

УДК 621.372.413:
621.372.8

И. К. КУЗЬМИЧЕВ

Институт радиофизики и электроники им. А. Я. Усикова НАН Украины,
ул. Ак. Проскуры, 12, г. Харьков, 61085
E-mail: kuzmichev.igr@rambler.ru

ОТКРЫТЫЙ РЕЗОНАТОР С ОТРЕЗКОМ ПРЯМОУГОЛЬНОГО ВОЛНОВОДА

Рассмотрен полусферический открытый резонатор с отрезком прямоугольного волновода, расположенным в центре плоского зеркала. В результате выполненного теоретического анализа установлено, что эффективность возбуждения в нем волны TE_{10} с помощью колебания резонатора TEM_{00q} может достигать $\approx 90\%$ при определенных поперечных размерах волновода. Проведены экспериментальные исследования полусферического открытого резонатора с отрезком сверхразмерного прямоугольного волновода в четырехмиллиметровом диапазоне длин волн. При этом поперечные размеры волновода выбирались из условия получения максимальной эффективности возбуждения основной волноводной волны. Было обнаружено, что в рассматриваемой резонансной системе возбуждается только основной тип колебаний во всем диапазоне перестройки. Сравнение коэффициентов отражения нагруженного на волновод резонатора при наличии и при отсутствии отражающей дифракционной решетки на дне отрезка волновода показывает, что обе электродинамические системы обладают примерно равными потерями.

Ключевые слова: эффективность возбуждения, открытый резонатор, сверхразмерный прямоугольный волновод, дифракционная решетка

1. Введение

При разработке генераторов дифракционного излучения (ГДИ) в коротковолновой части миллиметрового диапазона длин волн возникает проблема, связанная с формированием протяженных высокочастотных полей на дифракционной решетке, расположенной на одном из зеркал открытого резонатора (ОР). Это обусловлено тем, что с укорочением рабочей длины волны уменьшается эффективная длина пространства взаимодействия пучка с полем резонатора, в результате чего увеличивается пусковой ток генератора. С другой стороны, для повышения коэффициента полезного действия и снижения пускового тока в пространстве электронно-волнового взаимодействия генератора высокочастотное поле должно иметь однородное, а не гауссово распределение [1]. В работе [2] для формирования протяженных полей на решетке генератора авторы использовали зеркала овальной формы. Другой подход предложен в работе [3], где для решения указанных проблем применяется составное двухфокусное сферическое зеркало. По аналогичному пути пошли авторы работы [4]. В коротковолновой части миллиметрового диапазона они предлагают использовать многокаскадную область взаимодействия, образованную 3- и 4-фокусными сферическими зеркалами.

Однако такой подход не совсем оправдан, поскольку увеличиваются геометрические размеры резонатора и, следовательно, самого генератора. В работе [5] для формирования протяженных полей на дифракционной решетке ГДИ предложено использовать трапециевидные зеркала, которые представляют собой плоские отражатели с линейными скосами. Однако такая резонансная система более чувствительна к перекосам зеркал, чем традиционно используемая в ГДИ [6]. Кроме того, поскольку колебания в таких резонансных системах не ограничиваются каустиками, они должны обладать большими дифракционными потерями.

В работе [7] было показано, что для эффективного возбуждения основного колебания в полусферическом ОР поперечные размеры прямоугольного элемента связи должны быть больше диаметра пятна поля. Поэтому если в центре одного из зеркал резонатора расположить отрезок закороченного прямоугольного волновода, поперечные размеры которого выбираются из условия максимальной эффективности возбуждения волны TE_{10} с помощью колебания TEM_{00q} резонатора, то такой ОР можно рассматривать как электродинамическую систему ГДИ. При этом дифракционная решетка помещается на дне волноводной части. Поперечные размеры волновода однозначно связаны с длиной вол-

ны, радиусом кривизны сферического зеркала и расстоянием между отражателями [7]. Следовательно, варьируя геометрические размеры ОР, можно обеспечить длину пространства взаимодействия пучка с поперечной составляющей электрического поля волны TE_{10} в волноводе, достаточную для эффективной работы генератора в коротковолновой части миллиметрового диапазона. Таким образом, целью настоящей работы является анализ эффективности возбуждения волны TE_{10} в прямоугольном волноводе, расположенном в центре плоского зеркала ОР, с помощью основного колебания TEM_{00q} и исследование возможностей применения такого резонатора в качестве электродинамической системы ГДИ.

2. Возбуждение волны TE_{10} в прямоугольном волноводе с помощью колебания TEM_{00q} ОР

Будем рассматривать полусферический ОР, в центре плоского зеркала которого расположен прямоугольный волновод. Волна TE_{10} возбуждается в нем с помощью колебания TEM_{00q} . Геометрические параметры резонатора и амплитудное распределение возбуждающего поля $\vec{E}_e(x, y)$ приведены на рис. 1.

Подводящий прямоугольный волновод ориентирован таким образом, что вектор напряженности электрического поля $\vec{E} = E_y \vec{y}_0$ волны TE_{10} , которая распространяется по нему и возбуждает TEM_{00q} колебание в резонаторе, перпендикулярен плоскости рисунка. Учитывая, что колебание в резонаторе линейно поляризовано таким образом, что вектор \vec{E}_e перпендикулярен плоскости рисунка, можем записать распределение электрической компоненты возбуждающего поля в плоскости $z = 0$, которое представляет собой основной тип колебаний ОР TEM_{00q} :

$$\vec{E}_e(x, y) = A_{00} \exp\left[-(x^2 + y^2)/w_0^2\right] \vec{y}_0, \quad (1)$$

где A_{00} – амплитудный коэффициент, w_0 – радиус пятна поля основного колебания на плоском зеркале резонатора.

Распределение электрической компоненты поля волны TE_{10} в прямоугольном волноводе сечением $a \times b$ в плоскости $z = 0$ запишем в виде

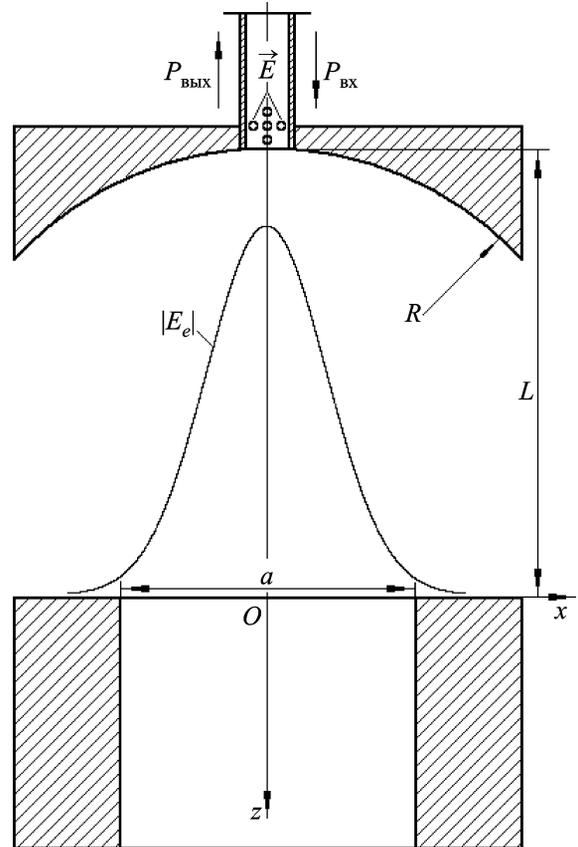


Рис. 1. Полусферический ОР с отрезком прямоугольного волновода

$$\vec{E}_w(x, y) = \vec{E}_{10}(x, y, 0) = C_0 \frac{1}{N_{10}} \left(\frac{\pi}{a} \cos \frac{\pi x}{a} \vec{y}_0 \right), \quad (2)$$

где $C_0 = ik_0 W_0 \mu_0$, $k_0 = \omega \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}$, ϵ_0 и μ_0 – электрическая и магнитная постоянные, $W_0 = \sqrt{\mu_0 / \epsilon_0} = 120\pi$; $N_{10} = (\pi/a) (\sqrt{ab}/2)$ – константа нормировки.

Как видно из приведенных формул, ориентации векторов напряженностей электрических полей в возбуждаемом колебании и волне TE_{10} в прямоугольном волноводе, выполненном в центре плоского зеркала ОР (см. рис. 1), совпадают.

Из теории зеркальных антенн [8, 9] известно, что для получения высокого коэффициента использования поверхности η необходимо согласовать поля в фокальной плоскости рефлектора и в раскрыве облучателя. С физической точки зрения это аналогично согласованию поля резонатора с полем волны, распространяющейся по волноводу, расположенному в центре плоского зеркала ОР. Поэтому, чтобы определить эффектив-

ность возбуждения волны TE_{10} в прямоугольном волноводе с помощью колебания TEM_{00q} ОР, воспользуемся представлениями (1), (2) и соотношением [8–10]

$$\eta = \frac{\left| \int_{-a/2}^{a/2} \int_{-b/2}^{b/2} \vec{E}_e(x, y) \vec{E}_w^*(x, y) dx dy \right|^2}{\|\vec{E}_e(x, y)\|^2 \|\vec{E}_w(x, y)\|^2}. \quad (3)$$

В отличие от выражения, применяемого для антенной техники, в формуле, которую используем мы, отсутствует множитель $(1 - |\Gamma|^2)$, учитывающий несогласованность волноводного тракта. Здесь $|\Gamma|$ – модуль коэффициента отражения от раскрыва прямоугольного волновода. Строго говоря, в выражении (3) этот множитель необходимо учитывать, поскольку за счет отражения от раскрыва волновода не вся накопленная в резонаторе энергия может пойти на возбуждение волны TE_{10} . Однако, как показали предварительные исследования [7], для получения максимального значения η поперечные размеры прямоугольного волновода должны составлять несколько длин волн. В этом случае отражением от раскрыва волновода можно пренебречь [11]. Поэтому мы полагаем $|\Gamma| = 0$ и для вычисления η используем выражение (3). Значок “*” указывает на комплексно-сопряженную функцию.

Фактически соотношение (3) показывает, какая доля энергии, запасенной в колебании резонатора, переходит в энергию поля распространяющейся по волноводу волны TE_{10} . Величины $\|\vec{E}_e(x, y)\|^2$ и $\|\vec{E}_w(x, y)\|^2$ – это квадраты норм функций возбуждающего и рабочего полей, которые определяются выражениями:

$$\|\vec{E}_e(x, y)\|^2 = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \vec{E}_e(x, y) \vec{E}_e^*(x, y) dx dy, \quad (4)$$

$$\|\vec{E}_w(x, y)\|^2 = \int_{-a/2}^{a/2} \int_{-b/2}^{b/2} \vec{E}_w(x, y) \vec{E}_w^*(x, y) dx dy. \quad (5)$$

После подстановки функций \vec{E}_e и \vec{E}_w , определяемых равенствами (1), (2), в выражения (4), (5) получим в окончательном виде

$$\|\vec{E}_e(x, y)\|^2 = \frac{1}{2} \pi A_{00}^2 w_0^2, \quad (6)$$

$$\|\vec{E}_w(x, y)\|^2 = |C_0|^2. \quad (7)$$

Подставляя (1), (2), (6), (7) в (3) и опуская промежуточные выкладки, получим представление для величины η :

$$\eta = \frac{16\pi}{\tilde{a}\tilde{b}} \Phi^2\left(\frac{\tilde{b}}{2}\right) \times \left\{ e^{-(\pi/2\tilde{a})^2} + \frac{e^{-(\tilde{a}/2)^2}}{2} \left[W^*\left(\frac{\pi}{2\tilde{a}} + i\frac{\tilde{a}}{2}\right) - W\left(\frac{\pi}{2\tilde{a}} + i\frac{\tilde{a}}{2}\right) \right] \right\}, \quad (8)$$

где $\tilde{a} = a/w_0$, $\tilde{b} = b/w_0$, $\Phi(\tilde{b}/2)$ – интеграл вероятности, $W[(\pi/2\tilde{a}) + i(\tilde{a}/2)]$ – интеграл вероятности комплексного аргумента.

На рис. 2 приведена зависимость $\eta(\tilde{a}, \tilde{b})$, рассчитанная по формуле (8). Как видно из рисунка, при $\tilde{a} = 2.844$ и $\tilde{b} = 1.980$ эффективность возбуждения волны TE_{10} в прямоугольном волноводе, расположенном в центре плоского зеркала ОР, с помощью основного колебания резонатора TEM_{00q} максимальна и равна 0.881.

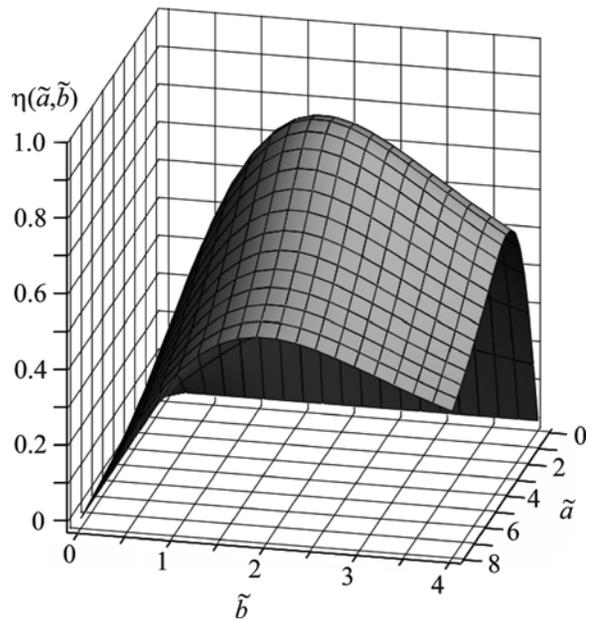


Рис. 2. Эффективность возбуждения волны TE_{10} в прямоугольном волноводе при изменении его поперечных размеров

Таким образом, в результате проведенного теоретического анализа показано, что эффективность возбуждения волны TE_{10} в отрезке прямоугольного волновода с помощью основного колебания ОР может составлять величину порядка 90 %. Это говорит о том, что такая резонансная система должна обладать хорошими селективными свойствами. Кроме того, поскольку поперечные размеры отрезка прямоугольного волновода a и b в несколько раз превышают радиус пятна поля основного колебания ОР w_0 , он является сверхразмерным. Если теперь на поршне, ограничивающем длину отрезка прямоугольного волновода, расположить между его широкими стенками отражательную дифракционную решетку, то можно создать электродинамическую систему ГДИ с однородным распределением электрического поля (E_y компонента волны TE_{10} , см. рис. 1) вдоль пространства взаимодействия электронного потока с одной из медленных пространственных гармоник решетки. Однако в такой резонансной системе омические потери должны быть больше потерь в ГДИ, у которого дифракционная решетка расположена на поверхности одного из зеркал резонатора [6], поскольку добавятся омические потери в стенках отрезка сверхразмерного прямоугольного волновода. А это приведет к снижению нагруженной добротности Q_n и, как следствие, к ухудшению стабильности частоты прибора. Для того чтобы понять, каким образом отрезок прямоугольного волновода будет влиять на спектральные и энергетические характеристики рассматриваемой резонансной системы, были проведены экспериментальные исследования.

3. Экспериментальные исследования полусферического ОР с отрезком сверхразмерного прямоугольного волновода

Блок-схема экспериментальной установки, с помощью которой проводились исследования полусферического ОР с отрезком сверхразмерного прямоугольного волновода, представлена на рис. 3.

ОР образован плоским зеркалом 5 с апертурой 60 мм и сферическим фокусирующим зеркалом 4 с радиусом кривизны $R=113$ мм и апертурой 60 мм. В центре плоского зеркала расположен отрезок сверхразмерного закороченного прямоу-

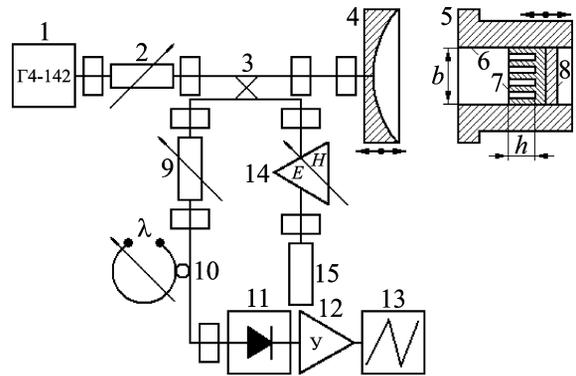


Рис. 3. Блок-схема экспериментальной установки

гольного волновода 6, поперечные размеры которого выбирались из условия максимальной эффективности возбуждения волны TE_{10} с помощью основного колебания ОР. Как оказалось, для приведенных геометрических размеров резонатора при длине волны $\lambda = 4.203$ мм и $L/R=0.7$ (в работе [12] показано, что примерно при таком нормированном расстоянии между зеркалами полусферического ОР добротность основного колебания максимальная) $a = 23.7$ мм, $b = 16.5$ мм. В центре поршня 8 сделан паз шириной 10 мм и глубиной 4 мм, в который при проведении экспериментальных исследований вставлялись либо медная вставка, поперечные размеры которой совпадают с размерами паза, либо отражательная дифракционная решетка 7. Поперечные размеры заготовки, на которой нарезана решетка, также совпадают с размерами паза. Основные параметры используемой дифракционной решетки следующие: период $\ell = 0.4$ мм, ширина канавки $d = 0.17$ мм, глубина канавки $h = 0.85$ мм. Здесь необходимо отметить, что длина пространства взаимодействия пучка с полем в рассматриваемой резонансной системе будет определяться размером узкой стороны b отрезка сверхразмерного прямоугольного волновода 6 (см. рис. 3). Как было показано в работе [13], в четырехмиллиметровом диапазоне ГДИ эффективно работает при длине пространства взаимодействия, равной 18 мм. В нашем случае $b = 16.5$ мм, что позволяет говорить о применимости рассматриваемого резонатора в качестве электродинамической системы ГДИ. С укорочением рабочей длины волны за счет увеличения радиуса кривизны сферического зеркала можно обеспечить аналогичную длину пространства взаимодействия электронно-

го пучка с высокочастотным полем резонатора. Поэтому такой ОР будет наиболее перспективен в коротковолновой части миллиметрового диапазона длин волн.

Возбуждается ОР через щель связи с размерами 3.6×0.16 мм в центре сферического зеркала. Для развязки задающего генератора и резонатора в схему включен установочный аттенуатор 2. Настройка системы в резонанс осуществляется перемещением сферического зеркала 4 с элементами волноводного тракта вдоль оси резонатора. Расстояние между отражателями определяется с помощью измерительного проекционного устройства ИЗВ-23 с точностью ± 0.001 мм. Подводящий волновод ориентирован таким образом, что вектор \vec{E} основной волны TE_{10} в нем перпендикулярен канавкам отражательной дифракционной решетки, т. е. лежит в плоскости рисунка.

Приемный тракт состоит из вспомогательной линии направленного ответвителя 3, измерительного поляризационного аттенуатора 9, детектора 11, резонансного усилителя 12 и осциллографа 13. Для контроля частоты высокочастотного генератора 1 в схему включен резонансный волномер 10. В плече согласованной нагрузки 15 направленного ответвителя 3 расположен двухшлейфовый согласователь 14, позволяющий компенсировать отраженные от волноводных стыков сигналы.

Для нахождения резонансного коэффициента отражения от резонатора используем следующую процедуру. После настройки системы в резонанс фиксируем уровень отраженного от ОР сигнала с помощью измерительного поляризационного аттенуатора 9 по усилителю 12. Пусть он будет N_1 (выражается в децибелах). После проведения всего цикла измерений на выходе основной линии направленного ответвителя 3 вместо сферического зеркала 4 помещаем приемный тракт, в состав которого входят фазовращатель, аттенуатор 9, детектор 11, резонансный усилитель 12 и осциллограф 13. С помощью фазовращателя добиваемся максимального уровня сигнала на экране осциллографа. Затем с помощью аттенуатора изменяем вносимое в тракт затухание, чтобы получить тот же уровень сигнала по шкале усилителя, который использовали для определения N_1 . Пусть уровень сигнала в этом случае будет N_2 (в децибелах). Тогда модуль резонансного коэффициента отражения по полю $|\Gamma_p| = 10^{-\Delta N/20}$ [14], где $\Delta N = N_2 - N_1$.

Результаты измерения резонансного коэффициента отражения Γ_p в зависимости от расстояния между зеркалами L/R полусферического ОР показаны на рис. 4 (кривая 1). В резонаторе возбуждается тип колебаний TEM_{00q} . Идентификация типов колебаний, возбуждаемых в рассматриваемом ОР, производилась методом пробного тела [15]. Для определения знака Γ_p применялась методика, описанная в работе [16].

Как видно из приведенного графика, по мере уменьшения расстояния между зеркалами коэффициент отражения от резонатора падает. Это связано с уменьшением дифракционных и омических потерь в резонансной системе. Исключения составляют случаи взаимодействия рассматриваемого колебания с другими колебаниями, возбуждаемыми в ОР ($L/R = 0.351$, $L/R = 0.259$, $L/R = 0.183$, $L/R = 0.089$), что проявляется в скачкообразном изменении Γ_p . Расстояние между зеркалами $L/R = 0.501$ соответствует полуконфокальной геометрии резонатора. Увеличение при $L/R < 0.3$ числа колебаний, взаимодействующих с колебанием TEM_{00q} , связано с уменьшением потерь в резонансной системе для указанных расстояний между отражателями.

На этом же рисунке показана зависимость Γ_p от L/R для того же типа колебаний при наличии отрезка сверхразмерного прямоугольного волновода в центре плоского зеркала резонатора (кривая 2). Длина этого отрезка S равна 19.082 мм, что составляет девять волноводных полуволн. При

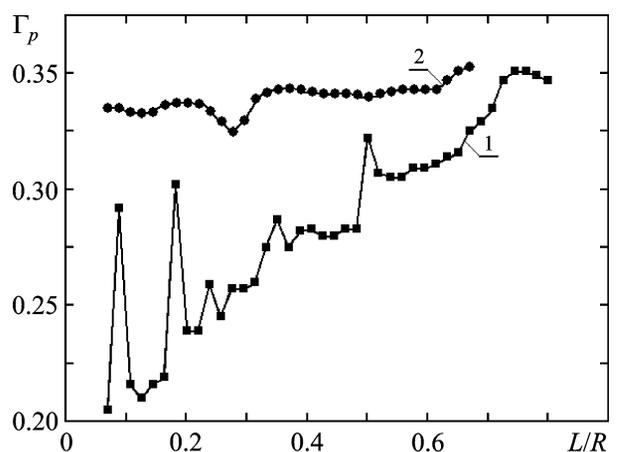


Рис. 4. Зависимости коэффициента отражения Γ_p от расстояния между зеркалами L/R для основного колебания в полусферическом ОР (кривая 1) и резонаторе с отрезком сверхразмерного волновода (кривая 2)

этом расчетное значение $S = 9\lambda_g/2 = 18.988$ мм ($\lambda_g = \lambda/\sqrt{1-(\lambda/2a)^2}$). Как видно, отличие не превышает 0.5 %. Такая длина сверхразмерного волновода выбрана из тех соображений, чтобы исключить отражение гауссова пучка от поршня как от второго зеркала резонатора. Наличие отрезка прямоугольного волновода приведет к увеличению омических потерь в ОР во всем диапазоне перестройки. Это наглядно видно из сравнения коэффициентов отражения рассматриваемого резонатора (кривая 2) и пустого полусферического ОР (кривая 1). Кроме того, во всем диапазоне перестройки резонатора в нем возбуждается только основной тип колебаний, что подтверждает сделанный выше вывод о селективных свойствах ОР с отрезком сверхразмерного прямоугольного волновода. Этот результат следует из отсутствия резких изменений Γ_p , которые, как было сказано выше, и являются следствием взаимодействия рассматриваемого колебания с другими колебаниями резонансной системы. Из приведенного графика видно, что при расстоянии между зеркалами резонатора $L/R = 0.276$ коэффициент отражения имеет минимальное значение, равное 0.329. При определении поперечных размеров прямоугольного волновода мы полагали $L/R = 0.7$. Радиус пятна поля основного колебания на плоском зеркале полусферического ОР определяется выражением

$$w_0 = \sqrt{\frac{\lambda}{\pi}} R \sqrt{\frac{L}{R} \left(1 - \frac{L}{R}\right)} \quad [17],$$

из которого следует, что он будет иметь такое же значение и при $L/R = 0.3$. А поскольку в таком резонаторе существует только основной тип колебаний, подобное поведение Γ_p связано, по-видимому, с эффективностью возбуждения волноводной волны TE_{10} с помощью колебания ОР TEM_{0015} . Отличие экспериментально полученного значения $L/R = 0.276$ от расчетного (в данном случае $L/R = 0.3$), при котором величина η должна иметь максимальное значение, составляет 8 %. Это говорит о хорошем совпадении результатов расчета и эксперимента.

В качестве следующего шага на поршне, который перемещается в прямоугольном волноводе, поместим дифракционную решетку с приведенными выше параметрами (см. рис. 3). Такой элемент представляет собой сильную фазовую не-

однородность для рассматриваемого колебания TEM_{00q} . Для того чтобы уменьшить влияние решетки на основные параметры резонатора, ее необходимо опустить или приподнять относительно плоскости зеркала. Как показано в работе [3], для решетки с указанными выше параметрами в четырехмиллиметровом диапазоне длин волн это смещение должно составлять 0.75 мм. Мы приподняли решетку на эту высоту над поверхностью поршня, который первоначально размещается заподлицо с плоским зеркалом резонатора. Результаты измерений представлены на рис. 5.

Общее поведение коэффициента отражения от полусферического ОР с отражательной дифракционной решеткой на поверхности плоского зеркала для типа колебаний TEM_{00q} при изменении расстояния между зеркалами (кривая 1) подобно изменению Γ_p для пустого резонатора (см. рис. 4, кривая 1). Только в рассматриваемом случае за счет наличия решетки выросли потери в резонаторе во всем диапазоне перестройки, что наглядно видно по более высокому значению коэффициента отражения. Резкий рост Γ_p при $L/R = 0.501$ связан с полуконфокальной геометрией ОР. Скачкообразный рост резонансного коэффициента отражения в отдельных точках при $L/R < 0.3$, как и в предыдущем случае, связан с взаимодействием колебания TEM_{00q} с высшими типами колебаний, возбуждаемыми в ОР рассматриваемой геометрии.

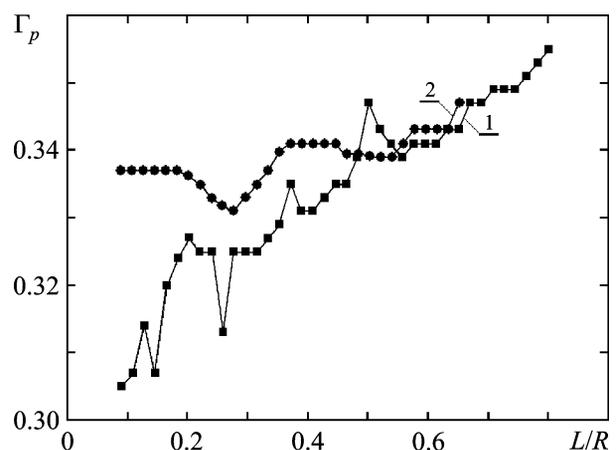


Рис. 5. Зависимости коэффициента отражения Γ_p от расстояния между зеркалами L/R для основного колебания в полусферическом ОР (кривая 1) и резонаторе с отрезком сверхразмерного волновода при наличии дифракционной решетки (кривая 2)

Теперь переместим поршень с дифракционной решеткой, расположенной на его поверхности, вглубь отрезка прямоугольного волновода на девять волноводных полуволн ($S = 19.184$ мм). Результаты измерения Γ_p при изменении L/R представлены на рис. 5 (кривая 2). В этом случае, как видно из рисунка, практически во всем диапазоне изменения расстояния между зеркалами в резонаторе возбуждается только основной тип колебаний. При расстоянии между зеркалами резонатора $L/R = 0.277$ коэффициент отражения имеет минимальное значение, равное 0.331. Такое поведение Γ_p , как и в предыдущем случае, связано, по-видимому, с эффективностью возбуждения волноводной волны TE_{10} с помощью колебания ОР TEM_{0015} .

Представляет также практический интерес рассмотреть поведение коэффициента отражения от резонатора при изменении длины отрезка сверхразмерного прямоугольного волновода для конкретного типа колебаний. Мы будем исходить из того, что в пустом полусферическом ОР (см. рис. 4, кривая 1) и в резонаторе с отражательной дифракционной решеткой (см. рис. 5, кривая 1) должен существовать невырожденный один и тот же тип колебаний. Кроме того, расстояние между зеркалами резонатора должно соответствовать малым дифракционным потерям. Поэтому, исходя из графиков, приведенных на рис. 4 и рис. 5, выбираем тип колебаний TEM_{0016} . Результаты измерений представлены на рис. 6, где кривая 1 соответствует пустому полусферическому ОР ($L/R = 0.295$) при изменении длины отрезка прямоугольного волновода, а кривая 2 – резонатору с решеткой ($L/R = 0.296$).

Из рисунка видно, что в случае пустого резонатора при перемещении поршня от поверхности плоского зеркала вглубь волновода на расстояние вплоть до четырех волноводных полуволн ($m = 4$) имеет место резкое увеличение потерь (рост коэффициента отражения от резонатора), которое, по-видимому, связано с преобразованием гауссова пучка в волноводную волну. При дальнейшем увеличении длины отрезка волновода вплоть до $m = 8$ происходит незначительный рост потерь, обусловленный омическими потерями при пошаговом изменении длины. Если продолжать увеличивать m , то изменения Γ_p практически не происходит. Несколько иначе ведет себя подобная зависимость при наличии отражательной диф-

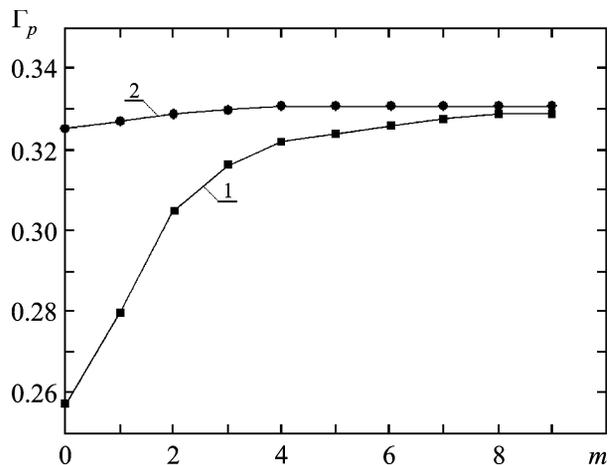


Рис. 6. Зависимости коэффициента отражения Γ_p от числа волноводных полуволн m , укладываемых по длине сверхразмерного прямоугольного волновода, для типа колебаний TEM_{0016} в полусферическом ОР (кривая 1) и резонаторе с дифракционной решеткой (кривая 2)

ракционной решетки на поршне (см. рис. 6, кривая 2). При перемещении поршня на расстояние до $m = 4$ имеет место незначительный рост Γ_p . Это связано, по-видимому, с тем, что потери, вносимые в резонансную систему решеткой, превосходят потери обусловленные преобразованием гауссова пучка в волноводную волну. При дальнейшем увеличении m коэффициент отражения Γ_p не изменяется.

4. Выводы

В работе рассмотрен полусферический ОР с отрезком прямоугольного сверхразмерного волновода, расположенным в центре плоского зеркала. В результате проведенного теоретического анализа показано, что эффективность возбуждения волны TE_{10} в таком волноводе с помощью основного колебания резонатора TEM_{00q} может достигать $\sim 90\%$ при его поперечных размерах $a = 2.884w_0$ и $b = 1.98w_0$. Выполненные в работе экспериментальные исследования позволили установить, что резонатор с отрезком прямоугольного сверхразмерного волновода обладает селективными свойствами во всем диапазоне перестройки. При этом коэффициент отражения от такого резонатора во всем диапазоне перестройки выше коэффициента отражения от пустого ОР. Это свидетельствует о росте омических потерь в рассматриваемой резонансной системе. Наличие на поверхности одного из зеркал ОР отражатель-

ной дифракционной решетки, которая представляет собой сильную фазовую неоднородность для возбуждаемого колебания, приводит к дополнительным потерям в системе. При этом ОР с отрезком прямоугольного волновода, по длине которого укладывается число волноводных полуволн $m \geq 8$, и идентичный ему резонатор с отражательной дифракционной решеткой, расположенной на поршне в волноводной части, обладают примерно равными омическими потерями. Следовательно, проанализированный в работе ОР можно рассматривать как перспективную электродинамическую систему ГДИ с вынесенной из резонансного объема электроникой. Эффективная длина пространства взаимодействия электронного потока с высокочастотным полем в рассматриваемой резонансной системе определяется размером узкой стенки b отрезка прямоугольного волновода. А поскольку поперечные размеры волновода однозначно связаны с рабочей длиной волны λ , радиусом кривизны сферического зеркала R и расстоянием между отражателями L , можно подобрать такие значения a и b , при которых будет обеспечена эффективная работа ГДИ в коротковолновой части миллиметрового диапазона длин волн.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Мирошниченко В. С., Сенкевич Е. Б., Пивоварова А. Г., Юдинцев Д. В. Возбуждение колебаний в генераторе дифракционного излучения с многокаскадным пространством взаимодействия // Изв. вузов. Радиофизика. – 2010. – Т. 53, № 3. – С. 200–209.
2. Русин Ф. С., Богомолов Г. Д. Оротрон как генератор миллиметрового диапазона // Электроника больших мощностей. – М.: Наука, 1968. – С. 45–58.
3. Генераторы дифракционного излучения / В. П. Шестопалов, А. А. Вергий, Г. П. Ермак и др. / Под ред. В. П. Шестопалова. – К.: Наукова думка, 1991. – 320 с.
4. Мясин Е. А., Евдокимов В. В., Ильин А. Ю. Оротрон с двухрядной периодической структурой диапазона 140...300 ГГц // Радиотехника и электроника. – 2011. – Т. 56, № 4. – С. 454–467.
5. Мирошниченко В. С., Дудка В. Г., Юдинцев Д. В. Формирование протяженных полей в открытом резонаторе с трапециевидными зеркалами // Радиофизика и электроника. – 2010. – Т. 15, № 2. – С. 16–21.
6. Шестопалов В. П. Дифракционная электроника. – Харьков: Изд-во Харьковского ун-та им. А. М. Горького, 1976. – 232 с.
7. Кузьмичев И. К., Хлопов Г. И. Согласованное возбуждение квазиоптических открытых резонаторов // Квазиоптическая техника миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов волн: сб. науч. тр. – Харьков: Ин-т радиофизики и электроники НАН Украины. – 1989. – С. 149–156.

8. Бурштейн Э. Л. О мощности, принимаемой антенной при падении на нее неплоской волны // Радиотехника и электроника. – 1958. – Т. 3, № 2. – С. 186–189.
9. Kay A. F. Near-field gain of aperture antennas // IRE Trans. Antennas Propag. – 1960. – Vol. 8, No. 6. – P. 586–593.
10. Kuzmichev I. K. Excitation efficiency of quasioptical resonance systems // Telecommunications and Radio Engineering. – 2009. – Vol. 68, No. 1. – P. 49–63.
11. Кюн З. Микроволновые антенны / Пер. с нем. под ред. М. П. Долуханова. – Л.: Судостроение, 1967. – 518 с.
12. Суху Р. Ф. Неконфокальные многоволновые резонаторы для квантовомеханического генератора // ТИИЭР. – 1963. – Т. 51, № 1. – С. 106–111.
13. Шестопалов В. П. Физические основы миллиметровой и субмиллиметровой техники: в 2 т. Т. 2: Источники. Элементная база. Радиосистемы. – К.: Наукова думка, 1985. – 256 с.
14. Frait Z. and Patton C. E. Simple analytic method for microwave cavity Q determination // Rev. Sci. Instrum. – 1980. – Vol. 51, No. 8. – P. 1092–1094.
15. Техника субмиллиметровых волн / Р. А. Валитов, С. Ф. Дюбко, В. В. Камышан и др. / Под ред. Р. А. Валитова. – М.: Сов. радио, 1969. – 480 с.
16. Андросов В. П., Кузьмичев И. К. Влияние внутренних неоднородностей открытого резонатора на связь его колебаний с волноводными линиями: Препр. / Академия Наук УССР. Ин-т радиофизики и электроники; № 355. – Харьков: 1987. – 14 с.
17. Тарасов Л. В. Физика процессов в генераторах когерентного оптического излучения. – М.: Радио и связь, 1981. – 440 с.

И. К. Кузьмичев

Институт радіофізики та електроніки ім. О. Я. Усикова
НАН України,
вул. Ак. Проскури, 12, м. Харків, 61085, Україна

ВІДКРИТИЙ РЕЗОНАТОР

З ВІДРІЗКОМ ПРЯМОКУТНОГО ХВИЛЕВОДУ

Розглянуто напівсферичний відкритий резонатор з відрізком прямокутного хвилеводу, розташованим в центрі плоского дзеркала. В результаті виконаного теоретичного аналізу встановлено, що ефективність збудження в ньому хвилі TE_{10} з допомогою коливання резонатора TEM_{00q} може досягати $\approx 90\%$ за певних поперечних розмірів хвилеводу. Виконано експериментальні дослідження напівсферичного відкритого резонатора з відрізком надрозмірного прямокутного хвилеводу в чотирьохміліметровому діапазоні довжин хвиль. При цьому поперечні розміри хвилеводу бралися з умови отримання максимальної ефективності збудження основної хвилеводної хвилі. Було виявлено, що у цій резонансній системі збуджується лише основний тип коливань у всьому діапазоні настройки. Порівняння коефіцієнтів відбиття навантаженого на хвилевод резонатора за наявності та відсутності відбивної дифракційної ґратки на дні відрізка хвилеводу показує, що обидві електродинамічні системи мають приблизно однакові втрати.

I. K. Kuzmichev

O. Ya. Usikov Institute for Radiophysics and Electronics,
National Academy of Sciences of Ukraine,
12, Akad. Proskura St., Kharkiv, 61085, Ukraine

AN OPEN RESONATOR LOADED
WITH A RECTANGULAR WAVEGUIDE SECTION

A hemispherical open resonator with a rectangular waveguide section mounted at the center of the open resonator plane mirror is considered. A theoretical analysis has been made to find out that the excitation efficiency of the waveguide wave TE_{10} excited by the open resonator oscillation TEM_{00q} can reach 90 % for some certain cross-sectional dimensions of the

waveguide. To this end, a hemispherical open resonator with a superdimensional rectangular waveguide section was experimentally studied in the 4 mm wave region. The cross-sectional dimensions were chosen under the condition of obtaining maximum excitation efficiency of the fundamental waveguide wave. The study shows that the excitation of the fundamental mode alone holds in this resonant system across the whole tuning range. Comparison of reflection coefficients of a waveguide-loaded resonator either with or without a reflecting diffraction grating at the waveguide section bottom indicates that both of the electrodynamic systems have nearly equal losses.

Статья поступила в редакцию 29.04.2014