

- [1] В а р г а ф т и к Н.Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: Наука, 1972. 720 с.
- [2] К о т о у с о в Л.С. ЖТФ. 1987. Т. 57. В. 4. С. 648-656.
- [3] D i n F. Thermodynamic functions of gases. London Butterworths. 1956. V. 1. P. 1-175; V. 2, P. 1-201; 1961. V. 3. P. 1-218.

Поступило в Редакцию
17 мая 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 20

26 октября 1990 г.

09; 07

© 1990

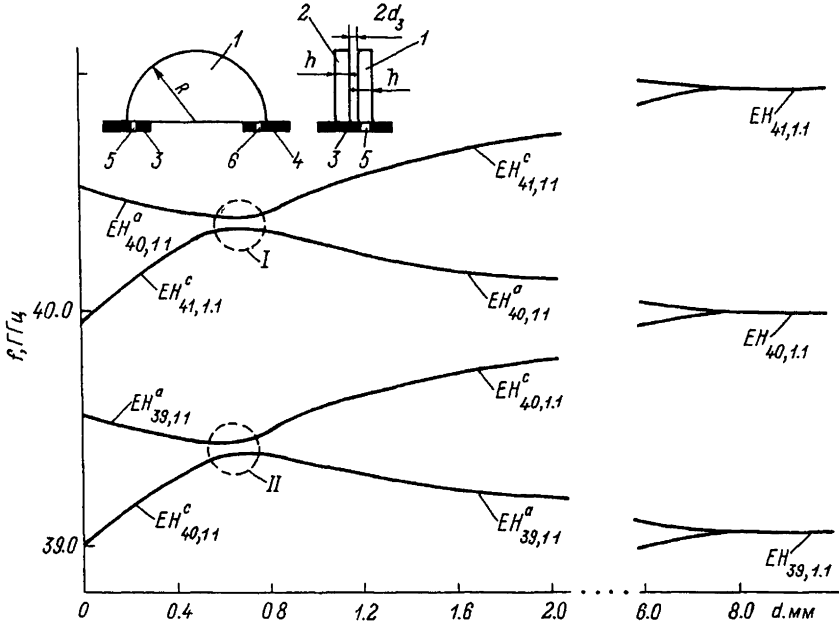
РАСПРЕДЕЛЕННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ КОЛЕБАНИЙ В КВАЗИОПТИЧЕСКИХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РЕЗОНАТОРАХ

Ю.Ф. Ф и л и п п о в, С.Н. Х а р ь к о в с к и й

Эффекты взаимодействия колебаний исследовались в различных резонансных структурах [1-6]. Эти важные для практических целей явления имеют свои особенности в распределенных системах миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов длин волн. С целью выяснения условий и свойств возникновения обнаруженных в [6] явлений в работе экспериментально и теоретически исследована система квазиоптических диэлектрических резонаторов с распределенной электромагнитной связью.

Структура из двух диэлектрических полудисков 1 и 2 (см. вставку на рисунке) с металлическими зеркалами 3 и 4 имеет прямоугольные отверстия связи 5 и 6. Достаточно большой их радиус ($R \geq 5 \lambda_g$, где λ_g - длина волны в них), расположение и ориентация отверстий связи обеспечивает возбуждение азимутальных волн с фиксированной поляризацией, многократные наложения которых в результате отражения от зеркал образуют резонансы азимутальных колебаний высшего порядка в виде стоячих волн.

На рисунке представлены зависимости резонансных колебаний типа EH_{n11} от зазора $2d_3$ между полудисками радиуса $R \sim 39$ мм, толщиной $h \sim 7.2$ мм, изготовленных из фторопласта-4. Отверстие связи, расположенное асимметрично по высоте структуры, возбуждает один из полудисков. Между ними при сближении устанавливается распределенная связь, под действием которой каждое n -колебание типа EH_{n11} расщепляется на два: симметричное



$EH_{n,11}^c$ и асимметричное $EH_{n,11}^a$. Амплитуда поля между полудисками асимметричного (симметричного) типа обращается в нуль (имеет максимум). При определенных $2d_3$ эти колебания приближаются к точке совпадения (вырождения) частот. Вблизи ее происходит взаимодействие колебаний, которое проявляется в расталкивании резонансных кривых, обмене типами колебаний. Здесь происходят следующие преобразования пространственной структуры полей при изменении d_3 . В областях I и II (см. рисунок) наблюдаются поля двух колебаний с близкими частотами, которые пространственно разнесены и не связаны между собой. Поле одного из них, сосредоточенное на зеркале под торцом одного из полудисков, постепенно перекачивается вдоль азимутальной координаты во второй подобно направленному ответвлению энергии при распределенной связи двух диэлектрических волноводов [7], локализуясь под его торцом на другом зеркале. Энергия поля другого резонанса перекачивается наоборот: из второго полудиска в первый. Эти колебания устойчивы и могут одновременно существовать в системе резонаторов. На границах областей I и II в узком интервале по d_3 наблюдаются колебания, которые трудно идентифицировать. Это гибридные или так называемые «междутиповые колебания» [8], структура полей которых неустойчива и изменяется при незначительном изменении d_3 или других неспектральных параметров. Обнаружено, что расщепление колебаний в областях I и II, происходит под влиянием неоднородности системы в виде незначительного перекаса между полудисками (распределенная неоднородность). Разность частот и ширина областей I и II регулируется изменением угла наклона между основаниями полудисков.

Теоретическая моделью расщепления колебаний в рассмотренной выше структуре может быть система, состоящая из расположенных на расстоянии $2d_3$ друг от друга ограниченных металлическими зеркалами двух отрезков планарного диэлектрического волновода длиной L . Собственные частоты ее определяются решениями дисперсионного уравнения

$$\varepsilon_g k_b - k_g \operatorname{tg}(K_g h) - \tau_3 [\varepsilon_g k_b \operatorname{tg}(K_g h) + K_g] = 0, \quad (1)$$

где $\tau_3 = th(k_b d_3)$ - для симметричных и $\tau_3 = th^{-1}(k_b d_3)$ - для асимметричных колебаний, $k_0 = \omega/c$, $k_b = \sqrt{k_z^2 - k_0^2}$, $k_g = \sqrt{\varepsilon_g k_0^2 - k_z^2}$

Можно показать, что компоненты полей собственных колебаний

$$E_x = -\frac{i}{\varepsilon(x)k_0} \frac{\partial H_y}{\partial z}, \quad E_z = \frac{i}{\varepsilon(x)k_0} \frac{\partial H_y}{\partial x}, \quad H_y \quad (2)$$

удовлетворяют условию ортогональности

$$\int [\varepsilon(x) \vec{E}_n^* \vec{E}_p + \vec{H}_n^* \vec{H}_p] dV = 2N_p \delta_{np}. \quad (3)$$

Здесь $N_n = \int \varepsilon(x) |\vec{E}_n|^2 dV = \int |\vec{H}_n|^2 dV$ - норма n -го колебания, интегрирование проводится по всему пространству как внутри так и вне структуры, $\varepsilon(x) = 1$ при $d \leq |x| \leq d_3$, $\varepsilon(x) = \varepsilon_g$ при $d_3 \leq |x| \leq d$,

$$H_y \sim \begin{cases} K_g e^{-K_b(|x|-d)} & |x| \geq d \\ K_g \cos K_g(|x|-d) - \varepsilon_g K_b \sin K_g(|x|-d) & d_3 \leq |x| \leq d \\ (K_g C_g + \varepsilon_g K_b S_g) \varphi(x) & |x| \leq d_3, \end{cases} \quad (4)$$

$\varphi(x) = \frac{\operatorname{ch}(k_b x)}{\operatorname{ch}(k_b d_3)}$ для симметричных и $\varphi(x) = \frac{\operatorname{sh}(k_b x)}{\operatorname{sh}(k_b d_3)}$ для асимметричных колебаний, $d = h + d_3$, $C_g = \cos(K_g h)$, $S_g = \sin(K_g h)$.

Проведенное численное исследование (1) показывает появление точек совпадения частот симметричных и асимметричных колебаний со смежными аксиальными индексами n , вблизи которых наблюдалось их взаимодействие в эксперименте. Для данной структуры в другом частотном диапазоне имеются также точки совпадения с несмежными n .

Исследуем влияние неоднородности $\Delta \varepsilon$ структуры на ее резонансные характеристики, используя интегральное уравнение

$$(\omega - \omega_n) \int [\varepsilon(x) \vec{E}_n^* \vec{E} + \vec{H}_n^* \vec{H}] dV = \omega \int \Delta \varepsilon \vec{E}_n^* \vec{E} dV, \quad (5)$$

где ω и \vec{E} , \vec{H} - частота и поле при $\Delta \varepsilon \neq 0$, ω_n и \vec{E}_n , \vec{H}_n - частота и поле собственного колебания структуры при $\Delta \varepsilon = 0$. Поля \vec{E} и \vec{H} представим в виде суперпозиции этих колебаний

$$\vec{H} = \sum \alpha_p \vec{H}_p, \quad \vec{E} = \sum \alpha_p \vec{E}_p. \quad (6)$$

Влияние неоднородности приводит и к появлению волн излучения. При малых $\Delta \epsilon$ вкладом их в расщепление в первом приближении можно пренебречь. Подставляя (2), (4) в (6) и (5), используя условие ортогональности (3), получаем систему алгебраических уравнений

$$\sum [(\omega - \omega_n) \delta_{np} - \omega \Lambda_{np}] \alpha_p = 0, \quad (7)$$

$$\text{где } \Lambda_{np} = \int \Delta \epsilon \vec{E}_n^* \vec{E}_p dV \quad (8)$$

описывает влияние неоднородности на резонансные частоты структуры, а также взаимодействие различных типов колебаний. На частоте вырождения симметричных и асимметричных колебаний для сдвигки частот из (7) имеем

$$\frac{\Delta \omega_{\pm}}{\omega_n} \approx \pm [\Lambda_{n, n+s} \cdot \Lambda_{n+s, n}]^{1/2}, \quad s = 1, 2. \quad (9)$$

При неоднородности системы за счет перекоса между резонаторами интегрирование в (9) проводится по области отклонения от их параллельности. При этом $\Delta \epsilon = \epsilon_g - 1$, а малым параметром является угол наклона $\Delta \varphi$. Подставляя (2), (4) в (9), получаем, что для несмежных колебаний ($S=2$) расщепление отсутствует ($\Lambda_{n, n+2} = 0$). В этом случае неоднородность в виде перекоса является самокомпенсирующейся. Для смежных колебаний зависимость сдвигки частоты от параметров структуры и частоты определяется выражением

$$\frac{\Delta \omega_{\pm}}{\omega_n} \approx \pm \frac{2k_b k_g \beta}{\alpha} \left(\frac{2L \Delta \varphi}{\pi \epsilon_g k_0} \right)^2, \quad (10)$$

где

$$\beta = (k_z^2 - k_g^2) [(k_g^2 - \epsilon_g k_b^2) S_g C_g + \epsilon_g k_b k_g (C_g^2 - S_g^2)] + k_b k_g (k_z^2 + k_b^2), \quad \alpha = k_z^2 + (\epsilon_g k_b^2 + k_z^2) k_b h.$$

Распределение амплитуд полей по аксиальной координате z определим из (4) и (7). Для несмежных колебаний они имеют вид

$$H_y \sim \cos k_z z \cdot \cos \frac{\pi z}{L} e^{i\omega_n t}, \quad (11)$$

для смежных -

$$\begin{aligned} H_y^+ &\sim \cos k_z z \cdot \cos \frac{\pi z}{L} e^{i(\omega_n + \Delta \omega_+) t}, \\ H_y^- &\sim \sin k_z z \cdot \sin \frac{\pi z}{L} e^{i(\omega_n + \Delta \omega_-) t}. \end{aligned} \quad (12)$$

Замечаем, что в вырожденном случае с несмежными n колебание на одной частоте, промодулированное огибающей с периодом L возникает в результате пространственных биений волн. При смежных n вырожденные промодулированные колебания расщепляются на два ортогональных колебания с близкими частотами, промодулированные вдоль Z ортогональными огибающими. Это подтверждает обнаруженное экспериментально пространственное расщепление полей колебаний и открывает перспективу расчета и создания на этом эффекте распределенных резонансных систем миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов с новыми функциональными возможностями.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Штейншлегер В.Б. Взаимодействие волн в электромагнитных резонаторах. М.: Оборонгиз. 1955. 114 с.
- [2] Богомолов Г.Д., Маненков А.Б. // Изв. вузов. Радиофизика. 1971. Т. 14. № 5. С. 748-753.
- [3] Шестопалов В.П., Сиренко Ю.К. Динамическая теория решеток. Киев: Наукова думка. 1989. 216 с.
- [4] Почанина И.Е., Шестопалов В.П., Яшина Н.П. // Изв. вузов, Радиофизика. 1989. Т. 32. № 8. С. 1000-1008.
- [5] Взятышев В.Ф., Раевский Г.П. // Радиотехника и электроника. 1987. Т. 32. № 4. С. 877-878.
- [6] Кириченко А.Я., Харьковский С.Н. // Письма в ЖТФ. 1990. В. 6. С. 12-16.
- [7] Яри в А., Ю х П. Оптические волны в кристаллах. М.: Мир. 1987. 616 с.
- [8] Шестопалов В.П. // Докл. АН СССР. 1988. Т.303. № 5. С. 1131-1134.

Поступило в Редакцию
12 июня 1990 г.