

任意多个磁层的层状结构中 MSFVW 和 MSBVW 的通用色散方程

胡 文 忠

(中国西南应用磁学研究所)

1988 年 5 月 10 日收到

本文研究了有限宽度及磁各向异性的多磁层结构内的静磁前向体波 (MSFVW) 色散方程随磁层增加的变化规律. 引进三个自定义函数之后, 得到了任意多个磁层的层状结构中的 MSFVW 通用色散方程. 用类似的方法, 导出了任意多个磁层的层状结构中的静磁反向体波 (MSBVW) 的通用色散方程.

引 言

由于静磁波 (MSW) 有工作频率高 (2—20GHz)、波速慢 (10^6 — 10^8 cm/s)、可磁控、换能器简单等优点, 一直吸引着人们的兴趣. 经过 20 年左右的研究, 已出现 10 多种 MSW 器件^[1], 如色散的、非色散的延迟线, 多通道滤波器, 多倍频程振荡器, 信噪比增强器, 磁扫分频开关等. 有的已经在工程上使用. Owens^[2] 预言 MSW 器件在未来电子战中将得到广泛应用.

MSW 和表面声波 (SAW) 有许多相似的性质, 也各有特点, 最大的不同是前者工作频率高, 后者的频率低 (几十兆赫—几百兆赫), 因此各自独占一个频段, 而互不侵犯. 它们几乎是同时代出现的, 但是, 目前它们的成熟程度大不相同. SAW 器件已有系列产品, 得到广泛的应用. 而 MSW 只有少数器件在工程上使用, 主要原因是它的色散特性难于控制. 理论和实验研究发现控制色散比较有效的一种方法是用多层的磁结构^[3-5]. 1983 年作者报道了^[6]任意多个磁层的层状结构中静磁表面波 (MSSW) 的通用色散方程. 再加上本文给出的 MSFVW 和 MSBVW 通用色散方程, MSW 的三种基本模的色散方程就齐全了. 根据这些方程, 用计算机进行模拟计算就可以方便地研究各种情况下的色散规律.

MSFVW 通用色散方程

首先研究宽度为 w 、有磁各向异性的两个无损磁层的层状结构. 如图 1 和图 2 所示. 图 1 中上下是理想导体的接地板. d , t , H_0 分别表示磁层的厚度、介质层的厚度和静止内磁场. 为了既在数学上表达简单, 又能考虑各磁层间传输波的相互作用, 我们采用 Vittoria 导出的张量导磁率^[7]

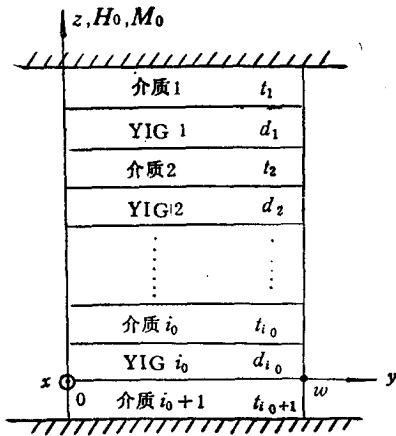


图1 传输 MSFVW 的多个磁层的层状结构剖面图
 $i_0 = 2$ 时是两个磁层结构; $i_0 = 3$ 时是三个磁层结构; i_0 取任意自然数时是任意多个磁层的层状结构

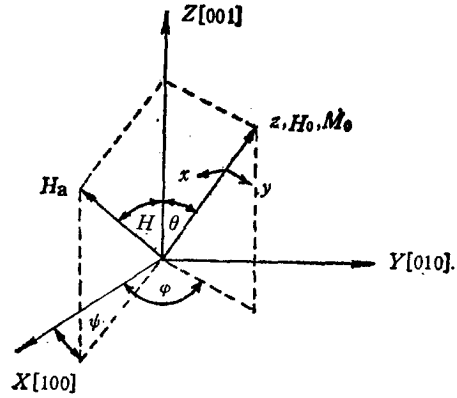


图2 x, y, z 坐标系和三条主晶轴的关系

$$\boldsymbol{\mu}^{(i)} = \begin{pmatrix} \mu_{11}^{(i)} & j\mu_{12}^{(i)} & 0 \\ -j\mu_{12}^{(i)} & \mu_{22}^{(i)} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (1)$$

来表征各磁层的磁性。其中

$$\mu_{11}^{(i)} = 1 - Q_{xi} / (Q_i^2 - Q_{Hi}^2);$$

$$\mu_{22}^{(i)} = 1 - Q_{yi} / (Q_i^2 - Q_{Hi}^2);$$

$$\mu_{12}^{(i)} = Q_i / (Q_i^2 - Q_{Hi}^2);$$

$$Q_{Hi}^2 = Q_{xi} \cdot Q_{yi};$$

$$Q_i = \omega / (\gamma \cdot 4\pi M_{0i});$$

$$Q_{xi} = (H_{0i} - M_{0i} a_i) / 4\pi M_{0i};$$

$$Q_{yi} = (H_{0i} - M_{0i} b_i) / 4\pi M_{0i}.$$

各量的右上(或右下)角码 i 表示该量是表征第 i 个磁层的, $i = 1, 2, \dots$ ω 是角频率, γ 是旋磁比, $r = 2.8 \text{ MC/Oe}$, a_i, b_i 表征磁各向异性的量, 参见文献[7]表 1. $a_i = b_i = 0$ 时表示各向同性。用微波磁场 \mathbf{h} 的切面分量和 \mathbf{B} 的垂直分量在交界面上连续来表征各磁层间波的相互作用。

在静磁近似下, 麦克斯韦方程组为

$$\nabla \times \mathbf{H} = 0, \quad (2a)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2b)$$

因为直流内磁场在 z 方向上, 所以磁化强度和总磁场都可以写成静止和交变两部分, 即

$$\mathbf{M} = \mathbf{M}_0 + \mathbf{m} \quad (3a)$$

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{h}. \quad (3b)$$

并且 $M_0 \gg m$, $H_0 \gg h$. 用外加磁场 \mathbf{H}_s , 静止各向异性场 \mathbf{H}_A 和退磁场 \mathbf{H}_d 可以表述静止内磁场 \mathbf{H}_0 为

$$\mathbf{H}_0 = \mathbf{H}_s + \mathbf{H}_A + \mathbf{H}_d. \quad (4)$$

$$H_A = -2k_1[(\alpha_2^2 + \alpha_3^2)\alpha_1 d_x + (\alpha_1^2 + \alpha_3^2)\alpha_2 d_y + (\alpha_1^2 + \alpha_2^2)\alpha_3 d_z]/M_0 - 2k_2[\alpha_2^2 \alpha_3^2 \alpha_1 d_x + \alpha_1^2 \alpha_3^2 \alpha_2 d_y + \alpha_1^2 \alpha_2^2 \alpha_3 d_z]/M_0. \quad (5)$$

其中 K_1, K_2 是立方磁晶各向异性常数, $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ 是 \mathbf{M}_0 相对于立方 $\langle 100 \rangle$ 轴的三个方向余弦. 对于 $d \ll \omega$ 的情况, $\mathbf{H}_{di} = -4\pi M_{oi}$. 由于 \mathbf{H} 和 \mathbf{M} 的微波分量和直流分量都必须满足 (2a), (2b) 式, 我们需要

$$\nabla \times \mathbf{h} = 0, \quad (6a)$$

$$\nabla \cdot (\mathbf{h} + 4\pi \mathbf{m}) = \nabla \cdot \mathbf{b} = 0. \quad (6b)$$

在磁层中磁感应强度

$$\mathbf{b}^{(i)} = \mu_0 \boldsymbol{\mu}^{(i)} \mathbf{h}^{(i)}, \quad (7a)$$

在介质层中

$$\mathbf{b} = \begin{pmatrix} 1, & 0, & 0 \\ 0, & 1, & 0 \\ 0, & 0, & 1 \end{pmatrix} \mathbf{h}. \quad (7b)$$

于是可以把 \mathbf{h} 写成标量磁势 Φ 的梯度

$$\mathbf{h} = \nabla \cdot \Phi \quad (8)$$

并且 Φ 满足拉普拉斯方程.

在磁层中

$$\left(\mu_{11}^{(i)} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \mu_{22}^{(i)} \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \Phi = 0, \quad (9a)$$

在介质层中

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \Phi = 0 \quad (9b)$$

由于样品的宽度是有限的, 样品边缘 ($y = 0$ 和 w) 粗糙和磁场不均匀, 自旋波足以被钉扎. 用 $b_x = b_z = 0$ 来近似钉扎情况, 在 y 方向上采用正弦 $\sin(k_y y)$ 分布. 为了简化, 我们在磁层内外都采用这种分布. 其中 $k_y = \frac{n\pi}{w}$, $n = 0, 1, 2, \dots$ ^[8]. 这时方程(9)的解 Φ 可以写成如下形式:

在磁层中

$$\Phi = [C_i \sin(k_z z) + D_i \cos(k_z z)] \sin\left(\frac{n\pi}{w} y\right) \exp j(\omega t - k_x x). \quad (10a)$$

在介质层中

$$\Phi = [E_i \exp(k'_z z) + F_i \exp(-k'_z z)] \sin\left(\frac{n\pi}{w} y\right) \exp j(\omega t - k_x x) \quad (10b)$$

其中 C_i, D_i, E_i, F_i 是待定常数. 从(9), (10)式解出:

在磁层中

$$-k_z^2 - \mu_{11}^{(i)} \left(\frac{n\pi}{w}\right)^2 - \mu_{11}^{(i)} k_x^2 = 0,$$

令

$$P_i^2 \equiv k_x^2 = - \left[\mu_{22}^{(i)} \left(\frac{n\pi}{\omega} \right)^2 + \mu_{11}^{(i)} k_x^2 \right]. \quad (11a)$$

在介质层中

$$k_x'^2 = \left(\frac{n\pi}{\omega} \right)^2 - k_x^2 = 0,$$

令

$$N^2 \equiv k_x'^2 = \left(\frac{n\pi}{\omega} \right)^2 + k_x^2. \quad (11b)$$

k_x 是波矢量. 为了简单, 后面将 k_x 全写成 k . 在磁层中

$$h_x = -jk [C_i \sin(P_i z) + D_i \cos(P_i z)] \sin\left(\frac{n\pi}{\omega} y\right) \exp j(\omega t - kx), \quad (12a)$$

$$b_z = P_i [C_i \cos(P_i z) - D_i \sin(P_i z)] \sin\left(\frac{n\pi}{\omega} y\right) \exp j(\omega t - kx). \quad (12b)$$

在介质层中

$$h_x = -jk [E_i \exp(Nz) + F_i \exp(-Nz)] \sin\left(\frac{n\pi}{\omega} y\right) \exp j(\omega t - kx), \quad (13a)$$

$$b_z = N [E_i \exp(Nz) - F_i \exp(-Nz)] \sin\left(\frac{n\pi}{\omega} y\right) \exp j(\omega t - kx). \quad (13b)$$

在下金属表面 $z = -t_3$ 处, $b_z = 0$, 由 (13b) 式得

$$E_3 = F_3 \exp(2Nt_3). \quad (14)$$

在 $z = 0$ 处, b_z 连续

$$N(E_3 - F_3) = P_2 C_2, \quad (15)$$

h_x 连续

$$E_3 + F_3 = D_2. \quad (16)$$

在 $z = d_2$ 处, b_z 连续

$$P_2 [C_2 \cos(P_2 d_2) - D_2 \sin(P_2 d_2)] = N [E_2 \exp(Nd_2) - F_2 \exp(-Nd_2)], \quad (17)$$

h_x 连续

$$C_2 \sin(P_2 d_2) + D_2 \cos(P_2 d_2) = E_2 \exp(Nd_2) + F_2 \exp(-Nd_2). \quad (18)$$

在 $z = d_2 + t_2$ 处, b_z 连续

$$\begin{aligned} & P_1 \{ C_1 \cos [P_1 (d_2 + t_2)] - D_1 \sin [P_1 (d_2 + t_2)] \} \\ & = N \{ E_2 \exp [N(d_2 + t_2)] - F_2 \exp [-N(d_2 + t_2)] \}, \end{aligned} \quad (19)$$

h_x 连续

$$\begin{aligned} & E_2 \exp [N(d_2 + t_2)] + F_2 \exp [-N(d_2 + t_2)] \\ & = C_1 \sin [P_1 (d_2 + t_2)] + D_1 \cos [P_1 (d_2 + t_2)]. \end{aligned} \quad (20)$$

在 $z = d_2 + t_2 + d_1$ 处, b_z 连续

$$\begin{aligned} & P_1 \{ C_1 \cos [P_1 (d_2 + t_2 + d_1)] - D_1 \sin [P_1 (d_2 + t_2 + d_1)] \} \\ & = N E_1 \exp [N(d_2 + t_2 + d_1)] - N F_1 \exp [-N(d_2 + t_2 + d_1)], \end{aligned} \quad (21)$$

h_x 连续

$$E_1 \exp [N(d_2 + t_2 + d_1)] + F_1 \exp [-N(d_2 + t_2 + d_1)]$$

$$= C_1 \sin [P_1(d_2 + t_2 + d_1)] + D_1 \cos [P_1(d_2 + t_2 + d_1)]. \quad (22)$$

在 $z = d_2 + t_2 + d_1 + t_1$ 上接地板处, $b_x = 0$

$$E_1 \exp [N(d_2 + t_2 + d_1 + t_1)] = F_1 \exp [-N(d_2 + t_2 + d_1 + t_1)]. \quad (23)$$

把(14)式代入(15)式后,再除以(14)式代入(16)式的算式,得

$$C_2 = D_2 \frac{N}{P_2} \operatorname{th} (Nt_3). \quad (24)$$

为了简单,记为

$$C_2 = -D_2 A'_2. \quad (25)$$

其中 $A'_2 \equiv -\frac{N}{P_2} \operatorname{th} (Nt_3)$. 把(25)式代入(17)式后,除以(25)式代入(18)式的结果式,得

$$F_2 = E_2 B'_2 \exp (2Nd_2). \quad (26)$$

其中

$$B'_2 = \frac{N[\cos (P_2 d_2) - A'_2 \sin (P_2 d_2)] + P_2[A'_2 \cos (P_2 d_2) + \sin (P_2 d_2)]}{N[\cos (P_2 d_2) - A'_2 \sin (P_2 d_2)] - P_2[A'_2 \cos (P_2 d_2) + \sin (P_2 d_2)]}. \quad (27)$$

将(26)式代入(19)式后,再除以(26)式代入(20)式的结果式,得

$$C_1 = -D_1 A'_1 \quad (28)$$

其中

$$A'_1 = \frac{N \operatorname{th} B'_2(Nt_2) \cos [P_1(d_2 + t_2)] + P_1 \sin [P_1(d_2 + t_2)]}{N \operatorname{th} B'_2(Nt_2) \sin [P_1(d_2 + t_2)] - P_1 \cos [P_1(d_2 + t_2)]}. \quad (29)$$

函数 $\operatorname{th} B'_2(Nt_2)$ 定义为

$$\operatorname{th} B'_2(Nt_2) \equiv \frac{\exp (Nt_2) - B'_2 \exp (-Nt_2)}{\exp (Nt_2) + B'_2 \exp (-Nt_2)}.$$

将(28)式代入(21)式之后,再除以(28)式代入(22)式的结果式,得

$$F_1 = E_1 \exp [2N(d_2 + t_2 + d_1)] \cdot B'_1. \quad (30)$$

其中

$$B'_1 = \frac{\langle N\{\cos [P_1(d_2 + t_2 + d_1)] - A'_1 \sin [P_1(d_2 + t_2 + d_1)]\} + P_1\{A'_1 \cos [P_1(d_2 + t_2 + d_1)] + \sin [P_1(d_2 + t_2 + d_1)]\}\rangle}{\langle N\{\cos [P_1(d_2 + t_2 + d_1)] - A'_1 \sin [P_1(d_2 + t_2 + d_1)]\} - P_1\{A'_1 \cos [P_1(d_2 + t_2 + d_1)] + \sin [P_1(d_2 + t_2 + d_1)]\}\rangle}. \quad (31)$$

把(30)式代入(23)式得到两个磁层结构的色散方程

$$\exp (2Nt_1) = B'_1. \quad (32)$$

利用上述的方法导出了三个磁层的层状结构的色散方程

$$\exp (2Nt_1) = B''_1. \quad (33)$$

其中

$$B''_1 = \frac{N[\cos (P_1 D_1) - A''_1 \sin (P_1 D_1)] + P_1[\sin (P_1 D_1) + A''_1 \cos (P_1 D_1)]}{N[\cos (P_1 D_1) - A''_1 \sin (P_1 D_1)] - P_1[\sin (P_1 D_1) + A''_1 \cos (P_1 D_1)]},$$

$$D_1 \equiv \sum_{l=1}^3 d_l + \sum_{l=2}^3 t_l = d_1 + d_2 + d_3 + t_2 + t_3,$$

$$\begin{aligned}
 A_1'' &= \frac{N \operatorname{th} B_2''(Nt_2) \cos(P_1 D_1') + P_1 \sin(P_1 D_1')}{N \operatorname{th} B_2''(Nt_2) \sin(P_1 D_1') - P_1 \cos(P_1 D_1')}, \\
 D_1' &\equiv \sum_{l=2}^3 (d_l + t_l) = d_2 + t_2 + d_3 + t_3, \\
 B_2'' &= \frac{N[\cos(P_2 D_2) - A_2'' \sin(P_2 D_2)] + P_2[\sin(P_2 D_2) + A_2'' \cos(P_2 D_2)]}{N[\cos(P_2 D_2) - A_2'' \sin(P_2 D_2)] - P_2[\sin(P_2 D_2) + A_2'' \cos(P_2 D_2)]}, \\
 D_2 &\equiv \sum_{l=2}^3 d_l + \sum_{l=3}^3 t_l = d_2 + d_3 + t_3, \\
 A_2'' &= \frac{N \operatorname{th} B_3''(Nt_3) \cos(P_2 D_2') + P_2 \sin(P_2 D_2')}{N \operatorname{th} B_3''(Nt_3) \sin(P_2 D_2') - P_2 \cos(P_2 D_2')}, \\
 D_2' &= d_3 + t_3, \\
 B_3'' &= \frac{N[\cos(P_3 d_3) - A_3'' \sin(P_3 d_3)] + P_3[\sin(P_3 d_3) + A_3'' \cos(P_3 d_3)]}{N[\cos(P_3 d_3) - A_3'' \sin(P_3 d_3)] - P_3[\sin(P_3 d_3) + A_3'' \cos(P_3 d_3)]}, \\
 A_3'' &= -\frac{N}{P_3} \operatorname{th}(Nt_4).
 \end{aligned}$$

我们比较两个磁层和三个磁层的 MSFVW 色散方程(32)和(33)式, 可以发现不仅方程结构形式非常相似, 而且各个因变量随磁层数的增加而递变. 引进磁层层数变量 $i = 1, 2, 3, \dots, i_0$, 利用随层数而递变的规律, 引进 A_i , B_i 和 $\operatorname{th} B_i(Nt_i)$ 三个自定义函数后, 就得到了任意多个磁层的层状结构中的 MSFVW 通用色散方程

$$\exp(2Nt_i) = B_i. \quad (34)$$

其中 B_i 是 $i = 1$ 时的 B_i

$$\begin{aligned}
 B_i &\equiv \frac{N[\cos(P_i D_i) - A_i \sin(P_i D_i)] + P_i[\sin(P_i D_i) + A_i \cos(P_i D_i)]}{N[\cos(P_i D_i) - A_i \sin(P_i D_i)] - P_i[\sin(P_i D_i) + A_i \cos(P_i D_i)]}, \\
 D_i &= \sum_{l=i}^{i_0} d_l + \sum_{l=i+1}^{i_0} t_l, \\
 A_i &\equiv \frac{N \operatorname{th} B_{i+1}(Nt_{i+1}) \cos(P_i D_i') + P_i \sin(P_i D_i')}{N \operatorname{th} B_{i+1}(Nt_{i+1}) \sin(P_i D_i') - P_i \cos(P_i D_i')}, \\
 A_{i_0} &\equiv -\frac{N}{P_{i_0}} \operatorname{th}(Nt_{i_0+1}), \\
 D_i' &= \sum_{l=i+1}^{i_0} (d_l + t_l).
 \end{aligned}$$

把类似于双曲函数的表达式写成类双曲函数

$$\operatorname{th} B_{i+1}(Nt_{i+1}) \equiv \frac{\exp(Nt_{i+1}) - B_{i+1} \exp(-Nt_{i+1})}{\exp(Nt_{i+1}) + B_{i+1} \exp(-Nt_{i+1})}.$$

为了表达式的简单化一, 特做如下规定:

$$\sum_{l=i_0+1}^{i_0} t_l \equiv 0, \quad \sum_{l=i_0+1}^{i_0} (d_l + t_l) \equiv 0.$$

上面各式中的

$$P_i^2 = - \left[\mu_{11}^{(i)} k^2 + \mu_{22}^{(i)} \left(\frac{n\pi}{w} \right)^2 \right],$$

$n = 0, 1, 2, \dots$ 是宽度模数.

$$N^2 = k^2 + \left(\frac{n\pi}{w} \right)^2.$$

式中 d_i, t_i 可以取为零值. 当 t_2, t_3, \dots, t_i 都为零时, 就变成了无介质层、不同饱和磁矩的多层磁膜的情况.

当 $i_0 = 1$ 时, $n = 0, t_2 = \infty$, 又不考虑磁各向异性, 则 $N = k, \mu_{11} = \mu_{22} = \mu_1, P = \sqrt{-\mu_1 k^2} = \alpha k, \text{th}(Nt_2) = 1$, 方程(34)就蜕变为文献[9]的色散方程.

MSBVW 通用色散方程

类似于 MSFVW 色散方程的推导, 我们先考虑宽度为 w , 有磁各向异性的两个无损磁层的层状结构, 如图 3 所示. x, y, z 坐标和三条主晶轴的关系, 如图 2. 采用(1)式的张量导磁率. 在静磁近似, $\nabla \times \mathbf{h} = 0$ 的情况下, 可以把磁场 \mathbf{h} 写成标量势 ϕ 的梯度

$$\mathbf{h} = \nabla \cdot \phi. \quad (35)$$

根据高斯定理

$$\nabla \cdot \mathbf{b} = 0, \quad (36)$$

可以写出

$$\mathbf{b} = \mu_0 \boldsymbol{\mu}^{(i)} \cdot \mathbf{h}. \quad (37)$$

在磁性层和非磁性层中分别取相应的张量导磁率. 如图 3 所示选取坐标, 波在 z 方向上传输. 从(1), (35)–(37)式得出 ϕ 满足下式:

在磁层中

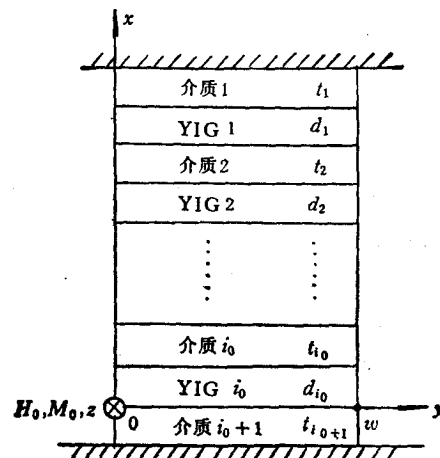


图 3 传输 MSBVW 的多个磁层的层状结构剖面图

$$\left(\mu_{11}^{(i)} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \mu_{22}^{(i)} \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \phi = 0, \quad (38a)$$

在介质层中

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \phi = 0, \quad (38b)$$

假定在 $y = 0$, ω 处自旋波钉扎, 用 $b_x = b_z = 0$ 来近似钉扎情况. ϕ 可以写成如下形式:

在磁层中

$$\phi = [A_i \sin(k_{xi}x) + B_i \cos(k_{xi}x)] \sin\left(\frac{n\pi}{\omega}y\right) \exp[j(\omega t - k_x z)] \quad (39a)$$

在介质层中

$$\phi = [C_i \exp(k'_x x) + D_i \exp(-k'_x x)] \sin\left(\frac{n\pi}{\omega}y\right) \exp[j(\omega t - k_x z)]. \quad (39b)$$

把 (39a) 式代入 (38a) 式, 得到

在磁层中

$$\begin{aligned} \mu_{11}^{(i)} k_{xi}^2 - \mu_{22}^{(i)} \left(\frac{n\pi}{\omega}\right)^2 - k_x^2 &= 0, \\ P_i \equiv k_x^2 &= \left[\mu_{22}^{(i)} \left(\frac{n\pi}{\omega}\right)^2 + k_x^2 \right] / (-\mu_{11}^{(i)}). \end{aligned} \quad (40)$$

把 (39b) 式代入 (38b) 式, 得到

在介质层中

$$\begin{aligned} (k'_x)^2 - \left(\frac{n\pi}{\omega}\right)^2 - k_x^2 &= 0, \\ N^2 \equiv (k'_x)^2 &= \left(\frac{n\pi}{\omega}\right)^2 + k_x^2. \end{aligned} \quad (41)$$

其中 $n = 0, 1, 2, \dots$ 是宽度模数. 类似 MSFVW 方程的推导方法可以得到任意多个磁层的层状结构中 MSBVW 的通用色散方程, 其方程形式完全同于 MSFVW, 如(34)式. 唯一不同的是各磁层中的 P_i , 如(40)式所示.

结 论

上述两个 MSW 色散方程表述了 MSW 的一般色散规律, 也表述了 MSW 的特定情况的色散规律. $n = 0$ 时, 代表样品为无限宽度情况; $a_i = b_i = 0$ 代表各向同性样品情况; $\varepsilon_1 = \infty$, 或 $\varepsilon_{i_0+1} = \infty$ 分别代表无上接地板或无下接地板的情况; $\varepsilon_2 = \varepsilon_3 = \dots = \varepsilon_{i_0} = 0$ 代表无介质层的多层磁膜情况. 总之, 利用上述两种静磁波方程可以研究各种情况下的静磁体波色散规律和各种因素对色散规律的影响.

[1] J. C. Sethares, *J. Appl. Phys.*, **53**(1982), 2646.

[2] J. M. Owens and J. H. Collins, *Circuits, Systems and Signal Processing*, **4**(1-2) (1985), 317.

[3] N. S. Chang and Y. Matsuo, *Proc. IEEE*, **66**(1978), 1577.

- [4] J. P. Parekh and K. W. Chang, *Proc. IEEE*, 77(1983), 685.
- [5] L. R. Adkins and H. L. Glass, *Electron. Lett.*, 16(1980), 592.
- [6] Hu Wenzhong and Liu Farang, *J. Magn. Magn. Mat.*, 35(1983), 153.
- [7] C. Vittoria and N. D. Wilsey, *J. Appl. Phys.*, 45(1974), 414.
- [8] T. W. O'Keefe and R. W. Patterson, *J. Appl. Phys.*, 49(1978), 4885.
- [9] M. R. Daniel, J. D. Adam and T. W. Okeefe, *IEEE Trans. Magn.*, MAG-16(1979), 1735.

THE UNIVERSAL DISPERSION EQUATIONS OF MSFVW AND MSBVW IN ARBITRARY MULTILAYER MAGNETIC STRUCTURE

HU WEN-ZHONG

(Southwest Institute of Applied Magnetism, Mianyang Sichuan, China)

Abstract

In this paper, we study the regularity that the dispersion equation of MSFVW; in a magnetic anisotropy multilayer structure with finite width varies periodically with the number of magnetic layers increasing. After introducing three self-defined functions, the universal dispersion equation of MSFVW in an arbitrary multilayer magnetic structure is obtained. Using similar procedure, a universal dispersion equation of MSBVW in the multilayer structure has also been derived.