

电磁开腔测量各向异性媒质复介电常数*

夏 军 梁昌洪

(西安电子科技大学电磁场工程系 西安 710071)

摘要 本文利用微扰原理和复数源点法,对电磁开腔测量单轴各向异性媒质复介电常数进行了理论研究,并且定量地分析了在测量中由于媒质的各向异性引起的双折射现象。最后利用一套八毫米电磁开腔自动测量系统对几种石英晶体样品进行了实际测量。

关键词 电磁开腔,各向异性媒质,复介电常数,微扰原理,复数源点法

1 引 言

电磁开腔结构简单、 Q 值高、制作方便、易于测量,被大量地应用于毫米波介质复介电常数、各向异性等离子体、气体波谱和散射特性等测量领域。

D. D. Bhawalker, A. M. Goncharenko^[1] 和 H. Ermert^[2] 分析了高斯波束在各向异性媒质中的传播, R. G. Jones^[3] 进而研究了电磁开腔测量单轴各向异性媒质介电常数的问题。在 R. G. Jones 的研究中认为电磁开腔中的场是线性极化波。但是更新的研究^[4,5]指出电磁开腔中存在的是矢量场。本文借助于微扰原理^[6],利用复数源点法分析了当一个平板状单轴各向异性媒质置于平面-球面镜腔中,各区域的矢量场分布,对电磁开腔测量单轴各向异性媒质复介电常数进行了理论研究。进一步利用介质微扰公式,从理论上分析了电磁开腔由于媒质的各向异性因素而引起的谐振频率偏移,从而定量地解释了在电磁开腔测量各向异性媒质时出现的双折射现象。实际的测量数据与理论的分析结果十分吻合。

2 微 扰 理 论

我们讨论最常用的平面-球面腔,如图1所示,仅考虑 TEM_{00} 模式,腔与输入、输出波导的方位如图2所示。

设弱各向异性媒质的相对介电常数张量为

$$\bar{\epsilon} = \begin{bmatrix} \epsilon_x & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_y & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_z \end{bmatrix}. \quad (1)$$

1992-05-07收到,1992-07-15定稿

* 国家教委博士学科点基金资助项目

夏 军 男,1965年生,博士后,现从事毫米波隐身材料和微波自动化测量的研究。

梁昌洪 男,1943年生,教授,博士生导师,从事电磁场和微波技术的教学和科研工作。

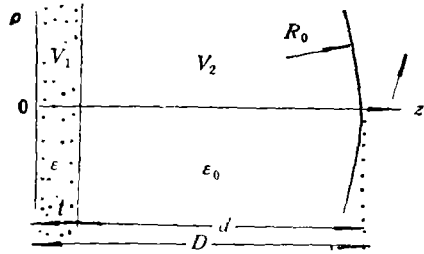


图1 加载开腔结构图

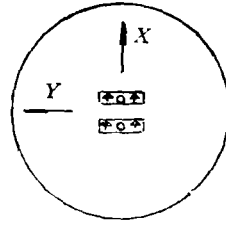


图2 波导和腔耦合示意图

腔中角频率为 ω' ； V_1 区域中场为 $\mathbf{E}_1, \mathbf{H}_1$ ； V_2 区域中场为 $\mathbf{E}_2, \mathbf{H}_2$ 。利用介质微扰的概念^[6]，假定： $\varepsilon_x = \varepsilon_y = \varepsilon_z = \varepsilon$ ；腔中角频率为 ω ； V_1 区域中场为 $\mathbf{E}_1, \mathbf{H}_1$ ； V_2 区域中场为 $\mathbf{E}_2, \mathbf{H}_2$ 。应用微扰理论，可推导出

$$\frac{\omega' - \omega}{\omega} = \frac{\int_{V_1} [(\varepsilon - \varepsilon_x)E_{z1}^2 + (\varepsilon - \varepsilon_y)E_{y1}^2 + (\varepsilon - \varepsilon_z)E_{x1}^2] dV}{\int_V (\mathbf{E}^* \cdot \mathbf{D} + \mathbf{H}^* \cdot \mathbf{B}) dV} \quad (2)$$

利用文献[5]的分析结果可以得到腔中各区域的场分布：在区域 V_1 中

$$E_{z1} = \frac{\omega_0}{\omega_1} \exp\left(-\frac{\rho^2}{\omega_1^2}\right) \left\{ \left(1 - \frac{2}{n^2 k^2 \omega_1^2}\right) \sin \left[nkz - \Phi_1(z) + \xi_1(z) + \frac{nk\rho^2}{2R_1} \right] \right. \\ \left. + \frac{5x^2 + 3y^2}{n^2 k^2 \omega_1^2} \sin \left[nkz - 3\Phi_1(z) + \frac{nk\rho^2}{2R_1} \right] \right. \\ \left. - \frac{\rho^4}{n^2 k^2 \omega_1^2} \sin \left[nkz - 4\Phi_1(z) + \frac{nk\rho^2}{2R_1} \right] \right\}, \quad (3a)$$

$$E_{y1} = \frac{2xy}{n^2 k^2 \omega_0 \omega_1^2} \exp\left(-\frac{\rho^2}{\omega_1^2}\right) \sin \left[nkz - 3\Phi_1(z) + \frac{nk\rho^2}{2R_1} \right], \quad (3b)$$

$$E_{x1} = -\frac{2x}{nk\omega_1^2} \exp\left(-\frac{\rho^2}{\omega_1^2}\right) \cos \left[nkz - 2\Phi_1(z) + \frac{nk\rho^2}{2R_1} \right]; \quad (3c)$$

$$H_{z1} = j \frac{2xy}{n^2 k^2 \omega_0 \omega_1^2} \left(\frac{\varepsilon}{\mu_0}\right)^{1/2} \exp\left(-\frac{\rho^2}{\omega_1^2}\right) \sin \left[nkz - 3\Phi_1(z) + \frac{nk\rho^2}{2R_1} \right], \quad (4a)$$

$$H_{y1} = j \frac{\omega_0}{\omega_1} \left(\frac{\varepsilon}{\mu_0}\right)^{1/2} \exp\left(-\frac{\rho^2}{\omega_1^2}\right) \left\{ \left(1 - \frac{2}{n^2 k^2 \omega_1^2}\right) \cos \left[nkz - \Phi_1(z) + \xi_1(z) + \frac{nk\rho^2}{2R_1} \right] \right. \\ \left. + \frac{3x^2 + 5y^2}{n^2 k^2 \omega_1^2} \cos \left[nkz - 3\Phi_1(z) + \frac{nk\rho^2}{2R_1} \right] \right. \\ \left. - \frac{\rho^4}{n^2 k^2 \omega_1^2} \cos \left[nkz - 2\Phi_1(z) + \frac{nk\rho^2}{2R_1} \right] \right\}, \quad (4b)$$

$$H_{x1} = j \frac{2y}{nk\omega_1^2} \left(\frac{\varepsilon}{\mu_0}\right)^{1/2} \exp\left(-\frac{\rho^2}{\omega_1^2}\right) \sin \left[nkz - 2\Phi_1(z) + \frac{nk\rho^2}{2R_1} \right]; \quad (4c)$$

这里 $\xi_1(z) = \arctan(1/nkR_1)$ ； $\omega_1^2(z)/\omega_0^2 = 1 + z^2/n^2 z_0^2$ ； $R_1(z) = z + n^2 z_0^2/z$ ； $\Phi_1(z) = \arctan(z/nz_0)$ ； $z_0 = (1/2)k\omega_1^2$ 。 $\varepsilon = n^2$ ， $k = 2\pi f/c$ ， c 为光速。在区域 V_2 中

$$E_{z2} = A \frac{\omega_0}{\omega_2} \exp\left(-\frac{\rho^2}{\omega_2^2}\right) \left\{ \left(1 - \frac{2}{k^2 \omega_2^2}\right) \sin \left[k(z - t - d) - \Phi_2(z) + \Phi_1(D) \right] \right.$$

$$\begin{aligned}
& + \xi_2(z) - \xi_2(D) + \frac{k\rho^2}{2R^2} + \frac{5x^2 + 3y^2}{k^2\omega_0^2\omega_2^2} \sin \left[k(z - t - d) - 3\Phi_2(z) \right. \\
& + \Phi_2(D) + \frac{k\rho^2}{2R^2} \left. - \frac{\rho^4}{k^2\omega_0^2\omega_2^2} \sin \left[k(z - t - d) - 4\Phi_2(z) \right. \right. \\
& \left. \left. + \Phi_2(D) + \frac{k\rho^2}{2R^2} \right] \right\}, \quad (5a)
\end{aligned}$$

$$E_{y2} = A \cdot \frac{2xy}{k\omega_0\omega_2^3} \exp\left(-\frac{\rho^2}{\omega_2^2}\right) \sin \left[k(z - t - d) - 3\Phi_2(z) + \Phi_2(D) + \frac{k\rho^2}{2R^2} \right], \quad (5b)$$

$$E_{x2} = A \cdot \frac{2x}{k\omega_2^2} \exp\left(-\frac{\rho^2}{\omega_2^2}\right) \cos \left[k(z - t - d) - 2\Phi_2(z) + \Phi_2(D) + \frac{k\rho^2}{2R^2} \right]; \quad (5c)$$

$$\begin{aligned}
H_{x2} = A \cdot j \frac{2xy}{k^2\omega_0\omega_2^3} \exp\left(-\frac{\rho^2}{\omega_2^2}\right) \left(\frac{\epsilon_0}{\mu_0}\right)^{1/2} \cos \left[k(z - t - d) - 3\Phi_2(z) \right. \\
\left. + \Phi_2(D) + \frac{k\rho^2}{2R^2} \right], \quad (6a)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
H_{y2} = A \cdot j \frac{\omega_0}{\omega_2} \exp\left(-\frac{\rho^2}{\omega_2^2}\right) \left(\frac{\epsilon_0}{\mu_0}\right)^{1/2} \left\{ \left(1 - \frac{2}{k^2\omega_2^2}\right) \cos \left[k(z - t - d) - \Phi_2(z) \right. \right. \\
\left. \left. + \Phi_2(D) + \xi_2(z) - \xi_2(D) + \frac{k\rho^2}{2R^2} \right] + \frac{3x^2 + 5y^2}{k^2\omega_0^2\omega_2^2} \cos \left[k(z - t - d) \right. \right. \\
\left. \left. - 3\Phi_2(z) + \Phi_2(D) + \frac{k\rho^2}{2R^2} \right] - \frac{\rho^4}{k^2\omega_0^2\omega_2^2} \cos \left[k(z - t - d) \right. \right. \\
\left. \left. - 4\Phi_2(z) + \Phi_2(D) + \frac{k\rho^2}{2R^2} \right] \right\}, \quad (6b)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
H_{z2} = A \cdot j \frac{2y}{k\omega_2^2} \exp\left(-\frac{\rho^2}{\omega_2^2}\right) (\epsilon_0/\mu_0)^{1/2} \cos \left[k(z - t - d) - 4\Phi_2(z) \right. \\
\left. + \Phi_2(D) + \frac{k\rho^2}{2R^2} \right]; \quad (6c)
\end{aligned}$$

这里 A 是振幅因子; $\xi_2(z) = \arctan(1/kR_2)$; $\omega_2^2(z)/\omega_0^2 = 1 + (z - t')^2/z_0^2$; $R_2(z) = (z - t') + z_0^2/(z - t')$; $\Phi_2(z) = \arctan[(z - t')/z_0]$; $t' = t(1 - 1/n)$; $z_0 = [(d + t/n) \cdot (R_0 - d - t/n)]^{1/2}$. 忽略 $(k\omega_0)^{-2}$ 以上项, 由媒质界面场匹配概念, 可求得

$$A = -\sin(nkt - \Phi_T) / \sin(kd - \Phi_D), \quad (7)$$

$$\frac{1}{n} \tan(nkt - \Phi_T) = -\tan(kd - \Phi_D), \quad (8)$$

其中 $\Phi_T = \Phi_1(t) - \xi_1(t)$, $\Phi_D = \Phi_1(D) - \Phi_2(t) - \xi_2(D) + \xi_2(t)$

将未微扰的场公式代入(2)式中, 经计算可求得

$$\begin{aligned}
\frac{\omega' - \omega}{\omega} = -(\epsilon_x - \epsilon) \cdot \frac{2nkt - \sin(2nkt)}{4nk(t\Delta + d) \cdot A^2} - (\epsilon_y - \epsilon) \\
\cdot \frac{2nkt - \sin(2nkt)}{n^2k^4\omega_0^2 8nk(t\Delta + d) \cdot A^2} - (\epsilon_x - \epsilon)
\end{aligned}$$

$$\cdot \frac{2nk\epsilon + \sin(2nk\epsilon)}{n^2k^2\omega_0^2 4nk(\epsilon\Delta + d) \cdot A^2}, \quad (9)$$

这里

$$\Delta = n^2/[n^2\cos^2(nk\epsilon - \Phi_T) + \sin^2(nk\epsilon - \Phi_T)]. \quad (10)$$

3 测量技术

设单轴各向异性媒质的相对介电常数张量为

$$\bar{\epsilon} = \begin{bmatrix} \epsilon_a & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_b & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_c \end{bmatrix}, \quad (11)$$

其中 $\epsilon_a = \epsilon_b = \epsilon_{\perp}$, $\epsilon_c = \epsilon_{\parallel}$, 我们考虑两种样品式样:一种其光轴平行于腔轴,如图 3(a)所示,将其称为样品 A;另一种其光轴垂直于腔轴,如图 3(b)所示. 设光轴 AB 与 X

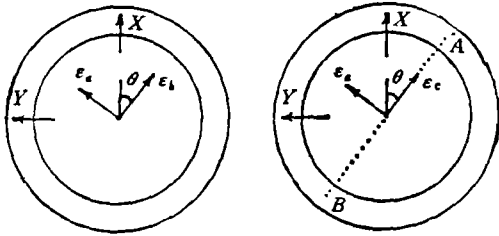


图 3 (a) A 样品在腔中的方位图 (b) B 样品在腔中的方位图

轴夹角为 θ , 当 $\theta = 0$ 时,称为样品 B_{\parallel} , 当 $\theta = 90^\circ$ 时,称为样品 B_{\perp} .

正如 Jones^[3] 的分析中所指出的, 对于绝大多数单轴晶体, $\epsilon_{\parallel} \approx \epsilon_{\perp}$. 比较 (1) 式和 (11) 式, 不妨令 $\epsilon_{\perp} = \epsilon$, 即 $\epsilon_a = \epsilon_b = \epsilon$. 对于样品 A, 可令

$\epsilon_a = \epsilon_x$, $\epsilon_b = \epsilon_y$, $\epsilon_c = \epsilon_z$, 由此由 (9) 式可有

$$\Delta f_A = -(\epsilon_c - \epsilon) \cdot \frac{1}{n^2k^2\omega_0^2} \cdot \frac{2nk\epsilon + \sin(2nk\epsilon)}{4nk(\epsilon\Delta + d) \cdot A^2} \cdot f. \quad (12)$$

对于样品 B_{\parallel} , 有 $\epsilon_a = \epsilon_y$, $\epsilon_b = \epsilon_x$, $\epsilon_c = \epsilon_z$,

$$\Delta f_{B_{\parallel}} = -(\epsilon_c - \epsilon) \cdot \frac{2nk\epsilon - \sin(2nk\epsilon)}{4nk(\epsilon\Delta + d) \cdot A^2} \cdot f. \quad (13)$$

对于样品 B_{\perp} , 有 $\epsilon_a = \epsilon_x$, $\epsilon_b = \epsilon_z$, $\epsilon_c = \epsilon_y$,

$$\Delta f_{B_{\perp}} = -(\epsilon_c - \epsilon) \cdot \frac{1}{n^2k^2\omega_0^2} \cdot \frac{2nk\epsilon - \sin(2nk\epsilon)}{8nk(\epsilon\Delta + d) \cdot A^2} \cdot f. \quad (14)$$

对于通常使用的电磁开腔, $(k\omega_0)^2$ 一般为 10^2 量级. 利用后面的实际测量数据进行计算, 就会发现(见表 3) Δf_A 为 kHz, $\Delta f_{B_{\parallel}}$ 为 MHz 量级, $\Delta f_{B_{\perp}}$ 为 Hz 量级. 很显然, 对样品 B_{\perp} 的测量受各向异性影响最小, 测量结果为 ϵ_{\perp} ; 样品 B_{\parallel} 的测量明显反映了各向异性特性, 测量结果为 ϵ_{\parallel} ; 样品 A 的测量受到了各向异性特性的一定影响, 但测量结果仍为 ϵ_{\perp} . 具体测量步骤如下:

首先测量空腔的谐振频率 f_0 , 品质因数 Q_0 , 进而由下式精确求出腔长 D_0 .

$$f_0 = \frac{c}{2D_0} \left[q + 1 + \frac{1}{\pi} \arccos \left(1 - \frac{D_0}{R_0} \right) - \frac{1}{4\pi k R_0} \right], \quad (15)$$

这里 q 为腔纵轴模数, 再将样品放在平面镜上, 测量此时的谐振频率 f_L , 品质因数 Q_L , 将

f_L 代入下式求得修正谐振频率为

$$f = f_L - f_L \cdot \left[\frac{i(n-\Delta)}{n^2 k^2 \omega_i^2(\epsilon)(i\Delta+d) \cdot A^2} + \frac{3}{4k^2(i\Delta+d) \cdot A^2 \cdot R_0} \right] - \Delta f. \quad (16)$$

其中对于样品 A, $\Delta f = \Delta f_A$, 对于样品 B_L, $\Delta f = 0$, 对于样品 B_H, $\Delta f = -f_A$. 利用超越方程(8)式, 即可求得 n , 进而由 $\epsilon = n^2$ 对应地求得 ϵ_L, ϵ_H . 利用下式可对应地求出损耗角正切 $\tan \delta_L, \tan \delta_H$.

$$\tan \delta = \left(\frac{1}{Q_L} - \frac{1}{Q_0} \right) \cdot \frac{\Delta i + d}{\Delta i + (1/2k) \sin [2(kd - \Phi_D)]}. \quad (17)$$

若采用腔距变化法, 则空腔测量不变, 放入介质后调节腔距至 D_L , 使腔重新谐振, 这时有

$$d = D_L - i + \frac{i(n-\Delta)}{n^2 k^2 \omega_i^2(\epsilon)} + \frac{3}{4k^2 R_0} + \Delta d. \quad (18)$$

对于样品 A, $\Delta d = \Delta d_A$; 对于样品 B_L, $\Delta d = 0$; 对于样品 B_H, $\Delta d = -\Delta d_A$; 而

$$\Delta d_A = (\epsilon_c - \epsilon_a) \cdot \frac{2nk\epsilon + \sin(2nk\epsilon)}{n^2 k^2 \omega^2 4nk \cdot A^2}. \quad (19)$$

仍利用(8),(17)式, 即可完成计算.

4 实验研究

在八毫米频段, 利用一套电磁开腔电介质自动测量系统对几种石英晶体样品进行了实际测量, 测量系统框图如图 4 所示. PC286 计算机通过 GPIB 接口控制厘米波频率综合发生器, 经放大, 倍频后产生八毫米波段信号. 信号经隔离器、弯波导馈入凹镜输入耦合小孔. 在预定频率上, 调节腔长, 使电磁开腔谐振, 能量通过输出耦合小孔, 由隔离器送至检波器. 检波后的直流信号, 经对数电平表送入数字电压表, 量化后经 GPIB 接口回送入 PC286 计算机, 形成闭环操作. 电磁开腔球面镜曲率半径 R_0 为 141.6mm, 口径为

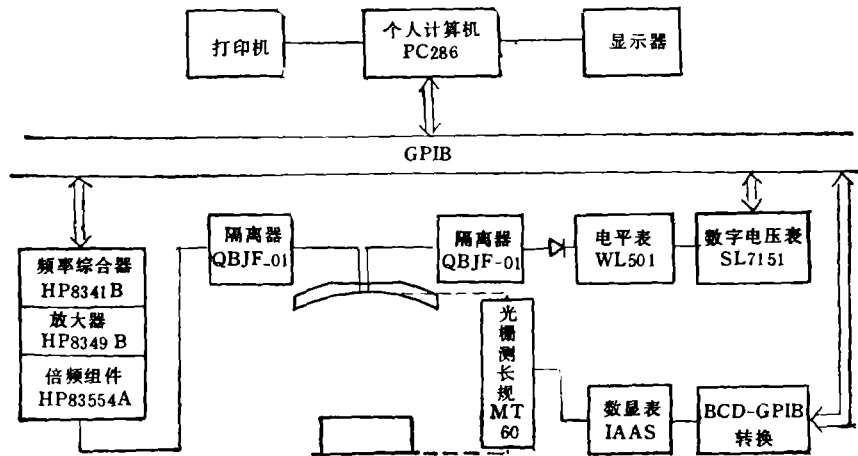


图 4 八毫米频段电磁开腔自动测量系统框图

175mm, 平面镜直径为 80mm, 耦合孔直径为 1.5mm, 壁厚为 0.5mm. 腔距变化在 110—140mm 范围可调, 调节精度为 $5\mu\text{m}$, 谐振腔长由光栅测长规探测, 经数显表指示, 量化后通过 BCD-GPIB 转换接口送入计算机中, 探测精度为 $0.5\mu\text{m}$. 在八毫米频段腔的空腔 Q 值为 $1 \times 10^5 - 1.5 \times 10^5$.

我们采用的是腔距变换法, 对四种不同类型不同厚度的石英晶体进行了测量. 表 1, 表 2 列出了实际测量结果. 国外资料^[7]提供的石英晶体测量数据为: $\epsilon_L = 4.430$, $\epsilon_H = 4.633$ (未提供损耗角正切的测量数据). 两类测量数据相比较, 十分吻合.

表 1 $f_0 = 35\text{GHz}$, $q = 26$, $D_0 = 112.8317\text{mm}$, $Q_0 = 119982$

材料名称	厚度(mm)	$D_L(\text{mm})$	Q_L	ϵ	$\tan\delta \times 10^3$
石英晶体-B ₁	3.93	112.5780	72773	4.4214	13.9
石英晶体-B ₂	3.93	112.4867	75631	4.6204	13.3
石英晶体-B ₁	2.02	110.5362	104168	4.4055	5.23
石英晶体-B ₂	2.02	110.4932	110604	4.5936	2.16
石英晶体-A	3.97	112.5807	94653	4.4270	5.93
石英晶体-A	2.00	110.5397	114343	4.4076	1.92

表 2 $f_0 = 35\text{GHz}$, $q = 27$, $D_0 = 117.1665\text{mm}$, $Q_0 = 121468$

材料名称	厚度(mm)	$D_L(\text{mm})$	Q_L	ϵ	$\tan\delta \times 10^3$
石英晶体-B ₁	3.93	116.9092	75157	4.4367	14.0
石英晶体-B ₂	3.93	116.8107	74748	4.6536	15.0
石英晶体-B ₁	2.02	114.8677	113510	4.4344	2.36
石英晶体-B ₂	2.02	114.8167	113245	4.6606	2.37
石英晶体-A	3.97	116.9062	98896	4.4409	5.24
石英晶体-A	2.00	114.8662	108777	4.4408	4.53

5 讨论

利用表 1, 表 2 提供的实际测量数据, 对 Δf_A , Δf_{B_H} , Δf_{B_L} 进行了具体计算, 如表 3 所示.

表 3

纵轴模数	$q = 26$		$q = 27$	
	3.97	2.00	3.97	2.00
A类样品厚度 (mm)	3.97	2.00	3.97	2.00
$\Delta f_A(\text{kHz})$	73.199	41.316	69.035	35.379
B类样品厚度 (mm)	3.93	2.02	3.93	2.02
$\Delta f_{B_H}(\text{MHz})$	27.222	12.193	30.817	16.623
$\Delta f_{B_L}(\text{Hz})$	105	57	105	52

表 4

纵轴模数	$q = 26$		$q = 27$	
	样品厚度 (mm)	3.93	2.02	3.93
ΔD 理论值 (mm)	0.0924	0.0440	0.1001	0.0525
ΔD 实测值 (mm)	0.0914	0.0430	0.0985	0.0510
相对误差 (%)	1.2	2.3	1.6	2.9

当在实际进行扫频测量时, 会发现当 $0^\circ < \theta < 90^\circ$ 时, 会出现两个谐振模式, 如图 5 所示。这可以归结为是单轴各向异性媒质的双折射现象。

比较(13)式与(14)式, 由于 $k^2 \omega_0^2 \gg 1$, 因此两峰的频率偏移为

$$\Delta f \approx -(\varepsilon_c - \varepsilon) \cdot \frac{2nkz - \sin(2nkz)}{4nk(z\Delta + d) \cdot A^2} \cdot f. \quad (20)$$

转变为腔距偏差, 则有

$$\Delta D \approx -(\varepsilon_c - \varepsilon) \cdot \frac{2nkz - \sin(2nkz)}{4nkA^2}. \quad (21)$$

由表 1, 表 2 给出的测量数据, 利用(7), (8)和(21)式进行了具体计算, 结果如表 4 所示。比较 ΔD 的理论值和实测值, 发现两者十分吻合。这进一步证明了微扰理论的应用是正确的。

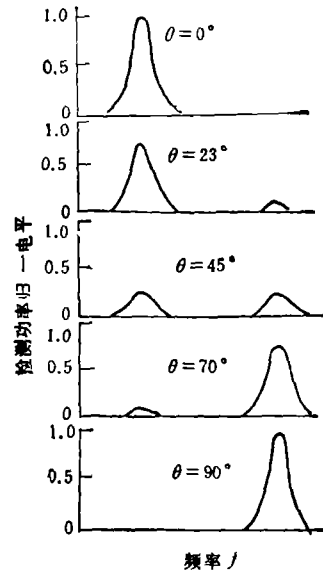


图 5 单轴各向异性媒质的双模现象

致谢 感谢航天部二院卢荣润研究员为本文实验研究提供了一套电磁开腔自动测量系统, 并在实验方面给予了悉心指导。

参 考 文 献

- [1] Bhawalker D D, Goncharenko A M. Brit. J. Appl. Phys, 1967, 18(10):1431-1441.
- [2] Esmerit H. Electron. Lett., 1970, 6(22): 720-721.
- [3] Jones R G. J. phys. D: Appl. Phys, 1976, 9(5): 819-827.
- [4] Cullen A L, S F R, Yu P K. Proc. R. Soc. Lond. A, 1979, 366(1725): 155-171
- [5] Yu P K, Cullen A L. Proc. R. Soc. Lond. A, 1982, 380(1778): 49-71.
- [6] Harrington R F. Time harmonic electromagnetic fields. London: McGraw-Hill, 1961. Chap.7.
- [7] Afsar M N. IEEE Trans. on MTT, 1984, MTT-32(12): 1598-1608.

THE MEASUREMENT OF COMPLEX PERMITTIVITY OF ANISOTROPIC DIELECTRICS BY MEANS OF AN ELECTROMAGNETIC OPEN RESONATOR

Xia Jun Liang Changhong

(Department of Electromagnetic Field Engineering, Xidian University, Xi'an 710071)

Abstract By applying the perturbation theory and complex-point method, theoretical research of the measurement of complex permittivity of uniaxial anisotropic materials by means of an electromagnetic open resonator has been made, and the double refraction phenomenon due to the anisotropy of measured dielectric materials has been quantitatively analyzed. Finally, at 8mm band, an automated electromagnetic open resonator measurement system was used, and measurements have been made on some single-crystal quartz specimens.

Key words Electromagnetic open resonator, Anisotropic dielectrics, Complex permittivity, Perturbation theory, Complex-point method