

平面约束下金属铁磁条中平行抽运 微波磁场的非稳定阈值研究^{*}

徐 燕 胡经国[†]

(扬州大学物理科学与技术学院, 扬州 225002)
(2007 年 10 月 10 日收到 2007 年 12 月 6 日收到修改稿)

运用 Landau-Lifshitz 方程, 边界处动态磁化强度由有效偶极边界条件约束, 研究了无限长金属磁条中自旋波传播的特征, 得到了该体系抽运微波磁场的阈值曲线以及色散曲线的解析式, 揭示出自旋波激发谱与磁条宽度的具体关系. 结果表明, 平面约束下磁条的阈值曲线中出现了明显的扭结现象, 并且随着磁条宽度的增加, 其扭结数近似地呈指数形式增加, 而最低扭结处两阈值的跳跃差值几乎呈反比形式变化.

关键词: Landau-Lifshitz 方程, 有效偶极边界条件, 阈值曲线, 色散曲线

PACC: 7530D, 7650, 7540G, 7115P

1. 引 言

现代磁存储器和磁传感器的迅速发展, 要求其存储密度更高、速度更快、尺寸更小等, 这就使磁性材料的边界效应成为不可忽略的重要因素. 并且在维度或尺度受限的磁性系统中, 电子的激发、弛豫以及输运等一系列过程都会呈现出新的特征. 通过对受限体系中电子自旋等性质的调控, 可以使低维纳米体系具有丰富的新的物理效应. 因此, 无论是理论还是实验, 对受限系统中自旋波激发的研究已经引起了科学研究者的高度关注与广泛兴趣^[1-9], 并成为当前凝聚态物理学与材料物理学的前沿课题之一.

实验上, Guslienko 等^[10]采用布里渊散射的方法对单轴磁化矩形磁条的自旋波光谱进行了测量. 实验结果表明自旋波的量子频率由矩形磁条的有限宽度和厚度决定. 但是对这种模式的自旋波的理论计算遇到了困难. 受限系统中自旋波激发的本征频率以及本征模分布与磁性材料表面处的边界条件的限定有关. 但是到目前为止, 人们还没有找到完备的边界条件来很好地解释受限系统中的自旋波传播特性, 也没有完全弄清楚受限系统的自旋波激发特性

与其系统尺寸的具体关系.

电动力学上, 在麦克斯韦边界条件中并未定义边界处的动力学磁化强度的振幅情况, 麦克斯韦理论要求磁感应的法向和磁场的切向连续. 然而, 受限系统边界处的磁矩与其所处位置的磁场有关, 这与体模情况明显不同^[11]. 基于 Neel 的表面各向异性概念^[12], Kittel^[13]介绍了一种完全钉扎边界条件, 它能很好地解释铁氧体薄膜中自旋波共振的实验结果, 但是它不能对金属薄膜的实验结果给出很好的解释. 之后 Rado 和 Weertman (RW)^[14]又考虑了交换相互作用, 阐述了一种动态磁化强度的有效偶极边界条件^[11]. 用这种有效偶极边界条件得到的本征函数及本征值可以对实验上观测到的微米尺寸宽度、无限长磁条的量子化自旋波谱进行定量地分析^[6,7].

本文基于动态磁化强度的有效偶极边界条件, 运用 Landau-Lifshitz 方程, 在文献[6,7]的基础上更深入地研究了不同有限宽度金属磁条下的自旋波传播特征, 进而揭示出其自旋波激发谱与系统尺寸受限之间的具体关系.

2. 模型与解析结果

自旋波激发是一个非稳定的参变过程. 当所加

^{*} 国家自然科学基金(批准号:10347118)和江苏省高校自然科学基金(批准号:2006KJB140133, 2007KJD140241)资助的课题.

[†] 通讯联系人. E-mail: jghu@yzu.edu.cn; hujgz@263.net

的抽运微波磁场振幅达到某一阈值时,自旋波激发出现不稳定,此时,称自旋波被参变激发.磁条中量子化传播的自旋波被称之为宽模^[15],其在磁条宽度 x 方向用波数 k_x 标记.无限长矩形磁条结构如图 1 所示,其厚度为 L ,宽度为 w ,且 L 远小于 w (即 $P = L/w \ll 1$).O' Keefe 等人^[15]在 30 年前就提出在无相互作用的磁条中,由于动力学去磁效应,沿着磁条宽度的平面波矢 k_x 不可能为零.另一方面,我们也期待着在实验中能观测到并以此验证由色散模的边界约束效应^[10,15]决定的金属磁条的最小阈值始终达不到无结构薄膜($k_x, k_y \rightarrow 0$)的最小阈值.本文中抽运微波磁场 h_p 和静磁场 H_0 都沿着 y 轴方向,并假设自旋波沿 y 轴方向传播.由于磁条沿着 y 轴方向被纵向磁化,因此随着纵向波矢 k_y 的增加,传播角度 $\varphi = \arctan(k_x/k_y)$ 从最大值逐渐趋向于零.当微波磁场与外加静磁场方向平行时,微波磁场阈值(即平行抽运阈值)由允许的 k_x 模决定.

本文采用 Landau-Lifschitz 方程来求解纵向磁化金属磁条中自旋波参量激发的阈值.

Landau-Lifschitz 方程可以写为

$$\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{m} = -\gamma [(\mathbf{m} + \mathbf{M}_0) \times (\mathbf{h}_d + \mathbf{h}_{ex} + \mathbf{H}_0 + \mathbf{h}_p)], \quad (1)$$

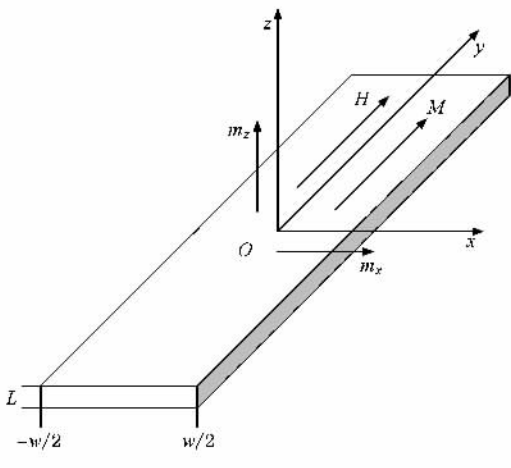


图 1 磁条模型及其坐标体系示意图

其中 h_d, h_{ex}, H_0, h_p 分别是退磁场、交换作用场、静磁场和抽运磁场.这里低级自旋波模之间的交换作用场 h_{ex} 很小可忽略.

设 y 方向的磁化强度是均匀的,则 Landau-Lifschitz 方程可简化为^[16,17]

$$\frac{\partial}{\partial t} m_{xk} + \omega_H m_{zk} - \omega_M h_{zk} + \gamma h_p m_{zk} = 0,$$

$$\frac{\partial}{\partial t} m_{zk} - \omega_H m_{xk} + \omega_M h_{xk} - \gamma h_p m_{xk} = 0, \quad (2)$$

其中 $\mathbf{m}_k(x, z, t) = (m_{xk}, 0, m_{zk})$ 是纵向波数 $k = k_y$ 的动态磁化强度, $\mathbf{h}_k(x, z, t) = (h_{xk}, h_{yk}, h_{zk})$ 为退磁场 h_d 的分量, $\omega_H = \gamma H_0, \omega_M = \gamma M_0$.其中 M_0 是样本的饱和磁化强度, γ 是旋磁比.抽运微波场在空间上分布均匀,其频率为 ω_p .而退磁场由下式确定:

$$\begin{aligned} \tilde{h}_{xk}(x) &= \lambda_x \tilde{m}_x(x) \\ &= \int_{-w/2}^{w/2} G_{xx}(x, x') \tilde{m}_x(x') dx', \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \tilde{h}_{zk}(x) &= \lambda_z \tilde{m}_z(x) \\ &= \int_{-w/2}^{w/2} G_{zz}(x, x') \tilde{m}_z(x') dx', \end{aligned}$$

其中 $\tilde{h}_{\alpha k}(\alpha = x, z)$ 表示对磁条厚度取平均,格林函数 $G_{\alpha\alpha'}(r, r') = \frac{\partial}{\partial \alpha} \frac{\partial}{\partial \alpha'} \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}$.对于 $P = L/w \ll 1$

情况,经运算后得格林函数 $G_{\alpha\alpha'}(x, x') = \frac{2}{L}$

$\ln\left[\frac{(x-x')^2}{(x-x')^2 + L^2}\right]$ 从而可以算出静磁场 H_0 平行于 y 时的格林函数各分量 $G_{xxk}, G_{yyk}, G_{zzk}$ 和 G_{xyk} 等.方程(2)和(3)就是系统的参变耦合微积分方程.用本征值替代方程中的 $\partial/\partial t$,并令 $h_p = 0$,便可以解出矩阵积分算符的本征值和本征矢^[6].

本文采用 O' Keefe 的近似方法研究尺寸受限金属磁条^[15]中自旋波谱特性以及自旋波参量激发特征.这种方法不仅可以很好地解释驻波共振 $k_y = 0$ ^[10]情况下的实验结果,而且还可用于计算 $k_y \neq 0$ 时传播宽模的色散关系.

令 $m = m_{xk} + im_{zk}, h = h_{xk} + ih_{zk}, m^* = m_{xk} - im_{zk}, h^* = h_{xk} - ih_{zk}$ 则方程(2)变为

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} m - i\omega_H m + i\omega_M h - i\gamma h_p m &= 0, \\ \frac{\partial}{\partial t} m^* + i\omega_H m^* - i\omega_M h^* + i\gamma h_p m^* &= 0, \end{aligned} \quad (4)$$

其中

$$\begin{aligned} h &= G_{xx} \otimes m_x + G_{xz} \otimes m_z \\ &\quad + iG_{zy} \otimes m_z + iG_{zx} \otimes m_x \\ &= G_{11} \otimes m + G_{12} \otimes m^*, \\ h^* &= G_{xx} \otimes m_x + G_{xz} \otimes m_z \\ &\quad - iG_{zy} \otimes m_z - iG_{zx} \otimes m_x \\ &= G_{22} \otimes m^* + G_{21} \otimes m, \end{aligned}$$

则方程(4)可化为

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} m - i\omega_H m + i\omega_M G_{11} \otimes m \\ + i\omega_M G_{12} \otimes m^* - i\gamma h_p m = 0, \\ \frac{\partial}{\partial t} m^* + i\omega_H m^* - i\omega_M G_{22} \otimes m^* \\ - i\omega_M G_{21} \otimes m + i\gamma h_p m^* = 0, \end{aligned} \quad (5)$$

于是有

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} m \\ m^* \end{pmatrix} + i \begin{pmatrix} -\omega_H + \omega_M \lambda_{11} & \omega_M \lambda_{12} \\ -\omega_M \lambda_{21} & \omega_H - \omega_M \lambda_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m \\ m^* \end{pmatrix} \\ = i\gamma h_p \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m \\ m^* \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (6)$$

令

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} -\omega_H + \omega_M \lambda_{11} & \omega_M \lambda_{12} \\ -\omega_M \lambda_{21} & \omega_H - \omega_M \lambda_{22} \end{pmatrix} \\ = \hat{X} \begin{pmatrix} \omega_k & 0 \\ 0 & -\omega_k \end{pmatrix} \hat{Y}, \end{aligned}$$

$$\text{其中, } \hat{X} = \begin{pmatrix} u_k & v_k \\ v_k & u_k \end{pmatrix}, \hat{Y} = \begin{pmatrix} u_k & -v_k \\ -v_k & u_k \end{pmatrix}, u_k^2 - v_k^2 =$$

1, $u_k v_k = -\frac{\omega_M \lambda_{12}}{2\omega_k}$, 所以方程(6)可变为

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} m \\ m^* \end{pmatrix} + i\hat{X} \begin{pmatrix} \omega_k & 0 \\ 0 & -\omega_k \end{pmatrix} \hat{Y} \begin{pmatrix} m \\ m^* \end{pmatrix} \\ = i\gamma h_p \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m \\ m^* \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (7)$$

方程(7)左乘 \hat{Y} , 并令 $\begin{pmatrix} C_0^1 e^{-i\omega_p t/2} \\ C_0^2 e^{i\omega_p t/2} \end{pmatrix} = \hat{Y} \begin{pmatrix} m^1 \\ m^2 \end{pmatrix}$,

$h_p^0 \cos(\omega_p t) = h_p$, 可得

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} C_0^1 e^{-i\omega_p t/2} \\ C_0^2 e^{i\omega_p t/2} \end{pmatrix} + i \begin{pmatrix} \omega_k & 0 \\ 0 & -\omega_k \end{pmatrix} \begin{pmatrix} C_0^1 e^{-i\omega_p t/2} \\ C_0^2 e^{i\omega_p t/2} \end{pmatrix} \\ = i\gamma h_p^0 \cos(\omega_p t) \hat{Y} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \hat{X} \begin{pmatrix} C_0^1 e^{-i\omega_p t/2} \\ C_0^2 e^{i\omega_p t/2} \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (8)$$

再设 $\begin{pmatrix} C_0^1 \\ C_0^2 \end{pmatrix} = e^{v_n t} \begin{pmatrix} c_1^0 \\ c_2^0 \end{pmatrix}$, 由(8)式可得

$$\begin{pmatrix} v_n + i\eta & i\gamma h_p^0 u_k v_k \\ -i\gamma h_p^0 u_k v_k & v_n - i\eta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_1^0 \\ c_2^0 \end{pmatrix} = 0, \quad (9)$$

其中, $\eta = \omega_{kn} - \omega_p/2$. 当 $v_n = 0$ 时由方程(9)可求出阈值场大小为

$$h_{tn} = -\frac{2\omega_{kn}\eta}{\gamma\omega_M\lambda_{12}}, \quad (10)$$

其中, $\lambda_{12} = -\frac{1}{2} \left(\lambda_k + (1 + \lambda_k) \frac{k_{xn}^2}{k_{xn}^2 + k_y^2} \right)$, 所以其阈

值场为

$$h_{tn} = \frac{4\eta}{\gamma} \frac{\omega_{kn}}{\omega_M} \frac{1}{\lambda_k + (1 + \lambda_k) \frac{k_{xn}^2}{k_{xn}^2 + k_y^2}}, \quad (11)$$

其中, $\lambda_k = (e^{-|k|L} - 1)(|k|L)$, 离散波数 k_{xn} 的值可由文献[10]中的有效边界条件决定, 即满足下列超越方程:

$$\text{tg}(k_{xn}w/2) = \frac{d - wk_{xn}}{d + wk_{xn}}, \quad (12)$$

其中, w 是磁条宽度, d 为有效钉扎系数, 它的意义可参见文献[10].

采用文献[18]中的色散关系, 并将其应用到本文几何模型中, 得到磁条模型的色散公式

$$\begin{aligned} (\omega_{kn}/\omega_M)^2 = \left[\omega_H/\omega_M + (1 + \lambda_k) \frac{k_{xn}^2}{k_{xn}^2 + k_y^2} \right] \\ \times (\omega_H/\omega_M - \lambda_k). \end{aligned} \quad (13)$$

3. 分析与讨论

图2为不同宽度镍铁导磁合金磁条中宽模的阈值曲线(上半幅图)和色散曲线(下半幅图). 其中磁条厚度 $L = 30$ nm, 抽运频率为 28 GHz, 磁条宽度 w 分别为 $3.75 \mu\text{m}$ $3.0 \mu\text{m}$ $2.0 \mu\text{m}$ $0.75 \mu\text{m}$. 阈值曲线图上的细实线是无结构薄膜(即厚度很薄的无限大平面薄膜)中的主宽峰, 其他细线是磁条中不同宽模的阈值曲线, 宽实线是磁条中实际激发的最小阈值曲线.

从图2中可以发现, 磁条结构导致了无结构薄膜阈值曲线的静磁面自旋波(MSSW)出现了扭结现象, 与相关实验结果一致^[10]. 宽峰^[16]情形下最小阈值处有一个驻波对(对于宽峰和无结构薄膜 $k_x, k_y = 0$, 对于磁条 $k_y = 0$). 但是, 在无结构薄膜中, 如果外场被分辨, 那么所有的阈值都有相同的最小值, 因为 $k_x, k_y = 0$ 时磁化矢量进动的椭圆率有最大值. 磁条情形, $k_x \neq 0$ 且样本平面内的动态偶极场不为零, 其磁化矢量进动的椭圆率要比无结构薄膜中的小. 由于 k_{xn} 随着宽模数 n 的增加而增加, 则椭圆率随着 n 的增加而减小, 而其最小阈值随着宽模数 n 的增加而增加. 且计算结果显示每一个宽模均有一个截止场.

在外场频率为抽运场频率的一半时, 静磁场 H_0 不管取任何值, 总能激发出一对自旋波, 且这对自旋波在该 H_0 处有一个最小阈值, 并有扭结产生. 因

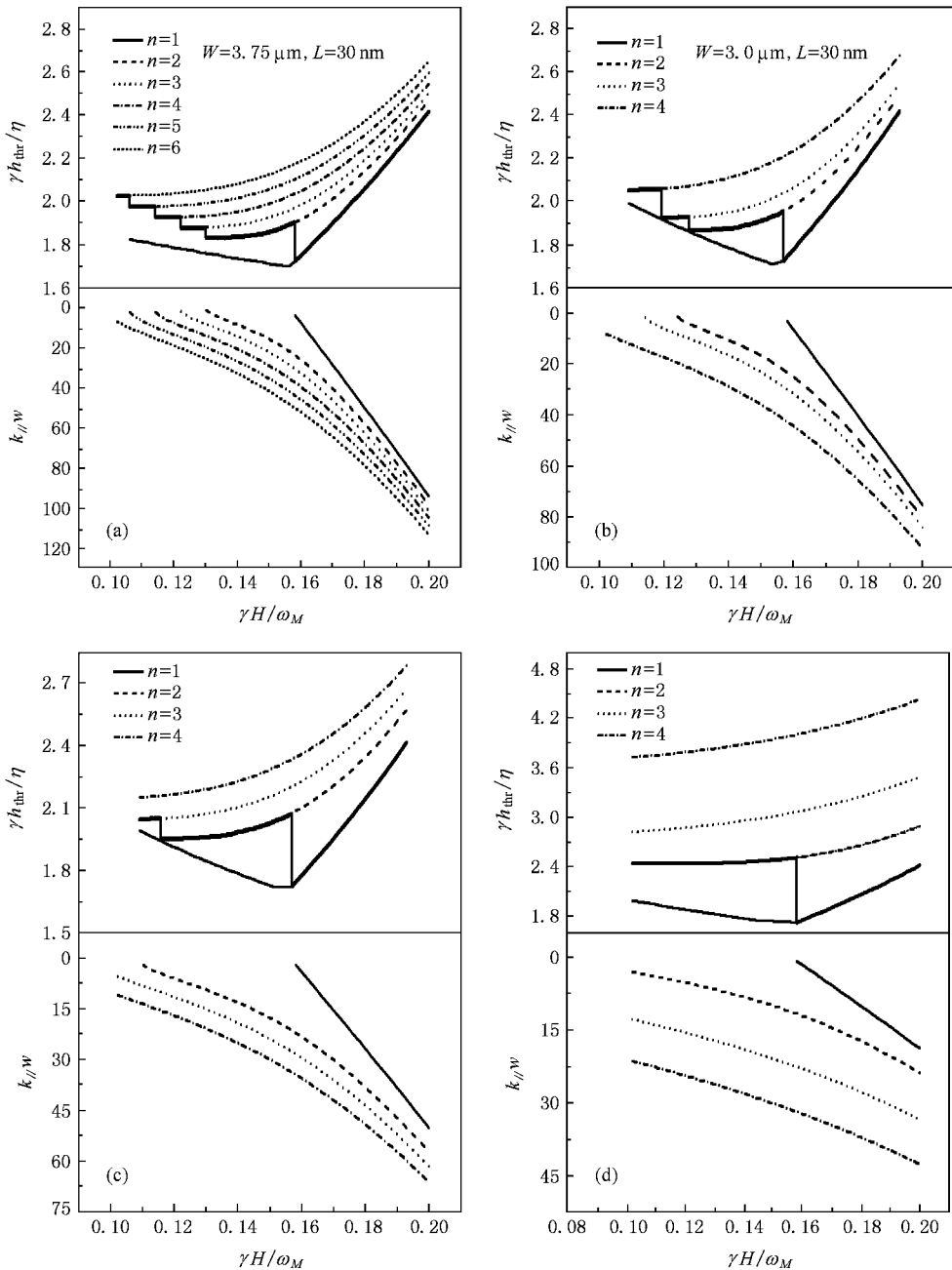


图2 四种不同宽度镍铁合金磁条的阈值曲线(上图)和色散曲线(下图)(图中磁条厚度 L 为 30 nm , 宽度分别为 $3.75 \mu\text{m}$ $3.0 \mu\text{m}$ $2.0 \mu\text{m}$ $0.75 \mu\text{m}$, 抽运频率是 28 GHz)

此, 每一个宽模都有与之相应的截止场, 当外场低于这个场时, 模不存在, 亦不能被共振激发. 从截止场开始, 随着外磁场的增大, 下一个具有最小阈值的模又可被参变激发. 不同宽模的阈值曲线之间的跳跃就形成了扭结.

实验上, 通过改变外加磁场大小可实现对扭结数的调节; 另一方面, 图 2 表明磁条的宽度约束也可调节其阈值曲线的非连续性. 图 3 计算了磁条阈值

曲线中第一个扭结出现时阈值跳跃大小随磁条宽度 w 的变化关系. 由阈值跳跃图我们发现, 随着磁条宽度的增加, 阈值曲线中第一扭结的阈值跳跃呈非线性减小. 为了更好的了解其与磁条宽度的关系, 进一步研究发现它随磁条宽度的增加几乎呈倒数变化, 如图 3 中插图所示. 即阈值曲线中第一扭结处的阈值跳跃随磁条宽度的增加几乎呈反比变化.

之前人们曾在横向抽运矩形铁氧体 YIG 薄膜

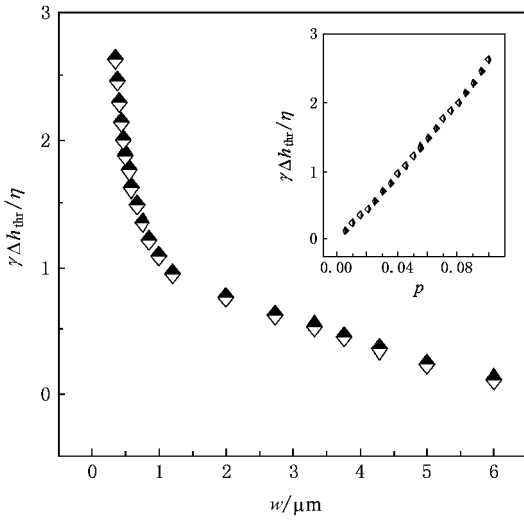


图3 第一扭结处的阈值跳跃随磁条宽度的变化关系(其中,磁条厚度 L 取 30 nm, $\omega_p/\omega_M = 0.85$, $P = L/w$)

样本^[19]的实验中观察到扭结的存在,同我们研究的金属磁条中的这些扭结具有明显的相似特性.然而,横向抽运是自旋波参变激发的另一种方法,它的耦合机理以及激发波数的范围都有所不同.

图4描述了相同磁条厚度下参变激发扭结个数与磁条宽度之间的关系.从图中我们发现,随着磁条宽度的增加,其出现的扭结数近似呈指数形式增长.图3结果已经表明,磁条第一扭结处阈值跳跃随磁条宽度的增加成反比减小,即磁能级差随磁条宽度的增加而逐渐变小,当磁条宽度逐渐增大到一定值后,阈值曲线将呈现出连续性.实验^[20]和理论^[21]都已报道,平行抽运条件下平面不受约束的很薄的YIG薄膜阈值曲线中出现了一个明显的扭结,而其他地方都是连续变化的,这种阈值曲线被称之为蝴蝶曲线.但在受限磁条中,扭结随着磁条宽度的减小而明显减小,其阈值曲线是不连续的.由于磁条样本的宽度受到了限制,其磁能量是量子化的,即只有满足量子化条件的离散波长的低能自旋波能够被参变

激发.这种量子阱效应导致了磁条阈值曲线的不连续性.

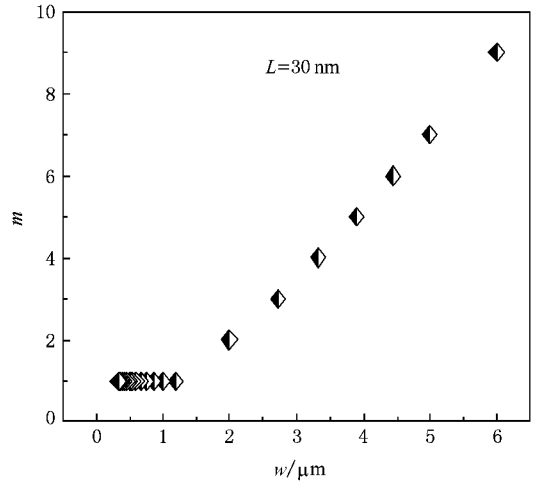


图4 不同磁条宽度下阈值曲线的扭结数(其中,磁条厚度 L 取 30 nm, $\omega_p/\omega_M = 0.85$)

4. 结 论

我们研究了无限长金属磁条在其厚度很薄、宽度有限时,其自旋波的阈值曲线及其色散关系,并得到了其自旋波激发谱与磁条宽度的具体依赖形式.结果表明,平面约束下有限宽磁条的阈值曲线中出现了明显的扭结现象,并随着磁条宽度的增加,扭结数近似呈指数形式逐渐增多,但在最低扭结处其两阈值场之间的跳跃随着磁条宽度的增加近似地呈反比减小,当磁条宽度逐渐增大到一定值后,阈值曲线将呈现出连续性.由于阈值曲线与材料内在的高频耗散机理有着密切的联系,因此,我们可以从阈值曲线中得到的相关信息来研究材料中的磁损耗.同时,在实践上,采用受限磁介质中自旋波激发可以实现进动交变磁化,这为实现亚微秒级的快速磁存储提供了理论指导.

- [1] Gubbiotti G, Kostylev M, Sergeev N 2004 *Phys. Rev. B* **70** 224422
 [2] Bayer C, Jorzick J, Hillebrands B 2005 *Phys. Rev. B* **72** 064427
 [3] Scott M M, Kostylev M P, Kalinikos B A, Patton C E 2005 *Phys. Rev. B* **71** 174440
 [4] Scott M M, Patton C E 2004 *J. Appl. Phys.* **95** 6294
 [5] Kostylev M P, Stashkevich A A, Sergeev N A 2004 *Phys. Rev. B* **69** 064408

- [6] Kostylev M, Hu J G, Stamps R L 2007 *Appl. Phys. Lett.* **90** 012507
 [7] Kostylev M P, Gubbiotti G, Hu J G, Carlotti G, Ono T, Stamps R L 2007 *Phys. Rev. B* **76** 054422
 [8] Zhao X D, Xie Z W, Zhang W P 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 6358 (in Chinese)[赵兴东、谢征微、张卫平 2007 物理学报 **56** 6358]

- [9] Yuan S J , Zhou S M , Lu M 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 891 (in Chinese) [袁淑娟、周仕明、鹿 牧 2006 *物理学报* **55** 891]
- [10] Guslienko K Yu , Demokritov S O , Hillebrands B , Slavin A N 2002 *Phys. Rev. B* **66** 132402
- [11] Guslienko K Yu , Slavin A N 2005 *Phys. Rev. B* **72** 014463
- [12] Neel L 1954 *J. Phys. Radium.* **15** 225
- [13] Kittel C 1958 *Phys. Rev.* **110** 1295
- [14] Rado G T , Weertman J R 1959 *J. Phys. Chem. Solid* **11** 315
- [15] O ' Keefe T W , Patterson R W 1978 *J. Appl. Phys.* **49** 4895
- [16] Kalinikos B A , Kozhus ' N V , Kovshikov N G 1984 *Sov. Phys. Solid State* **26** 1735
- [17] Kostylev M P , Kalinikos B A , Dötsch H 1995 *J. Mag. Mag. Mater.* **145** 93
- [18] Kalinikos B A , Kozhus N V , Kostylev M P , Slavin A N 1990 *J. Phys. Condens. Matter* **2** 9861
- [19] An S Y , Krivosik P , Kraemer M A , Olson H M , Nazarov A V , Patton C E 2004 *J. Appl. Phys.* **96** 1572
- [20] Wiese G , Kabos P , Patton C E 1993 *J. Appl. Phys.* **74** 1218
- [21] Wiese G , Kabos P , Patton C E 1995 *Phys. Rev. B* **51** 15085

The study of parallel pump microwave magnetic field instability threshold in metallic ferromagnetic strip under in-plane confinement *

Xu Yan Hu Jing-Guo[†]

(College of Physics Science and Technology , Yangzhou University , Yangzhou 225002 , China)

(Received 10 October 2007 ; revised manuscript received 6 December 2007)

Abstract

Using the Landau-Lifshitz equation , the propagating of spin wave in metallic magnetic stripe has been investigated , in which the effective boundary condition is applied for the dynamic magnetization of the metallic magnetic strip. The relationship between spin wave spectrum and width of the strip has analytically been derived. Numerical calculations show that in-plane confinement results in the obvious kinks in the threshold curves. And with the increase of strip width , the kink numbers almost rise exponentially , while the threshold jump at the first kink is nearly in inverse proportion to its width.

Keywords : Landau-Lifshitz equation , effective boundary conditions , threshold curve , dispersion curve

PACC : 7530D , 7650 , 7540G , 7115P

* Project supported by the National Natural Sciences Foundation of China (Grant No. 10347118) and the Natural Science Foundation of College of Jiangsu Province (Grant Nos. 2006KJB140133 , 2007KJD140241).

[†] Corresponding author. E-mail : jghu@yzu.edu.cn ; hujgyz@263.net