дисперсии).

Особую группу представляют сенсоры на основе квазиодномерных фотонных кристаллов (см. рис. 5, *c–f*), у которых вдоль направления распространения пространственное ограничение волны связано с существованием блоховских волн, а в поперечном направлении — с обычным волноводным эффектом, связанным высоким контрастом показателя преломления между сердцевиной волновода и его окружения. Формируя неоднородную периодическую структуру, у которой в центре допускается свободное отражение, а на концах — фотонная запрещённая зона, получаем оптический сенсор с высокой чувствительностью ($S_b = 428$ нм/RIU), добротностью ($Q \sim 13 \cdot 10^3$), предельным разрешением ($iLoD = 2,8 \cdot 10^{-4}$ RIU), а также малыми размерами ($14,5 \times 0,75$ мкм) [62].

К сожалению, часть научных публикаций, например [55–57], демонстрирует ожидаемую (по данным численного моделирования) предельную чувствительность, которая для сенсора в воде превосходит теоретический предел чувствительности идеального объёмного сенсора [11]. Взыскательный анализ таких публикаций указывает на то, что в них не учтены значительные оптические потери в воде [39], которые снижают добротность резонаторных структур. Иногда [57], резонансные структуры анализируют в рамках приближения метода эффективного показателя преломления двумерным ($2D$) методом конечных разностей во временной области (FDTD — Finite-Difference Time Domain). Вследствие того что при импульсном возбуждении волны некорректно учитывается волноводная дисперсия, может возникать ошибка до 40 % в определении группового индекса и величины свободной спектральной зоны [65–68], значительно завышается чувствительность сенсора в ходе численного анализа методом $2D$ FDTD. В таких случаях желательно использовать $3D$ FDTD, а если это невозможно, то применять модифицированный метод эффективного показателя преломления [69], повышающий точность двумерного моделирования более чем на порядок, или алгоритм компенсации дисперсии [69]. Другая причина расхождения расчёта и эксперимента заключается в неполном заполнении узких щелей жидкостью (из-за вязкости) при работе сенсора в жидкой среде [24].

Можно сформулировать общую рекомендацию при анализе литературных данных по оптическим сенсорам. Если ожидаемая чувствительность будет превосходить параметры идеального объёмного сенсора [11], то эти результаты нуждаются в тщательной проверке перед их использованием. Тем не менее следует подчеркнуть, что сама технология фотонных кристаллов (где наблюдается эффект дисперсионного замедления оптической волны) может демонстрировать предельную чувствительность более высокую, чем у идеального резонатора Фабри — Перо. Например, на основе корректного применения метода 3D FDTD с учётом затухания в воде [58] получено чрезвычайно высокое предельное разрешение ($iLoD = 2,9 \cdot 10^{-5}$ RIU) для сенсора в воде с чувствительностью 390 нм/RIU, реализованного на основе высокодобротного ($Q \sim 1,35 \cdot 10^5$) резонатора в структуре фотонного кристалла.

Отдельную группу представляют оптические сенсоры, применяющие эффект Вернье (см. рис. 4) [70–81], позволяющий более чем на порядок поднять объёмную чувствительность. Принцип работы таких сенсоров заключается в совместном использовании двух селективных элементов [73] с близкими, но немного различающимися значениями свободных спектральных зон $\Delta\lambda_{FSR1}$ и $\Delta\lambda_{FSR2}$. Обычно это пара кольцевых резонаторов (см. рис. 4, *a*) [74] или кольцевой резонатор и интерферометр Маха — Цендера (см. рис. 4, *b*) [75]. Результирующая спектральная характеристика сенсора представляет собой произведение спектральных откликов его составляющих в виде набора резких пиков интенсивности с шагами $\Delta\lambda_{FSR1}$ и $\Delta\lambda_{FSR2}$ (см. рис. 4, *c*). Один из кольцевых резонаторов (опорный) изолирован, а второй (сенсорный) находится в контакте с окружающей средой, изменение свойств которой нас интересует. Тогда при монотонном изменении показателя преломления окружения будет происходить относительное смещение спектра сенсорного резонатора относительно опорного спектра. При этом локальный максимум спектра сенсорного фильтра будет последовательно проходить через максимумы опорного резонатора и как бы «перескакивать» между пиками его спектра. Фиксируя длины волн, на которых наблюдаются локальные максимумы спектральной характеристики сенсора (см. рис. 4, *c*), можно определять дискретным образом изменение показателя преломления среды с шагом (см. рис. 4, *d*), соответствующим шагу свободной спектральной зоны опорного резонатора $\Delta\lambda_{FSR1}$. При этом за счёт эффекта Вернье чувствительность сенсора многократно возрастает с коэффициентом усиления $M = \Delta\lambda_{FSR1}/(\Delta\lambda_{FSR1} - \Delta\lambda_{FSR2})$ [73], который также определяет величину свободной спектральной зоны и чувствительность сенсора:

$$\Delta\lambda_{FSR} = (M - 1)\Delta\lambda_{FSR1}, \quad (10)$$

$$S_{vern} = SM. \quad (11)$$

Важно, что здесь высокая предельная чувствительность реализуется при сниженных требованиях к спектральному разрешению измерительной системы, с которым требуется определять положение спектральных компонент при относительно широком дискретном шаге, равном $\Delta\lambda_{FSR1}$ ($\sim 0,7$ мкм для кольцевого резонатора с диаметром 250 мкм):

$$iLoD = \Delta\lambda_{FSR1}/S_{vern}. \quad (12)$$

Хорошей альтернативой спектральному методу считывания информации с оптического сенсора является амплитудное считывание, когда вместо широкополосного источника излучения применяется узкополосный лазер и анализируется изменение во времени мощности сигнала сенсора под воздействием измеряемого фактора, например концентрации реагента. Сенсоры на эффекте Вернье позволяют использовать также дешёвые широкополосные источники оптического излучения, для которых опорный избирательный элемент

вырезает рабочий спектр излучения, а измерительный резонатор пропускает до фотоприёмника избранную часть оптического спектра, мощность которого даёт информацию о показателе преломления окружающей среды. Для высокодобротных резонаторов и при низком уровне шумов можно получить $sLoD$ порядка 10^{-5} RIU [80]. При прочих равных условиях можно поднять предельную чувствительность сенсора на основе эффекта Вернье путём совместного применения спектрального и амплитудного считываний его данных (см. рис. 4, *e*, *f*). Для этой цели измеряется соотношение амплитуд двух максимальных пиков его спектра [82–84]. Когда данное отношение максимально, это соответствует измеряемой длине волны дискретного сенсора Вернье со стандартным спектральным разрешением $\Delta\lambda_{FSR1}$. Если данное отношение занимает промежуточное значение (между минимумом и максимумом), то возможно определить сенсорную длину волны с более высокой точностью, чем $\Delta\lambda_{FSR1}$.

Бимодовые оптические сенсоры. До этого обсуждались оптические сенсоры на кремнии с применением одномодовых волноводов, что физически оправдано, так как большинство таких элементов использует эффекты интерференции и наличие второй волноводной моды может привести к появлению паразитных сигналов и к деградации параметров оптического сенсора. Тем не менее последнее десятилетие активно ведутся исследования нового класса так называемых бимодовых или гетеромодовых (hetero-modal) оптических сенсоров [81–95], для которых принципиально важно наличие двух волноводных мод, обладающих различными дисперсионными свойствами.

Исходными стали работы, полученные группой исследователей из Израиля, которые обратили внимание на то, что гетеромодовые структуры при спектральном считывании обладают чрезвычайно высокой чувствительностью (более $5 \cdot 10^4$ нм/RIU) [86, 89]. Это связано с резонансным увеличением сдвига фаз между двумя гетеромодами вблизи особой критической длины волны. Причём в качестве гетеромодовых структур могут выступать плечи интерферометра Маха — Цендера с одномодовыми волноводами разной ширины (рис. 6, *a*) или одиночный канальный волновод, содержащий секции разного сечения (одномодовую и двухмодовую) (рис. 6, *c–e*).

В ходе дальнейших исследований продемонстрировано несколько перспективных вариантов бимодовых сенсоров с очень высокой чувствительностью [88–99]. В частности, был рассмотрен вариант бимодового сенсора с использованием решёточного элемента связи целевого и канального волноводов на основе Si_3N_4 (рис. 6, *f*) [88–90]. Анализ брэгговских условий для бимодового сенсора показал, что его чувствительность имеет резонансное поведение, причём критическая длина волны соответствует равенству групповых скоростей n_{g2} и n_{g1} взаимодействующих мод:

$$S_b = \frac{\Delta\lambda_{res}}{\Delta n_{clad}} = \frac{\lambda_{res}}{\Delta n_g} S_w, \quad (13)$$

где $\Delta n_g = n_{g2} - n_{g1}$. Важно отметить, что при бимодовом взаимодействии полоса брэгговского отражения расщепляется на два пика, положение которых с изменением показателя преломления окружающей среды смещается по длине волны в разные стороны (рис. 6, *h*). Это позволяет приблизительно в 2 раза поднять спектральную чувствительность сенсора (до $9,4 \cdot 10^5$ нм/RIU), если для анализа использовать разницу положений обоих пиков брэгговского отражения. Заметим, что высокая предельная чувствительность ($iLoD \sim 5 \cdot 10^{-4}$) достигается при сравнительно широкой полосе ($\Delta\lambda_{FWHM} = 45$ нм), что значительно упрощает процесс детектирования.

Анализ этих результатов [88–90] позволяет сделать важный дополнительный вывод, не отмеченный авторами. При приближении к критической длине волны, где равны друг другу групповые скорости взаимодействующих мод, одновременно возрастают как чувствительность, так и ширина полосы брэгговского заграждения (см. рис. 6, *h*). Поэтому

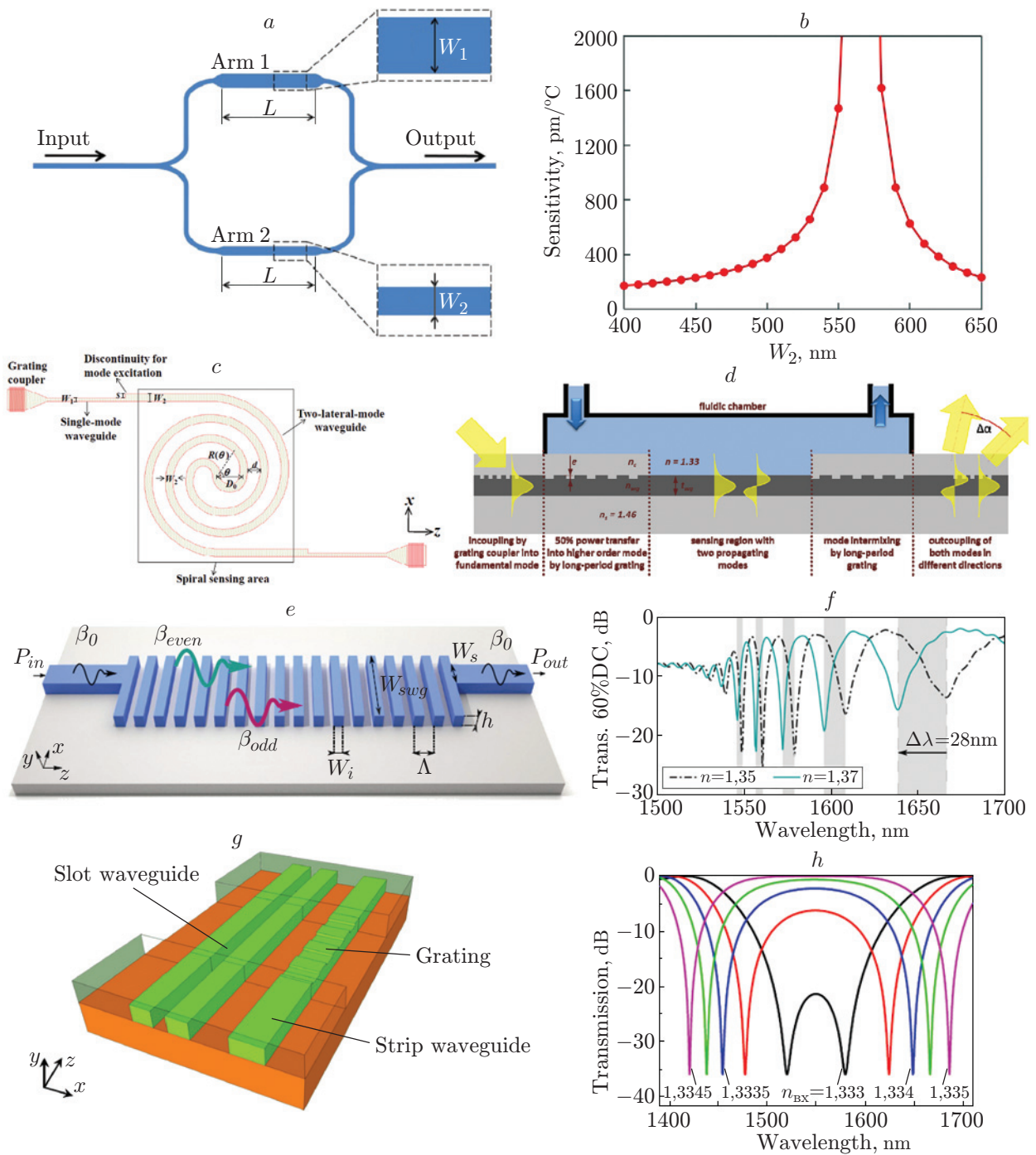


Рис. 6. Основные варианты оптических сенсоров на кремнии с бимодовой интерференцией: *a* — температурный сенсор на основе интерферометра Маха — Цендера с разной шириной волноводов, формирующих его плечи (общий вид) ([99], Fig. 1); *b* — резонансное поведение температурной чувствительности изменения рабочей длины волны сенсора для разной ширины волновода одного из плеч интерферометра ([99], Fig. 3, *a*); *c* — сенсор на основе интерференции двух мод в спиральной секции двухмодового волновода при возбуждении разных мод за счёт неоднородности ширины ([93], Fig. 1, *a*); *d* — сенсор на основе бимодовой интерференции при возбуждении разных мод за счёт решёточного элемента связи ([94], Fig. 1); сенсор на основе бимодовой интерференции в субволновой периодической структуре при возбуждении разных мод на поперечной неоднородности: *e* — общий вид ([97], Fig. 1, *a*), *f* — спектр пропускания ([98], Fig. 6 (bottom)); бимодовый сенсор на основе периодической связи щелевого и полоскового волноводов: *g* — общий вид ([88], Fig. 1, *a*), *h* — спектр пропускания ([88], Fig. 10, *b*)

данный резонансный эффект не может привести к значительному увеличению предельной чувствительности, хотя позволяет реализовать высокую чувствительность при низком спектральном разрешении измерительной аппаратуры.

Другой вариант бимодового сенсора реализован на однородном канальном волноводе, содержащем дополнительную двухмодовую секцию с увеличенной высотой [91, 92] или шириной [93]. Обычно в структуре эффективно возбуждается только фундаментальная мода, поэтому для возбуждения второй моды применяется скачкообразное изменение сечения волновода (см. рис. 6, *c*, *e*) [91–93], использование решёточного элемента связи нулевой и первой мод (см. рис. 6, *d*) [94] или включение в конструкцию адиабатических элементов для трансформации мод [95, 96]. Нулевая и первая моды имеют разную волноводную чувствительность, так как мода более высокого номера имеет большее значение поля на границе и дальше проникает в измеряемое окружение. В результате их интерференции сигнал на выходе волновода сильно зависит от внешнего показателя преломления (см. рис. 6, *f*), что позволяет его измерять с высоким предельным разрешением ($sLoD = 2 \cdot 10^{-5}$). При этом для увеличения чувствительности и уменьшения размера сенсора можно применять удлинённый спиральный волновод (см. рис. 6, *e*) [93].

Применение адиабатических элементов для трансформации мод [95, 96] интересно тем, что можно использовать двухканальный вывод данных с сенсора, позволяющий исключить влияние флуктуаций температуры и проходящей мощности. Бимодовые сенсоры изготавливаются также с применением субволновых дифракционных решёток (см. рис. 6, *e*) [97, 98].

Важно отметить, что бимодовые структуры могут использоваться для разнообразных типов сенсоров (как объёмных, так и поверхностных) и для измерения различных физических эффектов. В частности, применение бимодовых сенсоров на основе интерферометра Маха — Цендера (см. рис. 6, *a*, *b*) позволяет в 7 раз увеличить чувствительность температурного сенсора (с 64 пм/°C до 438 пм/°C) [99].

Перед завершением обзора современного состояния исследований в области оптических сенсоров на кремнии необходимо сделать одно важное замечание. Жидкостные сенсоры на основе субволновых решёток и щелевых волноводов обладают высокой чувствительностью. Однако они органически содержат сверхузкие протравленные области с характерным размером порядка 100 нм и меньше. К сожалению, при работе этих сенсоров возникают проблемы с неполным заполнением таких узких щелей жидкой средой, подвергающейся анализу, что может приводить к снижению чувствительности (на 14 %, если заполнение составляет 67 %) относительно расчётных значений [24]. Кроме того, если в процессе измерения изменяется концентрация регистрируемого вещества, то может наблюдаться значительное запаздывание сигнала с сенсора, поскольку узкие щели будут затруднять проток через них измеряемого реагента.

Один из возможных способов разрешения данной проблемы заключается в применении длинноволновых сегментных периодических структур [72, 100], у которых характерный размер в несколько раз больше, а значит, снимается проблема неполного заполнения узких щелей. Принцип их работы основан на эффекте аномального заграждения [72, 100], который может наблюдаться в периодических сегментных структурах, туннельно связанных с прилегающим кремниевым канальным волноводом. Здесь сегментная периодическая структура выполняет двоякую роль. С одной стороны, она формирует вытекающий виртуальный волновод, потери которого вызваны сильной связью с модами излучения на дифракционной решётке большого периода (много больше, чем у субволновых структур). С другой стороны, эта же решётка обеспечивает выполнение условия фазового синхронизма и связывает направляемую моду канального волновода с вытекающей волной сегментной структуры. Здесь наблюдается узкополосная дифракция, как в обычном волноводе с брэгговской решёткой, и непрерывное излучение из волновода, как в решёточном

элементе ввода-вывода. Одновременно эффективный показатель преломления вытекающей волны близок к показателю преломления его окружения (воды) и очень чувствителен к его изменению. Поэтому волноводная чувствительность (500 нм/RIU) сенсоров «на эффекте аномального заграждения» оказывается сопоставимой и выше, чем у сенсоров на основе щелевых и субволновых волноводов. Их недостаток — умеренная предельная чувствительность ($sLoD = 5,3 \cdot 10^{-3}$ RIU), ограниченная достаточно высокими потерями вытекающей волны сегментной структуры, а, следовательно, низкая добротность (~ 300). Таким образом, благодаря сопутствующему исходящему узкополосному излучению вытекающей волны сегментной структуры имеется возможность организации альтернативного метода детектирования данных с сенсора с помощью матричных фотоприёмников, расположенных в фокальной плоскости дополнительной линзы [101].

Заключение Анализ публикаций в области оптических сенсоров на кремнии показывает, что совмещение современных КМОП-технологий и активных научных разработок привело к созданию оптических сенсоров с высокими техническими параметрами, имеющих огромный потенциал для практического использования. Можно выделить несколько перспективных технических решений для сенсоров (см. табл. 1), каждый из которых имеет свою нишу для практического применения.

Сенсоры на однородных волноводных структурах наиболее просты в изготовлении, но обладают умеренной чувствительностью. Их обычно изготавливают на основе кольцевых резонаторов или решёточных элементов связи. Следующее поколение сенсоров базируется на нанопотонных технологиях, способных контролируемым образом осуществлять глубокое травление с характерными размерами порядка 100 нм. Как правило, такие сенсоры имеют в 2 раза большую чувствительность и реализованы на основе субволновых решёток и щелевых волноводов или комбинации этих решений.

Хорошие результаты демонстрируют сенсоры на щелевых волноводах с дифракционными решётками с фазовым сдвигом. Они так же, как и кольцевые резонаторы, имеют очень высокую добротность, ограниченную в основном затуханием оптической волны в жидкости. Высокая добротность приводит к очень высокой предельной чувствительности, которая в экспериментальных структурах приближается к теоретическому пределу, обусловленному высоким объёмным затуханием оптического излучения в воде. Самыми компактными и высокодобротными сенсорами являются структуры на основе фотонных кристаллов, которые выгоднее всего использовать в газовых сенсорах, где их высокая добротность проявляется лучше всего.

Известно два метода дополнительного повышения чувствительности оптических сенсоров. Один из них связан с эффектом Вернье, называемом в русскоязычной литературе эффектом Нониуса. Он основан на применении двух (или больше) селективных элементов: кольцевых резонаторов и/или интерферометров Маха — Цендера с близкими, но отличающимися значениями их свободных спектральных зон. При изменении свойств окружающей среды происходит смещение спектральных характеристик сенсорного и опорного резонаторов относительно друг друга, в результате чего наблюдается скачкообразное изменение сигнала прохождения, позволяющее дискретным образом определять изменение показателя преломления окружающей среды. Такие сенсоры (при прочих равных условиях) имеют бóльшую чем на порядок чувствительность, а предельная чувствительность задаётся величиной свободной зоны опорного резонатора. Для увеличения чувствительности можно использовать комбинированный спектральный и амплитудный варианты считывания, базирующиеся на сравнении амплитуд двух соседних максимальных спектральных пиков сенсора на эффекте Вернье.

Другой метод повышения чувствительности основан на использовании бимодовой интерференции. Он базируется на том, что чувствительность возрастает резонансным способом, когда время распространения двух интерферирующих волн близко друг к другу.

При спектральном способе считывания данных сенсоров их чувствительность возрастает (от нескольких раз до нескольких порядков). В то же время предельная чувствительность остаётся конечной, так как при приближении к критической длине волны одновременно возрастает чувствительность, но уменьшается добротность.

Финансирование работы. Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 19-17-50061).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Web of Science Core Collection** (1995-17 февраля 2020 г.). URL: <http://login.webofknowledge.com/> (дата обращения: 16.04.2020).
2. **Fernández Gavela A., Grajales García D., Ramirez J. C., Lechuga L. M.** Last advances in silicon-based optical biosensors // *Sensors*. 2016. **16**, N 3. P. 285.
3. **Steglich P., Hülsemann M., Dietzel B., Mai A.** Optical biosensors based on silicon-on-insulator ring resonators: A review // *Molecules*. 2019. **24**. P. 519.
4. **Luan E., Shoman H., Ratner D. M. et al.** Silicon photonic biosensors using label-free detection // *Sensors*. 2018. **18**. P. 3519. Erratum published on 7 March 2019, see *Sensors* 2019. **19**, N 5, P. 1161.
5. **Xu Y., Hu X., Kundu S. et al.** Silicon-based sensors for biomedical applications: A review // *Sensors*. 2019. **19**. P. 2908.
6. **Angelopoulou M., Kakabakos S., Petrou P.** Label-free biosensors based onto monolithically integrated onto silicon optical transducers // *Chemosensors*. 2018. **6**, N 4. P. 52.
7. **Arshavsky-Graham S., Massad-Ivanir N., Segal E., Weiss S.** Porous silicon-based photonic biosensors: Current status and emerging applications // *Analytical Chem.* 2018. **91**, N 1. P. 441–467.
8. **Ghosh S., Dar T., Viphavakit C. et al.** Compact photonic SOI sensors // *Computational Photonic Sensors*. Eds. M. Hameed, S. Obayya. Springer: Cham, 2019. P. 452.
9. **Xu Y., Bai P., Zhou X. et al.** Optical refractive index sensors with plasmonic and photonic structures: Promising and inconvenient truth // *Adv. Opt. Mater.* 2019. **7**, N 9. P. 1801433.
10. **Luan E., Yun H., Laplatine L. et al.** Enhanced sensitivity of subwavelength multibox waveguide microring resonator label-free biosensors // *IEEE Journ. Sel. Topics Quantum Electron.* 2019. **25**, N 3. P. 7300211.
11. **Chrostowski L., Grist S., Flueckiger J. et al.** Silicon photonic resonator sensors and devices // *Proc. SPIE*. 2012. **8236**. 823620.
12. **Yoshie T., Tang L., Su S.-Y.** Optical microcavity: Sensing down to single molecules and atoms // *Sensors*. 2011. **11**, N 2. P. 1972–1991.
13. **Vos K., Bartolozzi I., Schacht E. et al.** Silicon-on-insulator microring resonator for sensitive and label-free biosensing // *Opt. Express*. 2007. **15**. P. 7610–7615.
14. **Hu J., Sun X., Agarwal A., Kimerling L. C.** Design guidelines for optical resonator biochemical sensors // *JOSA B*. 2009. **26**. P. 1032–1041.
15. **Pitruzzello G., Krauss T. F.** Photonic crystal resonances for sensing and imaging // *Journ. Optics*. 2018. **20**, N 7. P. 073004.
16. **Pügner T., Knobbe J., Grüger H.** Near-infrared grating spectrometer for mobile phone applications // *Appl. Spectroscopy*. 2016. **70**, N 5. P. 734–745.
17. **Hui R., O’Sullivan M.** Basic Instrumentation for Optical Measurement // *Fiber Optic Measurement Techniques*. Elsevier: London, UK, 2009. P. 129–258.

18. **Kim H. T., Yu M.** High-speed optical sensor interrogator with a silicon-ring-resonator-based thermally tunable filter // *Opt. Lett.* 2017. **42**, N 7. P. 1305–1308.
19. **Marin Y. E., Nannipieri T., Oton C. J., Di Pasquale F.** Current status and future trends of photonic-integrated FBG interrogators // *Journ. Light. Technol.* 2018. **36**, N 4. P. 946–953.
20. **Passaro V. M. N., Dell’Olio F., Casamassima B., de Leonardis F.** Guided-wave optical biosensors // *Sensors.* 2007. **7**, N 4. P. 508–536.
21. **TalebiFard S., Schmidt Sh., Shi W. et al.** Optimized sensitivity of Silicon-on-Insulator (SOI) strip waveguide resonator sensor // *Biomed. Opt. Express.* 2017. **8**, N 2. P. 500–511.
22. **Fard S. T., Donzella V., Schmidt Sh. A. et al.** Performance of ultra-thin SOI-based resonators for sensing applications // *Opt. Express.* 2014. **22**, N 12. P. 14166–14179.
23. **Dell’Olio F., Passaro V. M. N.** Optical sensing by optimized silicon slot waveguides // *Opt. Express.* 2007. **15**, N 8. P. 4977–4993.
24. **Claes T., Girones Molera J., de Vos K. et al.** Label-free biosensing with a slot-waveguide-based ring resonator in silicon on insulator // *IEEE Photonics Journ.* 2009. **1**, N 3, P. 197–204.
25. **Wangüemert-Pérez J. G.** Evanescent field waveguide sensing with subwavelength grating structures in silicon-on-insulator // *Opt. Lett.* 2014. **39**, N 15. P. 4442–4445.
26. **Donzella V., Sherwali Ah., Flueckiger J. et al.** Design and fabrication of SOI micro-ring resonators based on sub-wavelength grating waveguides // *Opt. Express.* 2015. **23**. P. 4791–4803.
27. **Flueckiger J.** Sub-wavelength grating for enhanced ring resonator biosensor // *Opt. Express.* 2016. **24**, N 14. P. 15672–15686.
28. **Yan H.** Unique surface sensing property and enhanced sensitivity in microring resonator biosensors based on subwavelength grating waveguides // *Opt. Express.* 2016. **24**, N 26. P. 29724–29733.
29. **Flueckiger J., Schmidt Sh., Donzella V. et al.** Sub-wavelength grating for enhanced ring resonator biosensor // *Opt. Express.* 2016. **24**. P. 15672–15686.
30. **Zhang L., Dai D.** Silicon subwavelength-grating microdisks for optical sensing // *IEEE Photon. Technol. Lett.* 2019. **31**, N 15. P. 1209–1212.
31. **Huang L.** Improving the detection limit for on-chip photonic sensors based on subwavelength grating racetrack resonators // *Opt. Express.* 2017. **25**, N 9. P. 10527–10535.
32. **Wangüemert-Pérez J. G., Hadij-ElHouati A., Sánchez-Postigo A. et al.** Subwavelength structures for silicon photonics biosensing // *Opt. Laser Technol.* 2019. **109**. P. 437–448.
33. **Odeh M., Twayana K., Sloyan K. et al.** Mode sensitivity analysis of subwavelength grating slot waveguides // *IEEE Photonics Journ.* 2019. **11**, N 5. P. 2700210-10.
34. **Luan E., Awan K. M., Cheung K. C., Chrostowski L.** High-performance sub-wavelength grating-based resonator sensors with substrate overetch // *Opt. Lett.* 2019. **44**. P. 5981–5984.
35. **Stojanovic V., Ram R. J., Popovic M. et al.** Monolithic silicon-photonics platforms in state-of-the-art CMOS SOI processes [Invited] // *Opt. Express.* 2018. **26**. P. 13106–13121.
36. **Xiaoxin W., Liu J.** Emerging technologies in Si active photonics // *Journ. Semiconductors.* 2018. **39**, N 6. P. 061001.
37. **Khan M. U., Xing Y., Ye Y., Bogaerts W.** Photonic integrated circuit design in a foundry+fabless ecosystem // *IEEE Journ. Selected Topics in Quantum Electronics.* 2019. **25**, N 5. P. 8201014.
38. **Рытов С. М.** Электромагнитные свойства мелкослоистой среды // *ЖЭТФ.* 1956. **29**, вып. 3. С. 605–616.
39. **Kou L., Labrie D., Chylek P.** Refractive indices of water and ice in the 0.65- to 2.5- μm spectral range // *Appl. Opt.* 1993. **32**. P. 3531–3540.

40. **Wang X., Grist S., Flueckiger J. et al.** Silicon photonic slot waveguide Bragg gratings and resonators // *Opt. Express*. 2013. **21**. P. 19029–19039.
41. **Wang X., Flueckiger J., Schmidt S. et al.** A silicon photonic biosensor using phase-shifted Bragg gratings in slot waveguide // *Journ. Biophotonics*. 2013. **6**. P. 821–828.
42. **Zhao C. Y., Zhang L., Zhang C. M.** Compact SOI optimized slot microring coupled phase-shifted Bragg grating resonator for sensing // *Opt. Commun.* 2018. **414**. P. 212–216.
43. **Sahu S., Ali J., Yupapin P. P. et al.** Porous silicon based Bragg-grating resonator for refractive index biosensor // *Photonic Sens.* 2018. **8**. P. 248–254.
44. **Zhao C. Y., Chen P. Y., Zhang L.** Numerical analysis of effective refractive index sensor based on slot micro-ring and Bragg grating // *Intern. Journ. Modern Phys. B*. 2019. **33**, N 25. P. 1950292.
45. **Wen Y., Sun Y., Deng C. et al.** High sensitivity and FOM refractive index sensing based on Fano resonance in all-grating racetrack resonators // *Opt. Commun.* 2019. **446**. P. 141–146.
46. **Luan E., Yun H., Ma M. et al.** Label-free biosensing with a multi-box sub-wavelength phase-shifted Bragg grating waveguide // *Biomed. Opt. Express*. 2019. **10**. P. 4825–4838.
47. **Bera A., Kuittinen M., Honkanen S., Roussey M.** Silicon slot waveguide Fano resonator // *Opt. Lett.* 2018. **43**, N 15. P. 3489–3492.
48. **Falco A. D., O’Faolain L., Krauss T. F.** Chemical sensing in slotted photonic crystal heterostructure cavities // *Appl. Phys. Lett.* 2009. **94**. P. 063503.
49. **Scullion M. G., Krauss T. F., Di Falco A.** Slotted photonic crystal sensors // *Sensors*. 2013. **13**. P. 3675–3710.
50. **Fu Zh., Sun F., Wang Ch. et al.** High-sensitivity broad free-spectral-range two-dimensional three-slot photonic crystal sensor integrated with a 1D photonic crystal bandgap filter // *Appl. Opt.* 2019. **58**. P. 5997–6002.
51. **Xu P., Zheng J., Zhou J. et al.** Multi-slot photonic crystal cavities for high-sensitivity refractive index sensing // *Opt. Express*. 2019. **27**. P. 3609–3616.
52. **Xu P., Yao K., Zheng J. et al.** Slotted photonic crystal nanobeam cavity with parabolic modulated width stack for refractive index sensing // *Opt. Express*. 2013. **21**. P. 26908–26913.
53. **Deng C.-S., Li M.-J., Peng J. et al.** Simultaneously high-Q and high-sensitivity slotted photonic crystal nanofiber cavity for complex refractive index sensing // *JOSA B*. 2017. **34**. P. 1624–1631.
54. **Saha P., Sen M.** A slotted photonic crystal nanobeam cavity for simultaneous attainment of ultra-high Q-factor and sensitivity // *IEEE Sensors Journ.* 2018. **18**, N 9. P. 3602–3609.
55. **Wu N., Xia L.** High-Q and high-sensitivity multi-hole slot microring resonator and its sensing performance // *Phys. Scripta*. 2019. **94**, N 11. P. 115512.
56. **Arafa S., Bouchemat M., Bouchemat T. et al.** Infiltrated photonic crystal cavity as a highly sensitive platform for glucose concentration detection // *Opt. Commun.* 2017. **384**. P. 93–100.
57. **Majumder S., Roy B., Chakraborty R.** Segmented multimode to dual port slot couplers as compact optical sensors with improved sensitivity // *Journ. Modern Opt.* 2019. **66**, N 6. P. 590–598.
58. **Zhang Y., Han S., Zhang S. et al.** High-Q and high-sensitivity photonic crystal cavity sensor // *IEEE Photonics Journ.* 2015. **7**, N 5. P. 6802906.
59. **Fu Y.-L., Deng Ch.-Sh., Ma S.-Sh.** Design and analysis of refractive index sensors based on slotted photonic crystal nanobeam cavities with sidewall gratings // *Appl. Opt.* 2020. **59**. P. 896–903.

60. **Vaškevičius K., Gabalis M., Urbonas D. et al.** Enhanced sensitivity and measurement range SOI microring resonator with integrated one-dimensional photonic crystal // *JOSA B*. 2017. **34**, N 4. P. 750.
61. **Yang D., Tian H., Ji Y.** High-Q and high-sensitivity width-modulated photonic crystal single nanobeam air-mode cavity for refractive index sensing // *Appl. Opt.* 2015. **54**. P. 1–5.
62. **Zhang Y., Han S., Zhang S. et al.** High-Q and high-sensitivity photonic crystal cavity sensor // *IEEE Photonics Journ.* 2015. **7**, N 5. P. 6802906.
63. **Loock H. P., Wentzell P. D.** Detection limits of chemical sensors: Applications and misapplications // *Sensors and Actuators B: Chemical*. 2012. **173**. P. 157–163.
64. **Yang D., Chen X., Zhang X. et al.** High-Q, low-index-contrast photonic crystal nanofiber cavity for high sensitivity refractive index sensing // *Appl. Opt.* 2018. **57**. P. 6958–6959.
65. **Daraei A., Daraei M. E.** Compact nanocavity with elliptical slot inside photonic wire bandgap materials including sidewalls gratings for biosensing // *Appl. Phys. A*. 2016. **122**. P. 662.
66. **Huang L., Zhou J., Sun F. et al.** Optimization of one dimensional photonic crystal elliptical-hole low-index mode nanobeam cavities for on-chip sensing // *Journ. Lightwave Technol.* 2016. **34**. P. 3496–3502.
67. **Lo St. M., Hu Sh., Gaur G. et al.** Photonic crystal microring resonator for label-free biosensing // *Opt. Express*. 2017. **25**. P. 7046–7054.
68. **Gao Y., Dong P., Shi Y.** Suspended slotted photonic crystal cavities for high-sensitivity refractive index sensing // *Opt. Express*. 2020. **28**. P. 12272–12278.
69. **Tsarev A.** Modified effective index method to fit the phase and group index of 3D photonic wire waveguide // *Opt. Lett.* 2013. **38**. P. 293–295.
70. **Tsarev A.** Numerical modeling of the optical multiplexer on SOI constructed by multiple coupled waveguides // *IEEE Journ. Selected Topics in Quantum Electronics*. 2014. **20**, N 4. P. 77–84.
71. **O’Faolain L., Tsarev A.** Experimental demonstration of original optical filter based on multiply coupled waveguides // *Opt. Lett.* 2014. **39**. P. 3627–3629.
72. **Tsarev A., Kolosovsky E., de Leonardis F., Passaro V. M. N.** Numerical simulation of a novel sensing approach based on abnormal blocking by periodic grating strips near the silicon wire waveguide // *Sensors*. 2018. **18**. P. 1707.
73. **Dai D.** Highly sensitive digital optical sensor based on cascaded high-Q ring resonators // *Opt. Express*. 2009. **17**. P. 23817–23822.
74. **Jin L., Li M., He J.-J.** Highly-sensitive silicon-on-insulator sensor based on two cascaded micro-ring resonators with vernier effect // *Opt. Commun.* 2011. **284**. P. 156.
75. **La Notte M., Troia B., Muciaccia T. et al.** Recent advances in gas and chemical detection by Verniereffect-based photonic sensors // *Sensors*. 2014. **14**. P. 4831–4855.
76. **Troia B., De Leonardis F., Passaro V. M.** Cascaded ring resonator and Mach-Zehnder interferometer with a Sagnac loop for Vernier-effect refractive index sensing // *Sensors and Actuators B: Chemical*. 2017. **240**. P. 76–89.
77. **Khozeymeh F., Razaghi M.** Characteristics optimization in single and dual coupled silicon-on-insulator ring (disk) photonic biosensors // *Sensors and Actuators B: Chemical*. 2019. **281**. P. 998–1008.
78. **De Oliveira B. N. M., Daniel W. G., Herbster A. F.** Multimode photonic biosensor based on cascaded ring resonator with Mach-Zehnder interferometer for Vernier-Effect refractive index sensing // *Proc. of the Intern. Optics and Photonics Conference 2019 SBFoton (SBFoton IOPC)*. Sao Paulo, Brazil, Oct. 7, 2019. P. 1–5.
79. **Chang Y., Dong B., Ma Y. et al.** Vernier effect-based tunable mid-infrared sensor using silicon-on-insulator cascaded rings // *Opt. Express*. 2020. **28**. P. 6251–6260.

80. **Liu Y., Li Y., Li M., He J. J.** High-sensitivity and wide-range optical sensor based on three cascaded ring resonators // *Opt. Express*. 2017. **25**, N 2. P. 972–978.
81. **Xie Zh., Cao Z., Liu Y. et al.** Highly-sensitive optical biosensor based on equal FSR cascaded microring resonator with intensity interrogation for detection of progesterone molecules // *Opt. Express*. 2017. **25**. P. 33193–33201.
82. **Jin L., Li M., He J. J.** Analysis of wavelength and intensity interrogation methods in cascaded double-ring sensors // *Journ. Lightwave Technol.* 2012. **30**, N 12. P. 1994–2002.
83. **Li M., Liu Y., Chen Y., He J.** Silicon-on-insulator nanowire based optical waveguide biosensors // *Journ. Phys.: Conf. Ser.* 2016. **680**. P. 012004.
84. **Zhu H. H., Yue Y. H., Wang Y. J. et al.** High-sensitivity optical sensors based on cascaded reflective MZIs and microring resonators // *Opt. Express*. 2017. **25**. P. 28612–28618.
85. **Jiang X., Chen Y., Yu F. et al.** High-sensitivity optical biosensor based on cascaded Mach-Zehnder interferometer and ring resonator using Vernier effect // *Opt. Lett.* 2014. **39**. P. 6363–6366.
86. **Levy R., Ruschin S.** Critical sensitivity in hetero-modal interferometric sensor using spectral interrogation // *Opt. Express*. 2008. **16**, N 25. P. 20516–20521.
87. **Levy R., Ruschin S., Goldring D.** Critical sensitivity effect in an interferometer sensor // *Opt. Lett.* 2009. **34**, N 19. P. 3023–3025.
88. **Liu Q., Kee J. Sh., Park M. K.** A refractive index sensor design based on grating-assisted coupling between a strip waveguide and a slot waveguide // *Opt. Express*. 2013. **21**. P. 5897–5909.
89. **Liu Q., Gu Zh., Park M. K., Chung J.** Experimental demonstration of highly sensitive optical sensor based on grating-assisted light coupling between strip and slot waveguides // *Opt. Express*. 2016. **24**. P. 12549–12556.
90. **Kaur P., Shenoy M. R.** Highly sensitive refractive index sensor based on silicon nitride strip waveguide directional coupler // *IEEE Sens. Lett.* 2018. **2**, N 1. P. 1–4.
91. **Zinoviev K., González-Guerrero A., Domínguez C., Lechuga M.** Integrated bimodal waveguide interferometric biosensor for label-free analysis // *Journ. Light. Technol.* 2011. **29**. P. 1926–1930.
92. **González Guerrero A. B., Maldonado J., Dante S. et al.** Direct and label-free detection of the human growth hormone in urine by an ultrasensitive bimodal waveguide biosensor // *Journ. Biophoton.* 2017. **10**. P. 61–67.
93. **Liu Q., Kim K. W., Gu Zh. et al.** Single-channel Mach-Zehnder interferometric biochemical sensor based on two-lateral-mode spiral waveguide // *Opt. Express*. 2014. **22**. P. 27910–27920.
94. **Bruck R., Hainberger R.** Sensitivity and design of grating-assisted bimodal interferometers for integrated optical biosensing // *Opt. Express*. 2014. **22**. P. 32344–32352.
95. **Hoppe N., Föhn T., Diersing P. et al.** Design of an integrated dual-mode interferometer on 250 nm silicon-on-insulator // *IEEE Journ. Sel. Top. Quantum Electron.* 2017. **23**. P. 444–451.
96. **Hoppe N., Scheck P., Sweidan R. et al.** Silicon integrated dual-mode interferometer with differential outputs // *Biosensors*. 2017. **7**, N 3. P. 37.
97. **Torrijos-Morán L., Griol A., García-Rupérez J.** Experimental study of subwavelength grating bimodal waveguides as ultrasensitive interferometric sensors // *Opt. Lett.* 2019. **44**. P. 4702–4705.
98. **Torrijos-Morán L., García-Rupérez J.** Single-channel bimodal interferometric sensor using subwavelength structures // *Opt. Express*. 2019. **27**. P. 8168–8179.
99. **Zhang Y., Zou J., He J.-J.** Temperature sensor with enhanced sensitivity based on silicon Mach-Zehnder interferometer with waveguide group index engineering // *Opt. Express*. 2018. **26**. P. 26057–26064.

-
100. **Tsarev A., de Leonardis F., Passaro V. M. N.** Numerical modeling of abnormal blocking effect for the design of novel optical sensor element constructed by periodic grating strips over Si/SiO₂ wire waveguide // Phys. Status Solidi A. 2019. **216**. P. 1800480.
 101. **Passaro V. M. N., de Leonardis F., Tsarev A., Kolosovsky E.** Concept of optical sensor utilising the far field pattern radiated by periodic grating strips over silica cladding on the silicon wire waveguide // Proc. of the Ninth Intern. Conference on Sensor Device Technologies and Applications. Venice, Italy, Sept. 16–20, 2018. P. 28–31.

Поступила в редакцию 16.04.2020

После доработки 10.05.2020

Принята к публикации 25.05.2020
