

РЕЗОНАНСНАЯ СИСТЕМА ОПТОЭЛЕКТРОННОГО АВТОГЕНЕРАТОРА НА ОСНОВЕ ПРОХОДНОГО ПЛАНАРНОГО ОПТИЧЕСКОГО ДИСКОВОГО МИКРОРЕЗОНАТОРА

А.С. Задорин¹, А.А. Лукина^{1,2}

¹ Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники (ТУСУР), Томск, Россия,

² АО НПФ «Микран», Томск, Россия

Аннотация

Отмечается, что наилучшие технические характеристики микроволновых оптоэлектронных автогенераторов достигаются в схемах с использованием высокодобротных оптических микрорезонаторов, работающих в режиме резонанса бегущей волны. Рассмотрена возможность использования для этой цели планарных дисковых оптических микрорезонаторов, возбуждаемых фундаментальными модами шепчущей галереи. Исследованы элементы связи для таких резонаторов, построенные на основе планарных оптических волноводов, расположенных над поверхностью дискового резонатора в области, ограниченной внешней и внутренней каустиками моды шепчущей галереи. Предложены модели данного устройства. Приведены соответствующие расчётные данные.

Ключевые слова: микроволновый автогенератор, диэлектрический дисковый резонатор, мода шепчущей галереи, резонанс бегущей волны.

Цитирование: Задорин, А.С. Резонансная система оптоэлектронного автогенератора на основе проходного планарного оптического дискового микрорезонатора / А.С. Задорин, А.А. Лукина // Компьютерная оптика. – 2018. – Т. 42, № 1. – С. 60-66. – DOI: 10.18287/2412-6179-2018-42-1-60-66.

Введение

Параметры современных локационных, навигационных и связных когерентных радиотехнических систем во многом определяются качеством сигнала соответствующего задающего автогенератора (АГ), используемого в качестве системного стандарта частоты. Важным количественным показателем такого рода является уровень фазовых шумов АГ, описываемый спектральной плотностью мощности его излучения $L(f)$ в одной боковой полосе при заданной отстройке f от несущей частоты f_0 в частотном интервале 1 Гц [1]. Для автогенераторов, построенных на основе затягивания частоты формируемого сигнала высокодобротным резонатором в активной петле обратной связи (ОС), распространённым эмпирическим приближением зависимости $L(f)$ является степенная аппроксимация Лисона [2]

$$L(f) = 10 \log(G \cdot F \cdot k \cdot T / 2P ((f_0 / 2Q_n)^2 \times (f_a / f^3) + (f_0 / (2Q_n))^2 / (1 / f^2) + (f_a / f) + 1)), \quad (1)$$

где G, F – коэффициенты усиления и шума активного элемента АГ, P – номинальная мощность, подводимая к резонатору, Q_n – нагруженная добротность резонатора, f_a – параметр, характеризующий границу фликкер-шумов активного элемента АГ, k – постоянная Больцмана, T – абсолютная температура.

Формула (1) указывает на определяющее воздействие параметра Q_n на уровень фазовых шумов АГ и хорошо соответствует экспериментальным данным для $L(f)$, классических схем АГ, в т.ч. оптоэлектронных автогенераторов (ОЭАГ), в которых за счёт промежуточных преобразований энергии СВЧ-колебаний в энергию световой волны реализуется возможность использования в качестве резонансной системы АГ высокодобротных оптических резонаторов [3, 4]. Схема такого устройства показана на рис. 1.

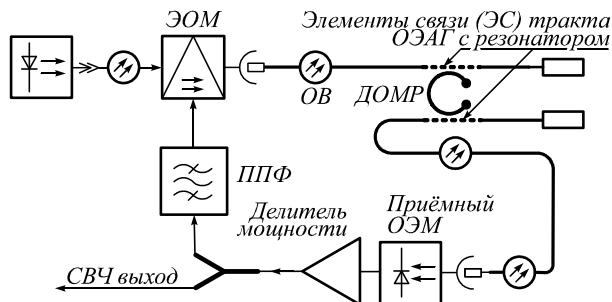


Рис. 1. Структурная схема ОЭАГ на основе ОМР-МШГ

ППФ – полосо-пропускающий фильтр, ОБ – одноволоковое оптическое волокно, ЭОМ – электрооптический модулятор, приёмный ОЭМ – фотодиод в составе приемного оптоэлектронного модуля.

Наиболее высокие значения ненагруженной добротности Q_0 таких устройств в широком температурном диапазоне достигаются в оптических микрорезонаторах (ОМР), возбуждаемых гибридными модами EH_{mnk} , HE_{mnk} с большим азимутальным индексом m , но низкими радиальным и аксиальным индексами n и $k \sim 1$. В литературе данный тип фундаментальных мод ОМР называется модами «шепчущей галереи» (МШГ) [5–8]. Исследование характеристик ОЭАГ на основе различных типов указанных резонансных систем проводится уже более 10 лет [9–15]. Наиболее значительные результаты в данной связи получены группой L. Maleki, которой, благодаря использованию в ОЭАГ возбуждаемого МШГ оптического микрорезонатора, размеры устройства удалось приблизить к габаритам гибридной интегральной микросхемы (ГИС) [13].

Прототипом всех этих резонансных систем, по-видимому, можно считать схему Е. Маркатили, включающую в себя проходной планарный дисковый оптический микрорезонатор (ДОМР), снабженный дву-

мя элементами распределенной связи (ЭС) в виде отрезков планарного оптического волновода (ПОВ) [16]. ЭС такого типа должны удовлетворять двум условиям: обеспечивать условие фазового синхронизма (УФС) МШГ и мод ЭС, а также уровень критической связи резонатора с внешними цепями [5]. В более поздних работах в качестве резонатора авторы [9–16] использовали сферические, цилиндрические или дисковые ОМР, радиус R_0 которых выбирался так, чтобы межмодовый интервал резонансных частот резонатора (параметр FSR – *free spectral range*) совпадал с частотой генерации ОЭАГ f_0 . При этом в качестве элементов распределенной связи использовались призмы, а также ЭС, построенные на основе растянутого оптического волокна (ОВ). Общей чертой всех указанных резонансных систем являлась компланарность направлений волноводных структур ЭС относительно азимутальной плоскости МШГ $\mathbf{A} \cdot \mathbf{r} = 0$ в ОМР. Такое ограничение на расположения ЭС плоскостью $\mathbf{A} \cdot \mathbf{r} = 0$, очевидно, исключает возможность независимого управления ключевыми параметрами резонатора – уровнями связи с ОМР и УФС взаимодействующих мод. Следствием этого является усложнение ЭС, в частности, локальная растяжка ОВ ЭС в области ОМР и др. [5].

Указанные усложнения ЭС, однако, оправданы не всегда. Они необходимы, только если внутренняя каустика структуры поля резонансной моды не выходит за пределы резонатора. Такую структуру МШГ имеет, например, в резонаторах сферической формы или цилиндрических ОМР с малым форм-фактором Φ (отношением диаметра резонатора к высоте h). Здесь напряженность поля МШГ вне резонатора значительна лишь в плоскости $\mathbf{A} \cdot \mathbf{r} = 0$.

В резонаторах другой формы, например, в ДОМР с большим форм-фактором, внутренняя каустика МШГ может далеко выходить за пределы поверхности резонаторного диска. В этом случае возможно эффективное возбуждение резонатора азимутальными модами высокого порядка не только в плоскости $\mathbf{A} \cdot \mathbf{r} = 0$, но и при некомпланарном расположении ЭС, т.е. над поверхностью дискового резонатора. Привлекательной особенностью такой схемы возбуждения является возможность реализации независимого контроля коэффициентов связи ЭС и условия синхронизма мод ЭС и МШГ, обеспечивающая большую гибкость в разработке резонансной системы ОЭАГ. Кроме этого, такая система выделяется среди прочих вариантов своей технологичностью [17], следовательно, может служить основой для разработки соответствующей ГИС. Для ее практической реализации необходимы исследования достижимых значений Q_0 в ДОМР. Изложение результатов таких исследований является одной из задач настоящей работы.

Еще одним важным техническим показателем ОЭАГ является коэффициент использования мощности η , равный отношению мощностей СВЧ-сигнала в нагрузке генератора и на выходе его активного элемента [7]. Наилучшие значения этого показателя, как

известно, достигаются в схемах АГ, использующих ДОМР в проходном режиме, в условиях резонанса бегущей волны (РБВ). Данный режим характеризуется минимальными отражениями сигнала от узлов ОЭАГ при его циркуляции в контуре ОС и обеспечивается направленным возбуждением резонатора путем соответствующего подбора и оптимизации элементов связи (ЭС). С помощью одного из таких устройств – ЭС-Н осуществляется оптическая накачка резонатора, а с помощью другого – ЭС-С съём энергии [7].

Трудности реализации РБВ связаны с необходимостью задания регулируемых коэффициентов связи β резонатора со структурами тракта АГ, обеспечивающими требуемые характеристики. Известные из литературы возможности такого управления значениями β ЭС-Н,С относятся только к традиционной геометрии расположения элементов связи в плоскости $\mathbf{A} \cdot \mathbf{r} = 0$. Обсуждение возможности решения данной задачи за счёт размещения ЭС над поверхностью дискового резонатора с большим форм-фактором в области внешней каустики МШГ, а также описание соответствующих модели ЭС также является целью настоящей работы.

1. Концептуальная модель резонансной системы ОЭАГ

Рассмотрим оптический дисковый диэлектрический микрорезонатор, возбуждаемый на одной из его резонансных частот ω_0 фундаментальной азимутальной модой. Радиус и высоту резонаторного диска обозначим как R_0 и h , а его показатель преломления материала на длине световой волны λ_0 – как n_s . Одномодовые элементы связи ЭС-Н, С, представляющие собой встроенные в волноводный тракт оптические направленные ответвители (ОНО), обеспечивают направленное возбуждение резонатора и съём накопленной в нём энергии. Вместе с ЭС-Н, С рассматриваемый ДОМР образует проходную резонансную систему ОЭАГ (рис. 2).

Полутонными кругами на этом рисунке отмечены максимумы энергии поля E_0 МШГ, расположенные в пределах кольцевой области, ограниченной внешней и внутренней каустиками моды с радиусами R_{in} и R_{out} .

Для исследования наиболее существенных связей и свойств резонансной системы рис. 2 рассмотрим сначала её упрощенную концептуальную модель, которую в дальнейшем уточним в программном пакете электромагнитного моделирования CST Studio.

Прежде всего, заметим, что в типичном для работы ОЭАГ стационарном режиме на резонансной частоте ДОМР амплитуда поля МШГ A_0 , как известно, определяется декрементами затухания резонатора δ_0 и элементов связи δ_c [5, 19],

$$A_0 = \frac{j\Gamma \cdot B_{in}}{\delta_0 + \delta_c} \sqrt{\frac{2\delta_c}{\tau_0}}, \quad (2)$$

где коэффициент $\Gamma \leq 1$ определяется нормированным скалярным произведением векторов напряженности полей мод ЭС \mathbf{V}_{in} и МШГ \mathbf{A}_0 в области связи,

$$\Gamma = \frac{\mathbf{A}_0 \cdot \mathbf{B}_{in}}{|\mathbf{A}_0| |\mathbf{B}_{in}|}, \tag{3}$$

$$\delta_0 = \frac{\alpha c}{2n_s}, \quad \delta_c = \frac{T^2}{2\tau_0}, \quad \tau_0 = \frac{2\pi n_s R_0}{c}, \tag{4}$$

где T – коэффициент передачи направленных ответвителей ЭС-Н, С, α – коэффициент затухания мощности МШГ в ДОМР, c – скорость света, τ_0 – время одного оборота волны, бегущей в резонаторе.

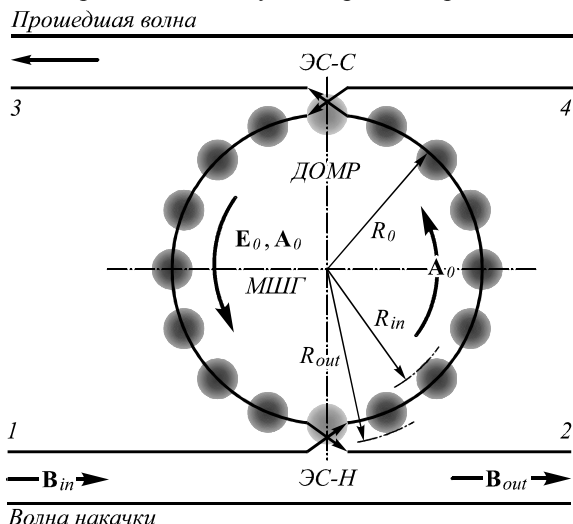


Рис. 2. Структурная схема резонансной системы ОЭАГ на основе ДОМР с элементами связи ЭС-Н, С

Нагруженная добротность $Q_{он}$ рассматриваемой резонансной оптической системы определяется собственной добротностью резонатора Q_{00} и добротностью связи Q_c и выражается через указанные выше параметры как [5, 19],

$$\frac{1}{Q_{он}} = \frac{1}{Q_{00}} + \frac{1}{Q_c} = \frac{2\delta_0}{\omega_0} + \frac{2\delta_c}{\omega_0}. \tag{5}$$

Для заданного Q_{00} добротность связи обычно выбирают из условия максимума запасенной в резонаторе энергии $E_0 \sim (A_0)^2$ [5–8, 19]. Из (2) видно, что данное требование выполняется в условиях критической связи между ДОМР и ЭС-Н, С, когда $\delta_c = \delta_0$.

Анализ механизмов, ограничивающих собственную добротность резонатора Q_{00} , показывает, что основными среди них являются рассеяние на термодинамических флуктуациях плотности и рассеяние на поверхностных неоднородностях ДОМР [5]. Соответствующие оценки для Q_{00} дают величину $\sim 10^{12}$ [5].

Следует подчеркнуть, что входящая в (1) величина нагруженной добротности Q_n измеряется на радиочастоте f_0 ОЭАГ и выражается через оптические частоту ν_0 и добротность $Q_{он}$ как [3, 4, 10],

$$Q_n = Q_{он} \frac{f_0}{\nu_0}. \tag{6}$$

Воспользуемся последними формулами, например, для оценки Q_n резонатора из плавяного кварца ($\epsilon = 2,13$, $Q_{00} = 0,17 \times 10^{12}$ [5]). Для расстояния между ЭС и ДОМР, равного $1,5\lambda$, получим, что $Q_c \approx 227 \cdot 10^9$,

$Q_{он} \approx 90 \cdot 10^9$, а нагруженная добротность резонансной системы автогенератора $Q_n \approx 10^7$, т.е. может превысить добротность лучших сапфировых СВЧ-резонаторов [6, 7].

Важнейшим параметром резонансной системы ОЭАГ является её спектр оптических резонансных частот ν_{0m} . При их выборе необходимо учитывать принцип работы ОЭАГ, представленный на рис. 1, основанный на амплитудной модуляции в ЭОМ оптической несущей СВЧ колебанием с частотой f_0 . В данной связи ДОМР должен обеспечивать резонанс на трех частотах, отстоящих друг от друга на равный частотный интервал $\Delta\nu_{0m} = f_0$. Для предварительного расчета зависимости ν_{0m} и $\Delta\nu_{0m}$ от азимутального индекса МШГ m можно воспользоваться соотношением [5],

$$\nu_m = \frac{c\sqrt{\tilde{y}_m^2 + \beta_m^2} R}{2\pi n_s R}, \tag{7}$$

где

$$\tilde{y}_m = T_m - \frac{1}{P n_s \sqrt{n_s^2 - 1}}, \quad \beta_m = \frac{\pi}{h + \frac{2P n_s R}{\tilde{y}_m \sqrt{n_s^2 - 1}}},$$

$$T_m \approx m - \alpha_1 \left(\frac{m}{2}\right)^{1/3} + \frac{3\alpha_1^2}{20} \left(\frac{m}{2}\right)^{-1/3} + \frac{3\alpha_1^3}{1400} \left(\frac{m}{2}\right)^{-1} \dots$$

1-й ноль цилиндрической функции Бесселя, $\alpha_1 = -2,33811$ – 1-й корень функции Эйри, P – параметр типа МШГ (для ТЕ-мод $P = 1$, ТМ-мод $P = 1/(n_s)^2$).

Анализ формулы (7) показывает, что требование эквидистантности спектра ДОМР $\Delta\nu_{0m} = f_0$ выполняется при больших азимутальных индексах МШГ. Приведенная приближенная зависимость $\nu_{0m}(n_s, R_0, f_0)$ пригодна для оценки размеров резонатора и выбора его материала. Так, для кварцевого ДОМР с размерами $R_0 = 3$ мм, $h = 0,5$ мкм и $n_s = 1,5$ расчёт зависимости частот ν_{0m} от $m = 16246 + n$ по формуле (7) даёт: $\nu_{16246+n} \approx (200,007 + 10,724 \times 10^{-3} n)$ ТГц. Здесь n меняется от 0 до 14. Приведённые оценки показывают возможность практической реализации резонансной системы ОЭАГ на основе ДОМР.

Заметим далее, что амплитуда моды связи B_{out} во втором порту направленного ответвителя ЭС-Н будет являться результатом интерференции полей \mathbf{B}_{in} и \mathbf{A}_0 в ЭС [5, 19],

$$|\mathbf{B}_{out}|^2 = |\mathbf{B}_{in}|^2 \left(1 - \frac{4\delta_0 \delta_c \Gamma^2}{(\delta_0 + \delta_c)^2} \right). \tag{8}$$

Из (8) видно, что в условиях критической связи $\delta_0 = \delta_c$ развязка между портами 1 и 2 резонансной системы максимальна, а переходное ослабление Δ_{13} между основными портами 1 и 3 рассматриваемого проходного оптического резонатора достигает минимума. Наименьший уровень B_{out} и Δ_{13} при этом достигается при согласовании структуры полей волноводных мод в ЭС-Н, С, когда $\Gamma \approx 1$.

Как отмечалось выше, в качестве элементов связи ЭС-Н, С резонатора по рис. 2 в литературе наиболее часто рассматриваются оптические волноводные структуры, расположенные вблизи экваториальной плоскости $A \cdot r = 0$ ДОМР [5–15]. Функциональность этих устройств основана на принципах локализации и синхронизма, ставящих в соответствие каждой волноводной моде резонатора расстояние, на котором тангенциальная к поверхности ДОМР скорость волны достигает скорости света в ЭС. Именно в этой области обеспечивается возможность ее туннелирования в волноводную структуру устройства связи [5]. Трудности в практической реализации указанных принципов в оптическом диапазоне связаны с малой концентрацией поля МШГ вблизи границ резонатора, а также относительно небольшого числа полувольт N^* бегущей волны в ЭС, способных эффективно связываться с МШГ в ДОМР.

Большая гибкость в реализации указанных принципов достигается в ДОМР с большим значением $\Phi = R_0/h$. В данном случае область локализации поля МШГ на рис. 2 можно рассматривать как свернутый в кольцо тонкий асимметричный планарный волноводный слой, характеризуемый нормированной постоянной распространения b и частотой V . Как известно, при малых V в пределах одномодового режима работы такой волноводной структуры энергия ее фундаментальной моды локализована слабо, так что приблизительно ее половина находится вне волноводного слоя резонатора [18, 19]. Это обстоятельство дает возможность обеспечивать энергообмен между МШГ и модами ЭС также и во фронтальной части резонаторного диска, т.е. располагать ЭС-Н,С не в плоскости ДОМР, как это показано на рис. 2, но и над его поверхностью, в области между внешней и внутренней каустиками МШГ. Соответствующие элементы связи ЭС-Н, С, очевидно, также могут быть построены на основе упомянутых выше слабонаправляющих планарных оптических волноводов (ПОВ), используемых в качестве оптических направленных ответвителей (ОНО) с малым отражением мод от участка распределенной связи с ДОМР.

Эффективность использования ПОВ в качестве ЭС-Н, С определяется полнотой выполнения двух условий. Первое из них определяет эффективность энергообмена МШГ с модой ЭС. Как отмечалось выше, эффективность может описываться интегралом перекрытия полей \mathbf{A}_0 и \mathbf{B}_m в области их взаимодействия или связанным с ним переходным ослаблением Δ_{13} и величиной провала B_{out} при резонансе [5].

Вторым важным условием применимости (2) и (8) является условие синхронизма, т.е. требование согласования фазовых скоростей МШГ и моды в ПОВ [5].

2. Условия направленного резонансного возбуждения микрорезонатора

Рассмотрим подробнее возможности реализации условий синхронизма в резонансной системе рис. 2

при использовании в качестве устройства связи планарных оптических волноводов (ПОВ).

С этой целью обозначим через L_k длину сегмента дискового резонатора с радиусом R_0 , вдоль которого распространяется возбуждаемая МШГ, а через L_r длину хорды, отсекающей указанный сегмент от ДОМР, вдоль которого распространяется мода ЭС-Н. Как отмечалось выше, распределение поля МШГ в плоскости резонатора по азимутальному углу $\sim \exp(-im\phi)$. Соответствующее азимутальное волновое число k_{wg} моды можно установить, учитывая, что испытываемый модой на одном обороте вокруг оси резонатора на расстоянии R фазовый сдвиг составит $2\pi mR$. Отсюда следует, что $2\pi R \cdot k_{wg} = 2\pi m$, и $k_{wg} = m/R$. На этом основании условие фазового синхронизма мод ЭС и МШГ можно записать так [5]:

$$2\pi N_{\text{эф}} / \lambda_0 = m / R, \quad (9)$$

где $N_{\text{эф}}$ – эффективный показатель преломления волноводной структуры ЭС-Н, С, λ_0 – длина световой волны в свободном пространстве.

Из последней формулы следует, что радиальное расстояние R^* , на котором достигается синхронизм рассматриваемых волновых процессов, равно

$$R^* = \lambda_0 m / 2\pi N_{\text{эф}}. \quad (10)$$

Строгое выполнение условий (9, 10) требуется не всегда. Чаще всего в качестве числового критерия приближения к (10) используется относительный фазовый сдвиг ψ волн, взаимодействующих на длине L_r ЭС-Н, С. Выразим длину отрезка L_r волновода, замыкающего радиальный сектор ДОМР с центральным углом ϕ , как

$$L_r = 2R \cdot \sin(\phi / 2). \quad (11)$$

В результате получим выражение для зависимости фазового сдвига $\psi(\phi)$,

$$\psi(\phi) = 4\pi R N_{\text{эф}} / \lambda_0 \cdot \sin(\phi / 2) - m\phi. \quad (12)$$

Рассмотрим далее число полувольт N^* бегущей волны в ЭС, укладывающихся на отрезке L_r и переносящих энергию, которой данная мода обменивается с МШГ, как отдельные элементы.

$$N^* = 2L_r^* / \lambda. \quad (13)$$

Следовательно, схему на рис. 2 можно рассматривать как распределенное многоэлементное устройство связи с ДОМР. Из приведенных формул видно, что большее число эффективных возбуждающих центров N^* в ЭС-Н, С формируется, если $R \rightarrow R^*$. Эти выводы хорошо соответствуют полученным нами результатам расчетов поля ДОМР в пакете CST Studio [20].

Некоторые из таких данных представлены на рис. 3. Здесь показан результат моделирования в программном пакете электромагнитного моделирования СВЧ-устройств CST Studio напряженности электрического поля рабочей моды $HE_{15,1,1}$ в модели кварцевого ДОМР с размерами $R=5$ мкм, $h=0,5$ мкм, работающего на частоте $\nu=121,9$ ТГц ($\lambda_0=2,5$ мкм). Мо-

делирование производилось в частотной области с гексагональной сеткой разбиения [20].

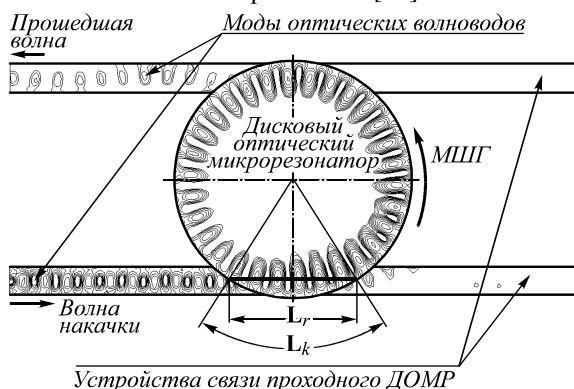


Рис. 3. Структура мод МШГ $HE_{15,1,1}$ в кварцевом ДОМР, возбуждаемой на частоте $\nu = 121,9$ ТГц, и мод ЭС-Н, С на основе планарных оптических волноводов

Из представленных данных видно, что область локализации рассматриваемой фундаментальной МШГ имеет кольцевую форму. Ограничивающие ее поверхности радиуса L_{out} и L_{in} являются внешней и внутренней каустиками МШГ. Для фундаментальных мод ДОМР с высоким азимутальным индексом m $L_{in} \rightarrow R_0$, однако в данном случае при $m = 15$ поле моды локализовано слабо. Это дает возможность расположить устройства связи с $HE_{15,1,1}$ именно над поверхностью резонатора в области $(L_{out} - L_{in})$. При этом, как указывалось выше, основным требованием к данным устройствам является направленность возбуждения и съема энергии моды в ДОМР, обеспечивающая режим бегущей волны в контуре ОС АГ. Кроме этого, для снижения потерь добротности ДОМР Q_0 за счёт уровня связи β , ЭС желательно строить на основе многоэлементных структур.

В рассматриваемой конструкции ЭС-Н, С нормированная частота волновода V выбрана малой за счёт установки малой толщины пленки ПОВ в области ДОМР, меньшей, чем длина волны λ_0 . Как указывалось выше, в данных условиях локализация поля в волноводе слабая, поэтому данная структура ПОВ становится излучающей, т.е. поле излучает наружу. Как видно из рис. 3, при размещении таких элементов ЭС-Н, С в области $(L_{out} - L_{in})$ на расстоянии $R^* \approx 4,5$ мкм от центра резонатора при зазоре 0,5 мкм над поверхностью ДОМР, данная система функционирует как проходной резонатор бегущей волны.

Заключение

Изложенные выше результаты показывают, что в проходных высокодобротных дисковых оптических микрорезонаторах с большим форм-фактором режим бегущих волн МШГ может быть реализован не только при традиционном расположении элементов связи в азимутальной плоскости МШГ, но также при их размещении над поверхностью резонатора, в области, ограниченной внешней и внутренней каустиками резонансной моды. Такая геометрия ЭС позволяет перемещать волноводные структуры ЭС не только в ра-

диальном, но и в осевом и направлении ОМР, и, таким образом, в соответствии с формулами (3), (10) и (12) обеспечивать независимое управление уровнями связи и синхронизма мод ЭС и МШГ и большую гибкость в разработке резонансной системы ОЭАГ. При этом эффективность возбуждения ДОМР азимутальными модами высокого порядка с помощью распределенных волноводных ЭС типа ПОВ максимальна при малых нормированных частотах V волновода, когда энергия ее фундаментальной моды локализована слабо. Эти выводы подтверждаются результатами электромагнитного моделирования указанных резонансных систем в пакете CST Studio.

Литература

1. IEEE Standard 1139-2008. IEEE Standard definitions of physical quantities for fundamental frequency and time metrology – random instabilities. – New York, 2009. – ISBN: 978-0-7381-6856-2.
2. Leeson, D.B. A simple model of the feedback oscillator noise spectrum / D.B. Leeson // Proceedings of the IEEE. – 1966. – Vol. 54, Issue 2. – P. 329-330. – DOI: 10.1109/PROC.1966.4682.
3. Yao, X.S. Optoelectronic microwave oscillator / X.S. Yao, L. Maleki // Journal of the Optical Society of America B. – 1996. – Vol. 13, Issue 8. – P. 1725-1735. – DOI: 10.1364/JOSAB.13.001725.
4. Paul, D. A review of optoelectronic oscillators for high speed signal processing applications [Electronical Resource] // ISRN Electronics Volume 2013. – 2013. – 401969 (16 p). – DOI: 10.1155/2013/401969.
5. Городецкий, М.Л. Оптические микрорезонаторы с гигантской добротностью / М.Л. Городецкий. – М.: Физматлит, 2011. – 415 с. – ISBN: 978-5-9221-1283-3.
6. Царапкин, Д.П. Методы генерирования СВЧ колебаний с минимальным уровнем фазовых шумов : дис. ... доктора техн. наук : 05.12.04 / Царапкин Дмитрий Петрович. – М.: 2004. – 412 с.
7. Егоров, В.Н. Микроволновые диэлектрические резонаторы в физических измерениях : дис. ... доктора физ.-мат. наук : 01.04.01 / Егоров Виктор Николаевич. – Иркутск, 2013. – 367 с.
8. Ильченко, М.Е. Диэлектрические резонаторы / М.Е. Ильченко, В.Ф. Взятыхшев, Л.Г. Гассанов, Ю.М. Безбородов, М.Н. Бергер, В.С. Добромислов, Б.Ю. Капилевич, Т.Н. Нарытник, В.Б. Федоров, Б.С. Черный; под ред. М.Е. Ильченко. – М.: Радио и связь, 1989. – 328 с. – ISBN: 5-256-00217-1.
9. Tsarapkin, D. Whispering gallery traveling interferometer for low phase noise applications / D. Tsarapkin, N. Shtin // Proceedings of the 2004 IEEE International Frequency Control Symposium and Exposition. – 2004. – P. 762-765. – DOI: 10.1109/FREQ.2004.1418562.
10. Merrer, P.H. Optical techniques for microwave frequency stabilization: resonant versus delay line approaches and related modelling problems / P.H. Merrer, H. Brahim, O. Llopis // International Topical Meeting on Microwave Photonics, 2008 (MWP/APMP 2008). – 2008. – P. 146-149. – DOI: 10.1109/MWP.2008.4666657.
11. Volyanskiy, K. Compact optoelectronic microwave oscillators using ultra-high Q whispering gallery mode disk-resonators and phase modulation / K. Volyanskiy, P. Salzenstein, H. Tavernier, M. Pogurmirskiy, Y.K. Chembo, L. Larger // Optics Express. – 2010. –

- Vol. 18, Issue 21. – 22358-22363. – DOI: 10.1364/OE.18.022358.
12. **Merrer, P.-H.** Characterization technique of optical whispering gallery mode resonators in the microwave frequency domain for optoelectronic oscillators / P.-H. Merrer, K. Saleh, O. Llopis, S. Berneschi, F. Cosi, G.N. Conti // *Applied Optics*. – 2012. – Vol. 51, Issue 20. – P. 4742-4748. – DOI: 10.1364/AO.51.004742.
 13. **Maleki, L.** High performance optical oscillators for microwave and mm-wave applications / *Microwave Journal*. – 2013. – Vol. 56, Issue 10. – P. 106-118.
 14. **Saleh, K.** Study of the noise processes in microwave oscillators based on passive optical resonators / K. Saleh, P. Merrer, A. Ali-Slimane, O. Llopis, G. Cibiel // *International Journal of Microwave and Wireless Technologies*. – 2012. – Vol. 5(3). – P. 371-380.
 15. **Duy, N.L.** Materials used for the optical section of an optoelectronic oscillator / N.L. Duy, L.V.H. Nam, V.V. Yem, L. Vivien, E. Cassan, B. Journet // *Advances in Natural Sciences: Nanoscience and Nanotechnology*. – 2010. – Vol. 1, Issue 4. – 045008. – DOI: 10.1088/2043-6262/1/4/045008.
 16. **Marcatili, E.A.** Bends in optical dielectric guides / E.A. Marcatili // *Bell Labs Technical Journal*. – 1969. – Vol. 48, Issue 7. – P. 2103-2132. – DOI: 10.1002/j.1538-7305.1969.tb01167.x.
 17. **Lou, F.** Experimental demonstration of silicon-based metallic whispering gallery mode disk resonators and their thermo-tuning / F. Lou, L. Thylen, L. Wosinski // *The Optical Fiber Communication Conference and Exposition (OFC)*. – 2014. – Tu2E.1. – DOI: 10.1364/OFC.2014.M2I.2.
 18. **Тамир, Т.** Волноводная оптоэлектроника / Т. Тамир, Х. Когельник, У. Бернс, А. Милтон, под ред. Т. Тамира. – пер. с англ. – М.: Мир, 1991. – 575 с. – ISBN: 5-03-001903-0.
 19. **Хаус, Х.** Волны и поля в оптоэлектронике / Х. Хаус. – М.: Мир, 1988. – 432 с. – ISBN: 5-03-000761-Х.
 20. **Курушин, А.А.** Проектирование СВЧ устройств в среде CST Microwave Studio : учебное пособие / А.А. Курушин, А.Н. Пластиков. – М.: Издательство МЭИ, 20112. – 152 с. – ISBN: 978-5-383-00730-3.

Сведения об авторах

Задорин Анатолий Семенович, доктор физико-математических наук, профессор каф. радиоэлектроники и защиты информации (РЗИ) Томского государственного университета систем управления и радиоэлектроники (ТУСУР). E-mail: Anatoly.Zadorin@rzi.tusur.ru.

Лукина Анна Андреевна, аспирантка кафедры радиоэлектроники и защиты информации (РЗИ) Томского государственного университета систем управления и радиоэлектроники (ТУСУР). Инженер департамента информационно-измерительных систем отдела синтезаторов частот акционерного общества научно-производственной фирмы «Микран» (ДИИС СЧ АО НПФ «Микран»). Занимается разработкой высокодобротных СВЧ-генераторов с резонаторами волн шепчущей галереи. E-mail: anna-angel1987@mail.ru.

ГРНТИ: 47.33.33.

Поступила в редакцию 21 июня 2017 г. Окончательный вариант – 30 ноября 2017 г.

A RESONANCE SYSTEM OF AN OPTOELECTRONIC OSCILLATOR BASED ON A TRANSMISSION-TYPE PLANAR OPTICAL DISK MICROCAVITY

A.S. Zadorin¹, A.A. Lukina^{1,2}

¹Tomsk State University of Control Systems and Radioelectronics, Tomsk, Russia,

²Micran Research & Production Company, Tomsk, Russia

Abstract

It is noted that the best technical characteristics of optoelectronic microwave self-oscillators (OESO) are reached in schemes employing high-Q optical microresonators (OMR) working in the traveling wave modes (TWM). A possibility of using disk OMRs excited by fundamental whispering gallery modes (WGM) has been considered. Multielement coupling devices (CD) for such resonators have been investigated. They are constructed on the basis of planar optical waveguides (POWG) located over the disk resonator surface in a region bounded by the outer and inner caustics of the WGM. Models of this device have been proposed. The corresponding calculations have been provided.

Keywords: optoelectronic microwave oscillator, “whispering gallery” mode, traveling wave, microresonator.

Citation: Zadorin AS, Lukina AA. A resonance system of an optoelectronic oscillator based on a transmission-type planar optical disk microcavity. *Computer Optics* 2018; 42(1): 60-66. DOI: 10.18287/2412-6179-2018-42-1-60-66.

References

- [1] IEEE Standard 1139-2008. IEEE Standard definitions of physical quantities for fundamental frequency and time metrology – random instabilities. New York; 2009. ISBN: 978-0-7381-6856-2.
- [2] Leeson DB. A simple model of the feedback oscillator noise spectrum. *Proceedings of the IEEE* 1966; 54(2): 329-330. DOI: 10.1109/PROC.1966.4682.
- [3] Yao XS, Maleki L. Optoelectronic microwave oscillator. *JOSA B* 1996; 13(8): 1725-1735. DOI: 10.1364/JOSAB.13.001725.

- [4] Paul D. A review of optoelectronic oscillators for high speed signal processing applications. *ISRN Electronics Volume* 2013; 2013: 401969. DOI: 10.1155/2013/401969.
- [5] Gorodetsky ML. *Ultimate Q of optical microresonators* [In Russian]. Moscow: "Fizmatlit" Publisher; 2011. ISBN: 978-5-9221-1283-3.
- [6] Tsarapkin DP. *Methods for generating microwave oscillations with a minimum level of phase-noise* [In Russian]. The thesis for the Doctor's degree in Technical Sciences. Moscow; 2004.
- [7] Egorov VN. *Microwave dielectric resonators in physical measurements* [In Russian]. The thesis for the Doctor's of Physical and Mathematical Sciences. Irkutsk; 2013.
- [8] Ilchenko ME, ed. *Dielectric resonators* [In Russian]. Moscow: "Radio i Svyazj" Publisher; 1989. ISBN: 5-256-00217-1.
- [9] Tsarapkin D, Shtin N. Whispering gallery traveling interferometer for low phase noise applications. *Proc 2004 IEEE International Frequency Control Symposium and Exposition 2004*: 762-765. DOI: 10.1109/FREQ.2004.1418562.
- [10] Merrer PH, Brahim H, Llopis O. Optical techniques for microwave frequency stabilization: resonant versus delay line approaches and related modelling problems. *MWP/APMP 2008*: 146-149. DOI: 10.1109/MWP.2008.4666657.
- [11] Volyanskiy K, Salzenstein P, Tavernier H, Pogurmirskiy M, Chembo YK, Larger L. Compact optoelectronic microwave oscillators using ultra-high Q whispering gallery mode disk-resonators and phase modulation. *Opt Express* 2010; 18(21): 22358-22363. DOI: 10.1364/OE.18.022358.
- [12] Merrer P-H, Saleh K, Llopis O, Berneschi S, Cosi F, Conti GN. Characterization technique of optical whispering gallery mode resonators in the microwave frequency domain for optoelectronic oscillators. *Appl Opt* 2012; 51(20): 4742-4748. DOI: 10.1364/AO.51.004742.
- [13] Maleki L. High performance optical oscillators for microwave and mm-wave applications. *Microwave Journal* 2013; 56(10): 106-118.
- [14] Saleh K, Merrer P, Ali-Slimane A, Llopis O, Cibiel G. Study of the noise processes in microwave oscillators based on passive optical resonators. *International Journal of Microwave and Wireless Technologies* 2012; 5(3): 371-380.
- [15] Duy NL, Nam LVH, Yem VV, Vivien L, Cassan E, Journet B. Materials used for the optical section of an optoelectronic oscillator. *Adv Nat Sci: Nanosci Nanotechnol* 2010; 1(4): 045008. DOI: 10.1088/2043-6262/1/4/045008.
- [16] Marcatili EA. Bends in optical dielectric guides. *Bell Labs Technical Journal* 1969; 48(7): 2103-2132. DOI: 10.1002/j.1538-7305.1969.tb01167.x.
- [17] Lou F, Thylen L, Wosinski L. Experimental demonstration of silicon-based metallic whispering gallery mode disk resonators and their thermo-tuning. *The Optical Fiber Communication Conference and Exposition (OFC) 2014: Tu2E.1*. DOI: 10.1364/OFC.2014.M2I.2.
- [18] Tamir T, ed. *Guided-wave optoelectronics*. Berlin, Heidelberg: Springer Verlag; 1988. ISBN: 978-3-642-97076-4.
- [19] Haus HA. *Waves and fields in optoelectronics*. Englewood Cliffs, NJ: Prentice-Hall, Inc.; 1984. ISBN: 0-13-946053-5.
- [20] CST Microwave Studio® 2010. *Workflow & Solver Overview*. Source: http://eee.guc.edu.eg/Courses/Communications/COMM905%20Advanced%20Communication%20Lab/Sessions/MWS_Tutorials.pdf.

Author's information

Anatoly S. Zadorin, Tomsk State University of Control Systems and Radioelectronics, Doctor of Physics and Mathematics Sciences, Head of Radioelectronics and Data Protection department. E-mail: Anatoly.Zadorin@rzi.tusur.ru.

Anna A. Lukina, Tomsk State University of Control Systems and Radioelectronics, postgraduate student. She is an engineer in the Micran Research & Production Company. E-mail: anna-angel1987@mail.ru.

Received June 21, 2017. The final version – November 30, 2017.