

## КВАЗИОПТИЧЕСКИЕ РЕЗОНАНСНЫЕ СИСТЕМЫ В ПРИБОРАХ ТВЕРДОТЕЛЬНОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ МИЛЛИМЕТРОВЫХ И СУБМИЛЛИМЕТРОВЫХ ДИАПАЗОНОВ ДЛИН ВОЛН

О. И. Белоус, А. А. Кириленко, А. И. Фисун

*Институт радиофизики и электроники им. А. Я. Усикова НАН Украины,  
12, ул. Ак. Проскуры, Харьков, 61085, Украина  
E-mail: [obel@ire.kharkov.ua](mailto:obel@ire.kharkov.ua)*

Рассмотрены основные принципы построения открытых резонаторов. Показано, что согласование нелинейных твердотельных элементов (диодов Ганна, ЛПД, смесительных и детекторных диодов) требует введения в резонаторы согласующих элементов в виде трансформаторов импеданса. Проанализированы пути разрежения спектра собственных частот открытых резонаторов с помощью одиночных дисперсионных элементов и дифракционных решеток. Приведены результаты теоретического исследования резонаторов с дополнительным ограничением резонансного пространства. Рассмотрены спектральные и энергетические характеристики квазиоптических источников миллиметрового диапазона, рассмотрена перспектива продвижения в субмиллиметровую область. Ил. 12. Табл. 1. Библиогр.: 48 назв.

**Ключевые слова:** квазиоптика, открытый резонатор, трансформатор импеданса, диод Ганна.

Развитие лазерной техники в 1960-е гг. инициировало новое направление в теории дифракции, получившее название «квазиоптика». Интерес к процессам, которые можно описать в терминах лучевого представления, но с учетом дифракционных явлений, был вызван тем, что в квантовых генераторах открытые резонаторы (ОР) [1] оказались наиболее адекватными задаче организации положительной обратной связи. Поскольку активная среда лазеров представляет собой оптически однородную массу, как правило, заполняющую все пространство ОР, а апертура зеркал и расстояние между ними составляет несколько тысяч длин волн, теория открытых колебательных систем оказалась развита достаточно детально [2, 3]. Принципы квазиоптики Гауссовых пучков используются в описании не только резонансных, но и нерезонансных устройств, таких как линии передачи энергии [4]: лучеводы, сверхразмерные волноводы, делители, фазосдвигатели, дифракционные решетки и др.

Квазиоптический подход разрешил проблему колебательных систем в вакуумных электронных приборах мм диапазона, построенных на эффекте Смита-Парселла [5]. Однако геометрические размеры ОР в этом диапазоне существенно отличаются от размеров систем, применяемых в лазерах видимого, ИК и субмм диапазонов. К тому же для возбуждения генерации в ледатронах, оротронах и ГДИ [6] потребовалось разместить замедляющую систему на одном из зеркал ОР, на которой, собственно, и происходит взаимодействие потока заряженных частиц с полем резонатора.

По подобному сценарию развивались также и исследования по созданию твердотельных источников мм и субмм волн. По нескольким причинам в процессе освоения мм диапазона и особенно его коротковолновой части вполне логичным было использовать квазиоптические резона-

торы в генераторах на диодах Ганна и ЛПД в диапазоне свыше 60-70 ГГц. Стабилизация частоты с помощью объемных резонаторов была малоэффективной ввиду уменьшения объема резонатора и увеличения омических потерь в стенках волноводных систем (как правило, прямоугольных одномодовых волноводов) и в стенках самого резонатора. Элементы согласования импедансов электродинамической структуры и нелинейного элемента также усложнялись, а их изготовление традиционными технологиями становилось затруднительным из-за уменьшения размеров.

При использовании квазиоптического подхода к созданию колебательного контура твердотельного источника мм и субмм диапазонов было необходимо:

- обеспечить согласование низкоимпедансного нелинейного элемента точечных (с позиций электродинамики) размеров с распределенной высокоимпедансной колебательной системой;

- решить проблему теплоотвода и проблему геометрических размеров при сохранении достаточно высокой добротности.

Две последние задачи играют важную роль в итоговых технических показателях источника излучения.

**1. Квазиоптические принципы построения резонансных систем твердотельных источников излучения.** Идея применения ОР в качестве колебательной системы генераторов на диодах Ганна в мм диапазоне была практически одновременно реализована несколькими авторами. Одними из первых были работы А. И. Бородкина и Б. М. Булгакова с сотрудниками [7, 8], выполненные в Институте радиофизики и электроники (ИРЭ) АН УССР. В 1970-е гг. появились публикации на эту тему авторов из научных учреждений бывшего СССР [9, 10] и зарубежных авторов [11]. В предложенных генераторах согла-

сование диодов и квазиоптических колебательных систем выполнялось с помощью различных элементов, помещенных в ОР прозрачной решетки из брусьев [12], введением полуволновой прямоугольной канавки или прямоугольной ячейки [13] в плоском зеркале эшелеттной решетки или использованием дисковых резонаторов на колебаниях «шепчущей галереи» [14].

Детальный анализ ОР, используемых как колебательный контур в твердотельных генераторах, показал, что введение элементов согласования ухудшает их электродинамические свойства, в частности, значительно снижает добротность, что влияет на ширину спектральной линии. Слабая селекция типов колебаний повышает вероятность перескоков частоты при случайных возмущениях параметров диодов или напряжения питания. Неудовлетворительное согласование импедансов приводит к снижению мощности, отдаваемой в нагрузку.

Первые работы указали на перспективность данного направления в твердотельной электронике. Вместе с тем обозначились противоречия, которые стали фактором, тормозящим создание твердотельных квазиоптических источников излучения с приемлемыми эксплуатационными характеристиками.

Традиционная схема организации положительной обратной связи и стабилизации частоты квазиоптического генератора заключается в том, что высокодобротный ОР и элементы согласования не выполняют основного назначения, поскольку они функционируют несогласованно, а расчет их свойств выполняется с помощью разных методов. Другими словами, элементы электродинамической структуры, в данном случае ОР твердотельного генератора, должны обладать многофункциональностью.

Сформулируем ключевые принципы построения колебательной системы квазиоптических твердотельных источников излучения [15]:

– частота квазиоптического генератора определяется открытой резонансной системой. Расстройку частоты выразим следующим образом:

$$\Delta\omega = \frac{1}{\frac{\partial B_1}{\partial \omega} + \frac{\partial B_2}{\partial \omega}}. \quad (1)$$

Здесь  $\Delta\omega$  – изменение частоты генератора в результате изменения длины резонатора  $\Delta l$  или изменения согласующих параметров;  $B_1$  – восприимчивость ОР и  $B_2$  – восприимчивость цепей согласования на выходе диода. При условии резонанса  $\omega \approx \omega_r$ ,

$$\frac{\partial B}{\partial \omega} = \frac{2G}{\omega_r} Q, \quad (2)$$

где  $G$  – активная проводимость резонансной цепи. Поскольку добротность ОР существенно выше добротности согласующих цепей

$$Q_{OP} \gg Q,$$

то из (1) следует, что именно ОР контролирует частоту генерации;

– дисперсионные элементы или дисперсионные зеркала в ОР позволяют разредить спектр собственных частот по сравнению с ОР с гладкими зеркалами, которые имеют одинаковый коэффициент отражения в широком диапазоне частот. Следовательно, зеркала, обладающие частотной дисперсией, улучшают спектральные характеристики и динамическую устойчивость генерации;

– использование многозвенной системы согласования импедансов нелинейного элемента и колебательного контура оказывается предпочтительнее. Потери в трансформаторе импедансов, состоящем из первичного контура диода, отрезка волноводной ячейки как промежуточного согласующего звена, приводит к неизбежным потерям на трансформацию. Требуется дополнительная трансформация поля в ОР. ОР обладает собственными типами колебаний с достаточно высокой добротностью. Колебательный процесс в них сопровождается излучением во внешнее пространство, что затрудняет согласование сосредоточенных элементов, таких как твердотельные активные элементы с полем ОР, поскольку они вносят дополнительные потери за счет рассеяния на них. В свою очередь, объемные резонаторы не имеют связи с внешним пространством, но обладают низким уровнем добротности и недостаточной селекцией мод, а продвижение в коротковолновый диапазон только ухудшает эти параметры.

Рассмотрим резонансную систему, обладающую свойствами ОР (дифракция волн на краях зеркал) с возможностью управления дифракционными потерями путем изменения конфигурации зеркал. Уменьшить потери на дифракцию можно с помощью уменьшения боковой апертуры. На рис. 1 представлены двумерные модели ОР, объемного резонатора и резонатора с дополнительным ограничением резонансного пространства [16]. В общем случае ОР содержит две или несколько отражающих поверхностей произвольной формы. Связь с внешним пространством осуществляется через боковую апертуру  $a'$ , которая по размеру немногим отличается от длины резонатора  $a' \approx L$ . Объемный резонатор не имеет связи с внешним пространством, следовательно, не имеет дифракционных потерь. Боковая апертура связи третьего типа резонатора меньше, чем длина резонатора  $a' < L$ . В общем случае на размеры апертур зеркал  $a$  ограничения не налагаются. Можно подтвердить, что приведенные выше рассуждения могут быть распространены на трехмерную резо-

нансную структуру. Предположим, что ОР с дополнительно ограниченной областью свойственны новые качества. Эти предположения подтверждаются в работе [17], в которой ограничение резонансного пространства выражено через скачок импеданса на краях зеркала в виде ступеньки, проводящих пластин или слой диэлектрика.

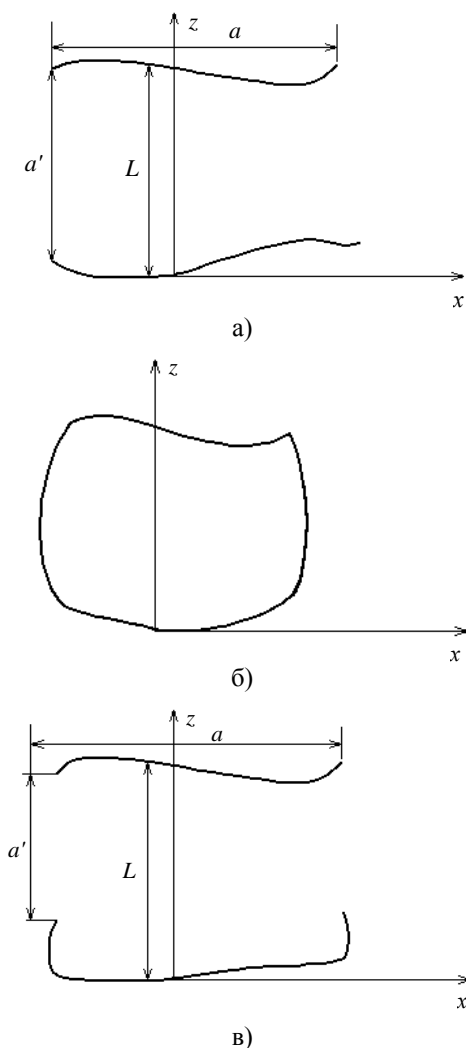


Рис. 1. Двумерные модели ОР (а), объемного резонатора (б) и ОР с дополнительным ограничением резонансного пространства (в)

К указанному типу резонаторов, имеющих дополнительное ограничение резонансного пространства следует отнести резонатор, предложенный в работе [18] и исследованный в работе [19]. Конфигурация ОР содержит одно плоское или сферическое зеркало, а второе составлено из двух отражательных решеток типа эшелетт. Решетки расположены под углом блеска относительно оси симметрии ОР и имеют одну общую грань при вершине угла, образованного плоскостями эшелеттов (углово-эшелеттное зеркало). Схематически этот резонатор, названный сферо-

углово-эшелеттным (СУЭОР), показан на рис. 2. Область вблизи зеркала, состоящего из двух дифракционных решеток, ограничена образующей поверхностью в осевом направлении, что характерно для традиционного ОР и вытекает из его определения [3, 20]. Кроме этого, зеркало данного вида вносит дополнительное ограничение на резонансное пространство в поперечном направлении. В остальной части СУЭОР имеет связь с внешним пространством, как и в известных ОР, например, в резонаторе Фабри-Перо [20]. Следует также добавить, что в СУЭОР дополнительное ограничение введено ступенчатой деформацией зеркала, что помимо изменения дифракционной связи меняет и дисперсионные свойства собственно зеркала. Это является концептуальным отличием рассматриваемого резонатора. Итак, высказано два предположения об ограничении дифракционных потерь и о внесении дополнительных свойств, связанных с дисперсионными свойствами зеркала. Далее в работе будет показано: данная система обладает также трансформационными свойствами.

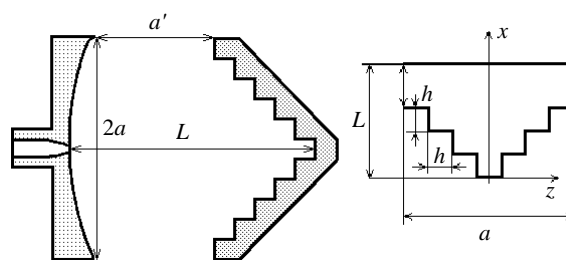


Рис. 2. Сфероуглово-эшелеттный открытый резонатор

Теория ОР, построенная на оптике Гауссовых пучков [1, 2], была развита в 1960-е гг. Более строгий метод исследования ОР развит в работе [3], в основу которого положена волноводная модель. Эти методы используются в исследовании резонаторов с гладкими зеркалами. В работах [21, 22] развит строгий метод анализа ОР со ступенчато-деформированными зеркалами, которыми можно аппроксимировать большинство типов дифракционных решеток. Задача о поиске спектра собственных частот, изложенная в работе [3], была обобщена на случай решения неоднородной задачи возбуждения колебаний в ОР внешним источником возбуждения, поскольку этот случай дополнительно освещает ряд практически важных приложений.

В основу алгоритма решения задачи положены две идеи: волноводная, позволяющая интерпретировать физические явления возбуждения ОР как «запертые» в результате сильного отражения волн от открытых концов волновода, которым моделируется резонатор [3], и идеи ме-

тогда **S**-матриц. Поскольку использовалась сложная модель ОР, в методической части проблемы используются методы декомпозиции и обобщенной матрицы рассеяния [23, 24]. Для сложных пространственных топологий, таких как ОР со ступенчато-деформированным зеркалом, использовалась декомпозиция и сборка модели из отдельных электродинамических элементов при помощи системы электродинамического моделирования [25].

На рис. 3 показана двумерная волноводная модель уголково-эшелеттного ОР. В ней сферическое зеркало (см. рис. 2) аппроксимируется плоской стенкой волновода, имеющей конечные размеры вдоль оси *x*. Эшелеттное зеркало представлено набором ступеней высотой  $h_1$ , которые соединены отрезками регулярного волновода длиной  $h_2$ . Через открытые концы волноводов, локализованные в сечениях  $x_1 = a_2 + a_0/2$  и  $x_2 = -(a_1 + a_0/2)$ , колебательная система сообщается с внешним пространством. К плоскому зеркалу подключен плоский волновод шириной  $a_0$ , по которому набегают *ТЕМ*-волна. В направлении оси *z* волновод имеет бесконечные размеры. Ограничимся рассмотрением прямоугольных эшелеттов с соотношением  $h_1 = h_2 = h$ , что в реальном резонаторе соответствует установке эшелеттов, плоскость которых находится под углом  $45^\circ$  к оси СУЭОР. Ограничимся рассмотрением малоапертурной модели ОР, зеркало которой состоит из семи «блестящих» граней, и выразим апертуру зеркал следующим образом:  $2a = a_1 + a_2 + a_0 = 7h$ , а эквивалентная длина резонатора  $L = 5h$ . Боковая апертура  $a' = 2h$ . Для изменения связи волновода с резонатором ширина плоского волновода  $a_0$  может варьироваться.

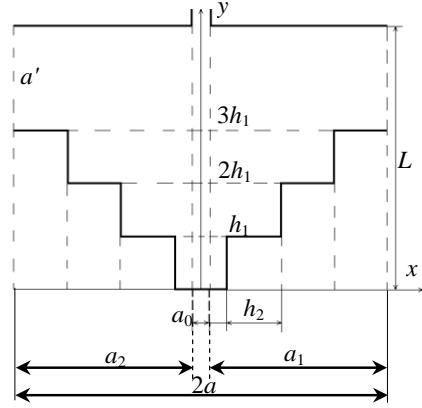


Рис. 3. Двумерная модель открытого резонатора с уголково-эшелеттным зеркалом

Сборка модели содержит 3 стадии. Модель эшелетта продуцируется на первой стадии как набор ступенчатых переходов к открытому концу волновода. Для этого вычислительный алгоритм обобщенной **S**-матрицы волноводного узла формируется двумя четырехполюсниками *M* и *N*. Эти четырехполюсники соединены *i* отрезком регулярного волновода и расположены между *i*-1 и *i*+1 регулярными отрезками, как показано на рис. 4, а. В матричной форме мы получим

$$\begin{aligned} S^{i-1,i-1}(MN) &= \\ &= S^{i-1,i-1}(M) + S^{i-1,i}(M) \mathbf{E}_i S^{i,i}(N) \mathbf{E}_i \mathbf{X}_i; \end{aligned} \quad (3)$$

$$S^{i+1,i-1}(MN) = S^{i+1,i}(N) \mathbf{E}_i \mathbf{X}_i; \quad (4)$$

$$\begin{aligned} S^{i+1,i+1}(MN) &= \\ &= S^{i+1,i+1}(N) + S^{i+1,i}(N) \mathbf{E}_i S^{i,i}(M) \mathbf{E}_i \mathbf{Y}_i; \end{aligned} \quad (5)$$

$$S^{i-1,i+1}(MN) = S^{i-1,i}(M) \mathbf{E}_i \mathbf{Y}_i, \quad (6)$$

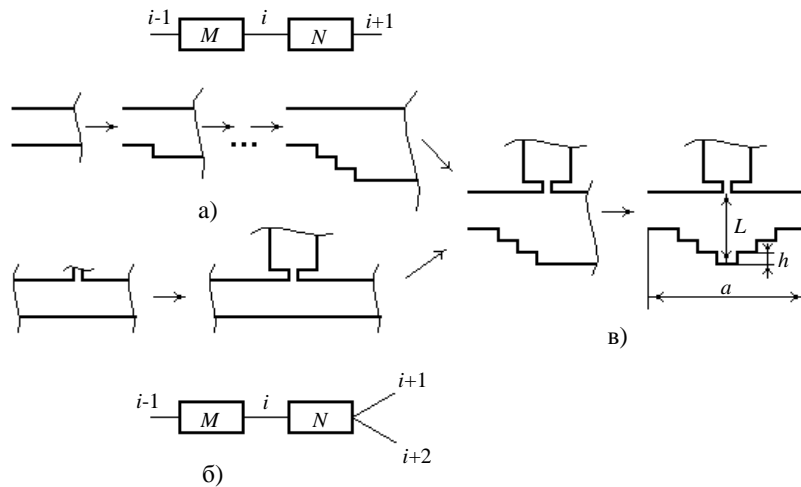


Рис. 4. Модель СУЭОР, формируемая из ключевых блоков: а) – сборка эшелетта; б, в) – синтез резонатора с возбуждающим волноводом

где матрицы  $\mathbf{X}_i$  и  $\mathbf{Y}_i$  – решения системы линейных уравнений

$$\mathbf{X}_i + \mathbf{S}^{i,i}(\mathbf{M})\mathbf{E}_i\mathbf{S}^{i,i}(\mathbf{N})\mathbf{E}_i\mathbf{X}_i = \mathbf{S}^{i,i-1}(\mathbf{M}); \quad (7)$$

$$\mathbf{Y} - \mathbf{S}^{i,i}(\mathbf{N})\mathbf{E}_i\mathbf{S}^{i,i}(\mathbf{M})\mathbf{E}_i\mathbf{Y}_i = \mathbf{S}^{i,i+1}(\mathbf{N}). \quad (8)$$

Диагональная матрица  $\mathbf{E}_i$  описывает набег фазы или экспоненциальное затухание амплитуд  $i$ -го волноводной волны между референсными плоскостями унифицированных четырехполюсников  $\mathbf{M}$  и  $\mathbf{N}$ . Вычисление  $\mathbf{S}$ -матриц четырехполюсника  $\mathbf{M}$  и шестиполюсника  $\mathbf{N}$  проводятся на второй и третьей стадии. Предположим, что шестиполюсник лежит между  $i$  и  $i+1$  волноводами, а четырехполюсник  $\mathbf{M}$  находится между  $i-1$  и  $i$  волноводами, как показано на рис. 4, б, в. Это указывает на то, что уравнения (3)-(8) действительны для ячеек  $\mathbf{S}^{i,i-1}(\mathbf{MN})$ ,  $\mathbf{S}^{i+1,i-1}(\mathbf{MN})$ ,  $\mathbf{S}^{i+1,i+1}(\mathbf{MN})$ ,  $\mathbf{S}^{i-1,i+1}(\mathbf{MN})$  обобщенной матрицы рассеяния  $\mathbf{S}(\mathbf{MN})$ . Другие ячейки матрицы  $\mathbf{S}(\mathbf{MN})$  получим из

$$\mathbf{S}^{i+2,i}(\mathbf{MN}) = \mathbf{S}^{i+2,i}(\mathbf{N})\mathbf{E}_i\mathbf{X}_i; \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{S}^{i+2,i+1}(\mathbf{MN}) = \\ = \mathbf{S}^{i+2,i+1}(\mathbf{N}) + \mathbf{S}^{i+2,i}(\mathbf{N})\mathbf{E}_i\mathbf{S}^{i,i}(\mathbf{M})\mathbf{E}_i\mathbf{X}_i; \end{aligned} \quad (10)$$

$$\mathbf{S}^{i,i+2}(\mathbf{MN}) = \mathbf{S}^{i-1,i}(\mathbf{M})\mathbf{E}_i\mathbf{Z}_i; \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{S}^{i+1,i+2}(\mathbf{MN}) = \\ = \mathbf{S}^{i+1,i+2}(\mathbf{N}) + \mathbf{S}^{i+1,i}(\mathbf{N})\mathbf{E}_i\mathbf{S}^{i,i}(\mathbf{M})\mathbf{E}_i\mathbf{Z}_i; \end{aligned} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{S}^{i+2,i+2}(\mathbf{MN}) = \\ = \mathbf{S}^{i+2,i+2}(\mathbf{N}) + \mathbf{S}^{i+2,i}(\mathbf{N})\mathbf{E}_i\mathbf{S}^{i,i}(\mathbf{M})\mathbf{E}_i\mathbf{Z}_i, \end{aligned} \quad (13)$$

в которых матрица  $\mathbf{Z}_i$  получена из решения уравнения

$$\mathbf{Z}_i - \mathbf{S}^{i,i}(\mathbf{N})\mathbf{E}_i\mathbf{S}^{i,i}(\mathbf{M})\mathbf{E}_i\mathbf{Z}_i = \mathbf{S}^{i,i+2}(\mathbf{N}). \quad (14)$$

Приведенный выше алгоритм реализован в системе электродинамического моделирования [25]. Апробация разработанного метода проведена на открытом ленточном резонаторе [26], физические характеристики которого достаточно хорошо известны. Используя этот подход, можно моделировать электродинамические характеристики резонаторов со ступенчатой деформацией зеркал, примеры которых показаны на рис. 5. Анализ спектров СУЭОР проведен с позиций реального эксперимента модели квазиоптического твердотельного генератора. В данном анализе под спектром понимается набор вынужденных колебаний, проявляющийся в ви-

де сингулярных всплесков на АЧХ резонатора. Таким образом, задача сводится к обращению систем линейных алгебраических уравнений и ряду простых матричных операций. Для элементарных волноводных узлов использовались известные решения: метод формулы Грина для  $E$ -тройника [27], метод Винера-Хопфа [28] для открытого конца волновода.

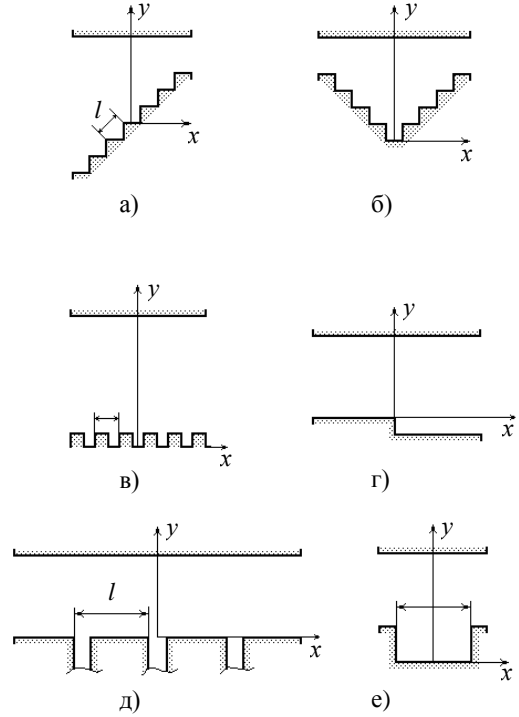


Рис. 5. Двумерные модели открытых резонаторов со ступенчатой деформацией зеркал: а, б) – период структуры  $l \sim \lambda$ ; г, д, е) – период структуры  $l > \lambda$

## 2. Спектры вынужденных колебаний СУЭОР и классификация типов колебаний.

Пользуясь алгоритмом, изложенным в (3)-(14), рассмотрены два случая возбуждения: со стороны плоского зеркала, когда возбуждающий волновод присоединен к плоской недеформированной стенке, и возбуждение со стороны уголково-эшелеттного зеркала. Причина различия в спектре колебаний состоит в слабой связи некоторых колебаний с одним из возбуждающих волноводов. Несимметричное относительно оси резонатора возбуждение не описывается, так как характерные типы симметричных и несимметричных колебаний оказались весьма близкими по физической сути. На рис. 6 представлены графики  $|R(\kappa)|^2$ , характеризующие реакцию уголково-эшелеттного ОР на возбуждение со стороны плоского (нижняя кривая) и уголково-эшелеттного (верхняя кривая) зеркал. Оба спектра весьма близки и имеют более густой отклик,

чем для плоско-эшелеттного ОР. Явное исключение представляет область вблизи  $\kappa \sim 5,0$ , где при возбуждении со стороны уголково-

эшелеттного зеркала возникает целый мультимет добротных колебаний (см. ниже «эшелетт-эшелеттные колебания»).

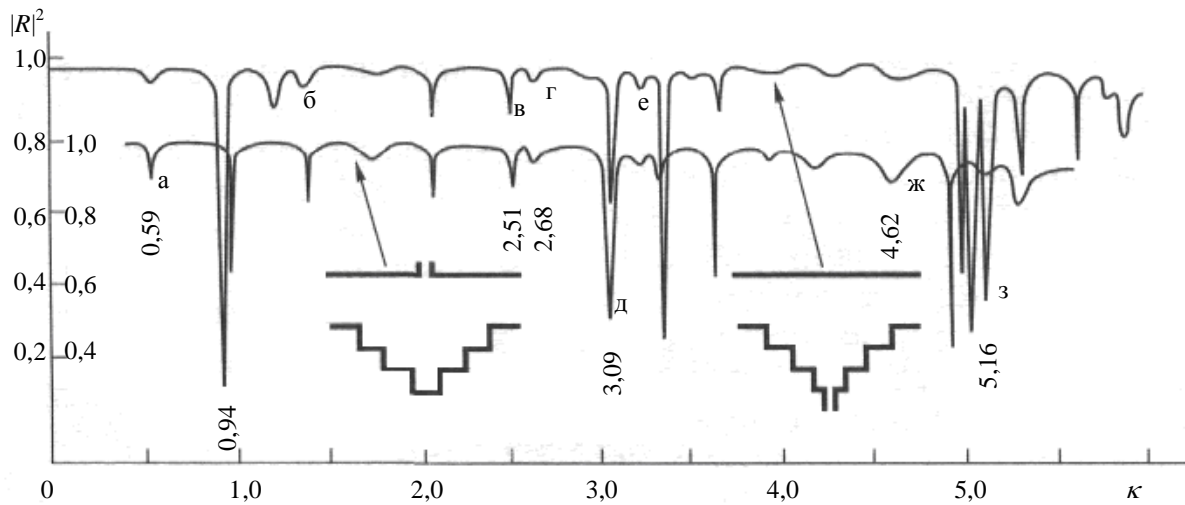


Рис. 6. Спектр вынужденных колебаний уголково-эшелеттного ОР, возбуждаемого со стороны эшелеттного зеркала (верхняя кривая) и со стороны плоского зеркала (нижняя кривая)

Отметим, что традиционная классификация колебаний ОР по числу вариаций поля вдоль оси резонатора и вдоль поперечных координат (основные и высшие типы) здесь неприменяема. Как и в других задачах с некоординатными границами, представить наглядную интерпретацию каждому из обнаруженных вынужденных колебаний здесь также не всегда удается. Вместе с тем при больших размерах апертуры зеркала можно элементарно объяснить природу формирования некоторых типов колебаний, а следовательно, и разделить их по некоторым признакам. Ниже дано описание наиболее характерных групп колебаний.

**Низкочастотные типы колебаний.** К таким отнесем большинство колебаний, лежащих на частотной оси до  $\kappa \sim 2,0$ . Их формирование не удается объяснить принятой для ОР лучевой моделью. Длина волны этих колебаний находится далеко от резонанса решетки ( $\lambda > l'$ ), и дифракционные свойства решетки не проявляются. Распределение поля для первого из этих резонансов представлено на рис. 7, а и напоминает поле одной из основных волн желобкового волновода. Другой пример показан на рис. 7, б, где распределение поля демонстрирует волноводный тип высшего (вдоль оси ОР) индекса.

**Классические основные и высшие типы колебаний.** Пример этих колебаний дают распределения полей резонансов вблизи  $\kappa = 2,51$  и  $\kappa = 2,68$ , представленные на рис. 7, в, г. Для них характерна близость собственных частот к двум условиям резонанса для ОР с эшелеттным зеркалом.

Первое условие – требование кратности длины резонатора  $L$  целому числу полуволн, свойственное и резонатору с плоскими зеркалами

$$L \approx n\lambda/2, \quad (15)$$

где  $n = 1, 2, 3, \dots$  – продольный индекс колебаний. Второе условие вытекает из требования автоколлимационного отражения  $n_2$ -й волны Флоке от периодической структуры [29]

$$\lambda/l = -2(\sin \varphi)/n_2, \quad (16)$$

где  $\varphi$  – угол дифракции;  $n_2$  – номер гармоники вторичного поля. При  $\varphi = 45^\circ$  для симметричного эшелетта с углом  $90^\circ$  при вершине зубца второе условие определяет высоту ступени эшелетта

$$h \approx |n_2|\lambda/2. \quad (17)$$

Одновременно эти условия выполняются при

$$\kappa_r = \frac{|n_2|L}{2n}, \quad (18)$$

где  $\kappa_r$  – безразмерная резонансная частота; при этом соотношение  $h/L$  должно быть близко к рациональной дроби вида  $|n_2|/n_1$ . Структура поля практически полностью повторяет поле резонатора Фабри-Перо соответствующего геометрического размера. Отражающие грани эшелеттной решетки в этом случае практически попадают в пучности поля классического колебания и не возмущают его. В силу слабой угловой добротности эшелетта, как и в случае плоско-эшелеттного ОР, высшие колебания достаточно заметны на АЧХ. Условная лучевая схема формирования классических колебаний указана внизу справа на рис. 7, в, г.

«Шнурующиеся» квазиклассические типы колебаний. Характерное название связано с тем, что распределения полей данных типов (рис. 7, д, е) топологически похожи на классические, однако обладают существенной концентрацией поля вблизи оси резонатора (можно сравнить с рис. 7, в, г). Угловое-эшелеттное зеркало служит своеобразным фокусирующим элементом поля, отражающегося от него. С этим связан ус-

ловный характер схемы формирования таких типов, показанный внизу справа на рис. 7, д, е. Эти колебания возбуждаются соответственно при  $\kappa = 3,10$  и  $3,37$  с добротностью, превышающей добротность классических типов. При этом выполняется только условие продольного резонанса (15), а высота ступеней эшелетта  $h$ , что следует подчеркнуть, резонансной не является.

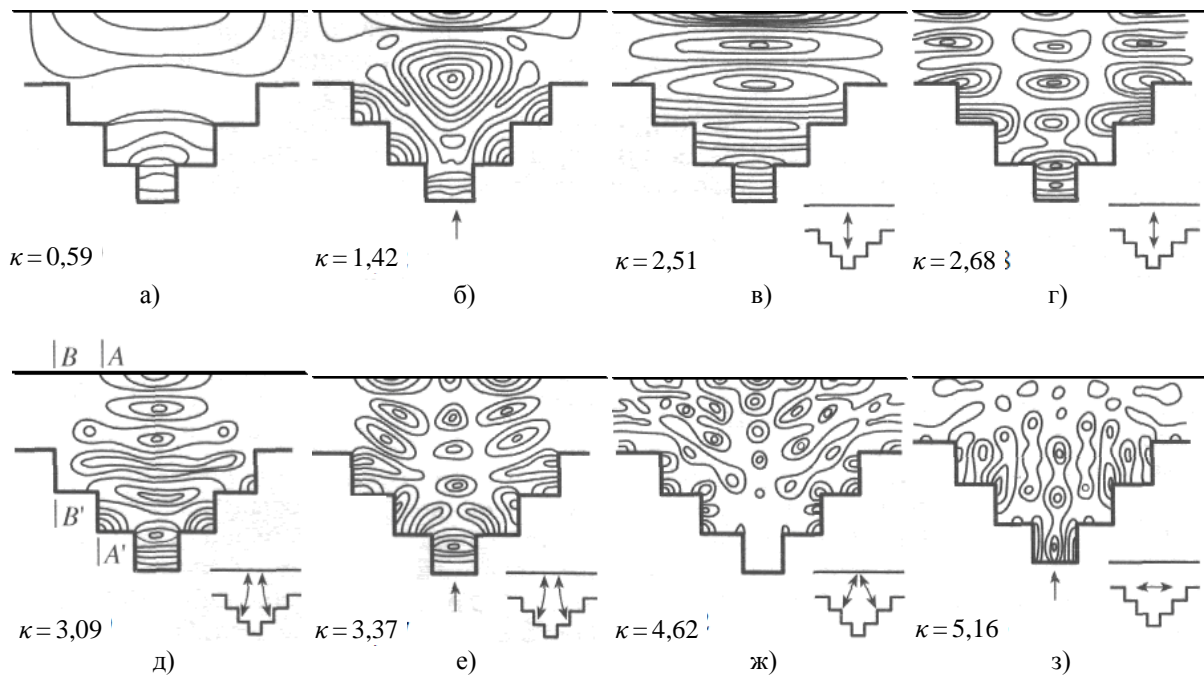


Рис. 7. Топология  $E$ -компоненты поля наиболее характерных типов колебаний угловое-эшелеттного ОР. Рис. 7, а-з соответствуют спектральным линиям на рис. 6. Внизу справа показана условная схема формирования колебаний. Стрелкой указано место присоединения возбуждающего волновода

Для интерпретации природы этих типов колебаний проанализируем процесс распространения волноводных  $E$ -волн и их трансформацию на ступенях модели. Сервисные средства системы электродинамического моделирования позволяют на промежуточных этапах вычислений осуществить эту операцию и проанализировать значения коэффициентов отражения  $|R|^2$  и прохождения  $|T|^2$  для каждой волноводной волны. В сечении  $AA'$  резонатора (рис. 7, д) волны, идущие к периферии, отражаются в самих себя больше, чем преобразуются в другие. Например, только  $\sim 0,25$  нормированной амплитуды волны  $E_5$ , идущей к открытому концу волновода, трансформируется в этом сечении в волну  $E_4$  и  $\sim 0,75$  амплитуды этой волны преобразуется в волну  $E_5$ , идущую к центру ОР. В сечении  $BB'$  относительные амплитуды этих волн едва достигают значений 0,003 и 0,01 соответственно. Таким образом, до сечения  $BB'$ , расположенного

ближе к краю ОР, доходит только незначительная часть энергии основных волн, формирующих этот тип колебаний, а дифракция волн на краях зеркала (или открытом конце волновода в трактовке модели) вследствие этого не является определяющим фактором в формировании добротности.

Определяющее влияние переотражений на ступенях дисперсионного зеркала в формирующем механизме вызывает возмущение структуры поля, особенно осязательное вблизи угловое-эшелеттного зеркала, и приводит к шнурованию энергии вблизи оси ОР. Отмеченные типы колебаний имеют добротность одного порядка величины с основными типами, а в некоторых случаях превышают ее. Например, тип колебаний при  $\kappa = 3,68$  имеет расчетную добротность  $Q = 360$ . В интервале  $1,0 < \kappa < 5,5$  только один из основных типов  $H_{0,10}$ , возбуждающийся вблизи  $\kappa = 5,0$ , превышает его по добротности. Но добротность последнего определяется большими электриче-



скими размерами ОР по сравнению с  $\kappa \sim 3,68$ . По структуре поля в невозмущенной части ОР, не имеющей вариаций поля в поперечном направлении и по большим значениям добротности, эти типы колебаний можно отнести условно к основным. Обозначим их далее как квазиосновные  $H_{06}$  и  $H_{07}$ .

Возбуждение квазиосновных типов колебаний сопровождается малодобротными квази-высшими, имеющими те же продольные числа, что и квазиосновные типы. Обозначим их  $H_{26}$  и  $H_{27}$ . Анализ набора волноводных волн, формирующих эти типы колебаний, показывает, что превалирует механизм преобразования высших типов  $E$ -волн в низшие, идущие на периферию ОР. Вследствие этого поле на периферии возрастает и соответственно возрастают дифракционные потери на краях зеркал. Топология одного из таких квазивысших типов показана на рис. 7, е.

*Колебания трехзеркального ОР.* К этой группе колебаний относятся колебания, формирующиеся за счет последовательных переотражений поля на пути «эшелетт – плоское зеркало – второй эшелетт» (см. схему на рис. 7, ж). Кроме специфической структуры поля, соответствующей стоячей волне вдоль указанного пути, в пользу такой трактовки свидетельствуют и другие факторы. Например, оказалось, что полный фазовый набег плоской волны на всем этом пути с учетом скачка фазы при отражении от эшелетта нормально падающей  $H$ -поляризованной волны весьма близок к величине, кратной  $2\pi$ . Таким образом, это колебание существовало бы и в уголкового ОР с гладкими гранями, расположенными в месте эквивалентных отражающих плоскостей эшелетта [30]. Невысокая добротность этих типов колебаний связана с небольшим значением коэффициента отражения нулевой гармоники поля при данных электрических размерах решетки ( $W_0 \sim 0,88$  для данных решеток, показанных на рис. 7, ж). Характерно, что колебания трехзеркального ОР хорошо возбуждаются только со стороны плоского зеркала. Это объясняется глубоким минимумом поля вблизи вершины уголкового-эшелеттного зеркала. Можно считать, что резонатор в этом случае состоит из трех независимых зеркал.

*Эшелетт-эшелеттные типы колебаний.* Этот тип колебаний, как и предыдущий, принадлежит к малому числу типов, проявление которых в спектре существенно зависит от способа возбуждения ОР. В отличие от колебаний трехзеркального ОР эшелетт-эшелеттные колебания возбуждаются только со стороны уголкового-эшелеттного зеркала, так как их энергия практически полностью сосредоточена именно вблизи этого зеркала.

Типичная картина распределения поля эшелетт-эшелеттного колебания изображена на рис. 7, з, а предполагаемая схема формирования колебаний этого типа показана внизу справа. Фактически рассматриваем ОР, состоящий из двух эшелеттов, работающих в режиме автоколлимации, а верхнее зеркало уголкового-эшелеттного ОР находится в относительно слабом внешнем поле эшелетт-эшелеттного резонатора. Об этом свидетельствуют и данные вычислительного эксперимента, проведенного специально для выявления эшелетт-эшелеттных колебаний. Для этого были рассчитаны АЧХ, аналогичные изображенным на рис. 6, с фиксированной геометрией нижнего зеркала и варьируемым на  $\pm 0,01$  расстоянием до плоского верхнего зеркала. Как и ожидали, часть колебаний, возбуждающихся при  $\kappa > 5,0$ , включая показанные на рис. 7, з типы, практически не изменяли частоты своих резонансов. Это свидетельствует о слабом влиянии верхнего зеркала на параметры резонатора эшелетт- эшелетт. Добротность эшелетт-эшелеттных колебаний сравнительно мала, так как дифракционные потери их достаточно велики.

Волноводная модель ОР применима к другим типам резонаторов с дополнительным ограничением резонансного пространства. Используя метод декомпозиции и пользуясь другим набором ключевых блоков, нетрудно составить алгоритм анализа характеристик ОР, показанных на рис. 5. Однако исследование указывает на то, что только СУЭОР из всех предложенных ОР с дополнительными ограничениями обладает свойством трансформации поля на некоторых типах колебаний, например, на квазифундаментальном (рис. 7, д, е). Отметим также, что в узкой части ОР с плоским эшелеттом также наблюдается концентрация поля, но она менее выражена. Моделирование указало на возможность возбуждения не только  $H$ -поляризованных, но и  $E$ -поляризованных колебаний в СУЭОР [31, 32]. В работе [33] объяснен механизм их возбуждения, а в работе [34] разработана методика создания СУЭОР с заданными параметрами.

**3. Использование СУЭОР в приборах твердотельной электроники.** Стабилизация частоты и улучшение спектральных характеристик твердотельных источников мм диапазона волн осуществляется системами АПЧ по внешнему высокостабильному сигналу (кварцевый резонатор с множителем) или затягиванием частоты активного нелинейного элемента высокочастотным резонатором [35, 36]. Наибольшее распространение получила одноконтурная схема стабилизации с реактивно-отражающим резонатором [37, 38], поскольку при достаточно высоком подавлении частотных шумов энергетические характеристики, в частности, уровень отдаваемой



мощности в нагрузку, остается довольно высоким. В качестве колебательной системы мы выбрали СУЭОР как наиболее соответствующий требованиям к энергетическим и спектральным качествам мм и субмм твердотельных генераторов. В качестве рабочего типа колебаний выбраны квазиосновной или сопутствующий ему высший типы колебаний (рис. 7) [39].

Для экспериментальной проверки численного анализа спектров ОР с уголково-эшелеттным зеркалом был изготовлен резонатор, геометрические размеры которого близки к волноводной модели ОР. С другой стороны, геометрия исследуемого резонатора была практически тождественной резонансной системе генератора на диоде Ганна, характеристики которого исследуются ниже. Размеры ОР (рис. 2 и 3) следующие: апертура зеркал  $a_1 = a_2 = 44$  мм; радиус кривизны сферического зеркала  $R = 80$  мм, высота ступеней эшелеттов  $h_1 = h_2 = 4$  мм; длина резонатора  $L = 52 \div 54$  мм.

Измерение спектра ОР проводилось с применением панорамного измерителя КСВН и ослабления Р2-65, встроенного в установку для исследования характеристик квазиоптических устройств и систем, а идентификация типов колебаний проведена методом пробного тела на автоматизированном сканаторе [40]. Данные о резонансах и распределении поля в ОР обрабатывались на ПЭВМ.

На рис. 8 представлены результаты экспериментального исследования характеристик ОР. Резонатор возбуждался  $H$ -поляризованной волной (вектор  $\vec{E}$  перпендикулярен граням эшелетта). Проведено исследование спектра в диапазоне 26-38,5 ГГц.

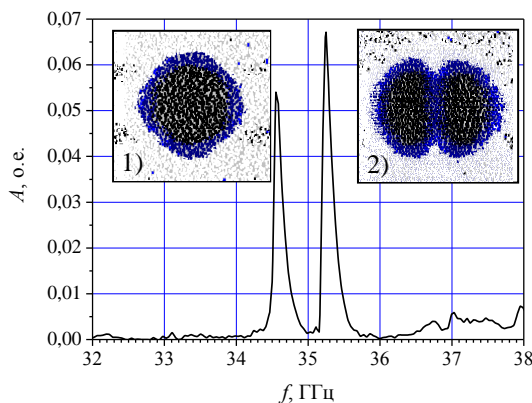


Рис. 8. Спектр СУЭОР и топология квазиосновного (1) и высшего (2) типов колебаний

При длине резонатора  $L = 52$  мм в указанном интервале частот возбуждались два резонанса на  $f_1 = 34,9$  ГГц и  $f_2 = 35,47$  ГГц, что соответствует длинам волн  $\lambda_1 = 8,60$  мм и  $\lambda_2 = 8,46$  мм.

На вставке (1) рис. 8 показано распределение поля в плоскости, перпендикулярной оси ОР. Это распределение соответствует квази- $TEM_{0012}$  типу колебаний (1), а распределение, показанное на вставке (2), соответствует квази- $TEM_{1012}$  типу колебаний. Сравнение с топологией полей, показанной на рис. 7, б, в подтверждает идентичность результатов, полученных при численном и натурном экспериментах. В пользу этого утверждения говорит также и то, что высота ступени  $h$  не является полуволновой, т. е. режим автоколлимационного отражения не наблюдается [29]. Отметим, что в спектре исследуемого ОР не возбуждаются иные (классический основной и др.) типы колебаний, кроме квазиосновного с компрессией поля к оси ОР и сопутствующего ему высшего. Измеренная нагруженная добротность этих типов равна  $Q_1 = 657$  и  $Q_2 = 646$  соответственно. Незначительное различие в величине добротности свидетельствует: дифракционные потери этих двух типов практически одинаковы и незначительны, что подтверждается численным экспериментом [32].

**4. Исследование характеристик квазиоптического твердотельного генератора.** Генератор выполнен на диоде Ганна и работает в диапазоне  $\lambda \sim 8$  мм. Стабилизация генератора осуществляется сфероуголково-эшелеттным ОР по схеме с реактивно-отражающим резонатором [37]. Конструкция исследуемого генератора в сечении по плоскости, проходящей через ось резонатора и перпендикулярной образующим эшелеттов, показана на рис. 9 [41].

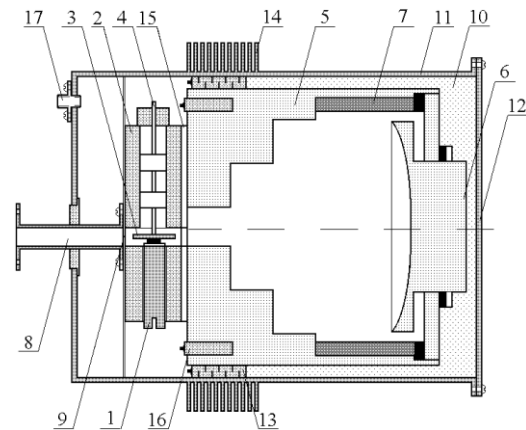


Рис. 9. Схема квазиоптического твердотельного генератора

Диод 1 на столбике с резьбой установлен в волноводной вставке 2 сечением  $7,2 \times 3,4$  мм. Корпус диода Ганна и диск 3 образуют первичный резонансный контур. Напряжение питания подается через штырь 4 с высокочастотным фильтром. Такая конструкция источника излучения на диоде Ганна или ЛПД в виде волноводной вставки отра-

ботана в деталях, и различия могут быть в креплении диода, первичном контуре и других непринципиальных деталях. В зависимости от степени требуемой стабильности частоты и согласования генератора с нагрузкой в источнике используется короткозамыкающий поршень или цилиндрический резонатор [37]. В данном генераторе для стабилизации частоты используется малогабаритный квазиоптический сфероуголково-эшелеттный ОР. Он образован уголково-эшелеттным зеркалом 5, состоящим из двух ступенчато-деформированных поверхностей. Это зеркало для улучшения механической жесткости резонатора изготовлено как единое целое с корпусом ОР. Второе зеркало 6 с радиусом кривизны  $R=80$  мм составляет единое целое с механизмом перемещения, который служит для настройки резонатора на требуемую частоту. Апертуры зеркал одинаковы и равны  $a = 44$  мм ( $5,3\lambda_{cp}$ ). Длина резонатора  $L=52-54$  мм выбиралась из соображений минимизации массы и габаритов прибора и не критична к условиям устойчивости, которые необходимо выполнить для эквивалентного ОР с плоским и сферическим зеркалом [3, 17] вследствие того, что исследуемый ОР возбуждается на квазиосновном типе, поле которого стянато к оси резонатора (дифракционные потери минимальны). Цилиндрическая вставка 7, изготовленная из поглощающего материала, играет роль открытого пространства. Такая конструкция ОР обеспечивает виброустойчивость и простоту настройки. Вывод энергии осуществляется через отрезок волновода 8, выполненного из нейзильбера. Между волноводом 8 и волноводной вставкой установлено герметичное СВЧ-прозрачное окно 9, которое обеспечивает изоляцию объема генератора от внешнего атмосферного воздействия. Корпус и эшелетты ОР выполнены из суперинвара с коэффициентом линейного температурного расширения  $K=2,61 \cdot 10^{-6} K^{-1}$ , а зеркало 6 – из меди с  $K=16,7 \cdot 10^{-6} K^{-1}$ . Регулировочный винт зеркала, кроме роли механизма настройки, играет роль температурного компенсатора.

Частота генерации на квазиосновном типе колебаний зависит от длины резонатора  $L$ , высоты ступени  $h$  и радиуса кривизны зеркала  $R$ :  $F_g = f(L, h, R)$ . Уход частоты, вызванный изменением температуры резонатора, является функцией линейного расширения материала  $\alpha$  и изменением показателя преломления заполнителя  $\Delta F_g / \Delta T = f(\alpha, L, \varepsilon)$ , при этом изменение кривизны зеркала и высоты ступени не учитывается.

С целью улучшения долговременной стабильности источника излучения в конструкции кроме герметизации предусмотрена система температурной стабилизации. Корпус ОР помещен в теплоизолятор 10 (коэффициент теплопро-

водности  $K=0,04$ ). В наружном корпусе 11 предусмотрена съемная крышка 12 для облегчения процесса настройки ОР. Величина теплового потока и его направление в процессе стабилизации температуры ОР регулируется двумя батареями элементов Пельтье 13, установленными между корпусом ОР и внешним радиатором 14, изготовленным из алюминия ( $K=209$ ).

Фазовое расстояние между диодом Ганна и ОР регулируется подбором толщины волноводной вставки 15. Все выводы от электрических цепей питания диода, элементов Пельтье, датчиков температуры 16 собраны в одном разьеме 17, установленном на внешнем корпусе 11.

Измерение характеристик генератора проведено с помощью стандартной аппаратуры: частота измерялась гетеродинным частотомером ЧЗ-66, для измерения мощности использовался измеритель МЗ-53, спектр генерации исследовался анализатором спектра С4-28.

На рис. 10 представлены частота и выходная мощность генератора в зависимости от длины резонатора  $L$  при механической перестройке ОР.

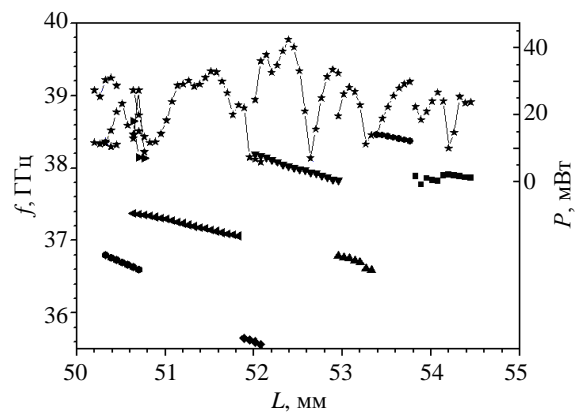


Рис. 10. Зависимость частоты и выходной мощности генератора от расстояния между зеркалами СУЭОР. Схема квазиоптического твердотельного генератора

Из графиков видно, что генерация носит зонный характер. Однако в отличие от генераторов, в которых использовались ОР без дополнительных дисперсионных элементов (зеркала гладкие) [9, 12], периодичности зон генерации не наблюдается. Наиболее выраженными являются зоны, в которых выполняются условия возбуждения квазиосновного типа (при длине резонатора  $L=52,7-52,2$  мм;  $\lambda \sim 7,8$  мм; продольные числа  $q=13$ ; квазиосновной  $TEM_{0013}$ ) и квазивысшего типа (длина резонатора  $L=51,75-50,85$  мм;  $\lambda \sim 8,06$  мм, продольные числа  $q=12$ ; квазивысший  $TEM_{1012}$ ). Относительная перестройка частоты в этих зонах составляет около 0,5-0,6 %.

Другие зоны генерации, в которых источник излучения возбуждается, носят неустойчивый характер и менее пригодны для разработки источников излучения на фиксированную частоту с подстройкой в пределах нескольких десятых процента.

Долговременная стабильность генерации в данных условиях обеспечивается стабильностью геометрических размеров ОР и согласующих цепей, а также герметизацией всего узла в целом. При разных режимах стабилизации при колебании внешней температуры элементы Пельтье могут работать как охлаждающие или нагревательные элементы. На рис. 11 показана девиация частоты после включения системы стабилизации температуры, измеренная с помощью частотомера ЧЗ-66 [42].

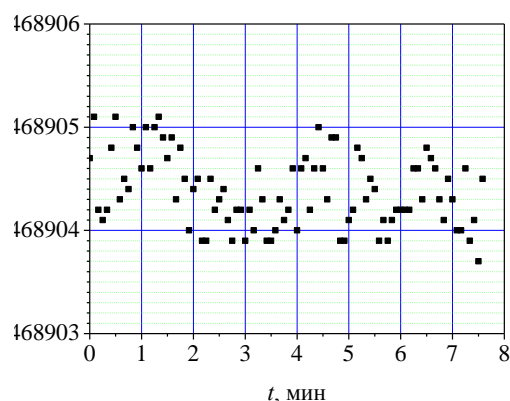


Рис. 11. Изменение частоты генератора после установления температуры в термостате

Основные характеристики генератора: частота генерации  $F_Г=37,47$  ГГц; кратковременная нестабильность частоты  $\Delta F/F=0,5 \cdot 10^{-9}$ , измеренная за секунду; уровень частотных шумов – не более 105 дБ/Гц при расстройке на 20 кГц от не-

сущей; ширина спектральной линии не превышает 0,25 кГц, выходная мощность составила 30 мВт. Электронная перестройка генератора составила величину порядка 8 МГц/В, что свидетельствует о высокой добротности колебательной системы и хорошем согласовании нелинейного элемента. Долговременная нестабильность, оцененная по измерениям частоты гетеродинным частотомером  $\Delta F/F \sim 3 \cdot 10^{-8}$  сохраняется при времени измерения более 1 ч при активном термостатировании температуры  $\Delta T \sim 0,1$  °С при поддержании температуры генератора 34 °С.

Используя метод масштабного моделирования, был разработан ряд квазиоптических генераторов на диодах Ганна и ЛПД, работающих на фиксированных частотах в диапазонах от 8 до 2 мм [43]. Эмпирическим путем и на основе анализа типов колебаний [39] установлено, что источники излучения возбуждаются на квазиосновном или сопутствующему ему квазивысшему типам колебаний, для которых высота ступеней эшелетта  $h$  не является резонансной. Соотношение рабочей длины волны  $\lambda_p$  и высоты ступеней  $h$  для генератора с  $H$ -поляризованным возбуждением составляет

$$h(H) = 0,563 \lambda_p. \quad (19)$$

Для  $E$ -поляризованного возбуждения, что встречается реже, это соотношение

$$h(E) = 0,484 \lambda_p. \quad (20)$$

Генераторы на ЛПД и диодах Ганна по конструкции отличаются только первичными цепями согласования. В основном использовалась схема с реактивно-отражающим резонатором [37]. Основные характеристики разработанных твердотельных генераторов сведены в таблицу.

Характеристики твердотельных квазиоптических генераторов со сферуголково-эшелеттным ОР

Тип прибора	Тип диода	Диапазон частот, ГГц	Минимальная выходная мощность, мВт	Питание		Долговременная стабильность, МГц/°С	Крутизна электронной перестройки МГц/мА	Выход на нагрузку
				Напряжение, В	Ток, А			
ГКГ-8	ДГ (AsGa)	30-40	110	4-5	0,8	–	0,12	волновод 7,2×3,4
ГКГ-3	ДГ (InP)	80-86	10	7	0,12	–	0,14	3,6×1,8
ГКЛ-8	ЛПД	33-42	180	30	0,15	–	0,13	7,2×3,4
ГКЛ-5	ЛПД	53-62	60	24	0,15	–	0,12	5,6×2,8
ГКГ-8Т	ДГ (AsGa)	37,5	110	4-5	0,8	0,10	0,11	7,2×3,4
ГКЛ-3	ЛПД	93-96	15	16	0,2	–	0,15	3,6×1,8
ГКЛ-3А	ЛПД	115	15	16	0,25	–	0,15	3,6×1,8
QONB	ДГ (ONB-12)	67	5	6-8	0,4	–	0,12	волновод USA WR-12 или квазиоптический
Эксперимент	ЛПД на второй гармон.	~300	не более 2	–	–	–	–	квазиоптический волновод

Отметим, что с увеличением частоты перспективными являются бескорпусные активные структуры на InP, из  $n^+n^-n^+$  эпитаксиальных пленок, изготовленные в едином цикле с теплоотводом, контактными площадками и НЧ-фильтром. Именно такие активные модули в бескорпусном варианте вносят минимальное возмущение в структуру поля резонансной системы [42].

Одним из направлений использования резонаторов с дополнительным ограничением резонансного пространства является применение СУЭОР в оротронах мм и субмм диапазонов. Спектральные характеристики прибора показаны на рис. 12. По сравнению с характеристиками оротронов со сфероцилиндрическим ОР исключаются возбуждения высших типов и перескоки частоты под действием случайных процессов. Динамический диапазон и максимальная мощность увеличиваются примерно в 1,5 раза при эквивалентных токах электронного пучка [44]. В работах [45, 46] предложены многолучевые генераторы данного типа, увеличивающие генерируемую мощность и снижающие удельную нагрузку на электронные пучки. Твердотельные источники излучения с квазиоптической резонансной системой нашли свое применение в качестве высокостабильных генераторов при разработке радиометров 3-мм диапазона, а также в разработке систем параметрического усиления низкоинтенсивных входных сигналов. В этом случае источники излучения на 115-120 ГГц использовались в качестве источников накачки в усилителях на 60-65 ГГц, температура шумов которых не превышала 500 К [47, 48], значительно улучшались и другие характеристики усилителей.

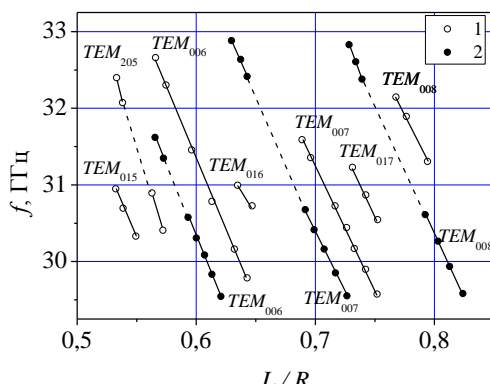


Рис. 12. Характеристики механической перестройки ГДИ со сфероуголково-эшелеттным ОР (1) и с полусферическим ОР (2)

**Выводы.** Анализ результатов первых научных исследований по созданию квазиоптических твердотельных источников излучения КВЧ диапазона указал на перспективность этого

направления и на необходимость модификации известных открытых резонансных систем с целью обеспечения согласования точечного источника излучения и распределенной электродинамической системы, которой является ОР в терминах квазиоптики.

Разработаны, теоретически и экспериментально исследованы открытые резонансные системы с ограничением дифракционной связи с внешним пространством. Способность таких систем к многоступенчатой трансформации поля позволяет согласовать импедансы ОР и нелинейных активных элементов с большей эффективностью. Проведена систематизация условий возбуждения типов колебаний ОР с двойным эшелеттным зеркалом. Обнаружены типы колебаний с компрессией поля, добротность которых выше добротности основных классических типов колебаний. Сформулированы условия миниатюризации ОР.

Принцип декомпозиции и метод обобщенной матрицы рассеяния, применяемый ранее для теоретического анализа сложных волноводных узлов, обобщены и распространены на анализ квазиоптических резонансных систем со ступенчатой деформацией зеркал.

1. Квазиоптика / Под ред. Б. З. Каценеленбаума и В. В. Шевченко. – М.: Мир, 1966. – 504 с.
2. Fox A. C., Li T. Resonant Modes in a Maser Interferometer // Bell Syst. Techn. Journ. – 1961. – 40, No. 2. – P. 453-488.
3. Вайнштейн Л. А. Открытые резонаторы и открытые волноводы. – М.: Сов. радио, 1966. – 474 с.
4. Goubau G. and Schwering F. On the Guided Propagation of Electromagnetic Wave Beams // IRE Trans. on Ant. and Propag. – 1961. – 9, No. 3. – P. 248-256.
5. Smith S. J., Purcell E. M. Visible light from localized surface charges moving across grating // Phys. Rev. – 1953. – 92, No. 4. – P. 1069-1073.
6. Шестопалов В. П. Дифракционная электроника. – Харьков: Вища школа, 1976. – 23 с.
7. Бородкин А. И., Булгаков Б. М., Матвеева В. А., Смородин В. В. Полупроводниковый генератор миллиметрового диапазона с квазиоптической резонансной системой // Письма в ЖЭТФ. – 1979. – 5, вып. 5. – С. 285-288.
8. Бородкин А. И., Булгаков Б. М., Смородин В. В. Полупроводниковый генератор с колебательной системой – открытый резонатор с отражательной решеткой. // Письма в ЖЭТФ. – 1980. – 6, вып. 19. – С. 1189-1193.
9. Тараненков В. П., Перишин Н. А., Мачусский Е. А. и др. ГЛПД мм диапазона с квазиоптической резонансной системой // IX Всесоюзная конференция по электронике СВЧ: Тез. докл. – Киев, 1979. – Т. 2. – С. 137.
10. Овечкин С. М., Ребров С. И., Сазонов В. П., Синицын В. В. Сложение мощностей диодов Ганна в открытом СВЧ резонаторе // Письма в ЖЭТФ. – 1984. – 10, вып. 10. – С. 367-370.
11. Mizuno K., Ajikata T., Hieda M., Nokayama M. Quasi-Optical Resonator for Millimeter and Submillimeter Wave Solid-State Sources // Electronics Letters. – 1988. – 24, No. 13. – P. 792-793.
12. Бородкин А. И., Смородин В. В. Полупроводниковый генератор миллиметрового диапазона с открытым резонатором и возбуждающей системой из двух брусьев // Изв. вузов. Радиоэлектроника. – 1980. – 23, № 10. – С. 82-83.

13. Булгаков Б. М., Скресанов В. Н., Фисун А. И., Шубный А. И. Квазиоптический полупроводниковый генератор с радиально-волноводным возбуждением // ПТЭ. – 1987. – № 1. – С. 114-116.
14. Filipov Yu., Kharkovsky S., Kirichenko A. Whispering-gallery Modes of Nonuniform Dielectric Resonators // Microwave and Optical Technology Letters. – 1995. – 10, No. 2. – P. 124-129.
15. Belous O. I., Bulgakov B. M., Fisinin A. I. Basic principles of elaboration of solid-state millimeter wave sources with dispersive open oscillating system // MSMW'98 Symposium proceeding. – 1998. – Vol. 1. – P. 181-183.
16. Fisinin A. I. Millimeter Wave Band Open resonators with Additional Restriction of Resonant Space // IJR&MMW. – 1997. – 18, No. 12. – P. 2198-2212.
17. Фиалковский А. Т. Открытые резонаторы, образованные плоскими зеркалами со скачком импеданса у краев // ЖТФ. – 1966. – 36, № 6. – С. 1100-1108.
18. А.с. 1060085 СССР, МКИ НОЗВ 7/14. Полупроводниковый генератор / А. И. Бородин, Б. М. Булгаков, А. И. Фисун, А. М. Фурсов // Бюллетень информации. – 1982. – № 43.
19. Фисун А. И. Высокочастотные резонансы в открытых резонаторах с частично ограниченной областью // Докл. АН Украины. – 1997. – № 12. – С. 97-102.
20. Техника субмиллиметровых волн / Под ред. Р. А. Валитова. – М.: Сов. радио, 1969. – 480 с.
21. Belous O. I., Fisinin A. I., Kirilenko A. A., Tkachenko V. I. Exact Simulation Method for Analysis of Open Resonators with Step-Like Deformation of Mirrors // MSMW'98 Symposium Proceedings. – 1998. – Vol. 1. – P. 170-172.
22. Fisinin F. I. Method for Analysis of Open Resonator with Step-like Deformation of Mirrors. // Electronic Letters. – 1998. – 34, No. 2. – P. 192-193.
23. Митра Р., Лу С. Аналитические методы теории волноводов. – М.: Мир, 1974. – 323 с.
24. Никольский В. В., Никольская Т. И. Декомпозиционный подход к задачам электродинамики. – М.: Наука, 1983. – 304 с.
25. Кириленко А. А., Ткаченко В. И. Системы электродинамического моделирования СВЧ-КВЧ устройств // Изв. вузов. Радиоэлектроника. – 1996. – 39, № 9. – С. 17-28.
26. Belous O. I., Kirilenko A. A., Tkachenko V. I., Fisinin A. I. Excitation of an open resonator by a plane waveguide // Radiophysics and Quantum Electronics. – 1994. – 37, No. 3. – P. 181-189.
27. Рудь Л. А. Т-соединение сверхразмерных прямоугольных волноводов в Е-плоскости // Изв. вузов. Радиофизика. – 1985. – 28, № 2. – С. 214.
28. Вайнштейн Л. А. Теория дифракции и метод факторизации. – М.: Сов. радио, 1966. – 432 с.
29. Шестопалов В. П., Кириленко А. А., Масалов С. А., Сиренко Ю. К. Дифракционные решетки. – Киев: Наук. думка, 1986. – 232 с. (Резонансное рассеяние волн: В 2-х т.: Т.1.)
30. Белоус О. И., Булгаков Б. М., Фисун А. И., Фурсов А. М. Особенности режима автоколлимации в дисперсионном открытом резонаторе с фазокорректирующим зеркалом // Письма в ЖЭТФ. – 1992. – 18, № 4. – С. 46-51.
31. Белоус О. И., Фисун А. И. Е-поляризованные колебания в открытом резонаторе с эшелеттным зеркалом // Письма в ЖЭТФ. – 1996. – 2, вып. 2. – С. 81-86.
32. Tkachenko V. I., Fisinin A. I. Simulation of Natural Oscillations in Corner-Echelette Open Resonator (E-polarization) // Telecommunications and Radio Engineering. – 1998. – 52, No. 2. – P. 42-46.
33. Фисун А. И. Высокочастотные резонансы в открытых резонаторах с частично ограниченной областью // Докл. АН Украины. – 1997. – № 12. – С. 97-102.
34. Fisinin A. I. Constructive Synthesis of Dispersive Oscillation Systems of Quasi-Optical Solid-State Millimeter-Wave Sources // EW&ES. – 1997. – 2, No. 5. – P. 37-43.
35. Broun E. R., Parker Ch. D., Molvar K. M., Stephan K. D. A Quasi-optimally Stabilized Resonant-Tunereing-Diode Oscillator for Millimeter- and Submillimeter-Wave Regions // IEEE Trans. – 1992. – MTT-40, No. 5. – P. 846-849.
36. Broun E. R., Parker Ch. D., Calawa A. R., Molvar K. M. A Quasi-Optical Resonant-Tunneling-Diode Oscillator Operating Above 200 GHz // IEEE Trans. – 1993. – MTT-41, No. 4. – P. 720-722.
37. Выровой С. И., Гуменной С. Н., Цвирко Ю. А. Сравнение одноконтурных схем стабилизации генераторов на активных двухполосниках // Эл. техн. Сер. 1. Электрон. СВЧ. – 1976. – № 3. – С. 47-58.
38. Belous O. I., Fisinin A. I., Olchovsky I. P., Sirenko S. P. One-Circuit Stabilization of Millimeter-Wave Solid-State Oscillator by Quasi-Optical Resonator // IJRMMW. – 2000. – 21, No. 9. – P. 1452-1462.
39. Фисун А. И., Ткаченко В. И., Белоус О. И., Кириленко А. А. Возбуждение колебаний в открытых резонаторах с эшелеттными и уголково-эшелеттными зеркалами // Радиотехника и электрон. – 2000. – 45, № 5. – С. 632-639.
40. Валитов Р. А., Скресанов В. Н., Фисун А. И. и др. Измерения на миллиметровых и субмиллиметровых волнах / Под ред. Р. А. Валитова, Б. И. Макаренко. – М.: Радио и связь, 1984. – 296 с.
41. Belous O. I., Sukhoruchko O. N., Fisinin A. I. Power and Spectrum Performance of Quasi-Optical Solid-State MM-Wave Oscillator // Telecommunications and Radio Engineering. – 2006. – 65, No. 16. – P. 1501-1523.
42. Belous O. I., Fisinin A. I. Long-Term Frequency Stabilization of Quasi-Optical Solid-State UHF-Oscillators // Electromagnetic Waves & Electronic Systems. – 1998. – 3, No. 4. – P. 56-59.
43. Архипов А. В., Белоус О. И., Булгаков Б. М., Фисун А. И. Квазиоптические генераторы на диодах Ганна и лавинно-пролетных диодах с открытым резонатором // ПТЭ. – 1991. – № 3. – С. 106-109.
44. Belous O. I., Fisinin A. I., Kirilenko A. A., Kornienko V. K. Research on Orottron Oscillator with Dispersive Open Resonant System // IJRMMW. – 1997. – 18, No. 2. – P. 445-461.
45. А.с. 1612846 СССР. Генератор дифракционного излучения / В. К. Корнеев, В. С. Мирошниченко, А. И. Фисун, А. М. Фурсов // Бюллетень информации. – 1992. – № 27.
46. Пат. 55721 Украина. Резонансный генератор электромагнитных колебаний / О. Я. Білуха, В. Д. Ерьомка. А. І. Фісун // Опубліковано 15.04.2003. Бюл. № 9.
47. Sukhoruchko O. N., Bulgakov B. M., Fisinin A. I., Belous O. I. Parametric Amplification of Signals in the Short-Wave part of MM Wave Band // Telecommunications and Radio Engineering. – 2002. – 58, No. 7-8. – P. 64-73.
48. Belous O. I., Fisinin A. I., Sukhoruchko O. N. Input Millimeter-Wave Module with Parametric Amplification // IJRMMW. – 2005. – 26, No. 8. – P. 1085-1091.

## QUASIOPTICAL RESONANT SYSTEMS FOR MILLIMETER AND SUBMILLIMETER WAVE SOLID-STATE ELECTRONIC DEVICES

O. I. Belous, A. A. Kirilenko, A. I. Fisinin

Basic principles of an open resonator development are presented in this paper. It is shown, that impedance matching of nonlinear solid-state elements (such as Gunn-diode, IMPATT-diode, and detector) can be made in the way of impedance transformer implementation into an open resonator. The spectrum rarefaction due to the single dispersive element or diffraction grating is examined. The results of theoretical and experimental investigation of the resonator with additional restriction of the resonant space are represented. The power and spectral characteristics of the mm wave quasioptical solid-state sources is analyzed.

**Key words:** quasioptics, open resonator, impedance transformer, Gunn-diode.



КВАЗИОПТИЧНІ РЕЗОНАНСНІ СИСТЕМИ  
В ПРИЛАДАХ ТВЕРДОТІЛЬНОЇ  
ЕЛЕКТРОНІКИ МІЛІМЕТРОВОГО  
ТА СУБМІЛІМЕТРОВОГО  
ДІАПАЗОНІВ ДОВЖИН ХВИЛЬ

О. І. Білоус, А. О. Кириленко, А. І. Фісун

Розглянуто ключові принципи розробки відкритих резонаторів. Показано, що узгодження нелінійних твердотільних елементів (діодів Ганна, ЛПД, змішувальних і детекторних діодів) потребує введення в резонатори узгоджу-

вальних елементів у якості трансформаторів імпедансу. Проаналізовано шляхи розрідження спектру власних частот відкритих резонаторів за допомогою поодиноких дисперсійних елементів та дифракційних ґраток. Теоретично й експериментально досліджено резонатори з додатковим обмеженням резонансного простору. Наведено спектральні та енергетичні характеристики квазіоптичних генераторів мм діапазону, розглянуто перспективи генерації хвиль у субмм діапазоні.

**Ключові слова:** квазіоптика, відкритий резонатор, трансформатор імпедансу, діод Ганна.

*Рукопись поступила 11 июня 2008 г.*