

ДИФРАКЦИОННАЯ ОПТИКА, ОПТИЧЕСКИЕ ТЕХНОЛОГИИ

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛАЗМОННОГО РЕЗОНАНСА В ИЗОГНУТОМ ОДНОМОДОВОМ МЕТАЛЛИЗИРОВАННОМ ВОЛОКОННОМ СВЕТОВОДЕ В ТРЁХМЕРНОЙ ГЕОМЕТРИИ

А.В. Дышлюк¹, О.Б. Витрик¹, Ю.Н. Кульчин¹

¹Институт автоматизации и процессов управления ДВО РАН, Владивосток, Россия

Аннотация

Работа посвящена численному исследованию поверхностного плазмонного резонанса в изогнутом одномодовом волоконном световоде с металлизированной оболочкой. Показано, что при оптимальном сочетании радиуса изгиба и толщины металлической пленки плазмон-поляритонные волны могут возбуждаться за счет связи между фундаментальной и плазмонной модами через посредство оболочечных мод шепчущей галереи. Данный эффект приводит к формированию резонансного провала в спектре пропускания световода на длине волны, сильно зависящей от показателя преломления внешней среды. Это открывает возможность построения волоконно-оптического плазмон-поляритонного рефрактометра на одномодовом световоде, не нарушая его структурной целостности и не используя дополнительных волноводных элементов. Продемонстрирована возможность рефрактометрических измерений с чувствительностью ~12 мкм на единицу показателя преломления.

Ключевые слова: поверхностный плазмонный резонанс, волоконно-оптический рефрактометр, биосенсорика, моды шепчущей галереи, изгиб одномодового световода.

Цитирование: Дышлюк, А.В. Численное исследование плазмонного резонанса в изогнутом одномодовом металлизированном волоконном световоде в трёхмерной геометрии / А.В. Дышлюк, О.Б. Витрик, Ю.Н. Кульчин // Компьютерная оптика. – 2017. – Т. 41, № 5. – С. 599–608. – DOI: 10.18287/2412-6179-2017-41-5-599-608.

Введение

Прецизионная оптическая рефрактометрия представляет одно из магистральных направлений развития современной биосенсорики [1–9]. Принцип работы рефрактометрических биосенсоров основан на регистрации реакций ассоциации между молекулами-лигандами и молекулами-аналитами за счет измерения локальных вариаций показателя преломления (ПП) в области протекания реакции. Основанные на таком принципе устройства находят широкое применение в таких областях, как биохимия, фармакология, медицина, экологический мониторинг, пищевая промышленность, национальная безопасность и др. [1, 2, 7–9].

К практическим конструкциям современных рефрактометрических биосенсоров предъявляются все более жесткие требования по простоте, надежности, компактности и себестоимости, поэтому для создания таких устройств представляется перспективным использование волоконно-оптической элементной базы. Волоконно-оптические сенсоры отличаются такими преимуществами, как варьированная длина чувствительного элемента, отсутствие необходимости юстировки оптических элементов, возможность миниатюризации, проведения удаленных измерений и снижения стоимости биосенсорных систем [2, 5, 6, 10–13].

С практической точки зрения при построении волоконно-оптических рефрактометров целесообразно использовать наиболее распространенные одномодовые телекоммуникационные волоконные световоды (ВС). Однако в таких ВС световедущая сердцевина отделена от внешней среды толстым слоем оптической оболочки, что затрудняет реализацию рефрактометрических измерений. Эта проблема может быть

решена за счет удаления части оптической оболочки химическим или механическим способом, что, однако, снижает надежность чувствительных элементов и создает дополнительные технологические трудности.

Альтернативным решением является изгиб световода, который представляет собой возмущение, способное обеспечить сильную связь между фундаментальной и оболочечными модами [14–23]. При достаточно малом радиусе изгиба поле оболочечных мод смещается к внешней по отношению к изгибу поверхности оболочки, и они, являясь, таким образом, модами шепчущей галереи (МШГ), эффективно проникают за пределы кварцевой оптической оболочки. Это обеспечивает зависимость их постоянных распространения от показателя преломления внешней среды и, следовательно, возможность рефрактометрических измерений. Интересно, что такая возможность обеспечивается как при большем, так и при меньшем значении показателя преломления внешней среды (n_3), чем показатель преломления оптической оболочки световода (n_2).

В первом случае ($n_3 > n_2$), который, в частности, реализуется для стандартного одномодового световода с полимерным покрытием [14, 16], моды шепчущей галереи имеют большие радиационные потери вследствие преломления во внешнюю среду. Связь между фундаментальной модой (ФМ) и МШГ при этом приводит к увеличению потерь направляемого излучения на резонансных радиусах изгиба и длинах волн [14–17]. Зависимость этих параметров от n_3 можно использовать для рефрактометрических измерений, например, в режиме модуляции интенсивности прошедшего через петлю ВС света на фиксированной длине волн

[18]. Для более высокоточных измерений используется модуляция фазы направляемого излучения при связи ФМ-МШГ, которая может быть зарегистрирована, например, по сдвигу спектральных максимумов в изогнутом волоконном интерферометре Фабри–Перо [19].

Во втором случае ($n_3 < n_2$) потери мод шепчущей галереи резко уменьшаются вследствие полного внутреннего отражения на границе между оболочкой и внешней средой. Связь между ФМ и МШГ при этом приводит к обмену мощностью между ними, то есть к периодическому перераспределению направляемого излучения между сердцевинной и оболочкой, причем период обмена и, соответственно, переходные потери на выходе изогнутого участка сильно зависят от длины волны. В конечном итоге это приводит к формированию выраженных осцилляций в спектре пропускания изогнутого световода, получивших в литературе название МШГ-резонансы [20–22]. Вариация показателя преломления n_3 приводит к изменению постоянных распространения МШГ и смещению резонансов, что позволяет проводить рефрактометрические измерения с чувствительностью до 0,7 мкм/ед. ПП [22, 23]. К сожалению, несмотря на предельную простоту оптической схемы рефрактометра на основе изогнутого световода, его метрологические характеристики оказываются недостаточно высокими для решения многих задач в области биосенсорики.

Известно, что рекордно высокая чувствительность к изменениям показателя преломления достигается в оптических рефрактометрах на основе поверхностного плазмонного резонанса (ППР) [1, 2, 6–9]. Сенсоры данного типа используют резонансное возбуждение плазмон-поляритонных волн, распространяющихся вдоль границы раздела металл/диэлектрик, для измерения сверхмалых вариаций показателя преломления диэлектрической среды вблизи границы раздела. Среди различных типов рефрактометров на основе плазмонного резонанса наиболее перспективными с точки зрения построения компактных и недорогих биосенсоров представляются, благодаря указанным выше преимуществам, волоконно-оптические ППР-рефрактометры [7, 11, 24–27]. В таких датчиках плазмон-поляритонные волны возбуждаются излучением, распространяющимся по волоконному световоду, в металлической пленке, нанесенной на его поверхность. Наилучшие результаты при создании волоконно-оптических ППР-рефрактометров достигаются, как правило, с использованием одномодовых ВС [7], однако в этом случае для обеспечения взаимодействия фундаментальной моды с металлической пленкой требуется удаление части оптической оболочки световода [28] или использование дополнительных элементов, например, длиннопериодных [29] или наклонных волоконных брэгговских решеток [30].

Схема построения ППР-рефрактометра на одномодовом ВС может быть кардинально упрощена за счет изгиба световода. В этом случае металлическая пленка наносится непосредственно на оптическую оболочку изогнутого световода, а моды шепчущей галереи используются в качестве посредника при свя-

зи между фундаментальной и плазмонной модами. Данная схема, предложенная в работах [31, 32], объединяет в себе преимущества волоконных рефрактометров на основе изогнутых световодов и плазмонного резонанса и может найти широкое применение при создании волоконно-оптических биосенсорных систем. Однако до настоящего времени она была исследована лишь в приближении упрощенной двухмерной геометрии. Для детального понимания принципа действия и особенностей таких датчиков требуется более строгий численный анализ в полной трехмерной геометрии, что и составляет цель настоящей работы.

1. Объект и методология исследования

Объектом исследования является волноводная структура на основе одномодового световода типа SMF-28 (ПП сердцевинной: $n_1 = 1,4504$, ПП оболочки $n_2 = 1,4449$, радиус сердцевинной $\rho_1 = 4,15$ мкм, радиус оболочки $\rho_2 = 62,5$ мкм), состоящая из трех участков: 1, 3 – входной и выходной участки в виде прямого ВС с сохраненным полимерным покрытием, 2 – чувствительный участок в виде изогнутого с радиусом R световода без полимерного покрытия, но с пленкой серебра толщиной d , нанесенной на его оптическую оболочку (рис. 1). Участок 2 помещен в среду с измеряемым показателем преломления n_3 . В качестве рабочего спектрального диапазона выбран стандартный телекоммуникационный диапазон в окрестности длины волны 1,55 мкм. Данные о комплексной диэлектрической проницаемости серебра в данном спектральном диапазоне взяты из справочника [33].

Поскольку каждый из участков представляет макроскопический протяженный объект, параметры которого не изменяются в направлении распространения света, для численного моделирования исследуемой структуры удобно воспользоваться методом разложения по собственным модам [34].

Принимая во внимание высокие требования к решению расчетной сетки вблизи металлической пленки, а также то, что поле мод изогнутого участка смещено во внешнюю по отношению к изгибу область сечения ВС, для расчета мод участка 2 используется метод конечных элементов с неравномерной дискретизацией сечения световода (вставки к рис. 1), реализованный в программном пакете Comsol Multiphysics. Наличие пленки на внутренней по отношению к изгибу поверхности оболочки не влияет на результаты расчетов, поэтому оно не принималось во внимание. Изгиб световода моделируется при помощи двухмерной осесимметричной геометрии (2D axisymmetric geometry). Для поглощения вытекающего из изогнутого световода излучения на внешних границах расчетной области применяется граничное условие «perfectly matched layer» (PML). Поскольку моды металлизированного участка имеют значительные омические потери, амплитуды мод, возбуждаемых на границах между участками, вычисляются с использованием более общей, чем для мод без потерь, несопряженной формулировки критерия ортогональности [35, 36].

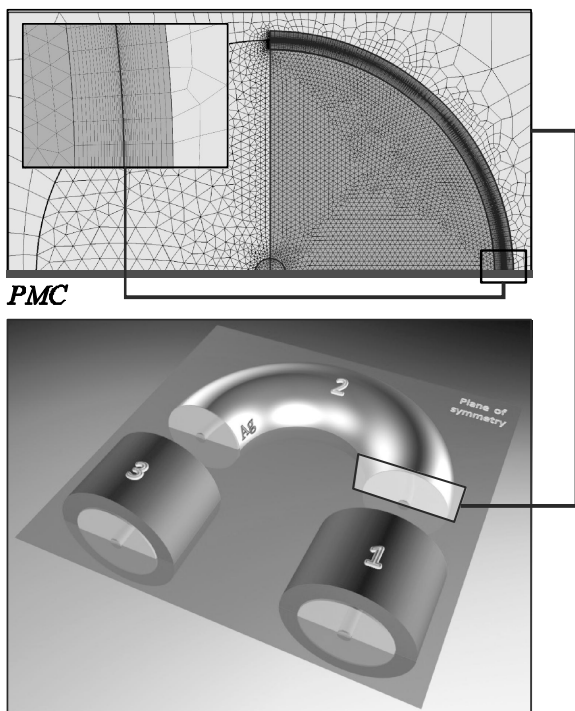


Рис. 1. Схематическое изображение исследуемой структуры (не в масштабе). На вставках – сетка для расчета мод изогнутого металлизированного участка методом конечных элементов. Темным цветом показаны области с повышенным разрешением сетки, серой горизонтальной линией – граничное условие «идеальный магнитный проводник» (PMS) на линии симметрии, лежащей в плоскости изгиба световода

Направляемое излучение в участках 1 и 3 представлено единственной фундаментальной модой, а в участке 2 оно рассчитывается в виде суперпозиции 30 мод с эффективными показателями преломления (ЭПП), наиболее близкими к ЭПП фундаментальной моды прямого ВС. Коэффициент пропускания всей структуры вычисляется в виде отношения мощностей ФМ в участках 3 и 1.

Благодаря симметрии исследуемой структуры достаточно рассмотреть половину сечения каждого из участков с граничным условием «идеальный магнитный проводник» (*Perfect magnetic conductor*, PMS) на горизонтальной линии симметрии, лежащей в плоскости изгиба световода (рис. 1). Такая формулировка задачи соответствует ситуации, когда электрическое поле ФМ в участках 1 и 3 поляризовано параллельно плоскости изгиба. Расчеты для ортогональной поляризации показали низкую эффективность возбуждения плазмонного резонанса, поэтому она в настоящей работе не рассматривается.

2. Результаты моделирования

Участок 2 поддерживает большое количество мод, однако на коэффициент пропускания всей структуры основное влияние оказывают лишь те из них, которые имеют выраженный локальный максимум поля в области сердцевины, следовательно, эффективно возбуждаются фундаментальной модой участка 1. При оптимальном сочетании радиуса изгиба, толщины металли-

ческой пленки и показателя преломления внешней среды таких мод только две. На рис. 2а, б представлены их дисперсионные зависимости при $R=7,55$ мм, $d=30$ нм и $n_3=1,419$. Как видно, в окрестности длины волны $\lambda=1,547$ мкм наблюдается выраженный резонанс, который проявляется в пересечении зависимостей потерь и антипересечении зависимостей эффективного показателя преломления от длины волны.

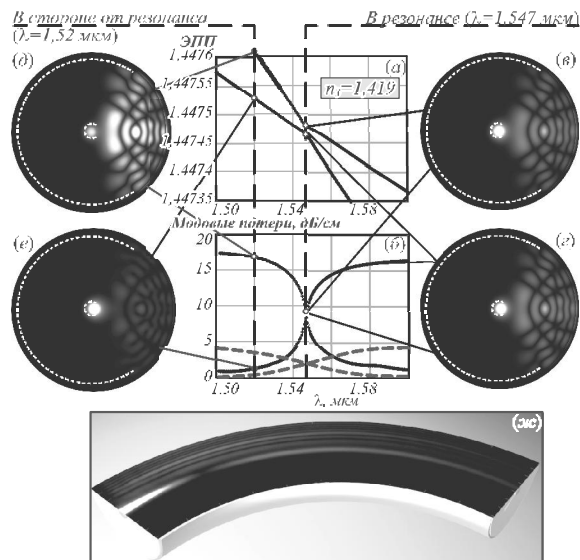


Рис. 2. Результаты расчета спектральных зависимостей эффективного показателя преломления (а) и потерь (б) двух мод участка 2, возбуждаемых фундаментальной модой участка 1 с наибольшей эффективностью ($n_3=1,419$, $d=30$ нм, $R=7,55$ мм); (в, г) – профили амплитуды электрического поля данных мод на резонансной длине волны $\lambda=1,547$ мкм; (д, е) – профили амплитуды электрического поля данных мод на длине волны, отличной от резонансной ($\lambda=1,52$ мкм); (ж) – распределение амплитуды электрического поля направляемого излучения в участке 2 длиной $L=2\pi R=4,74$ см в плоскости изгиба (не в масштабе). Пунктиром на рис. 2б схематически показаны спектры потерь рассматриваемых мод при $d \ll 30$ нм

Из рис. 2в, г видно, что на резонансной длине волны амплитудные профили обеих мод практически совпадают, поэтому они возбуждаются ФМ участка 1 с одинаковой эффективностью. Их потери, обусловленные возбуждением плазмон-поляритонов в металлической пленке, одинаково велики и при длине изогнутого участка в несколько сантиметров приводят к ослаблению направляемого излучения на несколько десятков децибел. Различие в постоянных распространения данных мод приводит к тому, что, помимо ослабления в участке 2, наблюдается также периодическое перераспределение направляемого излучения между сердцевинной и оболочкой вследствие межмодовых интерференционных биений (рис. 2ж). Это перераспределение, однако, не оказывает существенного влияния на результирующее пропускание всей структуры из-за большой длины металлизированного участка и, соответственно, сильного ослабления света в нем.

В стороне от резонанса, например, при $\lambda=1,52$ мкм профили и потери мод сильно различа-

ются (рис. 2*д*, *е*). Профиль моды с меньшими потерями (рис. 2*е*) более близок к профилю ФМ прямого световода, поэтому именно она возбуждается модой участка 1 с наибольшей эффективностью. Амплитуда же второй моды с более высокими потерями (рис. 2*д*) оказывается гораздо меньше, поэтому она слабо влияет на коэффициент пропускания всей структуры, и на данной длине волны он уменьшается незначительно. Таким образом, в спектре пропускания всей структуры формируется глубокий провал на резонансной длине волны (рис. 4).

Изменение показателя преломления внешней среды приводит к смещению резонансной длины волны, что иллюстрируется предельными на рис. 3 результатами расчетов при $n_3 = 1,42$.

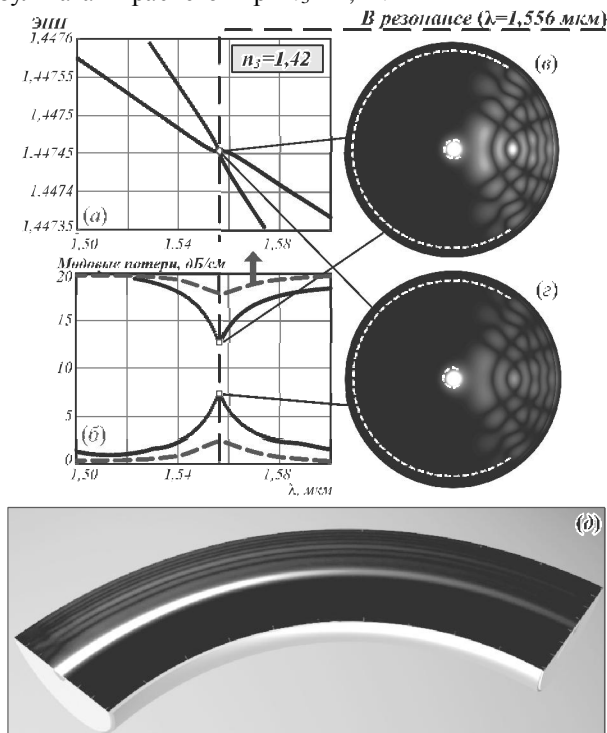


Рис. 3. Результаты расчета спектральных зависимостей эффективного показателя преломления (а) и потерь (б) двух мод участка 2, возбуждаемых фундаментальной модой участка 1 с наибольшей эффективностью ($n_3 = 1,42$, $d = 30$ нм, $R = 7,55$ мм.); (в, г) – профили амплитуды электрического поля данных мод на резонансной длине волны $\lambda = 1,556$ мкм; (д) – распределение амплитуды поля направляемого излучения в участке 2 длиной $L = 2\pi R = 4,74$ см в плоскости изгиба (не в масштабе). Пунктиром на рис. 3б схематически показаны спектры потерь рассматриваемых мод при $d \gg 30$ нм; верхняя кривая для простоты визуализации изображена много ниже своего истинного положения, как показано вертикальной стрелкой

Из рис. 3 также видно, при вариации n_3 может измениться характер дисперсионных зависимостей рассматриваемых мод вблизи резонанса: пересечение в данном случае возникает в спектральных зависимостях ЭПП, тогда как в зависимостях потерь наблюдается антипересечение. Вследствие равенства постоянных распространения на резонансной длине волны интерференционные биения между модами не возни-

кают, и ослабление света в изогнутом участке происходит монотонно (рис. 3*д*).

Отметим также, что амплитуды рассматриваемых мод на резонансной длине волны в данном случае не являются одинаковыми – мода с меньшими потерями (рис. 3*г*) чуть более близка к ФМ прямого световода по своему профилю, поэтому она возбуждается модой участка 1 с большей эффективностью, чем мода с более высокими потерями (рис. 3*в*). В результате глубина резонансного провала в спектре пропускания несколько уменьшается, по сравнению со случаем $n_3 = 1,419$, однако его форма остается практически неизменной. Это иллюстрируется рис. 4, на котором показаны результаты расчета спектров пропускания исследуемой структуры для различных значений n_3 в диапазоне 1,417–1,423 для случая, когда металлизированный участок изогнут в виде полной петли, т.е. его длина составляет $L = 2\pi R = 4,74$ см. Как видно, при изменении n_3 длина волны плазмонного резонанса монотонно смещается, при этом спектральная чувствительность составляет ~ 12 мкм/ед. ПП. Из рисунка также можно заметить, что глубина провала оказывается несколько меньше, чем можно было ожидать, исходя из модовых потерь на резонансной длине волны. Это связано с тем, что, в отличие от мод без потерь, моды с комплексными постоянными распространения не являются ортогональными по мощности [35–37], и их потери лишь приблизительно отражают фактическое ослабление мощности суммарного поля по мере распространения.

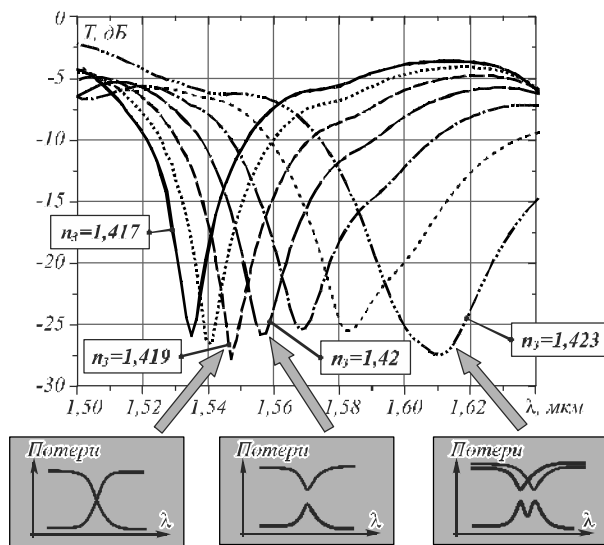


Рис. 4. Результаты расчета спектров пропускания исследуемой структуры при $n_3 = 1,417-1,423$ с шагом 0,001. На вставках схематически изображены спектры потерь мод изогнутого участка при $n_3 = 1,419, 1,42$ и $1,423$

Представленные результаты, как упоминалось выше, получены при оптимальной толщине металлической пленки и радиусе изгиба световода. В случае, если толщина пленки существенно меньше 30 нм ($\lesssim 25$ нм), дисперсионные зависимости обеих рассматриваемых мод ведут себя подобно зависимостям на рис. 2, но их потери сильно уменьшаются (рис. 2*б*, пунктирные кривые) и выраженный резонансный

провал в спектре пропускания не наблюдается. Если же толщина пленки значительно превышает 30 нм (≥ 35 нм), то дисперсионные зависимости мод подобны представленным на рис. 3, однако их потери и профили на резонансной длине волны различаются гораздо сильнее (рис. 3б, пунктирные кривые). Возбуждается фундаментальной модой участка 1 главным образом мода с меньшими потерями, которые при этом увеличены вблизи резонанса весьма незначительно. В результате контрастный провал в спектре пропускания также не возникает.

Изменение радиуса изгиба приводит не только к изменению характера дисперсионных зависимостей мод участка 2 вблизи резонанса (пересечение или антипересечение в спектрах действительной и мнимой частей ЭПП), но и к сильному смещению резонансной длины волны. Расчеты в широком спектральном диапазоне ($\lambda = 1-2$ мкм) показывают, что резонансы в спектрах модовых потерь изогнутого участка, подобные показанным на рис. 2-3, не только при $\lambda \sim 1,55$ мкм, но и вблизи иных длин волн, отстоящих друг от друга на сотни нанометров. Причем с увеличением R они смещаются в коротковолновую область с характерной величиной смещения $\sim 0,3$ мкм на 1 мм радиуса изгиба. В выбранном спектральном диапазоне резонансные потери таким образом могут быть обеспечены при различных радиусах изгиба. Однако при $R \geq 8$ мм наблюдается тенденция к сглаживанию резонансов и уменьшению глубины провала в спектре пропускания, а при $R \lesssim 7$ мм резонансы уширяются и расщепляются, что сопровождается увеличением числа эффективно возбуждаемых мод металлизированного участка и приводит к уширению и искажению формы резонансного провала.

3. Обсуждение результатов

Для интерпретации численных результатов, следуя подходу, использованному в работах [37-39], моды изогнутого металлизированного одномодового световода удобно считать результатом гибридизации между рассматриваемыми по отдельности: фундаментальной модой (мода изогнутой сердцевины, окруженной бесконечной оболочкой), оболочечными модами шепчущей галереи (моды оболочки изогнутого световода в отсутствие сердцевины и металлической пленки) и плазмон-поляритонными модами (моды, направляемые металлической пленкой). Гибридизация происходит в случае связи между этими модами, возникающей, когда их постоянные распространения совпадают или близки друг к другу.

Металлическая пленка поддерживает как антисимметричные (short-range), так и симметричные (long-range) плазмон-поляритонные моды (ППМ) [7]. Однако ЭПП антисимметричных ППМ существенно превышают ЭПП оболочечных мод изогнутого световода, и связь между ними не возникает. Постоянные распространения симметричных ППМ, однако, оказываются близки к постоянным распространения

МШГ, поэтому данные моды могут эффективно связываться между собой. В результате такой связи возникают гибридные МШГ-ППМ моды, профиль одной из которых показан на рис. 5г. Эту моду можно интерпретировать как моду изогнутого металлизированного световода без сердцевины (рис. 5б). На рис. 5а приведены ее дисперсионные зависимости, рассчитанные при $n_3 = 1,419$ и $1,42$, вместе с аналогичной зависимостью для рассматриваемой по отдельности фундаментальной моды (рис. 5б). Как видно, графики пересекаются вблизи тех длин волн, где и наблюдаются резонансные потери в исследуемой структуре, которые, таким образом, можно интерпретировать как результат связи между фундаментальной и гибридной МШГ-ППМ модами. Это также подтверждается профилями мод участка 2 на соответствующих резонансных длинах волн (рис. 2в, г и 3в, г), которые, как видно, содержат в себе элементы профилей как фундаментальной, так и МШГ-ППМ мод, то есть являются результатом их гибридизации.

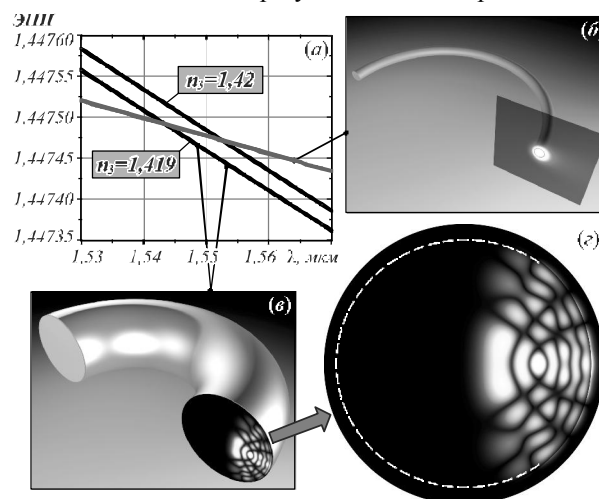


Рис. 5. (а) Дисперсионные зависимости рассматриваемых по отдельности фундаментальной моды (б) и гибридной МШГ-ППМ моды (в) при $n_3 = 1,419$ и $1,42$ (не в масштабе); (г) профиль амплитуды электрического поля гибридной МШГ-ППМ моды

Изменение ЭПП гибридной МШГ-ППМ моды и сдвиг длины волны ее связи с ФМ при изменении показателя преломления внешней среды обусловлены зависимостью от n_3 постоянной распространения ППМ. Отметим также, что, как показывают расчеты, благодаря малой толщине металлической пленки связь между МШГ и ППМ реализуется в очень широком спектральном диапазоне (несколько сотен нанометров), в то время как связь между ФМ и гибридной МШГ-ППМ модой – в значительно более узком. Это объясняет сравнительно малую ширину резонансного провала в спектре пропускания исследуемой структуры.

Как отмечается в работе [37], различному характеру дисперсионных зависимостей гибридных мод вблизи резонанса, проиллюстрированному на рис. 2 и 3, можно поставить в соответствие два различных режима связи между рассматриваемыми по отдельности связывающимися модами.

В первом случае (рис. 2) между связанными модами на резонансной длине волны реализуется периодический обмен мощностью, поэтому такой режим удобно считать режимом «сильной» связи. Данный обмен проиллюстрирован продольным распределением амплитуды поля направляемого излучения на рис. 2ж, которое рассчитано в виде суперпозиции гибридных мод участка 2, однако может также рассматриваться как сумма связанных мод с амплитудами, изменяющимися по мере распространения [35]. Таким образом, обмен мощностью между рассматриваемыми по отдельности связанными модами в терминах гибридных мод участка 2 соответствует интерференционным биениям мод с различными постоянными распространения.

Во втором случае (рис. 3) вследствие равенства постоянных распространения обеих гибридных мод на резонансной длине волны интерференционные биения между ними и, соответственно, обмен мощностью между рассматриваемыми по отдельности связанными модами не возникают. Амплитуды связанных мод в этом случае, как видно из рис. 3д, изменяются более монотонно, поэтому такой режим удобно считать режимом «слабой» связи.

Подчеркнем, что термины «сильная» и «слабая» связь в контексте данной статьи понимаются иначе, чем при связи мод без потерь, и оба относятся к резонансной длине волны, на которой действительные части постоянных распространения связывающихся мод совпадают.

Расчеты показывают, что связь между ФМ и гибридной МШГ-ППМ модой становится более сильной с уменьшением потерь последней (т.е. с уменьшением степени рассогласования мнимых частей постоянных распространения связывающихся мод) и увеличением степени перекрытия ее профиля с профилем ФМ [40]. Потери МШГ-ППМ моды, в свою очередь, зависят от толщины металлической пленки и показателя преломления n_3 , а степень ее перекрытия с фундаментальной модой – от радиуса изгиба световода и длины волны. Если потери гибридной МШГ-ППМ моды чрезмерно велики (например, при использовании пленки толщиной более ~ 35 нм), то ее связь с ФМ будет очень слабой. В терминах соответствующих гибридных мод участка 2 это соответствует случаю, проиллюстрированному пунктирными кривыми на рис. 3б. С другой стороны, если потери МШГ-ППМ слишком малы (например, при толщине пленки менее ~ 25 нм), то возникает очень сильная связь в широком спектральном диапазоне. Дисперсионные зависимости соответствующих гибридных мод участка 2 проиллюстрированы пунктирными кривыми на рис. 2б. В обоих случаях, как обсуждается выше, контрастный резонансный провал в спектре пропускания исследуемой структуры не возникает.

Радиус изгиба металлизированного участка влияет, в первую очередь, на постоянные распространения МШГ и, соответственно, гибридных МШГ-ППМ мод. По этой причине длина волны связи фундаменталь-

ной и МШГ-ППМ мод существенно зависит от R . Кроме того, с уменьшением R фундаментальная мода сильнее смещается в оболочку и степень перекрытия профилей ФМ и МШГ-ППМ мод увеличивается. Это объясняет изменение режима связи при варьировании радиуса изгиба. Как правило, при $R \gtrsim 8$ мкм связь становится слишком слабой для получения глубокого провала в спектре пропускания, а при $R \lesssim 7$ мкм реализуется очень сильная связь в широком спектральном диапазоне, что также снижает контрастность резонансного провала.

Таким образом, как при слишком сильной, так и при слишком слабой связи происходит уменьшение контраста провала в спектре пропускания исследуемой структуры. Поэтому оптимальным является промежуточный случай – на границе между режимами сильной и слабой связи, что и реализуется для стандартного одномодового световода при выбранной толщине пленки и радиусе изгиба. Однако, как видно из рис. 2 и 3, даже при оптимальных параметрах всей структуры режим связи может изменяться при смещении резонансной длины волны вследствие варьирования показателя преломления n_3 . Это объясняется тем, что, во-первых, потери гибридной МШГ-ППМ моды изменяются при изменении n_3 , а, во-вторых, степень локализации поля фундаментальной моды в сердцевине и, соответственно, перекрытие ее профиля с профилем гибридной МШГ-ППМ моды зависят от длины волны. Данные обстоятельства неизбежно приводят к некоторым изменениям контрастности резонансного провала при осуществлении рефрактометрических измерений (рис. 4).

Дополнительно отметим, что оболочка изогнутого световода поддерживает большое количество мод шепчущей галереи, поэтому гибридных МШГ-ППМ мод, дисперсионные зависимости которых пересекают соответствующую зависимость фундаментальной моды, очень много. Однако лишь немногие из них имеют профили, в достаточной степени перекрывающиеся с профилем фундаментальной моды, чтобы между ними возникла заметная связь. Поэтому резонансные потери в исследуемой структуре возникают лишь в окрестности некоторых длин волн, отстоящих друг от друга при $R \sim 7,5$ мкм и $d \sim 30$ нм, как правило, на сотни нанометров. Тем не менее, при некоторых сочетаниях радиуса изгиба, толщины пленки и показателя преломления n_3 фундаментальная мода может связываться с двумя или сразу несколькими гибридными МШГ-ППМ модами в окрестности одной длины волны. Это приводит к расщеплению и уширению резонансов в спектрах потерь гибридных мод и, соответственно, к искажению формы резонансного провала в спектре пропускания всей структуры. В частности, даже при оптимальных значениях радиуса изгиба и толщины пленки в окрестности длины волны 1,61 мкм при $n_3 = 1,423$ (рис. 4) возникает связь между ФМ и двумя гибридными МШГ-ППМ модами (рис. 4, вставка 3), что приводит к заметному уширению провала. При меньших толщинах пленки и, в особенно-

сти, меньших радиусах изгиба данная тенденция резко усиливается и препятствует получению контрастного провала регулярной формы.

Заключение

Таким образом, в работе показано, что при изгибе стандартного одномодового световода с металлизированной оптической оболочкой может быть обеспечена связь одновременно между фундаментальной модой, оболочечной модой шепчущей галереи и симметричной плазмон-поляритонной модой, или, другими словами, связь фундаментальной и плазмон-поляритонной мод через посредство моды шепчущей галереи. Это приводит к формированию провала в спектре пропускания световода на резонансной длине волны, которая сильно зависит от показателя преломления внешней среды, что позволяет построить волоконно-оптический плазмон-поляритонный рефрактометр на одномодовом световоде, не нарушая его структурной целостности и не используя дополнительных волноводных элементов. В работе исследованы особенности возбуждения плазмонного резонанса предложенным способом, определены оптимальные значения радиуса изгиба ($R \sim 7,5$ мм) и толщины металлической пленки ($d \sim 30$ нм), при которых обеспечивается наиболее контрастный резонансный провал в окрестности стандартной телекоммуникационной длины волны $\lambda = 1,55$ мкм. Полученные результаты могут найти широкое применение при разработке компактных и недорогих плазмон-поляритонных рефрактометрических биосенсоров на основе одномодовых волоконных световодов.

Благодарности

Работа частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант №16-32-00384) и программой «Дальний Восток 2015–2017» Дальневосточного отделения Российской академии наук и Федерального агентства научных организаций (гранты №15-I-4-009-о, RUSPLUS_S&T 048).

Литература

1. Biosensors and biodetection / Ed. by A. Rasooly, K.E. He-rold. – Humana Press, 2009. – 452 p. – ISBN: 978-1-60327-566-8.
2. Optical chemical sensors / ed. by F. Baldini, A.N. Chester, J. Homola, S. Martellucci. – Dordrecht, The Netherlands: Springer Science & Business Media, 2006. – 520 p. – ISBN: 978-1-4020-4609-4.
3. McDonagh, C. Optical chemical sensors / C. McDonagh, C.S. Burke, B.D. MacCraith // Chemical Reviews. – 2008. – Vol. 108, Issue 2. – P. 400-422. – DOI: 10.1021/cr068102g.
4. Optical guided-wave chemical and biosensors I / ed. by M. Zourob, A. Lakhtakia. – Berlin, Heidelberg: Springer Science & Business Media, 2010. – 234 p. – ISBN: 978-3-540-88241-1.
5. Optical guided-wave chemical and biosensors II / ed. by M. Zourob, A. Lakhtakia. – Berlin, Heidelberg: Springer Science & Business Media, 2010. – 301 p. – ISBN: 978-3-642-02826-7.
6. Optical biosensors: Today and tomorrow / ed. by F.S. Ligger, C.R. Taitt. – 712 p. – Elsevier, 2011. – ISBN: 978-0-444-53125-4.
7. Homola, J. Electromagnetic theory of surface plasmons / J. Homola. – In book: Surface plasmon resonance based sensors / ed. by J. Homola. – Berlin, Heidelberg: Springer, 2006. – P. 3-44. – ISBN: 978-3-540-33918-2.
8. Cooper, M.A. Optical biosensors in drug discovery / M.A. Cooper // Nature Reviews Drug Discovery. – 2002. – Vol. 1, Issue 7. – P. 515-528. – DOI: 10.1038/nrd838.
9. Photonic sensing: Principles and applications for safety and security monitoring / ed. by G. Xiao, W.J. Bock. – Hoboken, NJ: A John Wiley & Sons, Inc., 2012. – 336 p. – ISBN: 978-0-470-62695-5.
10. Leung, A. A review of fiber-optic biosensors / A. Leung, P.M. Shankar, R. Mutharasan // Sensors and Actuators B: Chemical. – 2007. – Vol. 125, Issue 2. – P. 688-703. – DOI: 10.1016/j.snb.2007.03.010.
11. Bosch, M.E. Recent development in optical fiber biosensors / M.E. Bosch, A.J.R. Sánchez, F.S. Rojas, C.B. Ojeda // Sensors. – 2007. – Vol. 7, Issue 6. – P. 797-859. – DOI: 10.3390/s7060797.
12. Fan, X. Sensitive optical biosensors for unlabeled targets: A review / X. Fan, I.M. White, S.I. Shopova, H. Zhu, J.D. Suter, Y. Sun // Analytica Chimica Acta. – 2008. – Vol. 620, Issue 1-2. – P. 8-26. – DOI: 10.1016/j.aca.2008.05.022.
13. Wang, X. Fiber-optic chemical sensors and biosensors (2013–2015) / X. Wang, O.S. Wolfbeis // Analytical Chemistry. – 2015. – Vol. 88, Issue 1. – P. 203-227. – DOI: 10.1021/acs.analchem.5b04298.
14. Wang, P. Investigation of macrobending losses of standard single mode fiber with small bend radii / P. Wang, Q. Wang, G. Farrell, G. Rajan, Th. Freir, J. Cassidy // Microwave and Optical Technology Letters. – 2007. – Vol. 49, Issue 9. – P. 2133-2138. – DOI: 10.1002/mop.22671.
15. Harris, A. Bend loss measurements on high numerical aperture single-mode fibers as a function of wavelength and bend radius / A. Harris, P. Castle // Journal of Lightwave technology. – 1986. – Vol. 4, Issue 1. – P. 34-40. – DOI: 10.1109/JLT.1986.1074626.
16. Renner, H. Bending losses of coated single-mode fibers: A simple approach / H. Renner // Journal of Lightwave Technology. – 1992. – Vol. 10, Issue 5. – P. 544-551. – DOI: 10.1109/50.136086.
17. Wang, Q. Theoretical and experimental investigations of macro-bend losses for standard single mode fibers / Q. Wang, G. Farrell, T. Freir // Optics Express. – 2005. – Vol. 13, Issue 12. – P. 4476-4484. – DOI: 10.1364/OPEX.13.004476.
18. Wang, P. Macrobending single-mode fiber-based refractometer / P. Wang, Yu. Semenova, Q. Wu, G. Farrell, Y. Ti, J. Zheng // Applied Optics. – 2009. – Vol. 48, Issue 31. – P. 6044-6049. – DOI: 10.1364/AO.48.006044.
19. Kulchin, Y.N. Effect of small variations in the refractive index of the ambient medium on the spectrum of a bent fibre-optic Fabry–Perot interferometer / Y.N. Kulchin, O.B. Vitrik, S.O. Gurbatov // Quantum Electronics. – 2011. – Vol. 41, Issue 9. – P. 821-823. – DOI: 10.1070/QE2011v041n09ABEH014677.
20. Nam, S.H. High-temperature sensing using whispering gallery mode resonance in bent optical fibers / S.H. Nam, S. Yin // IEEE Photonics Technology Letters. – 2005. – Vol. 17, Issue 11. – P. 2391-2393. – DOI: 10.1109/LPT.2005.857988.
21. Rajan, G. All-fibre temperature sensor based on macro-bend singlemode fibre loop / G. Rajan, Y. Semenova, G. Farrell // Electronics Letters. – 2008. – Vol. 44, Issue 19. – P. 1123-1124. – DOI: 10.1049/el:20081233.

22. **Wang, P.** A macrobending singlemode fiber refractive index sensor for low refractive index liquids / P. Wang, Yu. Semenova, Y. Li, Q. Wu, G. Farrell // *Photonics Letters of Poland*. – 2010. – Vol. 2, Issue 2. – P. 67-69. – DOI: 10.4302/plp.2010.2.05.
23. **Chiang, C.C.** Whispering gallery mode based optical fiber sensor for measuring concentration of salt solution / C.-C. Chiang, J.-C. Chao // *Journal of Nanomaterials*. – 2013. – Vol. 2013. – 372625. – DOI: 10.1155/2013/372625.
24. **Gupta, B.D.** Surface plasmon resonance-based fiber optic sensors: principle, probe designs, and some applications / B.D. Gupta, R.K. Verma // *Journal of Sensors*. – 2009. – Vol. 2009. – 979761 (12 p.). – DOI: 10.1155/2009/979761.
25. **Srivastava, S.K.** Fiber optic plasmonic sensors: past, present and future / S.K. Srivastava, B.D. Gupta // *The Open Optics Journal*. – 2013. – Vol. 7, Issue 1. – P. 58-83. – DOI: 10.2174/1874328501307010058.
26. **Guo, X.** Surface plasmon resonance based biosensor technique: a review / X. Guo // *Journal of Biophotonics*. – 2012. – Vol. 5, Issue 7. – P. 483-501. – DOI: 10.1002/jbio.201200015.
27. **Caucheteur, C.** Review of plasmonic fiber optic biochemical sensors: improving the limit of detection / C. Caucheteur, T. Guo, J. Albert // *Analytical and Bioanalytical Chemistry*. – 2015. – Vol. 407, Issue 14. – P. 3883-3897. – DOI: 10.1007/s00216-014-8411-6.
28. **Homola, J.** Optical fiber sensor based on surface plasmon excitation / J. Homola // *Sensors and Actuators B: Chemical*. – 1995. – Vol. 29, Issue 1-3. – P. 401-405. – DOI: 10.1016/0925-4005(95)01714-3.
29. **Schuster, T.** Miniaturized long-period fiber grating assisted surface plasmon resonance sensor / T. Schuster, R. Herschel, N. Neumann, C.G. Schaffer // *Journal of Lightwave Technology*. – 2012. – Vol. 30, Issue 8. – P. 1003-1008. – DOI: 10.1109/JLT.2011.2166756.
30. **Albert, J.** Tilted fiber Bragg grating sensors / J. Albert, L.Y. Shao, C. Caucheteur // *Laser & Photonics Reviews*. – 2013. – Vol. 7, Issue 1. – P. 83-108. – DOI: 10.1002/lpor.201100039.
31. **Kulchin, Y.N.** Analysis of surface plasmon resonance in bent single-mode waveguides with metal-coated cladding by eigenmode expansion method / Y.N. Kulchin, O.B. Vitrik, A.V. Dyshlyuk // *Optics Express*. – 2014. – Vol. 22, Issue 18. – P. 22196-22201. – DOI: 10.1364/OE.22.022196.
32. **Kulchin, Yu.N.** Surface plasmon resonance excitation in a bent single-mode optical fiber with metal-coated cladding: Numerical simulation / Yu.N. Kulchin, O.B. Vitrik, A.V. Dyshlyuk, S.O. Gurbatov, G. Lu // *Technical Physics Letters*. – 2014. – Vol. 40, Issue 12. – P. 1107-1110. – DOI: 10.1134/S1063785014120281.
33. **Palik, E.D.** Handbook of optical constants of solids / E.D. Palik. – Vol. 3. – San Diego: Academic Press, 1998. – 999 p. – ISBN: 978-0-125444231.
34. **Gallagher, D.F.G.** Eigenmode expansion methods for simulation of optical propagation in photonics: pros and cons / D.F.G. Gallagher, T.P. Felici // *Proceedings of SPIE*. – 2003. – Vol. 4987. – P. 69-82. – DOI: 10.1117/12.473173.
35. **Snyder, A.W.** Optical waveguide theory / A.W. Snyder, J.D. Love. – Springer Science & Business Media, 2012. – 738 p. – ISBN: 978-1-461328131.
36. **Sammur, R.** Leaky modes on a dielectric waveguide: orthogonality and excitation / R. Sammut, A.W. Snyder // *Applied Optics*. – 1976. – Vol. 15, Issue 4. – P. 1040-1044. DOI: 10.1364/AO.15.001040.
37. **Barthes, J.** A coupled lossy local-mode theory description of a plasmonic tip / J. Barthes, G. Colas des Francs, A. Bouhelier, A. Dereux // *New Journal of Physics*. – 2012. – Vol. 14, Issue 8. – 083041. – DOI: 10.1088/1367-2630/14/8/083041.
38. **Ding, W.** Internal excitation and superfocusing of surface plasmon polaritons on a silver-coated optical fiber tip / W. Ding, S.R. Andrews, S.A. Maier // *Physical Review A*. – 2007. – Vol. 75, Issue 6. – 063822. – 10.1103/PhysRevA.75.063822.
39. **Novotny, L.** Light propagation in a cylindrical waveguide with a complex, metallic, dielectric function / L. Novotny, C. Hafner // *Physical Review E*. – 1994. – Vol. 50, Issue 5. – P. 4094-4106. – DOI: 10.1103/PhysRevE.50.4094.
40. **Refki, S.** Anticrossing behavior of surface plasmon polariton dispersions in metal-insulator-metal structures / S. Refki, Sh. Hayashi, A. Rahmouni, D.V. Nesterenko, Z. Sekkat // *Plasmonics*. – 2016. – Vol. 11, Issue 2. – P. 433-440. – DOI: 10.1007/s11468-015-0047-7.

Сведения об авторах

Дышлюк Антон Владимирович, к.ф.-м.н., 1981 года рождения, в 2003 году окончил Дальневосточный государственный технический университет по специальности «Радиосвязь, радиовещание и телевидение», работает старшим научным сотрудником в ИАПУ ДВО РАН. Область научных интересов: волоконная оптика, квантовая электроника, волоконно-оптические датчики и измерительные системы на их основе, биосенсорика, плазмоника, нанофотоника. E-mail: anton_dys@iacp.dvo.ru.

Витрик Олег Борисович, профессор, д.ф.-м.н., 1963 года рождения, в 1986 году окончил Московский инженерно-физический институт по специальности «Физика твердого тела», работает главным научным сотрудником ИАПУ ДВО РАН. Область научных интересов: нанооптика, плазмоника, волоконная оптика, волоконно-оптические датчики и информационно-измерительные системы. E-mail: oleg_vitrik@mail.ru.

Кульчин Юрий Николаевич, академик, д.ф.-м.н., 1953 года рождения в 1976 году окончил Московский инженерно-физический институт по специальности «Физика твердого тела», директор ИАПУ ДВО РАН. Область научных интересов: современная оптика, биофизика, нанофотоника, плазмоника, оптические информационно-измерительные системы. E-mail: director@iacp.dvo.ru.

ГРНТИ: 29.31.15, 29.31.29

Поступила в редакцию 19 июля 2017 г. Окончательный вариант – 17 августа 2017 г.

MODELING OF SURFACE PLASMON RESONANCE IN A BENT SINGLE-MODE METALLIZED OPTICAL FIBER WITH A FINITE ELEMENT METHOD

A.V. Dyshlyuk¹, O.B. Vitrik¹, Yu.N. Kulchin¹

¹ Institute of Automation and Control Processes of Far Eastern Branch of RAS, Vladivostok, Russia

Abstract

In this paper, we present a numerical study of surface plasmon resonance (SPR) excitation in a bent single-mode optical fiber with metallized cladding. It is shown that with a suitable combination of the bending radius and metal film thickness, surface plasmon waves can be excited in the film as a result of coupling between the fundamental and surface plasmon modes via whispering gallery modes (WGM) supported by the bent fiber cladding. The coupling brings about a dip in the transmission spectrum at the resonant wavelength which is strongly dependent on the ambient refractive index, thus, making it possible to build an SPR- refractometer based on a single-mode fiber without breaking the structural integrity of the fiber or using any additional elements. The refractometric sensitivity of $\sim 12 \mu\text{m}/\text{RIU}$ are demonstrated.

Keywords: surface plasmon resonance, fiber optic refractometer, biosensing, chemosensing, whispering gallery modes, bent optical fiber.

Citation: Dyshlyuk AV, Vitrik OB, Kulchin YuN. Modeling of surface plasmon resonance in a bent single-mode metallized optical fiber with finite element method. *Computer Optics* 2017; 41(5): 599-608. DOI: 10.18287/2412-6179-2017-41-5-599-608.

Acknowledgements: The work was partially funded by the Russian Foundation for Basic Research (grant #16-32-00384), the «Far East» program of the Far Eastern Branch of the Russian Academy of Sciences and the Federal Agency of Scientific Organizations, and the ERA.Net Rus Plus program.

References

- [1] Rasooly A, Herold KE, eds. *Biosensors and biodetection*. Humana Press; 2009. ISBN: 978-1-60327-566-8.
- [2] Baldini F, Chester AN, Homola J, Martellucci S, eds. *Optical chemical sensors*. Dordrecht, The Netherlands: Springer Science & Business Media; 2006. ISBN: 978-1-4020-4609-4.
- [3] McDonagh C, Burke CS, MacCraith BD. *Optical chemical sensors*. *Chemical Reviews* 2008; 108(2): 400-422. DOI: 10.1021/cr068102g.
- [4] Zourob M, Lakhtakia A, eds. *Optical guided-wave chemical and biosensors I*. Berlin, Heidelberg: Springer Science & Business Media; 2010. ISBN: 978-3-540-88241-1.
- [5] Zourob M, Lakhtakia A, eds. *Optical guided-wave chemical and biosensors II*. Berlin, Heidelberg: Springer Science & Business Media; 2010. ISBN: 978-3-642-02826-7.
- [6] Ligler FS, Taitt CR, eds. *Optical biosensors: Today and tomorrow*. Elsevier; 2011. ISBN: 978-0-444-53125-4.
- [7] Homola J. *Electromagnetic theory of surface plasmons*. In book: Homola J, ed. *Surface plasmon resonance based sensors*. Berlin, Heidelberg: Springer; 2006: 3-44. ISBN: 978-3-540-33918-2.
- [8] Cooper MA. *Optical biosensors in drug discovery*. *Nat Rev Drug Discov* 2002; 1(7): 515-528. DOI: 10.1038/nrd838.
- [9] Xiao G, Bock WJ, eds. *Photonic sensing: Principles and applications for safety and security monitoring*. Hoboken, NJ: A John Wiley & Sons, Inc.; 2012. ISBN: 978-0-470-62695-5.
- [10] Leung A, Shankar PM, Mutharasan R. *A review of fiber-optic biosensors*. *Sensors and Actuators B: Chemical* 2007; 125(2): 688-703. DOI: 10.1016/j.snb.2007.03.010.
- [11] Bosch ME, Sánchez AJR, Rojas FS, Ojeda CB. *Recent development in optical fiber biosensors*. *Sensors* 2007; 7(6): 797-859. DOI: 10.3390/s7060797.
- [12] Fan X, White IM, Shopova SI, Zhu H, Suter JD, Sun Y. *Sensitive optical biosensors for unlabeled targets: A review*. *Anal Chim Acta* 2008; 620(1-2): 8-26. DOI: 10.1016/j.aca.2008.05.022.
- [13] Wang X, Wolfbeis OS. *Fiber-optic chemical sensors and biosensors (2013–2015)*. *Analytical Chemistry* 2015; 88(1): 203-227. DOI: 10.1021/acs.analchem.5b04298.
- [14] Wang P, Wang Q, Farrell G, Rajan G, Freir Th, Cassidy J. *Investigation of macrobending losses of standard single mode fiber with small bend radii*. *Microwave and Optical Technology Letters* 2007; 49(9): 2133-2138. DOI: 10.1002/mop.22671.
- [15] Harris A, Castle P. *Bend loss measurements on high numerical aperture single-mode fibers as a function of wavelength and bend radius*. *Journal of Lightwave technology* 1986; 4(1): 34-40. DOI: 10.1109/JLT.1986.1074626.
- [16] Renner H. *Bending losses of coated single-mode fibers: A simple approach*. *Journal of Lightwave Technology* 1992; 10(5): 544-551. DOI: 10.1109/50.136086.
- [17] Wang Q, Farrell G, Freir T. *Theoretical and experimental investigations of macro-bend losses for standard single mode fibers*. *Optics Express* 2005; 13(12): 4476-4484. DOI: 10.1364/OPEX.13.004476.
- [18] Wang P, Semenova Yu, Wu Q, Farrell G, Ti Y, Zheng J. *Macrobending single-mode fiber-based refractometer*. *Appl Opt* 2009; 48(31): 6044-6049. DOI: 10.1364/AO.48.006044.
- [19] Kulchin YN, Vitrik OB, Gurbatov SO. *Effect of small variations in the refractive index of the ambient medium on the spectrum of a bent fibre-optic Fabry–Perot interferometer*. *Quantum Electronics* 2011; 41(9): 821-823. DOI: 10.1070/QE2011v041n09ABEH014677.
- [20] Nam SH, Yin S. *High-temperature sensing using whispering gallery mode resonance in bent optical fibers*. *IEEE Photonics Technology Letters* 2005; 17(11): 2391-2393. DOI: 10.1109/LPT.2005.857988.
- [21] Rajan G, Semenova Y, Farrell G. *All-fibre temperature sensor based on macro-bend singlemode fibre loop*. *Electronics Letters* 2008; 44(19): 1123-1124. DOI: 10.1049/el:20081233.
- [22] Wang P, Semenova Yu, Li Y, Wu Q, Farrell G. *A macro-bending singlemode fiber refractive index sensor for low*

- refractive index liquids. *Photonics Letters of Poland* 2010; 2(2): 67-69. DOI: 10.4302/plp.2010.2.05.
- [23] Chiang C-C, Chao J-C. Whispering gallery mode based optical fiber sensor for measuring concentration of salt solution. *Journal of Nanomaterials* 2013; 2013: 372625. DOI: 10.1155/2013/372625.
- [24] Gupta BD, Verma RK. Surface plasmon resonance-based fiber optic sensors: principle, probe designs, and some applications. *Journal of sensors* 2009; 2009: 979761. DOI: 10.1155/2009/979761.
- [25] Srivastava SK, Gupta BD. Fiber optic plasmonic sensors: past, present and future. *The Open Optics Journal* 2013; 7(1): 58-83. DOI: 10.2174/1874328501307010058.
- [26] Guo X. Surface plasmon resonance based biosensor technique: a review. *Journal of Biophotonics* 2012; 5(7): 483-501. DOI: 10.1002/jbio.201200015.
- [27] Caucheteur C, Guo T, Albert J. Review of plasmonic fiber optic biochemical sensors: improving the limit of detection. *Anal Bioanal Chem* 2015; 407(14): 3883-3897. DOI: 10.1007/s00216-014-8411-6.
- [28] Homola J. Optical fiber sensor based on surface plasmon excitation. *Sensors and Actuators B: Chemical* 1995; 29(1-3): 401-405. DOI: 10.1016/0925-4005(95)01714-3.
- [29] Schuster T, Herschel R, Neumann N, Schaffer CG. Miniaturized long-period fiber grating assisted surface plasmon resonance sensor. *J Lightw Technol* 2012; 30(8): 1003-1008. DOI: 10.1109/JLT.2011.2166756.
- [30] Albert J, Shao LY, Caucheteur C. Tilted fiber Bragg grating sensors. *Laser & Photonics Reviews* 2013; 7(1): 83-108. DOI: 10.1002/lpor.201100039.
- [31] Kulchin YN, Vitrik OB, Dyshlyuk AV. Analysis of surface plasmon resonance in bent single-mode waveguides with metal-coated cladding by eigenmode expansion method. *Optics Express* 2014; 22(18): 22196-22201. DOI: 10.1364/OE.22.022196.
- [32] Kulchin Y, Vitrik OB, Dyshlyuk AV, Gurbatov SO, Lu G. Surface plasmon resonance excitation in a bent single-mode optical fiber with metal-coated cladding: Numerical simulation. *Tech Phys Lett* 2014; 40(12): 1107-1110. DOI: 10.1134/S1063785014120281.
- [33] Palik ED. *Handbook of optical constants of solids. Vol 3.* San Diego: Academic Press; 1998. ISBN: 978-0-125444231.
- [34] Gallagher DFG, Felici TP. Eigenmode expansion methods for simulation of optical propagation in photonics: pros and cons. *Proc SPIE* 2003; 4987: 69-82. DOI: 10.1117/12.473173.
- [35] Snyder AW, Love JD. *Optical waveguide theory.* Springer Science & Business Media; 2012. ISBN: 978-1-461328131.
- [36] Sammut R, Snyder AW. Leaky modes on a dielectric waveguide: orthogonality and excitation. *Appl Opt* 1976; 15(4): 1040-1044. DOI: 10.1364/AO.15.001040.
- [37] Barthes J, Colas des Francs G, Bouhelier A, Dereux A. A coupled lossy local-mode theory description of a plasmonic tip. *New Journal of Physics* 2012; 14(8): 083041. DOI: 10.1088/1367-2630/14/8/083041.
- [38] Ding W, Andrews SR, Maier SA. Internal excitation and superfocusing of surface plasmon polaritons on a silver-coated optical fiber tip. *Phys Rev A* 2007; 75(6): 063822. DOI: 10.1103/PhysRevA.75.063822.
- [39] Novotny L, Hafner C. Light propagation in a cylindrical waveguide with a complex, metallic, dielectric function. *Phys Rev E* 1994; 50(5): 4094-4106. DOI: 10.1103/PhysRevE.50.4094.
- [40] Refki S, Hayashi Sh, Rahmouni A, Nesterenko DV, Sekkat Z. Anticrossing behavior of surface plasmon polariton dispersions in metal-insulator-metal structures. *Plasmonics* 2016; 11(2): 433-440. DOI: 10.1007/s11468-015-0047-7.

Authors' information

Anton Vladimirovich Dyshlyuk (b. 1981), Ph.D., graduated from Far Eastern State Technical University in 2003, majoring in Radio Communications, Radio Broadcasting and Television. Currently he works as the senior researcher at the Institute of Automation and Control Processes of FEB RAS. Research interests include fiber optics, quantum electronics, fiber optic sensors and measuring systems, biosensing, plasmonics, nanophotonics.

E-mail: anton_dys@iacp.dvo.ru.

Oleg Borisovich Vitrik (b. 1963), Dr.Sc., Professor, graduated from Moscow Engineering Physics Institute in 1986, majoring in Solid State Physics. Currently he works as the principal researcher at the Institute of Automation and Control Processes of FEB RAS. Research interests include nanooptics, plasmonics, fiber optics, fiber optic sensors and measuring systems. E-mail: oleg_vitrik@mail.ru.

Yuri Nikolaevich Kulchin (b. 1953), Academician, Professor, graduated from Moscow Engineering Physics Institute in 1976, majoring in Solid State Physics. Currently he is the director of the Institute of Automation and Control Processes of FEB RAS. Research interests include modern optics, biophysics, nanophotonics, plasmonics, optical sensors and measuring systems. E-mail: director@iacp.dvo.ru.

Received July 19, 2017. The final version – August 17, 2017.