

Расщепление резонансных линий изогнутого волоконно-оптического резонатора Фабри–Перо

А.В. Дышлюк^{1,2,3}, У.А. Ерюшева¹, О.Б. Витрик^{1, 2}

¹ ИАПУ ДВО РАН, 690041, Россия, г. Владивосток, ул. Радио, д. 5,

² Дальневосточный федеральный университет, 690091, Россия, г. Владивосток, ул. Суханова, д. 8,

³ Владивостокский государственный университет экономики и сервиса, 690014, Россия, г. Владивосток, ул. Гоголя, д. 41

Аннотация

В работе численно и экспериментально исследовано расщепление резонансных линий резонатора Фабри–Перо, образованного участком стандартного изогнутого одномодового волоконного световода с металлизированными торцами. Показано, что данное расщепление аналогично по своей природе расщеплению Ауслера–Таунса и возникает в результате сильной связи между фундаментальной модой сердцевины и оболочечными модами шепчущей галереи изогнутого световода. Продемонстрировано влияние основных параметров изогнутого резонатора на расщепление его резонансных линий в спектрах отражения и пропускания. Обозначены перспективы практического применения исследованных эффектов в области прецизионной оптической рефрактометрии, а также направления дальнейших исследований.

Ключевые слова: резонансы Фано, расщепление Ауслера–Таунса, электромагнитно-индуцированная прозрачность, изгиб одномодового волоконного световода, оптическая рефрактометрия.

Цитирование: Дышлюк, А.В. Расщепление резонансных линий изогнутого волоконно-оптического резонатора Фабри–Перо / А.В. Дышлюк, У.А. Ерюшева, О.Б. Витрик // Компьютерная оптика. – 2021. – Т. 45, № 1. – С. 38-44. – DOI: 10.18287/2412-6179-CO-756.

Citation: Dyshlyuk AV, Eryusheva UA, Vitrik OB. Splitting of resonances in a curved optical fiber-based Fabry-Perot resonator. Computer Optics 2021; 45(1): 38-44. DOI: 10.18287/2412-6179-CO-756.

Введение

Резонансы Фано и связанные с ними эффекты, подобные электромагнитно-индуцированной прозрачности и расщеплению Ауслера–Таунса (Раби), привлекают значительное внимание исследователей в области фотоники, нанооптики, плазмоники и метаматериалов благодаря широким возможностям по управлению формой спектрального отклика резонансных систем [1–7]. Например, асимметричный резонанс Фано или узкий провал на фоне широкого резонансного максимума, характерный для электромагнитно-индуцированной прозрачности, могут обеспечить чрезвычайно резкий перепад от максимального до практически нулевого значения в спектрах отражения, пропускания, поглощения, рассеяния и т.п. Это является весьма привлекательной особенностью для создания функциональных элементов фотоники, в особенности коммутационных и сенсорных устройств.

В работах [8, 9] были впервые продемонстрированы и исследованы перестраиваемые резонансы Фано и связанные с ними эффекты, возникающие в резонаторе Фабри–Перо, образованном участком планарного изогнутого одномодового волновода с металлизированными торцами. Обнаруженные эффекты могут найти применение в различных областях, одной из которых является прецизионная оптическая рефрактометрия. В настоящее время уже известны датчики показателя преломления (ПП) на основе изогнутых

одномодовых волоконных световодов (ВС), которые используют сильную связь между свободно распространяющимися фундаментальной и оболочечными модами [10–13]. Такие рефрактометры выгодно отличаются от аналогов предельной простотой оптической схемы, отсутствием необходимости химической или механической модификации световода, а также применения дополнительных элементов типа длиннопериодных или наклонных волноводных дифракционных решеток [14]. Однако по своим метрологическим характеристикам они, как правило, уступают более традиционным рефрактометрическим методикам, например, на основе широко известной схемы Кречмана [15–16]. Продемонстрированные в работах [8, 9] резонансы Фано и связанные с ними эффекты могут обеспечить существенное улучшение измерительных характеристик датчиков ПП на основе изогнутых ВС и, таким образом, привести к созданию новых компактных, портативных и недорогих сверхчувствительных волоконно-оптических рефрактометров, например, для био- и хемосенсорных применений.

Следует отметить, что до сих пор указанные выше эффекты были исследованы только численно и в упрощенной планарной 2D-геометрии. Настоящая работа направлена на более строгое моделирование данных эффектов в трехмерной геометрии изогнутого волоконного световода круглого сечения и их экспериментальную демонстрацию с использованием стандартных телекоммуникационных ВС. Сначала на

основе рассмотрения связи мод в изогнутом одномодовом ВС будет продемонстрировано перестраиваемое расщепление линий в спектрах отражения и пропускания изогнутого волоконно-оптического резонатора Фабри–Перо, подобное расщеплению Аутлера–Таунса. Затем будет исследовано влияние основных геометрических параметров изогнутого резонатора на указанное расщепление. В заключительной части статьи будут представлены экспериментальные результаты, сделано их сравнение с результатами численного моделирования и обозначены направления дальнейших исследований.

Численные результаты и их обсуждение

Исследуемый изогнутый одномодовый световод типа SMF-28 схематически изображен на рис. 1*в* и имеет следующие параметры: радиус сердцевины $r_1 = 4,15$ мкм, показатель преломления сердцевины $n_1 = 1,4504$, радиус оптической оболочки $r_2 = 62,5$ мкм, показатель преломления оболочки $n_2 = 1,4447$, радиус изгиба R . Распространение света по изогнутым одномодовым световодам аналитически исследовалось во многих работах [19–23]. Основным объектом исследования данной статьи, однако, является изогнутый волноводный резонатор, поэтому для простоты воспользуемся численным моделированием методом двунаправленного разложения по собственным модам, реализованным в программном пакете Lumerical MODE Solutions. При расчетах полагается, что с кварцевой оптической оболочки световода удалены полимерные покрытия, и он находится в воздухе с ПП $n_3 = 1$. В результате полного внутреннего отражения на границе с внешней средой световодными свойствами в таком ВС обладает не только сердцевина, но и оболочка. При этом из-за большого скачка ПП на границе раздела оболочка | внешняя среда потери на туннелирование за пределы световода при рассматриваемых в работе радиусах изгиба оказываются пренебрежимо малы, и все моды ВС, включая оболочечные, можно с хорошей точностью считать волноводными модами с нулевыми потерями, поле которых удерживается внутри световода. По этой причине для упрощения численного моделирования на внешних границах области расчета используются не поглощающие, а отражающие граничные условия типа «идеальный электрический проводник» (perfect electric conductor, PEC), а моды излучения не принимаются во внимание.

При рассмотрении процессов распространения света по исследуемому световоду можно использовать два различных подхода [17]. В первом случае сердцевина и оболочка рассматриваются по отдельности: сердцевина поддерживает единственную фундаментальную моду (ФМ), а оболочка – большое количество оболочечных мод. В результате изгиба ВС поле оболочечных мод смещается, и они направляются преимущественно внешней по отношению к изги-

бу поверхностью оболочки, являясь, таким образом, модами шепчущей галереи (МШГ). При определенных сочетаниях длины волны света и радиуса изгиба эффективные показатели преломления (ЭПП) ФМ и МШГ становятся одинаковыми и между ними возникает сильная связь. Она приводит к обмену мощностью по мере распространения, то есть к периодическому перераспределению интенсивности направляемого излучения между сердцевиной и оболочкой (рис. 1*з*). Период этого обмена зависит от коэффициента связи, определяемого интегралом перекрытия профилей ФМ и МШГ, и уменьшается с ростом последнего [17].

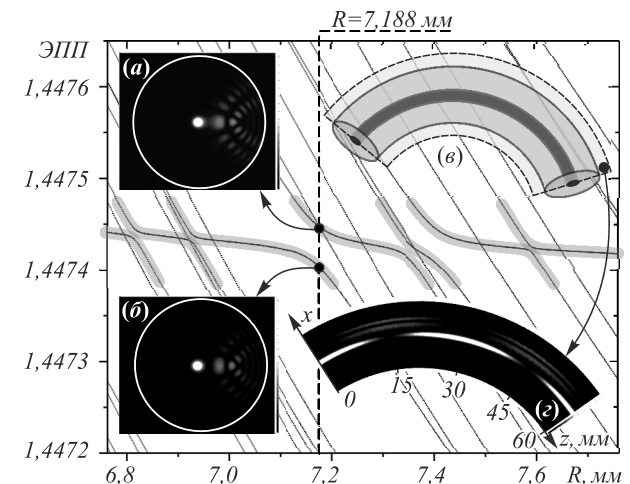


Рис. 1. Эффективные показатели преломления супермод изогнутого волоконного световода в зависимости от радиуса изгиба при фиксированной длине волны $\lambda = 1550$ нм. На вставках: (а, б) амплитудные профили $|E|$ супермод в окрестности одного из выраженных антипересечений при $R = 7,188$ мм; (в) схематическое изображение изогнутого световода (светло серым цветом изображена плоскость симметрии); (г) распределение амплитуды электрического поля $|E|$ направляемого излучения в продольном сечении изогнутого ВС при $R = 7,188$ мм

Во втором подходе вычисляются моды всего изогнутого ВС как единой комбинированной структуры, которые далее по тексту называются супермодами. В случае, если связь между ФМ и МШГ не возникает, супермоды по своим ЭПП и профилям мало отличаются от соответствующих рассматриваемых по отдельности мод. Однако, когда такая связь реализуется, дисперсионные зависимости супермод, в отличие от ФМ и МШГ, испытывают характерное антипересечение, являющееся широко известным признаком сильной связи взаимодействующих мод [18]. Это иллюстрируется рис. 1, на котором показаны зависимости ЭПП супермод изогнутого ВС от радиуса изгиба при фиксированной длине волны $\lambda = 1550$ нм. В окрестности антипересечения амплитудные профили обеих супермод, как показано на рис. 1*а* и 1*б*, близки друг к другу и представляют суперпозицию рассматриваемых по отдельности профилей ФМ (локальный

максимум в области сердцевин (ВС) и МШГ (распределение поля в оболочке справа от сердцевин), то есть являются результатом гибридизации последних. Распределения фазы в поперечном сечении ВС для данных супермод, однако, существенно различаются, и перераспределение интенсивности направляемого излучения между сердцевинной и оболочкой соответствует их интерференционным биениям с периодом $\lambda/\Delta n$, где Δn – разность ЭПП супермод в окрестности антипересечения, которая в терминах рассматриваемых по отдельности ФМ и МШГ определяется их коэффициентом связи.

Обмен мощностью между ФМ и МШГ можно пояснить с помощью простой механической аналогии в виде системы двух связанных маятников (рис. 2б). В режиме свободных колебаний они осциллируют таким образом, что уменьшение амплитуды колебаний одного из них сопровождается увеличением амплитуды колебаний второго и наоборот [19], то есть так же, как изменяются амплитуды связанных ФМ и МШГ по мере распространения вдоль изогнутого ВС (рис. 1з).

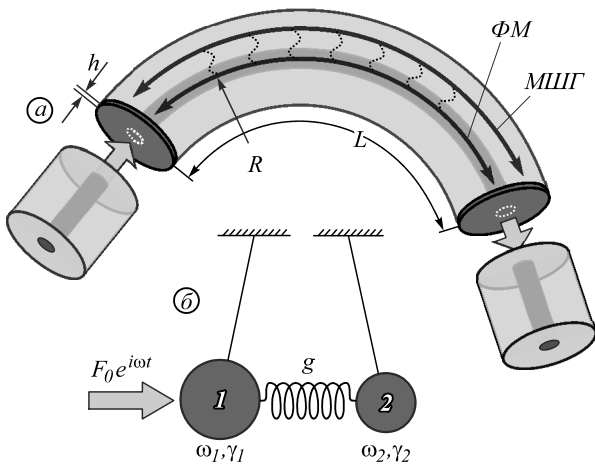


Рис. 2. Схематическое изображение изогнутого волоконно-оптического резонатора Фабри-Перо (а) и его механическая аналогия (б)

Известно, что в системах связанных механических осцилляторов наблюдаются резонансы Фано и эффекты, подобные расщеплению Ауслера-Таунса, однако для этого система должна осциллировать не в режиме свободных, а в режиме вынужденных колебаний – под действием гармонической силы, приложенной к одному из маятников [7, 18]. При достаточно высоком коэффициенте связи резонансный пик в амплитудно-частотной характеристике (АЧХ) возбуждаемого осциллятора расщепляется, и в зависимости от собственной частоты второго осциллятора наблюдается либо симметричная картина расщепления, характерная для эффекта Ауслера-Таунса, либо асимметричное расщепление с ярко выраженным основным пиком и слабо выраженным вторичным пиком асимметричной формы (вставки 1 – 5 на рис. 3а-д).

Для реализации подобного режима колебаний в оптическом диапазоне с использованием изогнутого

волоконного световода сформируем продольный резонатор Фабри-Перо, нанеся пленки из золота толщиной h на два торца участка изогнутого ВС длиной L , как показано на рис. 2а. Излучение вводится и выводится из резонатора через прямые входной и выходной участки такого же световода. Такой резонатор можно рассматривать как два связанных резонатора, соответствующих продольным резонансам фундаментальной моды сердцевин (ФМ-резонатор) и оболочечной моды шепчущей галереи (МШГ-резонатор). Возбуждающее излучение, направляемое сердцевинной входной частью и проникающее через входное зеркало в сердцевину изогнутого резонатора, играет ту же роль, что и вынуждающая сила, приложенная к одному из связанных маятников в механической системе (рис. 2б).

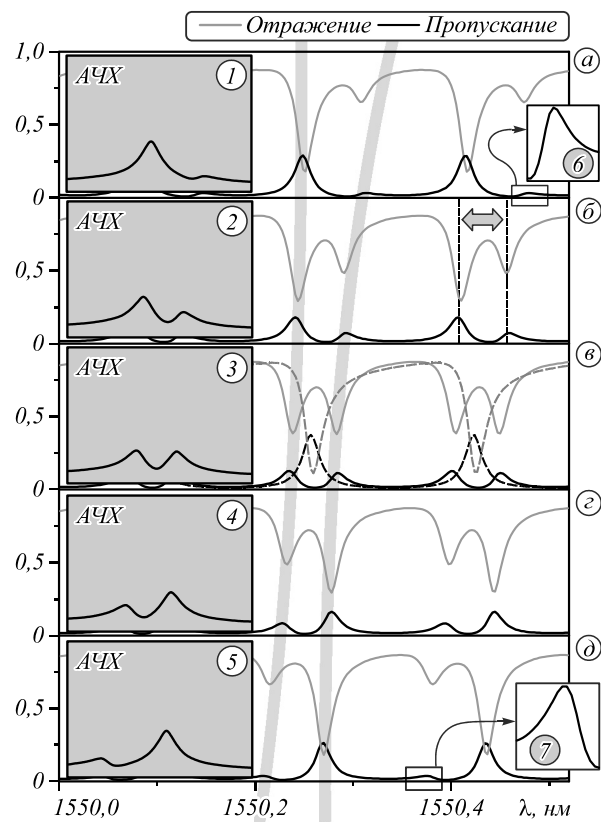


Рис. 3. Результаты расчета спектров отражения и пропускания изогнутого волоконно-оптического резонатора Фабри-Перо при $L = 5$ мм, $h = 10$ нм и $R = 7,15$ мм (а); $R = 7,175$ мм (б); $R = 7,188$ мм (в); $R = 7,2$ мм (г); $R = 7,225$ мм (д). На рис. 3в пунктирными кривыми для сравнения показаны спектры отражения и пропускания прямого РФП при $L = 5$ мм, $h = 10$ нм. На вставках слева показаны амплитудно-частотные характеристики возбуждаемого маятника 1 в механической колебательной системе, рассчитанные при $\omega_1 = 1$, $\gamma_1 = \gamma_2 = 0,1$, $g = 0,2$ и $\omega_2 = 1,2$ (1); $\omega_2 = 1,05$ (2); $\omega_2 = 0,98$ (3); $\omega_2 = 0,9$ (4); $\omega_2 = 0,75$ (5). На вставках (6) и (7) показаны в увеличенном виде вторичные пики в спектре пропускания изогнутого РФП. Серыми вертикальными линиями схематически иллюстрируется ход смещения расщепленных резонансных линий при изменении радиуса изгиба

На рис. 3 показаны расчетные спектры коэффициентов отражения и пропускания изогнутого РФП для различных радиусов изгиба в окрестности $R=7,188$ мм, где имеет место выраженное антипересечение дисперсионных зависимостей супермод изогнутого ВС (рис 1). Для сравнения на рис. 3в приведены также спектры отражения и пропускания прямого резонатора. Коэффициенты отражения и пропускания определены, соответственно, как отношение мощности отраженной ФМ во входном участке и прошедшей ФМ в выходном участке к мощности возбуждающей фундаментальной моды во входном участке.

Как видно из сравнения спектров прямого и изогнутого РФП на рис. 3в, изгиб приводит к расщеплению резонансных линий, причем при $R=7,188$ мм оно является симметричным и подобным расщеплению Аутлера–Таунса. При уменьшении или увеличении радиуса изгиба относительно $R=7,188$ мм происходит смещение расщепленных резонансных линий, ход которого схематически показан полупрозрачными вертикальными линиями. Как видно, характер данного смещения задается ходом дисперсионных зависимостей супермод изогнутого ВС в области их антипересечения (рис. 1). Кроме того, по мере отстройки радиуса изгиба от резонансного значения $R=7,188$ мм вторичные пик в спектре пропускания и провал в спектре отражения вблизи основного резонанса становятся менее выраженными, что делает эффект расщепления менее заметным. Отметим также, что при $R=7,15$ и $R=7,225$ мм слабый вторичный пик в спектрах пропускания имеет асимметричную форму, характерную для низкодобротного резонанса Фано (рис. 3а, 3д вставки 6, 7).

Для интерпретации полученных результатов удобно сравнить спектры пропускания изогнутого РФП с АЧХ возбуждаемого маятника в механической системе связанных осцилляторов (вставки 1–5 на рис. 3а–д). Как видно, данные зависимости практически идентичны, что указывает на близкую аналогию между оптической и механической колебательными системами. В рамках этой аналогии ФМ-резонатор соответствует возбуждаемому осциллятору 1, а МШГ-резонатор – осциллятору 2 (рис. 2б). Вследствие сильной зависимости ЭПП МШГ от радиуса изгиба, резонансы МШГ-резонатора смещаются с изменением R , в то время как резонансные частоты ФМ-резонатора остаются практически постоянными. Поэтому варьирование радиуса изгиба РФП эквивалентно изменению собственной частоты осциллятора 2 (ω_2) при фиксированной собственной частоте осциллятора 1 (ω_1) в механической системе. При $R=7,188$ мм между ФМ и МШГ изогнутого ВС возникает полный фазовый синхронизм, который обуславливает равенство резонансных частот ФМ- и МШГ-резонаторов. Данный случай соответствует выполнению условия $\omega_1 \approx \omega_2$ в механической системе, при котором наблюдается ярко выраженное симметричное расщеп-

ление. При изменении радиуса изгиба относительно $R=7,188$ мм фазовый синхронизм между ФМ и МШГ нарушается, расщепление становится асимметричным и менее выраженным, что с точки зрения механической системы соответствует случаю $\omega_1 \leq \omega_2$.

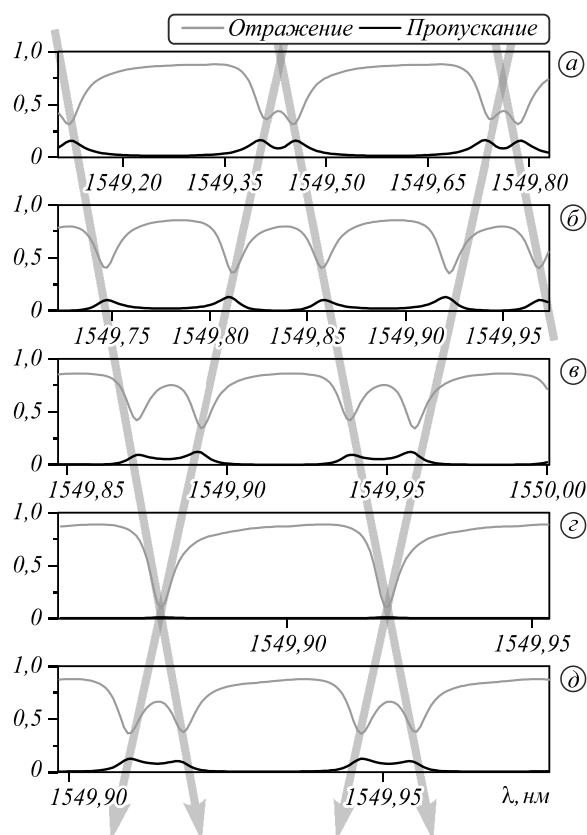


Рис. 4. Результаты расчета спектров пропускания и отражения изогнутого волоконно-оптического резонатора Фабри–Перо при $R=7,188$ мм, $h=10$ нм и $L=2,5$ мм (а); $L=7,5$ мм (б); $L=12,5$ мм (в); $L=18$ мм (г); $L=22,5$ мм (д). Серыми вертикальными линиями схематически иллюстрируется ход смещения расщепленных резонансных линий при изменении длины изогнутого РФП

Для демонстрации влияния длины изогнутого РФП на расщепление его резонансных линий на рис. 4 приведены его спектры отражения и пропускания, рассчитанные при $L=2,5 \dots 22,5$ мм, $R=7,188$ мм. Как видно, с ростом длины резонатора расщепление становится более выраженным. Отметим, однако, что наблюдаемое увеличение величины расщепления является кажущимся эффектом, возникающим из-за различных масштабов по горизонтальной оси на рис. 6а–д. Анализ приведенных спектров показывает, что с ростом длины резонатора происходит сужение резонансных линий и уменьшение промежутка между ними при фиксированной в абсолютном выражении величине расщепления.

Интересной особенностью является наблюдаемое на рис. 4г при $L=18$ мм полное подавление пропускания, возникающее при наложении расщепленных пиков от соседних продольных резонансов, которое

также сопровождается глубоким минимумом в спектрах отражения. Результаты расчета распределения поля изогнутом РФП показывают, что практически вся вводимая в резонатор мощность в этом случае перераспределяется в оболочку выходного участка ВС.

Влияние толщины металлических зеркал на расщепление резонансных линий изогнутого РФП иллюстрируется рис. 5а–г, на котором показаны результаты расчета его спектров отражения и пропускания при $h=5; 7,5; 10$ и $22,5$ нм. Как видно из представленных графиков, увеличение толщины зеркал приводит главным образом к сужению резонансных линий вследствие увеличения коэффициентов отражения зеркал и, соответственно, добротности РФП. Сужение резонансных линий, в свою очередь, делает их расщепление более выраженным. Если не принимать во внимание уменьшение амплитуды пиков пропускания с ростом величины h , возникающее из-за поглощения в металлических зеркалах, рассчитанные спектры пропускания, как видно из вставок (1–4) к рис. 5, весьма близки к АЧХ осциллятора 1 в механической колебательной системе (рис. 2б) при одновременном уменьшении коэффициентов затухания маятников γ_1 и γ_2 .

Все представленные выше результаты получены при радиусах изгиба в окрестности резонансного значения $R=7,188$ мм, при котором обеспечивается сильная связь между ФМ и одной из МШГ. Однако, как видно из рис. 1, оболочка изогнутого ВС поддерживает большое количество МШГ различных порядков, многие из которых могут связываться с ФМ и при других значениях R . По этой причине расщепление резонансных линий, аналогичное продемонстрированному выше, может возникать при различных радиусах изгиба резонатора. Его величина определяется разностью ЭПП супермод изогнутого ВС в области антипересечения их дисперсионных зависимостей, Δl . В терминах рассматриваемых по отдельности ФМ и МШГ величина Δl зависит от их коэффициента связи и, соответственно, характеризует силу связи ФМ- и МШГ-резонаторов. Как видно из рис. 1, в диапазоне радиусов изгиба от 6,8 до 7,7 мм эта разность максимальна для антипересечения вблизи $R=7,188$ мм. При других резонансных радиусах изгиба в данном диапазоне величина расщепления линий изогнутого РФП будет меньше, и для его наблюдения потребуется более высокая добротность резонатора, чем при $R=7,188$ мм.

Отметим также, что в окрестности некоторых радиусов изгиба, как видно из рис. 1, ФМ связывается одновременно с двумя МШГ. Это приводит к более сложной, менее регулярной картине расщепления резонансных линий в спектрах пропускания и отражения изогнутого РФП, пример которой показан на рис. 5д.

Все представленные выше результаты получены для случая линейной поляризации возбуждающей

ФМ во входном участке в плоскости изгиба, что соответствует симметричному граничному условию на плоскости симметрии изогнутого резонатора. Расчеты для ортогональной поляризации дают аналогичные результаты, но несколько смещенные по спектру вследствие поляризационной зависимости ЭПП оболочечных мод шепчущей галереи.

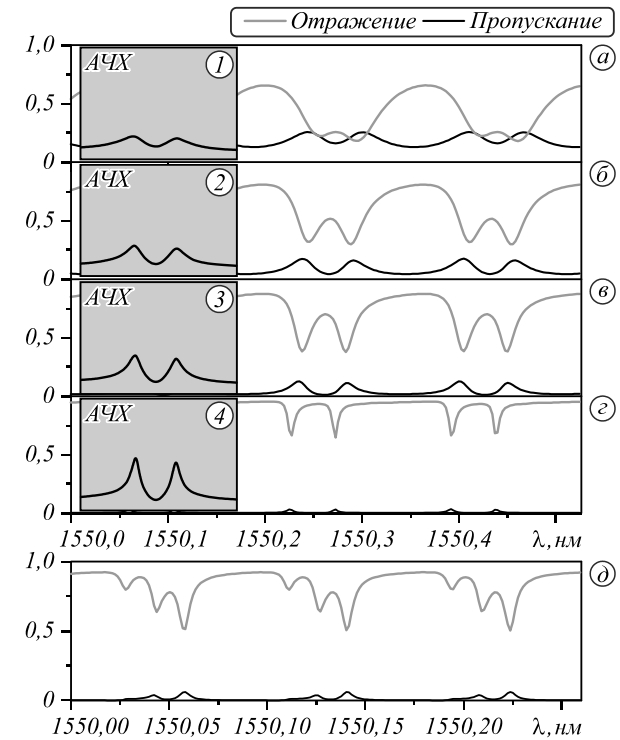


Рис. 5. Результаты расчета спектров пропускания и отражения изогнутого волоконно-оптического резонатора Фабри–Перо при $R = 7,188$ мм, $L = 5$ мм и различной толщине зеркал: $h = 5$ нм (а); $h = 7,5$ нм (б); $h = 10$ нм (в); $h = 22,5$ нм (г). На вставках слева показаны амплитудно-частотные характеристики возбуждаемого маятника 1 в механической колебательной системе, рассчитанные при $\omega_1 = 1$, $\omega_2 = 0,98$, $g = 0,2$ и $\gamma_1 = \gamma_2 = 0,15$ (1); 0,1 (2); 0,075 (3); 0,05 (4). На рисунке (д) показан пример нерегулярного расщепления резонансных линий изогнутого РФП, когда фундаментальная мода связывается одновременно с двумя МШГ ($R = 7,375$ мм, $L = 10$ мм, $h = 15$ нм)

Эксперимент

Схема экспериментальной установки, результаты экспериментального исследования, а также соответствующие результаты численного расчета приведены на рис. 6.

Для проведения экспериментального исследования были изготовлены образцы волоконно-оптических резонаторов Фабри–Перо из отрезков стандартного одномодового световода типа SMF-28 длиной $L \sim 1$ см. На торцы отрезков нанесен тонкий слой золота методом электронно-лучевого напыления в вакуумной напылительной системе ADVAVAC. Резонаторы затем закреплялись на скругленной опоре 7

(рис. 6а), и к одному из торцов подводился возбуждающий волоконный световод 3. После юстировки при помощи оптических микроскопов источника излучения 1 (Thorlabs ASE730) и анализатора оптического спектра 8 (Yokogawa AQ6370B) место контакта фиксировалось эпоксидным клеем 4. Возбуждение резонатора и регистрация его спектра отражения осуществлялись с использованием волоконно-оптического циркулятора 2. Изгиб резонатора осуществлялся путем калиброванного смещения его незакрепленного конца 6 при помощи микроподвижки. Результаты измерения спектров отражения изогнутого РФП по мере изменения его радиуса изгиба приведены на рис. 6б–е. На вставках 1–5 к этим рисункам приведены соответствующие результаты численного моделирования. Как видно, экспериментальные и численные спектры хорошо согласуются между собой, что подтверждает правильность результатов моделирования.

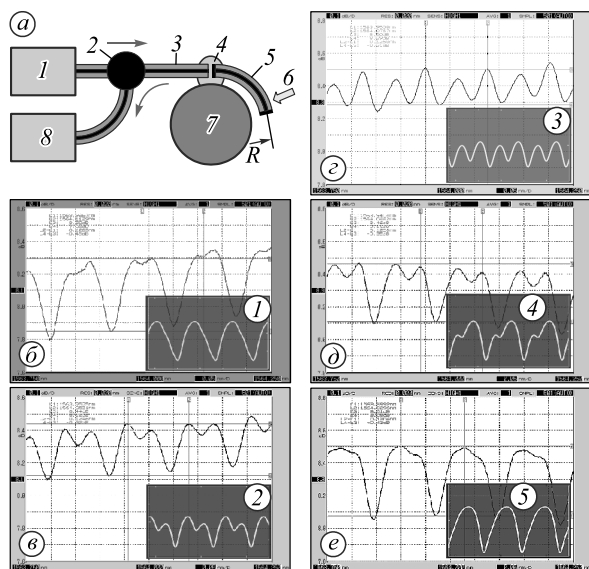


Рис. 6. Схематическое изображение (а) экспериментальной установки для исследования спектра отражения изогнутого волоконно-оптического резонатора Фабри–Перо: 1 – широкополосный источник излучения (Thorlabs ASE730), 2 – волоконно-оптический циркулятор, 3 – возбуждающий волоконный световод, 4 – фиксация места контакта эпоксидным клеем, 5 – изогнутый волоконно-оптический резонатор Фабри–Перо, 6 – изгиб резонатора путем калиброванного смещения его незакрепленного конца при помощи микроподвижки, 7 – круглая опора, 8 – оптический анализатор спектра (Yokogawa AQ6 370B). Динамика измеренных спектров отражения резонатора по мере варьирования радиуса изгиба (б–е). На серых вставках (1–5) показаны соответствующие результаты численных расчетов при $L = 1$ см, $h = 5$ нм и $R = 7,375$ мм (1), $R = 7,4$ мм (2), $R = 7,425$ мм (3), $R = 7,45$ мм (4), $R = 7,475$ мм (5)

Заключение

Таким образом, в работе исследовано перестраиваемое расщепление резонансных линий в спектрах отражения и пропускания изогнутого волоконно-оптического резонатора Фабри–Перо, подобное рас-

щеплению Аутлера–Таунса. Показано, что это расщепление происходит в результате сильной связи между фундаментальной модой сердцевинки и оболочечными модами шепчущей галереи изогнутого волоконного световода. Путем численного моделирования в трехмерной геометрии исследовано влияние основных параметров изогнутого резонатора Фабри–Перо на указанное расщепление. Достоверность результатов моделирования подтверждена экспериментально. Сравнение представленных в статье результатов с опубликованными ранее результатами численного моделирования в упрощенной двухмерной геометрии [8] показывает, что 3D- и 2D-результаты весьма близки. Тем не менее изогнутое оптическое волокно поддерживает гораздо большее число мод шепчущей галереи, чем аналогичный планарный световод. Это приводит к тому, что при некоторых сочетаниях радиуса изгиба и длины волны расщепление резонансных линий в трехмерном случае имеет менее регулярный и более сложный характер чем в двухмерном, что иллюстрируется на представленном выше рис. 5д.

Отметим, что продемонстрированное в работе расщепление резонансных линий изогнутого РФП не приводит к узким спектральным особенностям и резким перепадам в спектрах отражения и пропускания, характерным для высокодобротных резонансов Фано и электромагнитно-индуцированной прозрачности. Это объясняется тем, что последние эффекты возникают в результате суперпозиции узкой резонансной линии и нерезонансного континуума или другого низкодобротного резонанса. В частности, для демонстрации таких эффектов в механической системе связанных осцилляторов (рис. 2б) необходимо выполнение условия: $\gamma_2 \ll \gamma_1$ [7]. В рассматриваемом же случае связи между ФМ- и МШГ-резонаторами их потери, определяемые, главным образом, коэффициентами пропускания металлических зеркал, являются одинаковыми. Для получения более перспективных с точки зрения создания сенсорных волоконно-оптических устройств режимов работы изогнутого РФП, аналогичных высокодобротным резонансам Фано и электромагнитно-индуцированной прозрачности, требуется применение зеркал с переменным коэффициентом отражения, обеспечивающих высокие потери для ФМ-резонатора и низкие – для МШГ-резонатора. Простейшим примером такого зеркала является достаточно толстый слой металла на торце волоконного световода с отверстием в области сердцевинки, которое может быть получено, например, при помощи лазерной абляции. Результаты дальнейших исследований в этом направлении будут опубликованы в последующей статье.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант №20-02-00556А).

Литература

1. **Fano, U.** Sullo spettro di assorbimento dei gas nobili presso il limite dello spettro darco / U. Fano // Il Nuovo Cimento. – 1935. – Vol. 12. – P. 154-161.
2. **Fano, U.** Effects of configuration interaction on intensities and phase shifts // Physical Review. – 1961. – Vol. 124, Issue 6. – 1866.
3. **Limonov, M.F.** Fano resonances in photonics / M.F. Limonov [et al.] // Nature Photonics. – 2017. – Vol. 11, Issue 9. – 543.
4. **Luk'yanchuk, B.** The Fano resonance in plasmonic nanostructures and metamaterials / B. Luk'yanchuk [et al.] // Nature Materials. – 2010. – Vol. 9, Issue 9. – 707.
5. **Miroshnichenko, A.E.** Fano resonances in nanoscale structures / A.E. Miroshnichenko, S. Flach, Y.S. Kivshar // Reviews of Modern Physics. – 2010. – Vol. 82, Issue 3. – 2257.
6. **Rahmani, M.** Fano resonance in novel plasmonic nanostructures / M. Rahmani, B. Luk'yanchuk, M. Hong // Laser and Photonics Reviews. – 2013. – Vol. 7, Issue 3. – P. 329-349.
7. **Garrido Alzar, C.L.** Classical analog of electromagnetically induced transparency / C.L. Garrido Alzar, M.A.G. Martinez, P. Nussenzveig // American Journal of Physics. – 2002. – Vol. 70, Issue 1. – P. 37-41.
8. **Dyshlyuk, A.V.** Tunable Fano-like resonances in a bent single-mode waveguide-based Fabry–Perot resonator / A.V. Dyshlyuk // Optics Letters. – 2019. – Vol. 44, Issue 2. – P. 231-234.
9. **Дышлюк, А.В.** Демонстрация резонансных эффектов типа расщепления Ауллера–Таунса, электромагнитно-индуцированной прозрачности и резонансов Фано в деформированном волноводном резонаторе / А.В. Дышлюк // Компьютерная оптика. – 2019. – Т. 43, № 1. – С. 35-41. – DOI: 10.18287/2412-6179-2019-43-1-35-41.
10. **Dyshlyuk, A.V.** Numerical and experimental investigation of surface plasmon resonance excitation using whispering gallery modes in bent metal-clad single-mode optical fiber / A.V. Dyshlyuk [et al.] // Journal of Lightwave Technology. – 2017. – Vol. 35, Issue 24. – P. 5425-5431.
11. **Wang, P.** Macrobending single-mode fiber-based refractometer / P. Wang [et al.] // Applied Optics. – 2009. – Vol. 48, Issue 31. – P. 6044-6049.
12. **Wang, P.** Wang P. et al. A macrobending singlemode fiber refractive index sensor for low refractive index liquids / P. Wang [et al.] // Photonics Letters of Poland. – 2010. – Vol. 2, Issue 2. – P. 67-69.
13. **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. – 821.
14. **Kretschmann, E.** Radiative decay of non radiative surface plasmons excited by light / E. Kretschmann, H. Raether // Zeitschrift für Naturforschung A. – 1968. – Vol. 23, Issue 12. – P. 2135-2136.
15. **Homola, J.** Surface plasmon resonance based sensors / J. Homola. – Berlin, Heidelberg: Springer, 2006.
16. **Snyder, A.W.** Optical waveguide theory / A.W. Snyder, J. Love. – Springer Science & Business Media, 2012.
17. **Novotny, L.** Strong coupling, energy splitting, and level crossings: A classical perspective / L. Novotny // American Journal of Physics. – 2010. – Vol. 78, Issue 11. – P. 1199-1202.
18. **Picciarelli, V.** Coupled pendulums: a physical system for laboratory investigations at upper secondary school / V. Picciarelli, R. Stella // Physics Education. – 2010. – Vol. 45, Issue 4. – 402.
19. **Wang, P.** Accurate theoretical prediction for single-mode fiber macrobending loss and bending induced polarization dependent loss / P. Wang [et al.] // Proceedings of SPIE. – 2008. – Vol. 7003. – 70031Y.
20. **Heiblum, M.** Analysis of curved optical waveguides by conformal transformation / M. Heiblum, J. Harris // IEEE Journal of Quantum Electronics. – 1975. – Vol. 11, Issue 2. – P. 75-83.
21. **Smink, R.W.** Bend-induced loss in single-mode fibers / R.W. Smink, B.P. De Hon, A.G. Tjhuis // Proceedings Symposium IEEE/LEOS. – 2005. – P. 281-284.
22. **Zendehnam, A.** Investigation of bending loss in a single-mode optical fibre / A. Zendehnam [et al.] // Pramana. – 2010. – Vol. 74, Issue 4. – P. 591-603.
23. **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.

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 доцентом в Дальневосточном федеральном университете и Владивостокском государственном университете экономики и сервиса, а также 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.

Ерьюшева Ульяна Андреевна, 1995 года рождения. В 2017 году с отличием окончила Владивостокский государственный университет экономики и сервиса. В 2019 году окончила магистратуру Дальневосточного федерального университета. Область научных интересов: волоконная оптика, плазмоника, волоконно-оптические датчики, био- и хемосенсорика. E-mail: muzika.com@inbox.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». В настоящее время главный научный сотрудник ИАПУ ДВО РАН, а также профессор Дальневосточного федерального университета. Область научных интересов: нанооптика, плазмоника, волоконная оптика, волоконно-оптические датчики и информационно-измерительные системы. E-mail: oleg_vitrik@mail.ru.

ГРНТИ: 29.31.15, 29.31.29

Поступила в редакцию 19 мая 2020 г. Окончательный вариант – 14 января 2021 г.

Splitting of resonances in a curved optical fiber-based Fabry-Perot resonator

A.V. Dyshlyuk^{1,2,3}, U.A. Eryusheva¹, O.B. Vitirk^{1,2}

¹ IACP FEB RAS, 690041, Russia, Vladivostok, 5, Radio Str,

² Far Eastern Federal University, 690091, Russia, Vladivostok, 8 Sukhanova Str,

³ Vladivostok State University of Economics and Service, 690014, Russia, Vladivostok, 41, Gogolya Str.

Abstract

In this work, the splitting of resonance lines in a Fabry-Perot resonator formed by a section of a standard curved single-mode fiber with metal-coated ends is investigated numerically and experimentally. It is shown that this splitting is similar to the Autler-Townes splitting and results from a strong coupling between the fundamental mode of the core and the whispering gallery mode of the cladding of the curved fiber. The influence of all basic parameters of the curved resonator on the splitting of its resonance lines in the reflection and transmission spectra is considered. Prospects for the practical application of the effects studied for high-resolution optical refractometry, as well as the direction of further research are outlined.

Keywords: Fano resonance, Autler-Townes effect, electromagnetically induced transparency, curved optical fiber, refractometry.

Citation: Dyshlyuk AV, Eryusheva UA, Vitirk OB. Splitting of resonances in a curved optical fiber-based Fabry-Perot resonator. *Computer Optics* 2021; 45(1): 38-44. DOI: 10.18287/2412-6179-CO-756.

Acknowledgements: This work was supported by the Russian Foundation for Basic Research (project No. 20-02-00556A).

References

- [1] Fano U. Sullo spettro di assorbimento dei gas nobili presso il limite dello spettro darco. *Il Nuovo Cimento* 1935; 12: 154-161.
 - [2] Fano U. Effects of configuration interaction on intensities and phase shifts. *Phys Rev* 1961; 124(6): 1866.
 - [3] Limonov MF, et al. Fano resonances in photonics. *Nat Photon* 2017; 11(9): 543.
 - [4] Luk'yanchuk B, et al. The Fano resonance in plasmonic nanostructures and metamaterials. *Nat Mater* 2010; 9(9): 707.
 - [5] Miroshnichenko AE, Flach S, Kivshar YS. Fano resonances in nanoscale structures. *Rev Mod Phys* 2010; 82(3): 2257.
 - [6] Rahmani M, Luk'yanchuk B, Hong M. Fano resonance in novel plasmonic nanostructures. *Laser Photonics Rev* 2013; 7(3): 329-349.
 - [7] Garrido Alzar CL, Martinez MAG, Nussenzevig P. Classical analog of electromagnetically induced transparency. *Am J Phys* 2002; 70(1): 37-41.
 - [8] Dyshlyuk AV. Tunable Fano-like resonances in a bent single-mode waveguide-based Fabry-Perot resonator. *Opt Lett* 2019; 44(2): 231-234.
 - [9] Dyshlyuk AV. Demonstration of resonant phenomena analogous to Autler-Townes splitting, electromagnetically induced transparency and Fano resonances in a deformed waveguide resonator. *Computer Optics* 2019; 43(1): 35-41. DOI: 10.18287/2412-6179-2019-43-1-35-41.
 - [10] Dyshlyuk AV, et al. Numerical and experimental investigation of surface plasmon resonance excitation using whispering gallery modes in bent metal-clad single-mode optical fiber. *J Light Technol* 2017; 35(24): 5425-5431.
 - [11] Wang P, et al. Macrobending single-mode fiber-based refractometer. *Appl Opt* 2009; 48(31): 6044-6049.
 - [12] Wang P, et al. A macrobending singlemode fiber refractive index sensor for low refractive index liquids. *Photonics Lett Poland* 2010; 2(2): 67-69.
 - [13] Kulchin YN, Vitirk 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.
 - [14] Kretschmann E, Raether H. Radiative decay of non radiative surface plasmons excited by light. *Z Naturforsch A* 1968; 23(12): 2135-2136.
 - [15] Homola J. Surface plasmon resonance based sensors. Berlin, Heidelberg: Springer; 2006.
 - [16] Snyder AW, Love J. Optical waveguide theory. Springer Science & Business Media; 2012.
 - [17] Novotny L. Strong coupling, energy splitting, and level crossings: A classical perspective. *Am J Phys* 2010; 78(11): 1199-1202.
 - [18] Picciarelli V, Stella R. Coupled pendulums: a physical system for laboratory investigations at upper secondary school. *Phys Educ* 2010; 45(4): 402.
 - [19] Wang P, et al. Accurate theoretical prediction for single-mode fiber macrobending loss and bending induced polarization dependent loss. *Proc SPIE* 2008; 7003: 70031Y.
 - [20] Heiblum M, Harris J. Analysis of curved optical waveguides by conformal transformation. *IEEE J Quantum Electron* 1975; 11(2): 75-83.
 - [21] Smink RW, De Hon BP, Tjihuis AG. Bend-induced loss in single-mode fibers. *Proceedings Symposium IEEE/LEOS* 2005: 281-284.
 - [22] Zendeenam A, et al. Investigation of bending loss in a single-mode optical fibre. *Pramana - J Phys* 2010; 74(4): 591-603.
 - [23] Wang Q, Farrell G, Freir T. Theoretical and experimental investigations of macro-bend losses for standard single mode fibers. *Opt Express* 2005; 13(12): 4476-4484.
-

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.

Uliana Andreyevna Eryusheva (b. 1995), in 2017 graduated from Vladivostok State University of Economics and Service. In 2019 got a masters degree from Far Eastern Federal University. Her research interests include fiber optics, plasmonics, fiber optic sensors and measuring systems, bio- and chemosensing. E-mail: muzika.com@inbox.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.

Received May 19, 2020. The final version – January 14, 2021.
