

## АНТЕННЫ, ВОЛНОВОДНАЯ И КВАЗИОПТИЧЕСКАЯ ТЕХНИКА

УДК 621.375.4

PACS number: 07.57.-c

И. К. КУЗЬМИЧЕВ<sup>1</sup>, В. Д. ЕРЕМКА<sup>1</sup>,  
А. В. МАЙ<sup>2</sup>, А. С. ТРОЩИЛО<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт радиофизики и электроники им. А. Я. Усикова НАН Украины,  
ул. Ак. Проскуры, 12, г. Харьков, 61085, Украина  
E-mail: kuzmichev.igr@i.ua, v.yeryomka@gmail.com

<sup>2</sup> ООО НПП “Синко”,  
ул. Эжена Потье, 8а, г. Киев, Украина, 03680,  
E-mail: amay@ukr.net

### ОТКРЫТЫЙ РЕЗОНАТОР ДЛЯ СЛОЖЕНИЯ МОЩНОСТЕЙ В СУБТЕРАГЕРЦЕВОМ И ТЕРАГЕРЦЕВОМ ДИАПАЗОНАХ

*Предмет и цель работы: исследование особенностей возбуждения первого высшего аксиально-несимметричного типа колебаний в открытом резонаторе, включенном в волноводную линию передачи.*

*Методы и методология: Для определения эффективности возбуждения высшего колебания в резонаторе с помощью высшей волны прямоугольного волновода используется коэффициент использования поверхности антенны. Коэффициент отражения от открытого резонатора определяется с помощью известного метода суммирования парциальных коэффициентов отражения от резонансной системы.*

*Результаты: Рассмотрена эффективность возбуждения первого высшего аксиально-несимметричного типа колебаний  $TEM_{10q}$  в открытом резонаторе, включенном в волноводную линию передачи, с помощью волны  $TE_{20}$ . Исследования проведены с учетом векторного характера электромагнитного поля. Показано, что при определенных размерах возбуждающего элемента связи эффективность возбуждения рабочего колебания составляет 0.867. При этом резонансная система обладает одночастотным откликом в широкой полосе частот. Благодаря этому она может быть применена для сложения мощностей отдельных источников колебаний. Поскольку такая резонансная система позволяет разделить функции согласования по полю и по связи, можно обеспечить любую наперед заданную связь источников с резонансным объемом. Для этого используются одномерные дифракционные решетки (случай E-поляризации).*

*Заключение: При согласованном возбуждении аксиально-несимметричных типов колебаний резонансная система обладает угловой и частотной селекцией спектра, что имеет большое практическое значение для сложения мощностей. С помощью одномерных дифракционных решеток (случай E-поляризации), располагаемых в раскрывах элементов связи, можно согласовать активные элементы с резонансным объемом.*

*Ключевые слова: терагерцевый диапазон, открытый резонатор, прямоугольный волновод, эффективность возбуждения колебаний, сложение мощностей*

#### 1. Введение

В последнее время возник большой интерес к терагерцевому частотному диапазону [1–5]. Волны этого диапазона проникают через бумагу, пластмассу, одежду и поэтому могут быть с успехом применены для досмотра в местах массового скопления людей методами активной или пассивной локации. Терагерцевые волны представляют

интерес для астрофизических исследований фонового космического излучения, анализа спектров отдельных звезд и галактик. Электромагнитное излучение этого диапазона способно проникать в биологическую ткань на небольшую глубину и отражаться обратно, что позволяет диагностировать некоторые формы рака с помощью более безопасных и менее агрессивных и болезненных процедур. Для успешного решения не только перечисленных, но и многих других задач необходимы компактные когерентные источники терагерцевого излучения, обеспечивающие достаточные

уровни выходной мощности. Однако, с ростом частоты падает выходная мощность как твердотельных, так и классических электровакуумных источников. В первом случае это связано с увеличивающейся ролью паразитных параметров прибора и укорочением времени пролета носителей заряда в активной области, а во втором – с увеличением омических потерь и ухудшением эффективности взаимодействия электронного потока с одной из поверхностных гармоник замедляющей системы при уменьшении геометрических размеров прибора.

Одним из возможных путей решения этих проблем является применение сумматоров мощности. В СВЧ диапазоне наиболее широкое применение нашли мостовые схемы и сложение мощностей отдельных источников в едином резонансном объеме [6]. С переходом в субтерагерцевый ( $100 < f < 300$  ГГц), а тем более в терагерцевый ( $300 < f < 3000$  ГГц) частотные диапазоны [7] возрастают требования, предъявляемые к точности изготовления элементной базы. С другой стороны, для получения в объемных резонаторах одномодового режима их геометрические размеры должны быть сравнимы с рабочей длиной волны. Это приводит к уменьшению объема, занимаемого рабочим колебанием, и, следовательно, добротности, что в итоге скажется на коэффициенте суммирования мощностей отдельных источников. Поэтому в указанных частотных диапазонах необходимо переходить к открытым резонаторам (ОР), которые находят применение при сложении мощностей твердотельных источников в КВЧ (крайне высокочастотном) диапазоне,  $30 < f < 100$  ГГц, [8–12]. Практически во всех перечисленных работах источники колебаний располагаются в резонансном объеме. В этом случае имеет место сильная связь всех генераторов с общим резонатором и, как следствие, между собой, что вызывает трудности в настройке сумматора мощности и делает такие системы критически к разбросу параметров отдельных источников даже при малом их числе [13]. В этом плане наиболее перспективными являются ОР с источниками, вынесенными из резонансного объема [14, 15]. При этом обеспечивается синхронизация активных элементов, а связь между ними становится более слабой. Все суммируемые

источники связаны с колебанием резонатора с помощью щелевых элементов связи.

Поскольку ширина диаграммы направленности каждого такого элемента связи шире апертуры противоположащего зеркала, то часть мощности излучается в окружающее пространство, образуя так называемый нерезонансный фон [16]. За счет дифракции волнового пучка на элементах связи возникают дополнительные потери мощности. Все это приводит к снижению коэффициента суммирования и невозможности экранировать ОР металлическим экраном из-за сильного сгущения спектра [17, 18]. Поэтому, на наш взгляд, наиболее перспективным для сложения мощностей является ОР, в состав которого включены предложенные в работе [19] апертурные элементы связи. В этой связи исследование особенностей возбуждения одного из высших аксиально-несимметричных типов колебаний в ОР, включенном в волноводную линию передачи, является актуальной задачей.

## 2. $TE_{mn}$ -волны в полом прямоугольном волноводе

Компоненты поперечного электрического поля  $TE_{mn}$ -волн в прямоугольном волноводе сечением  $a \times b$  определяются выражением [20]

$$\vec{E}_{mn}(x, y, z) = C_0 \vec{e}_{mn}(x, y) e^{\pm i \zeta_{mn} z}. \quad (1)$$

Здесь  $C_0 = ik_0 W_0 \mu_0$ ,  $k_0 = \omega \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}$ ,  $m^{-1}$ ,  $\omega = 2\pi f$  – круговая частота, Гц,  $\varepsilon_0 = 10^{-9}/(36\pi)$ , Ф/м,  $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ , Гн/м,  $W_0 = \sqrt{\mu_0/\varepsilon_0} = 120\pi$ , Ом;  $\zeta_{mn} = \sqrt{k_0^2 - \chi_{mn}^2}$  – постоянная распространения  $TE_{mn}$ -волны ( $\text{Re} \zeta_{mn} \geq 0$ ,  $\text{Im} \zeta_{mn} \geq 0$ ),  $\chi_{mn}^2 = (m\pi/a)^2 + (n\pi/b)^2$ ; а поперечная собственная функция  $TE_{mn}$ -волны имеет вид [20]:

$$\vec{e}_{mn}(x, y) = \frac{1}{N_{mn}} \left[ -\frac{n\pi}{b} \cos \frac{m\pi x}{a} \sin \frac{n\pi y}{b} \vec{x}_0 + \frac{m\pi}{a} \sin \frac{m\pi x}{a} \cos \frac{n\pi y}{b} \vec{y}_0 \right], \quad (2)$$

где  $N_{mn} = \chi_{mn} \sqrt{(1 + \delta_{m0})(1 + \delta_{n0})} \sqrt{ab}/2$  – константа нормировки, определяемая из условия ортогональности функций  $\vec{e}_{mn}(x, y)$ ,

$$\int_0^a \int_0^b (\vec{e}_{mn} \cdot \vec{e}_{np}) dx dy = \delta_{mq} \delta_{np},$$

$\delta_{mq}$  и  $\delta_{np}$  – дельта Кронекера.

### 3. Возбуждение колебания $TEM_{10q}$ в ОР с помощью волны $TE_{20}$ прямоугольного полого волновода

Для понимания процесса сложения в ОР мощностей излучения нескольких источников рассмотрим эффективность возбуждения первого высшего аксиально-несимметричного  $TEM_{10q}$  колебания в полусферическом резонаторе с помощью прямоугольного полого волновода сечением  $a \times b$ , в котором распространяется волна  $TE_{20}$ . Анализ будем проводить с учетом векторного характера электрического поля. Волновод расположен в центре плоского зеркала. Геометрические параметры такого резонатора и амплитудное распределение возбуждающего поля  $\vec{E}_e(x, y)$  и поля колебания ОР  $\vec{E}_w(x, y)$  приведены на рис. 1. Здесь же показана ориентация векторов напряженности электрического поля в волноводе и в резонаторе.

Запитывающий прямоугольный волновод ориентирован таким образом, что вектор напряженно-

сти электрического поля  $\vec{E}_e$  волны  $TE_{20}$ , распространяющейся в нем и возбуждающей  $TEM_{10q}$  колебание в резонаторе, перпендикулярен плоскости рисунка (см. рис. 1). Распределение электрической компоненты поля волны  $TE_{20}$  в прямоугольном волноводе в плоскости  $z = 0$  получаем из (1), (2):

$$\vec{E}_e(x, y) = \vec{E}_{20}(x, y, 0) = C_0 \vec{e}_{20}(x, y). \quad (3)$$

Отражением от открытого конца прямоугольного волновода пренебрегаем и считаем апертуры зеркал бесконечными.

Запишем распределение электрической компоненты поля рабочего колебания в плоскости  $z = 0$  [21]:

$$\vec{E}_w(x, y) = A_{10} \frac{2\sqrt{2}x}{w_0} \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{w_0^2}\right) \vec{y}_0, \quad (4)$$

где  $A_{10}$  – амплитудный коэффициент,  $w_0$  – радиус пятна поля основного колебания резонатора  $TEM_{00q}$  на плоском зеркале.

Из теории зеркальных антенн [22, 23] известно, что для получения высокого коэффициента использования поверхности необходимо согласовать поля в фокальной плоскости рефлектора и в раскрытие облучателя. С физической точки зрения это аналогично согласованию поля резонатора с полем волны, распространяющейся по волноводу, расположенному в центре плоского зеркала ОР. Для определения эффективности возбуждения  $\eta$  колебания  $TEM_{10q}$  в резонаторе с помощью волны  $TE_{20}$  прямоугольного волновода воспользуемся выражениями (3), (4) и соотношением [22–24]

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

Значок “\*” указывает на комплексно-сопряженную функцию. Соотношение (5) показывает, какая доля энергии, подводимой по волноводу к резонатору, идет на возбуждение рабочего колебания. 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 [24]:

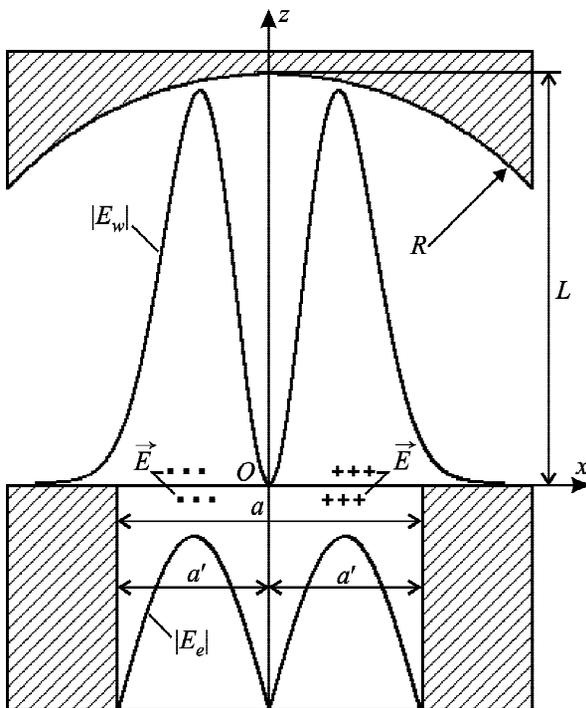


Рис. 1. Модель полусферического ОР с отрезком прямоугольного полого волновода

$$\|\vec{E}_e(x, y)\|^2 = \int_{-a/2}^{a/2} \int_{-b/2}^{b/2} \vec{E}_e(x, y) \vec{E}_e^*(x, y) dx dy, \quad (6)$$

$$\|\vec{E}_w(x, y)\|^2 = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \vec{E}_w(x, y) \vec{E}_w^*(x, y) dx dy. \quad (7)$$

После подстановки функций  $\vec{E}_e$  и  $\vec{E}_w$ , определяемых равенствами (3), (4), в выражения (6), (7) получим в окончательном виде

$$\|\vec{E}_e(x, y)\|^2 = |C_0|^2, \quad (8)$$

$$\|\vec{E}_w(x, y)\|^2 = A_{10}^2 \pi w_0^2. \quad (9)$$

Подставляя (3), (4), (8), (9) в (5) и опуская промежуточные выкладки, получим соотношение для величины  $\eta$  в аналитическом виде:

$$\eta = \frac{4\pi^3}{\tilde{a}^3 \tilde{b}} \Phi^2\left(\frac{\tilde{b}}{2}\right) e^{-2\left(\frac{\pi}{\tilde{a}}\right)^2} \times \left[ 2 + e^{\left(\frac{\pi}{\tilde{a}}\right)^2 - \left(\frac{\tilde{a}}{2}\right)^2} (W(g) + W^*(g)) \right]^2, \quad (10)$$

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

На рис. 2 приведена зависимость  $\eta(\tilde{a}, \tilde{b})$ , рассчитанная численно по формуле (10). Как видно из рисунка, правильный выбор поперечных размеров возбуждающего прямоугольного волновода, по которому распространяется волна  $TE_{20}$ , позволяет получить высокую эффективность возбуждения колебания  $TEM_{10q}$  в ОР. Ее максимальное значение  $\eta = 0.867$  при нормированных размерах элемента связи  $\tilde{a} = 3.338$  и  $\tilde{b} = 1.980$ . Таким образом, на основании проведенных расчетов можно сделать вывод, что приблизительно 87 % мощности, подводимой по волноводу к резонатору, идет на возбуждение рассматриваемого колебания.

Полученное значение величины  $\eta$  при оптимальных геометрических размерах волноводного раскрыва говорит о том, что резонансная система должна обладать угловой и частотной

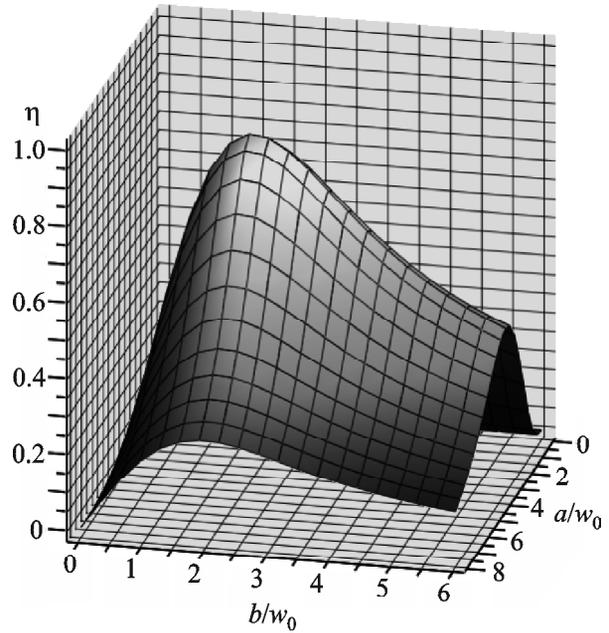


Рис. 2. Эффективность возбуждения колебания  $TEM_{10q}$  в ОР с помощью волны  $TE_{20}$  при изменении нормированных размеров возбуждающего элемента связи

селекцией спектра. Для подтверждения этого факта необходимо провести дополнительные исследования. Мы рассматривали аксиально-несимметричное  $TEM_{10q}$  колебание ОР в функциях Эрмита–Гаусса (см. рис. 3, а) в связи с тем, что подобные колебания возбуждаются в резонансной системе при нарушении аксиальной симметрии (в нашем случае это прямоугольный полый волновод в центре плоского зеркала).

Рассмотрим эффективность возбуждения в ОР аксиально-несимметричного  $TEM_{30q}$  колебания (см. рис. 3, б), структура электрического поля которого наиболее близка к структуре поля анализируемого колебания, с помощью той же волноводной волны  $TE_{20}$ . Как и выше, возбуждающее поле определяется выражением (3), а квадрат его нормы – уравнением (8). Распределение электрической компоненты поля рабочего колебания ОР, которое представляет собой высшее аксиально-несимметричное  $TEM_{30q}$  колебание, описывается соотношением [21]

$$\vec{E}_w(x, y) = A_{30} \times \left[ 8 \left( \frac{\sqrt{2}x}{w_0} \right)^3 - 12 \left( \frac{\sqrt{2}x}{w_0} \right) \right] \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{w_0^2}\right) \vec{y}_0. \quad (11)$$

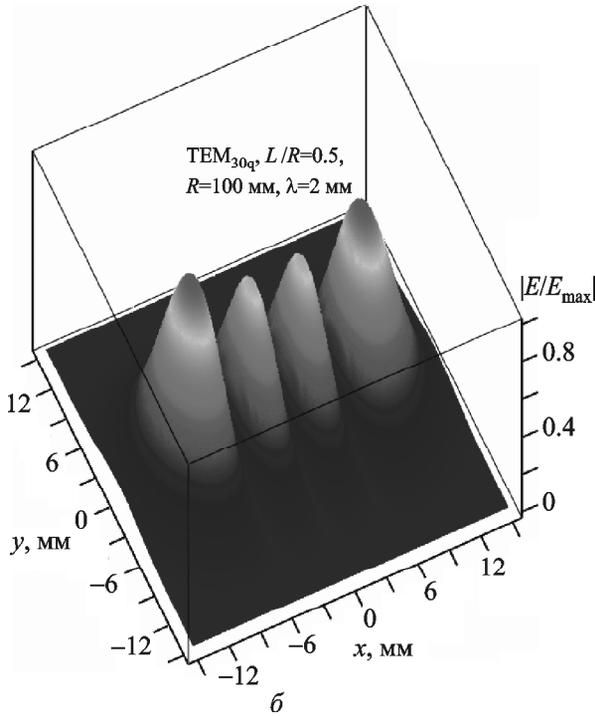
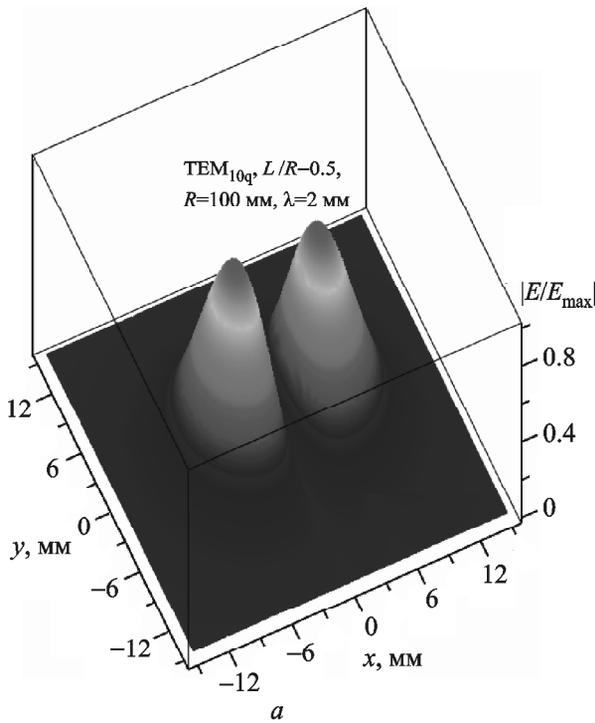


Рис. 3. Структура электрического поля колебаний  $TEM_{10q}$  (а) и  $TEM_{30q}$  (б) на плоском зеркале полусферического ОР в субтерагерцевом диапазоне

После подстановки (11) в (7) получим выражение для квадрата нормы рабочего поля:

$$\|\vec{E}_w(x, y)\|^2 = 24A_{30}^2\pi w_0^2. \quad (12)$$

Теперь запишем соотношение, определяющее эффективность возбуждения колебания  $TEM_{30q}$  в полусферическом ОР с помощью волноводной волны  $TE_{20}$ . После подстановки (3), (8), (11) и (12) в (5) получим

$$\eta = \frac{\tilde{a}}{12\tilde{b}} \Phi^2 \left( \frac{\tilde{b}}{2} \right) \int_{-1/2}^{1/2} \left[ 8(\sqrt{2}u\tilde{a})^3 - 12(\sqrt{2}u\tilde{a}) \right] \times \sin(2\pi u) \exp(-u^2\tilde{a}^2) du \Big|^2. \quad (13)$$

Результаты расчета по формуле (13) показаны на рис. 4. Как оказалось, при  $\tilde{a} = 3.338$  и  $\tilde{b} = 1.980$  эффективность возбуждения колебания  $TEM_{30q}$  в резонаторе равна нулю. При этом эффективность возбуждения колебания  $TEM_{10q}$  в полусферическом ОР с помощью волны  $TE_{20}$  имеет максимальное значение.

Таким образом, проведенные исследования показывают, что при оптимальном выборе поперечных размеров прямоугольного волновода, который выполнен в центре плоского зеркала полусферического ОР и в котором распространяется волна  $TE_{20}$ , резонатор будет обладать одночас-

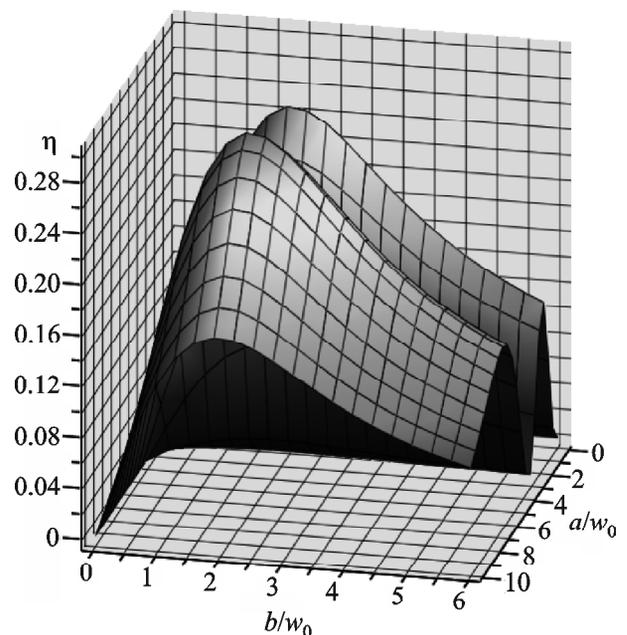


Рис. 4. Эффективность возбуждения колебания  $TEM_{30q}$  в ОР с помощью волны  $TE_{20}$  при изменении нормированных размеров возбуждающего элемента связи

тотным откликом в широкой полосе частот. Этот вывод основан на том, что при  $\eta = 0.867$  почти вся подводимая к ОР мощность пойдет на возбуждение колебания  $TEM_{10q}$ . Полученный результат имеет важное практическое значение для создания сумматоров мощности на базе открытой резонансной системы.

Если в плоскости  $yz$  в возбуждающем волноводе (см. рис. 1) расположить металлическую плоскость, то мы получим два прямоугольных волновода сечением  $a' \times b$ . В каждом из этих волноводов будет распространяться основная волноводная волна  $TE_{10}$ . При этом максимальная эффективность возбуждения колебания  $TEM_{10q}$  в ОР с помощью такой волны составит  $\eta = 0.4335$  при размерах прямоугольного раскрыва  $\tilde{a}' \times \tilde{b} = 1.669 \times 1.98$ . Эффективность возбуждения рассматриваемого колебания с помощью двух прямоугольных волноводов указанных размеров (см. рис. 1) увеличится в два раза и будет совпадать со значением  $\eta$ , полученным выше.

При расположении источников колебаний в каждом из двух прямоугольных волноводов, переходящих в излучатели указанных выше размеров, мы получим сумматор мощности на основе полусферического ОР, в котором возбуждается  $TEM_{10q}$  колебание (см. рис. 5). Такая резонансная система, кроме высокого коэффициента суммирования (0.867), должна обеспечивать еще и фазовую синхронизацию самих источников [25]. При возбуждении аксиально-несимметричных колебаний с более высокими поперечными индексами в резонаторе можно эффективно сложить мощности трех (колебание  $TEM_{20q}$ ) или четырех

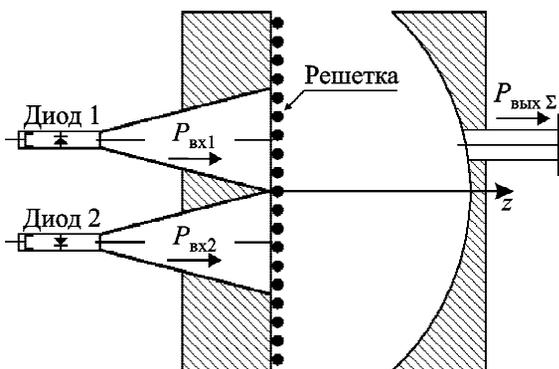


Рис. 5. Схема сумматора мощности на основе полусферического ОР, в котором возбуждается колебание  $TEM_{10q}$

(колебание  $TEM_{30q}$ , см. рис. 3, б) источников. В каждом случае при оптимальном выборе геометрических размеров элементов связи резонатор будет обладать одночастотным откликом, как было показано выше на примере колебаний  $TEM_{10q}$  и  $TEM_{30q}$ .

#### 4. Анализ согласования ОР с волноводной линией передачи

Предложенная схема суммирования имеет преимущества перед другими схемами на базе ОР, поскольку, помимо выноса источников колебаний из резонансного объема, позволяет разделить функции согласования по полю и по связи. Выбирая геометрические размеры каждого из раскрывов, мы согласовываем электрические компоненты волн  $TE_{10}$  в волноводах с рабочим колебанием  $TEM_{10q}$  резонатора. Поскольку поперечные размеры каждого из двух волноводов в плоскости зеркала ОР превосходят рабочую длину волны ( $\lambda < w_0 < (a', b)$ ), связь активных элементов с резонатором должна быть выше критической (коэффициент отражения от ОР  $\Gamma < 0$ ). Изменяя период располагаемой на плоском зеркале резонатора дифракционной решетки, проволочные ламели которой параллельны вектору напряженности электрического поля возбуждающей волны  $TE_{10}$  (случай  $E$ -поляризации), можно обеспечить любую наперед заданную связь источников с рабочим колебанием (см. рис. 5).

Из физических соображений понятно, что для получения максимальной суммарной мощности источники колебаний должны быть согласованы с ОР ( $\Gamma = 0$ ). Будем рассматривать плоскопараллельный резонатор, включенный по схеме на отражение. Считаем, что в центре одного из зеркал расположены не два прямоугольных волновода с волнами  $TE_{10}$ , а один с волной  $TE_{20}$ , распределение электрической компоненты которой описывается выражениями (1), (2). В раскрыве волновода расположена проволочная дифракционная решетка ( $E$ -поляризация). Для определения коэффициента отражения от ОР воспользуемся известным методом суммирования парциальных коэффициентов отражения от резонансной системы (см. рис. 1) [26, 27]. Поскольку решение задачи ищется в приближении плоских волн, а рабочий тип колебаний ОР представляет собой квазиоптический пучок, его необходимо аппроксимиро-

вать плоской волной. Обоснование такого рассмотрения дается в работе [19]. Запишем соотношение, определяющее резонансный коэффициент отражения от ОР [28]:

$$\Gamma = |r_1| - \frac{|t_1|^2 |r_2| S_e S_r^2}{1 - |r_1| |r_2| S_r^2}. \quad (14)$$

Здесь  $|r_1|$  и  $|t_1|$  – соответственно модули коэффициентов отражения и передачи проволочной дифракционной решетки ( $E$ -поляризация) с изменяемым периодом в раскрытие прямоугольного волновода в центре плоского зеркала ОР, которые связаны соотношением  $|r_1|^2 + |t_1|^2 = 1$  [29];  $|r_2|$  – модуль коэффициента отражения второго зеркала резонатора, который полагаем равным единице;  $S_e = \exp(-\alpha_e/2)$  и  $S_r = \exp(-\alpha_r/2)$  – коэффициенты передачи по полю за проход волны от одного зеркала до другого, которые определяются потерями на возбуждение,  $\alpha_e = P_e/P_{res} = 1 - \eta$ , и резонансными потерями,  $\alpha_r = \alpha_d + \alpha_{oh} = (P_d + P_{oh})/P_{res}$ ,  $P_e$  – потери мощности, которые в общем случае складываются из потерь на “перелив” мощности за кромки одного из зеркал резонатора и потерь на несогласованное возбуждение колебания в ОР,  $P_d$  и  $P_{oh}$  – мощности дифракционных и омических потерь соответственно, а  $P_{res}$  – мощность, поступающая в ОР через элемент связи в момент резонанса. При расчете эффективности возбуждения колебания в резонаторе мы предположили, что апертуры зеркал бесконечны. Поэтому  $P_e$  будет определяться потерями мощности на несогласованное возбуждение, а резонансные потери в ОР – только мощностью омических потерь  $P_{oh}$ .

На рис. 6 приведены зависимости коэффициента отражения  $\Gamma$ , определяемого выражением (14), от резонансных потерь  $\alpha_r$  для различных значений периода  $l$  проволочной дифракционной решетки ( $E$ -поляризация) в раскрытие волновода: 0.05 мм (кривая 1), 0.10 мм (кривая 2), 0.15 мм (кривая 3). Решетка намотана медным проводом диаметром  $d = 0.02$  мм. Кривые построены для длины волны в свободном пространстве  $\lambda = 2$  мм и значения  $S_e = 0.936$  ( $\eta = 0.867$ ), что соответствует максимальной эффективности возбуждения колебания  $TEM_{10q}$  в ОР с помощью волноводной волны  $TE_{20}$ . Модуль коэффициента отражения  $|r_1|$  дифракционной решетки вычисляется по формуле [30]

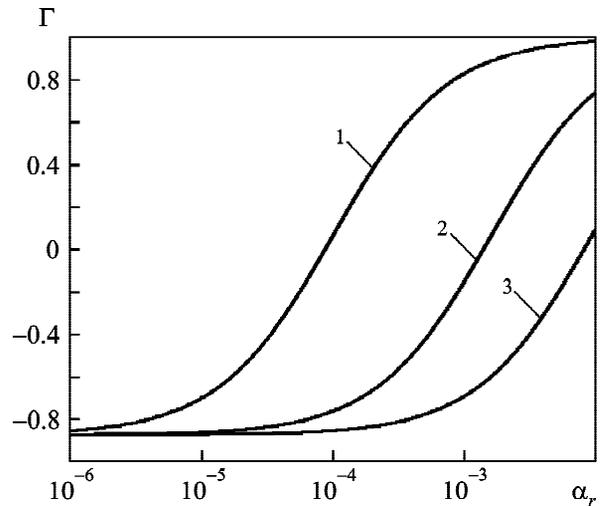


Рис. 6. Зависимости коэффициента отражения от резонансных потерь в ОР в субтерагерцевом диапазоне для различных значений периода решетки: 0.05 мм (кривая 1), 0.10 мм (кривая 2), 0.15 мм (кривая 3)

$$|r_1| = \frac{1 - k_0^2 l_0 l_2}{\sqrt{(1 + k_0^2 l_0^2)(1 + k_0^2 l_2^2)}},$$

где  $l_0 = (l/\pi) \ln(l/2\pi d)$ ,  $l_2 = \pi d^2/l$ .

Как видно из рис. 6, поведение расчетных зависимостей коэффициента отражения  $\Gamma$  от резонансных потерь  $\alpha_r$  хорошо согласуется с экспериментально измеренными зависимостями коэффициента отражения от ОР при уменьшении расстояния между отражателями  $L/R$  [18]. В этом случае уменьшаются размеры пятен полей на зеркалах и, как следствие, становятся меньше  $\alpha_r$ . При изменении периода решетки в раскрытие волновода режим согласования ( $\Gamma = 0$ ) имеет место при различных значениях резонансных потерь:  $\alpha_r = 8.72 \cdot 10^{-5}$  при  $l = 0.05$  мм (кривая 1),  $\alpha_r = 1.39 \cdot 10^{-3}$  при  $l = 0.10$  мм (кривая 2),  $\alpha_r = 8.15 \cdot 10^{-3}$  при  $l = 0.15$  мм (кривая 3). Проведенные расчеты показывают, что в случае использования зеркал с хорошим качеством обработки поверхности для получения согласованного режима по связи целесообразно применять густые решетки.

Представляет также интерес рассмотреть зависимость нагруженной добротности резонатора  $Q_L$  от коэффициента передачи решетки  $|t_1|$ . Для этого запишем выражение, определяющее  $Q_L$  [28]:

$$Q_L = \frac{2kL\sqrt{|r_1||r_2|}S_r}{1-|r_1||r_2|S_r^2}.$$

Эти зависимости в предположении, что  $|r_2|=1$  приведены на рис. 7 для трех значений резонансных потерь, соответствующих согласованному возбуждению резонатора:  $\alpha_r = 8.72 \cdot 10^{-5}$  (кривая 1),  $\alpha_r = 1.39 \cdot 10^{-3}$  (кривая 2) и  $\alpha_r = 8.15 \cdot 10^{-3}$  (кривая 3). При  $|t_1|=0$  добротность связи резонатора с волноводом равна бесконечности. Следовательно,  $Q_L$  будет определяться собственной добротностью резонатора  $Q_0$ , которая зависит только от резонансных потерь в системе. Как видно из рисунка, с ростом резонансных потерь и при  $|t_1|=0$  значение  $Q_L/kL$  уменьшается: 22940 (кривая 1), 1439 (кривая 2), 245.4 (кривая 3). По мере роста  $|t_1|$  отличие в значениях нагруженных добротностей ОР при различных резонансных потерях будет проявляться слабее. Это связано с тем, что в случае слабой связи ( $|t_1| \leq 0.3$ ), соответствующей применению густых решеток, нагруженная добротность ОР, как было сказано выше, определяется добротностью  $Q_0$ , которая, в свою очередь, зависит только от величины резонансных потерь. С увеличением коэффициента передачи решетки ( $|t_1| \geq 0.5$ ) нагруженная добротность резонатора будет определяться добротностью связи резонатора  $Q_{con}$  с волноводным трактом, и изменение резонансных потерь практически не будет сказываться на значениях  $Q_L$ .

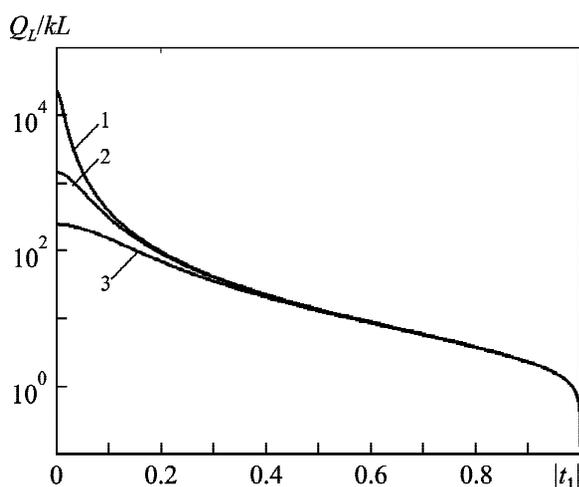


Рис. 7. Поведение нагруженной добротности ОР при изменении коэффициента передачи решетки:  $\alpha_r = 8.72 \cdot 10^{-5}$  (кривая 1),  $\alpha_r = 1.39 \cdot 10^{-3}$  (кривая 2) и  $\alpha_r = 8.15 \cdot 10^{-3}$  (кривая 3)

Из приведенного рисунка также следует, что для получения высоких значений нагруженной добротности при согласовании источников колебаний с резонатором ( $\Gamma = 0$ ) необходимо применять густые решетки.

## 6. Выводы

Таким образом, проведенные в работе исследования позволяют сделать ряд важных практических выводов.

1. При оптимальном выборе геометрических размеров элементов связи отдельных источников колебаний с открытой резонансной системой можно обеспечить высокий коэффициент суммирования мощностей в субтерагерцевом и терагерцевом частотных диапазонах.

2. Большое значение для сложения мощностей имеет полученный в работе результат, свидетельствующий о том, что при согласованном возбуждении аксиально-несимметричных типов колебаний резонансная система будет обладать угловой и частотной селекцией спектра.

3. Выбирая соответствующим образом параметры (период и коэффициент заполнения) одномерной дифракционной решетки (случай  $E$ -поляризации), располагаемой в раскрыве элемента связи, можно обеспечить любую наперед заданную связь источника с резонансным объемом.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Siegel Peter H. Terahertz Technology // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. – 2002. – Vol. 50, No. 3. – P. 910–928. DOI: 10.1109/22.989974.
2. Ситников А. Г., Михайлов В. М., Тельминов А. Е. Терагерцовое излучение: применение в молекулярной спектроскопии и источники молекулярного излучения // Оптика атмосферы и океана. – 2009. – Т. 22, № 11. – С. 1092–1098.
3. Popovic Z. and Grossman E. N. THz metrology and instrumentation // IEEE Trans. THz Sci. Technol. – 2011. – Vol. 1, No. 1. – P. 133–144. DOI: 10.1109/THZ.2011.2159553
4. Кулипанов Г. Н. Генерация и использование терагерцового излучения: история и перспективы // Вестн. НГУ. Сер.: Физика. – 2010. – Т. 5, № 4. – С. 24–27.
5. Svetlitz A., Slavenko M., Blank T., Brouk I., Stolyarova S., and Nemirovsky Y. THz Measurements and Calibration Based on a Blackbody Source // IEEE Trans. THz Sci. Technol. – 2014. – Vol. 4, No. 3. – P. 347–359. DOI: 10.1109/THZ.2014.2309003.
6. Карушкин Н. Ф., Касаткин Л. В., Мальцев С. Б. Опыт разработки мощных импульсных источников мощности миллиметрового диапазона волн на ЛПД // Труды 16-й Международной Крымской конференции “СВЧ-техника”

- ка и телекоммуникационные технологии”. – Севастополь (Украина). – 2006. – Т. 1. – С. 135–137.
7. Исаев В. М., Кабанов И. Н., Комаров В. В., Мецанов В. П. Современные радиоэлектронные системы терагерцового диапазона // Доклады Томского госуд. ун-та систем управления и радиоэлектроники (ТУСУР). – 2014. – № 4 (34). – С. 5–21.
  8. Бородин А. И., Булгаков Б. М., Матвеева В. А., Родионов А. В., Смородин В. В., Шестопалов В. П. Полупроводниковый генератор миллиметрового диапазона с квазиоптической резонаторной системой // Письма в ЖТФ. – 1979. – Т. 5, вып. 5. – С. 285–288.
  9. Овечкин С. М., Ребров С. И., Сазонов В. П., Синицын В. В., Тагер А. С. Сложение мощностей диодов Ганна в открытом СВЧ резонаторе // Письма в ЖТФ. – 1984. – Т. 10, вып. 6. – С. 367–370.
  10. Mizuno K., Ajikata T., Hieda M., and Nakayama M. Quasi-optical resonator for millimetre and submillimetre wave solid-state sources // *Electron. Lett.* – 1988. – Vol. 24, No. 13. – P. 791–793. DOI: 10.1049/el:19880538.
  11. Jongsuck B., Aburakawa Y., Kondo H., Tanaka T., and Mizuno K. Millimeter and submillimeter wave quasi-optical oscillator with Gunn diodes // *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.* – 1993. – Vol. 41, No. 10. – P. 1851–1855. DOI: 10.1109/22.247932.
  12. Judaschke R., Höft M., and Schünemann K. Quasi-optical 150-GHz power combining oscillator // *IEEE Microw. Compon. Lett.* – 2005. – Vol. 15, No. 5. – P. 300–302. DOI: 10.1109/LMWC.2005.847660.
  13. Дворников А. А., Уткин Г. М. О сложении мощностей многих автогенераторов // *Радиотехника и электроника.* – 1974. – Т. 19, № 3. – С. 550–559.
  14. Tyagi R. K. and Singh D. Quasi-optical resonator for power combining at W-band // *Int. J. Infrared Millim. Waves.* – 1996. – Vol. 17, No. 2. – P. 385–391. DOI: 10.1007/BF02088161
  15. Arkhipov A. V., Belous O. I., Bulgakov B. M., and Fisun A. I. Millimeter wave power combiner based on a half-open resonator // *Int. J. Infrared Millim. Waves.* – 2002. – Vol. 23, No. 3. – P. 507–516. DOI: 10.1023/A:1015054124268
  16. Кузьмичев И. К., Хлопов Г. И. Согласованное возбуждение квазиоптических открытых резонаторов // *Квазиоптическая техника мм и субмм диапазонов волн: Сб. науч. трудов.* – Харьков: ИПЭ АН УССР, 1989. – С. 149–156.
  17. Вертий А. А., Деркач В. Н., Попенко Н. А., Шестопалов В. П. Экспериментальное исследование характеристик открытых резонаторов в цилиндрических оболочках // *Украинский физический журнал.* – 1978. – Т. 23, № 10. – С. 1666–1672.
  18. Андросов В. П., Кузьмичев И. К. Влияние на эффективность возбуждения открытого резонатора его параметров и связи с волноводом. – Харьков, 1987. – 30 с. – (Препринт / Ин-т радиофизики и электроники АН УССР; № 354).
  19. Кузьмичев И. К. Согласование квазиоптических открытых резонаторов с волноводной линией передачи // *Изв. вузов. Радиофизика.* – 2000. – Т. 43, № 4. – С. 325–334.
  20. Вайнштейн Л. А. Электромагнитные волны. – М.: Радио и связь, 1988. – 440 с.
  21. Когельник Х. Коэффициенты связи и коэффициенты преобразования волн в оптических системах / *Квазиоптика* / Пер. с англ. и нем. под ред. Б. З. Каценеленбаума и В. В. Шевченко. – М.: Мир, 1966. – С. 210–225.
  22. Бурштейн Э. Л. О мощности, принимаемой антенной при падении на нее неплоской волны // *Радиотехника и электроника.* – 1958. – Т. 3, № 2. – С. 186–189.
  23. Kay A. F. Near-Field Gain of Aperture Antennas // *IRE Trans. Antennas Propag.* – 1960. – Vol. 8, No. 6. – P. 586–593. DOI: 10.1109/TAP.1960.1144905.
  24. Kuzmichev I. K. Excitation efficiency of quasi-optical resonance systems // *Telecommunications and Radio Engineering.* – 2009. – Vol. 68, No. 1. – P. 49–63. DOI: 10.1615/TelecomRadEng.v68.i1.30
  25. DeLisio M. P. and York R. A. Quasi-Optical and Spatial Power Combining // *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.* – 2002. – Vol. 50, No. 3. – P. 929–936. DOI: 10.1109/22.989975.
  26. Вольман В. И., Пименов Ю. В. Техническая электродинамика / Под ред. Б. З. Айзенберга. – М.: Связь, 1971. – 488 с.
  27. Звелто О. Принципы лазеров / Пер. с англ. под ред. Т. А. Шмаонова. – М.: Мир, 1990. – 558 с.
  28. Кузьмичев И. К. Апертурное возбуждение открытых резонаторов миллиметрового диапазона: Автореф. дис... канд. физ.-мат. наук: 01.04.03. – Ростов-на-Дону: РГУ, 1991. – 16 с.
  29. Шестопалов В. П., Кириленко А. А., Масалов С. А., Сиренко Ю. К. Резонансное рассеяние волн. Том 1. Дифракционные решетки. – Киев: Наукова думка, 1986. – 232 с.
  30. Вайнштейн Л. А. К электродинамической теории решеток. Часть 1. // *Электроника больших мощностей.* – М.: Изд. АН СССР, 1963. – Вып. 2. – С. 26–56.

## REFERENCES

1. SIEGEL, PETER H., 2002. Terahertz Technology. *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.* vol. 50, no. 3, pp. 910–928. DOI: 10.1109/22.989974.
2. SITNIKOV, A. G., MIKHAILOV, V. M. and TELMINOV, A. E., 2009. Terahertz radiation: application in molecular spectroscopy and sources of molecular radiation. *Optika atmosfery i okeana*. vol. 22, no. 11, pp. 1092–1098 (in Russian).
3. POPOVIC, Z. and GROSSMAN, E. N., 2011. THz metrology and instrumentation. *IEEE Trans. THz Sci. Technol.* vol. 1, no. 1, pp. 133–144. DOI: 10.1109/TTHZ.2011.2159553.
4. KULIPANOV, G. N., 2010. Generation and application of terahertz radiation: history and perspective. *Vestnik Novosibirsk State University. Series: Physics*. vol. 5, is. 4, pp. 24–27 (in Russian).
5. SVETLITZA, A., SLAVENKO, M., BLANK, T., BROUK, I., STOLYAROVA, S. and NEMIROVSKY, Y., 2014. THz Measurements and Calibration Based on a Blackbody Source. *IEEE Trans. THz Sci. Technol.* vol. 4, no. 3, pp. 347–359. DOI: 10.1109/TTHZ.2014.2309003.
6. KARUSHKIN, N. F., KASATKIN, L. V. and MAL'TSEV, S. B., 2006. Experience in Development of High Power IMPATT Diode Sources for MM-Wave Range. In: *16<sup>th</sup> International Crimean conference on Microwave and telecommunication technology CriMiCo'06 Proceedings*. 11-15 Sept. 2006. Sevastopol, Ukraine, vol. 1,

- pp. 135–137 (in Russian). DOI: 10.1109/CRMICO.2006.256331
7. ISAEV, V. M., KABANOV, I. N., KOMAROV, V. V. and MESANOV, V. P., 2014. Modern radio-electronic systems of terahertz frequency range. *Proceedings of Tomsk State University of Control Systems and Radioelectronics*. no. 4 (34), pp. 5–21 (in Russian).
  8. BORODKIN, A. I., BULGAKOV, B. M., MATVEEVA, V. A., RODIONOV, A. V., SMORODIN, V.V. and SHESTOPALOV, V. P., 1979. Semiconductor generator of millimeter range with quasi-optical resonator system. *Pis'ma Zh. Tekh. Fiz.* vol. 5, is. 5, pp. 285–288 (in Russian).
  9. OVECHKIN, S. M., REBROV, S. I., SAZONOV, V. P., SINITSYN, V. V. and TAGER, A. S., 1984. Addition of power of Gunn diodes in open microwave resonator. *Pis'ma Zh. Tekh. Fiz.* vol. 10, is. 6, pp. 367–370 (in Russian).
  10. MIZUNO, K., AJIKATA, T., HIEDA, M. and NAKAYAMA, M., 1988. Quasi-optical resonator for millimetre and submillimetre wave solid-state sources. *Electron. Lett.* vol. 24, no. 13, pp. 791–793. DOI: 10.1049/el:19880538.
  11. JONGSUCK B., ABURAKAWA Y., KONDO H., TANAKA T., and MIZUNO K., 1993. Millimeter and submillimeter wave quasi-optical oscillator with Gunn diodes. *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.* vol. 41, no. 10, pp. 1851–1855. DOI: 10.1109/22.247932.
  12. JUDASCHKE, R., HÖFT M. and SCHÜNEMANN, K., 2005. Quasi-optical 150-GHz power combining oscillator. *IEEE Microw. Compon. Lett.* vol. 15, no. 5, pp. 300–302. DOI: 10.1109/LMWC.2005.847660.
  13. DVORNIKOV, A. A. and UTKIN, G. M., 1974. Addition of power of many oscillators. *Radiotekhnika i Elektronika*. vol. 19, no. 3, pp. 550–559 (in Russian).
  14. TYAGI, R. K. and SINGH, D., 1996. Quasi-optical resonator for power combining at W-band. *Int. J. Infrared Millim. Waves*. vol. 17, no. 2, pp. 385–391. DOI: 10.1007/BF02088161
  15. ARKHIPOV, A. V., BELOUS, O. I., BULGAKOV, B. M. and FISUN, A. I., 2002. Millimeter wave power combiner based on a half-open resonator. *Int. J. Infrared Millim. Waves*. vol. 23, no. 3, pp. 507–516. DOI: 10.1023/A:1015054124268
  16. KUZMICHEV, I. K. and KHLOPOV, G. I., 1989. Matched excitation of the quasi-optical open resonators. In: *Kvazi-opticheskaya tekhnika mm i submm diapazonov*. Kharkov, Ukraine: IRE AN USSR Publ. pp. 149–156 (in Russian).
  17. VERTIY, A. A., DERKACH, V. N., POPENKO, N. A. and SHESTOPALOV, V. P., 1978. Experimental investigation of characteristics of the open resonators in the cylindrical cladding. *Ukrainskii fizicheskii zhurnal*. vol. 23, no. 10, pp. 1666–1672 (in Russian).
  18. ANDROSOV, V. P. and KUZMICHEV, I. K., 1987. *Influence on excitation efficiency of the open resonator of its parameters and connection with a waveguide*. Kharkov, Ukraine: IRE AN UkSSR. Preprint no. 354 (in Russian).
  19. KUZMICHEV, I. K., 2000. Matching of quasi-optical open resonators with waveguide feeders. *Radiophys. Quantum Electron.* vol. 43, is. 4, pp 294–302. DOI: 10.1007/BF02677194
  20. VAINSHTEIN, L. A., 1988. *Electromagnetic waves*. Moscow, USSR: Radio i Svyaz' Publ. (in Russian).
  21. KOGELNIK, H., 1964. Coupling and conversion coefficients for optical modes. In: *Quasi-Optics. Symposium on Quasi-Optics Proceedings*. Brooklyn, NY: Polytechnic Press, pp. 333–347.
  22. BURSHTEIN, E. L., 1958. Power of non-planar waves received by an antenna. *Radiotekhnika i Elektronika*. vol. 3, no. 2, pp. 186–189 (in Russian).
  23. KAY, A. F., 1960. Near-Field Gain of Aperture Antennas. *IRE Trans. Antennas Propag.* vol. 8, no. 6, pp. 586–593. DOI: 10.1109/TAP.1960.1144905.
  24. KUZMICHEV, I. K., 2009. Excitation efficiency of quasi-optical resonance systems. *Telecommun. Radio Eng.* vol. 68, no. 1, pp. 49–63. DOI: 10.1615/TelecomRadEng.v68.i1.30
  25. DELISIO, M. P. and YORK, R. A., 2002. Quasi-Optical and Spatial Power Combining. *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.* vol. 50, no. 3, pp. 929–936. DOI: 10.1109/22.989975.
  26. VOLMAN, V. I. and PIMENOV, Y. V., 1971. *Technical electrodynamics*. Moscow, USSR: Svyaz' Publ. (in Russian).
  27. SVELTO, O., 1990. *Principles of lasers*. Moscow, USSR: Mir Publ. (in Russian).
  28. KUZMICHEV, I. K., 1991. *Aperture excitation of the open resonators in the millimeter range*: PhD. thesis ed. Rostov State University (in Russian).
  29. SHESTOPALOV, V. P., KIRILENKO, A. A., MASALOV, S. A. and SIRENKO, Y. K., 1986. *Resonance wave scattering. Vol. 1. Diffraction Gratings*. Kyiv, Ukraine: Naukova Dumka Publ. (in Russian).
  30. VAINSHTEIN, L. A., 1963. On the electrodynamic theory of gratings. Part 1. In: *Elektronika bol'shikh moshchnostey*. Moscow, USSR: USSR Academy of Sciences Publ. House. no. 2, pp. 26–56 (in Russian).
- I. K. Kuz'michev<sup>1</sup>, V. D. Yeryomka<sup>1</sup>, A. V. May<sup>2</sup>, and A. S. Troshchilo<sup>1</sup>*
- <sup>1</sup>O.Ya. Usikov Institute for Radiophysics and Electronics, National Academy of Sciences of Ukraine, 12, Acad. Proskura St., Kharkiv, 61085, Ukraine
- <sup>2</sup>SLL SPE “Sinko”, 8a, Eugene Potier St., Kyiv, 03680, Ukraine

#### OPEN RESONATOR FOR SUMMATION OF POWERS IN SUB-TERAHERTZ AND TERAHERTZ FREQUENCIES

*Purpose:* Study of excitation features for the first higher axial-asymmetric type oscillations in an open resonator connected into the waveguide transmission line.

*Design/methodology/approach:* To determine the efficiency of higher oscillation excitation in the resonator by using the highest wave of a rectangular waveguide, the coefficient of the antenna surface utilization is used. The coefficient of reflection from the open resonator is determined by the known method of summation of the partial coefficients of reflection from the resonant system.

*Findings:* The excitation efficiency of the first higher axial asymmetric type  $TEM_{10q}$  oscillations in an open resonator connected into the waveguide transmission line, using the  $TE_{20}$  type wave, is considered. The research efforts were made with accounting for the electromagnetic field vector nature. It is shown that for certain sizes of exciting coupler the excitation efficiency of the working excitation is equal to 0.867. Besides, this resonant system has a single frequency response within a wide band of frequencies. Due to this, it can be applied for summation of

powers for individual sources of oscillations. Since this resonant system allows separating the matching functions as to the field and coupling, it is possible to provide any prescribed coupling of sources with a resonant volume. For this purpose, one-dimensional diffraction gratings ( $E$ -polarization) are used.

*Conclusions:* With the matched excitation of axially asymmetric modes of oscillations the resonant system has an angular and frequency spectrum selection that is of great practical importance for powers summation. By application of one-dimensional diffraction gratings ( $E$ -polarization), located in apertures of coupling elements, the active elements can be matched with the resonant volume.

*Keywords:* terahertz frequencies, open resonator, rectangular waveguide, oscillation excitation efficiency, summation of powers

*I. K. Кузьмичов<sup>1</sup>, В. Д. Єремка<sup>1</sup>, О. В. Май<sup>2</sup>,  
О. С. Троцило<sup>1</sup>*

<sup>1</sup> Інститут радіофізики та електроніки  
ім. О. Я. Усикова НАН України,  
вул. Ак. Проскури, 12, м. Харків, 61085, Україна

<sup>2</sup> ТОВ НВП "Сінко",  
вул. Ежена Потьє, 8а, м. Київ, Україна, 03680,

#### ВІДКРИТИЙ РЕЗОНАТОР ДЛЯ СКЛАДАННЯ ПОТУЖНОСТЕЙ В СУБТЕРАГЕРЦОВОМУ І ТЕРАГЕРЦОВОМУ ДІАПАЗОНАХ

*Предмет і мета роботи:* дослідження особливостей збудження першого вищого аксіально-несиметричного типу коливань у відкритому резонаторі, включеному в хвилеводну лінію передачі.

*Методи та методологія:* Для визначення ефективності збудження вищого коливання в резонаторі за допомогою вищої

хвилі прямокутного хвилеводу використовується коефіцієнт використання поверхні антени. Коефіцієнт відбиття від відкритого резонатора визначається за допомогою відомого методу підсумовування парціальних коефіцієнтів відбиття від резонансної системи.

*Результати:* Розглянуто ефективність збудження першого вищого аксіально-несиметричного типу коливань  $TEM_{10q}$  у відкритому резонаторі, включеному в хвилеводну лінію передачі, за допомогою хвилі  $TE_{20}$ . Дослідження виконано з урахуванням векторного характеру електромагнітного поля. Показано, що за певних розмірів збуджувального елемента зв'язку ефективність збудження робочого коливання складає 0.867. При цьому резонансна система має одночастотний відгук у широкій смузі частот. Завдяки цьому вона може бути застосована для складання потужностей окремих джерел коливань. Оскільки така резонансна система дозволяє розділити функції узгодження за полем та за зв'язком, можна забезпечити будь-який наперед заданий зв'язок джерел з резонансним об'ємом. Для цього використовуються одновимірні дифракційні решітки (випадок  $E$ -поляризації).

*Висновки:* При погодженому збудженні аксіально-несиметричних типів коливань резонансна система має кутову і частотну селекцію спектру, що має велике практичне значення для складання потужностей. За допомогою одновимірних дифракційних решіток (випадок  $E$ -поляризації), розташованих у розкривах елементів зв'язку, можна погоджувати активні елементи з резонансним об'ємом.

*Ключові слова:* терагерцовий діапазон, відкритий резонатор, прямокутний хвилевід, ефективність збудження коливань, складання потужностей

*Статья поступила в редакцию 28.08.2016*