

磁性薄膜畴壁短波长自旋波模式激发

陈善宝 张志强

(华中理工大学固体电子学系, 武汉 430074)

(1995 年 10 月 5 日收到)

研究约束在磁性薄膜畴壁中的自旋波 **Winter** 模式及其激励方式. 用坡莫合金磁性栅格将高频均匀磁场转换成与自旋波 **Winter** 模式在时间频率和空间波长都匹配的磁场, 从而实现相互间的有效耦合. 采用锁相放大技术观测到了几百兆赫自旋波 **Winter** 模式微分吸收峰.

PACC: 7650

1 引 言

Winter^[1]在对磁性薄膜进行核磁共振研究时, 曾推测在非饱和磁化下畴壁内可能激发一种自旋波模式, 它不同于体自旋波, 我们称它为 **Winter** 模式. 这种自旋波频率比畴壁共振频率高一个数量级, 约几百兆赫. 与高椭圆极化、过阻尼的畴壁共振(长波自旋波)相比^[2], **Winter** 模式是短波长自旋波、欠阻尼. 一些阻尼因子 α 小的材料往往并不具有高的畴壁迁移率 μ_w , 这种自旋波的存在可能是影响畴壁迁移率的机制之一. 试验确证这种自旋波的存在对探讨畴壁迁移率机制具有重要意义. 自旋波 **Winter** 模式主要来源于交换耦合作用, 不可能用均匀驱动磁场激发, 必须使激励频率、空间波长与之相匹配而实现有效的耦合才能获得.

2 理 论

考虑晶格常数为 a 的立方晶格, 它包含有 x - y 平面内的一个平面畴壁、具有一组大小为 S 的自旋. **Winter** 给出了图 1 的坐标系. 假定磁性薄膜具有单轴各向异性常数 K (沿 x 方向), 不考虑阻尼时, 自旋运动满足如下关系式^[1]:

$$-jES_y = 2JSa^2 \nabla^2 S_x - 2KS(\cos^2 \theta - \sin^2 \theta) S_x + 4\pi g\beta M_s S_x, \quad (1)$$

$$jES_x = 2JSa^2 \nabla^2 S_y - 2KS(\cos^2 \theta - \sin^2 \theta) S_y,$$

其中 J 为交换积分; K 为单轴各向异性常数; $E = \hbar\omega$. 畴壁自旋过渡分布满足 $\sin \theta = \text{sech}(z/\Delta_0)$, 其中 $\Delta_0 = a(J/K)^{1/2}$ 是畴壁宽度参数.

为了讨论方便, 把原坐标系换成通常讨论磁共振的坐标系, 即 x - y - z 用 z - x - y 坐标系代替, 见图 2. 与此同时, 将单个电子自旋用连续介质形式代替. 则有 $J = \frac{a}{S^2} A$, $K = \frac{a^3}{S^2} K_u$,

$g\beta s = -a^3 M_s$, $g\beta/\hbar = \gamma$, $S_{y,z} = -\frac{a^3}{g\beta} m_{y,z}$. 于是原自旋运动方程可以写成

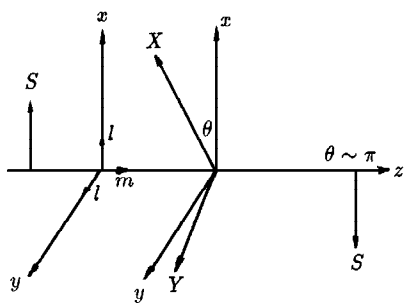


图1 坐标轴定义

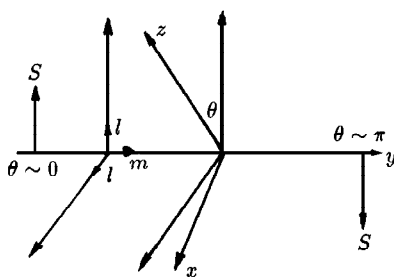


图2 修改后的坐标系

$$\begin{aligned} j\omega m_x &= \frac{2|\gamma|}{M_s} [-A\nabla^2 m_y + K_u(2\cos^2\theta - 1)m_y + 2\pi M_s^2 m_y], \\ j\omega m_y &= \frac{2|\gamma|}{M_s} [A\nabla^2 m_x - K_u(2\cos^2\theta - 1)m_x]. \end{aligned} \quad (2)$$

上述方程的解具有以下形式:

$$\begin{aligned} m_x &= m_{x0} \sin\theta \exp[j(\omega t - k_x x - k_z z)], \\ m_y &= m_{y0} \sin\theta \exp[j(\omega t - k_x x - k_z z)]. \end{aligned}$$

引入磁畴及畴壁参数

特征长度 $l = \sigma_w / 4\pi M_s^2$; 畴壁能密度 $\sigma_w = 4(AK_u)^{\frac{1}{2}}$; 品质因数 $Q = K_u / 2\pi M_s^2$; 布洛赫壁宽度 l_w : $(l_w/\pi)^2 = A/K_u$; 布洛赫线长度 l_l : $(l_l/\pi)^2 = A/2\pi M_s^2$. 这样自旋运动方程(2)变成

$$\begin{aligned} j\omega m_x &= 4\pi M_s |\gamma| [-(l_l/\pi)^2 \nabla^2 m_y + Q(2\cos^2\theta - 1)m_y + m_y]; \\ j\omega m_y &= 4\pi M_s |\gamma| [(l_l/\pi)^2 \nabla^2 m_x - Q(2\cos^2\theta - 1)m_x]. \end{aligned} \quad (3)$$

到目前为止, 尚未考虑阻尼的情况. 将吉尔伯特因子引入阻尼项

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\frac{\alpha}{M} \left(\mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt} \right),$$

通过运算整理, 得到考虑阻尼后的自旋运动方程

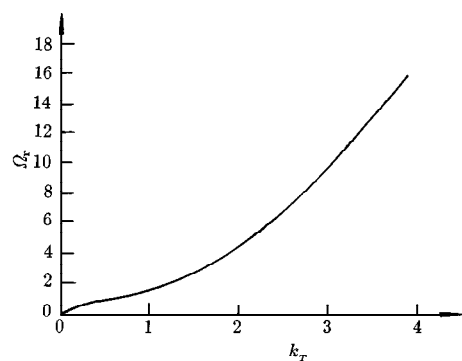
$$\begin{aligned} j\omega m_x - j\alpha\omega m_y &= 4\pi M_s |\gamma| [(l_l/\pi)^2 (k_x^2 + k_z^2) + 1] m_y; \\ j\alpha\omega m_x + j\omega m_y &= 4\pi M_s |\gamma| [-(l_l/\pi)^2 (k_x^2 + k_z^2)] m_x. \end{aligned} \quad (4)$$

归一化频率为 $\Omega = \omega / 4\pi M_s |\gamma|$. 设 $k_T^2 = (l_l/\pi)^2 (k_x^2 + k_z^2)$,

则有

$$\begin{aligned} j\Omega m_x - [j\alpha\Omega + (k_T^2 + 1)] m_y &= 0, \\ [j\alpha\Omega + k_T^2] m_x + j\Omega m_y &= 0. \end{aligned}$$

在自旋波共振时, 上述方程组系数行列式为 0. 因此

图3 样品的 Ω - k_T 曲线

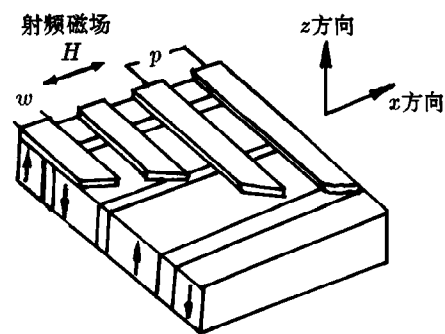
$$\Omega_{\text{共振}} = \frac{\sqrt{k_T^2(k_T^2 + 1) - \alpha^2/4}}{1 + \alpha^2} + j \frac{\alpha}{1 + \alpha^2} (k_T^2 + 1/2),$$

其中实部确定了共振频率,虚部与损耗有关. 设 $k^2 = k_x^2 + k_z^2$, k 实际上就是自旋波的相位常数. 对于所选磁泡薄膜材料 $(\text{YL}_a)_3(\text{GaFe})_5\text{O}_{12}$, $\alpha = 0.003$, $4\pi M_s = 94 \times 10^{-4}\text{T}$, $l_1 = 0.6 \mu\text{m}$, 厚度 $h = 4.3 \mu\text{m}$. 取 $k_T = 1$, 则自旋波波长 $\lambda = 2\pi/k = 2l_1 = 1.2 \mu\text{m}$, 对应的自旋波频率 $f = 2M_s|\gamma|/\Omega = 387 \text{ MHz}$.

自旋波 Winter 模式 Ω - k_T 频散关系曲线

见图3. 当 $k < \pi/l_1$ 时呈线性关系, $k > \pi/l_1$ 时呈平方关系.

3 自旋波 Winter 模式激发结构

图4 自旋波 Winter 模式激发磁结构

实际感兴趣的自旋波模式是 $k \leq \pi/l_1$ 即 $\lambda \geq 2l_1$ 的情况. 为了激发自旋波 Winter 模式, 必须使激励的高频磁场频率、空间波长与自旋波实现有效的耦合, 为此我们设计了图4的自旋波模式激发磁结构.

在磁性薄膜上方放置厚度为 30 nm 的溅射坡莫合金薄膜, 通过激光干涉微细加工技术^[3]刻蚀成间隔 $p = 1 \mu\text{m}$ 的栅格, 相当于 1000 线/mm , 用微带传输线产生的射频磁场激励磁性栅格. 由于射频场波长远大于栅格间距 p , 应用复变函数中的保角变换, 可以求出射频磁场 H 经坡莫合金栅格产生的二级磁场分布为

$$\begin{cases} H_x = 2H\sin^2(\pi w/2p)\cos(2\pi x/p)\exp(-2\pi z/p) \\ H_z = -2H\sin^2(\pi w/2p)\sin(2\pi x/p)\exp(-2\pi z/p) \end{cases} \quad z \geq 0;$$

$$\begin{cases} H_x = 2H\sin^2(\pi w/2p)\cos(2\pi x/p)\exp(2\pi z/p) \\ H_z = 2H\sin^2(\pi w/2p)\sin(2\pi x/p)\exp(2\pi z/p) \end{cases} \quad z < 0.$$

若栅格条宽 $w = p/2$, 则当 $z \geq 0$ 时

$$\begin{cases} H_x = H\cos(2\pi x/p)\exp(-2\pi z/p) \\ H_z = H\sin(2\pi x/p)\exp(-2\pi z/p). \end{cases}$$

磁场分布如图5所示.

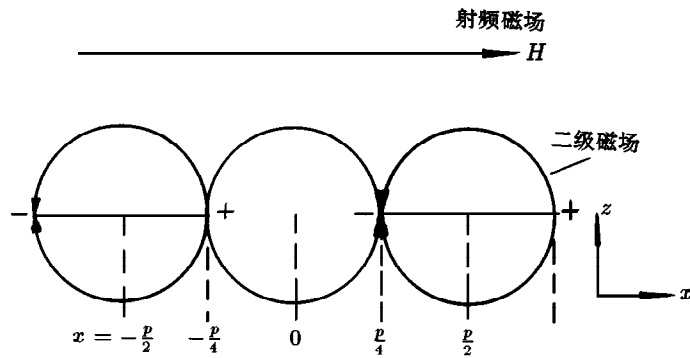
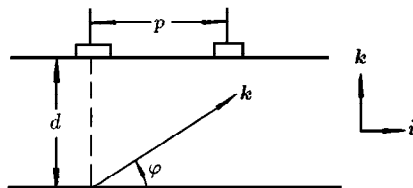


图5 由射频磁场经栅格产生的二级磁场

通过对磁性薄膜样品进行取向操作,让平行条畴位于垂直于栅格长轴的平面内,则能与栅格产生的二级磁场耦合的 **Winter** 模式见图 6.即要求 $\mathbf{k} \cdot \mathbf{pi} = 2\pi n$ ($n=1, 3, 5 \dots$), 亦即

$$kp \cos \varphi = 2\pi n \text{ 或 } k = 2\pi n / p \cos \varphi.$$

很显然, $2\pi/p \leq k < \infty$. 由慢扫描高频信号源输出的信号经微带传输线产生射频磁场,用它激励坡莫合金栅格,当 $k = 2\pi n/p$ ($n=1, 3, 5, \dots$) 时会产生一系列的自旋波 **Winter** 模式吸收峰.

图6 与栅格二级磁场耦合的 Winter 模式 k 值范围

4 实验及其结果

自旋波 **Winter** 模式测量系统方框图及微带结构见图 7.测试前,必须对薄膜磁畴结构进行预处理.在薄膜膜面内加 $(5 \times 10^5 / 4\pi) \text{ A} \cdot \text{m}^{-1}$ 左右的与栅格长轴方向垂直的磁场,使

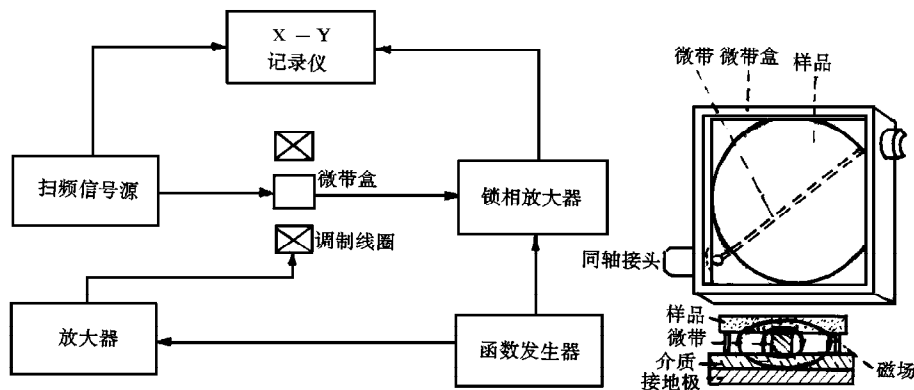


图7 自旋波 Winter 模式测量系统及微带传输线结构

磁畴变成平行条畴并与栅格长轴方向垂直,然后将薄膜样品贴在微带传输线上,使带线产生的射频磁场方向与栅格长轴方向垂直.微带传输线通过小盒两侧的同轴接头一端接扫频信号源,另一端通过检波器接到锁相放大器.加到微带线上的扫频信号产生激发自旋波的二级磁场.由于自旋波共振信号很弱,甚至淹没在噪声中,因此在二级磁场方向加一 80 Hz 峰——峰值 $(5 \times 10^3 / 4\pi) \text{A} \cdot \text{m}^{-1}$ 的交变磁场来调制自旋波频率,吸收峰信号通过锁相放大器同步检波,然后用 X-Y 记录仪记录共振信号.

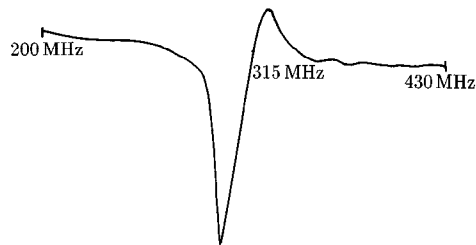


图 8 Winter 模式微分吸收峰

实验中,在 100 MHz—1 GHz 范围内检测了共振信号吸收谱(微分信号).在 312 MHz 附近记录到明显的吸收峰,如图 8 所示.共振线宽并不直接与阻尼因子相关,它是由于耦合产生的.

实验观测到了约束在畴壁中的自旋波 Winter 模式的激发,它有助于人们对畴壁迁移率机制的进一步认识及畴壁动态特性的更深入研究.

- [1] J. M. Winter, *Phys. Rev.*, **124**(1961), 452.
- [2] A. A. Thiele, *J. Appl. Phys.*, **55**(1984), 2584.
- [3] 陈善宝等, 华中理工大学学报, **15**(5)(1987), 67.

SHORT WAVELENGTH SPIN WAVE MODE EXCITATION BOUND TO THE DOMAIN WALLS IN MAGNETIC THIN FILM

CHEN SHAN-BAO ZHANG ZHI-QIANG

(Department of Solid State Electronics, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074)

(Received 5 October 1995)

ABSTRACT

A structure for short wavelength spin wave mode excitation is developed, which is used to investigate a spin wave (Winter mode) bound to the domain wall in a magnetic bubble film with an rf magnetic field produced by a microstrip carrying rf current, a thin permalloy grating on the top of the magnetic specimen generates secondary magnetic fields which match the time frequency and spatial wavelength of the spin wave, and an efficient coupling between them is realized. By means of phase lock-in techniques a differential absorption peak corresponding to the Winter mode has been observed at 318 MHz.

PACC: 7650