09

Добротность микрокольцевых резонаторов: методика расчета и эксперимент

© Д.Е. Артемов,[1,2] А.В. Бучинский,[3] А.П. Смирнов,[2] А.А. Ершов,[4] А.А. Никитин,[4] А.Б. Устинов,[4] В.Н. Трещиков,[1] А.И. Федосеев[2]

[1]ООО „Т8“,
107076 Москва, Россия
[2]Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
119234 Москва, Россия
[3]Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет),
141701 Долгопрудный, Московская обл., Россия
[4]Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет „ЛЭТИ“ им. В.И. Ульянова (Ленина),
197022 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: artemov.de@t8.ru

Поступило в Редакцию 2 октября 2024 г.
В окончательной редакции 13 декабря 2024 г.
Принято к публикации 21 декабря 2024 г.

Впервые разработана модель для расчета нагруженной добротности микрокольцевого резонатора, учитывающая распределенную связь резонатора с прямым волноводом. Проведен модельный расчет нагруженной добротности микрокольцевых резонаторов с заданной геометрией и заданным профилем показателя преломления. Результаты расчетов сравнены с экспериментальными значениями добротностей, рассчитанными по измеренным спектрам пропускания нескольких резонаторов. Насколько известно авторам, полученное удовлетворительное согласие расчетных и экспериментальных данных продемонстрировано впервые, что позволило рекомендовать модель и методику для использования в предварительных расчетах и в проектировании высокодобротных микрокольцевых резонаторов.

Ключевые слова: микрокольцевые резонаторы, фотонный, интерферометр Фабри–Перо.

DOI: 10.61011/JTF.2025.06.60469.308-24

Введение

В настоящее время микрокольцевые резонаторы (МКР) являются ключевыми элементами фотонных интегральных схем. Такие элементы применяются в качестве различных пассивных устройств, а также компактных и широкополосных электрооптических модуляторов [1]. Отметим, что благодаря снижению порогов нелинейных эффектов [2] МКР находят свое применение при создании различных нелинейных устройств [3]. Одной из ключевых характеристик МКР является его добротность, определяемая как затуханием света в волноводе, так и потерями, обусловленными связью мод МКР и подводящих волноводов. Из коэффициента затухания света в волноводе можно рассчитать собственную добротность МКР с заданной геометрией [4]. Потери за счет связи определяются энергообменом между продольными модами МКР и модами близлежащих волноводов [5]. Для расчета нагруженной добротности МКР в первую очередь требуется расчет характеристик продольных мод волноводов. Эти характеристики рассчитываются, как правило, с использованием известных подходов (см., например, [6]), основанных на решении двумерного уравнения Гельмгольца [7].

В то же время расчет энергообмена между модами на участке связи, представляющий более сложную задачу, может быть выполнен в рамках теории связанных мод [8–12] по аналогии с похожей задачей в СВЧ диапазоне [13] или в рамках модели с 3-мерным волновым уравнением [14,15]. Эффективные численные методы расчетов в рамках последней модели, например FDTD, реализованы в коммерческом программном обеспечении [6]. Следует в этой связи заметить, что в литературе отсутствует сравнение результатов таких расчетов с экспериментальными данными для высокодобротных МКР. Из-за закрытости программного обеспечения можно только полагать, что при дискретизации модели могут возникать ошибки расчетов оптических потерь и связи мод волноводов.

В настоящей работе предлагается упрощенная модель для расчета нагруженной добротности высокодобротных МКР. Модель основана на многолучевой интерференции парциальных волн, образующихся после каждого кругового прохода МКР. При этом на каждом проходе энергообмен учитывается в рамках теории связанных мод. С использованием последней удается свести расчет к одномерному. Адекватность такого подхода проверяется сравнением с полученными экспериментально эквидистантными резонансами в спектрах пропускания четырех образцов МКР. Полученные данные позволили сделать вывод о том, что в пределах каждого резонанса

спектр пропускания МКР имеет тот же профиль, что и интерферометр Фабри–Перо.

1. Собственные продольные моды МКР и прямого волновода

МКР с близлежащим элементом связи — участком прямого волновода — изображен на рис. 1. В таблице приведены значения геометрических параметров образцов. Значения показателя преломления материалов сердцевины (Si_3N_4) и оболочки (SiO_2) прямоугольного волновода получены от производителя фотонной интегральной схемы.

В силу симметрии и однородности геометрии компоненты электрического поля собственных продольных мод $\vec{E}_R$ МКР и $\vec{E}_{WG}$ прямого волновода в общем виде представимы произведением амплитуд A_R и B_{WG}, действительных поперечных распределений поля e_R и e_{WG} и фазовых множителей:

$$\begin{cases} E_R^{(q)}(r,y,\phi,t) = A_R(\varphi)\cdot e_R^{(q)}(r,y) \\ \quad \times \exp\left\{i\cdot\left(\varphi_R^{(q)} + \omega t - m_R\phi\right)\right\}, q = r, y, \phi, \\ E_{WG}^{(q)}(x,y,z,t) = B_{WG}(z)\cdot e_{WG}^{(q)}(x,y) \\ \quad \times \exp\left\{i\cdot\left(\varphi_{WG}^{(q)} + \omega t - \beta_{WG} z\right)\right\}, q = x, y, z. \end{cases} \quad (1)$$

Входящие в (1) величины m_R, β_{WG} и $\vec{e}_R, \vec{e}_{WG}$ находятся как собственные значения и собственные функции волнового уравнения для чего в настоящей работе используется решатель ARPACK в составе модуля Electromagnetic Waves, Frequency Domain (ПО „COMSOL Multiphysics“).

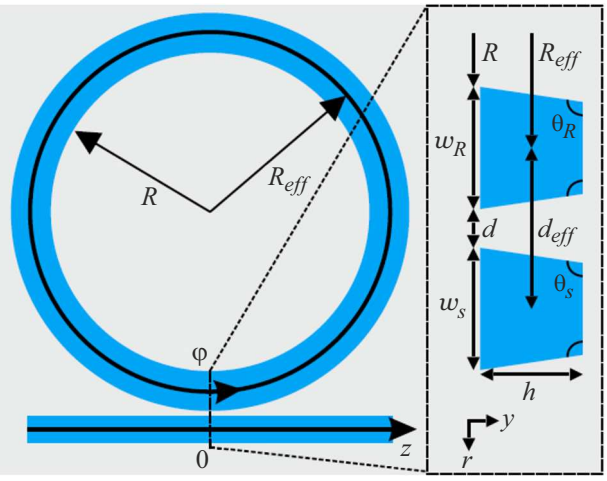

Рис. 1. Геометрия исследуемого МКР и элемента связи — участка прямого волновода.

Значения параметров, используемых в расчетной модели

R	w_R	w_S	h	d
250.18	1	1	0.8	0.4–0.6

Примечание. Все значения приведены в μm.

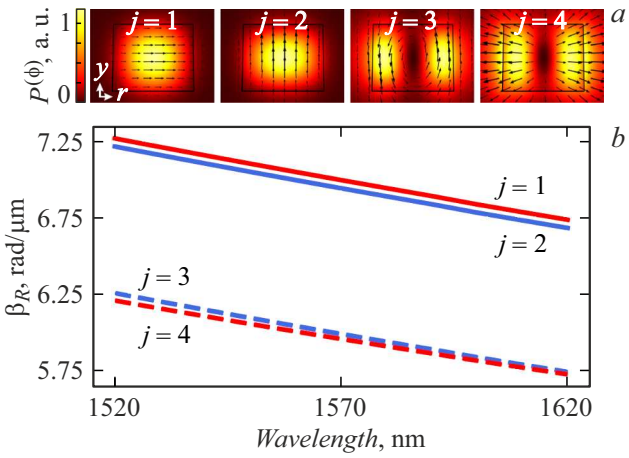

Рис. 2. Результаты численного моделирования. (a) Распределение интенсивности и (b) дисперсия постоянной распространения β_R собственных продольных мод МКР.

На рис. 2, a показано рассчитанное распределение компоненты вектора Умова–Пойнтинга $P^{(\phi)}|_{\lambda=1.55\,\mu m}$ для волноводных продольных мод МКР. Нумерация продольных мод приведена в порядке убывания значений m_R. В рассматриваемом случае геометрия волновода обеспечивает распространение только 4-х волноводных мод (черные стрелки определяют вектор $\vec{e}_R(r,y)$ в плоскости рисунка). Моды с $j = 1, 2$ далее мы называем фундаментальными (модами низшего порядка), остальные моды — нефундаментальными модами (модами более высоких порядков). Две фундаментальные моды соответствуют двум ортогональным поляризациям.

На рис. 2, b показана дисперсия постоянной распространения $\beta_R = m_R/R_{\text{eff}}$ продольных мод МКР в диапазоне длин волн 1520–1620 nm. Здесь

$$R_{\text{eff}} = \frac{\iint rP^{(\phi)}\,drdy}{\iint P^{(\phi)}\,drdy}$$

— эффективный радиус МКР, который при относительно больших значениях R совпадает с расстоянием от центра МКР до середины волновода МКР $R_{\text{eff}} \approx R + w_R/2$ (см. рис. 1).

Квази-TE модами удобно назвать такие из перечисленных мод, вектор $\vec{e}$ которых в поперечном сечении направлен преимущественно вдоль наибольшей из сторон волновода (в данном случае — вдоль горизонтальной оси r). А квази-TM модами — такие, вектор напряженности магнитного поля $\vec{h}$ которых направлен преимущественно вдоль наибольшей из сторон волновода (в таком случае вектор $\vec{e}$ направлен преимущественно вдоль наименьшей из сторон волновода — вдоль оси y). В данном случае квази-TE моды — моды с $j = 1, 4$, квази-TM моды — моды с $j = 2, 3$.

Как показывают расчеты, при выбранном радиусе МКР и сечении волноводов распределения полей и постоянные распространения соответствующих квази-TE и TM мод МКР и прямого волновода оказываются близкими по величине. Отметим, что при уменьшении радиуса кольца различие между ними будет возрастать.

Далее результаты, представленные на рис. 2, будут использованы для расчета энергообмена между продольными модами МКР и близлежащего прямого волновода.

2. Связь продольных мод МКР и прямого волновода

Взаимодействие продольных мод приводит к переносу оптической энергии из МКР в прямой волновод и обратно [5,9], сопровождаемому изменением амплитуды полей $\vec{E}_R(r, y, \phi)$ и $\vec{E}_{WG}(x, y, z)$ вдоль оси z. В случае слабой связи, характерном для высокодобротных МКР, мы описываем явление энергообмена уравнениями, полученными в рамках теории связанных мод [9]. В рамках этой теории считается, что взаимодействие меняет только амплитуды связанных мод $A_R(\varphi)$ и $B_{WG}(z)$, оставляя без изменения их поперечные распределения поля $e_R(r, y)$, $e_{WG}(x, y)$ и постоянные распространения β_R и β_{WG}. Использование большого радиуса изгиба МКР позволяет допустить взаимно однозначное соответствие взаимодействующих волновых фронтов продольных мод [16]. Существование нефундаментальных мод не учитывается, так как эти моды затухают много быстрее фундаментальных из-за их большего перекрытия с шероховатостями границ диэлектриков. Для описания связи одинаковых одномодовых параллельных волноводов без затухания используются уравнения для комплексных амплитуд $\tilde{A}_R$ и $\tilde{B}_{WG}$ [16,17]:

$$\begin{cases} \frac{d}{dz}\tilde{A}_R(z) = -i\beta_R^{(z)}(z) \cdot \tilde{A}_R(z) + iC(z) \cdot \tilde{B}_{WG}(z), \\ \frac{d}{dz}\tilde{B}_{WG}(z) = -i\beta_{WG} \cdot \tilde{B}_{WG}(z) + iC^*(z) \cdot \tilde{A}_R(z), \\ \tilde{A}_R(z) \equiv A_R(z) \cdot e^{-i\beta_R^{(z)}(z)\cdot z}, \\ \tilde{B}_{WG}(z) \equiv B_{WG}(z) \cdot e^{-i\beta_{WG}\cdot z}. \end{cases} \tag{2}$$

Здесь $C(z)$ — интеграл перекрытия поперечных распределений продольной моды МКР и моды прямого волновода; i — мнимая единица; $*$ — комплексное сопряжение; $\beta_R^{(z)}(z)$ — проекция на ось z постоянной распространения β_R продольной моды МКР. В случае отсутствия связи ($C(z) \equiv 0$) данные уравнения описывают изменение фазы комплексной амплитуды вдоль оси z. Наличие связи между модами приводит к периодическому изменению комплексных амплитуд взаимодействующих мод. Комплекснозначный коэффициент $C(z)$ характеризует скорость энергообмена. Приведенная система уравнений описывает связь одинаково поляризованных фундаментальных продольных мод МКР и волновода и близка по форме к уравнениям связанных мод для двух одинаковых прямых волноводов. Отличие приведенных уравнений от [16,17] в том, как параметры $C(z)$ и $\beta_R^{(z)}(z)$ явно зависят от z. Это позволяет описать связь не параллельных волноводов в упрощенном формализме параллельных волноводов.

Параметр $\beta_R^{(z)}(z)$ может быть аппроксимирован выражением [16,17]:

$$\beta_R^{(z)}(z) \approx \beta_R \cdot \left[1 - \frac{d_{\text{eff}}}{R_{\text{eff}}} - \left(\frac{z}{2R_{\text{eff}}}\right)^2\right]^2. \tag{3}$$

Здесь d_{eff} — расстояние между центрами поперечных распределений полей продольной моды МКР и моды прямого волновода. При относительно большом радиусе R параметр d_{eff} совпадает с расстоянием между центрами волноводов, как показано на рис. 1.

Расчет интеграла перекрытия $C(z)$ в случае слабой связи изгибного и прямого волноводов упрощается двумя допущениями.

Во-первых, в плоскости $z = 0$ волновые фронты продольных мод строго параллельны друг другу, поэтому в рамках известного формализма для двух связанных одинаковых одномодовых параллельных волноводов [9]:

$$C(0) = \frac{\frac{k_0}{4}\sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \iint\limits_{S_{WG}} \left(n_{core}^2 - n_{clad}^2\right) \cdot \left(\tilde{e}_R^{(r)*} \cdot \tilde{e}_{WG}^{(x)} + \tilde{e}_R^{(y)*} \cdot \tilde{e}_{WG}^{(y)} + \left(\frac{n_{clad}}{n_{core}}\right)^2 \tilde{e}_R^{(\phi)*} \cdot \tilde{e}_{WG}^{(z)}\right) dS}{\sqrt{\iint P_R^{(\varphi)}\, drdy} \cdot \sqrt{\iint P_{WG}^{(z)}\, dxdy}}. \tag{4}$$

Здесь $k_0 = 2\pi/\lambda$ — волновое число на длине волны λ в вакууме; ϵ_0, μ_0 — электрическая и магнитная постоянные в вакууме; n_{core}, n_{clad} — показатели преломления сердцевины и оболочки волновода на длине волны λ; S_{WG} — область сердцевины прямого волновода.

Во-вторых, полагается, что участок МКР в области связи состоит из отдельных кусочков, параллельных прямому волноводу и расположенных на разных расстояниях от прямого волновода. Поэтому при $z \neq 0$ ($\varphi \neq 0$) коэффициент $C(z \neq 0)$ уменьшается в сравнении с $C(0)$ только из-за увеличения зазора между взаимодействующими участками МКР и прямого волновода. Поскольку за пределами сердцевины волновода поле затухает по закону $E(r) \propto e^{-\gamma r} \approx e^{-\gamma z^2/2R_{\text{eff}}}$ [9,17,18], можно записать приближенные выражения для $C(z)$ [17,18]:

$$\begin{cases} C(z) = C(0) \cdot e^{-\gamma z^2/2R_{\text{eff}}}, \\ \gamma = \frac{\gamma_R + \gamma_{WG}}{2}, \\ \gamma_{R,WG} = \sqrt{\beta_{R,WG}^2 - (n_{clad} \cdot k_0)^2}. \end{cases} \tag{5}$$

На рис. 3 приведены результаты решения системы уравнений (2) для квази-TE моды с параметрами, описанными в соотношениях (3)–(5), на длине волны $\lambda = 1.55\,\mu$m при зазоре $d = 0.5\,\mu$m и со следующими условиями на левой границе участка связи

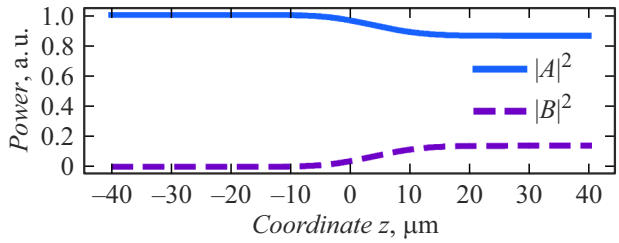

Рис. 3. Распределение нормированных мощностей фундаментальной квази-TE моды МКР (непрерывная лииня) и прямого волновода (штриховая линия) вдоль участка связи. Ось z введена на рис. 1.

($2L = 80\,\mu$m — длина расчетной области и предполагаемая длина участка связи)

$$\begin{cases} A_R(-L) = 1, \\ B_{WG}(-L) = 0. \end{cases} \tag{6}$$

Из графиков видно, что длина участка связи продольных мод не превышает $60\,\mu$m ($\approx 5\%$ от длины МКР) для заданной геометрии.

При подстановке аналитических выражений для коэффициентов $\beta_R^{(z)}(z)$ и $C(z)$ в уравнения (3) и (5), соответственно, используются эффективные значения параметров $d_{\text{eff}} = 1.48\,\mu$m и $R_{\text{eff}} = 250.69\,\mu$m. Отличие эффективных значений от геометрических пренебрежимо мало по сравнению с выбранным радиусом МКР, но растет с уменьшением радиуса МКР.

Результатом расчетов (2)–(6) является величина амплитудного коэффициента пропускания t участка связи

$$t = \left| \frac{A_R(L)}{A_R(-L)} \right|. \tag{7}$$

Рассчитанное значение t далее используется в анализе многолучевой интерференции в МКР.

3. Многолучевая интерференция в МКР

Амплитуда E_{th} прошедшей волны формируется в результате многолучевой интерференции парциальных волн внутри МКР при вводе непрерывного излучения в волновод с амплитудой E_{in} (рис. 4). Начальная (нулевая) волна $E_p^0 = ikE_{in}$, распространяющаяся в МКР, - результат перетекания на участке связи энергии из продольной моды E_{in} прямого волновода в продольную моду МКР. После однократного прохода МКР нулевая волна переходит в волну с амплитудой $E_p^1 = E_p^0 \cdot \exp\{-\alpha L_R/2 - i\beta_R L_R\} \cdot t$, определяемой затуханием α (по мощности), фазовым набегом $\beta_R L_R$ продольной моды в МКР длиной L_R и амплитудным коэффициентом прохождения t участка связи. В итоге в МКР на выходе участка связи после

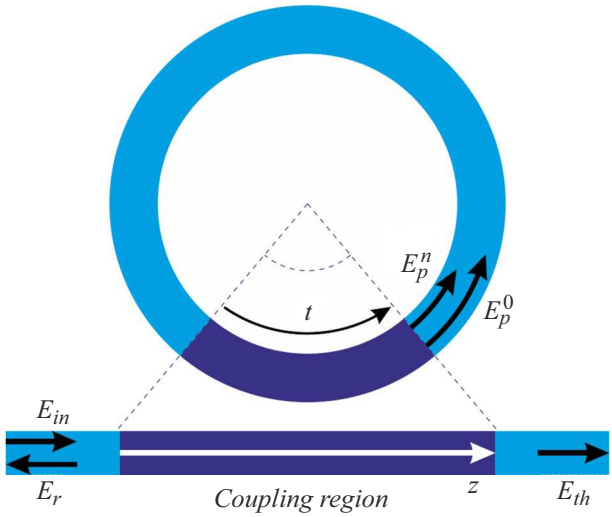

Рис. 4. Связь комплексных амплитуд продольной моды на различных участках МКР.

первого прохода существует две волны — E_p^1 и E_p^0 (существование E_p^0 обеспечивается непрерывной накачкой). После $n = 0 \ldots \infty$ проходов в МКР распространяется $n+1$ парциальных продольных мод МКР с одинаковым поперечным распределением, комплексная амплитуда $E_p^n = E_p^{n-1} \cdot \exp\{-\alpha L_R/2 - i\beta_R L_R\} \cdot t$ которых

$$E_p^n = E_p^0 \cdot \left[t \cdot a \cdot e^{-i\theta}\right]^n, \; a = e^{-\alpha L_R/2}, \; \theta = \beta_R L_R.$$

Результирующее поле E внутри МКР является суммой парциальных волн, существование которых обеспечивается непрерывной накачкой волны E_p^0:

$$E(\theta) = \sum_{n=0}^{\infty} E_p^n = \frac{E_p^0}{1 - ate^{-i\theta}}.$$

Интенсивность поля I внутри МКР определяется квадратом модуля амплитуды результирующего поля

$$I(\theta) = |E|^2 = \frac{I_m}{1 + \left(\frac{2F}{\pi}\right)^2 \sin^2\frac{\theta}{2}}, \; I_m = \frac{\left|E_p^0\right|^2}{(1-at)^2}. \tag{8}$$

В резонансе ($\theta_m = 2\pi m$, m — целое) интенсивность $I(\theta) = I_m$ определяется интенсивностью начальной парциальной волны $\left|E_p^0\right|^2$ и амплитудными коэффициентами пропускания a, t кольца и участка связи. Произведение at определяет долю амплитуды, оставшуюся в МКР после однократного прохода МКР вместе с участком связи. Поэтому величину $F = \pi\sqrt{at}/(1-at)$ можно назвать резкостью МКР по аналогии с известной формулой Эйри для интерферометра Фабри–Перо (ИФП) [5], где вместо at используется амплитудный коэффициент R. Амплитуда E_p^0 формируется при переносе оптической энергии из всех продольных

мод прямого волновода в МКР. Заметим, что в случае, когда оба волновода являются одномодовыми и на участке связи затухание света пренебрежимо мало, справедливо соотношение $E_p^0 = ikE_{in} = i\sqrt{1-t^2}E_{in}$ и $I_m = I_{in} \cdot (1-t^2)/(1-at)^2$ [9]. Расчет k и I_m для многомодовых волноводов требует учета взаимодействия всех продольных мод [12,14,19].

Как отмечено выше, выражение (8) по своему физическому смыслу и структуре соответствует аналогичному выражению для ИФП. Это позволяет для нагруженной добротности МКР на длине волны λ_m использовать формулу

$$Q_{Airy} = \frac{\pi n_{gr}(\lambda_m) L_R}{2\lambda_m} / \arcsin\left(\frac{1-at}{2\sqrt{at}}\right). \qquad (9)$$

Здесь $n_{gr}(\lambda_m) = n_{\text{eff}} - \lambda_m \frac{dn_{\text{eff}}}{d\lambda}(\lambda_m)$ — групповой показатель преломления ($n_{\text{eff}} = \beta_R/k_0$).

Таким образом, показано, что для высокодобротных МКР с заданной геометрией и известными оптическими параметрами может быть рассчитана нагруженная добротность по аналогии с формулами для ИФП. В случае связи МКР с несколькими волноводами его добротность также может быть рассчитана по формуле (9) посредством замены t на $\prod_i t_i$, где t_i — коэффициент пропускания по амплитуде i-го участка связи. Для расчета нагруженной добротности МКР в составе фотонных интегральных схем необходимо знать коэффициент затухания $\alpha(\lambda)$ в МКР или вычислить $\alpha(\lambda)$ по спектру пропускания МКР.

4. Расчет добротности по спектру пропускания МКР

Спектр пропускания образцов МКР в составе фотонной интегральной схемы может быть получен с использованием источника излучения, обеспечивающего плавную перестройку в широком диапазоне частот [20–22]. В настоящей работе для измерения добротности использовался оптический анализатор компонентов высокого разрешения HDCA 400 C+L (рис. 5). Анализатор обеспечивает возможность сканирования спектра в диапазоне длин волн от 1520 до 1630 nm (в диапазоне частот от 184 до 197 THz). Спектры пропускания образцов для двух ортогональных поляризаций измерялись с разрешением 0.0024 pm (0.3 MHz), что позволяло с высокой точностью рассчитывать добротность исследуемых МКР, которые демонстрировали ширины резонансных кривых более 3 pm (370 MHz). Особо отметим, что точность определения частоты (дины волны) с помощью анализатора составляет ±0.5 pm (±62 MHz). Для повышения точности измерения могут быть использованы эталоны, такие как гребенки частот [23,24], или методы высокоточной калибровки [25,26]. Все образцы МКР произведены на одном кристалле [27] и имеют типовую

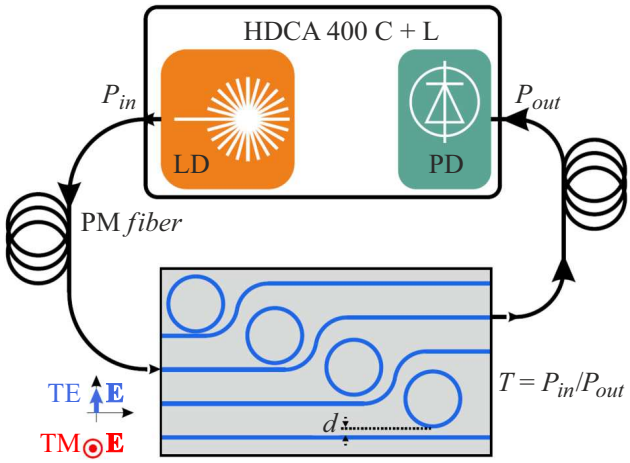

Рис. 5. Схема экспериментальной установки для измерения спектра пропускания МКР. LD — лазерный диод, PD — фотодиод.

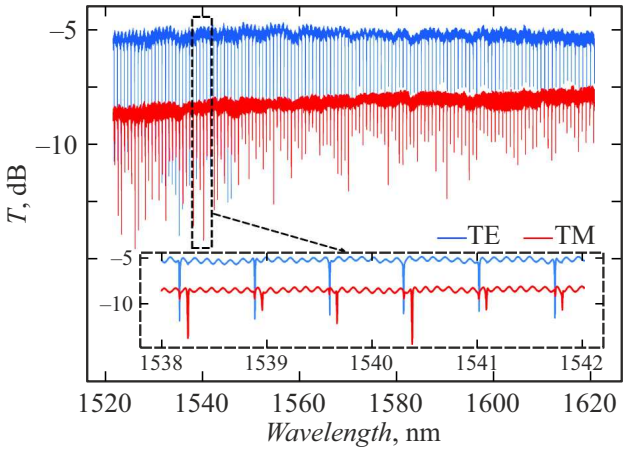

Рис. 6. Экспериментально измеренный спектр пропускания образца МКР в составе фотонной интегральной схемы.

геометрию (рис. 1). Волноводы при каждом образце МКР имеют S-образный участок, что позволяет увеличить плотность расположения образцов МКР на одном кристалле. Величина зазора между соседними волноводами обеспечивает отсутствие связи между образцами МКР и, следовательно, независимое измерение их спектров пропускания. Один из измеренных спектров пропускания $T = P_{out}/P_{in}$ изображен на рис. 6 (график для TE лежит выше графика для TM). Провалы в спектре пропускания соответствуют резонансам МКР. Ширина и глубина каждого провала определяются значениями нагруженной и собственной добротности. На вставке изображен тот же спектр пропускания в узком диапазоне длин волн.

Для расчета нагруженной добротности МКР используется аппроксимирующая формула для спектра пропус-

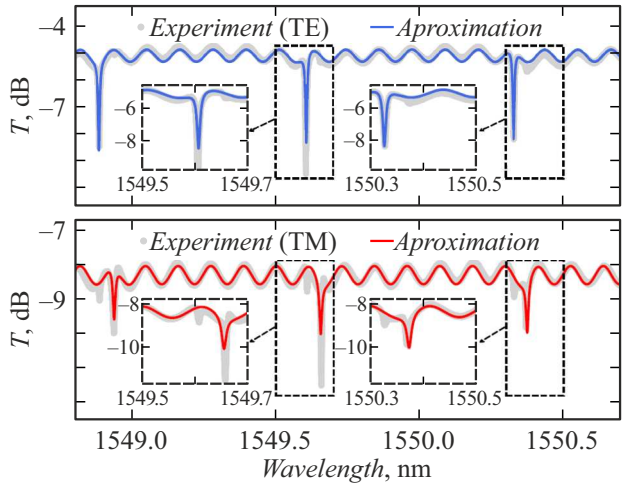

Рис. 7. Пример аппроксимации спектра пропускания $T(\lambda)$, dB.

кания

$$T = T_{FP} \cdot T_R,$$

$$T_R(\lambda) = \frac{a^2 - 2at \cdot \cos\theta + t^2}{1 - 2at \cdot \cos\theta + (at)^2}, \ \theta = 2\pi \cdot \frac{\lambda - \lambda_m}{\Delta\lambda_m},$$

$$T_{FP}(\lambda) = \frac{T_0}{1 + \frac{4\Gamma}{(1-\Gamma)^2} \sin^2\left(2\pi \cdot \frac{\lambda - \lambda_{FP}}{2 \cdot \Delta\lambda_{FP}}\right)}. \qquad (10)$$

Здесь T_R — функция спектра пропускания МКР [28]; $\Delta\lambda_m$ — область свободной дисперсии МКР; T_{FP} — функция спектра пропускания паразитного ИФП с максимальным значением T_0, резонансной длиной волны λ_{FP}, областью свободной дисперсии $\Delta\lambda_{FP}$ и коэффициентом отражения Γ (по мощности), характеризующим отражение от торцов фотонной интегральной схемы из-за отсутствия антиотражающего покрытия [29]. Предполагается, что наблюдаемые резонансы соответствуют фундаментальным продольным модам МКР, для которых характерно минимальное затухание в сравнении с модами более высоких порядков. Каждый наблюдаемый резонанс МКР аппроксимируется одновременно с двумя соседними резонансами в допущении, что характеристики $\Delta\lambda_m$, a, t слабо зависят от длины волны в аппроксимируемом окне.

На рис. 7 изображены спектры пропускания для одного из образцов МКР в двух ортогональных поляризациях в окне шириной ≈ 1.5 nm и результаты расчета с использованием аппроксимирующей функции (10) с подобранными значениями всех параметров. Подбор параметров осуществляется путем минимизации отклонения модельной функции от экспериментальных данных с использованием пакета scipy.optimize (Python) в два этапа. Сначала подбираются значения параметров функции T_{FP}, а далее — значения параметров функции T_R.

В каждом спектре пропускания видны резонансы на обеих поляризациях. Это может быть объяснено вращением кончика волокна, через которое излучение лазерного диода вводится в волноводов на ФИС, что приводит к возбуждению мод волновода на обеих поляризациях. Наложение резонансов обеих поляризаций наблюдается экспериментально вблизи длины волны 1560 nm для всех исследованных образцов и понижает точность аппроксимации формулой (10).

На рис. 8 приведены значения нагруженной добротности резонансов для четырех образцов МКР, отличающихся только зазором d между МКР и прямым волноводом. Найденные в результате аппроксимации экспериментальных данных значения параметров a_e, t_e и n_{gr} используются для расчета экспериментальных значений нагруженной добротности Q МКР по формуле (9). Полученные в результате значения показаны точками на рис. 8. Модельные значения нагруженной добротности (линии на рис. 8) рассчитаны с использованием полученных из эксперимента значений параметра a_e, а также рассчитанной частотной зависимости коэффициента пропускания t_c. Наблюдаемый разброс экспериментальных значений Q определяется как экспериментальной погрешностью, так и ошибкой аппроксимации.

Из графиков видно, что с увеличением длины волны нагруженная добротность уменьшается в среднем. Это объясняется ростом размера фундаментальной моды, интеграла перекрытия (4) и монотонным ростом потерь на участке связи — доли мощности, перетекаемой из МКР в волновод. А с ростом зазора d нагруженная добротность увеличивается, что объясняется снижением потерь на участке связи (увеличением параметра t). Также видно, что экспериментальные и модельные значения нагруженной добротности близки для исследованных образцов МКР, что свидетельствует о близости экспериментальных и расчетных значений параметра t (см. (7)) — t_e и t_c соответственно.

Заключение

Предложена последовательность и методика упрощенных расчетов характеристик МКР. На первом этапе рассматривается удобное для расчетов описание продольных мод МКР и прямого участка волновода. Затем на основе теории связанных мод рассчитывается амплитудный коэффициент пропускания участка связи, после чего путем анализа многолучевой интерференции проводится расчет нагруженной добротности резонансов МКР. Показано, в частности, что спектр пропускания МКР может быть достаточно точно аппроксимирован формулой Эйри, что, в свою очередь, позволяет рассчитывать добротности аналогично тому, как это делается для интерферометра Фабри–Перо. На завершающем этапе расчетов используются спектральные зависимости коэффициента затухания, полученные после обработки измеренных спектров пропускания МКР. Экспериментально измерены значения нагруженной добротности МКР в составе ФИС. Полученные значения удовлетворительно

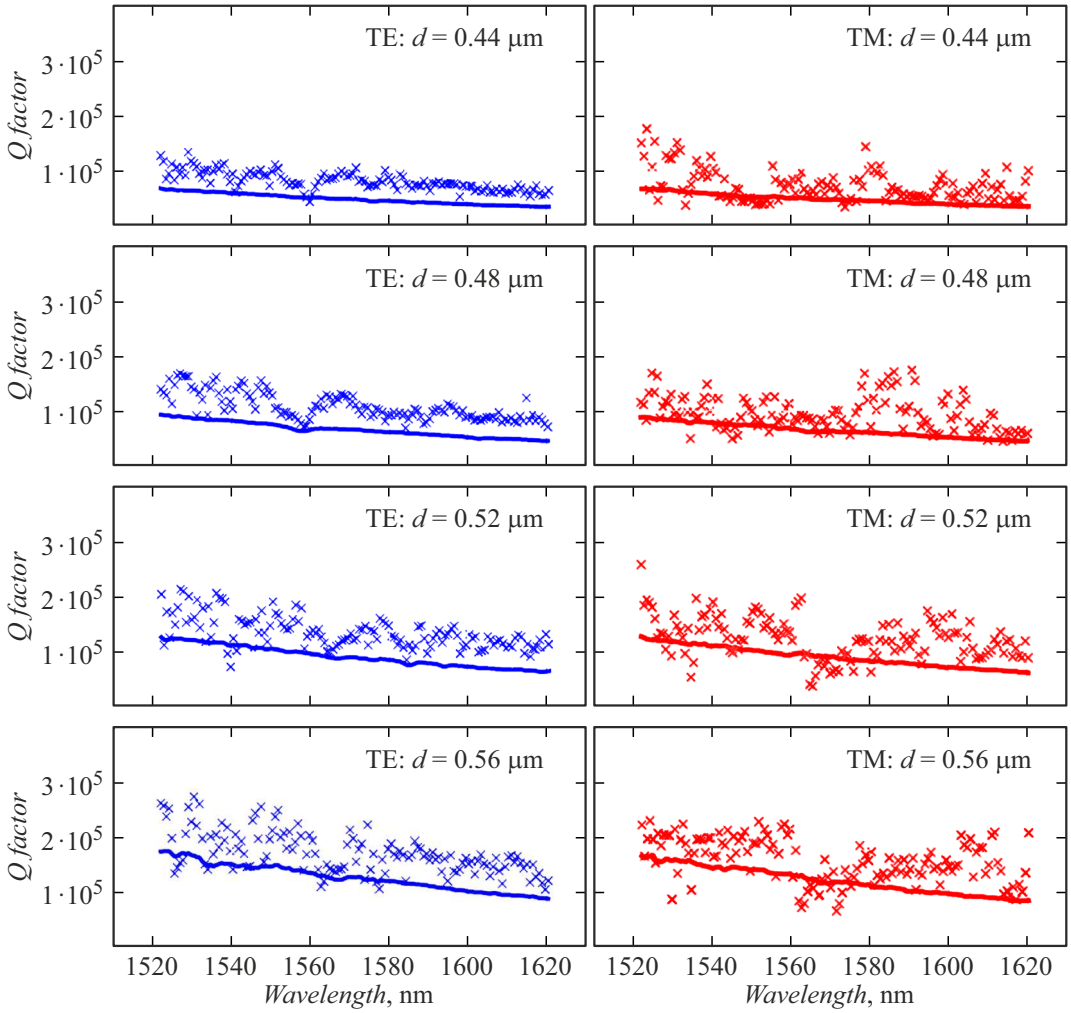

Рис. 8. Экспериментальные (крестики) и расчетные (линии) значения нагруженной добротности исследуемых образцов МКР для TE- и TM-мод.

согласуются с расчетными. Адекватность расчетов, подтверждаемых экспериментом, позволяет использовать их для проектирования высокодобротных МКР. Полученные результаты могут быть полезны при разработке различных линейных и нелинейных устройств на основе МКР, например, генераторов сетки частот, элементов памяти и т. д. [4,30–34].

Финансирование работы

Работа в СПбГЭТУ была поддержана Министерством науки и высшего образования Российской Федерации (проект „Госзадание“, грант № FSEE-2025-0014).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] D.G. Rabus, C. Sada. *Integrated ring resonators* (Springer, Switzerland, 2020), DOI: 10.1007/978-3-030-60131-7
[2] A.A. Nikitin, V.V. Vitko, M.A. Cherkasskii, A.B. Ustinov, B.A. Kalinikos. Results in Phys., **18**, 103279 (2020). DOI: 10.1016/j.rinp.2020.103279
[3] T.J. Kippenberg, A.L. Gaeta, M. Lipson, M.L. Gorodetsky. Science, **361** (6402), (2018). DOI: 10.1126/science.aan8083
[4] X. Ji, S. Roberts, M. Corato-Zanarella, M. Lipson. APL Photon., **6**, 071101 (2021). DOI: 10.1063/5.0057881
[5] Б. Салех, М. Тейх. *Оптика и фотоника. Принципы и применения* (Интеллект, Долгопрудный, 2012)
[6] S. Sharma, S. Roy. J. Supercomput., **77**, 4332 (2021). DOI: 10.1007/s11227-020-03430-8
[7] A. Sveshnikov, A. Bogolyubov, A. Delitsyn, A. Krasilnikova, D. Minaev. Computers and Mathematics with Applications, **40** (12), 1387 (2000). DOI: 10.1016/S0898-1221(00)00247-9
[8] H. Kogelnik. In: *Integrated Optics. Topics in Applied Physics*, ed. by T. Tamir (Springer, Berlin Heidelberg, 1975), DOI: 10.1007/978-3-662-43208-2_2

[9] А. Снайдер, Дж. Лав. *Теория оптических волноводов* (Радио и связь, М., 1987)
[10] A. Hardy, W. Streifer. J. Lightwave Technol., **3** (5), 1135 (1985). DOI: 10.1109/JLT.1985.1074291
[11] A. Hardy, W. Streifer. J. Lightwave Technol., **4** (1), 90 (1986). DOI: 10.1109/JLT.1986.1074633
[12] A. Hardy, W. Streifer, M. Osiński. Opt. Lett., **11**, 742 (1986). DOI: 10.1364/OL.11.000742
[13] В.Ф. Взятышев, В.И. Калиничев. Изв. вузов. Радиофизика, **26** (4), 475 (1983).
[14] M.H. Pfeiffer, J. Liu, M. Geiselmann, T.J. Kippenberg. Phys. Rev. Appl., **7** (2), 024026 (2017). DOI: 10.1103/PhysRevApplied.7.024026
[15] B. Mou, Y. Boxia, Q. Yan, W. Yanwei, H. Zhe, Y. Fan, W. Yu. Opt. Commun., **505**, 127437 (2022). DOI: 10.1016/j.optcom.2021.127437
[16] M. Matsuhara, A. Watanabe. J. Opt. Soc. Am., **65**, 163 (1975). DOI: 10.1364/JOSA.65.000163
[17] D.R. Rowland, J.D. Love. IEE Proceedings J. (Optielectronics), **140** (3), 177 (1993). DOI: 10.1049/ip-j.1993.0028
[18] M.L. Gorodetsky, V.S. Ilchenko. J. Opt. Soc. Am. B, **16** (1), 147 (1999). DOI: 10.1364/JOSAB.16.000147
[19] Z. Weissman, A. Hardy, E. Marom. Opt. Commun., **71** (6), 341 (1989). DOI: 10.1016/0030-4018(89)90045-X
[20] A.A. Ershov, A.I. Eremeev, A.A. Nikitin, A.B. Ustinov. Microwave Opt. Technol. Lett., **65** (8), 2451 (2023). DOI: 10.1002/mop.33675
[21] А.А. Никитин, К.Н. Чекмезов, А.А. Ершов, А.А. Семенов, А.Б. Устинов. ЖТФ, **94** (8), 1382 (2024). DOI: 10.61011/JTF.2024.08.58567.72-24
[22] А.А. Ершов, К.Н. Чекмезов, А.П. Буровихин, А.А. Никитин, С.Н. Аболмасов, А.А. Сташкевич, Е.И. Теруков, А.В. Еськов, А.А. Семенов, А.Б. Устинов. Известия вузов. Радиоэлектроника. **27** (2), 119 (2024). DOI: 10.32603/1993-8985-2024-27-2-119-131
[23] P. Del'Haye, O. Arcizet, M.L. Gorodetsky, R. Holzwarth, T.J. Kippenberg. Nature Photonics, 3, 529 (2009). DOI: 10.1038/nphoton.2009.138
[24] J. Liu, G. Huang, R.N. Wang, J. He, A.S. Raja, T. Liu, N.J. Engelsen, T.J. Kippenberg. Nat. Commun., 12, 2236 (2021). DOI: 10.1038/s41467-021-21973-z
[25] Н.Ю. Дмитриев, А.С. Волошин, Н.М. Кондратьев, В.Е. Лобанов, К.Н. Миньков, А.Е. Шитиков, А.Н. Данилин, Е.А. Лоншаков, И.А. Биленко. ЖЭТФ, **162** (1), 14 (2022). DOI: 10.31857/S0044451022070021
[26] A.M. Mumlyakov, N.Yu. Dmitriev, M.V. Shibalov, I.A. Filippov, I.V. Trofimov, A.N. Danilin, V.E. Lobanov, I.A. Bilenko, M.A. Tarkhov. Phys. Rev. Appl., **22**, 054027 (2024). DOI: 10.1103/PhysRevApplied.22.054027
[27] M. Pfeiffer, A. Kordts, V. Brasch, M. Zervas, M. Geiselmann, J. Jost, T. Kippenberg. Optica, **3**, 20 (2016). DOI: 10.1364/OPTICA.3.000020
[28] В.Н. Листвин, В.Н. Трещиков. *DWDM-системы* (ТЕХНОСФЕРА, М., 2024)
[29] M. Poot, C. Schuck, X. Ma, X. Guo, H. Tang. Opt. Express, **24**, 6843 (2016). DOI: 10.1364/OE.24.006843
[30] С.С. Косолобов, И.А. Пшеничнюк, К.Р. Тазиев, А.К. Земцова, Д.С. Земцов, А.С. Смирнов, Д.М. Жигунов, В.П. Драчев. УФН, **194** (11), 1223 (2024). DOI: 10.3367/UFNr.2024.09.039762
[31] A.A. Nikitin, A.V. Kondrashov, V.V. Vitko, I.A. Ryabcev, G.A. Zaretskaya, N.A. Cheplagin, D.A. Konkin, A.A. Kokolov, L.I. Babak, A.B. Ustinov, B.A. Kalinikos. Opt. Commun., **480**, 126456 (2021). DOI: 10.1016/j.optcom.2020.12645
[32] A.A. Nikitin, I.A. Ryabcev, A.A. Nikitin, A.V. Kondrashov, A.A. Semenov, D.A. Konkin, A.A. Kokolov, F.I. Sheyerman, L.I. Babak, A.B. Ustinov. Opt. Commun., **511**, 127929 (2022). DOI: 10.1016/j.optcom.2022.127929
[33] N.M. Kondratiev, V.E. Lobanov, N.Y. Dmitriev, S.J. Cordette, I.A. Bilenko. Phys. Rev. A, **107** (6), 063508 (2023). DOI: 10.1103/PhysRevA.107.063508
[34] I. Kudelin, W. Groman, Q. Ji, J. Guo, M.L. Kelleher, D. Lee, T. Nakamura, C.A. McLemore, P. Shirmohammadi, S. Hanifi, H. Cheng, N. Jin, L. Wu, S. Halladay, Y. Luo, Z. Dai, W. Jin, J. Bai, Y. Liu, W. Zhang, C. Xiang, L. Chang, V. Iltchenko, O. Miller, A. Matsko, S.M. Bowers, P.T. Rakich, J.C. Campbell, J.E. Bowers, K.J. Vahala, F. Quinlan, S.A. Diddams. Nature, **627**, 534 (2024). DOI: 10.1038/s41586-024-07058-z