

Индукцированный дихроизм в волоконных оптических резонаторах со встроенным оптически активным элементом

К.Н. Алексеев¹, Е.В. Баршак¹, Д.В. Викулин¹, Б.П. Лапин¹, М.А. Яворский¹

¹Крымский федеральный университет им. В.И. Вернадского,
295007, Россия, г. Симферополь, пр. Академика Вернадского, д. 4

Аннотация

В данной работе продемонстрировано возникновение индуцированного кругового дихроизма для фундаментальной моды в волоконных резонаторах петлевого и кольцевого типа при внесении оптически активного элемента в петлю (кольцо) резонатора. Изменение параметров резонатора, оптически активного элемента или длины волны входящего поля позволяет устанавливать величину наведённого дихроизма и фактически усиливать оптическую активность элемента. Показано, что данные резонаторы могут быть использованы в качестве рабочих элементов полностью волоконных поляризаторов для фундаментальной моды.

Ключевые слова: волоконный петлевой резонатор, волоконный кольцевой резонатор, круговой дихроизм.

Цитирование: Алексеев, К.Н. Индуцированный дихроизм в волоконных оптических резонаторах со встроенным оптически активным элементом / К.Н. Алексеев, Е.В. Баршак, Д.В. Викулин, Б.П. Лапин, М.А. Яворский // Компьютерная оптика. – 2021. – Т. 45, № 2. – С. 200-207. – DOI: 10.18287/2412-6179-750.

Citation: Alexeyev CN, Barshak EV, Vikulin DV, Lapin BP, Yavorsky MA. Induced dichroism in fiber optical resonators with an embedded optically active element. Computer Optics 2021; 45(2): 200-207. DOI: 10.18287/2412-6179-CO-750.

Введение

В оптике можно выделить особую группу феноменов, тесно связанных между собой и обусловленных зависимостью характеристик распространения света в средах от его хиральности. К таким оптическим явлениям традиционно относят явления оптической активности (ОА) – зависимости скорости распространения света от типа его циркулярной поляризации – и кругового (эллиптического в более общем случае) дихроизма – зависимости коэффициента поглощения света от направления его круговой поляризации [1, 2]. Если первоначально причина таких явлений виделась исключительно в особом строении вещества – наличии в его составе хиральных молекул-энантиомеров, то с открытием эффекта Фарадея [3] диапазон способов индуцирования таких свойств значительно расширился. Вершиной такого управления оптическими свойствами среды является конструирование методами нанотехнологии оптически активных сред [4–8].

Методы нанотехнологии, однако, не являются единственным средством конструирования таких сред. Эффективным способом наведения ОА может быть введение искусственной хиральности в материале посредством микроинженерии. В этой связи особое разнообразие таких возможностей предоставляют оптические волокна, в которых, наряду с более стандартными механизмами наведения ОА [9], возможен и ряд других. Ещё со времен классических исследований Ульриха и Саймона [10] было установлено, что скручивание волокна приводит к возникновению кру-

гового двулучепреломления для фундаментальных мод (ФМ), приводящего к эффекту ОА в них. Впоследствии влияние скручивания было изучено и для высших волоконных мод [11]. В последнее время появился интерес к проблемам ОА в скрученных оптических микроструктурированных (фотонно-кристаллических) волокнах [12–15], в которых был продемонстрирован принципиально новый механизм индуцирования ОА в хиральной среде. Суть этого открытого нового механизма состоит в наведении ОА фундаментальных мод посредством их спин-орбитальной гибридирующей связи с высшими модами. Дальнейшие исследования установили, что этот эффект присутствует и в геликоидальных оптических волокнах [16]. Помимо этого, было предсказано существование сопряженного с этим эффектом явления вращения в геликоидальных волокнах плоскости поляризации линейно поляризованных мод высших порядков [17, 18]. ОА может также вызываться и методами «макроинженерии». Эта возможность связана с механизмами топологической фазы Берри, проявляющимися при эволюции света по пространственным траекториям [19–21]. Примечательно, что, как показали недавние исследования [22], к эффекту возникновения ОА может приводить не только конструирование сред, в которых распространяется свет, но и самих световых пучков в пустом пространстве.

Вопросы усиления ОА и тесно связанного с этим явлением дихроизма всегда были в центре внимания исследователей. В оптических волокнах в тех случаях, когда эти явления были вызваны гибридизацией фундаментальной и высших мод, с этой целью было

предложено использовать явление резонансной связи таких мод. При этом удалось достичь усиления как эффектов собственно ОА, так и дихроизма в скрученных оптических волокнах [23, 24].

Несмотря на изящество идеи, лежащей в основе такого метода, сам он едва ли обладает достаточной практичностью и универсальностью, чтобы получить широкое распространение. С этой точки зрения гораздо более обещающим представляется предложенный Голубом метод усиления фазовой сдвигки посредством кольцевого оптического резонатора [25]. В этом методе фазосдвигающий элемент (навитое одномодовое волокно, как в оригинальной статье) помещается в одно из плеч резонатора. При выполнении стандартного условия резонанса такая система способна многократно увеличивать результирующую сдвигку фазы выходящего из резонатора пучка в сравнении со сдвигкой, вводимой фазосдвигающим элементом при однократном прохождении света через него. В дальнейшем эта идея была подвергнута экспериментальной проверке с использованием кольцевых волоконных резонаторов [26], которая выявила полное согласование сделанных в [25] предсказаний с результатами эксперимента. Указанные работы, однако, не касались вопроса о влиянии затухания на распространение света в резонаторах со встроенным оптически активным элементом, оставляя возможности для продолжения исследования подобных систем.

В связи с этим целью нашей работы является исследование влияния затухания на распространение света в петлевых и кольцевых одномодовых волоконных резонаторах, в структуру которых включен оптически активный элемент. В частности, мы исследуем влияние параметров таких резонаторов на возникающий в них эффективный дихроизм.

1. Модели петлевого и кольцевого волоконных резонаторов

Первые экспериментальные исследования и теоретические описания петлевых и кольцевых волоконных резонаторов были сделаны в работах [27] и [28]. Основным элементом таких устройств является волоконный разветвитель (рис. 1), посредством которого благодаря механизму эванесцентного спаривания свет может туннелировать из одного волокна такой волоконной пары в другое. Разными способами замыкания входящих и выходящих концов такого разветвителя можно добиться его превращения либо в петлевой (рис. 2а), либо в кольцевой (рис. 2б) волоконный резонатор. За время, прошедшее с момента их первого описания, подобные резонаторы прочно утвердились в волоконной оптике как базовый элемент разнообразных оптических устройств, даже в самый краткий перечень которых входят оптические фильтры и спектральные анализаторы [29–32], разнообразные типы сенсоров [33–37], устройства для оптической коммуникации [38]. Принципы, лежащие

в основе действия таких резонаторов, оказываются универсальными и могут быть применены при проектировании кольцевых резонаторов, использующих другие типы носителя сигнала [39, 40]. В последнее время отмечается подъём интереса к вопросам, связанным с распространением высших мод в волоконных резонаторах [41–44].

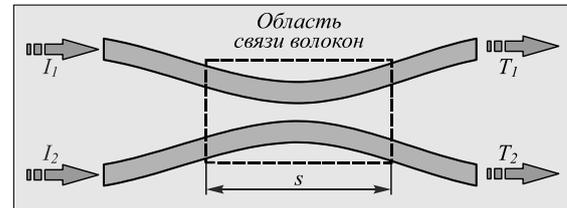


Рис. 1. Волоконный разветвитель. Длина участка связи верхнего и нижнего волокон равна s . Входящие (I_1 , I_2) и выходящие (T_1 , T_2) сигналы отмечены серыми стрелками. Области с разным цветом отличаются величиной показателя преломления

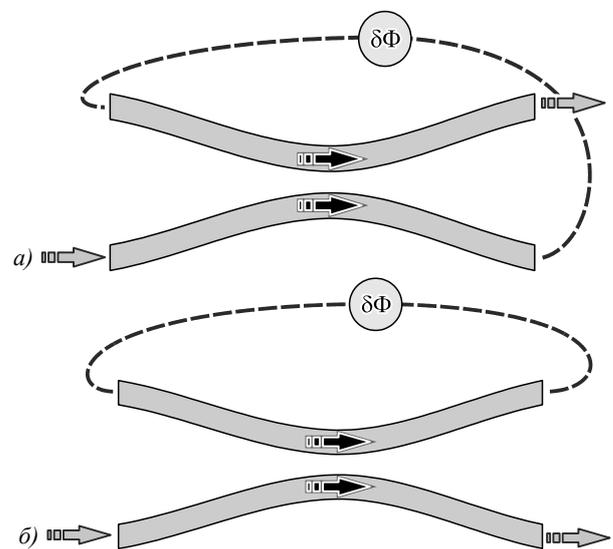


Рис. 2. Схема замыкания волоконного разветвителя (пунктирная линия символизирует оптическое волокно) и его превращения в петлевой (а) и кольцевой (б) волоконный резонатор. Входящие и выходящие сигналы обозначены серыми стрелками. Внутри связанного участка (рис. 1) возбуждаются супермоды (чёрные стрелки). Оптически активный элемент $\delta\Phi$ указан кружком

Теория петлевых и кольцевых резонаторов на одномодовых волокнах достаточно широко представлена в литературе [27, 28]. Тем не менее для полноты изложения ещё раз представим её адаптацию к случаю тождественных параллельных одномодовых волокон с использованием трансфер-матриц [45, 46]. Согласно общей теории туннелирование света из одного связанного волокна в другое и наоборот приводит к образованию системы нормальных мод, или супермод, – линейных комбинаций ФМ индивидуальных волокон [47]. Для тождественных идеальных волокон выражения таких мод можно записать как:

$$|1\rangle = |\Psi_1\rangle + |\Psi_2\rangle, \quad |2\rangle = |\Psi_1\rangle - |\Psi_2\rangle, \quad (1)$$

где $|\Psi_{1,2}\rangle$ – ФМ, локализованные на первом и втором волокне соответственно. Поляризация таких индивидуальных мод предполагается одинаковой и произвольной. Нормальные моды (1) распространяются с разными постоянными распространения:

$$\beta_{1,2} = \tilde{\beta}_0 \pm \Delta\beta, \quad (2)$$

где $\tilde{\beta}_0$ – постоянная распространения каждой из локализованных ФМ в уединённом волокне, $\Delta\beta$ – некоторая поправка, обусловленная связью между волокнами.

Рассмотрим возбуждение первого волокна полем ФМ с амплитудой I_1 . Тогда легко установить, что поле на выходе из разветвителя с длиной участка связи s будет определяться следующим выражением [47]:

$$|\Phi\rangle = T'_1|\Psi_1\rangle + T'_2|\Psi_2\rangle. \quad (3)$$

Комплексные амплитуды полей T'_1 и T'_2 , выходящих из нижнего и верхнего волокон разветвителя, соответственно будут равны:

$$T'_1 = I_1 \exp(is\tilde{\beta}_0) \cos \psi, \quad T'_2 = I_1 \exp(is\tilde{\beta}_0) i \sin \psi, \quad (4)$$

где $\psi = s \Delta\beta$. Выражение (3) можно представить в следующем виде:

$$\begin{pmatrix} T'_1 \\ T'_2 \end{pmatrix} = \exp(i\tilde{\beta}_0 s) \begin{pmatrix} \cos \psi & 0 \\ i \sin \psi & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I_1 \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (5)$$

Аналогичный результат получается, если подать на вход второго волокна ФМ с амплитудой I_2 :

$$\begin{pmatrix} T''_1 \\ T''_2 \end{pmatrix} = \exp(i\tilde{\beta}_0 s) \begin{pmatrix} 0 & i \sin \psi \\ 0 & \cos \psi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ I_2 \end{pmatrix}. \quad (6)$$

Выражения (5) и (6) позволяют установить связь между вектором-столбцом $\text{col}(I_1, I_2)$ и вектором-столбцом $\text{col}(T_1, T_2)$, где $T_{1,2}$ – амплитуды выходящих из верхнего и нижнего волокон разветвителя полей:

$$\begin{pmatrix} T_1 \\ T_2 \end{pmatrix} = \exp(i\tilde{\beta}_0 s) \begin{pmatrix} \cos \psi & i \sin \psi \\ i \sin \psi & \cos \psi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I_1 \\ I_2 \end{pmatrix}. \quad (7)$$

«Замыкание» одного из волокон на себя или соседнее волокно согласно схеме на рис. 2 позволяет получить систему уравнений на неизвестные комплексные амплитуды полей в резонаторе. Математически преобразование системы связанных волокон к кольцевому или петлевому резонаторам соответственно выглядит как:

$$I_2 = T_2 \exp(i\tilde{\beta}_0 d), \quad I_1 = T_1 \exp(i\tilde{\beta}_0 d), \quad (8)$$

где d – длина замыкающего волокна. В дальнейшем мы будем полагать, что на вход резонатора подаётся ФМ с единичной амплитудой: $I_1=1$.

Решение систем на неизвестные коэффициенты $T_{1,2}$ позволяет получить выражение для амплитуды выходящего из петлевого резонатора поля (рис. 2а):

$$T_{loop} = \frac{i \sin \psi \exp(-is\tilde{\beta}_0 - i\Phi) + 1}{1 - i \sin \psi \exp(is\tilde{\beta}_0 + i\Phi)} \exp(i2s\tilde{\beta}_0 + i\Phi), \quad (9)$$

где $\Phi = \tilde{\beta}_0 d$. Для кольцевого резонатора (рис. 2б) имеем аналогичное выражение:

$$T_{ring} = \frac{\cos \psi - \exp(is\tilde{\beta}_0 + i\Phi)}{\exp(-is\tilde{\beta}_0 - i\Phi) - \cos \psi} \exp(-i\Phi). \quad (10)$$

Отметим, что мощность выходящего сигнала сохраняется: $|T_{loop, ring}| = 1$.

Учет затухания в таких моделях резонаторов может быть сделан по рецепту, использованному в [45]: следует сделать замену $\tilde{\beta}_0 \rightarrow \tilde{\beta}_0 + i\gamma$, где γ – коэффициент затухания, в (7) и (8). В результате можно получить модифицированные выражения для комплексных амплитуд и мощностей прошедшего сигнала:

$$T_{loop} = \frac{i \sin \psi + a e^{i\Phi}}{1 - i a e^{i\Phi} \sin \psi} e^{(i\tilde{\beta}_0 - \gamma)s}, \quad (11)$$

$$T_{ring} = \frac{\cos \psi - a e^{i\Phi}}{1 - a e^{i\Phi} \cos \psi} e^{(i\tilde{\beta}_0 - \gamma)s}, \quad (12)$$

$$|T_{loop}|^2 = \frac{a^2 + \sin \psi (\sin \psi + 2a \sin \Phi)}{1 + a \sin \psi (a \sin \psi + 2 \sin \Phi)} e^{-2\gamma s}, \quad (13)$$

$$|T_{ring}|^2 = \frac{a^2 + \cos \psi (\cos \psi - 2a \cos \Phi)}{1 + a \cos \psi (a \cos \psi - 2 \cos \Phi)} e^{-2\gamma s}, \quad (14)$$

где $a = \exp[-\gamma(s+d)]$.

2. Эффективный дихроизм

Рассмотрим случай, когда оптически активный элемент, не обладающий собственным дихроизмом, встраивается в петлевой участок резонатора, как показано на рис. 2. При входящем в резонатор циркулярно поляризованном свете этот элемент будет придавать фазе Φ поля дополнительное приращение $\delta\Phi$. Поэтому в выражениях (11–14) нужно заменить Φ на $\Phi + \delta\Phi$.

В первых работах по волоконным резонаторам (например, в [27]) было отмечено, что наличие потерь в резонансных режимах, в которых свет наиболее эффективно осуществляет множественные проходы в контуре резонатора, приводит к резкому уменьшению интенсивности выходящего сигнала. Поскольку такие режимы возникают при выполнении определенных условий на фазу, набегаящую в резонаторе, то, очевидно, если в резонаторную петлю (кольцо) включить оптически активный элемент, то для света с разной циркулярной поляризацией, вообще говоря, одновременное выполнение условий резонанса невозможно. Поэтому противоположно поляризованные сигналы будут поглощаться по-разному. Таким образом, наличие оптически активного элемента в контуре резонатора с поглощением приведёт к появлению эффек-

тивного, то есть не связанного со свойствами самого этого элемента дихроизма в такой системе.

Рассмотрим сначала случай, в котором мы изменяем длину петлевого участка (рис. 2а), локально нагревая его, как, например, в [48]. Из рис. 3а видно, что при резонансном значении коэффициента поглощения γ интенсивности ФМ с противоположными типами круговой поляризации снижаются почти до нуля при разных значениях длин петли. При этом может наблюдаться удивительная ситуация – кратное увеличение коэффициента поглощения γ приводит к тому, что глубина провала на графиках для коэффициентов прохождения ФМ уменьшается. Аналогичная ситуация наблюдается и при уменьшении γ по сравнению с резонансным значением. Обратим внимание на поведение выходящего поля при длинах петли d_a-d_e , когда входящая в резонатор ФМ линейно поляризована. Если длина петли $d=d_a$, то из петлевого резонатора вый-

дет почти чистая поляризованная по кругу вправо ФМ. При длине петли $d=d_e$ из резонатора будет выходить поле с линейной поляризацией. Последующее увеличение длины петли до значения d_d приведёт к конвертации входящей ФМ с линейной поляризацией в почти чистую поляризованную по кругу влево ФМ. В промежуточных точках (длины $d_{b,c}$) выходящее поле будет поляризовано эллиптически вправо и влево соответственно. В точке (е) выходящее поле снова станет поляризованным линейно. Соответствующие распределения состояния поляризации на фоне картины распределения интенсивности продемонстрированы на рис. 4: буквы рисунка соответствуют индексам при d_{a-e} на горизонтальной оси на рис. 3а. Таким образом, можно сделать вывод, что петлевой резонатор со встроенным оптически активным элементом может быть использован в системах управления состоянием поляризации поля.

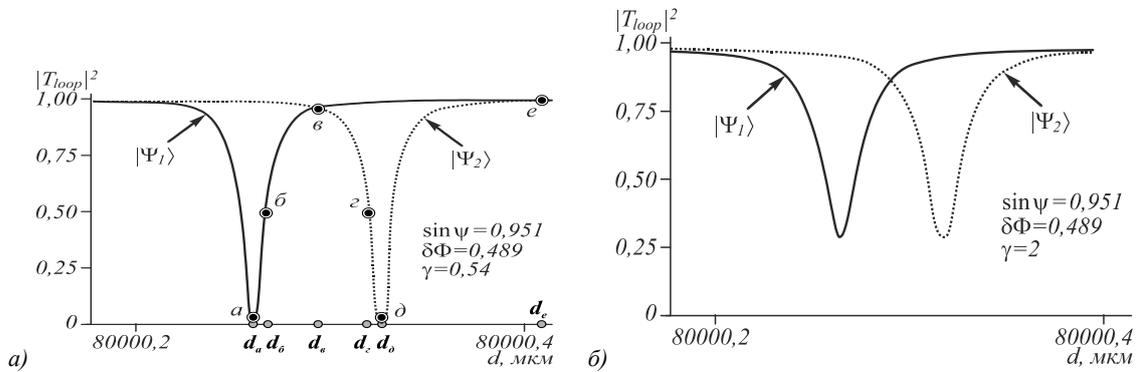


Рис. 3. Зависимость интенсивности $|T_{loop}|^2$ выходящей ФМ от длины d петлевого участка. Сплошная кривая соответствует поляризованной по кругу влево ФМ $|\Psi_1\rangle$, точечная кривая – поляризованной по кругу вправо ФМ $|\Psi_2\rangle$. Значения коэффициента затухания γ (в 1/м), сдвиги $\delta\Phi$, $\sin \psi$ указаны на рисунках. Распределение интенсивности и состояния поляризации выходящего поля для случая (а) – (е) показаны на рис. 4. Длина волны входящего поля $\lambda = \lambda_{He-Ne} = 632,8$ нм. Параметры волокна: $n_{co}=1,5$, $\Delta=10^{-3}$, $r_0 = 8\lambda_{He-Ne}$, $s = 4$ мм

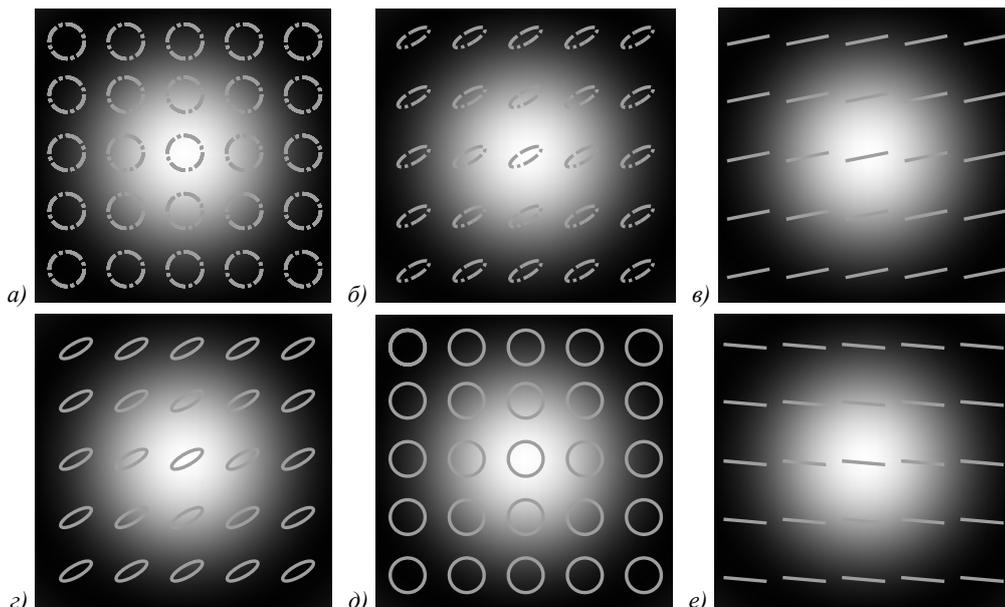


Рис. 4. Распределение интенсивности выходящего из петлевого резонатора поля, на вход которого подана линейно поляризованная ФМ. Сплошные линии отвечают вращению вектора напряжённости влево, штрихпунктирные – вращению вправо; форма линии соответствует типу поляризации. Отрезки прямых (в, е) отвечают состоянию линейной поляризации

Известно, что попадание в резонансный режим требует соблюдения ряда условий, относящихся, в частности, к длине волны входящего поля. Из рис. 5 видно, что при фиксированных геометрических параметрах петлевого резонатора и оптически активного элемента эффективный дихроизм возникает для падающего излучения при определённых длинах волн из-за того, что ФМ с разными типами круговой поляризации поглощаются по-разному при одной и той же длине волны. Стоит отметить, что глубина провала на кривых для коэффициентов прохождения зависит от значения коэффициента γ так же, как и в предыдущем случае: при отклонении значения γ от резонансного значения степень поглощения может уменьшаться. Отметим, что величина сдвижки провалов на кривых прохождения для ФМ с противоположными знаками круговой поляризации зависит от величины $\delta\Phi$.

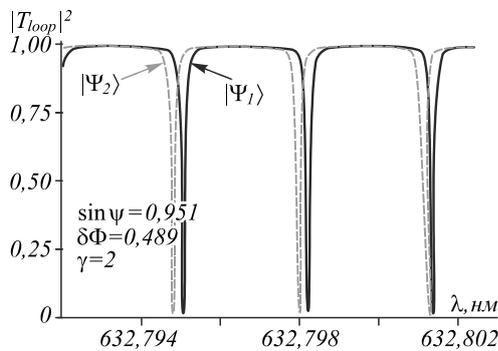


Рис. 5. Зависимость интенсивности $|T_{loop}|^2$ выходящей из петлевого резонатора ФМ от длины волны λ . Сплошная кривая соответствует поляризованной по кругу влево ФМ $|\Psi_L\rangle$, пунктирная кривая – поляризованной по кругу вправо ФМ $|\Psi_R\rangle$. Значения коэффициента затухания γ (в $1/m$), величина сдвижки $\delta\Phi$, $\sin\psi$ указаны на рисунках

Величину кругового дихроизма можно описать с помощью коэффициента кругового дихроизма D :

$$D(\lambda, \delta\Phi) = \frac{K_2 - K_1}{K_2 + K_1}, \quad (15)$$

где $K_{1,2}$ – коэффициенты поглощения для лево- и правоциркулярно поляризованных ФМ.

Как видно из рис. 6а, при некоторых значениях коэффициента поглощения γ величина $D(\lambda, \delta\Phi)$ в определённом спектральном диапазоне может принимать значения, близкие к ± 1 (случай $\delta\Phi = 0,2$). Уменьшение сдвижки $\delta\Phi$ приводит к уменьшению $D(\lambda, \delta\Phi)$. Данное поведение предсказуемо – при малых значениях $\delta\Phi$ провалы на графиках для кривых прохождения почти совпадают, поэтому коэффициенты поглощения $K_{1,2}$ тоже будут почти совпадать. Следовательно, разница $K_2 - K_1$ в числителе выражения (15) будет мала, что и обеспечит малость $D(\lambda, \delta\Phi)$.

Если коэффициент поглощения γ кратно увеличивается, то максимальные и минимальные значения коэффициента дихроизма уменьшаются по модулю

(рис. 6б), но даже при достаточно большом значении γ эффективный дихроизм в системе остаётся заметным. Стоит отметить, что для случая кольцевого резонатора рисунки, подобные рис. 3 – 6, не приведены, так как расчёты показывают, что они идентичны с точностью до сдвижки кривых по горизонтали.

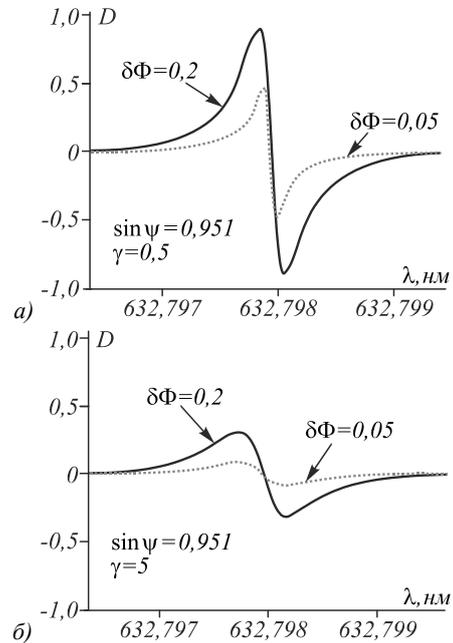


Рис. 6. Зависимость коэффициента дихроизма D от длины волны λ . Случаи (а) и (б) отличаются только коэффициентом затухания γ . Величина сдвижки $\delta\Phi$ указана рядом с кривой

Анализ литературы показывает, что круговой дихроизм как таковой в петлевых и кольцевых волоконных резонаторах почти не исследован. Единичные экспериментальные данные, представленные в работе [49], позволяют лишь косвенно судить о коэффициенте кругового дихроизма в кольцевом резонаторе. Согласно им, в случае встраивания в петлю кольцевого резонатора кюветы с жидким кристаллом с длиной 10 см величина коэффициента D в такой системе может достигать значения примерно 0,7. Нужно отметить, что в целом внимание исследователей сосредоточено на метаматериалах самой разнообразной структуры, обеспечивающей им высокие оптические характеристики. Например, двойной слой золотых колец с прорезями [50] обладает коэффициентом кругового дихроизма порядка 0,7 в микрометровом диапазоне вблизи резонансных значений длины волны. В случае системы скрученных Z-образных трубок коэффициент дихроизма в оптическом диапазоне составляет около 0,8 [51]. В гетероструктурах на основе графена в ближнем инфракрасном диапазоне коэффициент $D \approx 0,05$ [52]. Дополнительную информацию можно найти в работах [53, 54].

Несколько замечаний стоит сделать относительно оптически активного элемента. Очевидно, что наиболее удобным в использовании будет элемент воло-

конного типа, потому что его наиболее просто спрячь с петлёй (кольцом) резонатора. Однако сразу возникают сомнения, что величина сдвигки $\delta\Phi$ в этом случае будет значительной. Например, волокно из оптического стекла длиной в 1 метр, помещённое вдоль линий магнитного поля с индукцией 1 Тл, создаст сдвигку $\delta\Phi \sim 10^{-8} \div 10^{-6}$. Тем не менее было показано, что специально изготовленные фотонно-кристаллические волокна с примесями даже в относительно слабых магнитных полях могут поворачивать плоскость поляризации входящего линейно поляризованного поля примерно на 1° [55]. Другим возможным подходом в создании сдвигки $\delta\Phi$ значительной величины является использование альтернативной схемы резонатора. Например, использование двойного кольцевого резонатора (ДКР), как, например, на рис. 7а, позволяет заметно увеличить величину сдвигки $\delta\Phi$ и, следовательно, коэффициент дихроизма $D(\lambda, \delta\Phi)$. Действительно (рис. 7б), при добавлении дополнительной петли к кольцевому резонатору данный коэффициент возрастает примерно на 50%. Тем не менее исследование данного подхода, связанного с формированием каскада резонаторов, выходит далеко за рамки настоящей работы.

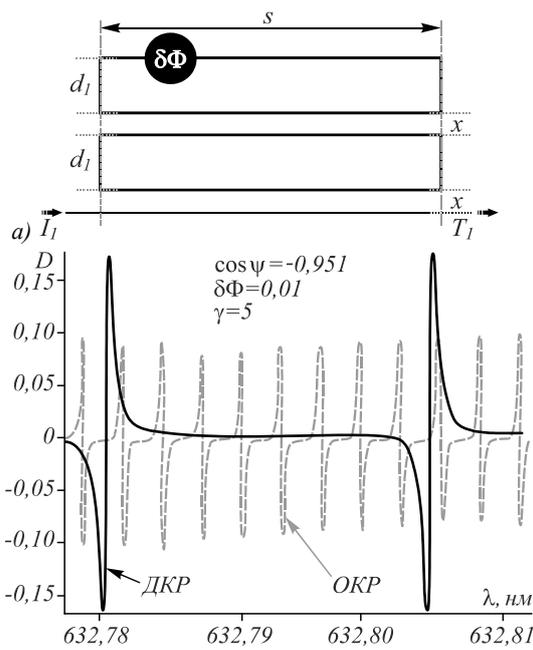


Рис. 7. Схематичное изображение двойного кольцевого резонатора (ДКР) с фазосдвигающим элементом $\delta\Phi$ во втором кольце. Длины колец и участки связи волокон одинаковы для каждого кольца и равны $2(d_1 + s)$, расстояние между элементами системы равно x (а); зависимость коэффициента дихроизма D от длины волны входящей линейно поляризованной моды. Сплошная кривая отвечает дихроизму для ДКР, схематично изображённого на рис. 7а, пунктирная кривая отвечает одинарному кольцевому резонатору (ОКР, рис. 2б) (б). Видно, что при одинаковых параметрах ($\delta\Phi$, γ , d , s) коэффициент эффективного дихроизма для ДКР больше, чем для ОКР. Параметры $s = 11,156$ мм, длина петли $d = 80$ мм, остальные параметры волокна такие, как и для рис. 3

Заключение

В данной работе мы продемонстрировали, что внесение оптически активного элемента в петлю (кольцо) резонатора, созданного на базе одномодового волокна, приводит к появлению в нём эффективного дихроизма. Максимальное значение коэффициента дихроизма зависит от величины оптической активности элемента в петле (кольце). Изменение параметров резонатора: длины петли (кольца), коэффициента затухания γ материала и длины волны входящего поля – позволяет управлять значением коэффициента дихроизма. Также показано, что рассмотренные в настоящей работе резонаторы пригодны для управления состоянием поляризации поля.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке Совета по грантам Президента Российской Федерации (Грант № МК-329.2020.2) и поддержке Программы развития на 2015–2024 гг. Крымского федерального университета им. В.И. Вернадского (Грант № ВГ 02/2020).

Литература

1. Гиротропия кристаллов / В.А. Кизель, В.И. Бурков. – М.: Наука, 1980. – 304 с.
2. Оптика анизотропных сред / Ф.И. Федоров. – Минск: Издательство АН БССР, 1958. – 382 с.
3. Физика магнитных явлений / Г.С. Кринчик. – М.: Издательство Московского университета, 1976. – 368 с.
4. **Lakhtakia, A.** Sculptured thin films: nanoengineered morphology and optics / A. Lakhtakia, R. Messier. – Bellingham, WA: SPIE Press, 2005. – 336 p.
5. **Park, H.S.** A general recipe for nondispersive optical activity in bilayer chiral metamaterials / H.S. Park, J. Park, J. Son, Y. Kim, H. Cho, J. Shin, W. Jeon, B. Min // *Advanced Optical Materials*. – 2019. – Vol. 7. – 1801729. – DOI: 10.1002/adom.201801729.
6. **Xie, F.** Lattice collective interaction engineered optical activity in metamaterials / F. Xie, W. Wu, M. Ren, W. Cai, J. Xu // *Advanced Optical Materials*. – 2020. – Vol. 8. – 1901435.
7. **Rodrigues, S.P.** Intensity-dependent modulation of optically active signals in a chiral metamaterial / S.P. Rodrigues, S. Lan, L. Kang, Y. Cui, P.W. Panuski, S. Wang, A.M. Urbas, W. Cai // *Nature Communications*. – 2017. – Vol. 8. – 14602. – DOI: 10.1038/ncomms14602.
8. **Verbiest, T.** Feature issue introduction: chirality in optics / T. Verbiest, G. Koeckelberghs, B. Champagne // *Optical Materials Express*. – 2014. – Vol. 4. – P. 2663-2665. – DOI: 10.1364/OME.4.002663.
9. **Yoshino, T.** Theory for the Faraday effect in optical fiber / T. Yoshino // *Journal of the Optical Society of America B*. – 2005. – Vol. 22. – P. 1856-1860. – DOI: 10.1364/JOSAB.22.001856.
10. **Ulrich, R.** Polarization optics of twisted single-mode fibres / R. Ulrich, A. Simon // *Applied Optics*. – 1979. – Vol. 18. – P. 2241-2251.
11. **Barshak, E.V.** Twisted anisotropic fibers for robust orbital-angular-momentum-based information transmission / E.V. Barshak, C.N. Alexeyev, B.P. Lapin, M.A. Yavorsky // *Physical Review A*. – 2015. – Vol. 91. – 033833. – DOI: 10.1103/PhysRevA.91.033833.

12. **Xi, X.M.** Optical activity in twisted solid-core photonic crystal fibers / X.M. Xi, T. Weiss, G.K.L. Wong, F. Biancalana, S.M. Barnett, M.J. Padgett, P.St.J. Russell // *Physical Review Letters*. – 2013. – Vol. 110. – P. 143903. – DOI: 10.1103/PhysRevLett.110.143903.
13. **Russell, P.S.J.** Helically twisted photonic crystal fibres / P.S.J. Russell, R. Beravat, G.K.L. Wong // *Philosophical Transactions of the Royal Society A*. – 2017. – Vol. 375. – P. 20150440. – DOI: 10.1098/rsta.2015.0440.
14. **Weiss, T.** Topological Zeeman effect and circular birefringence in twisted photonic crystal fibers / T. Weiss, G.K.L. Wong, F. Biancalana, S.M. Barnett, X.M. Xi, P.St.J. Russell // *Journal of the Optical Society of America B*. – 2013. – Vol. 30. – P. 2921-2927.
15. **Chen, L.** Photonic crystal fiber polarization rotator based on the topological Zeeman effect / L. Chen, W.-G. Zhang, T.-Y. Yan, L. Wang, J. Sieg, B. Wang, Q. Zhou, L.-Y. Zhang // *Optics Letters*. – 2015. – Vol. 40. – P. 3448-3451. – DOI: 10.1364/OL.40.003448.
16. **Alexeyev, C.N.** Optical activity in multihelical optical fibers / C.N. Alexeyev, B.P. Lapin, G. Milione, M.A. Yavorsky // *Physical Review A*. – 2015. – Vol. 92. – P. 033809. – DOI: 10.1103/PhysRevA.92.033809.
17. **Alexeyev, C.N.** Reciprocal optical activity in multihelical optical fibers / C.N. Alexeyev, E.V. Barshak, B.P. Lapin, M.A. Yavorsky // *Physical Review A*. – 2018. – Vol. 98. – P. 023824. – DOI: 10.1103/PhysRevA.98.023824.
18. **Alexeyev, C.N.** Polarization plane rotation for higher order modes in twisted optical fibers with discrete rotationally symmetric core / C.N. Alexeyev, M.C. Alexeyeva, B.P. Lapin, D.V. Vikulin, M.A. Yavorsky // *Journal of Physics: Conference Series*. – 2018. – Vol. 1124. – P. 051006. – DOI: 10.1088/1742-6596/1124/5/051006.
19. **Chiao, R.Y.** Manifestation of Berry's topological phase for the photon / R.Y. Chiao, Y.-S. Wu // *Physical Review Letters*. – 1986. – Vol. 57. – P. 933-936. – DOI: 10.1103/PhysRevLett.57.933.
20. **Tomita, A.** Observation of Berry's topological phase by use of an optical fibre / A. Tomita, R.Y. Chiao // *Physical Review Letters*. – 1986. – Vol. 57. – P. 937-940. – DOI: 10.1103/PhysRevLett.57.937.
21. **Alekseyev, K.N.** Propagation of optical vortices in coiled weakly guiding optical fibers / K.N. Alekseyev, M.A. Yavorsky // *Optics and Spectroscopy*. – 2007. – Vol. 102. – P. 754-759. – DOI: 10.1134/S0030400X07050177.
22. **Li, P.** Self-accelerated optical activity in free space induced by the Gouy phase / P. Li, X. Fan, D. Wu, B. Liu, Y. Li, J. Zhao // *Photonics Research*. – 2020. – Vol. 8. – P. 475-481. – DOI: 10.1364/PRJ.380675.
23. **Wong, G.K.L.** Enhanced optical activity and circular dichroism in twisted photonic crystal fiber / G.K.L. Wong, X.M. Xi, M.H. Frosz, P.S.J. Russell // *Optics Letters*. – 2015. – Vol. 40. – P. 4639-4642. – DOI: 10.1364/OL.40.004639.
24. **Alexeyev, C.N.** Resonance optical activity in multihelical optical fibers / C.N. Alexeyev, B.P. Lapin, M.A. Yavorsky // *Optics Letters*. – 2016. – Vol. 41. – P. 962-965. – DOI: 10.1364/OL.41.000962.
25. **Golub, I.** Berry's phase amplification by a ring resonator / I. Golub // *Optics Letters*. – 2006. – Vol. 31. – P. 3342-3344. – DOI: 10.1364/OL.31.003342.
26. **Golub, I.** Observation of Berry's phase amplification by a ring resonator / I. Golub, T. Audet, L. Imobekhai // *Journal of the Optical Society of America B*. – 2010. – Vol. 27. – P. 1698-1700. – DOI: 10.1364/JOSAB.27.001698.
27. **Stokes, L.F.** All-single-mode fiber resonator / L.F. Stokes, M. Chodorow, H.J. Shaw // *Optics Letters*. – 1982. – Vol. 7. – P. 288-290. – DOI: 10.1364/OL.7.000288.
28. **Zhang, F.** Direct-coupling single-mode fiber ring resonator / F. Zhang, J.W.Y. Lit // *Journal of the Optical Society of America A*. – 1988. – Vol. 5. – P. 1347-1355. – DOI: 10.1364/JOSAA.5.001347.
29. **Yu, W.** A tunable all-fiber filter based on microfiber loop resonator / W. Yu, Z. Xu, H. Changlun, B. Jian, Y. Guoguang // *Applied Physics Letters*. – 2008. – Vol. 92. – P. 191112. – DOI: 10.1063/1.2926672.
30. **Liu, D.** Submicron-resonator-based add-drop optical filter with an ultra-large free spectral range / D. Liu, C. Zhang, D. Liang, D. Dai // *Optics Express*. – 2019. – Vol. 27. – P. 416-422. – DOI: 10.1364/OE.27.000416.
31. **Madamopoulos, N.** Fiber loop mirror based single-platform multifunctional Michelson-Gires-Tournois filter / N. Madamopoulos // *Optics Communications*. – 2019. – Vol. 436. – P. 134-142.
32. **Mistry, A.** Bandwidth-tunable, FSR-free, microring-based, SOI filter with integrated contra-directional couplers / A. Mistry, M. Hammood, H. Shoman, L. Chrostowski, N.A.F. Jaeger // *Optics Letters*. – 2018. – Vol. 43. – P. 6041-6044. – DOI: 10.1364/OL.43.006041.
33. **Talataisong, W.** A review of microfiber-based temperature sensors / W. Talataisong, R. Ismaeel, G. Brambilla // *Sensors*. – 2018. – Vol. 18. – P. 461. – DOI: 10.3390/s18020461.
34. **Linslal, C.L.** Analysis and modeling of an optical fiber loop resonator and an evanescent field absorption sensor for the application for chemical detection / C.L. Linslal, P.M. Syam Mohan, A. Halder, T.K. Gangopadhyay // *Sensors and Actuators A: Physical*. – 2013. – Vol. 194. – P. 160-168. – DOI: 10.1016/j.sna.2013.01.021.
35. **Xu, F.** Demonstration of a refractometric sensor based on optical microfiber coil resonator / F. Xu, G. Brambilla // *Applied Physics Letters*. – 2008. – Vol. 92. – P. 101126. – DOI: 10.1063/1.2898211.
36. **Wang, Q.** Research on fiber loop coupled resonator slow light and displacement sensing technology / Q. Wang, X. Feng, Y. Zhao, J. Li, H. Hu // *Sensors and Actuators A: Physical*. – 2015. – Vol. 233. – P. 472-479. – DOI: 10.1016/j.sna.2015.08.004.
37. **Yuan, G.** Autler-Townes splitting biosensing based on a nonuniform photonic crystal waveguide with feedback loop / G. Yuan, F. Peng, L. Guan, Z. Peng, Z. Wang // *Applied Optics*. – 2018. – Vol. 57. – P. 6976-6981. – DOI: 10.1364/AO.57.006976.
38. **Fülöp, A.** High-order coherent communications using mode-locked dark-pulse Kerr combs from microresonators / A. Fülöp, M. Mazur, A. Lorences-Riesgo, Ó.B. Helgason, P.-H. Wang, Y. Xuan, D.E. Leaird, M. Qi, P.A. Andrekson, A.M. Weiner, V. Torres-Company // *Nature Communications*. – 2018. – Vol. 9. – P. 1598. – DOI: 10.1038/s41467-018-04046-6.
39. **Butt, M.A.** Device performance of standard strip, slot and hybrid plasmonic μ -ring resonator: a comparative study / M.A. Butt, S.N. Khonina, N.L. Kazanskiy // *Waves in Random and Complex Media*. – 2020. – P. 1-10. – DOI: 10.1080/17455030.2020.1744769.
40. **Butt, M.A.** Sensitivity enhancement of silicon strip waveguide ring resonator by incorporating a thin metal film / M.A. Butt, S.N. Khonina, N.L. Kazanskiy // *IEEE Sensors Journal*. – 2020. – Vol. 20, Issue 3. – P. 1355-1362. – DOI: 10.1109/JSEN.2019.2944391.
41. **Alexeyev, C.N.** Inversion of the topological charge of optical vortices in a coil fiber resonator / C.N. Alexeyev, A.V. Milodan, M.C. Alexeyeva, M.A. Yavorsky // *Optics Letters*. – 2016. – Vol. 41. – P. 1526-1529. – DOI: 10.1364/OL.41.001526.
42. **Alexeyev, C.N.** Transmission of optical vortices through fiber loop resonators / C.N. Alexeyev, E.V. Barshak, B.P. Lapin, M.A. Yavorsky // *Optics Letters*. – 2019. – Vol. 44. – P. 4044-4047. – DOI: 10.1364/OL.44.004044.
43. **Zheng, J.** Wavelength-switchable vortex beams based on a polarization-dependent microknot resonator / J. Zheng,

- A. Yang, T. Wang, X. Zeng, N. Cao, M. Liu, F. Pang, T. Wang // *Photonics Research*. – 2018. – Vol. 6. – P. 396-402. – DOI: 10.1364/PRJ.6.000396.
44. **Alexeyev, C.N.** Topological resonances, super-efficient OAM control and spin-orbit interaction enhancement in fiber loop resonators / C.N. Alexeyev, E.V. Barshak, B.P. Lapin, M.A. Yavorsky // *Physical Review A*. – 2020. – Vol. 101. – P. 063801. – DOI: 10.1103/PhysRevA.101.063801.
45. **Sumetsky, M.** The microfiber loop resonator: Theory, experiment, and application / M. Sumetsky, Y. Dulashko, J.M. Fini, A. Hale, D.J. DiGiovanni // *Journal of Lightwave Technology*. – 2006. – Vol. 24. – P. 242-250. – DOI: 10.1109/JLT.2005.861127.
46. **Yariv, A.** Universal relations for coupling of optical power between microresonators and dielectric waveguides / A. Yariv // *Electronics Letters*. – 2000. – Vol. 36. – P. 321-322. – DOI: 10.1049/el:20000340.
47. **Snyder, A.W.** Optical waveguide theory / A.W. Snyder, J.D. Love. – London, New York: Chapman and Hall, 1985. – 750 p.
48. **Wu, X.** High-Q microresonators integrated with microheaters on a 3C-SiC-on-insulator platform / X. Wu, T. Fan, A.A. Eftekhar, A. Adibi // *Optics Letters*. – 2019. – Vol. 44. – P. 4941-4944. – DOI: 10.1364/OL.44.004941.
49. **Vollmer, F.** Ring-resonator-based frequency-domain optical activity measurements of a chiral liquid / F. Vollmer, P. Fischer // *Optics Letters*. – 2006. – Vol. 31. – P. 453-455. – DOI: 10.1364/OL.31.000453.
50. **Decker, M.** Twisted split-ring-resonator photonic metamaterial with huge optical activity / M. Decker, R. Zhao, C.M. Soukoulis, S. Linden, M. Wegener // *Optics Letters*. – 2010. – Vol. 35. – P. 1593-1595. – DOI: 10.1364/OL.35.001593.
51. **Qu, Y.** Giant circular dichroism induced by tunable resonance in twisted Z-shaped nanostructure / Y. Qu, L. Huang, L. Wang, Z. Zhang // *Optics Express*. – 2017. – Vol. 25. – P. 5480-5487. – DOI: 10.1364/OE.25.005480.
52. **Hu, L.** Enhanced circular dichroism in hybrid graphene-metal metamaterials at the near-infrared region / L. Hu, H. Dai, F. Xi, Y. Tang, F. Cheng // *Optics Communications*. – 2020. – Vol. 473. – P. 125947. – DOI: 10.1016/j.optcom.2020.125947.
53. **Досколович, Л.Л.** Резонансные магнитооптические эффекты в дифракционных решетках с намагниченным слоем / Л.Л. Досколович, Е.А. Безус, Д.А. Быков, В.И. Белотелов, А.К. Звездин // *Компьютерная оптика*. – 2007. – Т. 31, № 1. – С. 4-8.
54. **Plum, E.** Extrinsic electromagnetic chirality in metamaterials / E. Plum, V.A. Fedotov, N.I. Zheludev // *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*. – 2009. – Vol. 11. – P. 074009. – DOI: 10.1088/1464-4258/11/7/074009.
55. **Schmidt, M.A.** Complex Faraday rotation in microstructured magneto-optical fiber waveguides / M.A. Schmidt, L. Wondraczek, H.W. Lee, N. Granzow, N. Da, P.S.J. Russell // *Advanced Materials*. – 2011. – Vol. 23. – P. 2681-2688. – DOI: 10.1002/adma.201100364.

Сведения об авторах

Алексеев Константин Николаевич, доктор физико-математических наук, профессор, 1960 года рождения; в 1982 году окончил Симферопольский государственный университет по специальности «Физика», работает профессором на кафедре теоретической физики в Физико-техническом институте Крымского федерального университета. Область научных интересов: волоконная сингулярная оптика. E-mail: c.alexeyev@yandex.ua.

Баршак Елена Владимировна, 1989 года рождения, кандидат физико-математических наук. Занимает должность доцента кафедры физики конденсированных сред, физических методов и информационных технологий в медицине в Физико-техническом институте КФУ им. В.И. Вернадского. Область научных интересов: волоконная оптика, сингулярная оптика. E-mail: lena.barshak@gmail.com.

Викулин Дмитрий Вячеславович, 1996 года рождения, в 2017 году окончил Крымский федеральный университет имени В.И. Вернадского по специальности 03.03.02 «Физика», является аспирантом кафедры теоретической физики Физико-технического института Крымского федерального университета им. В.И. Вернадского. Область научных интересов: волоконная оптика, волоконная акустооптика, сингулярная оптика. E-mail: vikulindmitriy@mail.ru.

Лалин Борис Петрович, 1986 года рождения, кандидат физико-математических наук; в 2009 году окончил Таврический национальный университет им. В.И. Вернадского по специальности «Физика», работает в должности доцента на кафедре общей физики в Физико-техническом институте Крымского федерального университета. Область научных интересов: волоконная сингулярная оптика. E-mail: lalinboris@gmail.com.

Яворский Максим Александрович, 1982 года рождения, в 2004 году окончил Таврический национальный университет им. В.И. Вернадского по специальности «Физика», кандидат физико-математических наук (2008 год). Работает зам. директора по научной работе Физико-технического института КФУ им. В.И. Вернадского. Область научных интересов: волоконная оптика, акустооптика, сингулярная оптика. E-mail: maxyavorsky@yahoo.com.

ГРНТИ: 29.33.17 – Методы управления оптическим излучением
Поступила в редакцию 9 мая 2020 г. Окончательный вариант – 5 декабря 2020 г.

Induced dichroism in fiber optical resonators with an embedded optically active element

C.N. Alexeyev¹, E.V. Barshak¹, D.V. Vikulin¹, B.P. Lapin¹, M.A. Yavorsky¹

¹V.I. Vernadsky Crimean Federal University, 295000, Simferopol, Russia, Prospekt Vernadskogo 4

Abstract

In this paper we have demonstrated the emergence of an effective circular dichroism for the fundamental mode in fiber resonators of loop and ring types with an optically active element embedded into the loop/ring. Changing the parameters of the resonator, the optically active element, or the wavelength of the incoming field allows one to control the value of the effective dichroism and actually, to increase optical activity of the element. It is shown that these resonators can be used as working elements of all-fiber polarizers for the fundamental mode.

Keywords: fiber loop resonator, fiber ring resonator, circular dichroism.

Citation: Alexeyev CN, Barshak EV, Vikulin DV, Lapin BP, Yavorsky MA. Induced dichroism in fiber optical resonators with an embedded optically active element. *Computer Optics* 2021; 45(2): 200-207. DOI: 10.18287/2412-6179-CO-750.

Acknowledgements: This work was supported by the Council for Grants of the President of the Russian Federation (grant MK-329.2020.2) and by the Development Program 2015-2024 of Vernadsky Crimean Federal University (grant BF 02/2020).

References

- [1] Kizel VA, Burkov VI. Gyrotropy of crystals [In Russian]. Moscow: "Nauka" Publisher; 1980.
 - [2] Fedorov FI. Optics of anisotropic media [In Russian]. Minsk: "Academia Nauk BSSR" Publisher; 1958.
 - [3] Krinchik GS. Physics of magnetic phenomena [In Russian]. Moscow: "Izdatelstvo Moskovskogo Universiteta" Publisher; 1976.
 - [4] Lakhtakia A, Messier R. Sculptured thin films: nanoengineered morphology and optics. Bellingham, WA: SPIE Press; 2005.
 - [5] Park HS, Park J, Son J, Kim Y, Cho H, Shin J, Jeon W, Min B. A general recipe for nondispersive optical activity in bilayer chiral metamaterials. *Adv Opt Mater* 2019; 7: 1801729. DOI: 10.1002/adom.201801729.
 - [6] Xie F, Wu W, Ren M, Cai W, Xu J. Lattice collective interaction engineered optical activity in metamaterials. *Adv Opt Mater* 2020; 8: 1901435. DOI: 10.1002/adom.201901435.
 - [7] Rodrigues SP, Lan S, Kang L, Cui Y, Panuski PW, Wang S, Urbas AM, Cai W. Intensity-dependent modulation of optically active signals in a chiral metamaterial. *Nat Commun* 2017; 8: 14602. DOI: 10.1038/ncomms14602.
 - [8] Verbiest T, Koeckelberghs G, Champagne B. Feature issue introduction: chirality in optics. *Opt Mater Express* 2014; 4: 2663-2665. DOI: 10.1364/OME.4.002663.
 - [9] Yoshino T. Theory for the Faraday effect in optical fiber. *J Opt Soc Am B* 2005; 22: 1856-1860. DOI: 10.1364/JOSAB.22.001856.
 - [10] Ulrich R, Simon A. Polarization optics of twisted single-mode fibres. *Appl Opt* 1979; 18: 2241-2251.
 - [11] Barshak EV, Alexeyev CN, Lapin BP, Yavorsky MA. Twisted anisotropic fibers for robust orbital-angular-momentum-based information transmission. *Phys. Rev. A* 2015; 91: 033833. DOI: 10.1103/PhysRevA.91.033833.
 - [12] Xi XM, Weiss T, Wong GKL, Biancalana F, Barnett SM, Padgett MJ, Russell PStJ. Optical activity in twisted solid-core photonic crystal fibers. *Phys Rev Lett* 2013; 110: 143903. DOI: 10.1103/PhysRevLett.110.143903.
 - [13] Russell PSJ, Beravat R, Wong GKL. Helically twisted photonic crystal fibres. *Philos Trans Royal Soc A* 2017; 375: 20150440. DOI: 10.1098/rsta.2015.0440.
 - [14] Weiss T, Wong GKL, Biancalana F, Barnett SM, Xi XM, Russell PStJ. Topological Zeeman effect and circular birefringence in twisted photonic crystal fibers. *J Opt Soc Am B* 2013; 30: 2921-2927. DOI: 10.1364/JOSAB.30.002921.
 - [15] Chen L, Zhang W-G, Yan T-Y, Wang L, Sieg J, Wang B, Zhou Q, Zhang L-Y. Photonic crystal fiber polarization rotator based on the topological Zeeman effect. *Opt Lett* 2015; 40: 3448-3451. DOI: 10.1364/OL.40.003448.
 - [16] Alexeyev CN, Lapin BP, Milione G, Yavorsky MA. Optical activity in multihelical optical fibers. *Phys Rev A* 2015; 92: 033809. DOI: 10.1103/PhysRevA.92.033809.
 - [17] Alexeyev CN, Barshak EV, Lapin BP, Yavorsky MA. Reciprocal optical activity in multihelical optical fibers. *Phys Rev A* 2018; 98: 023824. DOI: 10.1103/PhysRevA.98.023824.
 - [18] Alexeyev CN, Alexeyeva MC, Lapin BP, Vikulin DV, Yavorsky MA. Polarization plane rotation for higher order modes in twisted optical fibers with discrete rotationally symmetric core. *J Phys Conf Ser* 2018; 1124: 051006. DOI: 10.1088/1742-6596/1124/5/051006.
 - [19] Chiao RY, Wu Y-S. Manifestation of Berry's topological phase for the photon. *Phys Rev Lett* 1986; 57: 933-936. DOI: 10.1103/PhysRevLett.57.933.
 - [20] Tomita A, Chiao RY. Observation of Berry's topological phase by use of an optical fibre. *Phys Rev Lett* 1986; 57: 937-940. DOI: 10.1103/PhysRevLett.57.937.
 - [21] Alekseyev K.N., Yavorsky M.A. Propagation of optical vortices in coiled weakly guiding optical fibers. *Opt Spectrosc* 2007; 102: 754-759. DOI: 10.1134/S0030400X07050177.
 - [22] Li P, Fan X, Wu D, Liu B, Li Y, Zhao J. Self-accelerated optical activity in free space induced by the Gouy phase. *Photon Res* 2020; 8: 475-481. DOI: 10.1364/PRJ.380675.
 - [23] Wong GKL, Xi XM, Frosz MH, Russell PSJ. Enhanced optical activity and circular dichroism in twisted photonic crystal fiber. *Opt Lett* 2015; 40: 4639-4642. DOI: 10.1364/OL.40.004639.
-

- [24] Alexeyev CN, Lapin BP, Yavorsky MA. Resonance optical activity in multihelical optical fibers. *Opt Lett* 2016; 41: 962-965. DOI: 10.1364/OL.41.000962.
- [25] Golub I. Berry's phase amplification by a ring resonator. *Opt Lett* 2006; 31: 3342-3344. DOI: 10.1364/OL.31.003342.
- [26] Golub I, Audet T, Imobekhai L. Observation of Berry's phase amplification by a ring resonator. *J Opt Soc Am B* 2010; 27: 1698-1700. DOI: 10.1364/JOSAB.27.001698.
- [27] Stokes LF, Chodorow M, Shaw HJ. All-single-mode fiber resonator. *Opt Lett* 1982; 7: 288-230. DOI: 10.1364/OL.7.000288.
- [28] Zhang F, Lit JWY. Direct-coupling single-mode fiber ring resonator. *J Opt Soc Am A* 1988; 5: 1347-1355. DOI: 10.1364/JOSAA.5.001347.
- [29] Yu W, Xu Z, Changlun H, Jian B, Guoguang Y. A tunable all-fiber filter based on microfiber loop resonator. *Appl Phys Lett* 2008; 92: 191112. DOI: 10.1063/1.2926672.
- [30] Liu D, Zhang C, Liang D, Dai D. Submicron-resonator-based add-drop optical filter with an ultra-large free spectral range. *Opt Express* 2019; 27: 416-422. DOI: 10.1364/OE.27.000416.
- [31] Madamopoulos N. Fiber loop mirror based single-platform multifunctional Michelson-Gires-Tournois filter. *Opt Commun* 2019; 436: 134-142.
- [32] Mistry A, Hammood M, Shoman H, Chrostowski L, Jaeger NAF. Bandwidth-tunable, FSR-free, microring-based, SOI filter with integrated contra-directional couplers. *Opt Lett* 2018; 43: 6041-6044. DOI: 10.1364/OL.43.006041.
- [33] Talataisong W, Ismael R, Brambilla G. A review of microfiber-based temperature sensors. *Sensors* 2018; 18: 461. DOI: 10.3390/s18020461.
- [34] Linslal CL, Syam Mohan PM, Halder A, Gangopadhyay TK. Analysis and modeling of an optical fiber loop resonator and an evanescent field absorption sensor for the application for chemical detection. *Sens Actuator A Phys* 2013; 194: 160-168. DOI: 10.1016/j.sna.2013.01.021.
- [35] Xu F, Brambilla G. Demonstration of a refractometric sensor based on optical microfiber coil resonator. *Appl Phys Lett* 2008; 92: 101126. DOI: 10.1063/1.2898211.
- [36] Wang Q, Feng X, Zhao Y, Li J, Hu H. Research on fiber loop coupled resonator slow light and displacement sensing technology. *Sens Actuator A Phys* 2015; 233: 472-479. DOI: 10.1016/j.sna.2015.08.004.
- [37] Yuan G, Peng F, Guan L, Peng Z, Wang Z. Autler-Townes splitting biosensing based on a nonuniform photonic crystal waveguide with feedback loop. *Appl Opt* 2018; 57: 6976-6981. DOI: 10.1364/AO.57.006976.
- [38] Fülöp A, Mazur M, Lorences-Riesgo A, Helgason ÓB, Wang P-H, Xuan Y, Leaird DE, Qi M, Andrekson PA, Weiner AM, Torres-Company V. High-order coherent communications using mode-locked dark-pulse Kerr combs from microresonators. *Nat Commun* 2018; 9: 1598. DOI: 10.1038/s41467-018-04046-6.
- [39] Butt MA, Khonina SN, Kazanskiy NL. Device performance of standard strip, slot and hybrid plasmonic μ -ring resonator: a comparative study. *Waves in Random and Complex Media* 2020; 1-10. DOI: 10.1080/17455030.2020.1744769.
- [40] Butt MA, Khonina SN, Kazanskiy NL. Sensitivity enhancement of silicon strip waveguide ring resonator by incorporating a thin metal film. *IEEE Sens J* 2020; 20: 1355-1362. DOI: 10.1109/JSEN.2019.2944391.
- [41] Alexeyev CN, Milodan AV, Alexeyeva MC, Yavorsky MA. Inversion of the topological charge of optical vortices in a coil fiber resonator. *Opt Lett* 2016; 41: 1526-1529. DOI: 10.1364/OL.41.001526.
- [42] Alexeyev CN, Barshak EV, Lapin BP, Yavorsky MA. Transmission of optical vortices through fiber loop resonators. *Opt Lett* 2019; 44: 4044-4047. DOI: 10.1364/OL.44.004044.
- [43] Zheng J, Yang A, Wang T, Zeng X, Cao N, Liu M, Pang F, Wang T. Wavelength-switchable vortex beams based on a polarization-dependent microknot resonator. *Photon Res* 2018; 6: 396-402. DOI: 10.1364/PRJ.6.000396.
- [44] Alexeyev CN, Barshak EV, Lapin BP, Yavorsky MA. Topological resonances, super-efficient OAM control and spin-orbit interaction enhancement in fiber loop resonators. *Phys Rev A* 2020; 101: 063801. DOI: 10.1103/PhysRevA.101.063801.
- [45] Sumetsky M, Dulashko Y, Fini JM, Hale A, DiGiovanni DJ. The microfiber loop resonator: Theory, experiment, and application. *J Light Technol* 2006; 24: 242-250. DOI: 10.1109/JLT.2005.861127.
- [46] Yariv A. Universal relations for coupling of optical power between microresonators and dielectric waveguides. *Electron Lett* 2000; 36: 321-322. DOI: 10.1049/el:20000340.
- [47] Snyder AW, Love JD. *Optical waveguide theory*. London, New York: Chapman and Hall; 1985.
- [48] Wu X, Fan T, Eftekhari AA, Adibi A. High-Q microresonators integrated with microheaters on a 3C-SiC-on-insulator platform. *Opt Lett* 2019; 44: 4941-4944. DOI: 10.1364/OL.44.004941.
- [49] Vollmer F, Fischer P. Ring-resonator-based frequency-domain optical activity measurements of a chiral liquid. *Opt Lett* 2006; 31: 453-455. DOI: 10.1364/OL.31.000453.
- [50] Decker M, Zhao R, Soukoulis CM, Linden S, Wegener M. Twisted split-ring-resonator photonic metamaterial with huge optical activity. *Opt Lett* 2010; 35: 1593-1595. DOI: 10.1364/OL.35.001593.
- [51] Qu Y, Huang L, Wang L, Zhang Z. Giant circular dichroism induced by tunable resonance in twisted Z-shaped nanostructure. *Opt Express* 2017; 25: 5480-5487. DOI: 10.1364/OE.25.005480.
- [52] Hu L, Dai H, Xi F, Tang Y, Cheng F. Enhanced circular dichroism in hybrid graphene-metal metamaterials at the near-infrared region. *Opt Commun* 2020; 473: 125947. DOI: 10.1016/j.optcom.2020.125947.
- [53] Doskolovich LL, Bezus EA, Bykov DA, Belotelov VI, Zvezdin AK. Resonant magneto-optical effects in diffraction gratings with a magnetized layer [In Russian]. *Computer Optics* 2007; 31: 4-8.
- [54] Plum E, Fedotov VA, Zheludev NI. Extrinsic electromagnetic chirality in metamaterials. *J Opt A-Pure Appl Opt* 2009; 11: 074009. DOI: 10.1088/1464-4258/11/7/074009.
- [55] Schmidt MA, Wondraczek L, Lee HW, Granzow N, Da N, Russell PSJ. Complex Faraday rotation in microstructured magneto-optical fiber waveguides. *Adv Mater* 2011; 23: 2681-2688. DOI: 10.1002/adma.201100364.

Authors' information

Constantine Nikolayevich Alexeyev, (b. 1960) Doctor of Physical and Mathematical Sciences, professor, graduated from Simferopol State University in 1982 with a degree in Physics, currently a professor at the Theoretical Physics department at the Physical-Technical Institute of Crimean Federal University. Research interests: singular fiber optics. E-mail: c.alexeyev@yandex.ua.

Elena Vladimirovna Barshak, (b. 1989), PhD, currently she works as the senior tutor of Condensed Matter Physics, Physical Methods and Information Technologies in Medicine department at the Physical-Technical Institute of the V.I. Vernadsky Crimean Federal University. Research interests are fiber optics, singular optics. E-mail: lena.barshak@gmail.com.

Dmitriy Vyacheslavovich Vikulin, (b. 1996) graduated from the V.I. Vernadsky Crimean Federal University in 2017, majoring in Physics. Currently he is a postgraduate student Theoretical Physics department, Physics and Technology Institute of the V.I. Vernadsky Crimean Federal University. Research interests are fiber optics, fiber acousto-optics, singular optics. E-mail: vikulindmitriy@mail.ru.

Boris Petrovich Lapin, (born in 1986), Candidate of Physical and Mathematical Sciences; graduated from the V.I. Vernadsky Taurida National University (specialty "Physics") in 2009, currently an associate professor at the Physical-Technical Institute of Crimean Federal University. Research interests: singular fiber optics. E-mail: lapinboris@gmail.com.

Maxim Alexandrovich Yavorsky (b. 1982) graduated from the V.I. Vernadsky Taurida National University in 2004, majoring in Physics, PhD (2008). Currently he works as the vice director in science at the Physical-Technical Institute of the V.I. Vernadsky Crimean Federal University. Research interests are fiber optics, acousto-optics, singular optics. E-mail: maxyavorsky@yahoo.com.

Received May 9, 2020. The final version – December 5, 2020.
