

## ИССЛЕДОВАНИЕ ОТКРЫТЫХ РЕЗОНАТОРОВ, ПРИМЕНЯЕМЫХ В ДИФРАКЦИОННОЙ ЭЛЕКТРОНИКЕ

*И. М. Балаклицкий, А. А. Петрушин*

Х а р ь к о в

Открытые резонаторы широко используются в качестве колебательных систем в квантовомеханических устройствах. Основные теоретические и экспериментальные работы проводились в этом направлении. Только в последнее время открытые резонаторы стали использоваться в электронных приборах миллиметрового и субмиллиметрового диапазона. Уже первый опыт такого применения [1, 2] показал, что электронные приборы в этом случае имеют целый ряд преимуществ. Отличительная черта открытых резонаторов для электронных приборов — наличие дифракционной решетки на одном из зеркал.

Мы исследовали открытые системы, в которых плоское зеркало частично покрыто дифракционной решеткой.

1. В связи с тем, что точное решение задачи о собственных колебаниях открытого резонатора, состоящего из сферического и частично покрытого дифракционной решеткой плоского зеркала, не получено, рассмотрим и приведем численные\* данные для обычного полусферического резонатора. Полученные экспериментальные результаты для исследуемых систем сравним с численными и экспериментальными данными для обычного резонатора (плоское зеркало без решетки).

Рассчитать добротность ( $Q$ ) открытого резонатора можно по полуэмпирической формуле [3], которая учитывает дифракционные потери и коэффициент связи через отверстие и предполагает линейную зависимость  $Q$  от расстояния ( $d$ ) между зеркалами,

$$Q = \frac{2\pi d}{\alpha_D \lambda} = \frac{k d}{\alpha_D + 2\alpha_R + \alpha_C}, \quad (1)$$

где  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$

$\alpha_R$  — омические потери;

$\alpha_C$  — коэффициент связи;

$\alpha_D = 10,9 \cdot 10^{-4,94} \left[ \frac{a^2}{R\lambda} \left[ \frac{2R}{d} - 1 \right]^{1/2} \right]$  — дифракционные потери;

$2a$  — размер зеркал (диаметр или ширина);

$R$  — радиус кривизны сферического зеркала.

Численные результаты представлены на рис. 1.

\* Численные расчеты всех параметров открытого резонатора, состоящего из сферического и плоского зеркал с различными  $R$  и  $a$ , проведены в диапазоне длин волн  $\lambda = 0,7 \div 5,7$  мм ( $\Delta\lambda = 0,5$  мм). В работе приводятся графики для  $\lambda = 4,2$  мм.

Известно [4], что при неидентичных зеркалах конфокальном резонаторе существует область высоких потерь, когда расстояние между зеркалами имеет значение, промежуточное между радиусами кривизны зеркал. В нашем случае из-за неточностей изготовления сферических зеркал и наличия на плоском зеркале дифракционной решетки в реальном приборе плоское зеркало с решеткой может не попасть в фокальную плоскость. Более того, поскольку величина дифракционных потерь зависит от отношения размеров зеркала и пятна поля на нем, важно знать пятна полей на зеркалах при изменении между ними расстояния (рис. 2).

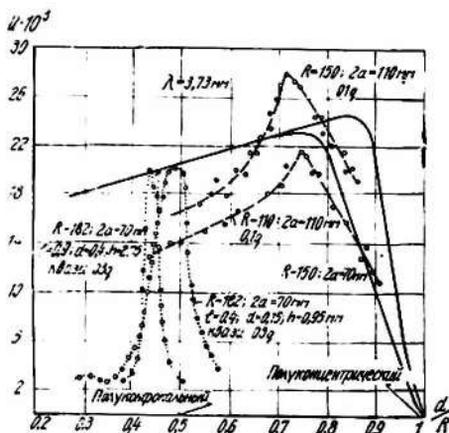


Рис. 1. Зависимость  $Q$  от  $d$ .

Зависимость от  $d$  позволяет в одном и том же масштабе рассмотреть скорость изменения  $r_{1(l,e)}$  и  $r_{2(l,e)}$  для различных значений  $R$ . При изменении расстояния между зеркалами от значений, соответствующих полуконфокальным системам, до значений, соответствующих полуконцентрическим, радиус пятна поля  $r_{1(l,e)}$  уменьшается\*. При полуконцентрической геометрии, когда  $d = R$ , формула не может быть применена для расчетов. Аналогичное уменьшение пятна поля наблюдается и для значений  $d < \frac{R}{2}$ . На сферических зеркалах радиус пятна поля  $r_{2(l,e)}$  увеличивается при  $d > \frac{R}{2}$  и уменьшается при  $d < \frac{R}{2}$ .

Вертикальными штрихами на кривых обозначены значения радиуса пятна поля на зеркалах при расстоянии между зеркалами, соответствующих полуконфокальным резонаторам. Различный закон изменения кривых для  $r_{1(l,e)}$  и  $r_{2(l,e)}$  при отклонении системы от полуконфокальной для  $d < \frac{R}{2}$  и  $d > \frac{R}{2}$  позволяет успешно управлять дифракционными потерями для различных видов колебаний при неизменных апертурах зеркал.

Потери в конфокальном резонаторе определяются числом Френеля  $N$ . Рассмотрим совместно с уравнениями (2) и (3) выражение для  $N = \frac{a^2}{L\lambda} = \frac{1}{\pi} \cdot \frac{a^2}{r_{(l,e)\lambda}}$  и получим формулы, описывающие зависимость чисел Френеля

Численные результаты для радиуса пятна поля, соответствующего уменьшению поля в  $e$  раз, были получены по формуле, приведенной в работе [3] и преобразованной в нашем случае к виду, позволяющему вычислить радиус пятна поля на плоском ( $r_{1(l,e)}$ ) и сферическом ( $r_{2(l,e)}$ ) зеркалах для различных значений радиуса кривизны сферического зеркала и расстояния между зеркалами

$$r_{1(l,e)} = \sqrt{\frac{\lambda}{\pi} V dR \left(1 - \frac{d}{R}\right)}; \quad (2)$$

$$r_{2(l,e)} = \sqrt{\frac{\lambda}{\pi} V \frac{dR}{1 - \frac{d}{R}}}. \quad (3)$$

\* По аналогичному закону происходит изменение пятна поля и в фокальной плоскости при изменении расстояния между зеркалами в такого вида резонаторах [6]

для плоского и сферического зеркал от расстояния между ними для различных значений радиуса кривизны зеркала, поперечных размеров апертур (2а) зеркал и длины волны  $\lambda$ . Они имеют следующий вид:

$$N_1 = \frac{a^2}{\lambda} \cdot \frac{1}{\sqrt{dR \left(1 - \frac{d}{R}\right)}}; \quad (4)$$

$$N_2 = \frac{a^2}{\lambda} \cdot \sqrt{\frac{1 - \frac{d}{R}}{dR}}. \quad (5)$$

Зависимость  $N_1$  и  $N_2$  от  $a$  представлена на рис. 3а. Как видно из этих кривых, меньшие числа Френеля в полусферических резонаторах присущи сферическим зеркалам. Плоские зеркала в таких резонаторах имеют большие  $N$ ; поле этих зеркал сильнее концентрируется возле оси резонатора, что и приводит к уменьшению дифракционных потерь на них. Естественно, что при увеличении  $a$  число Френеля увеличивается.

Рис. 3б и 3в характеризуют зависимость чисел Френеля  $N_1$  и  $N_2$  от  $d$  для различных  $R$  и  $a$ .

На рисунках для каждого значения поперечных размеров апертуры плоского и сферического зеркал представлены кривые только для двух значений радиуса кривизны сферического зеркала  $R_{\min}$  и  $R_{\max}$ . Область между этими кривыми заштрихована. В эту область ложатся все другие кривые, описывающие  $N_1$  и  $N_2$  для значений  $R$ , лежащих между  $R_{\min}$  и  $R_{\max}$ . Незначительный выход их из зоны наблюдается вблизи точек пересечения. Приведенные на рисунках зависимости позволяют построить кривые ди-

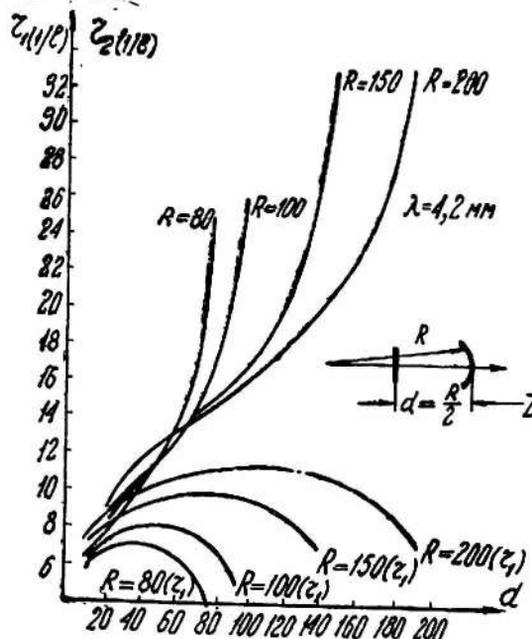


Рис. 2. Зависимость  $r_{1(l/e)}$  и  $r_{2(l/e)}$  от  $d$  для различных  $R$ .

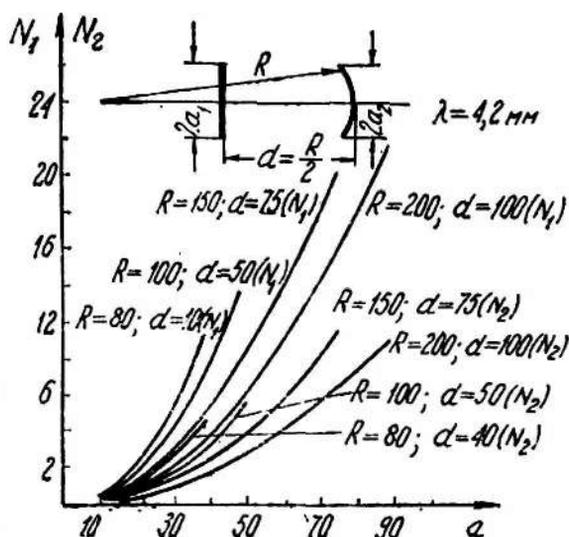


Рис. 3а. Зависимость  $N_1$  и  $N_2$  от  $a$  для различных  $R$ .

фракционных потерь для резонаторов, состоящих из плоского и сферического зеркал.

Используя результаты расчета дифракционных потерь для конфокального резонатора [3] и данные расчета чисел Френеля для плоского

и сферического зеркал, описанных выше, мы можем построить зависимость потерь мощности в процентах на один проход от расстояния между зеркалами для резонаторов с различными  $R$  и  $a$ . Определяя по графику дифракционные потери для плоского и сферического зеркал, соответствующие числам Френеля  $N_1$  и  $N_2$  при определенных  $R$ ,  $a$  и  $d$  и суммируя

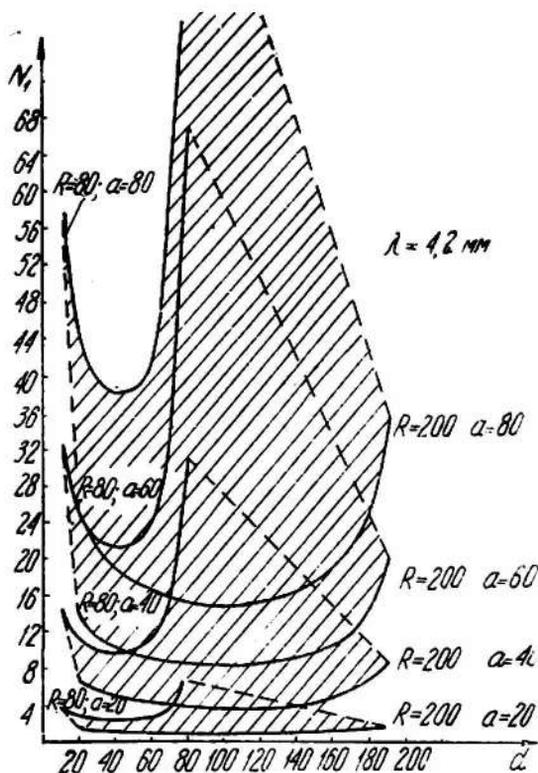


Рис. 36. Зависимость  $N_1$  от  $d$  для различных  $R$  и  $a$ .

их, мы находим дифракционные потери для открытого резонатора, состоящего из плоского и сферического зеркал. Результаты расчетов приведены на рис. 4.

2. Известно, что открытые резонаторы имеют весьма высокие значения добротности ( $Q = 10^4 - 10^6$ ). Для экспериментального определения добротности колебаний использовался метод качания частоты клистрона пилообразным напряжением и дополнительной частотной модуляции сверхвысокочастотного сигнала синусоидальным напряжением [5].

Блок-схема установки приведена на рис. 5. Качание частоты клистрона 1 производится пилообразным напряжением 15. За счет частотной модуляции сверхвысокочастотного сигнала синусоидальным напряжением 14 на экране двухлучевого осциллографа 12 мы наблюдаем, кроме основной резонансной кривой исследуемого резонатора, дополнительные резонансы, отстоящие от основной на расстоянии, соответствующем частоте модуляции. (2 — развязывающий аттенюатор, 3 — измерительная линия, 5 — волнометр, 13 — импульсный осциллограф, 16 — импульсный генератор, 17 — блок питания клистрона). На втором луче осциллографа 12 наблюдается зона генерации клистрона. Добротность определяется из простого соотношения

$$Q = f_0 \frac{m}{2\Delta f}, \quad (6)$$

где  $f_0$  — резонансная частота;

$l$  — ширина резонансной кривой на уровне 0,5;

$m$  — расстояние между боковыми резонансами.

$\Delta f$  — частота синусоидального напряжения.

С целью повышения точности измерений параметров резонансной кривой последняя снималась кинокамерой П на пленку. После соответствующей обработки кинопленки получали увеличенное изображение резонансных кривых, с которых и снимались значения  $l$  и  $m$ . Чтобы не

выходить за пределы квадратичности характеристик детекторов, уровень мощности, поступающей на них, поддерживался при помощи аттенюаторов 6 и 9.

Для оценки влияния дифракционной решетки на плоском зеркале предварительно исследовался обычный полусферический резонатор. Зер-

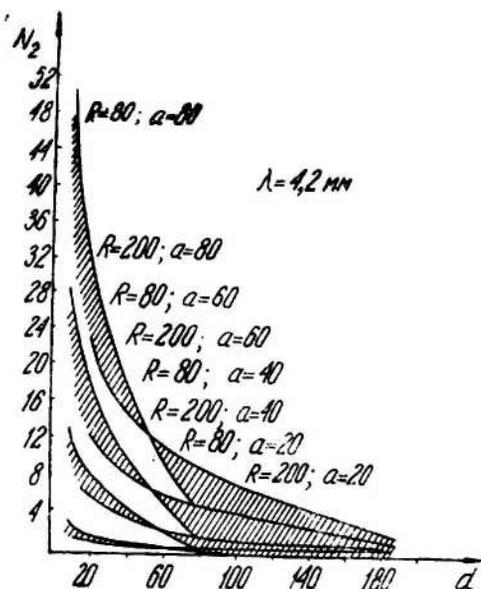


Рис. 3в. Зависимость  $N_2$  от  $d$  для различных  $R$  и  $a$ .

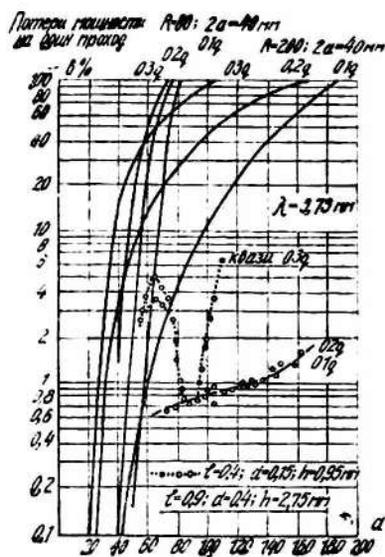


Рис. 4. Зависимость потерь мощности на один проход в % от  $d$ .

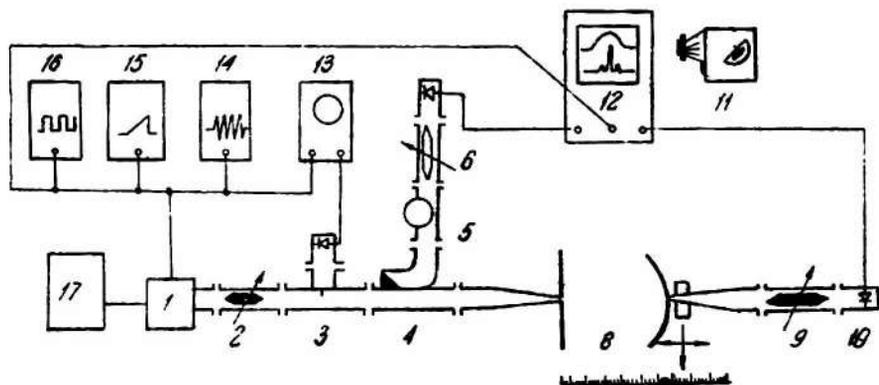


Рис. 5. Блок-схема экспериментальной установки.

кала имели круглую форму. Исследовались резонаторы с радиусами кривизны сферических зеркал 80, 110, 150 мм. Поперечные размеры апертур зеркал ( $2a_1 = 2a_2$ ) изменялись с помощью диафрагм из поглотителя. Для оценки неточности измерений вследствие неполного поглощения СВЧ энергии поглощающими диафрагмами были проведены измерения на ре-

зонаторе со сферическим зеркалом  $R = 150$  мм с различными поперечными размерами апертур сферического и плоского зеркал. Каждое из зеркал конструктивно выполнялось таким образом, что имелась возможность с помощью диафрагм, изготовленных из медной фольги толщиной 0,15 мм, изменять связь с резонаторами. Измерения добротности велись с диафрагмой, имеющей щель  $0,1 \times 3,6$  мм. Зеркала крепились в специальных кронштейнах на кватетометре КМ-6, позволяющих получить достаточно хорошую соосность. Перемещение сферического зеркала относительно плоского измерялось по отсчетному микроскопу катетометра. Имелась возможность создавать перекося сферического зеркала относительно плоского.

Экспериментальные результаты измерений добротности колебаний в зависимости от расстояния между зеркалами для различных значений  $R$  представлены на рис. 1 штриховыми линиями.\*

Вторая и основная часть измерений — исследование резонаторов, у которых плоское зеркало частично покрыто дифракционной решеткой. Решетки шириной 5 мм наносились вдоль линии диаметра зеркала. Для выяснения влияния параметров решетки на добротность, спектр и потери различных видов колебаний, изготавливались решетки со следующими размерами:

	I	II
период $l$	0,4 мм	0,9 мм
ширина канавки $d$	0,15 мм	0,4 мм
глубина канавки $h$	0,95 мм	2,75 мм

Структура электромагнитного поля собственных колебаний в таком открытом резонаторе отличается от распределения поля в обычном полусферическом резонаторе. Наличие решетки на плоском зеркале приводит к дополнительным дифракционным и омическим потерям и, следовательно, к уменьшению добротности. Спектр частот в таком резонаторе становится более разреженным.

Согласно работе [7], спектр открытого резонатора может быть исследован измерением безразмерной величины

$$\alpha_{mn} = \frac{2}{\pi} (m + 2n - 1) \alpha = \frac{2d}{\lambda} - q. \quad (7)$$

Изменяя расстояние между зеркалами и фиксируя его значения, соответствующие резонансному возбуждению данного колебания, мы по формуле (7) получим экспериментальные значения  $\alpha_{mn}$  для данного колебания. Удобнее всего это сделать следующим образом. На зоне генерации клипстрона устанавливается метка откоса волномера. Перемещая сферическое зеркало по отношению к плоскому, добиваемся совпадения вершин резонансной кривой волномера, снимая при этом показания расстояния с отсчетного микроскопа. Точность измерений при этом будет в значительной степени определяться стабильностью источника сверхвысокочастотных колебаний.

Измерения спектра проводились на тех же открытых резонаторах и для тех же случаев, которые использовались и при измерении добротности. Результаты измерений представлены в виде графиков на рис. 6.

Как мы уже видели, выражение (1) для нагруженной добротности включает в себя величину  $\alpha_2$ , описывающую суммарные потери в открытом резонаторе. В общем случае общие потери состоят из тепловых потерь,

\* Аналогичные кривые для  $R = 152$  мм и  $2a = 152$  мм имеются в работе [6].

потерь на связь, потерь в среде и дифракционных потерь. Последние характерны для открытых резонаторов. Если пренебречь потерями в невакуумированном резонаторе, то можно разделить потери и определить экспериментально каждый вид потерь в отдельности.

Особенно это важно для резонаторов, в которых используются дифракционные решетки. Действительно, используя экспериментальные данные для добротностей колебаний, мы всегда можем по формуле 1 определить суммарные потери.

Учитывая результаты численных расчетов для  $N$  и  $\alpha_D$ , легко свести дифракционные потери к очень малым величинам по сравнению с тепло-

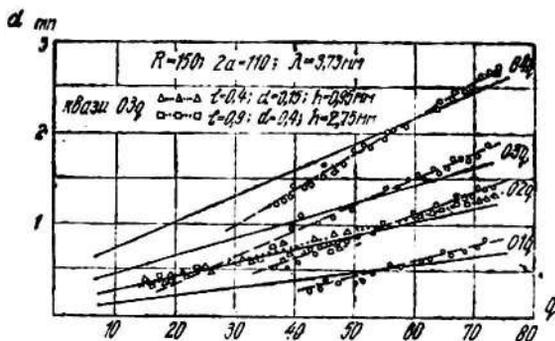


Рис. 6. Спектр частот при различных значениях  $d$ .

выми потерями. Уменьшая связь с открытым резонатором, применяя диафрагмы с меньшими размерами щели, можно и потери на связь свести к минимальным значениям, когда уже справедливо  $Q_n \approx Q_0$ . В этом случае суммарные потери равны тепловым потерям  $\alpha_c = 2\alpha_R$ . В связи с тем, что измерение добротности колебаний велось при малой связи, они определялись тепловыми и дифракционными потерями. Следовательно, измеряя по описанному принципу тепловые потери для каждого вида открытых резонаторов и используя данные измерения для добротности колебаний, мы можем для всех исследуемых систем определить дифракционные потери.

Необходимо заметить, что в значение дифракционных потерь, измеренных таким образом, войдут потери, обусловленные неточностью изготовления и юстировки зеркал и рассеивающими свойствами элементов связи. Результаты измерений приведены на рис. 4.

В заключение приносим глубокую благодарность В. П. Шестопалову и О. А. Третьякову за постоянное внимание и руководство работой.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. П. Л. Капица, С. П. Филимонов, С. П. Капица. Электроника больших мощностей, вып. 3. Изд-во «Наука», 1964.
2. Ф. С. Русин, Г. Д. Богомолов. Письма в ЖЭТФ, т. 4, № 6, 1966.
3. «Лазеры». Сб. переводов под ред. М. Е. Жаботинского. Изд-во иностр. лит-ры, 1963.
4. G. Boyd, H. Kohnenik, BSTJ, 41, 1347, 1963.
5. Г. Д. Богомолов. Электроника больших мощностей, вып. 3, Изд-во «Наука», 1964.
6. Д. Лустон, Р. Примич, Р. Хаями. «Квазиоптика». Изд-во «Мир», 1966.
7. Л. А. Вайнштейн. Открытые резонаторы и открытые волноводы. Изд-во «Советское радио», 1966.