

09;12
©1995

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТА СВЕРХВЫСОКОДОБРОТНЫХ КОЛЕБАНИЙ В ОТКРЫТОМ РЕЗОНАТОРЕ ГЕНЕРАТОРА ДИФРАКЦИОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В.Г.Курин, Б.К.Скрынник, В.П.Шестопалов

Исследование закономерностей поведения комплексных собственных частот электромагнитных колебаний в резонаторах в окрестности особых точек дисперсионного уравнения (ДУ), так называемых морсовских критических точек (МКТ) [1], коренным образом изменяет известные представления о процессах их взаимодействия [2]. Малые изменения несектральных параметров в этих точках вызывают аномальные явления. К ним относятся самоорганизация между типовых колебаний и эффект сверхвысокодобротности.

Эффект сверхвысокодобротных колебаний обнаружен в открытых волноводных резонаторах с различной конфигурацией неоднородностей [3,4]. В работах [1,5] приводится подробное теоретическое исследование этого эффекта для дифракционных решеток с открытыми каналами излучения. Одной из особенностей обнаруженного эффекта является его "точность". Для его реализации необходимо совместить ряд условий, которые могут быть выяснены из анализа дисперсных кривых решетки, представляемой в виде открытого периодического волновода.

Приведенные работы являются теоретическими исследованиями. В настоящей заметке на основании физического эксперимента впервые приводится анализ эффекта сверхвысокодобротности.

В проведенных экспериментах взаимодействие электромагнитных колебаний реализуется в открытом резонаторе (ОР) генератора дифракционного излучения (ГДИ) [6], рис. 1. Источником электромагнитных волн является электронный поток (ЭП), пролетающий вблизи отражательной дифракционной решетки (ОДР). При таком возбуждении в ОР возникает сложный колебательно-волновой процесс, который можно разделить на первичное поле, возбуждаемое непосредственно ЭП на ОДР, и вторичное, возбуждаемое на ней же отраженными от верхнего зеркала волнами. Кроме того, между зеркалами ОР существует еще и объемное поле.

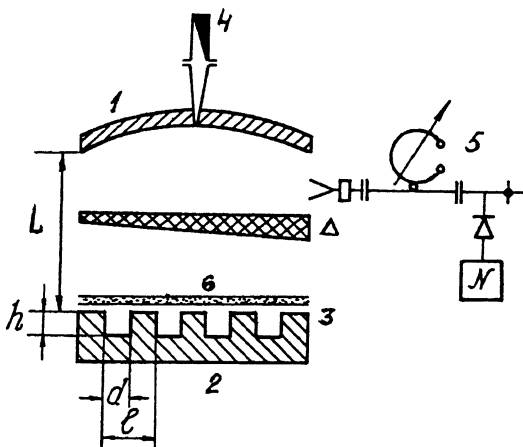


Рис. 1. Схема эксперимента. 1,2 — зеркала ОР; 3 — ОДР, где l — период, d — ширина канавок, h — глубина канавок; 4,5 — измерители мощности и частоты, 6 — электронный поток.

Первые два поля являются поверхностными волнами ОДР, причем вторичное поле запаздывает относительно первичного. Величину этого запаздывания можно изменять путем изменения расстояния L между зеркалами ОР. Для увеличения эффекта запаздывания между зеркалами ОР помещена кварцевая клиновидная пластина Δ (рис. 1). В результате на ОДР образуется два поверхностных поля. Условимся называть их колебаниями ОДР. Когда они неразличимы, имеет место их вырождение. С помощью внешнего управляющего параметра, которым здесь будет L , можно снимать вырождение, т. е. разделять колебания за счет смещения вторичного поля относительно первичного на ОДР. Высокая естественная разреженность спектра колебаний ОР позволяет подробно исследовать процесс взаимодействия колебаний как в точке совпадения их частот, так и в окрестности этой точки.

Следует заметить, что в соответствии с численными экспериментами [1,5] указанные физические процессы реализуются при малых изменениях (“шевелениях”) внешнего управляющего параметра, дисперсионные линии сближаются и расходятся в диапазоне его изменения, например, $\delta = 0.47-0.49$ [5]. В соответствии с этим шаг для изменения L был выбран $\Delta L = 0.01$ мм (он значительно меньше длины волны, т. е. $\Delta L \ll \lambda$).

Измеренные дисперсионные кривые $f(L)$ приведены на рис. 2. Для контроля они были сняты при разных значениях ускоряющего напряжения U ЭП. Рассмотрим $f_1(L)$,

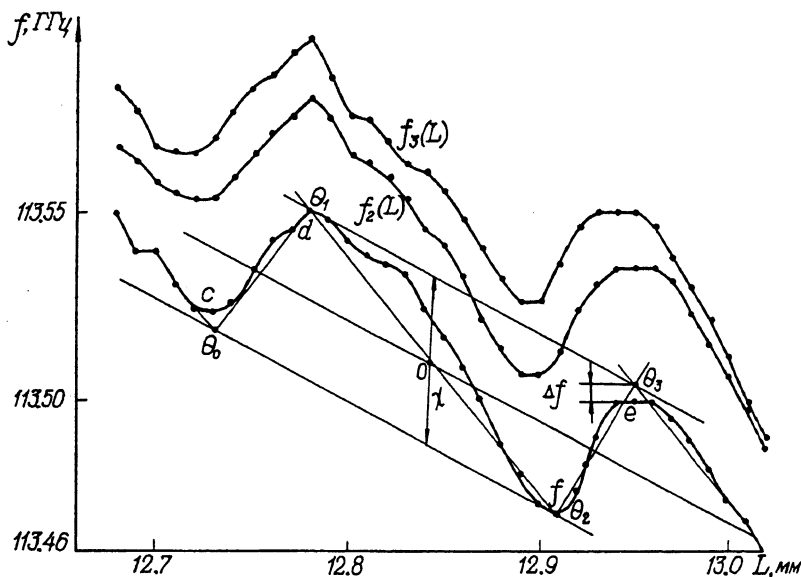


Рис. 2. Дисперсионные кривые $f(L)$, снятые при различных значениях ускоряющего напряжения U ЭП. $f_1(L) - U_1 = 3103 \text{ В} = \text{const}$, $f_2(L) - U_2 = 310 \text{ В} = \text{const}$, $f_3(L) - U_3 = 3109 \text{ В} = \text{const}$, Ток ЭП — $I_1 = I_2 = I_3 = 70 \text{ мА} = \text{const}$.

здесь χ — полоса снятия вырождения. Из рис. 2 видно, что на ветвях cd и fe дисперсия аномальная, на df и ей подобных — нормальная. Соотношения для соответствующих им дисперсий имеют вид

$$u = v + \lambda \frac{dv}{d\lambda}, \quad (1)$$

$$u = v - \lambda \frac{dv}{d\lambda}, \quad (2)$$

где u и v — групповая и фазовая скорости на ОДР, λ — длина волны. Из рис. 2 и (1) (2) видно, что типы дисперсий конкурирующие. Нормальная дисперсия характерна для первичного поля (собственное колебание ОДР в режиме лампы обратной волны), аномальная относится к вторичному полю ОДР и навязывается ему путем изменения управляющего параметра L .

Для удобства рассмотрения отобразим усредненный график $f_1(L)$ в новый график рис. 3 с координатами $(\Delta L, \lambda)$. Точки дисперсионной кривой $f_1(L)$, лежащие на границах полосы снятия вырождения θ_1, θ_2 , относим к вырожденным морсовским критическим точкам (ВМКТ) [1]. Видно, что θ_1

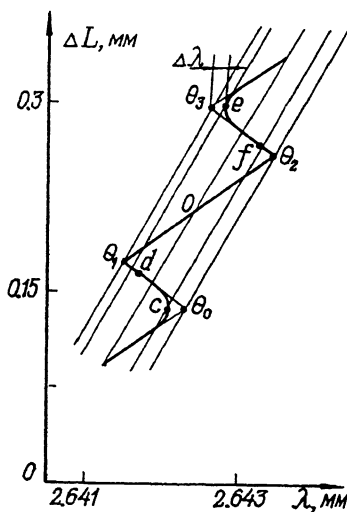


Рис. 3. Усредненная дисперсионная кривая $f_1(L)$ в координатах $(\Delta L, \lambda)$.

и Θ_2 устойчивы, в них наблюдается вырождение колебания ОДР с одним типом дисперсии в колебание с конкурирующим типом дисперсии. Совсем иная ситуация наблюдается в ВМКТ Θ_0, Θ_3 . Они неустойчивы и для них реализуются отображения $\Theta_0 \rightarrow c, \Theta_3 \rightarrow l$. Видно, что в окрестностях c и l (рис. 2) наблюдаются участки, где $u = v$, что возможно в случае реализации равенства, вытекающего из (1), (2).

$$\sum_{i=1}^2 \lambda_i \frac{dv}{d\lambda_i} = 0. \quad (3)$$

Для выполнения (3), очевидно, должны быть равны добротности колебаний $Q_1(L) = Q_2(L)$. Таким образом, компенсация дисперсий (3) в ВМКТ (например, Θ_3) делает ее неустойчивой, вызывает катастрофу (отображение $\Theta_3 \rightarrow l$), которая сопровождается резким смещением частоты Δf (рис. 2) или $\Delta \lambda$ (рис. 3). Если при этом в l добротности совпадают $\Delta Q = 0$, то l устойчива и имеет место автостабилизация частоты [7]. При $\Delta Q \neq 0$ реализуется обратное отображение $l \rightarrow \Theta_3$ (до выравнивания добротностей). Затем цикл будет повторяться.

Таким образом, когда при отображении $\Theta_3 \rightarrow l$ в $\Delta Q = 0$; точка l устойчива и переход $\Theta_3 \rightarrow l$ представляет собой явление самоорганизации междутипового колебания (МК), а сама точка принадлежит к особым точкам ДУ — МКТ [1].

Область, где $u = v$ с центром в точке l (рис. 2), является зоной перестройки генератора на МК. Эта зона физически сходна с областью синхронизации мод в эксперименте Бенара [8], если предположить, что при совпадении частот f_1, f_2 синхронизация переходит в автостабилизацию [7]. В зоне перестройки генератора на МК, когда $\Delta Q = 0$, имеет место $u = v$ и $\Delta f \Delta L = 0$. Так как $\Delta L \neq 0$ и, следовательно, $Q = \frac{f}{2\Delta f} \Big|_{\Delta f \rightarrow 0}^{\rightarrow \infty}$. Такая автостабилизация, обусловленная компенсацией дисперсий, создает сверхвысокодобротности. Следовательно, эффект сверхвысокодобротности здесь выступает как проявление стабильности (устойчивости) системы взаимодействующих колебаний генератора.

Таким образом, компенсация дисперсий в окрестностях особых точек ДУ приводит к погашению мнимых составляющих комплексных собственных частот резонатора, и дисперсионные кривые касаются действительной оси [1,6], что и создает точечный эффект сверхвысокодобротности.

Как видно из рис. 2, в отличие от теоретических исследований, этот эффект оказывается не точечным. Такое несовпадение теории с экспериментом связано с тем, что развитая в [1,6] теория является стационарной и линейной, в то время как представленные здесь экспериментальные данные связаны с нелинейными и нестационарными процессами. Изучение нелинейных эволюционных процессов вблизи МКТ уже начато и некоторые данные опубликованы в [9,10].

Список литературы

- [1] Шестопалов В.П. Морсовские критические точки дисперсионных уравнений. Киев: Наукова думка, 1992. 232 с.
- [2] Штейншлейгер В.Б. // ДАН СССР. 1949. Т. 59. В. 5. С. 669-672.
- [3] Мележик П.Н., Поединчук А.Е., Тучкин Ю.А., Шестопалов В.П. // ДАН УССР. 1987. В. 8. С. 57-61.
- [4] Кириленко А.А., Сенкевич С.Л. // Письма в ЖТФ. Т. 12. В. 14. С. 876-879.
- [5] Шестопалов В.П., Сиренко Ю.К. // Динамическая теория решеток. Киев: Наукова думка, 1989. 216 с.
- [6] Шестопалов В.П. Дифракционная электроника. Харьков: Изд. ХГУ, 1976. 232 с.
- [7] Курин В.Г., Скрынник Б.К., Шестопалов В.П. // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. В. 14. С. 33-37.
- [8] Шустер Г. Детерминированный хаос. Москва: Мир, 1988. 232 с.
- [9] Басс Ф.Г., Почанина И.Е., Шестопалов В.П. // ДАН России. 1993. Т. 334. В. 1. С. 32-34.
- [10] Шестопалов В.П. // ДАН России. 1994. Т. 335. В. 4. С. 440-443.

Институт радиофизики и электроники
Национальной АН Украины
Харьков

Поступило в Редакцию
1 декабря 1994 г.