

广义传播矩阵法分析分层各向异性材料 对电磁波的反射与透射*

郑宏兴 葛德彪

(西安电子科技大学物理系, 西安 710071)

(2000 年 1 月 3 日收到, 2000 年 3 月 19 日收到修改稿)

在实验室坐标系下由 Maxwell 旋度方程出发构造了横向场的状态矢量和耦合矩阵, 讨论了各向异性介质中的特征波. 通过引入横向场的传播矩阵, 进而得到分层各向异性介质的反射系数和透射系数的解析表达式. 该式可以适用于一般情况, 包括分层单轴各向异性材料和回旋介质, 以及半空间各向异性介质的反射和透射问题.

关键词: 广义传播矩阵, 各向异性介质, 反射与透射

PACC: 4110H, 5170, 5210

1 引 言

近年来分层各向异性介质如碳纤维复合材料以其很高的强度重量比为主要特点, 作为金属材料的替代品在航空工业等领域广泛应用, 在隐身技术中也受到重视. 研究它的电磁波传播特性越来越引起人们的兴趣^[1-7]. Lin 等分析了石墨/环氧树脂或硼/环氧树脂复合材料的电磁兼容特性^[2-5], 他们采用波透射链矩阵^[8]方法, 假定复合材料的每个单层是单轴各向异性介质. 这种方法对一般结构的分层介质并不适用. 由于电磁波在各向异性介质中的传播特性比较复杂, 而对分层各向异性材料电磁特性的研究就更加困难. 文献 [9] 中, 在 KDB 坐标系下讨论了均匀各向异性介质中波的传播, 物理图像比较清楚. 文献 [10] 中, 利用无坐标方法给出了半空间各向异性介质反射和透射的结果, 但是用这两种方法难以处理分层介质. 因航空工业的需要, 对分层各向异性材料电磁特性的研究, 无论从理论还是从实用方面都有极其重要的意义.

本文将分层各向同性介质的传播矩阵方法^[9]加以推广, 利用在介质界面上电场和磁场的切向分量为连续这一特点, 在实验室坐标系下由 Maxwell 旋度方程出发构造了横向场的状态矢量和耦合矩阵, 引入了横向场的传播矩阵. 与文献 [9] 中定义的

传播矩阵有所不同, 这里定义的传播矩阵是一个对角阵, 通过求解耦合矩阵的本征值而得到. 在跨越介质界面时, 它是一个单位阵. 求解耦合矩阵的本征矢量并结合传播矩阵给出了计算分层介质反射系数和透射系数的解析表达式. 该式可以处理相对介电常数张量和相对磁导率张量为一般情况下的各向异性分层介质, 用它处理各向同性分层介质和半空间问题就更显得简单. 与此同时, 耦合矩阵的本征值反映了介质中波矢量的本征模, 这就解决了实验室坐标系下确定各向异性介质中波矢量的困难.

2 分层介质中的状态矢量和本征波

在均匀各向异性介质中存在两种不同类型的波——I 型波和 II 型波^[9]. 在分层介质情况下, 这两种波可能互相耦合, 例如 I 型波入射将产生 I 型和 II 型波的反射和透射. 下面应用场的横向分量讨论各向异性介质中的本征波.

2.1 基本方程

考虑各向异性介质, 它的相对介电常数 $\boldsymbol{\varepsilon} = [\varepsilon_{ij}]$ 和相对磁导率 $\boldsymbol{\mu} = [\mu_{ij}]$ ($i, j = x, y, z$) 均为二阶张量, 即本构关系为 $\boldsymbol{D} = \boldsymbol{\varepsilon}_0 \boldsymbol{\varepsilon} \cdot \boldsymbol{E}$, $\boldsymbol{B} = \mu_0 \boldsymbol{\mu} \cdot \boldsymbol{H}$. 设 z 轴垂直于分层介质界面. 为了便于在介质界面上匹配边界条件, 将算子 ∇ 和场量分解为 $\nabla = \nabla_t + \hat{z} \frac{\partial}{\partial z}$,

* 国防科技预研基金(批准号 3.2.5.4)资助的课题.

$\mathbf{H} = \mathbf{H}_t + \mathbf{H}_z$, $\mathbf{E} = \mathbf{E}_t + \mathbf{E}_z$, 本构参数 $\boldsymbol{\varepsilon}$ 和 $\boldsymbol{\mu}$ 也分解为 $\boldsymbol{\varepsilon} = \begin{bmatrix} \boldsymbol{\varepsilon}_t & \boldsymbol{\varepsilon}_{tz} \\ \boldsymbol{\varepsilon}_{zt} & \varepsilon_z \end{bmatrix}$, $\boldsymbol{\mu} = \begin{bmatrix} \boldsymbol{\mu}_t & \boldsymbol{\mu}_{tz} \\ \boldsymbol{\mu}_{zt} & \mu_z \end{bmatrix}$, 其中 $\boldsymbol{\varepsilon}_t$ 和 $\boldsymbol{\mu}_t$ 是 2×2 阶的矩阵, $\boldsymbol{\varepsilon}_{tz}$ 和 $\boldsymbol{\mu}_{tz}$ 是 2×1 阶的矩阵, $\boldsymbol{\varepsilon}_{zt}$ 和 $\boldsymbol{\mu}_{zt}$ 是 1×2 阶的矩阵, ε_z 和 μ_z 是标量元素, 式中下标 t 表示对 z 轴的横向部分, k_t 为波矢量的横向分量, 在各分层中均相同(相位匹配), 由入射波矢量的横向分量确定. 设入射波为平面波, 时谐因子为 $\exp(i\omega t)$, $\mathbf{E}, \mathbf{H} \propto \exp(ik_t \cdot \mathbf{r}_t + ik_z z)$ 将 ∇_t 用 ik_t 代替, 注意到 $\boldsymbol{\varepsilon}$ 和 $\boldsymbol{\mu}$ 仅为 z 的函数, 由 Maxwell 方程得到

$$\frac{d}{dz} \mathbf{E}_t = \left[\left(-\frac{i}{\mu_z} \hat{z} \times \boldsymbol{\mu}_{tz} \cdot \mathbf{k}_t \times \right) - \left(\frac{i}{\varepsilon_z} \hat{z} \times \mathbf{k}_t \times \boldsymbol{\varepsilon}_{zt} \cdot \right) \right] \mathbf{E}_t + \left[\left(-i\omega\mu_0 \hat{z} \times \boldsymbol{\mu}_t \cdot \right) + \left(\frac{i\omega\mu_0}{\mu_z} \hat{z} \times \boldsymbol{\mu}_{tz} \cdot \boldsymbol{\mu}_{zt} \cdot \right) - \left(\frac{i}{\omega\varepsilon_0 \varepsilon_z} \hat{z} \times \mathbf{k}_t \times \mathbf{k}_t \times \right) \right] \mathbf{H}_t, \quad (1)$$

$$\frac{d}{dz} \mathbf{H}_t = \left[\left(i\omega\varepsilon_0 \hat{z} \times \boldsymbol{\varepsilon}_t \cdot \right) - \left(\frac{i\omega\varepsilon_0}{\varepsilon_z} \hat{z} \times \boldsymbol{\varepsilon}_{tz} \cdot \boldsymbol{\varepsilon}_{zt} \cdot \right) + \left(\frac{i}{\omega\mu_0 \mu_z} \hat{z} \times \mathbf{k}_t \times \mathbf{k}_t \times \right) \right] \mathbf{E}_t + \left[\left(-\frac{i}{\varepsilon_z} \hat{z} \times \boldsymbol{\varepsilon}_{tz} \cdot \mathbf{k}_t \times \right) - \left(\frac{i}{\mu_z} \hat{z} \times \mathbf{k}_t \times \boldsymbol{\mu}_{zt} \cdot \right) \right] \mathbf{H}_t, \quad (2)$$

其中 \hat{z} 为 z 方向的单位矢量.

2.2 本征方程及其解

将(1)和(2)式表示为

$$\frac{d}{dz} \bar{\mathbf{V}} = \mathbf{C} \cdot \bar{\mathbf{V}}. \quad (3)$$

(3)式称为本征方程. 其中 $\bar{\mathbf{V}}^T = [E_t \quad H_t]^T = [E_x \quad E_y \quad H_x \quad H_y]^T$ 称为状态矢量, 是一个四元列矢量, T 在这里表示转置. \mathbf{C} 为 4×4 阶矩阵, 称为耦合矩阵. 从 \mathbf{C} 矩阵的具体结构可以看出, 当入射面与坐标面 xoz (或 yoz) 重合时, 入射波的 k_x (或 k_y) 分量为 0, \mathbf{C} 矩阵的简化很明显, 特别是当单轴介质的主轴位于坐标面内, \mathbf{C} 矩阵的很多元素变为 0, 这就比采用文献 [10] 的方法计算量小得多.

(3)式是一个本征值问题, 其通解为

$$\bar{\mathbf{V}}(z) = \mathbf{a} \cdot \exp(i\lambda z) \cdot \bar{\mathbf{B}}, \quad (4)$$

其中 $\mathbf{a} = [\bar{a}_1 \quad \bar{a}_2 \quad \bar{a}_3 \quad \bar{a}_4]$ 是一个 4×4 矩阵, 叫做本征矩阵, $\bar{a}_j (j=1, 2, 3, 4)$ (下同) 则是对应于第 j 个本征值的本征矢量. 按照矩阵幂的定义, $\exp(i\lambda z)$

是一个对角阵, 其对角元素为 $\exp(i\lambda_1 z)$, $\exp(i\lambda_2 z)$, $\exp(i\lambda_3 z)$, $\exp(i\lambda_4 z)$, λ_j 是 \mathbf{C} 的第 j 个本征值. 它与 I 型波或 II 型波波矢量的 z 分量相对应. 本征值的排列应使 $\exp(i\lambda z)$ 的前两行元素对应于上行波 (z 轴正向), 而后两行元素对应于下行波 (z 轴负向). 由于 k_t 由入射波决定, 因此, I 型波和 II 型波的波矢量便得到确定. $\bar{\mathbf{B}}$ 是包含 B_j 的列矢量, 它代表了上行和下行的 I 型和 II 型波的幅值. 一般来说, \mathbf{C} 不是对称的或厄米型的矩阵, 故 \bar{a}_j 也不是相互正交的. 状态矢量由四个本征解组合而成, 这四个解分别对应沿正、负 z 方向传播的 I 型波和 II 型波.

3 广义传播矩阵

平面波在分层介质内的传播特性可以表述为

$$\bar{\mathbf{V}}(z) = \mathbf{R}(z, z') \cdot \bar{\mathbf{V}}(z'), \quad (5)$$

其中 $\mathbf{R}(z, z')$ 称为传播矩阵, 它描述了分层介质中两点 z 和 z' 处状态矢量(场量)的传播特性. 以下分别考虑 z 和 z' 位于同一层内以及跨越介质界面时传播矩阵的具体形式.

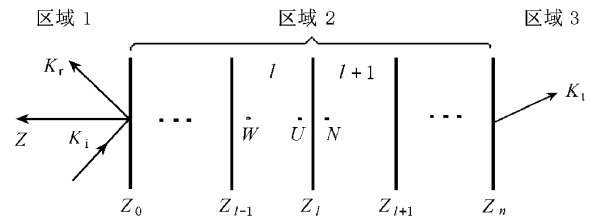


图1 分层各向异性介质(图中的 k_i , k_r 和 k_t 分别表示入射、反射和透射波的波矢量)

首先, 当 z 和 z' 位于同一均匀层内, 如图 1 中第 l 层, 将(4)式改写为

$$\bar{\mathbf{V}}(z) = \mathbf{a}_l \cdot \exp(i\lambda(z - z')) \cdot \mathbf{a}_l^{-1} \cdot \mathbf{a}_l \cdot \exp(i\lambda_1 z') \cdot \bar{\mathbf{B}}_l = \mathbf{P}_l(z, z') \cdot \bar{\mathbf{V}}(z'), \quad (6)$$

因而

$$\mathbf{P}_l(z, z') = \mathbf{a}_l \cdot \exp(i\lambda(z - z')) \cdot \mathbf{a}_l^{-1} \quad (7)$$

为第 l 层内从 z' 到 z 点的传播矩阵.

其次, 考虑 z 和 z' 跨越介质界面的情形. 如图 1 中第 l 层和第 $l+1$ 层界面 $z = z_l$, 点 U 和 N 分居界面两侧, $z_U = z_l^+$, $z_N = z_l^-$. 根据 E_t 和 H_t 在界面处为切向分量应当连续的边界条件, 有 $\bar{\mathbf{V}}_{l+1}(z_N)$

$= \bar{V}_l(z_U)$. 由(6)式, $\bar{V}_l(z_U) = \mathbf{P}_l(z_U, z_W) \cdot \bar{V}_l(z_W)$, 即

$$\bar{V}_{l+1}(z_N) = \mathbf{P}_l(z_U, z_W) \cdot \bar{V}_l(z_W). \quad (8)$$

当 $W \rightarrow U$ 时, $z_U - z_W \rightarrow 0$. 所以, 跨越介质界面时的传播矩阵是单位矩阵, 即

$$\mathbf{P}_b(z_U, z_N) = \mathbf{I}. \quad (9)$$

因此, 整个分层各向异性介质区(图1中区域2)的总的传播矩阵为

$$\begin{aligned} \bar{V}_n(z_n) &= \mathbf{P}_n(z_n, z_{n-1}) \cdot \bar{V}_n(z_{n-1}) \\ &= \mathbf{P}_n(z_n, z_{n-1}) \cdot \mathbf{P}_{n-1}(z_{n-1}, z_{n-2}) \\ &\quad \cdot \bar{V}_{n-1}(z_{n-2}) \\ &= \left[\prod_{l=n}^1 \mathbf{P}_l(z_l, z_{l-1}) \right] \cdot \bar{V}_1(z_0), \quad (10) \end{aligned}$$

其中 z_l, z_{l-1} 为第 l 层上下界面的坐标. 上式表明, 整个分层介质板的传播矩阵等于各层传播矩阵的乘积, 即

$$\mathbf{P}(z_n, z_0) = \prod_{l=n}^1 \mathbf{P}_l(z_l, z_{l-1}). \quad (11)$$

各层的传播矩阵 $\mathbf{P}_l(z, z')$ 如(7)式所示.

4 分层介质的反射与透射系数

在图1中, 设区域1和3分别为均匀各向异性介质, 区域2的传播矩阵已经由(11)求出. 由(4)式, 把区域1和3中的状态矢量分别表示为沿 z 轴正向和负向传播两部分

$$\begin{aligned} \bar{V}_j(z) &= \mathbf{a}_j \cdot \exp(i\lambda_j z) \cdot \bar{B}_j = \mathbf{a}_{j+} \cdot \exp(i\lambda_{j+} z) \\ &\quad \cdot \bar{B}_{j+} + \mathbf{a}_{j-} \cdot \exp(-i\lambda_{j-} z) \cdot \bar{B}_{j-}, \quad (12) \end{aligned}$$

其中 $\mathbf{a}_{j-} = [\bar{a}_{3j} \quad \bar{a}_{4j}]$, $\mathbf{a}_{j+} = [\bar{a}_{1j} \quad \bar{a}_{2j}]$ 均为 4×2

矩阵, $\bar{B}_{j+} = \begin{bmatrix} B_{1j} \\ B_{2j} \end{bmatrix}$, $\bar{B}_{j-} = \begin{bmatrix} B_{3j} \\ B_{4j} \end{bmatrix}$, $\exp(i\lambda_{j+})$ 和

$\exp(-i\lambda_{j-})$ 分别是对角线上包含沿 z 轴正向和负向传播的两个对角矩阵, 均为 2×2 矩阵, j 分别等于1和3. 注意到 \bar{B} 代表了上行和下行的 I 型和 II 型波的幅值. 定义整个分层介质的反射系数 \mathbf{R} 和透射系数 \mathbf{T} (均为 2×2 矩阵) 分别为

$$\bar{B}_{1+} = \mathbf{R} \cdot \bar{B}_{1-}, \quad \bar{B}_{3-} = \mathbf{T} \cdot \bar{B}_{1-}, \quad (13)$$

其中

$$\mathbf{R} = \begin{bmatrix} R_{I, I} & R_{I, II} \\ R_{II, I} & R_{II, II} \end{bmatrix}, \quad \mathbf{T} = \begin{bmatrix} T_{I, I} & T_{I, II} \\ T_{II, I} & T_{II, II} \end{bmatrix}, \quad (14)$$

它们各自的四个元素反映了反射(透射)波中 I 型波和 II 型波的耦合关系. 例如 $R_{I, II}$ 表示 I 型波入射时反射为 II 型波的反射系数, $T_{I, II}$ 则表示 I 型波入射时透射为 II 型波的透射系数. 为了使 \mathbf{R} 和 \mathbf{T} 的定义是唯一的, 将本征矢量 \bar{a}_j ($j = 1, 2, 3, 4$) 归一化. I 型波和 II 型波的 k 矢量在界面上切向分量为连续(相位匹配条件). 根据 E_t 和 H_t 在界面上连续的条件, 在 $z = 0$ 的界面两侧, $\bar{V}_1(0) = \bar{V}_2(0)$, 由(12)(13)(14)式得

$$\begin{aligned} \bar{V}_2(z_n) &= \mathbf{P}_2(z_n, 0) \cdot \bar{V}_2(0) \\ &= \mathbf{P}_2(z_n, 0) \cdot \mathbf{a}_1 \cdot \begin{bmatrix} \mathbf{R} \\ \mathbf{I} \end{bmatrix} \cdot \bar{B}_{1-}. \quad (15) \end{aligned}$$

因为区域3只有透射波,

$$\begin{aligned} \bar{V}_3(z) &= \mathbf{a}_{3-} \cdot \exp(-i\lambda_{3-}(z - z_n)) \cdot \mathbf{T} \cdot \bar{B}_{1-} \\ &= \mathbf{a}_3 \cdot \exp(-i\lambda_3(z - z_n)) \cdot \begin{bmatrix} \mathbf{0} \\ \mathbf{T} \end{bmatrix} \cdot \bar{B}_{1-}, \quad (16) \end{aligned}$$

在 $z = z_n$ 的界面, $V_3(z_n) = V_2(z_n)$. 由(15)和(16)式, 得到

$$\begin{bmatrix} \mathbf{0} \\ \mathbf{T} \end{bmatrix} = \mathbf{a}_3^{-1} \cdot \mathbf{P}_2(z_n, 0) \cdot \mathbf{a}_1 \cdot \begin{bmatrix} \mathbf{R} \\ \mathbf{I} \end{bmatrix}. \quad (17)$$

由(3)式求出区域1和区域3的本征矢量矩阵 \mathbf{a}_1 和 \mathbf{a}_3 , \mathbf{R} 和 \mathbf{T} 便可以由(17)式解出.

(17)式也可以用来求解半空间反射和透射问题. 当 $z_n = z_0 = 0$ 时, \mathbf{P}_2 退化为单位矩阵, \mathbf{a}_3 即为 \mathbf{a}_2 . 当然, 也适用于求解各向同性分层介质问题. 由于在分层各向同性介质情况下 TE 波和 TM 波无耦合, \mathbf{R} 和 \mathbf{T} 是对角阵, 处理过程要比各向异性介质简单得多.

5 例 子

下面讨论两个半空间问题.

例 1 设界面两侧均为各向同性介质, 介质参数分别为 μ_1, ϵ_1 和 μ_2, ϵ_2 , 入射面为 xoz 面. C 矩阵简化为 $C_{14} = \omega\mu - k_x^2 \mathcal{K}(\omega\epsilon)$, $C_{23} = -\omega\mu$, $C_{32} = -\omega\epsilon - k_x^2 \mathcal{K}(\omega\mu)$, $C_{41} = \omega\epsilon$, 其余元素为 0, 其本征值为 $\lambda = \pm k_z$. 把这些参数代入(3)和(17)式, 一次可得到 TE 和 TM 波的反射和透射系数.

例 2 在例 1 中界面一侧(区域1)为各向同性而另一侧(区域2)为各向异性单轴介质, 磁导率均为 μ_0 , 并且光轴与 z 轴重合. 区域 2 的 C 矩阵为

$C_{14} = k_0(1 - \epsilon_1 \sin^2 \theta / \epsilon_{\parallel}), C_{23} = -k_0, C_{32} = -k_0$
 $(\epsilon_{\perp} - \epsilon_1 \sin^2 \theta), C_{41} = k_0 \epsilon_{\perp}$, 其余元素为 0, 其中 k_0
 为真空中的波数, ϵ_1 是区域 1 的介电常数, ϵ_{\perp} 和 ϵ_{\parallel}
 分别为区域 2 中介电常数张量垂直和平行于光轴的
 分量, θ 为入射角. \mathbf{C} 的本征值为 $\lambda = \pm k_0$
 $\sqrt{\epsilon_{\perp} - \epsilon_1 \sin^2 \theta}$ 和 $\lambda = \pm k_0 \sqrt{\epsilon_{\perp}(1 - \epsilon_1 \sin^2 \theta / \epsilon_{\parallel})}$,
 它们分别代表沿 z 轴正、负两个方向传播的 I 型波
 和 II 型波波矢量的 z 分量. 求出本征矢量矩阵 \mathbf{a}
 后, 按(17)式得到的反射系数和透射系数与文献
 [10]的结果完全相同.

这两个例子代表了两种典型情况, 在一般分层
 各向异性介质情况下, 用前面的方法直接计算, 需要
 注意的是本征值和本征矩阵的排列要按照 2.2 节中
 的要求去做.

6 结 论

本文解决了两个问题, 一是分层各向异性介质
 中波矢量的确定, 二是计算分层介质的电磁反射和
 透射系数. 算例表明本方法是有效的. 从(17)式可以
 看出, 本方法便于数值计算. 对一般的有耗介质, 如
 果层数过多, 用(11)式计算 \mathbf{P} 矩阵会出现指数增长
 和衰减, 求 \mathbf{P} 矩阵的方法可以利用(3)式作差分近
 似, 这一方法需要进一步研究.

附录 $\bar{\mathbf{C}}$ 矩阵的全部元素

$$\begin{aligned}
 C_{11} &= -k_x \epsilon_{zx} / \epsilon_{zz} + k_y \mu_{yz} / \mu_{zz}, \\
 C_{12} &= -k_x \epsilon_{zy} / \epsilon_{zz} + k_d \mu_{yz} / \mu_{zz}, \\
 C_{13} &= k_x k_y / (\omega \epsilon_{zz}) + \omega \mu_{yx} - \omega \mu_{yz} \mu_{zx} / \mu_{zz},
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 C_{14} &= -k_x^2 / (\omega \epsilon_{zz}) + \omega \mu_{xy} - \omega \mu_{yz} \mu_{zy} / \mu_{zz}, \\
 C_{21} &= -k_y \epsilon_{zx} / \epsilon_{zz} + k_d \mu_{zx} / \mu_{zz}, \\
 C_{22} &= -k_y \epsilon_{zy} / \epsilon_{zz} - k_d \mu_{zx} / \mu_{zz}, \\
 C_{23} &= k_y^2 / (\omega \epsilon_{zz}) - \omega \mu_{xx} + \omega \mu_{yz} \mu_{zx} / \mu_{zz}, \\
 C_{24} &= -k_x k_y / (\omega \epsilon_{zz}) - \omega \mu_{xy} + \omega \mu_{xz} \mu_{zy} / \mu_{zz}, \\
 C_{31} &= -k_x k_y / (\omega \mu_{zz}) - \omega \epsilon_{yx} + \omega \epsilon_{yz} \epsilon_{zx} / \epsilon_{zz}, \\
 C_{32} &= k_x^2 / (\omega \mu_{zz}) - \omega \epsilon_{yy} + \omega \epsilon_{yz} \epsilon_{zy} / \epsilon_{zz}, \\
 C_{33} &= -k_y \epsilon_{yz} / \epsilon_{zz} - k_d \mu_{zx} / \mu_{zz}, \\
 C_{34} &= k_x \epsilon_{yz} / \epsilon_{zz} - k_d \mu_{zy} / \mu_{zz}, \\
 C_{41} &= -k_y^2 / (\epsilon \mu_{zz}) + \omega \epsilon_{xx} - \omega \epsilon_{xz} \epsilon_{zx} / \epsilon_{zz}, \\
 C_{42} &= k_x k_y / (\epsilon \mu_{zz}) + \omega \epsilon_{xy} - \omega \epsilon_{xz} \epsilon_{zy} / \epsilon_{zz}, \\
 C_{43} &= k_y \epsilon_{xz} / \epsilon_{zz} - k_d \mu_{zx} / \mu_{zz}, \\
 C_{44} &= -k_x \epsilon_{xz} / \epsilon_{zz} - k_d \mu_{zy} / \mu_{zz}.
 \end{aligned}$$

- [1] T. L. Krohn, N. M. Louis, *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, **37** (1989) 219.
- [2] M. S. Lin, C. H. Chen, *IEEE Trans. Electromag. Compat.*, **35** (1993) 21.
- [3] M. S. Lin, R. B. Wu, C. H. Chen, *IEEE Trans. Electromag. Compat.*, **35** (1993) 357.
- [4] H. C. Chui, M. S. Lin, C. H. Chen, *IEEE Trans. Electromag. Compat.*, **39** (1997) 332.
- [5] H. C. Chui, H. C. Chu, C. H. Chen, *IEEE Trans. Electromag. Compat.*, **40** (1998) 218.
- [6] M. Y. Xia, Z. Y. Chen, *Science in China (Series E)*, **29** (1999), 163.
- [7] Y. M. Li, J. H. Yu, *Chinese Journal of Radio Science*, **14** sup. (1999), 173.
- [8] R. E. Collin, *Field Theory of Guided Waves* (McGraw-Hill, New York, 1991), p. 75.
- [9] J. A. Kong, *Electromagnetic Wave Theory* (John Wiley & Sons, New York, 1986), p. 60.
- [10] H. C. Chen, *Theory of Electromagnetic Waves: A Coordinate Free Approach* (McGraw-Hill, New York, 1983), p. 280.

ELECTROMAGNETIC WAVE REFLECTION AND TRANSMISSION OF ANISOTROPIC LAYERED MEDIA BY GENERALIZED PROPAGATION MATRIX METHOD*

ZHENG HONG-XING GE DE-BIAO

(*Department of Physics, Xidian University, Xi'an 710071, China*)

(Received 3 January 2000 ; revised manuscript received 19 March 2000)

ABSTRACT

The characteristic waves in layered anisotropic medium are discussed on the basis of propagation matrix concerning the transverse field components. The analytical expressions for the reflection and transmission coefficients of the waves in anisotropic layered media are obtained. This formula can be applied to layered uniaxial and gyrotropic medium, and anisotropic half space problems as well.

Keywords : generalized propagation matrix , anisotropic medium , reflection and transmission.

PACC : 4110H , 5170 , 5210

* Project supported by the National Defense Science and Technology Advanced Research Foundation of China (Grant No. 3.2.5.4).