использовании квазигармонического метода для анализа устройств на транзисторе с затвором Шоттки // Радиотехника и электроника. 1989. Т. 34, вып. 12. С. 2602-2607.

Поступила в редколлегию 11.03.92

УДК 621.372.413

А.А.ТРУБИН, канд. техн. наук, ст. науч. сотр.

ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ШАР В КОАКСИАЛЬНОМ ВОЛНОВОДЕ

Проведен расчет коэффициентов связи диэлектрического резонатора (ДР) сферической формы с ТЕМ- и высшими типами волн коаксиального волновода, а также коэффициентов взаимной связи невырожденных колебаний двух сферических резонаторов. Отмечено влияние симметрии на структуру поля собственных колебаний ДР в волноводе при вырождении. В частном случае круглого волновода найденные формулы переходят в соотношения для коэффициентов связи сферических ДР, расположенных несоосно, а для ДР на оси круглого волновода совпадают с известными.

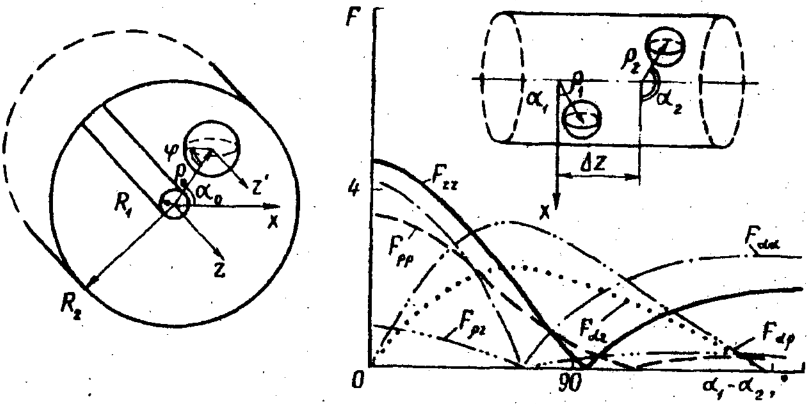
Сферические ДР можно использовать в качестве элементов СВЧ устройств и при несоосном расположении в круглом волноводе. При этом для решения задачи синтеза таких устройств возникает необходимость расчета коэффициентов связи с учетом любых положений ДР.

Известно, что собственные колебания ДР сферической формы в свободном пространстве, в общем случае — сферически-симметричной системе, являются вырожденными. Помещение такого резонатора в структуру с границами, нарушающими сферическую симметрию, приводит к частичному или полному снятию вырождения его собственных колебаний. При наличии симметрии в системе ДР и внешней геометрической структуры поле собственных колебаний такой системы в выделенных плоскостях симметрии может принимать только определенные распределения, характеризуемые условием магнитной или электрической стенки [1]. В рассматриваемом случае несоосного расположения сферического ДР в коаксиальном волноводе с координатами центра ρ_0, α_0, z_0 (см. рисунок, *а*) такими плоскостями симметрии являются плоскости $z = z_0$ и $\alpha = \alpha_0$, $\alpha = \alpha_0 + \pi$. Таким образом, поле собственных колебаний магнитных H_{nml} (или электрических —E_{nml}) типов сферического ДР в коаксиальном волноводе в одноволновом приближении представляется в виде

$$h_r(e_r) = h_0(e_0)\,\frac{n(n+1)}{r}\,j_n(k_1 r)\,P_n^m(\cos\theta)\begin{Bmatrix}\sin m\varphi\\ \cos m\varphi\end{Bmatrix}, \qquad (1)$$

где плоскость $\varphi = 0$ совпадает с плоскостью $\alpha = \alpha_0$, а ось z' локальной, связанной с центром резонатора сферической системы координат, параллельна оси волновода.

Угловые компоненты магнитного поля собственных волн коаксиального волновода описываются так:



а б

для TEM $H_\alpha = \pm I/(2\pi\rho)\, e^{\pm i k_0 z}$;

для H_{su} $H_\alpha = \pm H_0 \dfrac{i\Gamma u}{\omega\,\mu_0\,\rho}\, C_u(\chi\rho)\, \sin u\,\alpha\, e^{\pm i\Gamma z}$; (2)

для E_{su} $H_\alpha = \pm E_0 \chi D_u'(\chi\rho)\, \sin u\,\alpha\, e^{\pm i\Gamma z}$,

где I, H_0, E_0 — нормированные согласно [2] амплитуды:

$$|I| = \left[2\pi/(w_0 \ln R_2/R_1)\right]^{1/2}; \tag{3}$$

$$|H_0| = \left[\frac{2\omega\,\mu_0}{\pi\,(1+\delta_{u0})\,|\Gamma|}\right]^{1/2} \Big/ \left\{C_u^2\,(\chi R_2)\,[(\chi R_2)^2 - u^2] - \right.$$

$$\left. - C_u^2\,(\chi R_1)\,[\chi R_1)^2 - u^2]\right\}^{1/2};$$

$$|E_0| = \left[\frac{2\omega\,\varepsilon_0}{\pi\,(1+\delta_{u0})\,|\Gamma|}\right]^{1/2} \Big/ \left\{[\chi R_2 D_{u-1}(\chi R_2)]^2 - \right.$$

$$\left. - [\chi R_1 D_{u-1}(\chi R_1)]^2\right\}^{1/2};$$

R_1 — радиус центрального, а R_2 — радиус внешнего проводника коаксиального волновода; $w_0 = (\mu_0/\varepsilon_0)^{1/2}$;

$$C_v(\chi\rho) \equiv J_v(\chi\rho) - \frac{J_u'(\chi R_1)}{N_u'(\chi R_1)}\, N_v(\chi\rho);$$

$$D_v(\chi\rho) \equiv J_v(\chi\rho) - \frac{J_u(\chi R_1)}{N_u(\chi R_1)}\, N_v(\chi\rho); \tag{4}$$

$J_u'(x)$ — производная функция Бесселя; $N_u'(x)$ — производная функции Неймана [3]. При $R_1 = 0$ функции (4) переходят в функции Бесселя, а поле (2) совпадает с полем круглого волновода.

Расчет коэффициентов связи сферического ДР с волной ТЕМ проведем, интегрируя по поверхности $r = r_0$ поле шара и волновода. При этом используем выражение

$$\frac{1}{\rho}\begin{matrix}\sin\\ \cos\end{matrix}(\alpha - \alpha_0) = \frac{1}{\rho_0}\sum_{t=0}^{\infty}\left(\frac{r_0'}{\rho_0}\right)^{t}\begin{matrix}\sin\\ \cos\end{matrix}\, t\varphi,$$

обусловленное теоремой сложения Графа [3] для функции Неймана первого порядка. Здесь $\alpha - \alpha_0$ — угол между сторонами ρ и ρ_0, а φ — угол между сторонами ρ_0 и r_0' треугольника. Полученные в результате выражения коэффициентов связи собственных колебаний диэлектрического шара с основной ТЕМ-волной коаксиального волновода имеют такой вид:

для H_{nml}

$$k = (1 - \delta_{m0})\frac{2n+1}{n(n+1)}\frac{(n+m)!}{(n-m)!}\frac{1}{(\ln R_2/R_1)(k_0\rho_0)^{2m}}\begin{Bmatrix}1\\0\end{Bmatrix}\zeta_n^H(p, q); \quad (5)$$

для E_{nml}

$$k = (1 + \delta_{m0})\frac{2n+1}{n(n+1)}\frac{(n+m)!}{(n-m)!}\frac{1}{(\ln R_2/R_1)(k_0\rho_0)^{2m}}\begin{Bmatrix}0\\1\end{Bmatrix}\zeta_n^E(p, q), \quad (6)$$

где $\zeta_n^{H,E}(p, q)$ — функции [4]. Из полученных соотношений следует, что с ТЕМ-волной коаксиального волновода связываются только колебания диэлектрического шара, характеризуемые максимумом магнитного поля (1) для H_{nml}, направленной вдоль α, а также максимумом радиальной компоненты электрического поля для E_{nml} вдоль ρ. При этом коэффициенты связи (5), (6) не зависят от угловой координаты шара и уменьшаются тем быстрее с увеличением радиальной координаты центра, чем больше азимутальное число m.

Аналогичным образом находятся коэффициенты связи ДР с высшими типами волн регулярного коаксиального волновода:

для H_{nml}, H_{su}

$$k = \frac{4}{(1+\delta_{m0})(1+\delta_{u0})}\frac{2n+1}{n(n+1)}\frac{(n-m)!}{(n+m)!}\times$$

$$\times\frac{1}{C_u^2(\chi R_2)\,[(\chi R_2)^2 - u^2] - C_u^2(\chi R_1)\,[(\chi R_1)^2 - u^2]}\times$$

$$\times\frac{1}{|\gamma|}\,[(1-\gamma^2)\frac{dP_n^m(\gamma)^2}{d\gamma}\,]\,\zeta_n^H(p, q)\times$$

$$\times\begin{Bmatrix}[C_{m+u}(\chi\rho_0) - (-1)^m C_{-m+u}(\chi\rho_0)]^2\sin^2 u\alpha_0\\ [C_{m+u}(\chi\rho_0) + (-1)^m C_{-m+u}(\chi\rho_0)]^2\cos^2 u\alpha_0\end{Bmatrix}; \quad (7)$$

для H_{nml}, E_{su}

$$k = \frac{4}{(1+\delta_{u0})}\,\frac{2n+1}{n\,(n+1)}\,\frac{(n-m)\,!}{(n+m)\,!}\times$$

$$\times\,\frac{m^2}{[\chi R_2 D_{u-1}(\chi R_2)\,]^2 - [\chi R_1 D_{u-1}(\chi R_1)\,]^2}\,\zeta^{H}_{n}(p,\,q)\times$$

$$\times\,\frac{1}{|\gamma\,|}\,[P^{m}_{u}(\gamma\,)\,]^2\left\{\begin{matrix}[D_{m+u}(\chi\rho_0) + (-1)^m D_{-m+u}(\chi\rho_0)\,]^2\,\sin^2 u\alpha_0\\ [D_{m+u}(\chi\rho_0) - (-1)^m D_{-m+u}(\chi\rho_0)\,]^2\,\cos^2 u\alpha_0\end{matrix}\right\}; \qquad (8)$$

для E_{nml}, H_{su}

$$k = \frac{4}{(1+\delta_{u0})}\,\frac{(\,2n+1\,)}{n\,(n+1)}\,\frac{(n-m)\,!}{(n+m)\,!}\times$$

$$\times\,\frac{m^2}{C^2_u(\chi R\ )\,[(\chi R_2)^2 - u^2\,] - C^2_u(\chi R_1)\,[(\chi R_1)^2 - u^2\,]}\,\zeta^{E}_{n}(p,\,q\,)\times$$

$$\times\,\frac{1}{|\gamma\,|}\,[P^{m}_{n}(\gamma\,)\,]^2\left\{\begin{matrix}[C_{m+u}(\chi\rho_0) + (-1)^m C_{-m+u}(\chi\rho_0)\,]^2\,\cos^2 u\alpha_0\\ [C_{m+u}(\chi\rho_0) - (-1)^m C_{-m+u}(\chi\rho_0)\,]^2\,\sin^2 u\alpha_0\end{matrix}\right\}; \qquad (9)$$

для E_{nml}, E_{su}

$$k = \frac{4}{(1+\delta_{m0})\,(1+\delta_{u0})}\,\frac{2n+1}{n\,(n+1)}\,\frac{(n-m)\,!}{(n+m)\,!}\times$$

$$\times\,\frac{1}{[\chi R_2 D_{u-1}(\chi R_2)\,]^2 - [\chi R_1 D_{u-1}(\chi R_1)\,]^2}\,\zeta^{E}_{n}(p,\,q\,)\times$$

$$\times\frac{1}{|\gamma\,|}\left[(1-\gamma^2)\frac{dP^{m}_{n}(\gamma\,)}{d\gamma}\right]^2\left\{\begin{matrix}[D_{m+u}(\chi\rho_0)-(-1)^m D_{-m+u}(\chi\rho_0)\,]^2\cos^2 u\alpha_0\\ [D_{m+u}(\chi\rho_0)+(-1)^m D_{-m+u}(\chi\rho_0)\,]^2\sin^2 u\alpha_0\end{matrix}\right\}. \quad (10)$$

Здесь $\gamma = \Gamma/k_0 = [1 - (\chi/k_0)^2\,]^{1/2}$; поперечная постоянная распространения $\chi = æ_{su}/R_2$ находится из уравнений [5], определяющих распределение поля высших типов волн коаксиального волновода. Множители соотношений (7)—(10), заключенные в фигурные скобки, относятся к нечетным (верхние) и четным (нижние) распределениям r-компонент поля собственных колебаний (1) относительно плоскости симметрии $\alpha = \alpha_0$ волновода с ДР.

В случае круглого волновода ($R_1 = 0$) в соотношениях (7)— (10) от функций (4) следует перейти к функциям Бесселя. При этом, если координата центра ДР лежит на оси волновода, то отличными от нуля будут только коэффициенты связи собственных колебаний шара с $m = u$, поскольку $J_\nu(\,0\,) \neq 0$ только при $\nu = 0$. В этом случае выражения (7)—(10) совпадают с найденными в работе [6]. Причем, как и в частном случае [6], азимутально однородные колебания шара не связываются с полями волновода — магнитные с электрическими (8) и электрические с магнитными (9) — при любых значениях поперечных координат.

Аналогичным образом находим выражения коэффициентов взаимной связи двух одинаковых сферических ДР с координатами центров (ρ_1, α_1, z_1), (ρ_2, α_2, z_2) в коаксиальном волноводе:

в случае магнитных невырожденных колебаний H_{nml} в каждом резонаторе

$$k = \frac{-4}{1+\delta_{m0}} \, \frac{2n+1}{n(n+1)} \, \frac{(n-m)!}{(n+m)!} \, \alpha_n^H(p, q) \sum_{u=0}^{\infty} \frac{\cos u(\alpha_1 - \alpha_2)}{1+\delta_{u0}} \times$$

$$\times \sum_{s=1}^{\infty} \left\{ \frac{1}{|y|} \left[(1-y^2) \frac{dP_n^m(y)}{dy} \right]^2 \times \right.$$

$$\times \frac{e^{-|y| k_0 \Delta z}}{C_u^2(\chi R_2)\,[(\chi R_2)^2 - u^2] - C_u^2(\chi R_1)\,[(\chi R_1)^2 - u^2]} \times$$

$$\times [C_{m+u}(\chi\rho_1) \pm (-1)^m C_{-m+u}(\chi\rho_1)]\,[C_{m+u}(\chi\rho_2) \pm (-1)^m C_{-m+u}(\chi\rho_2)] +$$

$$+ \frac{1}{|t|} [P_n^m(t)]^2 \frac{m^2 e^{-|t| k_0 \Delta z}}{[\chi R_2 D_{u-1}(\chi R_2)]^2 - [\chi R_1 D_{u-1}(\chi R_1)]^2} \times \tag{11}$$

$$\left. \times [D_{m+u}(\chi\rho_1) \pm (-1)^m D_{-m+u}(\chi\rho_1)]\,[D_{m+u}(\chi\rho_2) \pm (-1)^m D_{-m+u}(\chi\rho_2)] \right|;$$

для нечетных H_{nm_1l} колебаний первого ДР и четных по φH_{nm_2l} колебаний второго ДР

$$k = -4 \frac{2n+1}{n(n+1)} \left[\prod_{\nu=1}^{2} \frac{1}{1+\delta_{m_\nu 0}} \, \frac{(n-m_\nu)!}{(n+m_\nu)!} \right]^{1/2} \alpha_n^H(p, q) \times$$

$$\times \sum_{u=1}^{\infty} \sin u(\alpha_2 - \alpha_1) \sum_{s=1}^{\infty} \left\{ \frac{1}{|y|} (1-y^2)^2 \frac{dP_n^{m_1}(y)}{dy} \, \frac{dP_n^{m_2}(y)}{dy} \times \right.$$

$$\times \frac{e^{-|y| k_0 \Delta z}}{C_u^2(\chi R_2)\,[(\chi R_2)^2 - u^2] - C_u^2(\chi R_1)\,[(\chi R_1)^2 - u^2]} \times$$

$$\times [C_{m_1+u}(\chi\rho_1) - (-1)^{m_1} C_{-m_1+u}(\chi\rho_1)] \times$$

$$\times [C_{m_2+u}(\chi\rho_2) + (-1)^{m_2} C_{-m_2+u}(\chi\rho_2)] +$$

$$+ \frac{1}{|t|} P_n^{m_1}(t)\, P_n^{m_2}(t) \frac{m_1 m_2 e^{-|t| k_0 \Delta z}}{[\chi R_2 D_{u-1}(\chi R_2)]^2 - [\chi R_1 D_{u-1}(\chi R_1)]^2} \times$$

$$\times [D_{m_1+u}(\chi\rho_1) + (-1)^{m_1} D_{-m_1+u}(\chi\rho_1)] \times$$

$$\left. \times [D_{m_2+u}(\chi\rho_2) + (-1)^{m_2} D_{-m_2+u}(\chi\rho_2)] \right|; \tag{12}$$

для нечетных (верхний знак) и четных (нижний) невырожденных колебаний E_{nml}

$$k = \frac{-4}{1+\delta_{m0}} \frac{2n+1}{n(n+1)} \frac{(n-m)!}{(n+m)!} \alpha_n^E(p, q) \sum_{u=0}^{\infty} \frac{\cos u(\alpha_1 - \alpha_2)}{1+\delta_{u0}} \times$$

$$\times \sum_{s=1}^{\infty} \left\{ \frac{1}{|y|} [P_n^m(y)]^2 \frac{m^2 e^{-|y| k_0 \Delta z}}{C_u^2(\chi R_2)[(\chi R_2)^2 - u^2] - C_u^2(\chi R_1)[(\chi R_1)^2 - u^2]} \times \right.$$

$$\times [C_{m+u}(\chi\rho_1) \pm (-1)^m C_{-m+u}(\chi\rho_1)] \times$$

$$\times [C_{m+u}(\chi\rho_2) \pm (-1)^m C_{-m+u}(\chi\rho_2)] +$$

$$\frac{1}{|t|} \left[(1-t^2) \frac{d P_n^m(t)}{dt} \right]^2 \times$$

$$\times \frac{e^{-|t| k_0 \Delta z}}{[\chi R_2 D_{u-1}(\chi R_2)]^2 - [\chi R_1 D_{u-1}(\chi R_1)]^2} \times \tag{13}$$

$$\left. \times [D_{m+u}(\chi\rho_1) \pm (-1)^m D_{-m+u}(\chi\rho_1)][D_{m+u}(\chi\rho_2) \pm (-1)^m D_{-m+u}(\chi\rho_2)] \right\};$$

для нечетных E_{nm_1l} колебаний первого и четных E_{nm_2l} колебаний второго ДР

$$k = -4 \frac{2n+1}{n(n+1)} \left[\prod_{\nu=1}^{2} \frac{1}{(1+\delta_{m_\nu 0})} \frac{(n-m_\nu)!}{(n+m_\nu)!} \right]^{1/2} \alpha_n^E(p, q) \times$$

$$\times \sum_{u=1}^{\infty} \sin u(\alpha_2 - \alpha_1) \sum_{s=1}^{\infty} \left\{ \frac{1}{|y|} P_n^{m_1}(y) P_n^{m_2}(y) \times \right.$$

$$\times \frac{m_1 m_2 e^{-|y| k_0 \Delta z}}{C_u^2(\chi R_2)[(\chi R_2)^2 - u^2] - C_u^2(\chi R_1) \cdot [(\chi R_1)^2 - u^2]} \times$$

$$\times [C_{m_1+u}(\chi\rho_1) + (-1)^{m_1} C_{-m_1+u}(\chi\rho_1)] \times$$

$$\times [C_{m_2+u}(\chi\rho_2) - (-1)^{m_2} C_{-m_2+u}(\chi\rho_2)] +$$

$$+ \frac{1}{|t|} (1-t^2)^2 \frac{d P_n^{m_1}(t)}{dt} \frac{d P_n^{m_2}(t)}{dt} \times$$

$$\times \frac{e^{-|t| k_0 \Delta z}}{[\chi R_2 D_{u-1}(\chi R_2)]^2 - [\chi R_1 D_{u-1}(\chi R_1)]^2} \times$$

$$\times [D_{m_1+u}(\chi\rho_1) - (-1)^{m_1} D_{-m_1+u}(\chi\rho_1)] \times$$

$$[D_{m_2+u}(\chi\rho_2)+(-1)^{m_2}D_{-m_2+u}(\chi\rho_2)]\Big\}. \tag{14}$$

Колебания ДР магнитных и электрических типов также могут связываться между собой. Так, для нечетных магнитных колебаний H_{nml} и четных электрическихE_{nml} (верхний знак), а также четных магнитных и нечетных электрических (нижний)

$$k = \pm\, 4m\,\frac{2n+1}{n\,(n+1)}\,\frac{(n-m)\,!}{(n+m)\,!}\,\alpha_n^{EH}(p,q)\sum_{u=0}^{\infty}\frac{\cos u\,(\alpha_2-\alpha_1)}{1+\delta_{u0}}\times$$

$$\times\sum_{s=1}^{\infty}\Bigg\{\frac{1}{|y|}\,(1-y^2)\,\frac{dP_n^m(y)}{dy}\,P_n^m(y)\times$$

$$\times\frac{e^{-|y|k_0\Delta z}}{C_u^2(\chi R_2)\,[(\chi R_2)^2-u^2]-C_u^2(\chi R_1)\,[(\chi R_1)^2-u^2]}\times$$

$$\times\,[C_{m+u}(\chi\rho_1)\pm(-1)^mC_{-m+u}(\chi\rho_1)]\,[C_{m+u}(\chi\rho_2)\pm(-1)^mC_{-m+u}(\chi\rho_2)]+$$

$$+\,\frac{1}{|t|}\,(1-t^2)\,\frac{d\,P_n^m(t)}{dt}\,P_n^m(t)\times \tag{15}$$

$$\times\frac{e^{-|t|k_0\Delta z}}{[\chi R_2D_{u-1}^2(\chi R_2)]^2-[\chi R_1D_{u-1}(\chi R_1)]^2}\times$$

$$\times\,[D_{m+u}(\chi\rho_1)\pm(-1)^mD_{-m+u}(\chi\rho_1)]\,[D_{m+u}(\chi\rho_2)\pm(-1)^mD_{-m+u}(\chi\rho_2)]\Big\};$$

для нечетных по φ магнитных и электрических колебаний (верхний знак) и четных (нижний)

$$k = -\,4m\,\frac{2n+1}{n\,(n+1)}\,\frac{(n-m)\,!}{(n+m)\,!}\,\alpha_n^{EH}(p,q)\sum_{u=1}^{\infty}\sin u\,(\alpha_2-\alpha_1)\times$$

$$\times\sum_{s=1}^{\infty}\Bigg\{\frac{1}{|y|}\,(1-y^2)\,\frac{dP_n^m(y)}{dy}\,P_n^m(y)\times$$

$$\times\frac{e^{-|y|k_0\Delta z}}{C_u^2(\chi R_2)\,[(\chi R_2)^2-u^2]-C_u^2(\chi R_1)\,[(\chi R_1)^2-u^2]}\times$$

$$\times\,[C_{m+u}(\chi\rho_1)\pm(-1)^mC_{-m+u}(\chi\rho_1)]\,[C_{m+u}(\chi\rho_2)\pm(-1)^mC_{-m+u}(\chi\rho_2)]+$$

$$\frac{1}{|t|}\,(1-t^2)\,\frac{d\,P_n^m(t)}{dt}\,P_n^m(t)\times$$

$$\times\frac{e^{-|t|k_0\Delta z}}{[\chi R_2D_{u-1}(\chi R_2)]^2-[\chi R_1D_{u-1}(\chi R_1)]^2}\times \tag{16}$$

$$\times\,[D_{m+u}(\chi\rho_1)\pm(-1)^mD_{-m+u}(\chi\rho_1)]\,[D_{m+u}(\chi\rho_2)\pm(-1)^mD_{-m+u}(\chi\rho_2)]\Big\},$$

где $y = i\Gamma_H/k_0$ для магнитных волн; $t = i\Gamma_E/k_0$ для электрических волн коаксиального волновода; $\alpha_n^{E,H}(p, q)$ — функции [6], определяющие зависимость коэффициентов связи от параметров ДР.

В практически важном случае круглого волновода функции (4) в полученных соотношениях переходят в функции Бесселя, а параметры $\chi R_2 = j'_{u,s}$ — для магнитных; $\chi R_2 = j_{u,s}$ — для электрических волн. Здесь $j_{u,s}$ ($j'_{u,s}$) — s-й ноль (производной) функции Бесселя. При этом, если один из резонаторов располагается на оси волновода, то в суммах (11)—(16) ненулевыми слагаемыми будут только члены с $u = m$, а зависимость связи от углов между поляризациями поля ДР становится гармонической: $k(\alpha_2 - \alpha_1) = k(0) \sin (cos)\, u (\alpha_2 - \alpha_1)$. Это явление наблюдалось экспериментально в случае цилиндрических ДР с основными магнитными колебаниями, оси которых поворачивались в поперечной плоскости круглого волновода относительно друг друга [7]. На рисунке (*б*) показаны зависимости коэффициентов взаимной связи основных магнитных невырожденных колебаний ДР с $\rho_1/R_2 = 0{,}5$; $\rho_2/R_2 = 0{,}25$; $k_0\Delta z = 1$; $k_0R_2 = 1{,}2$. При вычислениях в формулах (11)—(12) формально полагалось, что $\alpha_n^H(p, q) = 1$. При этом сомножители коэффициентов связи обозначались по направлению максимума магнитного поля в центре каждого из резонаторов. Приведенные зависимости указывают на возможность простого изменения знака коэффициентов взаимной связи при вариации относительных угловых координат ДР, что позволяет использовать указанные структуры при конструировании фильтров с эллиптическими характеристиками.

Список использованной литературы

1. Григорьев А.Г., Янкевич В.Б. Резонаторы и резонаторные замедляющие системы СВЧ. М., 1984. 247 с. *2. Никольский В.В.* Электродинамика и распространение радиоволн. М., 1973. 607 с. *3. Абрамовиц М., Стиган И.* Справочник по специальным функциям. М., 1979. 832 с. *4. Ильченко М.Е., Трубин А.А.* Расчет коэффициентов связи диэлектрического шара с прямоугольным волноводом при возбуждении магнитных и электрических видов колебаний // Изв. вузов. Радиоэлектроника. 1982. Т. 25, № 8. С. 3—8. *5. Нефедов Е.И.* Открытые коаксиальные резонансные структуры. М., 1982. 220 с. *6. Трубин А.А.* Диэлектрический шар в круглом волноводе // Вестн. Киев. политехн. ин-та. Радиотехника. 1990. Вып. 27. С. 31—34. *7. Безбородов Ю.М., Липатов А.А., Афромеев В.И.* Конструирование СВЧ фильтров на диэлектрических резонаторах // Разработка элементов градиентной оптики и гибридных интегральных схем оптического и СВЧ-диапазонов. М., 1982. С. 100—105.

Поступила в редколлегию 19.02.92