

电磁波在磁性分层薄膜中的传播 ——非互易反射*

李义兵

徐则川

(长沙铁道学院电子工程系 长沙 410075) (武汉华中理工大学固体电子学系 武汉 430074)

摘要 本文采用传输矩阵研究了电磁波在磁性多层膜和超晶格中的透射和反射,获得了层状磁性介质的透射和反射系数,包括:(1)半无限磁性表面,(2)磁性多层膜,(3)半无限磁性超晶格。数值计算结果表明,磁性分层系统中电磁表面模可以通过电磁波斜入射在膜面上而激发出来,表现为 S -极化反射曲线的“尖谷”,因此,本文指出电磁波传播的色散曲线可以用一种类似衰减全反射(ATR)的技术来测量。

关键词 电磁波传播,磁性多层膜,电磁波透射和反射,分层介质,磁性极化声子(magnetic-polaritons)

1 引言

铁磁材料中很多是层状结构,如人工制造的多层膜、超晶格。就铁磁分层介质而言,很多研究都是关于电磁波沿表面传播,与磁性介质中的磁偶极矩相耦合的探讨。P. Grunberg^[1]首次给出了 N 层介质中表面模式激发的一种描述;几乎与此同时,R. E. Camley等人^[2]借鉴固体理论中的Bloch原理,提出了一套处理层状磁激发的理论;J. Barnas^[3]提出采用转移矩阵的方法来研究无限和半无限超晶格中的表面模,等等。众所周知,电磁波在磁性介质中的传输,由Maxwell方程求解,解有两种类型:(1)符合反射定律的散射解,(2)电磁表面模。这两种类型的解都沿表面具有常波矢量,代表系统中电磁模的不同的独立解。然而,前者很少有文献报道,这或许是因为磁性多层介质中透射和反射要比非磁性材料中的问题复杂得多所致。电磁波的非互易反射是其一个基本特征。一系列的非互易器件便由此产生。半无限铁磁和反铁磁体中的非互易反射最近才由Srivastava^[4]和Camley^[5]报道。很有必要提出一个完整的电磁波在铁磁多层膜和超晶格中的传输理论。本文采用传输矩阵方法建立了这样的理论。为了简化表达,假定EM波的极化平行于磁化矢量,两者都与入射平面垂直。对单层膜和多层膜,数值计算表明,磁性表面模可以被激发,表现为 S -极化斜入射反射谱中出现“尖谷”。这与由Otto, Rather和Kret-

1992-12-07收到,1993-08-24定稿

* 国家自然科学基金资助课题

李义兵 男,1965年生,博士,副教授,主要研究方向为分层介质中的振动谱和红外微波性能。

徐则川 男,1942年生,副教授,主要从事薄膜和多层复合膜的制备和电子元器件方面的研究。

schman 提出的著名的衰减全反射 (Attenuated Total Reflection, ATR) 技术相类似。按照他们的观点, 非磁性材料中的表面电磁模(如金属中的等离极元 Plasmon) 可以采用 ATR 技术激发^[6]。研究表明, 磁性介质中的电磁表面模也可以采用与 ATR 技术相似的方法激发出来。

2 磁性分层介质的传输矩阵

2.1 有效导纳

如图 1 所示, 一均匀的平面波, 频率为 ω 在无耗介质(空气)中传输, 以入射角 q_i 斜入射到 $X=0$ 的磁性界面上, R, T 分别代表反射波和透射波。入射波的电场假定平行于磁性材料的磁场强度矢量, 它们与入射面垂直, 如图 1。材料的层数任意假定。

仿照非磁性材料中的情形定义磁性材料的有效导纳:

$$Y^- = H_y^- / E_z, \quad Y^+ = -H_y^+ / E_z. \quad (1)$$

经过推导, 得到

$$\begin{aligned} Y^- &= (N_f \cos(q_i) / \sqrt{\mu_{\text{eff}}}) (j\mu_2 \tan(q_i) / \mu_1 + 1), \\ Y^+ &= (N_f \cos(q_i) / \sqrt{\mu_{\text{eff}}}) (-j\mu_2 \tan(q_i) / \mu_1 + 1), \end{aligned} \quad (2)$$

式中 q_i 为电磁波透射到磁性材料内的透射角; N_f 是磁性材料在光频区的折射率; $\mu_1, \mu_2, \mu_{\text{eff}}$ 分别为磁导率张量的对角和非对角分量和有效磁导率。我们发现处在外加磁场中的磁性材料 $Y^- \neq Y^+$ 。这与非磁性材料不同。正是这种不同导致了半无限磁性材料的非互易反射。

2.2 磁性薄膜的传输矩阵

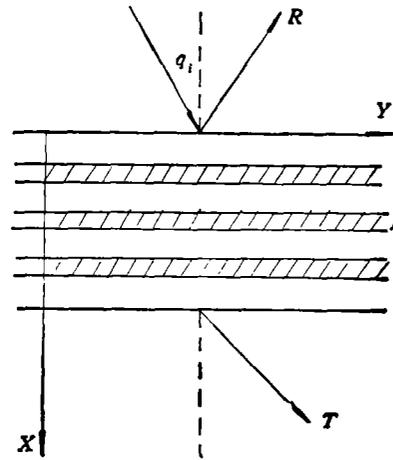


图 1 电磁波在磁性多层膜中的传输图示
 R, T 分别代表反射和透射波, q_i 为人射角。

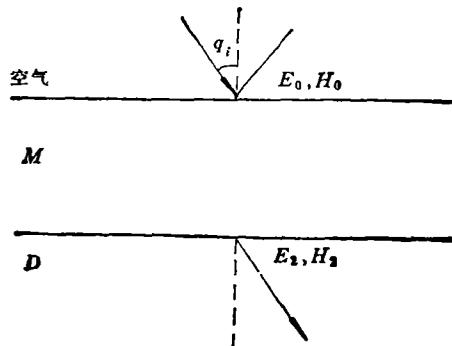


图 2 电磁波在磁性单层膜中的传输

E_0, H_0 代表入射面处的切向电场和磁场; E_1, H_1 代表出射面处的切向电场和磁场。

如图 2 所示,定义

$$\begin{bmatrix} E_2 \\ H_2 \end{bmatrix} = P \begin{bmatrix} E_0 \\ H_0 \end{bmatrix}, \quad (3)$$

P 为传输矩阵; E_2, H_2 为出射电磁波在膜面处的切向电场和磁场。 E_0, H_0 为入射电磁波在膜面另一边的切向电场和磁场。我们推得^[7]

$$P = \begin{bmatrix} \cos \delta - j \frac{M}{L} \sin \delta & j \frac{1}{L} \sin \delta \\ j \left(\frac{L^2 - M^2}{L} \right) \sin \delta & \cos \delta + j \frac{M}{L} \sin \delta \end{bmatrix} \quad (4)$$

其中

$$\begin{aligned} L &= \frac{N_f}{\sqrt{\mu_{\text{eff}}}} \cos q_i = \frac{N_f}{\sqrt{\mu_{\text{eff}}}} \left[1 - \frac{\sin^2(q_i)}{\mu_{\text{eff}} N_f^2} \right]^{1/2}, \\ M &= \frac{j N_f \mu_2}{\sqrt{\mu_{\text{eff}}}} \frac{\sin(q_i)}{\mu_1} = \frac{j \mu_2 \sin(q_i)}{\mu_{\text{eff}} \mu_1}, \\ \delta &= \frac{2\pi \sqrt{\mu_{\text{eff}}} N_f d_0}{\lambda} \left[1 - \frac{\sin^2(q_i)}{\mu_{\text{eff}} N_f^2} \right]^{1/2}, \end{aligned}$$

式中 d_0 为磁性膜的厚度, λ 为自由空间波长, q_i 为透射到磁性材料中的透射角, q_i 为入射角。从 P 矩阵的表示形式可知, P 是一个 U 矩阵, 即 $|P| = 1$ 。

对于非磁性薄膜, 有 $M = 0$, $\mu_{\text{eff}} = 1$, 代入(4)式得到

$$P = \begin{bmatrix} \cos \delta & j \sin \delta / Y \\ j Y \sin \delta & \cos \delta \end{bmatrix}. \quad (5)$$

2.3 多层膜中的传输矩阵

多层膜中的传输矩阵可表示为

$$P = \prod_{i=1}^N P_i = \begin{bmatrix} P_{11} & P_{12} \\ P_{21} & P_{22} \end{bmatrix}, \quad (6)$$

其中 N 是总层数。

2.4 多层膜中的透射和反射

假定多层膜的基片导纳为 Y_d , 令

$$\begin{bmatrix} B \\ C \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} P_{11} & P_{12} \\ P_{21} & P_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ Y_d \end{bmatrix}. \quad (7)$$

由文献[8], 磁性系统的有效导纳为

$$Y_{\text{eff}} = \frac{C}{B} = \frac{P_{21} + Y_d P_{22}}{P_{11} + Y_d P_{12}}. \quad (8)$$

因此

$$\left. \begin{aligned} R &= \frac{n \cos(q_i) - Y_{\text{eff}}}{n \cos(q_i) + Y_{\text{eff}}}, \\ T &= \frac{2n \cos(q_i) Y_{\text{eff}}}{n \cos(q_i) + Y_{\text{eff}}}, \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

其中 $n \cos(q_i) = Y_0$ 是入射波介质有效导纳, n 是折射率。对于薄膜和多层膜, Y_{eff} 由(8)式给出; 对于半无限磁性材料, 则由(2)式给出。

2.5 半无限磁性超晶格

每一周期单元的 P 矩阵可表示为

$$P = \prod_{i=1}^N P_i, \quad (10)$$

N 为周期单元的层数。

经推导, 半无限磁性超晶格的 Y_{eff} 为

$$Y_{\text{eff}} = [P_{11} - \exp(-i\beta D)]/P_{12}, \quad (11)$$

式中 β 由 $\cos(\beta D) = (P_{11} + P_{22})/2$ 给出, D 是周期单元的厚度。或者

$$Y_{\text{eff}} = [P_{11} - \exp(-\alpha D)]/P_{12}, \quad (12)$$

式中 α 由 $\cosh(\alpha D) = (P_{11} + P_{22})/2$ 给出。事实上, (11)式与(12)式是相通的, (11)式中取 β 为虚数, 即可得到(12)式。因此, 由(9)式, 同样可以求得半无限磁性超晶格中的反射系数。

3 数值计算

由(9)式可知, 对于任何层状系统, 只要求出 Y_{eff} , 便可以求得反射系数。由(4)式知道, δ 为虚数时对应于全反射 (TR)。对于磁性膜, OR/TR 产生的条件是

$$\mu_{\text{eff}} - \sin^2 q_i / N_i^2 \geq 0. \quad (13)$$

(13)式可以由(4)式直接推出。当电磁波在介质/磁性界面上产生全反射时, 并不意味着光波绝对不能透过反射面。事实上光波是透过界面而迅速衰减的(透过深度约为电磁波的波长数量级)。当磁性材料的厚度等于或薄于入射波波长时, 穿过的电磁场就会与表面电磁激元相耦合; 当入射波的平行膜面波矢分量与电磁表面模的传输波矢相等时, 就会产生共振吸收。对于磁性分层系统, 电磁表面振动是非互易的并且是随外加磁场可调的。本文给出了一个 FORTRAN 程序, 来计算任意层状系统的透射和反射系数, 并且无论 δ 是虚还是实都可以直接求得。图 3 给出了单层非对称磁性膜的反射系数 R_+ , R_- 与电磁波频率的关系曲线。 R_+ 和 R_- 分别代表入射角为 $+\theta$ 和 $-\theta$ 的反射系数幅值。图中 n_s 代表基底的光学折射率。实线为 R_+ , 虚线为 R_- 。从图 3 我们发现, 对于非对称的磁性膜, 电磁波(微波)在磁化的磁性膜面中的反射波谱是非互易的。在每一条反射曲线中都存在一个反射“谷”。这对应于磁性表面模的激发, 即入射的电磁波能量注入到磁性表面模中, 从而激发出沿磁性表面传输的表面电磁模。此时, 入射波的平行波矢分量可以用两种方法来改变: 一种方法是固定波长, 改变入射角; 一种是固定入射角, 改变入射波波长, 前种方法被广泛地用于 ATR 技术。在非对称单层膜中, 沿正向和反向传输的色散曲线是不同的, 因此 R_+ 的谷与 R_- 的位置(对应频率)不同。图 4 给出了双层磁性膜的结果。这时存在两个谷, 分别对应于双层膜的两条色散曲线。通过改变入射角, 就可以获得体系振动模的色散曲线。因此, 磁性薄膜的表面电磁模式可以通过电磁波(微波或红外)斜入射在磁性膜上, 测量其反射谱, 确定 $R-f$ 曲线或 $R-H$ 曲线, 得到一个谷值或一系列谷

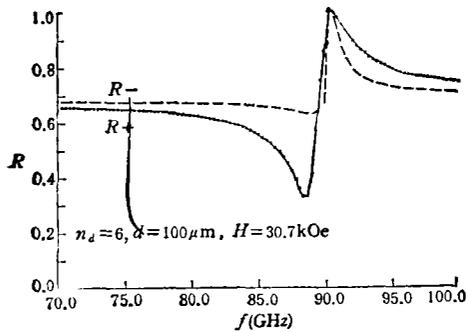


图3 单层非对称磁性膜的反射系数 R_+ , R_- 与入射电磁波频率的关系
入射角 $q_i = 45^\circ$, $4\pi M_s = 3\text{kOe}$, $d = 100\mu\text{m}$, $n_d = 6$.

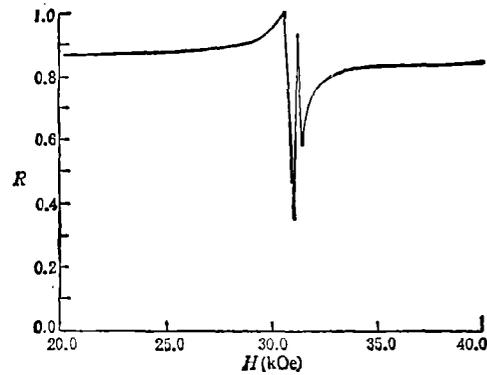


图4 电磁波在双层磁性膜中的反射系数
双层磁性膜为一介质(空气)所分隔,这里 $f = 90\text{GHz}$, $4\pi M_1 = 3\text{kOe}$, $4\pi M_2 = 1.75\text{kOe}$, $n_1 = 3.16$, $q_i = 45^\circ$, $d_1 = d_2 = 100\mu\text{m}$, $d = 10\mu\text{m}$.

值。这些谷值便对应于 $\omega-k$ 或 $H-k$ 关系曲线中的某一 k 值的一点或一些点。通过改变入射角,重复上述步骤,便可以求得体系的色散关系曲线。这种方法类似于应用在非磁性材料表面测量的 ATR 技术。

4 结论和讨论

(1) 本文提出了分析电磁波通过多层膜和超晶格中的透射系数和反射系数的方法。此方法是基于层状介质的有效导纳的计算,而有效导纳可直接由传输矩阵求得。

(2) 数值计算结果表明,在 $R-H$ 曲线或 $R-f$ 曲线中存在一些“谷”。这些谷对应于层状介质的表面振动模的激发。因此,我们提出磁性分层介质中的表面电磁模可以通过测量反射谱获得。并且计算结果也表明,反射系数,无论是大小或相位都是非互易的。

显然,有一系列有趣问题需继续研究。如作者曾探讨过任意方向传播的磁性薄膜内的磁性极化声子 (magnetic polariton)^[9],可否将这一研究推广到任意极化方向的电磁波传播? 这时 P 矩阵是一个 4×4 的矩阵。这是一种更为普适的情况,作者将在今后给出这一研究的结果。

参 考 文 献

- [1] Mika K, Gruberg P. Phys. Rev., 1987, B31(7): 4465—4471.
- [2] Camley R E, Rahman T S, Mills D L. Phys. Rev., 1983, B27(1): 266—277.
- [3] Barnas J. J. Phys. C, Condensed Matter, 1990, 2(12): 7173—7180.
- [4] Sodha M S, Srivastava N C. Microwave Propagation in Ferrimagnetics. New York: Plenum Press, 1981, 97—141.
- [5] Stamps R L, Camley R E. Phys. Rev., 1989, B40(1): 609—621.
- [6] Raj N, Camley R E, Tilley D R. J. Phys. C, 1987, 20(10): 5203—5216.
- [7] Li Yibing. J. Phys. C, Condensed Matter, 1993, (5)
- [8] Knittl Z. Optics of Thin Films. New York: John Wiley & Sons Ltd, 1970, Chapter 2.
- [9] Li Yibing, Li Shaoping, He Huahui. J Phys. C, 1988, 21(5): 2369—2377.

ELECTROMAGNETIC WAVE PROPAGATION IN MAGNETIC MULTILAYERS—NON-RECIPROCAL REFLECTIONS

Li Yibing

(Changsha Railway University, Changsha 410075)

Xu Zechuan

(Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074)

Abstract A theory of EM wave propagation through magnetic multilayers and superlattices is presented based on the propagation matrix of a magnetic film. By using the P matrix, the transmission and reflection coefficients of layered magnetic media, including: (1) semi-infinite magnetic surfaces, (2) magnetic multilayers, (3) semi-infinite magnetic superlattices, are obtained. The numerical results show that the EM modes of a magnetic layer system are excited and manifested as the sharp dips in the S-polarized reflection, and the dispersion curves of magnetic polaritons can be measured by a method similar to attenuated total reflection (ATR) technique.

Key words Electromagnetic wave propagation, Magnetic multilayers, EM transmission and reflection, Layered media, Magnetic polaritons