Письма в ЖЭТФ, том 123, вып. 4, с. 300 – 309

Оптические потери в кристаллическом кремнии, измеренные с использованием микрорезонаторов с модами шепчущей галереи в ИК-диапазоне

А. Е. Шитиков[+1)], *Т. С. Тебенева*[+], *О. В. Бендеров*[*×], *Д. А. Мыльников*[*], *В. Е. Лобанов*[+], *Д. А. Чермошенцев*[+], *И. А. Биленко*[+◦]

[+]*Российский квантовый центр, 143026 Сколково, Россия*

[*]*Московский физико-технический институт, 141701 Долгопрудный, Россия*

[×]*Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН, 125412 Москва, Россия*

[◦]*Физический факультет, МГУ имени М. В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 23 декабря 2025 г.
После переработки 5 января 2026 г.
Принята к публикации 6 января 2026 г.

Развитие полупроводниковой промышленности способствовало разработке эффективных методов получения кристаллического кремния с низким уровнем оптических потерь в инфракрасном диапазоне. Такой кремний стал основой для фотонных элементов в телекоммуникационном диапазоне, включая микрорезонаторы с модами шепчущей галереи (МШГ). Микрорезонаторы, обладая высокой величиной добротности, представляют особый интерес для развития биологических и медицинских приложений, а также для фундаментальных исследований. Однако для длин волн свыше 2 мкм механизмы потерь изучены пока недостаточно. Мы использовали оптические микрорезонаторы с модами шепчущей галереи, изготовленные из кристаллического кремния различных типов в качестве инструмента для изучения механизмов потерь. В исследовании использовались длины волн накачки 1.5, 2.6, 6.1 и 8.6 мкм, а максимальные измеренные добротности составили $1.5 \cdot 10^9$, $5 \cdot 10^8$, $1.6 \cdot 10^7$ и $5 \cdot 10^4$ соответственно. Мы показали, что тип проводимости не оказывает заметного влияния на оптические потери, в то время как удельное сопротивление и метод выращивания являются определяющими факторами. Наше исследование подтверждает перспективы МШГ микрорезонаторов как инструмента для измерения оптических потерь и открывает значительный потенциал для развития фотоники на основе кремниевых микрорезонаторов в среднем инфракрасном диапазоне.

DOI: 10.31857/S0370274X26020216

1. Введение. Микрорезонаторы с модами типа шепчущей галереи (МШГ) представляют особый интерес для развития передовой фотоники как для фундаментальных, так и для прикладных исследований, благодаря уникальному сочетанию большой величины добротности (Q) и малого объема моды [1]. Они активно применяются для стабилизация лазерного излучения [2, 3], генерации керровских оптических частотных гребенок [4], для создания генераторов микроволнового излучения [5], в спектроскопии [6–8], а также в биологических и химических сенсорах [9, 10]. Возможности МШГ-микрорезонаторов демонстрируют значительный потенциал для их применения в среднем инфракрасном диапазоне (ИК-диапазоне). Эта часть оптического спектра охватывает фундаментальные полосы поглощения различных молекул, а также окно прозрачности атмосферы в диапазоне длин волн 3–5 мкм, что представляет большой интерес для спектроскопии и биосенсорного анализа. Значительные результаты в МШГ-фотонике среднего ИК-диапазона были продемонстрированы с использованием МШГ-микрорезонаторов из фторидов (BaF_2, CaF_2, SrF_2), а именно, величина добротности свыше 10^8, измеренная на длине волны 4.5 мкм. Однако, также было показано, что микрорезонаторы из фторидных оптических материалов испытывают многофононное поглощение, что является ограничивающим добротность фактором [11]. Другим существенным результатом является демонстрация режима затягивания частоты лазерного источника на моду микрорезонатора для стабилизации квантово-каскадного лазера на длине волны 4.5 мкм с использованием микрорезонатора из CaF_2 с высокой

[1)]e-mail: a.shitikov@rqc.ru

добротностью [12]. Кроме того, в работе [13] были продемонстрированы керровские оптические частотные гребенки в МШГ-микрорезонаторах из MgF_2 и CaF_2 с добротностью, превышающей 10^8 на длине волны 4.5 мкм. Таким образом, величина добротности микрорезонаторов из фторидов ограничена для длин волн более 4.5 мкм из-за многофононного поглощения [14], что требует поиска оптимальных материалов для МШГ-микрорезонаторов в диапазоне длин волн свыше 4.5 мкм. Перспективными материалами являются халькогенидные и фторидные стекла благодаря их широкому окну прозрачности. МШГ-микрорезонаторы, изготовленные из этих стекол, широко применяются для лазерной генерации, в сенсорных приложениях и нелинейном преобразовании [15–17]. Наибольшая величина добротности Q, измеренная в микросферах из фторидного волокна состава ZBLAN на длине волны 2.64 мкм, превышает 10^8 [18]. Полупроводниковые материалы, такие как кремний и германий, являются одними из наиболее привлекательных для развития МШГ-микрорезонаторов для среднего ИК-диапазона. Оба материала обладают широкими окнами прозрачности, большими величинами показателя преломления и нелинейного оптического коэффициента ($n_2 = 6 \cdot 10^{-17}\,\text{м}^2/\text{Вт}$ для германия [19–21] и $n_2 = 1 \cdot 10^{-17}\,\text{м}^2/\text{Вт}$ для кремния [22]). МШГ-микрорезонаторы, изготовленные из кристаллического кремния, продемонстрировали сверхвысокую добротность на длине волны 1.55 мкм [23], в терагерцовом диапазоне [24] и среднем ИК-диапазоне [25]. Оптическая частотная гребенка была продемонстрирована с использованием интегрального резонатора из кремния с добротностью $\sim 10^5$ на длине волны 3.5 мкм [26].

Совместимость с комплементарной технологией металл–оксид–полупроводник (КМОП-технологией) еще больше повышает привлекательность обоих материалов для изготовления интегральных фотонных устройств среднего ИК-диапазона [26–28]. Кремний является доминирующим материалом для микроэлектроники, поэтому образцы материала высокой оптической чистоты широко доступны. В частности, будущие поколения детекторов гравитационных волн будут изготовлены из кремния и будут работать на длине волны 2.06 мкм [29, 30]. Являясь полупроводниковым материалом, кремний испытывает сильное двухфотонное поглощение на длинах волн до 2.3 мкм; а на длинах волн свыше 8 мкм многофононное поглощение становится доминирующим механизмом потерь [31, 32]. Поэтому для реализации потенциала микрорезонаторов из кремния целесообразно сосредоточиться на диапазоне длин волн от 2 до 8 мкм. Данная работа посвящена исследованию оптических потерь в МШГ-микрорезонаторах из кристаллического кремния. Мы провели измерения добротности микрорезонаторов, изготовленных из кристаллического кремния различных типов (n, p-легированные, с различным удельным сопротивлением и различными методами выращивания кристаллов), на длинах волн 1.5, 2.6, 6.1 и 8.6 мкм. Все микрорезонаторы были изготовлены с использованием одинаковой технологии изготовления и подготовки поверхности микрорезонаторов. Мы использовали кремний с высоким и низким удельным сопротивлением для определения влияния рэлеевского рассеяния на добротность резонаторов. Наши измерения показывают, что удельное сопротивление является ключевым параметром для получения сверхвысоких значений добротности. Микрорезонаторы, изготовленные из материала с высоким удельным сопротивлением (6 кОм $\cdot$ м), продемонстрировали добротность, превышающую 10^9 на длине волны 1.5 мкм. На длине волны 6.1 мкм добротность микрорезонаторов снизилась до $1.4 \cdot 10^7$. Однако, насколько нам известно, это значение добротности микрорезонатора из кремния является рекордным для длины волны свыше 5 мкм. Для образцов с удельным сопротивлением 100 кОм $\cdot$ м значения добротности не превышали $2 \cdot 10^6$, измеренные как на длине волны 1.5 мкм, так и на 6.1 мкм. Более того, образцы, выращенные методом высокотемпературной зонной плавки, демонстрируют более высокие значения добротности по сравнению с образцами, выращенными по методу Чохральского с применением магнитного поля с той же величиной удельного сопротивления, что указывает на наличие остаточного поглощения в последних.

2. Оптические потери в микрорезонаторах из кремния. Величина добротности Q как функция потерь α выражается как:

$$Q = \frac{2\pi n}{\alpha\lambda}, \tag{1}$$

где n – показатель преломления, λ – длина волны. Оптические потери, в свою очередь, могут быть представлены суммой:

$$\alpha = \alpha_r + \alpha_{b.a.} + \alpha_{s.a.} + \alpha_{b.s.} + \alpha_{s.s.} + \alpha_c, \tag{2}$$

где α_r – потери, обусловленные кривизной поверхности, $\alpha_{b.a.}$ и $\alpha_{s.a.}$ связаны с поглощением в материале и на поверхности материала, $\alpha_{b.s.}$ и $\alpha_{s.s.}$ связаны с рассеянием в объеме и на поверхности материала, α_c – потери, связанные с элементом связи. α_r играет значительную роль для микрорезонаторов диаметром до нескольких десятков длин волн. Рассеяние преобладает на неоднородностях в объеме материала или на шероховатостях, или частицах на поверхности резонатора в области распространения моды. С увеличением длины волны вклад от потерь на рассеяние должен уменьшаться. Рэлеевское рассеяние на поверхности резонатора исследовалось и теоретически, и экспериментально в работах [33–35]. В работе [33] потери на рассеяние для TE моды описывается следующим выражением:

$$\alpha_{s.s.} = \frac{16\pi^3 n^2 \sigma^2 B^2}{3a\lambda^4}, \tag{3}$$

где σ – это дисперсия шероховатости поверхности, B – длина корреляции шероховатости. Согласно этой формуле, оптические потери с длиной волны убывают как λ^4.

Поглощение излучения как в объеме резонатора, так и на поверхности приводит к нагреванию резонатора, что в свою очерень приводит к сдвигу его собственной частоты. Объемное поглощение, вызванное межзонными переходами носителей заряда и передачей энергии колебательным модам кристаллической решетки, может быть значительно усилено примесями и дефектами решетки. Линейные объемные потери в кремнии можно оценить по удельному сопротивлению (ρ) [36] по формуле $\alpha_\rho = (0.0454[\Omega])/\rho$. В данном исследовании мы использовали кремний с различным удельным сопротивлением, чтобы оценить вклад различных механизмов потерь в бюджет добротности в зависимости от длины волны. В чистых материалах с низкой плотностью дефектов фундаментальное оптическое поглощение обусловлено различными механизмами для коротких и длинных волн. В длинноволновой области поглощение определяется спектром колебаний решетки и ангармоничностью за счет многофононного поглощения. В коротковолновой области поглощение определяется краем ультрафиолетового поглощения (правило Урбаха).

Для полупроводников в случае, когда ширина запрещенной зоны полупроводника сопоставима с энергией фотона, может наблюдаться значительное нелинейное поглощение, а именно двухфотонное поглощение (α_{TPA}) [37, 38] и поглощение на свободных носителях (α_{FCA}) [39]: $\alpha_{b.a.} = \alpha_{l.b.a.} + \alpha_{TPA} + \alpha_{FCA}$. Для кремния эти процессы нелинейного поглощения играют значительную роль для длин волн до 2.3 мкм. На более длинных волнах проявляются процессы многофотонного поглощения (трехфотонное – для длин волны свыше 2.3 мкм, четырехфотонное – для длин волны свыше 3.6 мкм) [31].

К дополнительному поверхностному поглощению может приводить водяной слой на поверхности микрорезонатора. Оптические потери в этом слое можно оценить следующим образом [34]:

$$\alpha_{s.a.} = 4\sqrt{\frac{\pi}{a\lambda}} n^{5/2} \beta_\omega(\lambda)\delta, \tag{4}$$

где a – это радиус резонатора, $\beta_\omega(\lambda)$ – коэффициент поглощения, зависящий от длины волны, δ – это толщина поглощающего слоя. Вода может адсорбироваться из окружающей атмосферы на поверхность микрорезонатора. Кремний обычно покрывается тонкой пленкой диоксида кремния, который обладает высокой гидрофильностью. Это будет влиять на оптические потери, особенно на тех длинах волн, где поглощение в воде значительно.

3. Экспериментальная установка. Экспериментальная установка для измерения добротности представлена на рис. 1. В качестве источника лазерного излучения в работе использовались: одночастотный лазер с изолятором с длиной волны излучения 1.5 мкм (Koheras Adjustik), диодный лазер с распределенной обратной связью без изолятора с длиной волны излучения 2.6 мкм (Nanoplus), квантово-каскадные лазеры (Thorlabs) без изоляторов с длинами волн излучения 6.1 мкм (QD6500CM1) и 8.6 мкм (QD8650CM1)).

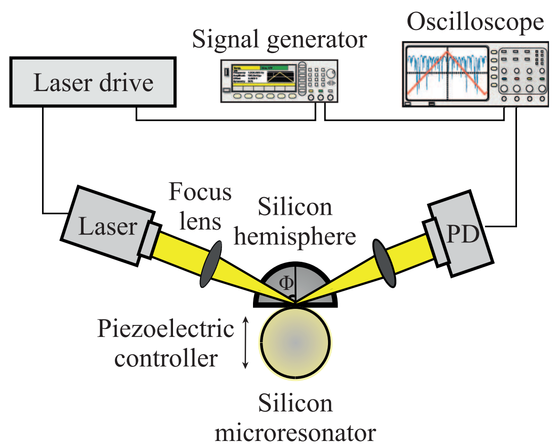

Рис. 1. (Цветной онлайн) Экспериментальная установка для измерения добротности. В качестве источника лазерного излучения в работе использовались: одночастотный лазер с изолятором с длиной волны излучения 1.5 мкм, диодный лазер с распределенной обратной связью без изолятора с длиной волны излучения 2.6 мкм, квантово-каскадные лазеры без изоляторов с длинами волн излучения 6.1 и 8.6 мкм. PD – фотодетектор для конкретной длины волны накачки; Φ – угол падения входного луча на основание полусферы

Оптическое излучение через элемент связи и систему линз вводится в микрорезонатор. Трехкоординатная подача с пьезоконтроллером используется для прецизионной подстройки оптической связи с микрорезонатором. Через элемент связи оптическое излучение собиратся на детекторе для конкретной длины волны накачки (DET10N/M Thorlabs – для 1.5 мкм, PD27 IoffeLed – для 2.6 мкм, PD65 IoffeLed – для 6.1 и 8.6 мкм).

В качестве элемента связи мы использовали полусферу из кремния [23]. Такой способ возбуждения МШГ подходит для всех длин волн накачек от 1.5 до 8.6 мкм. Угол падения входного луча на основание полусферы (Ф) может быть рассчитан по формуле [23]:

$$\Phi \cong \frac{\pi}{2} - \sqrt{-\zeta_q}\left(\frac{m+p}{2}\right)^{-\frac{1}{3}}, \tag{5}$$

где ζ_q – корень функции Эйри ($\zeta_{1,2,3,...} \simeq -2.338$, -4.088, -5.521, ...), q и p являются соответственно радиальным и вертикальным индексами моды, $m \approx 2\pi a n/\lambda$ – азимутальный индекс моды и λ длина волны лазера. Угол падения зависит от λ как $m(\lambda, n(\lambda))$. Показатель преломления незначительно увеличивается с ростом длины волны. С другой стороны, величина m обратно пропорциональна величине λ и также влияет на угол падения (табл. 1).

Таблица 1. Зависимость угла падения от длины волны

λ, μm	n [20]	m	Ф, °
1.5	3.4799	18200	85.8
2.6	3.4359	10400	84.9
6.1	3.4172	4200	83.3
8.6	3.4155	3100	82.5

Калибровка частоты осуществляется с использованием интерферометра с областью свободной дисперсии (ОСД) 240 МГц для калибровки частоты на длине волны 1.5 мкм и эталонами Фабри–Перо из германия с ОСД 725 МГц для калибровки частоты на длинах волн 2.6 мкм и с ОСД – 1.47 ГГц для длин волн 6.1 и 8.6 мкм.

4. Методы. В данной работе измеряем добротность резонатора в зависимости от длины волны. МШГ локализованы вблизи окружности микрорезонатора, поэтому они чувствительны к поверхностному рассеянию, определяемому шероховатостью, и поглощению из-за неоднородностей на поверхности, а также к объемному рассеянию и поглощению. Следовательно, следует применять единый метод обработки поверхности резонатора.

Идентичные микрорезонаторы изготавливаются из различных типов кристаллического кремния в виде дисков толщиной приблизительно 1.5 мм, диаметром 2.5 мм и радиусом кривизны (1 ± 0.2) мм. Для обработки поверхности изготовленных резонаторов использовалась асимптотическая полировка алмазными суспензиями [40]. Финальная полировка проводилась с использованием коллоидной суспензии диоксида кремния (OXAPA) с размером частиц менее 50 нм. Полировка поверхности имеет ключевое значение для снижения поверхностных потерь. Было показано, что добротность, превышающая 10^9 при 1.5 мкм, может быть достигнута в кристаллическом кремнии с использованием полировки коллоидной суспензией из диоксида кремния [23], что соответствует оптическим потерям ниже 100 ppm/см. Единый метод изготовления микрорезонаторов позволяет провести всесторонний анализ причин, влияющих на оптические потери.

Для измерения добротности мы использовали три метода. Первый метод основан на измерении ширины резонансной кривой на полувысоте (full width at half maximum – FWHM). Этот метод дает отличные результаты, если ширина линии накачки лазера и флуктуации частоты лазера во время измерения значительно меньше ширины резонансной кривой. Измерение FWHM производится в отсутствие нелинейных эффектов, для чего сравниваются FWHM резонансных кривых при прямом и обратном сканировании частоты. Равенство этих значений подтверждает отсутствие нелинейных эффектов.

Измерения проводятся либо в режиме критической связи (где потери, обусловленные связью, равны внутренним потерям микрорезонатора), либо в режиме ненагруженной связи (где потери связи пренебрежимо малы). При резонансах со сверхвысокой добротностью Q шум лазерной частоты может искажать резонансную кривую, или же может проявлятся нелинейность. В этом случае используется метод звона, основанный на измерении времени затухания высокодобротной моды. Частота лазера быстро перестраивается относительно собственной частоты МШГ, в результате в спектре пропускания наблюдаются затухающие колебания, обусловленные интерференцией между затухающими колебаниями в моде и перестройкой лазерного импульса накачки. Измерение уменьшения амплитуды затухания пропускания позволяет оценить скорость затухания и определить добротность. Недостатком этого метода является необходимость использования сверхбыстрых фотодетекторов. В связи с этим мы использовали детектор с полосой пропускания 400 МГц только для

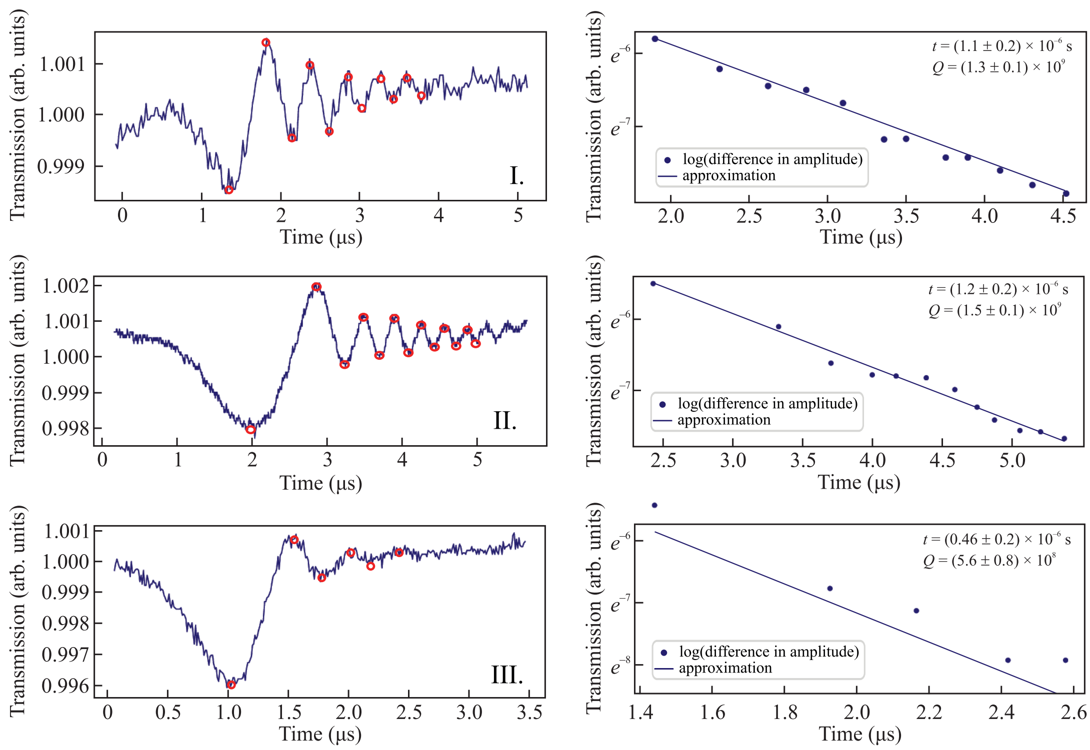

Рис. 2. (Цветной онлайн) Измерение добротности резонаторов 1–3 методом звона на длине волны 1.5 мкм. В левом столбце представлены спектры пропускания, в правом – экспоненциальная аппроксимация затухания колебаний. Измерения проводились в режиме ненагруженной связи

измерения на длине волны 1.5 мкм. Для измерения добротности на длине волны 2.6 мкм, в том случае, когда метод измерения ширины линии на полувысоте не может быть применен, мы использовали метод, основанный на эффекте затягивания частоты лазера на моду микрорезонатора. Измерение диапазона ширины затягивания частоты как функции расстояния между микрорезонатором и элементом связи позволяет оценить добротность возбужденной моды [25]. К преимуществам этого метода можно отнести низкую чувствительность к лазерному шуму и отсутствие требований к быстродействию фотодетекторов. Недостатком является необходимость измерения расстояния между микрорезонатором и элементом связи с нанометровой точностью.

Оптические потери могут увеличиваться во время проведения измерений из-за возможного загрязнения частицами пыли. Чтобы гарантировать стабильность добротности резонатора при измерении на разных длинах волн, после каждой серии измерений добротности на других длинах волн проводились контрольные измерения на длине волны 1.5 мкм.

5. Измерение добротности. Были протестированы микрорезонаторых из нескольких типов кристаллического кремния с различным удельным сопротивлением; см. табл. 2. Материалы для резонаторов 1–3, 6 и 7 выращены методом высокотемпературной зонной плавки (HFZ). Материалы 4 и 5 выращены по методу Чохральского с применением магнитного поля (MCZ) [41].

Таблица 2. Сравнение измеренных оптических потерь для микрорезонаторов из кристаллического кремния с различным удельным сопротивлением, измеренных на длине волны 1.5 мкм

N	ρ, kΩ · m	Method, type	$\alpha_{\rm int}$, ppm/cm [42]	Q
1	8	HFZ, n	2.3–5	$1.3 \cdot 10^9$
2	37	HFZ, p	2.8–9.2	$1.5 \cdot 10^9$
3	2.2	HFZ, n	37	$5.6 \cdot 10^8$
4	6	MCZ, NA*	4–6	$2 \cdot 10^8$
5	4.4	MCZ, NA*	4–6	$5 \cdot 10^7$
6	0.1	HFZ, p	775	$4 \cdot 10^7$
7	0.09	HFZ, p	803	$1.5 \cdot 10^6$

*NA – информация отсутствует.

Измерения на длине волны 1.5 мкм. Сначала измеряется добротность для всех микрорезонаторов на длине волны 1.5 мкм (см. табл. 2 и рис. 2 и 3). Первый столбец в табл. 2 – номер образца, второй ρ – удельное сопротивление, измеренное производителем

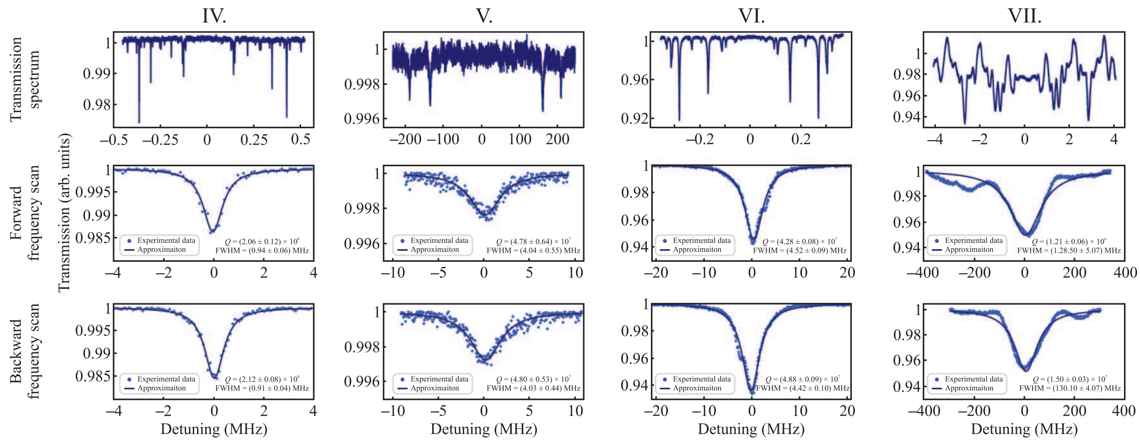

Рис. 3. (Цветной онлайн) Измерения ширины резонансной кривой на полувысоте для резонаторов 4–7 на длине волны 1.5 мкм. В верхнем ряду приводятся спектры пропускания, ниже представлены спектры резонансных кривых с аппроксимацией функцией Лоренца при прямом и обратном сканировании частоты

образцов, третий столбец – метод выращивания кристалла и тип проводимости, α_{int} – оптические потери, измеренные в [42], последний столбец – значения измеренной добротности.

Первый и третий микрорезонаторы имеют проводимость n-типа, а второй, шестой и седьмой – проводимость p-типа. Для четвертого и пятого микрорезонаторов информация о типе проводимости отсутствует. Величина добротности первого и второго микрорезонаторов практически одинакова, из чего можно сделать вывод, что тип проводимости не влияет на оптические потери. При этом стоит отметить, что при почти одинаковом удельном сопротивлении добротность резонаторов, выращенных по методу MCZ, в 10 раз ниже, чем для резонаторов, выращеных методом HFZ.

На рисунке 4 представлен спектр пропускания в случае мощной накачки ($\approx$100 мВт) для третьего микрорезонатора в режиме критической связи. Спектр пропускания представлен для увеличения и уменьшения частоты накачки. Резонансные кривые становятся сильно нелинейными, и наблюдаются сильные термооптические колебания.

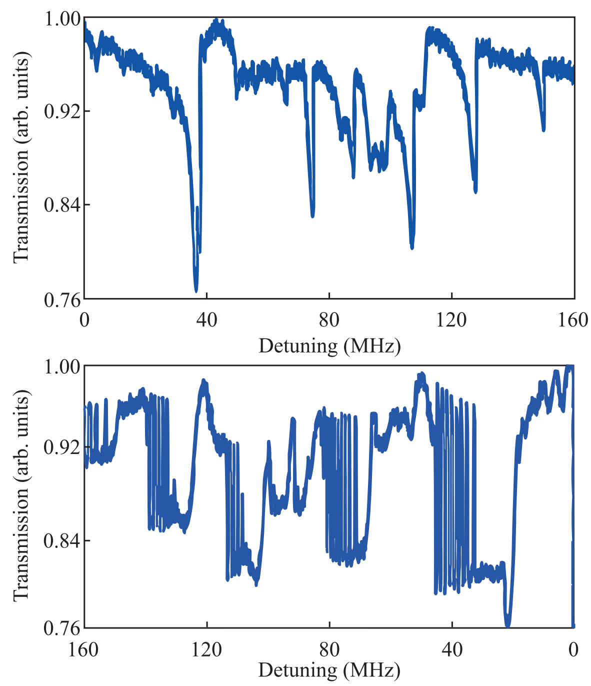

Рис. 4. (Цветной онлайн) Спектры пропускания для 3-го микрорезонатора в режиме критической связи при мощной накачке ($\approx$100 мВт). В спектре наблюдаются сильные термооптические колебания

Измерения на длине волны 2.6 мкм. Для измерения добротности на длине волны 2.6 мкм мы использовали метод, основанный на измерении ширины резонансной кривой на полувысоте (FWHM), для 6-го и 7-го микрорезонаторов и метод, основанный на измерении диапазона затягивания частоты лазера, для 3-го и 4-го микрорезонаторов, поскольку для этих микрорезонаторов FWHM оказывается меньше ширины линии лазера. Измеренная добротность для 3-го микрорезонатора составила $2 \cdot 10^8$. Это ниже ожидаемого значения, учитывая $Q = 5 \cdot 10^8$ в телекоммуникационном диапазоне. Однако большинство резонансов на длине волны 1550 нм имели $Q \approx 10^8$. В нашем предыдущем исследовании [25] была измерена добротность 4-го микрорезонатора, которая составила $5 \cdot 10^8$ (см. табл. 3).

Собственная добротность для 6-го образца составила $4.4 \cdot 10^7$, что почти совпадает с добротностью, измеренной на длине волны 1.5 мкм. Измеренная на-

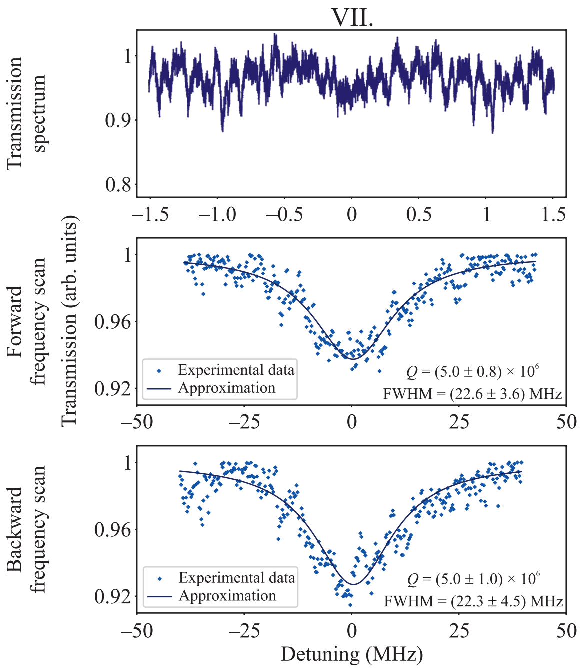

Рис. 5. (Цветной онлайн) Измерения ширины резонансной кривой на полувысоте для 7-го резонатора на длине волны 2.6 мкм. В верхнем ряду приведен спектр пропускания, ниже представлены спектры резонансных кривых с аппроксимацией функцией Лоренца при прямом и обратном сканировании частоты

груженная добротность для 7-го микрорезонатора в режиме критической связи составила $5 \cdot 10^6$, следовательно, собственная добротность равна $Q = 1 \cdot 10^7$. Спектр пропускания для измерений на длине волны 2.6 мкм представлен на рис. 5.

Следует подчеркнуть, что, несмотря на различия в типе проводимости, сопротивлении и методе выращивания, все микрорезонаторы демонстрируют добротность на длине волны 2.6 мкм выше, чем на длине волны 1.5 мкм, что может быть связано с уменьшением рэлеевского рассеяния.

Измерения на длине волны 6.1 мкм. Для измерения добротности на длине волны 6.1 мкм мы используем метод измерения FWHM. Собственная добротность для 4-го микрорезонатора, измеренная на длине волны 6.1 мкм, составляет $1.6 \cdot 10^7$, а для 7-го – $4 \cdot 10^6$. Спектры пропускания представлены на рис. 6. Стоит отметить, что измерение добротности проводилось также для 3-го микрорезонатора, величина которой составила $4 \cdot 10^6$, однако резонансная кривая демонстрировала признаки режима затягивания частоты на моду микрорезонатора, а именно резкие края и периодическое изменение ширины резонансной кривой в зависимости от расстояния между лазером и микрорезонатором [43]. Таким образом, режим затягивания может приводить к уширению резонансной кривой, поэтому для измерения величины добротности режим затягивания является паразитным эффектом. По сравнению с успешной реализацией режима затягивания частоты лазера на моду микрорезонатора в среднем ИК-диапазоне [12, 13], мы не наблюдали стабильного режима затягивания, что может быть связано с большей длиной волны и большим отражением от элемента связи.

Измерения на длине волны 8.6 мкм. Измерения добротности на длине волны 8.6 мкм также осуществлялись по измерению FWHM. Была предпринята попытка возбудить МШГ во всех микрорезонаторах из табл. 2, но связаться удалось только с 4-м микрорезонатором, изготовленного из материала, выращенного по методу Чохральского с удельным сопротивлением 6 кОм · м. Нагруженная добротность в этом случае составила $4 \cdot 10^4$, собственная добротность $Q = 8 \cdot 10^4$ (см. рис. 6). Низкая величина добротности, по-видимому, связана с многофононным поглощением.

Анализ экспериментальных результатов на различных длинах волн. Для сравнения экспериментальных результатов, полученных на различных длинах волн, мы выбрали 4-й и 7-й образцы микрорезонаторов, см. табл. 2. Выбор обусловлен стремлением сравнить микрорезонаторы, выполненные из кремния с различным удельным сопротивлением и, как следствие, оптическими потерями.

Экспериментальные результаты, полученные на всех длинах волн, представлены в табл. 3. Добротность достигает максимума на длине волны 2.6 мкм для обоих рассматриваемых микрорезонаторов, что позволяет предположить, что поглощение на примесях на данной длине волны достигает минимума.

Таблица 3. Сравнение экспериментально измеренных добротностей кремниевых микрорезонаторов с различным удельным сопротивлением на различных длинах волн

N	1.5 μm	2.6 μm	6.1 μm	8.6 μm
4	$2 \cdot 10^8$	$5 \cdot 10^8$	$1.6 \cdot 10^7$	$0.8 \cdot 10^5$
7	$1.5 \cdot 10^6$	$1 \cdot 10^7$	$4 \cdot 10^6$	–

Добротность уменьшается от своего максимума на 2.6 мкм на длинах волн 6.1 и 8.6 мкм как для образца с малым, так и с большим удельным сопротивлением. Согласно уравнению (3), рэлеевское рассеяние уменьшается как λ^4. В свою очередь, многофотонное поглощение и поглощение на свободных носителях тоже затухает с увеличением длины волны [31]. Наблюдающееся увеличение оптических потерь на длине волны 6.1 мкм может быть связано с по-

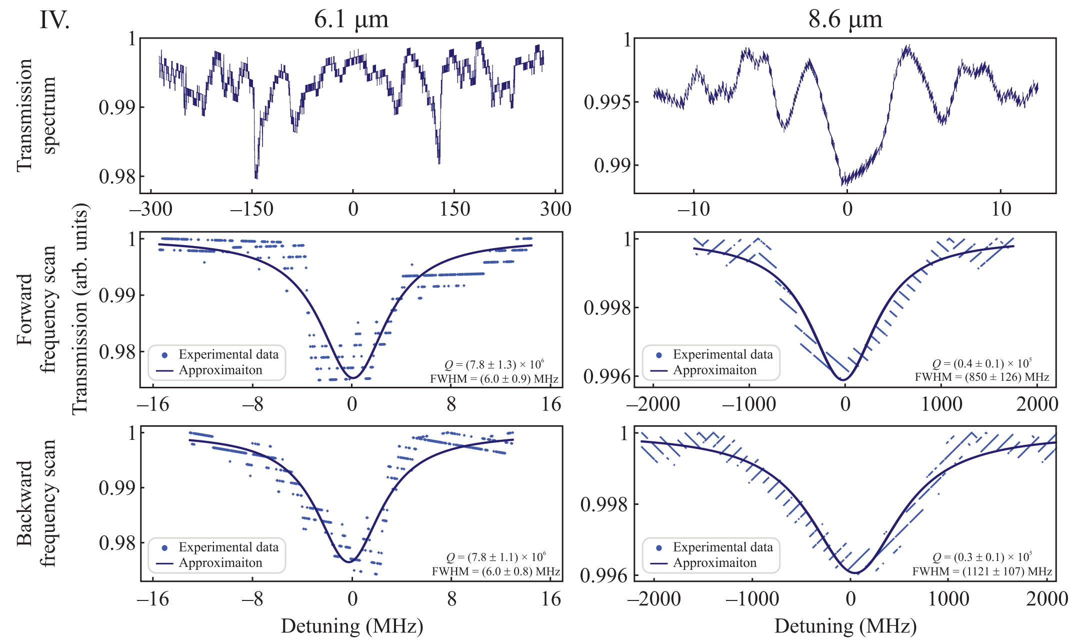

Рис. 6. (Цветной онлайн) Измерения ширины резонансной кривой на полувысоте для 4-го резонатора на длинах волн 6.1 и 8.6 мкм. В верхнем ряду приведены спектры пропускания, ниже представлены спектры резонансных кривых с аппроксимацией функцией Лоренца при прямом и обратном сканировании частоты

глощением в тонкой пленке воды на поверхности образцов. Значение поглощения в воде обсуждались в работе ранее (10.834 см$^{-1}$ на 1.5 мкм, 122.00 см$^{-1}$ на 2.6 мкм, 2660 см$^{-1}$ на 6.1 мкм, 543.46 см$^{-1}$ на 8.6 мкм) [44]. Используя уравнение (4), мы оценили, что толщина водяного слоя, вносящего потери, для величины добротности $Q = 1.5 \cdot 10^7$ составляет $2 \cdot 10^{-12}$ м на длине волны 6.1 мкм. В то же время толщина водяного слоя, вносящего потери, определяющие добротность на уровне $1.5 \cdot 10^9$ на длине волны 1.5 мкм, имеет почти такое же значение – $3 \cdot 10^{-12}$ м. Таким образом, адсорбированные из воздуха молекулы воды могут оказаться основной причиной ограничения добротности на уровне 10^7 для 4-го образца. Коэффициент поглощения воды на длине волны 8.6 мкм также велик относительно коротких длин волн, однако не может ограничивать добротность на уровне 10^5. Мы рассмотрели еще один потенциальный фактор увеличения оптических потерь на более длинных волнах – увеличение объема моды. В таком случае, если объем моды становится достаточно большим, то свет может рассеиваться на неотполированных участках. Был проведен контроль отполированной области микрорезонатора под микроскопом. Ширина отполированной области по всей окружности микрорезонатора составила не менее чем 100 мкм, что много больше, чем объем МШГ моды в том числе на длине волны 8.6 мкм. Наиболее вероятной причиной уменьшения добротности на длине волны 8.6 мкм является многофононное поглощение.

6. Выводы. Подводя итог, мы измерили добротности микрорезонаторов, изготовленных из различных образцов кристаллического кремния, на длинах волн 1.5, 2.6, 6.1 и 8.6 мкм. Насколько нам известно, добротности, полученные для микрорезонаторов с высоким удельным сопротивлением, являются рекордными. Мы получили экспериментально добротности $1.5 \cdot 10^9$ на 1.5 мкм, $5 \cdot 10^8$ на 2.6 мкм, $1.6 \cdot 10^7$ на 6.1 мкм и $8 \cdot 10^4$ на 8.6 мкм. Показано, что оптические потери имеют тенденцию уменьшаться для длин волн от 1.5 к 2.6 мкм, а затем расти к длинам волн 6.1 и 8.6 мкм. Мы связывем уменьшение оптических потерь для длин волн от 1.5 к 2.6 мкм с уменьшением вклада рэлеевского рассеяния. Увеличение оптических потерь на длине волны 6.1 мкм, вероятно, связано с поглощением в адсорбированном на поверхности резонаторов слое воды. Наконец, существенное увеличение оптических потерь на длине волны 8.6 мкм, вероятно, определяется многофононным поглощением. На длине волны 8.6 мкм нам удалось возбудить МШГ моды только в одном образце, их добротность составила $8 \cdot 10^4$.

Мы показали, что тип проводимости не оказывает заметного влияния на оптические потери, в то время как удельное сопротивление является ключевым ограничивающим фактором. Показано, что образцы кремния, полученные методом зонной плавки, в среднем имеют в десять раз большую добротность нежели образцы, изготовленные методом Чохральского с теми же значениями удельного сопротивления. Наше исследование подтверждает большой потенциал МШГ-микрорезонаторов как инструмента измерения малых оптических потерь в материале в широком диапазоне длин волн. Кроме того, полученные рекордно высокие добротности в среднем ИК-диапазоне показывают значительный потенциал кремниевой фотоники в среднем ИК-диапазоне.

Финансирование работы. Работа поддержана Российским научным фондом (проект # 25-12-00263). Экспериментальные исследования образцов 1 и 2 на длине волны 1550 нм были поддержаны Госкорпорацией "Росатом" в рамках выполнения Дорожной карты "Квантовые вычисления" (контракт # 868-1.3-15/15-2021 от 05.10.2021).

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. V. B. Braginsky, M. L. Gorodetsky, and V. S. Ilchenko, "Quality-factor and nonlinear properties of optical whispering-gallery modes", Phys. Lett. A **137**, 393 (1989).
2. W. Liang, V. S. Ilchenko, D. Eliyahu, A. A. Savchenkov, A. B. Matsko, D. Seidel, and L. Maleki, "Ultralow noise miniature external cavity semiconductor laser", Nat. Commun. **6**, 7371 (2015).
3. N. M. Kondratiev, V. E. Lobanov, A. E. Shitikov, R. R. Galiev, D. A. Chermoshentsev, N. Yu. Dmitriev, A. N. Danilin, E. A. Lonshakov, K. N. Min'kov, D. M. Sokol, S. J. Cordette, Y.-H. Luo, W. Liang, J. Liu and I. A. Bilenko, "Recent advances in laser self-injection locking to high-Q microresonators", Front. Phys. **18**, 21305 (2023).
4. T. Herr, V. Brasch, J. D. Jost, C. Y. Wang, N. M. Kondratiev, M. L. Gorodetsky, and T. J. Kippenberg, "Temporal solitons in optical microresonators", Nat. Photon. **8**, 145 (2014).
5. W. Liang, D. Eliyahu, V. S. Ilchenko, A. A. Savchenkov, A. B. Matsko, D. Seidel, and L. Maleki, "High spectral purity Kerr frequency comb radio frequency photonic oscillator", Nat. Commun. **6**, 7957 (2015).
6. G. Farca, S. I. Shopova, and A. T. Rosenberger, "Cavity-enhanced laser absorption spectroscopy using microresonator whispering-gallery modes", Opt. Express **15**, 17443 (2007).
7. A. Rasoloniaina, V. Huet, M. Thual, S. Balac, P. Féron, and Y. Dumeige, "Analysis of third-order nonlinearity effects in very high-Q WGM resonator cavity ringdown spectroscopy", J. Opt. Soc. Am. B **32**, 370 (2015).
8. J. Zhu, Ş. Kaya Özdemir, L. He, and L. Yang, "Optothermal spectroscopy of whispering gallery microresonators", Appl. Phys. Lett. **99**, 171101 (2011).
9. J. Zhu, Ş. Kaya Özdemir, Y. Xiao, L. Li, L. He, D.-R. Chen, and L. Yang, "On-chip single nanoparticle detection and sizing by mode splitting in an ultrahigh-Q microresonator", Nat. Photon. **4**, 46 (2010).
10. J. Ward and O. Benson, "WGM microresonators: sensing, lasing and fundamental optics with microspheres", Laser Photonics Rev. **5**, 553 (2011).
11. C. Lecaplain, C. Javerzac-Galy, M. L. Gorodetsky, and T. J. Kippenberg, "Mid-infrared ultra-high-Q resonators based on fluoride crystalline materials", Nat. Comm. **7**, 13383 (2016).
12. M. Siciliani de Cumis, S. Borri, G. Insero, I. Galli, A. Savchenkov, D. Eliyahu, V. Ilchenko, N. Akikusa, A. Matsko, L. Maleki, and P. De Natale, "Microcavity-Stabilized Quantum Cascade Laser", Laser Photonics Rev. **10**, 153 (2016).
13. A. A. Savchenkov, V. S. Ilchenko, F. Di Teodoro, P. M. Belden, W. T. Lotshaw, A. B. Matsko, and L. Maleki, "Generation of Kerr combs centered at 4.5 μm in crystalline microresonators pumped with quantum-cascade lasers", Opt. Lett. **40**, 3468 (2015).
14. I. S. Grudinin, K. Mansour, and N. Yu, "Properties of fluoride microresonators for mid-IR applications", Opt. Lett. **41**, 2378 (2016).
15. B. Behzadi and M. Hossein-Zadeh, "On the performance of intracavity gas sensors based on whispering-gallery microlasers", IEEE Sens. J. **20**, 9772 (2020).
16. B. Way, R. K. Jain, and M. Hossein-Zadeh, "High-Q microresonators for mid-IR light sources and molecular sensors", Opt. Lett. **37**, 4389 (2012).
17. F. Vanier, M. Rochette, N. Godbout, and Y. A. Peter, "Raman lasing in As_2S_3 high-Q whispering gallery mode resonators", Opt. Lett. **38**, 4966 (2013).
18. T. S. Tebeneva, A. E. Shitikov, O. V. Benderov, V. E. Lobanov, I. A. Bilenko, and A. V. Rodin, "Ultrahigh-Q WGM microspheres from ZBLAN for the mid-IR band", Opt. Lett. **47**, 6325 (2022).
19. L. Zhang, A. M. Agarwaland, L. C. Kimerling, and J. Michel, "Nonlinear Group IV photonics based on silicon and germanium: from near-infrared to mid-infrared", Nanophotonics **3**, 247 (2014).
20. H. H. Li, "Refractive index of silicon and germanium and its wavelength and temperature derivatives", J. Phys. Chem. Ref. Data **9**, 561 (1980).
21. I. A. Kaplunov and V. E. Rogalin, "Optical properties and application of germanium in photonics", Photon. Russia **13**, 88 (2019).
22. W. C. Hurlbut, Y.-S. Lee, K. L. Vodopyanov, P. S. Kuo, and M. M. Fejer, "Multiphoton absorption and nonlinear refraction of GaAs in the mid-infrared", Opt. Lett. **32**, 668 (2007).

23. A. E. Shitikov, I. A. Bilenko, N. M. Kondratiev, V. E. Lobanov, A. Markosyan, and M. L. Gorodetsky, "Billion Q-factor in silicon WGM resonators", Optica **5**, 1525 (2018).
24. D. W. Vogt, A. H. Jones, and R. Leonhardt, "Terahertz gas-phase spectroscopy using a sub-wavelength thick ultrahigh-Q microresonator", Sensors **20**, 3005 (2020).
25. A. E. Shitikov, O. V. Benderov, N. M. Kondratiev, V. E. Lobanov, A. V. Rodin, and I. A. Bilenko, "Microresonator and Laser Parameter Definition via Self-Injection Locking", Phys. Rev. Appl. **14**, 064047 (2020).
26. M. Yu, Y. Okawachi, A. G. Griffith, M. Lipson, and A. L. Gaeta, "Mode-locked mid-infrared frequency combs in a silicon microresonator", Optica **3**, 854 (2016).
27. W. Zhang and J. Yao, "Silicon-based single-mode on-chip ultracompact microdisk resonators with standard silicon photonics foundry process", J. Light. Technol. **35**, 4418 (2017).
28. P. Russer, "Si and SiGe millimeter-wave integrated circuits", IEEE Trans. Microw. Theory Tech. **46**, 590 (1998).
29. B. Shapiro, R. X. Adhikari, O. Aguiar, E. Bonilla, D. Fan, L. Gan, I. Gomez, S. Khandelwal, B. Lantz, T. MacDonald, and D. Madden-Fong, "Cryogenically cooled ultra low vibration silicon mirrors for gravitational wave observatories", Cryogenics **81**, 83 (2017).
30. R. X. Adhikari, P. Ajith, Y. Chen, J. A. Clark, V. Dergachev, N. V. Fotopoulos, S. E. Gossan, I. Mandel, M. Okounkova, V. Raymond, and J. S. Read, "Astrophysical science metrics for next-generation gravitational-wave detectors", Class. Quantum Gravity **36**, 245010 (2019).
31. T. Wang, N. Venkatram, J. Gosciniak, Y. Cui, G. Qian, W. Ji, and D. T. Tan, "Multi-photon absorption and third-order nonlinearity in silicon at mid-infrared wavelengths", Opt. Express **21**, 32192 (2013).
32. M. Hass and B. Bendow, "Residual absorption in infrared materials", Appl. Opt. **16**, 2882 (1977).
33. M. L. Gorodetsky, A. D. Pryamikov, and V. S. Ilchenko, "Rayleigh scattering in high-Q microspheres", JOSA B **17**, 1051 (2000).
34. D. W. Vernooy, V. S. Ilchenko, H. Mabuchi, E. W. Streed, and H. J. Kimble, "High-Q measurements of fused-silica microspheres in the near infrared", Opt. Lett. **23**, 247 (1998).
35. G. Lin, R. Henriet, A. Coillet, M. Jacquot, L. Furfaro, G. Cibiel, L. Larger, and Y. K. Chembo, "Dependence of quality factor on surface roughness in crystalline whispering-gallery mode resonators", Opt. Lett. **43**, 495 (2018).
36. J. Degallaix, R. Flaminio, D. Forest, M. Granata, C. Michel, L. Pinard, T. Bertrand, and G. Cagnoli, "Bulk optical absorption of high resistivity silicon at 1550 nm", Opt. Lett. **38**, 2047 (2013).
37. A. D. Bristow, N. Rotenberg, and H. M. van Driel, "Two-photon absorption and Kerr coefficients of silicon for 850–2200 nm", Appl. Phys. Lett. **90**, 191104 (2007).
38. T. S. Tebeneva, V. E. Lobanov, D. A. Chermoshentsev, K. N. Min'kov, I. A. Kaplunov, I. I. Vinogradov, I. A. Bilenko, and A. E. Shitikov, "Crystalline germanium high-Q microresonators for mid-IR", Opt. Express **32**, 15680 (2024).
39. R. Claps, V. Raghunathan, D. Dimitropoulos, and B.Jalali, "Influence of nonlinear absorption on Raman amplification in Silicon waveguides", Opt. Express **12**, 2774 (2004).
40. V. S. Ilchenko, A. A. Savchenkov, A. B. Matsko, and L. Maleki, "Nonlinear optics and crystalline whispering gallery mode cavities", Phys. Rev. Lett. **92**, 043903 (2004).
41. K. Hoshi, N. Isawa, T. Suzuki, and Y. Ohkubo, "Czochralski silicon crystals grown in a transverse magnetic field", J. Electrochem. Soc. **132**, 693 (1985).
42. A. S. Markosyan, R. Bassiri, A. Lin et al. (Collaboration), "Measurements of the optical absorption in crystalline silicon at 1.56 um by the pci method", LIGO Document G1300263-v1 (2013).
43. A. E. Shitikov, I. I. Lykov, O. V. Benderov, D. A. Chermoshentsev, I. K. Gorelov, A. N. Danilin, R. R. Galiev, N. M. Kondratiev, S. J. Cordette, A. V. Rodin, A. V. Masalov, V. E. Lobanov, and I. A. Bilenko, "Optimization of laser stabilization via self-injection locking to a whispering-gallery-mode microresonator: experimental study", Opt. Express **31**, 313 (2023).
44. D. J. Segelstein, *The complex refractive index of water* (PhD thesis, University of Missouri, Kansas City, 1981).