

01

# Генерация второй гармоники посредством возбуждения поверхностных мод одномерного фотонного кристалла

© В.Н. Конопский, А.А. Мельников, Е.В. Алиева, С.В. Чекалин

Институт спектроскопии РАН,  
г. Троицк, г. Москва, Россия  
e-mail: konopsky@isan.troitsk.ru

Поступила в редакцию 15.05.2024 г.

В окончательной редакции 29.06.2024 г.

Принята к публикации 01.08.2024 г.

Представлена многослойная структура, поддерживающая распространение поверхностных оптических волн как на частоте возбуждающего света, так и на удвоенной частоте, причем с одинаковыми эффективными показателями преломления на обеих частотах. Фазовый синхронизм этих двух поверхностных волн и локализация максимумов поля на границах слоев позволяет наблюдать генерацию второй гармоники, несмотря на то, что структура составлена из centrosymmetric материалов, нелинейная восприимчивость второго порядка которых равна нулю в электродипольном приближении.

**Ключевые слова:** многослойная структура, фотонный кристалл, поверхностные оптические волны, генерация второй гармоники

DOI: 10.61011/OS.2024.08.59026.6684-24

## 1. Введение

Для описания нелинейных оптических эффектов оптическую поляризацию среды  $\mathbf{P}$  разлагают в ряд Тейлора по напряженности приложенного оптического электрического поля  $\mathbf{E}$  [1,2]:

$$\mathbf{P} = \chi^{(1)}\mathbf{E} + \chi^{(2)}\mathbf{E}^2 + \chi^{(3)}\mathbf{E}^3 + \dots \quad (1)$$

Здесь  $\chi^{(1)}$  — линейная восприимчивость, дающая вклад в обычный показатель преломления среды ( $n^2 = 1 + 4\pi\chi^{(1)}$ );  $\chi^{(2)}$  — восприимчивость второго порядка, описывающая такие процессы, как суммирование частот и генерация второй гармоники (ГВГ);  $\chi^{(3)}$  — восприимчивость третьего порядка, описывающая, например, генерацию третьей гармоники и зависящую от интенсивности добавку к показателю преломления.

Разложение в ряд Тейлора возможно, поскольку, как правило, напряженности оптических полей много меньше внутриаомных полей и величины нелинейных восприимчивостей  $\chi^{(i)}$  крайне малы для  $i > 1$ . Один из способов увеличения нелинейной восприимчивости (в частности, коэффициента  $\chi^{(3)}$ ) в планарных системах был предложен В.М. Аграновичем [3] и основан на использовании гибридных органическо-полупроводниковых структур. Им было показано, что существенное увеличение  $\chi^{(3)}$  может быть достигнуто как в сильносвязанных гибридных структурах [4], так и в гибридных структурах со слабой связью [5].

Для экспериментального наблюдения нелинейных оптических эффектов, таких как генерация оптических гармоник, помимо усиления нелинейных восприимчивостей, также важен оптимальный дизайн планарных структур, обеспечивающий фазовый синхронизм взаимодействующих волн на кратных оптических частотах.

Так, в работе [6], выполненной нами под руководством В.М. Аграновича в рамках его гранта РФФИ, мы наблюдали генерацию третьей гармоники в одномерном фотонном кристалле (ФК), поддерживающем распространение синфазных поверхностных оптических волн как на длине волны накачки 1230 nm, так и на длине волны третьей гармоники 410 nm.

Фазовый синхронизм особенно важен для наблюдения нелинейного сигнала, если коэффициенты нелинейной восприимчивости близки к нулю из-за наличия симметрии в материале, как это имеет место, например, для коэффициента  $\chi^{(2)}$  в средах с центром инверсии. В данной работе мы представляем результаты экспериментов по генерации второй гармоники в ФК, составленном из centrosymmetric материалов. Поскольку ФК сконструирован таким образом, что он поддерживает синфазные поверхностные оптические моды как на длине волны накачки 1300 nm, так и на длине волны второй гармоники 650 nm, то регистрация пространственно когерентного пучка второй гармоники становится возможной, несмотря на малость  $\chi^{(2)}$  из-за наличия центральной симметрии.

## 2. Генерация второй гармоники в centrosymmetric материалах

В centrosymmetric средах ГВГ строго запрещена в электродипольном приближении. Поскольку в этом случае в материалах с центром инверсии  $\mathbf{P}(-\mathbf{E}) = -\mathbf{P}(\mathbf{E})$ , то из (1) следует, что  $\chi^{(2)}$ , как и все коэффициенты восприимчивостей при четных степенях  $\mathbf{E}$ , должны быть равны нулю. Тем не менее, слабые источники сигнала второй гармоники могут появиться

и в таких средах при условии нарушения и понижения симметрии системы. Например, в работе Рейнекера, Аграновича и Юдсона [7] рассматривалась возможность ГВГ в центросимметричной матрице, содержащей дополнительно небольшое количество комплексов с переносом заряда, которые понижают симметрию системы и делают  $\chi^{(2)}$  отличным от нуля.

Более известным примером понижения симметрии системы, дающим вклад в ГВГ в центросимметричных материалах, является само наличие границы среды, равно как и наличие других (внутренних) интерфейсов, разделяющих материалы, пусть и центросимметричные, но имеющие различные показатели преломления. Данный эффект был исследован еще в 60-е годы прошлого века [8] на самой ранней стадии развития нелинейной оптики. Детальные исторические обзоры развития нелинейной оптики поверхности даны в [9,10].

Для описания ГВГ в центросимметричных средах используют широко распространенную модель [11–13], в которой нелинейный отклик разделяют на поверхностный (интерфейсный) дипольный вклад, обусловленный нарушением симметрии между двумя средами, и объемный вклад от мультиполей за пределами электродипольного приближения:

$$\mathbf{P}_{NL} = \mathbf{P}_S + \mathbf{P}_V. \quad (2)$$

Причем, если поверхностный компонент  $\mathbf{P}_S$  пропорционален квадрату напряженности оптического электрического поля на основной частоте, то объемный компонент  $\mathbf{P}_V$  пропорционален произведению поля на его пространственные производные [1,11–14]:

$$\mathbf{P}_V = \delta(\mathbf{E} \cdot \nabla)\mathbf{E} + \beta\mathbf{E}(\nabla \cdot \mathbf{E}) + \gamma\nabla(\mathbf{E} \cdot \mathbf{E}). \quad (3)$$

Здесь первые два члена соответствуют электрическому квадрупольному вкладу, а последний — магнитодипольному. Коэффициенты  $\delta$ ,  $\beta$  и  $\gamma$  — это константы, зависящие от свойств центросимметричной среды. Отметим, что вклад мультиполей (за пределами электродипольного приближения) может быть заметным лишь при сильном градиенте электрического поля, и что такие градиенты (разрывы) нормальной компоненты электрического поля имеют место при прохождении  $p$ -поляризованной волны через границу раздела (это является следствием того, что нормальная компонента электрического смещения  $D_n = \varepsilon E_n$  непрерывна при отсутствии свободных зарядов на границе).

## 2.1. Генерация второй гармоники при распространении поверхностных волн

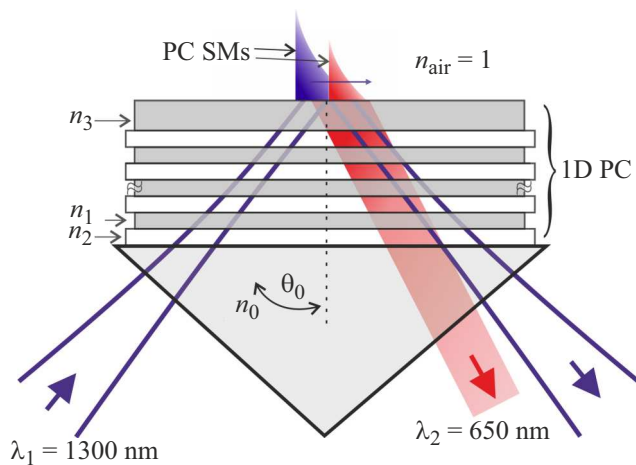
Для наблюдения столь слабых нелинейных эффектов на границе раздела было бы крайне полезно пространственно локализовать интенсивность излучения вблизи исследуемой границы. По этой причине использование поверхностных оптических волн для исследования нелинейных эффектов на поверхности получило большое

распространение. Так, например, ГВГ на границе воздуха и серебра при возбуждении поверхностных плазмон-поляритонов вдоль данной границы впервые наблюдалась в работе [15] с использованием геометрии Кречманна.

Экспериментальные исследования поверхностных поляритонов в Институте спектроскопии были инициированы в 1974 году по настойчивой рекомендации В.М. Аграновича, который в то время написал обзор по данной тематике [16]. Впоследствии в институте было выполнено много экспериментальных работ в этой области, включая и работы по нелинейным эффектам с участием поверхностных волн. Была, например, зарегистрирована вторая гармоника, излучаемая перпендикулярно кристаллической кварцевой пластине, при возбуждении встречных поляритонов вдоль поверхности данной пластины [17]. В экспериментах на лазере на свободных электронах были зарегистрированы и вторая гармоника [18], и суммарная частота [19] при возбуждении поверхностных поляритонов.

Оптические поверхностные волны в ФК, используемые в данной работе, являются разновидностью поверхностных волн, которые локализованы вблизи поверхности в результате полного внутреннего отражения от внешней среды с одной стороны и наличия запрещенной зоны ФК с другой (внутренней) стороны. Такие оптические поверхностные волны могут возбуждаться как  $s$ -, так и  $p$ -поляризованным излучением вблизи границы раздела между планарным одномерным ФК и внешней средой на любой заранее заданной частоте и с любым эффективным показателем преломления при соответствующем выборе толщины двойных слоев и толщины последнего усеченного слоя [20]. Впервые этот тип поверхностных волн был изучен как теоретически [21,22], так и экспериментально [23] в 1970-х годах. Двадцать лет спустя возбуждение таких оптических поверхностных волн было продемонстрировано в геометрии Кречманна [24,25]. В последние годы оптические поверхностные волны в ФК находят все более широкое применение для создания оптических сенсоров [26–31], оптических биосенсоров [32–39], а также в других областях [40–45].

Возможность гибко настраивать как частоту возбуждения, так и эффективный показатель преломления оптических поверхностных волн ФК, делают их особенно привлекательными для генерации гармоник. Ранее нами были рассчитаны и экспериментально протестированы ФК как для генерации третьей гармоники  $p$ -поляризованным излучением [6], так и для генерации третьей гармоники  $s$ -поляризованным излучением [46]. В данной работе мы реализовали аналогичную схему эксперимента, показанную на рис. 1, с возбуждением  $p$ -поляризованных поверхностных волн в схеме Кречманна, но, разумеется, с другими толщинами слоев ФК, рассчитанными для длин волн  $\lambda_1 = 1300$  nm и  $\lambda_2 = 650$  nm, используемых в данном случае.



**Рис. 1.** Схема эксперимента. PC SMs — поверхностные моды ФК, 1D PC — одномерный ФК (не в масштабе).

**2.2. Фазовый синхронизм для двух поверхностных волн с кратными частотами**

Эффективное нелинейное преобразование требует, чтобы взаимодействующие оптические волны сохраняли постоянное фазовое соотношение при распространении в среде, несмотря на ее дисперсию. Фазовое согласование с использованием двулучепреломления, которое часто применяют для компенсации дисперсии, невозможно в оптически изотропных материалах. Для ФК с нелинейными слоями проводились теоретические расчеты согласования скоростей объемных волн накачки и второй гармоники в его объеме у края его запрещенной зоны [47]. В этой работе мы представляем одномерный ФК, который поддерживает распространение оптических волн вдоль его поверхности как на основной, так и на удвоенной частотах. Преимуществом такой структуры является то, что эффективные показатели преломления для этих двух поверхностных волн равны друг другу и приблизительно равны показателю преломления воздуха на обеих частотах.

В данной работе мы использовали следующую структуру планарного одномерного ФК: призма/ $(HL)^{14}H'$ /воздух, где  $H$  — слой  $TiO_2$  (толщина  $d_2 = 192.0$  nm),  $L$  — слой  $SiO_2$  (толщина  $d_1 = 222.1$  nm), и  $H'$  — заключительный слой  $TiO_2$  (толщина  $d_3 = 231.0$  nm). Призма была изготовлена из плавленого кварца. Структура из 29 слоев  $TiO_2/SiO_2$  (с  $TiO_2$  в качестве первого и последнего слоя) была нанесена непосредственно на основание призмы методом электронно-лучевого осаждения с плазменно-ионным ассистированием. Показатели преломления слоев  $SiO_2$ ,  $TiO_2$  и воздуха при  $\lambda_1 = 1300$  nm составляют  $n_1 = 1.48$ ,  $n_2 = n_3 = 2.268$  и  $n_{air} = 1.0003$  соответственно. Данный дизайн одномерного ФК, поддерживающего две оптические моды на длинах волн  $\lambda_1 = 1300$  nm и  $\lambda_2 = 650$  nm,

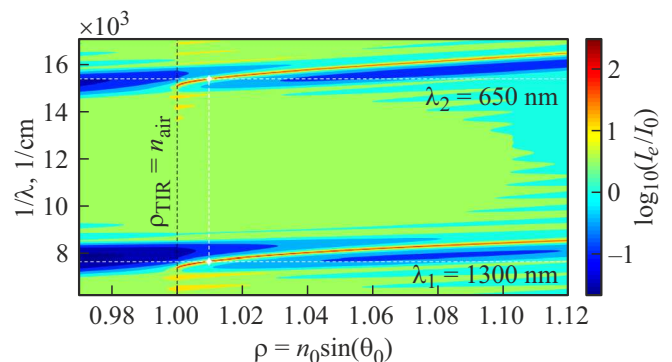
был рассчитан с помощью свободно распространяемой компьютерной программы, доступной на сайте [48].

Результаты теоретического расчета дисперсии изготовленного одномерного ФК приведены на рис. 2. Дисперсия представлена как логарифм коэффициента усиления оптического поля (т.е.  $\log_{10}[I_e/I_0]$ ) во внешней среде вблизи структуры в координатах  $1/\lambda(\rho)$ . Запрещенные зоны ФК видны как темно-синие области с усилением, значительно меньшим 1. Оптические поверхностные моды видны как красные кривые с усилением около 100, расположенные внутри запрещенных зон. Угловой параметр  $\rho = n_0 \sin \theta_0 = 1.01$ , при котором происходит возбуждение поверхностной моды, равен эффективному показателю преломления поверхностной моды.

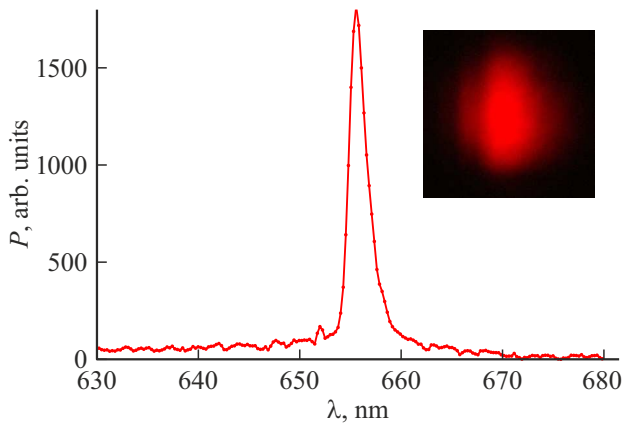
Из рис. 2 видно, что рассчитанная структура имеет две запрещенные зоны вблизи 1300 nm и 650 nm, и в обеих запрещенных зонах существуют поверхностные волны. Для фазового синхронизма этих поверхностных волн необходимо, чтобы их эффективный показатель преломления совпадал в каком-то диапазоне на основной и удвоенной частоте. Так и происходит при  $\rho = n_{eff} = 1.01$  (см. вертикальную белую пунктирную линию на рис. 2). Следовательно, при возбуждении поверхностной моды ФК на длине волны  $\lambda_1 = 1300$  nm с  $\rho = 1.01$  мы можем ожидать генерации ее второй гармоники на длине волны  $\lambda_1 = 650$  nm с тем же эффективным показателем преломления.

**3. Результаты эксперимента**

Фемтосекундные импульсы на длине волны  $\lambda_1 = 1300$  nm генерировались параметрическим усилителем (Topas, Light Conversion Ltd.) с накачкой излучением титан-сапфирового регенеративного усилителя (Spitfire Pro, Spectra Physics) при частоте повторения 1 kHz. Сигнальный и холостой пучки разделялись с помощью специализированного сепаратора длин волн (Light Conversion Ltd.). Затем сигнальный пучок пропусклся через ахроматическую полуволновую пластину и



**Рис. 2.** Рассчитанная дисперсия ФК для  $p$ -поляризованного излучения. Точки фазового синхронизма при  $\rho = 1.01$  обозначены белыми ромбами и соединены вертикальной белой пунктирной линией.



**Рис. 3.** Спектр излучения второй гармоники. На вставке приведена фотография пучка второй гармоники на бумажном экране, сделанная в темноте.

нейтральный фильтр с непрерывно изменяемой оптической плотностью (Thorlabs) для подготовки р-поляризованных импульсов длительностью 100 fs, с длиной волны  $\lambda_1 = 1300$  nm, падающих на призму. Волна второй гармоники, возбуждая поверхностную моду на длине волны  $\lambda_2 = 650$  nm, в процессе прохождения по внешней поверхности ФК переизлучалась обратно в призму, как показано на рис. 1.

Такой метод согласования фаз на внешней поверхности многослойной структуры  $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$  отличается от подхода, представленного в работах [49,50], где согласование фаз происходило между основной модой обычного волновода (с полным внутренним отражением на обеих границах) и второй гармоникой волноводной моды из ФК тем, что в нашем случае обе взаимодействующие моды являются поверхностными модами, расположенными в запрещенных зонах разных порядков, и обе имеют эффективные показатели преломления, близкие к показателю преломления воздуха.

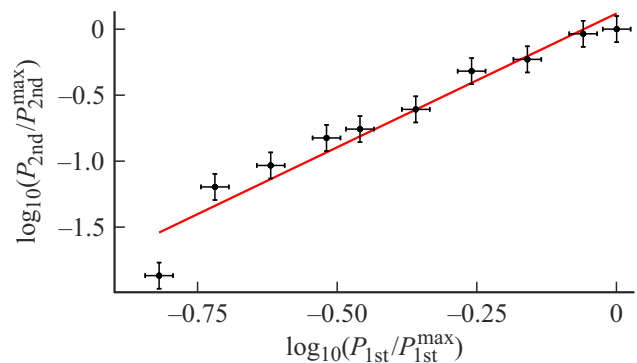
Спектр выходящего из призмы излучения второй гармоники показан на рис. 3. Время регистрации спектра составляло 100 ms. Он был записан при фемтосекундном возбуждении со средней мощностью 27 mW с частотой повторения 1 kHz. Эта волна накачки слабо фокусировалась линзой с фокусным расстоянием 300 mm на поверхность ФК через крещманновскую призму. Размер выходящего пучка второй гармоники, показанного на вставке к рис. 3, составляет около 1.5 mm на расстоянии 500 mm от призмы.

Чтобы убедиться в том, что наблюдаемый сигнал генерируется в нелинейном процессе второго порядка, мы измерили зависимость мощности сигнала второй гармоники от мощности фемтосекундной накачки. Эта зависимость представлена на рис. 4 в логарифмическом масштабе, причем наклон подгоночной прямой линии составляет  $2.0 \pm 0.2$ . Эффективность ГВГ при максимальной мощности накачки  $P_{1st}^{max} = 27$  mW составляла  $2 \cdot 10^{-9}$ .

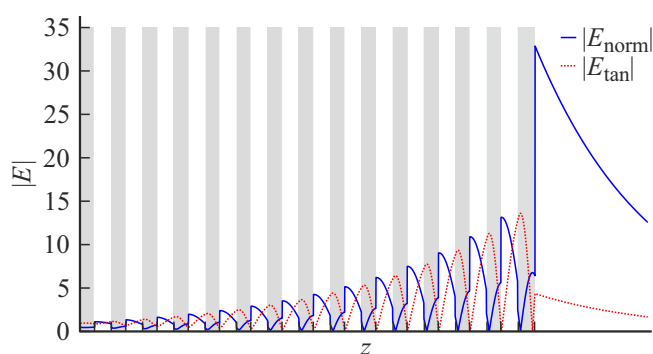
## 4. Обсуждение

Известно, что запрещенные зоны в периодической структуре возникают из-за многократного отражения в периодически повторяющихся слоях, которое приводит к деструктивной интерференции света. Причем стоячие оптические волны с одинаковым волновым вектором и, следовательно, с одинаковым периодом стоячей волны в таких средах могут иметь две модовые конфигурации: одну, когда стоячая волна формирует оптическое поле с максимумами в слоях с большим показателем преломления, и другую, когда она имеет максимумы в слоях с меньшим показателем преломления. Различие в показателях преломления этих двух конфигураций означает, что они имеют разные энергии и, следовательно, разные частоты (при одном и том же волновом векторе), т. е., на дисперсионной кривой объемной моды появляется щель — и именно таким образом в спектре образуется зона запрещенных частот. Наглядную графическую иллюстрацию этого эффекта можно найти на рисунках из статьи [51].

Для нашего рассмотрения важно, что хотя на частотах из запрещенной зоны распространение света запрещено, существование поверхностных оптических волн внутри запрещенной зоны, тем не менее, возможно. Следовательно, при возбуждении поверхностных волн вблизи центра запрещенной зоны они будут иметь максимумы напряженности поля не в слоях с большим или меньшим показателями преломления, а на границах раздела между ними. Главный максимум напряженности поля будет локализован вблизи внешней границы, а остальные — на множестве границ раздела centrosymmetricных сред внутри ФК. Более того, для р-поляризованной волны нормальная компонента поля будет иметь разрывы на всех границах раздела, т. е., вблизи этих максимумов поля. Следовательно, кроме электродипольного вклада в нелинейность (слагаемое  $\mathbf{P}_S$  из (2)), возникающего из-за нарушения симметрии на границах, в такой системе, согласно формуле (3), могут возникать и вклады от мультиполей, которые пропорциональны градиенту по-



**Рис. 4.** Зависимость мощности сигнала второй гармоники от мощности пучка накачки (кружки). Сплошная кривая — линейная аппроксимация экспериментальных точек в логарифмических координатах, с наклоном  $2.0 \pm 0.2$ .



**Рис. 5.** Пространственное распределение тангенциальной и нормальной компонент оптического поля  $p$ -поляризации для  $\lambda_1 = 1300$  nm при  $\rho = 1.01$ .

ля, умноженному на его напряженность. Структура поля в нашем ФК при возбуждении поверхностного резонанса при  $\rho = 1.01$  для  $\lambda_1 = 1300$  nm показана на рис. 5. Разрывы максимумов нормальной компоненты поля на всех интерфейсах хорошо видны. Количественная оценка разных вкладов из формул (2) и (3) в ГВГ в такой системе требует отдельного исследования.

## 5. Заключение

Мы продемонстрировали генерацию второй гармоники с помощью оптических поверхностных мод одномерного ФК, когда и основная частота, и частота второй гармоники находятся в резонансе с соответствующими поверхностными оптическими модами. Три ключевых свойства представленной структуры ФК повышают эффективность ГВГ в centrosymmetric средах (без этого крайне низко):

1. локализация и усиление оптического поля вблизи поверхности за счет возбуждения поверхностных оптических волн;

2. фазовое согласование между первой и второй гармониками поверхностных оптических волн, когда они имеют одинаковый эффективный показатель преломления, близкий к единице (т. е., близкий к показателю преломления внешней среды, в нашем случае — воздуха);

3. максимумы поля и его градиенты локализованы на интерфейсах между слоями из centrosymmetric материалов.

Таким образом, нами разработана многослойная структура, позволяющая в рутинном режиме получать сигнал второй гармоники от границ раздела centrosymmetric сред. Такая структура может быть использована для экспериментальной проверки поляризации и анизотропии двумерных материалов, осажденных на ее поверхность.

## Благодарности

Авторы благодарят за финансовую поддержку Российский научный фонд (грант № 22-22-00836) и Институт спектроскопии РАН (тема № FFUU-2022-0003).

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] Y.-R. Shen, *Principles of Nonlinear Optics* (Wiley-Interscience, New York, NY, USA, 1984).
- [2] R.W. Boyd, *Nonlinear Optics* (Academic Press, San Diego, 1992).
- [3] V. Agranovich, Y.N. Gartstein, M. Litinskaya, *Chemical Reviews* **111**, 5179 (2011).
- [4] V. Agranovich, D. Basko, G. La Rocca, F. Bassani, *Journal of Physics: Condensed Matter* **10**, 9369 (1998).
- [5] V. Agranovich, G.C. La Rocca, *Journal of Luminescence* **169**, 422 (2016).
- [6] V.N. Konopsky, E.V. Alieva, S.Y. Alyatkin, A.A. Melnikov, S.V. Chekalin, V.M. Agranovich, *Light: Science & Applications* **5**, e16168 (2016).
- [7] P. Reineker, V. Agranovich, V. Yudson, *Chemical Physics Letters* **260**, 621 (1996).
- [8] N. Bloembergen, P. Pershan, *Physical Review* **128**, 606 (1962).
- [9] N. Bloembergen, *Applied Physics B* **68**, 289 (1999).
- [10] Y. Shen, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **6**, 1375 (2000).
- [11] N. Bloembergen, R.K. Chang, S. Jha, C. Lee, *Physical Review* **174**, 813 (1968).
- [12] D. Epperlein, B. Dick, G. Marowsky, G. Reider, *Applied Physics B* **44**, 5 (1987).
- [13] T. Heinz, H. Ponath, G. Stegeman, by H.-E. Ponath and GI Stegeman (Elsevier Science Publishers BV, Amsterdam, 1991) p. 353 (1991).
- [14] Y. Shen, F. deMartini, in *Surface Polaritons*, edited by V. Agranovich, D. Mills (Elsevier, 1982), vol. 1 of *Modern Problems in Condensed Matter Sciences*, pp. 629–660.
- [15] H. Simon, D. Mitchell, J. Watson, *Physical Review Letters* **33**, 1531 (1974).
- [16] V. M. Agranovich, *Soviet Physics Uspekhi* **18**, 99 (1975).
- [17] E. Alieva, G. Zhizhin, V. Yakovlev, V. Sychugov, *JETP Lett* **62** (1995).
- [18] G. Zhizhin, E. Alieva, L. Kuzik, V. Yakovlev, D. Shkrabo, A. Van der Meer, M. Van der Wiel, *Applied Physics A: Materials Science & Processing* **67** (1998).
- [19] E. Van der Ham, Q. Vrethen, E. Eliel, V. Yakovlev, E. Alieva, L. Kuzik, J. Petrov, V. Sychugov, aA. Van Der Meer, *JOSA B* **16**, 1146 (1999).
- [20] V. Konopsky, *Coatings* **12**, 1489 (2022).
- [21] J.A. Arnaud, A.A.M. Saleh, *Appl. Opt.* **13**, 2343 (1974).
- [22] P. Yeh, A. Yariv, C.-S. Hong, *J. Opt. Soc. Am.* **67**, 423 (1977).
- [23] P. Yeh, A. Yariv, A.Y. Cho, *Appl. Phys. Lett.* **32**, 104 (1978).
- [24] W.M. Robertson, M.S. May, *Appl. Phys. Lett.* **74**, 1800 (1999).
- [25] A. Shinn, W. Robertson, *Sens. Actuator B-Chem.* **105**, 360 (2005).

- [26] V.N. Konopsky, E.V. Alieva, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 253904 (2006).
- [27] V.N. Konopsky, E.V. Alieva, *Opt. Lett.* **34**, 479 (2009).
- [28] S. Hamidi, R. Ramezani, A. Bananej, *Optical Materials* **53**, 201 (2016).
- [29] D.O. Ignatyeva, G.A. Knyazev, P.O. Kapralov, G. Dietler, S.K. Sekatskii, V.I. Belotelov, *Scientific Reports* **6**, 28077 (2016).
- [30] J. Li, T. Tang, Y. Zhang, L. Luo, P. Sun, *Optik* **155**, 74 (2018).
- [31] D. Ignatyeva, P. Kapralov, P. Golovko, P. Shilina, A. Khranova, S. Sekatskii, M. Nur-E-Alam, K. Alameh, M. Vasiliev, A. Kalish, et al., *Sensors* **21**, 1984 (2021).
- [32] V.N. Konopsky, E.V. Alieva, *Anal. Chem.* **79**, 4729 (2007).
- [33] Y. Guo, J.Y. Ye, C. Divin, B. Huang, T.P. Thomas, J.R. Baker, Jr., T.B. Norris, *Anal. Chem.* **82**, 5211 (2010).
- [34] V.N. Konopsky, T. Karakouz, E.V. Alieva, C. Vicario, S.K. Sekatskii, G. Dietler, *Sensors* **13**, 2566 (2013).
- [35] P. Rivolo, F. Michelotti, F. Frascella, G. Digregorio, P. Mandracci, L. Dominici, F. Giorgis, E. Descrovi, *Sensors and Actuators B: Chemical* **161**, 1046 (2012).
- [36] V.N. Konopsky, E.V. Alieva, *Sensors and Actuators B: Chemical* **276**, 271 (2018).
- [37] M. Khodami, Z. Hirbodvash, O. Krupin, W. R. Wong, E. Lisicka-Skrzek, H. Northfield, C. Hahn, P. Berini, *Journal of Microelectromechanical Systems* **30**, 686 (2021).
- [38] B. Kalas, K. Ferencz, A. Saftics, Z. Czigany, M. Fried, P. Petrik, *Applied Surface Science* **536**, 147869 (2021).
- [39] R. Shakurov, S. Sizova, S. Dudik, A. Serkina, M. Bazhutov, V. Stanaityte, P. Tulyagin, V. Konopsky, E. Alieva, S. Sekatskii, et al., *Polymers* **15**, 2607 (2023).
- [40] A. Delfan, M. Liscidini, J. E. Sipe, *JOSA B* **29**, 1863 (2012).
- [41] N. R. Fong, M. Menotti, E. Lisicka-Skrzek, H. Northfield, A. Olivieri, N. Tait, M. Liscidini, P. Berini, *ACS Photonics* **4**, 593 (2017).
- [42] I. Degli-Eredi, J. Sipe, N. Vermeulen, *Optics Letters* **40**, 2076 (2015).
- [43] V. Konopsky, V. Prokhorov, D. Lypenko, A. Dmitriev, E. Alieva, G. Dietler, S. Sekatskii, *Nano-Micro Letters* **12**, 1 (2020).
- [44] T. Kovalevich, D. Belharet, L. Robert, G. Ulliac, M.-S. Kim, H.P. Herzig, T. Grosjean, M.-P. Bernal, *Applied Optics* **58**, 1757 (2019).
- [45] V. Konopsky, *Sensors* **23**, 8812 (2023).
- [46] V. Konopsky, A. Melnikov, E. Alieva, S. Chekalin, *JOSA B* **36**, 2871 (2019).
- [47] R. Zaporozhchenko, *Optics and Spectroscopy* **95**, 976 (2003).
- [48] V. Konopsky (2022), <https://www.pcbiosensors.com/1DPC4all.htm>, Version 1.1.8401.20377.
- [49] A. Helmy, *Optics Express* **14**, 1243 (2006).
- [50] A. Arjmand, P. Abolghasem, J. Han, A.S. Helmy, *JOSA B* **32**, 577 (2015).
- [51] W. L. Barnes, T. Preist, S. Kitson, J. Sambles, *Physical Review B* **54**, 6227 (1996).