

自旋波共振激发的新模型

钱昆明¹⁾ 林肇华 戴道生

(北京大学物理系)

1982年10月20日收到

提 要

本文研究了磁性薄膜中的自旋波共振激发现象,在 Portis 体不均匀(VI)模型的基础上,提出了非对称体不均匀(AVI)模型和表面-体不均匀(S-VI)模型,很好地解释了实验研究中所观察到的线性自旋波谱,在这些谱中偶奇次模被同时激发,其强度按各自不同的包络线变化。

引 言

1958年 Kittel 预言^[1],只要满足一定的表面钉扎条件,磁性薄膜在均匀交变场中能够观察到自旋波共振现象。同年,Seavey 和 Tennenwald 首先在坡莫合金薄膜上观察到多重自旋波共振激发^[2]。此后,人们对自旋波共振现象进行了广泛的研究,提出了各种模型以解释所观察到的各种共振谱型。现在,自旋波共振的研究已成为研究材料内禀性质和薄膜表面特性的有效手段之一。

Kittel 的表面钉扎(SP)模型^[1]认为,薄膜样品内部是均匀的,仅在表面存在自旋钉扎。在这一模型下,均匀交变场中薄膜只有奇次模自旋波被激发,其位置与模数 n 的平方成正比,其强度则按 n^{-2} 的规律迅速衰减。

Puszkarski 将 SP 模型作了推广,提出表面非均匀(SI)模型^[3]。这一模型认为体内仍然是均匀的,而在样品表面层的自旋受到某种表面各向异性的作用,这种表面各向异性导致了表面层自旋一定程度的钉扎。由于薄膜样品两个表面层存在不同的表面各向异性,使得偶奇次模可以同时被激发。在一定的条件下,甚至可以激发出声表面模和光表面模。但是,不论何种情况,体模的位置总是很好地呈现平方律关系。同时,SI 模型还可以满意地解释临界角现象,即当薄膜表面与直流磁场处于某一角度时,除一致进动模外,其余的自旋波共振模均消失。

然而,大量实验事实表明,自旋波共振谱的低次模常常偏离平方律而呈现线性律关系,即模的位置与模数 n 成正比,模的强度大致按 n^{-1} 的规律衰减。Wigen 等人^[4]和 Portis^[5]为了解释线性律的自旋波共振谱提出了体不均匀(VI)模型,他们指出体不均匀的磁性薄膜中可以激发出与平方律不同的自旋波共振谱。这种体不均匀性可以来自于样

1) 现在工作单位: 清华大学物理系。

品成份的不均匀、结构和应力的不均匀、表面退磁场和涡流造成的趋肤效应等。不论何种体不均匀都可以等效为磁化强度沿厚度方向的变化来表示。Portis 的 VI 模型^[5]简单地假设体不均匀呈中心对称的抛物线型分布,即

$$M(z) = M_0(1 - \beta z^2) \quad -\frac{L}{2} \leq z \leq \frac{L}{2}, \quad (1)$$

其中 M_0 为中心层的磁化强度, z 为沿膜的法线方向的中心层为零点的一维坐标, $\beta = 4\varepsilon/L^2$ 为膜的体不均匀特征参数, L 为膜厚,

$$\varepsilon = \left[M_0 - M\left(\pm \frac{L}{2}\right) \right] / M_0.$$

按照 Portis 的 VI 模型,在均匀交变场中,薄膜样品自旋波共振谱的低次模只有偶次模能够被激发,其位置满足线性律关系;高次模则主要取决于表面边界状况,呈现出平方律的特点。这些结果与实验观测到的某些自旋波共振谱符合较好。Kooi 等人^[6], Davies^[7], Sparks^[8] 和 Hirota^[9] 对这一模型曾进行了进一步的探讨。

我们的实验研究^[10]表明,线性律的共振谱中、偶奇次模也可以同时被激发,其强度变化表现为两组不同的包络线(图 1)。事实上,这样的现象在以前的许多研究中也常常被

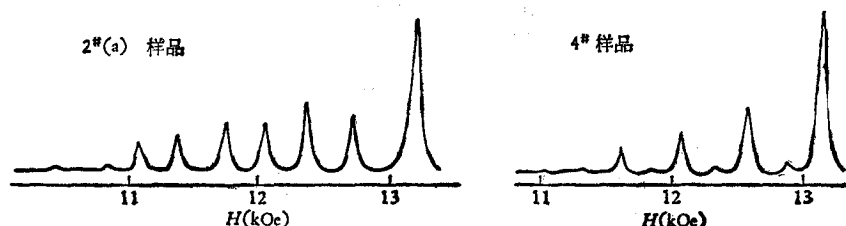


图 1 自旋波偶奇次模被同时激发的线性共振谱 样品为 FeNi 薄膜^[10]

观测到^[6,11,12]利用已有的几个模型不能说明这一事实。显然 Portis 的对称体不均匀模型是过于简单和理想化了。样品的实际情况甚为复杂。薄膜和基片之间的原子扩散、两个形貌不同的表面引起的退磁场、基片造成的应力作用,以及薄膜制备过程中存在着随时间变化的因素,凡此种引起的体不均匀性往往是不对称的,其极值甚至可以处于膜的一个表面上。考虑到这些情况,本文提出了自旋波共振激发的两个新的理论模型:非对称的体不均匀(AVI)模型和表面-体不均匀(S-VI)模型,利用 W. K. B. 方法和 Weber 渐近解方法,讨论了磁性薄膜中自旋波共振谱的位置和强度的变化,很好地解释了上述实验事实。

表面-体不均匀(S-VI)模型

这是极值位于一个表面上的体不均匀模型,因此,即使在低次模的情况下也必须考虑体不均匀极值所在的表面边界状况的影响。

S-VI 模型假设:

- 1) 在垂直膜面法线的方向上、样品是均匀的,可以按一维问题处理。
- 2) 薄膜样品内部沿膜面法线方向具有半抛物线型的体不均匀性

$$M(z) = M_0(1 - \beta z^2) \quad 0 \leq z \leq L, \quad (2)$$

其中 $\beta = \varepsilon/L^2$ 是表征体不均匀的特征参数, L 为膜厚, $\varepsilon = (M_0 - M(L))/M_0$.

3) 在 $z = 0$ 的表面满足边界条件^[13]

$$\left(m + f \frac{\partial m}{\partial z}\right)\bigg|_{z=0} = 0, \quad (3)$$

其中 m 是样品在交变场中磁化强度的交变分量, f 表征 $z = 0$ 的表面层自旋的钉扎状况. 当 $f = 0$ 时, 表面上自旋被全钉扎, $m|_{z=0} = 0$; 当 $f = \infty$ 时, 表面自旋无钉扎,

$$\frac{\partial m}{\partial z}\bigg|_{z=0} = 0.$$

类似 Portis 的讨论^[5], 薄膜中自旋波激发的问题可以归结为求解方程

$$\frac{d^2 m}{dz^2} + (\lambda - \alpha^2 z^2)m = 0, \quad (4)$$

其中

$$\lambda = (H_u - H)/\Lambda M_0, \quad (5)$$

$$\alpha^2 = 4\pi\beta/\Lambda, \quad (6)$$

$$H_u = \frac{\omega}{\gamma} + 4\pi M_0 + 2\beta M_0 \Lambda$$

$$= \frac{\omega}{\gamma} + 4\pi M_0, \quad (7)$$

$$\Lambda = \frac{2A}{M_0^2}, \quad (8)$$

γ , A , H 和 ω 分别为材料的旋磁比、交换作用常数、测试时的直流磁场和交变场的圆频率.

令

$$\xi = \sqrt{\alpha} z, \quad (9)$$

$$T = \lambda/\alpha; \quad (10)$$

方程(4)和边界条件(3)式分别变成

$$\frac{d^2 m}{d\xi^2} + (T - \xi^2)m = 0, \quad (11)$$

$$\left(m + f\sqrt{\alpha} \frac{dm}{d\xi}\right)\bigg|_{\xi=0} = 0. \quad (12)$$

在 $\xi \rightarrow \infty$ 时解为有限的条件下, 利用 W. K. B. 方法^[14]可以得到远离转折点 $\xi = \sqrt{T}$ 的近似解

$$m_1(\xi) = \frac{N''}{\sqrt[4]{T - \xi^2}} \cos \left[\frac{\pi}{4} (T - 1) - \frac{\xi}{2} \sqrt{T - \xi^2} - \frac{T}{2} \arcsin \frac{\xi}{\sqrt{T}} \right] \quad (\xi < \sqrt{T}), \quad (13)$$

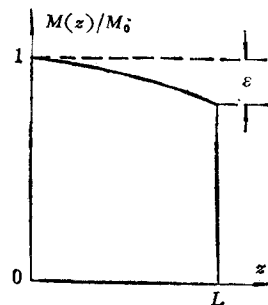


图2 S-VI 模型

$$m_{II}(\xi) = \frac{N_w}{2\sqrt[4]{\xi^2 - T}} \exp \left[\frac{T}{2} \ln \frac{\xi + \sqrt{\xi^2 - T}}{\sqrt{T}} - \frac{\xi}{2} \sqrt{\xi^2 - T} \right] \quad (\xi > \sqrt{T}). \quad (14)$$

由边界条件(12)式,并令 $Q = f\sqrt{\alpha}$, 可以得到本征值解

$$T_n(Q) = (4n + 3) + \frac{4}{\pi} \arctan Q \sqrt{T_n(Q)} \quad (n = 0, 1, 2, \dots). \quad (15)$$

利用图解法,不难求得不同 Q 值下 T 的允许值 $T_n(Q)$ (图3). 由(5),(6),(10)式可知, T_n 的取值决定着第 n 个模共振峰的位置

$$\begin{aligned} H_n &= H_u - 2\sqrt{\pi A \beta} M_0 T_n(Q) \\ &= H_u - 2\sqrt{2\pi A \beta} T_n(Q). \end{aligned} \quad (16)$$

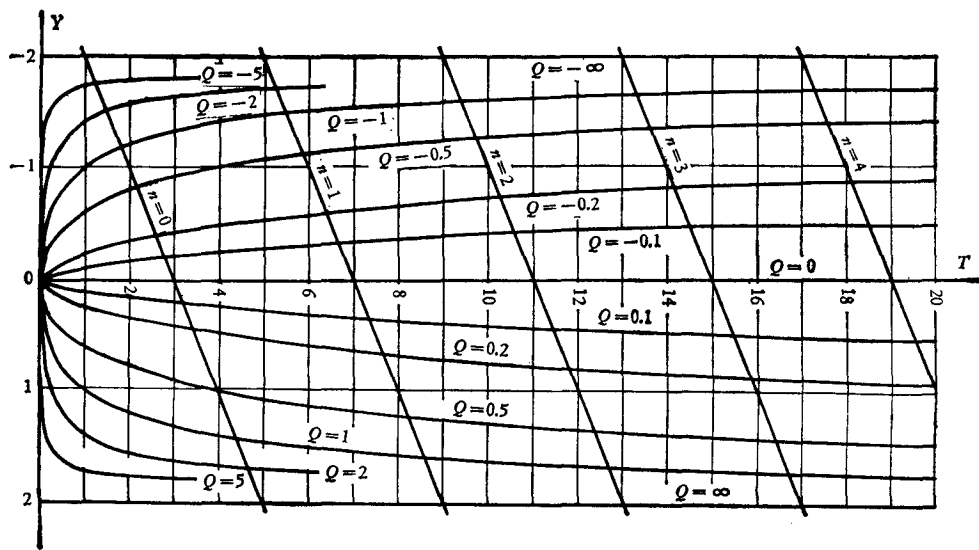


图3 不同 Q 值下的本征值 $T_n(Q)$

$$Y = T - (4n + 3) = \frac{4}{\pi} \arctan Q \sqrt{T}$$

图3表明,共振峰的位置基本上满足线性律,仅在模数很低时略有偏离.同时随着 Q 值的增大,整个共振谱向低场方向移动,但相邻峰的间距

$$H_n - H_{n+1} \approx 8\sqrt{2\pi A \beta} \quad (17)$$

与 Q 值变化关系不大.换言之,相邻峰的间距主要取决于材料的交换作用常数 A 和体不均匀参数 β ,而与表面钉扎状况基本无关.

W. K. B. 解在转折点 $\xi = \sqrt{T}$ 处出现奇点,所以为得到共振峰强度,还必须求出奇点附近的解.令 $T = 2l + 1$, 方程(11)可以化为 Weber 方程^[15]的形式

$$\frac{d^2 m}{d\xi^2} + (2l + 1 - \xi^2)m = 0. \quad (18)$$

在 $\xi \rightarrow 0$ 时,解为有限的条件下,方程有下列形式的解:

$$D_l(\xi) = \frac{\Gamma\left(\frac{1}{2}\right) 2^{\frac{l}{2}}}{\Gamma\left(\frac{1-l}{2}\right)} e^{-\frac{\xi^2}{2}} F\left(-\frac{l}{2}, \frac{1}{2}, \xi^2\right) + \frac{\Gamma\left(-\frac{1}{2}\right) 2^{\frac{l}{2}}}{\Gamma\left(-\frac{l}{2}\right)} \xi e^{-\frac{\xi^2}{2}} F\left(\frac{1-l}{2}, \frac{3}{2}, \xi^2\right), \quad (19)$$

其中 $\Gamma(s)$ 为 Gamma 函数, $F(a, b, \zeta)$ 为合流超几何函数.

在 ξ/l 较大时有渐近解为

$$D_l(\xi) = N_d \xi^l e^{-\frac{\xi^2}{2}} \left[1 - \frac{l(l-1)}{\xi^2} + \frac{l(l-1)(l-2)(l-3)}{2! \xi^4} - \dots \right]. \quad (20)$$

注意到在 $Q=0$ 和 $\pm\infty$ 时, 方程的解可以用厄密多项式表示, 这正是 Portis 的结果^[9]. 在上述特殊情况下, 解(13)和(20)式, 同 Portis 的结果进行比较, 可以得到归一化系数为

$$N_d = (2^l / \sqrt{\pi} l!)^{1/2}, \quad (21)$$

$$N_w = (l! \sqrt{2l+1} / 2^l \sqrt{\pi})^{1/2} / \left(\frac{l}{2}\right)!. \quad (22)$$

只需将 l 推广到非整数, 并定义 $l! = \Gamma(l+1)$, 则可能将上述解有效地联合起来. 当这样做仍有困难时, 可利用内插法得到. 图 4 给出了 S-VI 模型下前五个模的 $m(z)$ 理论曲线.

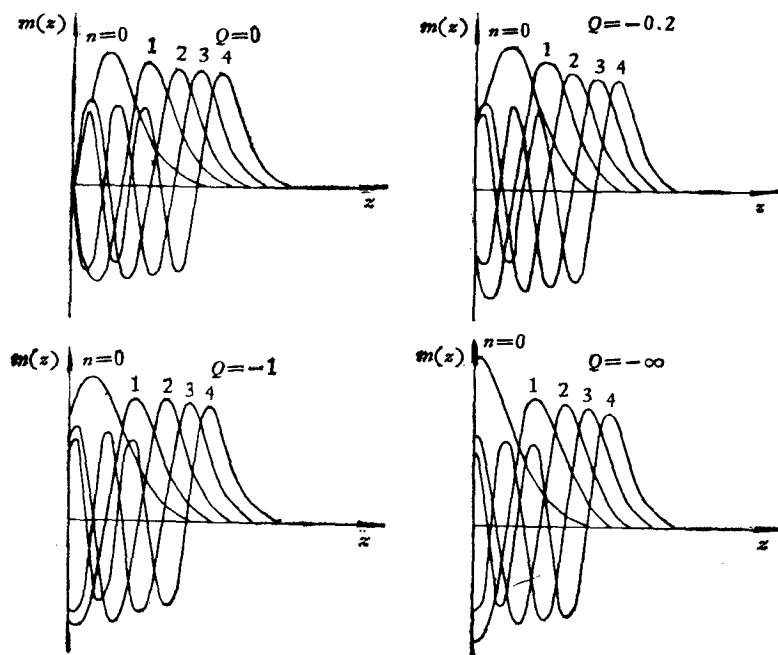


图 4

自旋波共振峰的强度可根据下式得出:

$$I = \left[\int_0^\infty m(z) dz \right]^2. \quad (23)$$

图 5 给出了 S-VI 模型下前八个模的强度随 Q 值变化的计算结果. 图 6 为不同 Q 值下的自旋波共振谱谱型.

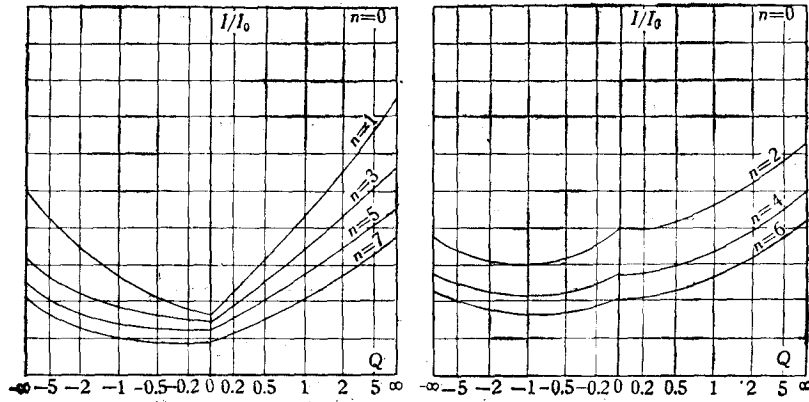


图 5

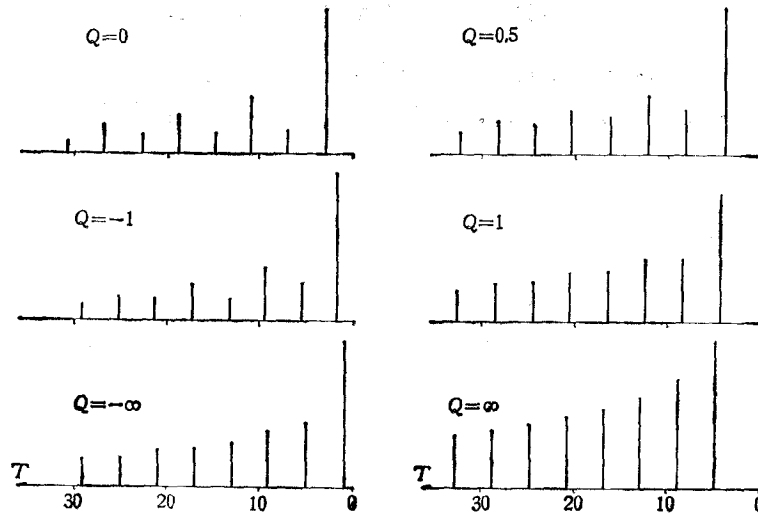


图 6

必须指出, 上述讨论都是在 $z \rightarrow \infty$ 时解为有限的条件下进行的, 即不考虑 $z = L$ 表面的边界影响. 因此, 只适用于 $\lambda \ll \alpha^2 L^2$ 的低次模情况. 当 $\lambda \gg \alpha^2 L^2$ 时, 方程 (4) 可简化为

$$\frac{d^2 m}{dz^2} + \lambda m = 0. \quad (24)$$

方程的解呈正弦形式, 问题将变成 Puszkariski 的 SI 模型问题. 因此, 高次模的位置和强度将遵循平方律.

综上所述,在 S-VI 模型下,磁性薄膜的自旋波共振激发有以下几个特点:

1) 薄膜中偶奇次模将同时被激发,它们的强度各自以不同的包络线变化,其相对幅度取决于 Q 值. 当 $Q = \pm\infty$ 时,两条包络线合二为一.

2) 低次模的位置有线性律关系,高次模则过渡到平方律关系. 线性区的大小取决于体不均匀程度和薄膜厚度.

3) 低次模的间距与 $\sqrt{A\beta}$ 成正比,与 Q 和 M_0 关系不大;第一个峰的位置主要取决于 Q , M_0 和 ω/γ ; 共振峰的宽度则与自旋波的弛豫过程有关. 通过这些关系可以由实验确定样品的相应微观参量.

上述这些特点与许多实验观测到的自旋波共振谱相一致^[10].

非对称体不均匀 (AVI) 模型

这是极值不在表面上的体不均匀模型,但是极值两侧的体不均匀是不对称的. 假设这种不均匀性可以用两条不同的半抛物线型分布加以描述(图 7)

$$\begin{aligned} M_1(z) &= M_0(1 - \beta_1 z^2) \quad (z \leq 0), \\ M_2(z) &= M_0(1 - \beta_2 z^2) \quad (z \geq 0), \end{aligned} \quad (25)$$

其中 z 如沿膜面法线方向以极值处为零点的一维坐标, M_0 为极值处的磁化强度, β_1 和 β_2 分别为描述两侧体不均匀性的特征参数.

类似前面的讨论,问题可以归结为求解方程组

$$\begin{aligned} \frac{d^2 m}{dz^2} + (\lambda - \alpha_1 z^2)m &= 0, \\ \frac{d^2 m}{dz^2} + (\lambda - \alpha_2 z^2)m &= 0, \end{aligned} \quad (26)$$

其中

$$\begin{aligned} \alpha_1^2 &= \frac{4\pi\beta_1}{\Lambda}, \quad \alpha_2^2 = \frac{4\pi\beta_2}{\Lambda}, \\ \lambda &= (H_u - H)/\Lambda M_0, \\ H_u &\doteq \frac{\omega}{\gamma} + 4\pi M_0, \quad \Lambda = \frac{2A}{M_0^2}. \end{aligned}$$

在考虑低次模情形时,可以忽略两个表面边界状况的影响,可令

$$m_1|_{z \rightarrow -\infty} = m_2|_{z \rightarrow \infty} = 0. \quad (27)$$

在极值点,解还应当满足联结条件

$$m_1|_{z=0} = m_2|_{z=0}, \quad (28)$$

$$\left. \frac{dm_1}{dz} \right|_{z=0} = \left. \frac{dm_2}{dz} \right|_{z=0}. \quad (29)$$

这样,利用 W. K. B. 方法可以得到下述形式的解:

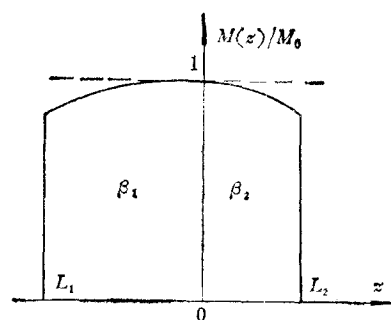


图 7 AVI 模型

$$\begin{aligned}
 m_{\text{I}}(z) &= \frac{A}{2\sqrt{\alpha_1^2 z^2 - \lambda}} \exp \left[\frac{z}{2} \sqrt{\alpha_1^2 z^2 - \lambda} + \frac{\lambda}{2\alpha_1} \ln \frac{\alpha_1 z - \sqrt{\alpha_1^2 z^2 - \lambda}}{-\sqrt{\lambda}} \right] \\
 &\quad \left(z < -\frac{\sqrt{\lambda}}{\alpha_1} \right), \\
 m_{\text{II}}(z) &= \frac{A}{\sqrt{\lambda - \alpha_1^2 z^2}} \cos \left[\frac{\pi}{4} \left(\frac{\lambda}{\alpha_1} - 1 \right) + \frac{z}{2} \sqrt{\lambda - \alpha_1^2 z^2} + \frac{\lambda}{2\alpha_1} \arcsin \frac{\alpha_1 z}{\sqrt{\lambda}} \right] \\
 &\quad \left(-\frac{\sqrt{\lambda}}{\alpha_1} < z \leq 0 \right), \\
 m_{\text{III}}(z) &= \frac{B}{\sqrt{\lambda - \alpha_2^2 z^2}} \cos \left[\frac{\pi}{4} \left(\frac{\lambda}{\alpha_2} - 1 \right) - \frac{z}{2} \sqrt{\lambda - \alpha_2^2 z^2} - \frac{\lambda}{2\alpha_2} \arcsin \frac{\alpha_2 z}{\sqrt{\lambda}} \right] \\
 &\quad \left(0 \leq z < \frac{\sqrt{\lambda}}{\alpha_2} \right), \\
 m_{\text{IV}}(z) &= \frac{B}{2\sqrt{\alpha_2^2 z^2 - \lambda}} \exp \left[-\frac{z}{2} \sqrt{\alpha_2^2 z^2 - \lambda} + \frac{\lambda}{2\alpha_2} \ln \frac{\alpha_2 z + \sqrt{\alpha_2^2 z^2 - \lambda}}{\sqrt{\lambda}} \right] \\
 &\quad \left(z > \frac{\sqrt{\lambda}}{\alpha_2} \right). \quad (30)
 \end{aligned}$$

由联结条件不难得到

$$\begin{aligned}
 \frac{A}{B} &= \frac{\cos \left[n\pi - \frac{\pi}{4} \left(\frac{\lambda}{\alpha_1} - 1 \right) \right]}{\cos \left[\frac{\pi}{4} \left(\frac{\lambda}{\alpha_1} - 1 \right) \right]} \\
 &= \begin{cases} 1 & (n \text{ 为偶数}), \\ -1 & (n \text{ 为奇数}); \end{cases} \quad (31)
 \end{aligned}$$

和本征解为

$$\lambda_n = 2(2n+1) \frac{\alpha_1 \alpha_2}{\alpha_1 + \alpha_2} \quad (n = 0, 1, 2, \dots). \quad (32)$$

第 n 个模的位置为

$$\begin{aligned}
 H_n &= H_u - 8 \left(n + \frac{1}{2} \right) \sqrt{\pi A} M_0 \frac{\sqrt{\beta_1 \beta_2}}{\sqrt{\beta_1} + \sqrt{\beta_2}} \\
 &= H_u - 8 \left(n + \frac{1}{2} \right) \sqrt{2\pi A} \frac{\sqrt{\beta_1 \beta_2}}{\sqrt{\beta_1} + \sqrt{\beta_2}} \quad (n = 0, 1, 2, \dots). \quad (33)
 \end{aligned}$$

采用与 S-VI 模型类似的方法,可以求出交变磁化强度 $m(z)$. 图 8 给出了 AVI 模型下, $\sqrt{\beta_1/\beta_2}$ 分别为 2 和 5 时前五个共振模的 $m(z)$ 理论曲线. 图 9 给出了前五个共振模相对强度随 $\sqrt{\beta_1/\beta_2}$ 的变化关系,图 10 则为典型的自旋波谱谱型.

由上述理论计算结果不难看出 AVI 模型的自旋波共振激发有如下几个特点:

1) 薄膜中偶奇次模也将同时被激发,各自强度的变化也分别有不同的包络线,其相对幅度取决于体不均匀的非对称性 β_1/β_2 . 与 S-VI 模型相比,奇次模的激发要弱得多,这

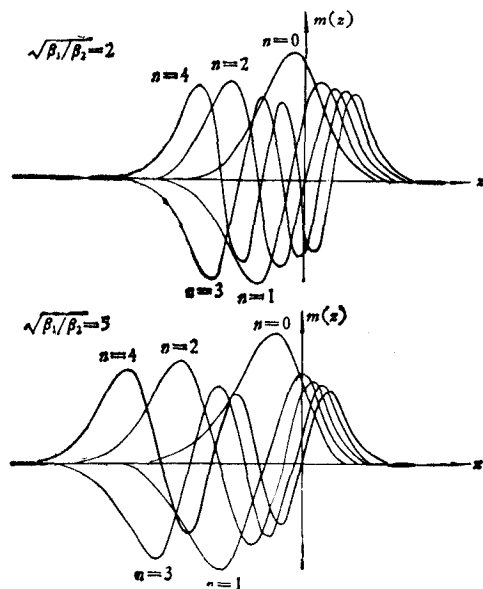


图 8

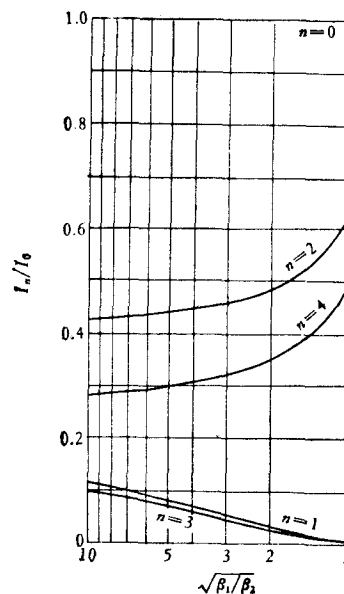
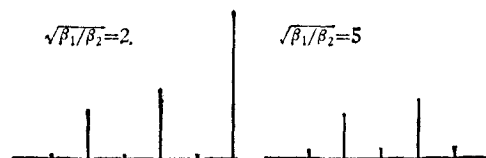


图 9

图 10 不同 $\sqrt{\beta_1/\beta_2}$ 值下的自旋波谱谱型

是由于对称性有所提高的缘故。因此,这两个模型是互为补充的,分别适用于不同的情况,在实验上是很容易区分的。

2) 与 S-VI 模型一样,低次模呈现线性律,高次模则过渡到平方律。

3) 低次模共振峰的位置取决于交换作用常数 A 和等效体不均匀参数 $\beta_c = \sqrt{\beta_1\beta_2}/(\sqrt{\beta_1} + \sqrt{\beta_2})$ 。当 $\beta_1 = \beta_2$ 时,奇次模被完全抑制,这正是 Portis 的结果。

结 论

1. 磁性薄膜在弱交变场下的自旋波共振激发取决于样品的体不均匀性及表面状况。

对于体内均匀的自旋体系,当自旋波之间相互作用可以忽略时,动量和能量是对易的。由于样品表面的自旋钉扎作用,将导致众所周知的平方律自旋波共振谱,不同的钉扎状况将改变偶奇次模的相对强度;对于体不均匀的自旋体系,波矢 k 不再为好量子数,低次模将偏离平方律。如果体系的体不均匀性可以用抛物线型分布来描述,则低次模呈现线性律变化,线性区的大小取决于膜的厚度和体不均匀的程度。

2. 体不均匀可以分为两种情况:若 $M(x)$ 的极值在边界上,可采用表面-体不均匀

(S-VI) 模型描述. 由于这种情况显示了很强的非对称性、偶奇次模均得到较强的激发; 若 $M(x)$ 的极值在体内, 可采用非对称体不均匀 (AVI) 模型描述, 这时奇次模激发相对要弱得多.

3. 自旋波共振谱型、共振峰的位置、间距、相对强度及线宽等, 为我们提供了磁性介质有关的静态和动态特性的信息. 通过这些参量的测定, 可以研究样品的表面特性、体不均匀性, 研究材料的弛豫过程及确定内禀磁性.

4. 实验研究^[10]表明, 本文所建立的两个理论模型与观察到的自旋波共振谱符合得很好. 显然, 由于忽略了阻尼作用和自旋波之间的相互作用, 由于理论模型的近似处理, 以及实际样品中存在的更复杂的因素, 理论和实验之间仍存在某些微小差异, 这是可以理解的.

本工作曾得到郭敦仁教授的帮助、地震分析中心的吴承志同志协助我们做了理论计算方面的工作. 对此深表谢意.

参 考 文 献

- [1] C. Kittel, *Phys. Rev.*, **110**(1958), 1295.
- [2] M. H. Seavey and P. E. Tannenwald, *Phys. Rev. Lett.*, **1**(1958), 168.
- [3] H. Puzzkarski, *Prog. in Surface Science*, **9**(1979), 191.
- [4] P. E. Wigen *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **9**(1962), 206.
- [5] A. M. Portis, *Appl. Phys. Lett.*, **2**(1963), 69.
- [6] C. F. Kooi *et al.*, *J. Appl. Phys.*, **35**(1964), 791.
- [7] J. T. Davies, *J. Appl. Phys.*, **35**(1964), 804.
- [8] M. Sparks, *Solid State Comm.*, **8**(1970), 659.
- [9] E. Hirota, *J. Phys. Soc. Japan*, **19** (1964), 1.
- [10] 钱昆明、戴道生、方瑞宜、林肇华, 本刊本期.
- [11] D. P. Mitra *et al.*, *J. Phys. F*, **8**(1978), 2401.
- [12] Б. Д. Иванов, *Физика твердого тела*, **14** (1972), 653.
- [13] M. Nisenoff *et al.*, *J. Appl. Phys.*, **35**(1964), 806.
- [14] 曾谨言, 量子力学(下), 科学出版社, 第十三章 (1981).
- [15] 王竹溪、郭敦仁, 特殊函数论, 科学出版社, §6.12, (1980).

NEW MODELS FOR EXCITATION OF SPIN WAVE RESONANCE

QIAN KUN-MING LIN ZHAO-HUA DAI DAO-SHENG

(Department of Physics, Peking University)

ABSTRACT

In this work, the phenomena of excitation of SWR (Spin Wave Resonance) in magnetic films are investigated. On the basis of Portis' Volume Inhomogeneity (VI) Model, the Asymmetric Volume Inhomogeneity (AVI) Model and the Surface-Volume Inhomogeneity (S-VI) Model are proposed. In terms of these models, we can explain satisfactorily the linear spectra of SWR, in which the odd and even modes are excited simultaneously with their intensities changing in accordance with different envelopes.