

УДК 533.87

ЭШЕЛЕТТНЫЙ РЕЗОНАТОР БЕГУЩЕЙ ВОЛНЫ

С. Н. Власов, Е. В. Копосова

Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород, Россия

В настоящей работе обсуждается многозеркальный резонатор бегущей волны, одно из зеркал которого представляет собой дифракционную отражательную решётку. Описывается структура его собственных функций и указывается на его высокую селективность.

Открытые резонаторы используются в широком диапазоне длин волн: от оптических до миллиметровых [1]. Несмотря на достигаемое в них разрежение спектра собственных колебаний, селекция мод в таких устройствах часто оказывается недостаточной. Повышение селективности открытых резонаторов обсуждается во многих работах, например [2, 3]. В обзоре [4] отмечено, что существенное улучшение селекции может быть достигнуто путём использования эшелеттных¹ отражательных решёток [4–10]. Селективные свойства устройства, использующего эшелетт, обеспечиваются высокой концентрацией излучения в узкой спектральной области. Степень концентрации энергии и ширина этой области определяются профилем гофрировки и угловой дисперсией решётки. Согласно [8, 9] на рабочей частоте эшелетт полностью отражает в обратном направлении падающую на него волну с параллельным грани отражения вектором электрического поля в случае, если по другой грани укладывается целое число длин полуволн. Это подтверждается очевидным выполнением граничных условий в данной простейшей геометрии. Таким образом, при этих условиях пучок, отражаясь от эшелетта, идёт вдоль оси резонатора и возвращается на второе (гладкое) зеркало. Если изменить частоту излучения, то в силу угловой дисперсии эшелетта из-за сдвигов фаз волн на каждой ступеньке пучок будет отражаться в сторону, т. е. под углом к оси. Таким образом, на нерабочей частоте эшелетт отражает как наклонённое под некоторым углом зеркало. За счёт этого «наклона» добротность открытого резонатора на нерабочей частоте сильно уменьшается. Таким образом обеспечивается его селективность.

В описанных в указанных работах двухзеркальных открытых резонаторах одно из зеркал представляет собой отражательную дифракционную решётку, поэтому собственные моды образованы встречными волнами и, таким образом, представляют собой стоячие волны. Это является их недостатком, приводящим, в частности, к снижению коэффициента полезного действия (КПД) генераторов с такими резонаторами [11], т. к. в нулях электрического поля стоячей волны взаимодействие с активным веществом отсутствует. Структура электрического поля бегущей волны не имеет стационарных нулей и поэтому обеспечивает более эффективное взаимодействие с активным веществом. В работах [12, 13] применительно к гиротронам описаны осесимметричные эшелеттные резонаторы, в которых собственными являются вращающиеся моды — частный случай бегущих волн. Представляет интерес более общий вид резонатора бегущей волны² [14], где

¹ В классическом понимании «эшелетт» (фран. echelette, от echelle — лестница) — отражательная дифракционная решётка с треугольным профилем, способная концентрировать дифрагированное излучение в спектре одного порядка. Обобщённое понятие эшелетта подразумевает гофрированную структуру со сложным профилем гофрировки (не обязательно треугольного типа), обеспечивающим практически полное отражение в требуемом направлении и в желаемой частотной полосе.

² Примером такого резонатора может являться кольцевой, в частности трёхзеркальный, резонатор, в котором существуют две бегущие (вращающиеся) навстречу друг другу моды с одинаковыми частотами. Вырождение этих мод можно снять с помощью устройства, дискриминирующего одну из встречных волн вплоть до формирования одной бегущей волны.

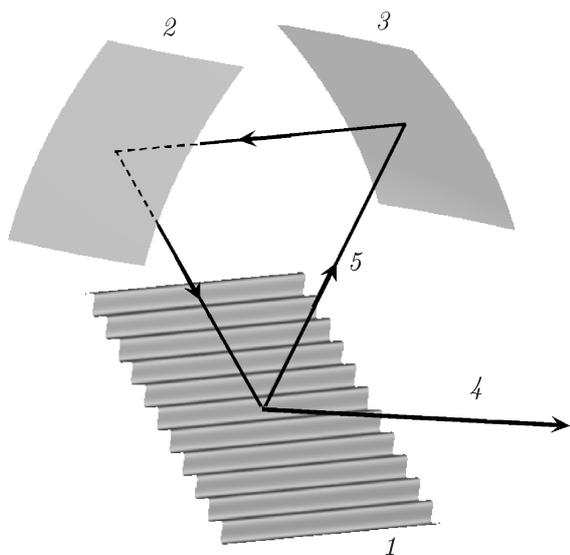


Рис. 1. Эшелеттный трёхзеркальный резонатор бегущей волны: 1 — первое зеркало, 2 — второе зеркало, 3 — третье зеркало, 4 — 0-й порядок дифракции, 5 — (-1)-й порядок дифракции

только отдельные зеркала являются отражательными дифракционными решётками. В настоящей работе обсуждаются характеристики такого открытого резонатора.

Эшелеттный резонатор бегущей волны в простейшем случае представляет собой трёхзеркальный открытый резонатор (рис. 1), имеющий одно гофрированное (первое) и два плоских или параболических (второе и третье) зеркала. Предполагается, что в нём выполняются стандартные квазиоптические предположения для открытых резонаторов: ширина пучка много больше длины волны, расстояние между зеркалами много больше ширины пучка. Гофрированное зеркало разделяет падающее на него из резонатора излучение на два пучка. Первый представляет собой (-1)-й порядок дифракции, его амплитуда A_{-1} связана с амплитудой падающего пучка A соотношением

$$A_{-1} = R_{-1}A, \tag{1}$$

где R_{-1} — коэффициент рассеяния. Он направляется на третье зеркало для формирования резонансного поля. Амплитуда второго пучка A_0 связана с амплитудой падающего пучка A соотношением

$$A_0 = T_0A, \tag{2}$$

где T — коэффициент отражения. Второй пучок представляет собой 0-й (зеркальный) порядок дифракции и выводит излучение из резонатора. Дисперсия лепестка (-1)-го порядка дифракции обеспечивает селекцию мод в резонаторе. Параболические зеркала предназначены для формирования поперечной структуры волновых пучков, циркулирующих внутри резонатора. Рабочая собственная мода — колоколообразный ³ волновой пучок — имеет почти плоский фазовый фронт вблизи гофрированного зеркала.

Предположим, что второе и третье зеркала одинаковые и резонатор обладает плоскостью симметрии, которая перпендикулярна рёбрам гофрированного зеркала и проходит через его центр. Для описания структуры полей мод резонатора введём следующие четыре плоскости: плоскость резонатора, проходящую через центры зеркал и образующую с плоскостью гофрированного зеркала угол θ_+ , плоскости падения и рассеяния волновых потоков гофрированным зеркалом (рис. 2), проходящие через перпендикуляр к нему, и плоскость выходного луча, образующую с плоскостью гофрированного зеркала угол $\theta_- = \pi - \theta_+$.

Волновые пучки образуют равнобедренный треугольник с углами φ между падающими и отражёнными пучками у параболических зеркал. Вид резонатора в проекции на плоскость решётки показан на рис. 3. В отличие от простейшего эшелеттного резонатора [4, 8, 9] лепесток (-1)-го порядка не направлен навстречу падающему пучку.

Пусть расстояние между центрами гофрированного и одного из параболических зеркал равно a , тогда расстояние между центрами параболических зеркал

$$b = 2a \cos \varphi. \tag{3}$$

³ С поперечным профилем интенсивности, близким к гауссовому.

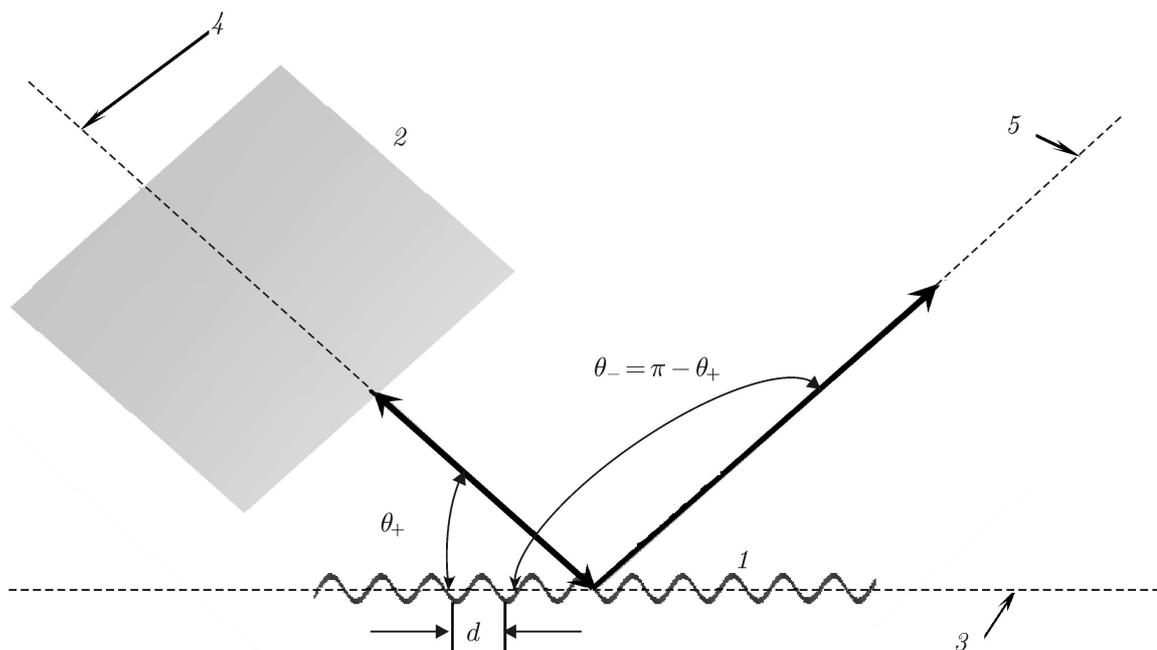


Рис. 2. Вид резонатора в проекции на плоскость симметрии: 1 — первое зеркало, 2 — второе и третье зеркала, 3 — плоскость решётки, 4 — плоскость резонатора, 5 — плоскость вывода

Угол $\bar{\theta}$ между волновым потоком, падающим на гофрированное зеркало, и плоскостью гофрированного зеркала определяется из равенства

$$\sin \bar{\theta} = \sin(\varphi) \sin(\theta_+), \quad (4)$$

так что угол падения пучка на гофрированное зеркало, т. е. угол между пучком и нормалью к гофрированному зеркалу, равен

$$\theta = \pi/2 - \bar{\theta}, \quad (5)$$

а угол γ между направлением рёбер решётки и плоскостью падения волнового потока определяется из выражения

$$\cos \gamma = \frac{b}{2a \cos \theta} = \frac{\cos \varphi}{\cos \bar{\theta}}. \quad (6)$$

Моды эшелеттного резонатора бегущей волны можно характеризовать поляризацией, т. е. направлением вектора электрического поля в них. Для определения поляризации распространяющихся в резонаторе волновых пучков необходимо рассмотреть её изменение при их отражении от параболических и гофрированного зеркал.

Рассмотрим преобразование поляризации волнового пучка при его отражении от гладкого хорошо проводящего зеркала. Обозначим через β угол между напряжённостью электрического поля \mathbf{E} и плоскостью резонатора в распространяющемся по направлению к параболическому зеркалу пучке. Согласно теории электромагнитного поля [15, 16], угол между напряжённостью электрического поля \mathbf{E} в отражённом пучке, распространяющемся от этого параболического зеркала, и плоскостью резонатора равен $\pi - \beta$. Этот поворот плоскости вектора обусловлен тем, что коэффициенты отражения различаются по фазе на π для падающих на идеально проводящую поверхность пучков с направлением электрического поля, лежащим в плоскости падения и перпендикулярным этой плоскости. Аналогично поведение поляризации при рассеянии на решётке. Однако отличие заключается в том, что угол между напряжённостью \mathbf{E} и плоскостью резонатора

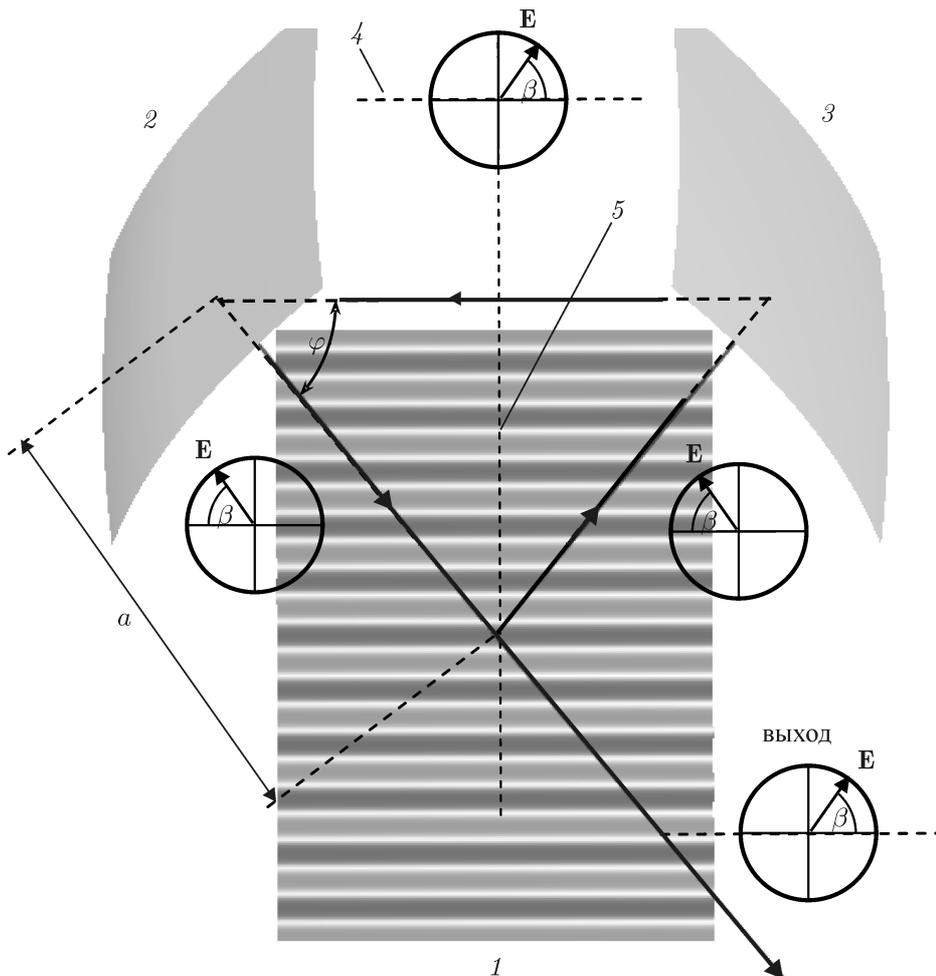


Рис. 3. Вид резонатора в проекции на плоскость решётки, перпендикулярную плоскости симметрии: 1 – первое зеркало, 2 – второе зеркало, 3 – третье зеркало, 4 – плоскость резонатора, 5 – плоскость симметрии

в отражённой волне будет равен $\pi - \beta$ только для выделенного значения угла β_0 , определяемого из уравнения [17]

$$\text{tg } \beta_0 = \cos(\theta) \text{tg}(\gamma). \tag{7}$$

Равенство (7) следует из теории рассеяния волн на решётках [18, 19], в которой выделяются волны с E -поляризацией, имеющие электрическое поле, направленное вдоль рёбер решётки, но не имеющие магнитного поля этого направления, и волны с H -поляризацией, имеющие магнитное поле, направленное вдоль рёбер решётки, но не имеющие электрического поля этого направления. Формулу (7) можно получить, требуя параллельности проекции электрического вектора в падающей волне на плоскость решётки и рёбер решётки для волн с E -поляризацией или требуя параллельности проекции магнитного вектора в падающей волне на плоскость решётки и рёбер решётки для волн с H -поляризацией. Из последнего утверждения следует, что у волны с H -поляризацией напряжённость электрического поля наклонена к плоскости резонатора под углом $\beta_0 - \pi/2$ в падающем пучке и под углом $-\beta_0 - \pi/2$ в отражённом. В кружках на рис. 3 показана напряжённость электрического поля в плоскости, перпендикулярной распространению пучка, и изменение напряжённости при отражении от зеркал. Горизонтальная пунктирная линия на кружках, кроме правого нижнего, означает сечение плоскости, перпендикулярной направлению распространения,

плоскостью резонатора. В правом нижнем кружке горизонтальная пунктирная прямая — сечение плоскости, перпендикулярной направлению распространения, плоскостью выходного пучка. Направление распространения выходного пучка определяется пересечением плоскости падения волнового пучка на гофрированное зеркало и плоскостью выходного пучка. Используя рис. 3 и выражение (7), можно определить линейную поляризацию колебаний электрического поля в одной из вращающихся мод резонатора.

Опишем свойства коэффициентов рассеяния и отражения на гофрированном зеркале предполагая, что существуют только максимумы зеркального и (-1) -го автоколлимационного порядков рассеянного поля. В отсутствие омических потерь на решётке введённые выше коэффициенты T_0 и R_{-1} обладают свойством

$$|T_0|^2 + |R_{-1}|^2 = 1. \quad (8)$$

Коэффициенты T_0 и R_{-1} находятся в результате решения задачи о рассеянии волн на гофрированной структуре. Область параметров существования режимов с лепестками только зеркального и (-1) -го порядков дифракции определяется неравенствами

$$k_{\perp} \sin \theta_{\perp} + 2\pi/d \geq k_{\perp}, \quad k_{\perp} \sin \theta_{\perp} - 4\pi/d \leq -k_{\perp}, \quad k_{\perp} \sin \theta_{\perp} - 2\pi/d > -k_{\perp}, \quad (9)$$

где

$$k_{\perp} = k \sin \varphi = k \sqrt{\cos^2 \theta + \sin^2(\theta) \sin^2(\gamma)} \quad (10)$$

— поперечная по отношению к плоскости решётки компонента волнового вектора, т. е. проекция волнового вектора \mathbf{k} на плоскость симметрии, перпендикулярную рёбрам решётки, k — модуль волнового вектора моды, d — период структуры (рис. 2),

$$\theta_{\perp} = \pi/2 - \theta_{+} \quad (11)$$

— «поперечный» по отношению к решётке угол падения (т. е. «проекция» угла падения θ на плоскость симметрии), выражаемый через угол падения из равенства

$$\cos \theta_{\perp} = \frac{\cos \theta}{\sqrt{\cos^2 \theta + \sin^2 \theta \sin^2 \gamma}}. \quad (12)$$

Как показано в работе [20], используя гофрированные поверхности с различными профилями, можно получить коэффициенты R_{-1} в широком интервале $0 \leq R_{-1} < 1$ как для E -, так и для H -мод. Собственные частоты и добротности мод определяются выражениями

$$k(2a+b) - \arg R_{-1} = 2\pi q, \quad Q = \frac{k}{2k'} \approx \frac{k(2a+b)}{2 \ln |R_{-1}|} \approx \frac{k(2a+b)}{1 - |R_{-1}|^2}, \quad (13)$$

где q — целое число, а $R_{-1} = |R_{-1}| \exp(i \arg R_{-1})$.

Отметим, что в эшелеттных резонаторах бегущей волны с чётным числом зеркал возможно существование колебаний, не касающихся эшелеттного зеркала, т. е. появление дополнительных колебаний, не подверженных селекции эшелеттным зеркалом. Поэтому количество зеркал в таких резонаторах разумно брать нечётным.

Эшелеттные резонаторы бегущей волны могут найти применение в качестве фильтров и дуплексеров [17].

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты 11-02-00554 и 13-02-00611).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Вайнштейн Л. А. Открытые резонаторы и открытые волноводы. М.: Сов. радио, 1966. 476 с.
2. Денисов Г. Г., Зайцев Н. И., Кузиков С. В., Плоткин М. Е. // Изв. вузов. Радиофизика. 2008. Т. 51, № 10. С. 837.
3. Хозин М. А., Денисов Г. Г., Кузиков С. В., Павельев А. Б. // Изв. вузов. Радиофизика. 2010. Т. 53, № 2. С. 122.
4. Авербах В. С., Власов С. Н., Таланов В. И. // Изв. вузов. Радиофизика. 1967. Т. 10, № 9–10. С. 1332.
5. Эшелетт // Большая советская энциклопедия. <http://bse.sci-lib.com/article127496.html>.
6. Копосова Е. В. // Изв. вузов. Радиофизика. 2010. Т. 53, № 4. С. 269.
7. Копосова Е. В. // Журн. техн. физ. 1995. Т. 65, № 2. С. 163.
8. Косарев Е. Л. // Письма в ЖЭТФ. 1966. Т. 3, № 7. С. 295.
9. Косарев Е. Л. // Электроника больших мощностей. М.: Наука, 1968. № 5. С. 93.
10. Белоус О. И., Кириленко А. А., Фисун А. И. // Радиофизика и электроника (Радиофизика та електроніка). 2008. Т. 13. С. 377.
11. Ханин Я. И. Квантовая радиофизика. Т. 2. Динамика квантовых генераторов. М.: Сов. радио, 1975. 496 с.
12. Власов С. Н., Копосова Е. В., Павельев А. Б. и др. // Письма в Журн. техн. физ. 1991. Т. 17, № 4. С. 8.
13. Власов С. Н., Копосова Е. В., Павельев А. Б., Хижняк В. И. // Изв. вузов. Радиофизика. 1996. Т. 39, № 6. С. 691.
14. Открытый резонатор // Физическая энциклопедия (Энциклопедия фізики і техніки). http://www.femto.com.ua/articles/part_2/2693.html.
15. Вайнштейн Л. А. Электромагнитные волны. М.: Радио и связь, 1988. 440 с.
16. Каценеленбаум Б. З. Высокочастотная электродинамика. М.: Наука, 1966. 240 с.
17. Власов С. Н., Копосова Е. В., Кошуринов Ю. И. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 2012. Т. 55, № 6. С. 440.
18. Шестопалов В. П., Кириленко А. А., Масалов С. А., Сиренко Ю. К. Резонансное рассеяние волн. Т. 1. Дифракционные решётки. Киев: Наукова думка, 1986.
19. Topics in Current Physics. V. 22. Electromagnetic Theory of Gratings / Ed by R. Petit. New York: Springer-Verlag, 1980. 286 p.
20. Копосова Е. В., Каспарек В., Хенль Х. // Изв. вузов. Радиофизика. 2012. Т. 55, № 5. С. 351.

Поступила в редакцию 24 мая 2013 г.; принята в печать 31 октября 2013 г.

TRAVELING-WAVE ECHELETTE CAVITY

S. N. Vlasov and E. V. Kuposova

We discuss the multi-mirror traveling-wave cavity, where one of the mirrors is a reflecting diffraction grating. The structure of its eigenfunctions is described, and its high selectivity is pointed out.