

НОРМАЛЬНАЯ И АНОМАЛЬНАЯ СВЯЗЬ ЧАСТОТ ПОЛНОГО ОТРАЖЕНИЯ С СОБСТВЕННЫМИ ЧАСТОТАМИ ОТКРЫТЫХ ВОЛНОВОДНЫХ РЕЗОНАТОРОВ

А. А. Кириленко, С. Л. Сенкевич

При анализе комплексных собственных частот многомодовых проходных резонаторов обнаружено, что не всегда реальные значения частот высших типов колебаний определяют частоты полного отражения энергии падающего поля в задачах дифракции. Более того, в симметричных структурах при определенных условиях, налагаемых на эти колебания, образуются области частот, где резонансы отражения отсутствуют, несмотря на все формальные признаки их возможного существования.

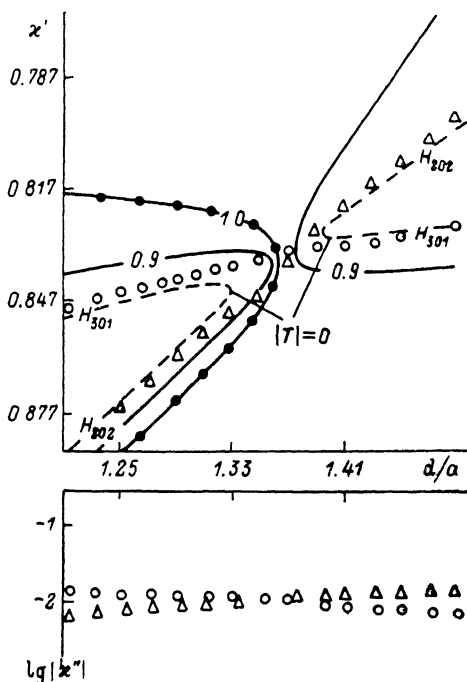
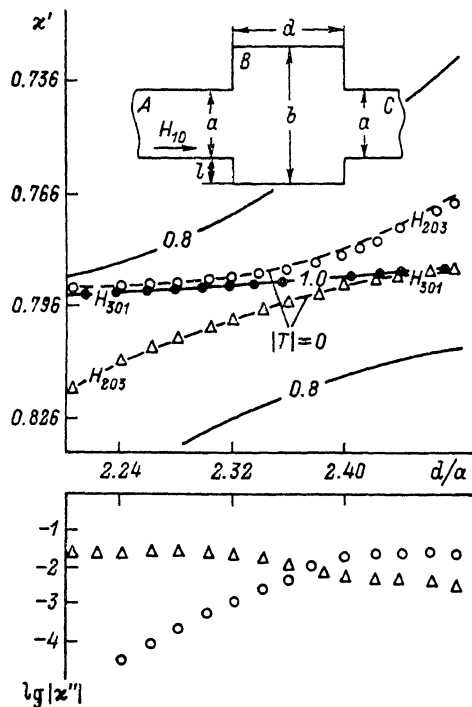


Рис. 1. Поведение собственных комплексных частот (кружки и треугольники) и частот отражения (штриховая кривая) в области взаимодействия высших типов колебаний H_{301} и H_{203} .

Рис. 2. Поведение собственных комплексных частот (кружки — колебания H_{301} , треугольники — H_{202}) и частот отражения (штриховая кривая) в области вырождения реальных значений невзаимодействующих колебаний.

Как пример рассмотрим H_{mop} -колебания в прямоугольном проходном резонаторе с зеркальной симметрией границ (рис. 1). Задача поиска собственных частот состоит в определении тех значений комплексного параметра $\kappa = \kappa' + i\kappa'' = \omega a \sqrt{\epsilon \mu}$ (приведенная частота), при которых однородное уравнение Гельмгольца с условиями Дирихле на стенках резонатора и полубесконечных волноводов имеет ненулевое решение (омические потери не учитываются) [1]. В задаче дифракции рассматривается падение H_{10} -волны. Режим возбуждения резонатора на реальных частотах κ' обозначим тройкой чисел (N_a, N_b, N_c) , каждое из которых описывает число волн, распространяющихся в соответствующих волноводах.

Решение дифракционной задачи проведено методом полуобращения [2] и сводится к бесконечной системе линейных алгебраических уравнений второго рода $\{I - A(\kappa)\} \vec{y} = \vec{f}$. Свойства $A(\kappa)$ позволяют разрешать ее численно с заданной точностью. Собственные частоты определялись из уравнения $\det \|I - A(\kappa)\| = 0$. При конкретных расчетах внутренние параметры алгоритмов выбирались из условия обеспечения точности расчета собственных частот и

элементов матрицы рассеяния не ниже 0.1—0.5 %. Детали построения использованных алгоритмов изложены в [2].

Известно [1], что в режиме (1, 1, 1) реальные значения частот κ'_{10p} колебаний H_{10p} определяют частоты полного согласования. В режиме (1, 2, 1), когда в резонаторе существует «запертая» H_{20} -волна, в диапазоне частот κ' , обеспечивающий этот режим, попадают реальные значения κ' собственных частот как колебаний H_{10p} , так и H_{20m} .

Здесь уже κ'_{10p} не определяют частоты полного прохождения, а на частотах κ' , близких к κ'_{20m} , наблюдается явление полного отражения энергии падающей H_{10} -волны.

При переходе к режиму (1, 3, 1) в плоскости комплексных частот появляется еще одно семейство частот колебаний $H_{30n} - \kappa_{30n}$. И если вдали от точек $\kappa'_{20m} \simeq \kappa'_{30n}$ связь частот полного отражения энергии с реальными значениями частот высших типов колебаний остается прежней, как и в режиме (1, 2, 1), то в области сближения реальных частей частот H_{20m} и H_{30n} колебаний характер амплитудно-частотных зависимостей определяется соотношением четности продольных индексов m и n .

Рассмотрим сначала ситуацию, когда m и n одинаковой четности. На рис. 1 показаны зависимости реальных и мнимых частей собственных частот H_{203} и H_{301} -колебаний, в координатах $(\kappa', d/a)$ нанесены линии равного уровня коэффициента прохождения по мощности $|T_{11}|^2$ ($l=0.53a$, $b=1.96a$). Значения $|T_{11}|=0$ (полное заграждение) обозначены штриховой линией, $|T_{11}|=1$ — сплошной кривой с точками. Видно, что там, где κ'_{203} и κ'_{301} «далеки» друг от друга (например, в области $d/a=2.24$), частоты полного отражения совпадают с ними, как и в режиме (1, 2, 1).

В области $d=2.38a$ наблюдаем явление междутиповой связи: линии реальных значений собственных частот сближаются не пересекаясь и имеют характер графиков Вина [3]; добротность $Q = -\kappa' (2\kappa'')^{-1}$ одного из колебаний растет, другого падает, а непосредственно в точке максимального сближения реальных частей они выравниваются; конфигурация поля в этой области носит гибридный характер. Линии полного отражения здесь четко «следуют» линиям реальных значений собственных частот, причем между ними проходит линия $|T_{11}|=1$.

Такие же зависимости для другой ситуации, когда m и n имеют разную четность, представлены на рис. 2. Здесь рассмотрена та область d/a , где близки значения частот колебаний H_{301} и H_{202} . Видно, что при сильном отличии κ'_{301} от κ'_{202} наблюдается обычная связь резонансов отражения с $\kappa'_{ком}$ ($k=2, 3$). Там, где $\kappa'_{301} \simeq \kappa'_{202}$, поведение характеристик рассеяния имеет совершенно иной характер, чем на рис. 1: появилась область, где резонансов полного отражения вообще нет.

Дело в том, что в силу зеркальной симметрии структуры собственные колебания, имеющие разную четность индексов m и n , не могут взаимодействовать друг с другом. Поэтому линии настройки κ'_{301} (кружки) и κ'_{202} (треугольники) пересекаются, «не замечая» друг друга. Линии резонансов полного отражения $|T_{11}|=0$ в этой области $1.32 \leq d/a \leq 1.4$ уже не соответствуют реальным частям собственных частот H_{301} и H_{202} -колебаний, а образуют две разорванные «петли». Как и в предыдущей ситуации, между этими «петлями» проходит линия полного согласования.

Таким образом, «вырождение» реальных частей невзаимодействующих (например, в силу разной симметрии) высших колебаний приводит к снятию резонансного отражения на запертых модах. «Разворот» линий полного отражения в окрестности точки вырождения приводит здесь к образованию двух протяженных по частоте участков, где $|T_{11}|=0$. Этот эффект можно использовать на практике для существенного расширения полосы подавления сигнала в фильтрах на «запертых» модах. Заметим, что обычную межтипковую связь для этих же целей использовать не удастся, так как между двумя линиями $|T_{11}|=0$ всегда проходит линия полного согласования $|T_{11}|=1$ (рис. 1). Реализация макета такой многомодовой ячейки фильтра в трехсантиметровом диапазоне с $a=23$ мм, $b=45$ мм, $l=15.6$ мм, $d=1.32a$ (рис. 2) обеспечило подавление сигнала в полосе $10.95 < f < 11.15$ ГГц не хуже 26 dB (в минимуме $|T_{11}| \sim 40$ dB) с крутизной фронтов порядка 0.1 dB (МГц) $^{-1}$, что обычно [4] обеспечивается не одним, а тремя звеньями.

Следует подчеркнуть, что описанный эффект может быть реализован и во многих других многоволновых структурах, например в периодических решетках с диэлектрическим слоем, где роль запертых высших волн будут играть высшие Флоке-волны в диэлектрике. На этой основе могут быть созданы новые типы квазиоптических фильтров для субмиллиметровых радиосистем, используемых при диагностике плазмы, в радиоастрономии и т. д.

- [1] Кириленко А. А., Сенкевич С. Л. // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. Вып. 14. С. 876—879.
 [2] Шестопалов В. П., Кириленко А. А., Масалов С. А. Матричные уравнения типа свертки в теории дифракции. Киев: Наукова думка, 1984. 293 с.
 [3] Штейншлейгер В. Б. Явление взаимодействия волн в электромагнитных резонаторах. М.: Оборониздат, 1965. 114 с.
 [4] Маттей Д. Л., Янг Л., Джонс Е. М. Т. Фильтры СВЧ, согласующие цепи и цепи связи. М.: Связь, 1971. 440 с.

Институт радиофизики и электроники
АН УССР
Харьков

Поступило в Редакцию
12 декабря 1987 г.
В окончательной редакции
18 августа 1988 г.

07; 12

Журнал технической физики, т. 59, в. 4, 1989

ПИКОСЕКУНДНЫЙ ЛАЗЕР НА КОНЦЕНТРИРОВАННОМ НЕОДИМОВОМ ФОСФАТНОМ СТЕКЛЕ, ПЕРЕСТРАИВАЕМЫЙ В ШИРОКОЙ ОБЛАСТИ ДЛИН ВОЛН

П. В. Горбунов, Б. И. Денкер, Д. Г. Саркисян

В работах [1, 2] было продемонстрировано, что путем вынужденного комбинационного рассеяния и четырехволнового параметрического взаимодействия в нелинейных газообразных средах возможна генерация УКИ света в ИК, видимой, УФ и ВУФ областях спектра с высокой эффективностью. Однако генерируемые при этом УКИ света имеют фиксированную частоту, если частота излучения накачки фиксирована. Поэтому важной является задача гене-

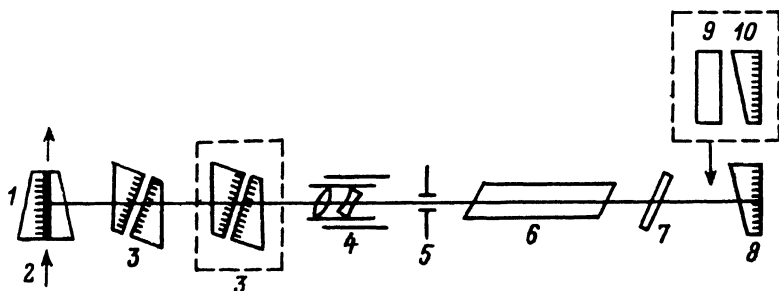


Рис. 1. Схема узлов лазера.

1, 8 — зеркала на клиновидных стеклянных подложках; 2 — прокачиваемый краситель; 3 — атланты Фабри-Перо; 4 — телескоп; 5 — диафрагма; 6 — активный элемент КНФС; 7 — стеклянная пластина под углом Брюстера; 9 — нелинейный кристалл LiIO_3 ; 10 — зеркало с $R_{1.00} > 99\%$ и $R_{0.50} < 10\%$.

рации перестраиваемых УКИ в возможно более широкой области длин волн самим задающим генератором, частота излучения которого преобразовывается в газообразной нелинейной среде.

В настоящем сообщении описан перестраиваемый пикосекундный лазер на стекле КНФС [3, 4], с помощью которого осуществлена генерация перестраиваемых УКИ света в диапазоне 1.045—1.079 мкм. При этом происходит также изменение спектральной ширины (длительности) генерируемых импульсов.

Схема узлов лазера приведена на рис. 1. Резонатор генератора образован плоскими зеркалами на клиновидных подложках с коэффициентами отражения 100 и 50%. Кювета с насыщающимся поглотителем толщиной 0.2 мм находилась в контакте с «глухим» зеркалом. В качестве поглотителя использовались красители 3274 и 3955 в нитробензоле. Чтобы получить стабильную генерацию пучка УКИ света в резонатор помещался телескоп с увеличением $\times 1.4$ при использовании красителя 3274 или $\times 1.9$ для красителя 3955. Небольшой разъюстировкой телескопа резонатор вводился в область неустойчивости, что в сочетании с диафрагмой диаметром 1.5 мм обеспечивало стабильное выделение низшей поперечной моды. Использо-