

# 量子自旋波本征值及易轴型各向异性对其的影响\*

侯小娟<sup>1)2)</sup> 云国宏<sup>1)3)†</sup> 白宇浩<sup>1)</sup> 白那日苏<sup>3)</sup> 周文平<sup>1)</sup>

1)(内蒙古大学物理科学技术学院,呼和浩特 010021)

2)(内蒙古科技大学数理与生物工程学院,包头 014010)

3)(内蒙古师范大学物理与电子信息学院,内蒙古自治区功能材料物理与化学重点实验室,呼和浩特 010022)

(2010年5月24日收到;2010年9月11日收到修改稿)

本文考虑体单轴各向异性利用界面重参数化方法从理论上严格推导了两层异质铁磁质中量子自旋波的本征值,并模拟计算了简立方晶格结构(100)第一布里渊区的能带结构,特别研究了易轴型体单轴各向异性对本征值的影响.结果发现在这样的体系中存在体模、禁闭模和界面模;各种本征模与体交换作用、界面交换作用、晶格自旋、原子层数有关,而且各向异性直接影响各种本征模的存在条件.

**关键词:** 铁磁薄膜, 自旋波, 各向异性

**PACS:** 68.65. Ac, 71.70. Gm, 75.10. Jm, 75.30. Gw

## 1. 引言

自1988年Baibich等人在Fe/Cr多层膜中发现GMR现象以来<sup>[1]</sup>,磁性薄膜材料已广泛地应用于制造计算机存储、光通信中的磁光调制器、光隔离器和光环行器等<sup>[2-4]</sup>.解决薄膜材料应用问题的关键是弄清磁化反转的机理,而材料中的自旋波性质直接影响磁化翻转<sup>[5]</sup>,最近研究显示自旋波还可应用于逻辑器件和制造自旋波阀<sup>[6,7]</sup>.为了减小自旋波的不利影响或将自旋波直接应用于逻辑存储器件,对自旋波及其特性的研究是必要的<sup>[8]</sup>.随着实验技术的发展,在实验上主要利用铁磁共振<sup>[9]</sup>和布里渊光散射<sup>[10]</sup>来探测自旋波.同时,许多理论工作也发展起来,例如已经有人利用格林函数法<sup>[11,12]</sup>、转移矩阵法<sup>[13]</sup>、Monte Carlo法<sup>[14]</sup>和等效介质理论<sup>[15]</sup>对自旋波动力学性质,自旋波谱及色散关系进行了研究.然而,利用这些方法进行求解会带来大量的运算,而且,由于界面交换作用的存在,很难获得多层体系的精确解.Puszkarski和其合作者<sup>[16]</sup>引入界面重参数化方法(IRA)将相互耦合的体系分解为互相

独立的体系,求解了多层耦合体系的磁性<sup>[17,18]</sup>,但主要停留在经典理论或半经典理论.Yun等<sup>[19-21]</sup>发展了此理论,也进行了大量的计算,但主要停留在周期性边条件.本文利用IRA方法,并在非周期性边条件的情况下严格计算了两层异质铁磁介质中的自旋波本征值,给出能带结构,特别研究了易轴型体单轴各向异性对自旋波本征值及其存在的影响.

## 2. 理论模型

我们主要考虑两层异质铁磁介质通过界面铁磁耦合构成的复合体系.为了简单,假设平行于界面的平面内具有平移不变性,忽略界面和表面各向异性的情况下,考虑最近邻交换作用和体单轴各向异性,所以哈密顿量为

$$\hat{H} = -\frac{1}{2} \sum_{n,m} \sum_{i,j} J(n,i;m,j) \hat{S}(n,i) \cdot \hat{S}(m,j) - \sum_{n,i} D(n) [\hat{S}^z(n,i)]^2, \quad (1)$$

第一项为交换作用能,第二项为单轴各向异性能.

\* 国家自然科学基金(批准号:10762001,11072104和50901039),教育部新世纪优秀人才计划(批准号:NCET-05-0272),高等教育博士基金(批准号:200801260003)和内蒙古自然科学基金(批准号:200711020115)资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: ndghyun@imu.edu.cn/ghyun@imu.edu.cn

$n, m$  表示原子平面指标,  $i, j$  分别表示第  $n$  和  $m$  平面内原子位置指标, 最近邻交换作用  $J(n, i; m, j)$  在  $A$  层,  $B$  层及界面处分别写成  $J_A, J_B$  和  $J_{AB}$ , 第二项中体单轴各向异性常数  $D(n)$  在  $A$  层和  $B$  层中分别记作  $D_A$  和  $D_B$ , 且自旋算符满足如下关系:

$$\hat{S}(n, i) \cdot \hat{S}(n, i) = S(n)[S(n) + 1]. \quad (2)$$

自旋  $S(n)$  在  $A$  层和  $B$  层中分别记作  $S_A$  和  $S_B$ .

我们只考虑铁磁情况和易轴型各向异性对其本征模的影响, 即  $J(n, i; m, j) > 0$  且  $D(n) > 0$ . 体系的基态是自旋平行的状态. 在这里我们主要讨论低温激发态. 利用 Holstein-Primakoff 变换并保留二次项得

$$\begin{aligned} \hat{H} = H_0 + \frac{1}{2} \sum_{m, n} \sum_{i, j} J(n, i; m, j) & \\ \times \{ S(m) \hat{C}^+(n, i) \hat{C}(n, i) & \\ + S(n) \hat{C}^+(m, j) \hat{C}(m, j) & \\ - \sqrt{S(n)S(m)} [\hat{C}(n, i) \hat{C}^+(m, j) & \\ + \hat{C}^+(n, i) \hat{C}(m, j)] \} & \\ + \sum_{n, i} \{ D(n) [2S(n) - 1] & \\ \times \hat{C}^+(n, i) \hat{C}(n, i) \}, & \quad (3) \end{aligned}$$

其中  $H_0$  是常数, 表基态能量. 假设在平行于界面的平面内体系具有周期性, 所以采取如下傅里叶变换:

$$\begin{aligned} \hat{b}(m, k) &= \frac{1}{\sqrt{N_{//}}} \sum_{j \in m} \exp(-ik \cdot j) \hat{C}(m, j), \\ \hat{b}^+(m, k) &= \frac{1}{\sqrt{N_{//}}} \sum_{j \in m} \exp(ik \cdot j) \hat{C}^+(m, j), \quad (4) \end{aligned}$$

其中  $N_{//}$  表示第  $m$  个原子平面内的原子数,  $k$  是平行于界面的波矢, 算符  $\hat{b}$  和  $\hat{b}^+$  满足如下对易关系:

$$\begin{aligned} [\hat{b}(n, k), \hat{b}^+(m, k')] &= \delta_{nm} \delta_{kk'}, \\ [\hat{b}(n, k), \hat{b}(m, k')] & \\ = [\hat{b}^+(n, k), \hat{b}^+(m, k')] &= 0. \quad (5) \end{aligned}$$

对于简立方结构, 由方程(3)–(5)得

$$\begin{aligned} \hat{H} = H_0 + \sum_{n, k} \{ [4(1 - \Gamma_{//})J(n, n)S(n) & \\ + J(n, n+1)S(n+1) & \\ + J(n, n-1)S(n-1) & \\ + D(n)[2S(n) - 1] \} \hat{b}^+(n, k) \hat{b}(n, k) & \\ - J(n, n+1) \sqrt{S(n)S(n+1)} \hat{b}^+(n, k) & \\ \times \hat{b}(n+1, k) - J(n, n-1) & \\ \times \sqrt{S(n)S(n-1)} \hat{b}^+(n, k) \hat{b}(n-1, k) \}, & \quad (6) \end{aligned}$$

其中  $\Gamma_{//} = (\cos k_x + \cos k_y)/2$ ,  $k_x$  和  $k_y$  是平行于界面的波矢. 为了简单, 假定  $J(n, n \pm 1) = J(n \pm 1, n)$  且晶格常数为单位长度. 为了便于将方程(6)的哈密顿量对角化, 我们进一步做如下变换:

$$\begin{aligned} \hat{a}^+(p, k) &= \sum_n f(n, p) \hat{b}^+(n, k), \\ \hat{a}(p, k) &= \sum_n f^*(n, p) \hat{b}(n, k). \quad (7) \end{aligned}$$

由方程(6)和(7)可将哈密顿量对角化为如下形式:

$$\hat{H} = H_0 + \sum_{p, k} \varepsilon_{pk} \hat{a}^+(p, k) \hat{a}(p, k), \quad (8)$$

其中  $\hat{a}^+(p, k)$  和  $\hat{a}(p, k)$  分别表示自旋波的产生算符和湮没算符,  $\varepsilon_{pk}$  是激发能并满足能量本征方程

$$\begin{aligned} \varepsilon_{pk} f(n, p) &= \{ 4J(n, n)S(n) + J(n, n-1)S(n-1) + J(n, n+1)S(n+1) + D(n)[2S(n) + 1] \} f(n, p) \\ &- 4\Gamma_{//} J(n, n)S(n)f(n, p) - [J(n, n+1) \sqrt{S(n)S(n+1)}f(n+1, p) \\ &+ J(n, n-1) \sqrt{S(n)S(n-1)}f(n-1, p)], \quad (9) \end{aligned}$$

$f(n, p)$  是对角化波函数, 忽略波函数  $f(n, p)$  中的指标  $p$ .  $N_A$  和  $N_B$  表示  $A$  层和  $B$  层中的原子层序数. 假设  $n=1, 2, \dots, N_A$  属于  $A$  层,  $n=N_{A+1}, N_{A+2}, \dots, N_A + N_B$  属于  $B$  层,  $n=N_A$  和  $n=N_{A+1}$  为界面层,  $n=1$  和  $n=N_A + N_B$  为表面层. 设  $A$  和  $B$  两层中的波函数分别为  $f_A(n)$  和  $f_B(n)$ , 针对方程(9)利用界面重参数化方法得到两层中的独立方程组为

$$\begin{aligned} \varepsilon_{pk} f_A(1) &= J_A S_A [(5 - 4\Gamma_{//})f_A(1) - f_A(2)] \\ &+ D_A (2S_A - 1)f_A(1), \end{aligned}$$

和

$$\begin{aligned} \varepsilon_{pk} f_A(n) &= J_A S_A \{ (6 - 4\Gamma_{//})f_A(n) \\ &- [f_A(n+1) + f_A(n-1)] \} \\ &+ D_A (2S_A - 1)f_A(n), \\ \varepsilon_{pk} f_A(N_A) &= J_A S_A [(6 - 4\Gamma_{//} - \mu_A)f_A(N_A) \\ &- f_A(N_A - 1)] \\ &+ D_A (2S_A - 1)f_A(N_A), \quad (10a) \end{aligned}$$

$$\varepsilon_{pk} f_B(N_A + 1) = J_B S_B [(6 - 4\Gamma_{//} - \mu_B)$$

$$\begin{aligned}
 & \times f_B(N_A + 1) - f_B(N_A + 2) ] \\
 & + D_B(2S_B - 1)f_B(N_A + 1), \\
 \varepsilon_{pk}f_B(n) = & J_B S_B \{ (6 - 4\Gamma_{//})f_B(n) \\
 & - [f_B(n + 1) + f_B(n - 1)] \} \\
 & + D_B(2S_B - 1)f_B(n), \\
 \varepsilon_{pk}f_B(N) = & J_B S_B [ (5 - 4\Gamma_{//})f_B(N) \\
 & - f_B(N - 1) ] \\
 & + D_B(2S_B - 1)f_B(N). \quad (10b)
 \end{aligned}$$

方程(10)中的 $\mu_A$ 和 $\mu_B$ 分别为

$$\begin{aligned}
 \mu_A &= 1 - \frac{J_{AB}S_B}{J_A S_A}(1 - \alpha^{-1}R), \\
 \mu_B &= 1 - \frac{J_{AB}S_A}{J_B S_B}(1 - \alpha R^{-1}), \quad (11)
 \end{aligned}$$

上式中 $\alpha = \sqrt{S_B/S_A}$ ,  $R$ 是界面重参数化系数,和文献[16]中的定义相似,其满足如下方程:

$$Rf_A(N_A) = f_B(N_A + 1). \quad (12)$$

为了精确求解,假设本征方程(10)的通解为

$$\begin{aligned}
 f_A(n) &= C\rho[\exp(-ink_A) - \theta_A \exp(ink_A)], \\
 \theta_A &= -\exp[i(2N_A + 1)k_A], \\
 1 \leq n \leq N_A, \quad (13a)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 f_B(n) &= C[\exp(ink_B) - \theta_B \exp(-ink_B)], \\
 \theta_B &= -\exp[i(2N_B - 1)k_B], \\
 N_A + 1 \leq n \leq N_A + N_B, \quad (13b)
 \end{aligned}$$

$k_A$ 和 $k_B$ 为垂直于界面的波矢, $C$ 为正规化系数, $\rho$ 是 $N_A, N_B, k_A$ 和 $k_B$ 的函数且满足

$$\begin{aligned}
 \rho &= R \exp(-ik_A) \\
 & \times \frac{1 + \exp[i(2N_B - 1)k_B]}{1 + \exp[i(2N_A - 1)k_A]}. \quad (14)
 \end{aligned}$$

考虑表面自由,把方程(13)代入(10)式中求得能量约束方程为

$$\begin{aligned}
 \varepsilon_{pk} &= 2J_A S_A (3 - 2\Gamma_{//} - \cos k_A) \\
 & + D_A (2S_A - 1) \\
 & = 2J_B S_B (3 - 2\Gamma_{//} - \cos k_B) \\
 & + D_B (2S_B - 1). \quad (15)
 \end{aligned}$$

根据波函数在表面和界面连续,得

$$\begin{aligned}
 \mu_A(k_A) &= \frac{\sin(N_A + 1)k_A - \sin N_A k_A}{\sin N_A k_A - \sin(N_A - 1)k_A}, \\
 \mu_B(k_B) &= \frac{\sin(N_B + 1)k_B - \sin N_B k_B}{\sin N_B k_B - \sin(N_B - 1)k_B}. \quad (16)
 \end{aligned}$$

消去方程(11)中的 $R$ ,得

$$\left[ 1 - \frac{J_A S_A}{J_{AB} S_B} (1 - \mu_A) \right]$$

$$\times \left[ 1 - \frac{J_B S_B}{J_{AB} S_A} (1 - \mu_B) \right] = 1. \quad (17)$$

通过求解方程(15)–(17)可以获取本征矢量 $k_A$ 和 $k_B$ ,进而得到各种模的本征值.

### 3. 本征值

这部分我们主要详细分析横向自旋波在高对称方向变化时二维布里渊区的能带结构.当两层薄膜相同时,只是界面和体内的情况不同,即 $J_{AB} \neq J_A$ ,  $J_A = J_B$ 且 $S_A = S_B$ 时,本征模由体模和界面模构成,能带结构和参考文献[18]中的简立方结构相同.本文主要讨论异质铁磁介质的本征值,即 $J_A S_A \neq J_B S_B$ .为了便于进一步讨论,我们引用文献[22]中“子带”(subband)概念.两层薄膜的能带结构可以看成是没有相互作用时两个子层各子能带的“交叠”,这样的“交叠”并非是简单的相交叠加,由于界面交换作用的存在,使得本征模的性质发生了根本性的改变,而且两子带的“交叠”程度取决于参数 $\beta = J_B S_B / J_A S_A$ ,不失一般性假设 $J_A S_A > J_B S_B$ ,所以

$$0 < \beta \leq 1. \quad (18)$$

为了便于深入讨论,下面分 $\beta < 2/3$ 和 $\beta \geq 2/3$ 两种情况进行具体分析.

当 $\beta < 2/3$ 时,由于体系具有平移对称性,所以本征值的数目始终和格点数相同,本征模种类按自旋波波矢取值及传播特点可以分为五种.当 $k_A$ 和 $k_B$ 均为实数时,自旋波可以在两层中自由传播,定义为体模(BMs); $k_A$ 为实数,而 $k_B = \pi + iq_B$ ( $i$ 为虚数单位),此种本征模的能量较高且只在 $A$ 层中自由传播,在界面处迅速以光学型界面波衰减到 $B$ 层中,此种模被称为禁闭于 $A$ 层中的光学型禁闭模(PCAMs);类似地,另外一种模是 $k_B$ 为实数,而 $k_A = iq_A$ ( $i$ 为虚数单位),此种模在 $B$ 层中自由传播,在界面处迅速以声学型界面波衰减在 $A$ 层中,此种模的能量较低,称之为禁闭于 $B$ 层中的声学型禁闭模(PCBMs);当 $k_A = \pi + iq_A$ ( $i$ 为虚数单位)且 $k_B = \pi + iq_B$ ( $i$ 为虚数单位),此种模的能量最高,在两界面处均以光学型界面波衰减到两层中,我们称之为光学型界面模(OOIM);由于 $\beta < 2/3$ ,所以在两个子带中间会出现间隔,我们称此间隔为带隙(gap),当交换作用满足一定条件时带隙中会出现另外一种界面衰减波,其波矢 $k_A = iq_A$ ( $i$ 为虚数单位)且 $k_B = \pi + iq_B$ ( $i$ 为虚数单位),此种波以光学型界面波衰减

到  $B$  层中,而以声学型界面波衰减到  $A$  层中,我们称之为声光学型界面模(AOIM).

为了进一步深入讨论,选择参数  $J_A, J_B, J_{AB}, S_A, S_B, N_A$  和  $N_B$  的值分别为 1.0, 0.5, 2.0, 1, 1/2, 31 和 15, 此时  $\beta = 1/4$ . 在  $\Gamma$  点, 存在 25 支体模, 20 支禁闭于  $A$  层的禁闭模和 1 支光学型界面模(如图 1(a)). 沿  $\Delta$  路径向  $X$  变化的过程中, 随着  $\Gamma_{\parallel}$  减小, 能量最高的界面模(OOIM)转化成为 PCAM(如图 1(b)能带图最上端的虚线为 OOIM), 能量较高的 10 支 BMs 按能量由高到低依次转化为 PCAMs, 而能量较低的 15 支 BMs 按能量由低到高依次转化为 PCBM, 当  $\Gamma_{\parallel} = 0.65451$  时, 整个带分为两个子带,

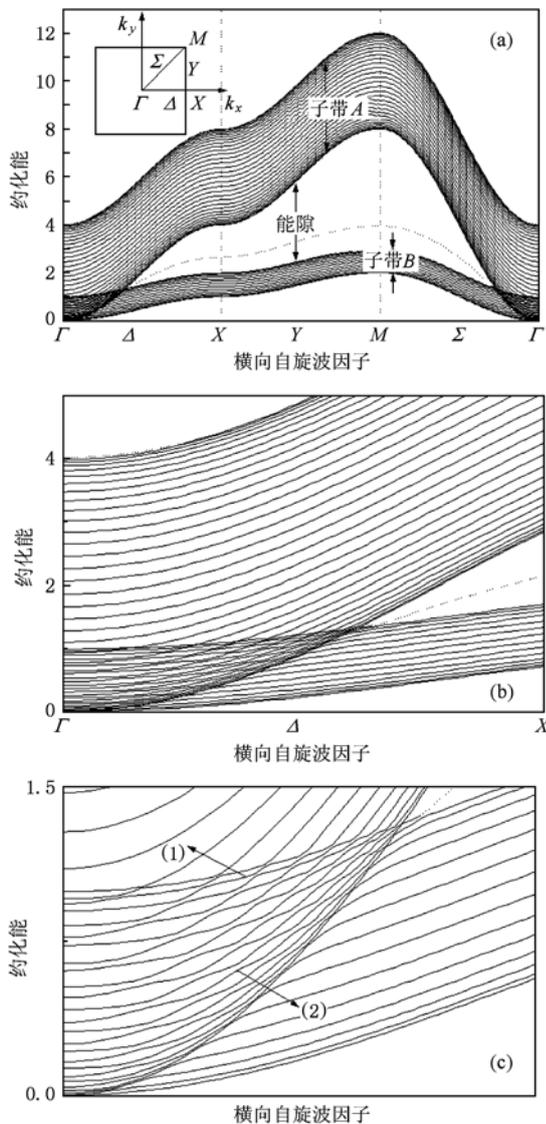


图 1 无各向异性影响时,二维布里渊区沿三个高对称方向  $\Delta, Y$  和  $\Sigma$  的能带结构图, 选取参数  $J_A, J_B, J_{AB}, S_A, S_B, N_A$  和  $N_B$  分别为 2.0, 1.0, 0.5, 1, 1/2, 31 和 15

各子带中本征模的数目和各自的原子层数相同, 子带的宽度等于各层内原子间交换作用和格点自旋乘积的 4 倍, 而且能带的形式保持每层薄膜独立存在时的特点. 当  $\Gamma_{\parallel} = 0.6243$  时, 能量最高的一支 PCBM 转化为 AOIM (如图 1(a) 带隙中的虚线为 AOIM). 沿  $Y$  路径向  $M$  变化的过程中, 随  $\Gamma_{\parallel}$  继续减小, 带隙逐渐变宽, 在  $M$  点, 出现最大带隙, 其宽度为  $8J_A S_A - 12J_B S_B$ . 为了清楚地看出本征模的演化情况, 将图示进行局域放大(如图 1(c)), 从图中可以清晰地看到各支体模并没有实质性地相交, 由于两层的交换耦合作用使得每支体模的能量时而按 subband A 的趋势变化, 时而又按照 subband B 的能量趋势变化, 我们称此现象为杂化现象. 线(1)代表能量较高第 22 支体模(BM), 在  $\Gamma_{\parallel} = 0.81871$  时, 转化成为 PCAM; 线(2)代表能量较低的第 13 支体模(BM), 在  $\Gamma_{\parallel} = 0.6694$  时, 转化成为 PCBM.

为了便于比较, 只改变参数  $J_B, N_A$  和  $N_B$  的值, 分别取作 1.0, 15 和 11, 此时  $\beta = 1/2$ . 比较图 1(a) 和图 2 可以看出, 由于  $A$  层的交换作用和格点自旋参数没变, subband A 的带宽没有改变, 而  $J_B$  变为原来的两倍, 所以 subband B 的带宽变为原来的两倍, 由于两带的交换作用的不断接近, 相互竞争的力量差距减小, 从而使得杂化程度变小, 而使得在布里渊区的杂化区域变宽, 带隙存在的区域变窄, 相应地在  $M$  点的最大带隙宽度变小, 同时导致 AOIM 存在区域变窄, 而光学界面模的存在区域却变宽.

随着  $\beta$  继续增加, 当  $\beta \geq 2/3$  时, 体系的能带不会分开, 即不会出现带隙, 此时不存在 AOIM, 所以在整个布里渊区只存在四种类型的本征模: BMs, PCAMs, PCBM 和 OOIM. 为了进一步深入讨论, 我们选择参数  $J_A, J_B, J_{AB}, S_A, S_B, N_A$  和  $N_B$  的值分别为

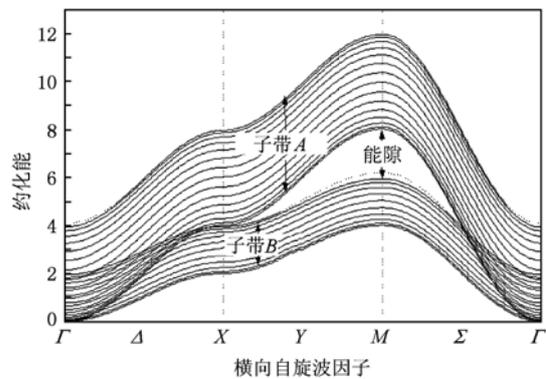


图 2 二维布里渊区沿三个高对称方向  $\Delta, Y$  和  $\Sigma$  的能带结构图 改变图 1 中的参数  $J_B, N_A$  和  $N_B$  的值分别为 1.0, 15 和 11

1.0, 0.8, 2.0, 1, 1, 15 和 11, 此时  $\beta = 4/5$ . 在  $\Gamma$  点, 存在 21 支体模, 4 支禁闭于 A 层的禁闭模和 1 支光学型界面模. 沿  $\Delta$  路径向 X 变化再沿 Y 路径向 M 变化的过程中, 随着  $\Gamma_{//}$  减小, 能量最高的 4 支 BMs 按能量由高到低依次逐渐转化为 PCAMs, 而能量较低的 6 支 BMs 按能量由低到高依次逐渐转化为 PCBMs; 能量高于 PCBMs 但低于 PCAMs 的 11 支体模存在于整个布里渊区, 而且我们从图中看出能量最高的 1 支光学界面模存在于整个布里渊区 (如图 3).

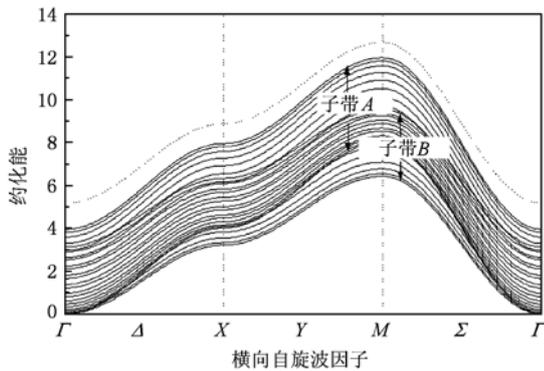


图 3 二维布里渊区沿三个高对称方向  $\Delta$ , Y 和  $\Sigma$  的能带结构图, 改变参数  $J_B$  和  $S_B$  分别为 0.8 和 1, 其他参数和图 2 相同

综上所述, 两层异质铁磁薄膜中的自旋波本征模不仅与界面性质有关, 各种本征模的存在与两层的“交叠”程度有关 (“交叠”程度用  $\beta$  衡量,  $\beta$  越小, “交叠”程度越小;  $\beta$  越大, “交叠”程度越大), 两种界面模的存在均与界面交换作用的强弱有关.

#### 4. 易轴型各向异性对本征值的影响

最后, 我们讨论易轴型体单轴各向异性场对本征模的影响. 为了简单, 我们针对上述两种情况具体研究易轴型体单轴各向异性场对本征模的影响. 从能量约束方程 (15) 可以看出, 当格点自旋为 1/2 时, 各向异性不会产生影响, 所以这里只讨论自旋不为 1/2 的情况. 为了简单, 假设  $D_A > 0, D_B = 0$ , 在此, 我们结合数值模拟分析易轴型各向异性常数对本征值的影响.

当  $\beta < 2/3$  时, 随着  $D_A$  增大, subband A 整体上移, 而 subband B 不动, 所以杂化区域在减小, 由于体内交换作用没变, 所以杂化程度不变. 当  $D_A \geq$

$\frac{4J_B S_B}{2S_A - 1}$  时, 在整个区域出现带隙.

为了系统地分析易轴型各向异性的影响, 我们选取的所有参数数据和图 1 相同, 只改变各向异性参数. 当  $D_A = 0.5$  时, 由于 subband A 整体上移, 光学界面模消失, 在  $\Gamma$  点, 只存在 PCAMs, BMs 和 PCBMs, 分别为 24, 14 和 8 支. 沿  $\Delta$  路径向 X 变化过程中, 能量较高的 7 支体模按能量由高到低依次演化成为 PCAMs, 而能量较低的 7 支体模按能量由低到高依次演化成为 PCBMs,  $\Gamma_{//} = 0.8307$  时, 两子带间出现带隙 (gap), 沿 Y 路径向 M 变化过程中, 带隙变宽, 在 M 点出现最大 gap, 其宽度为  $8J_A S_A + D_A (2S_A - 1) - 12J_B S_B$ , 在带隙间, 能量最高的一支 PCBM 演化成为 AOIM (如图 4). 当  $D_A = 1.5$  时, 此时由于  $D_A > \frac{4J_B S_B}{2S_A - 1}$ , 体系的能带在布里渊区分为两个独立的子带, 带隙中出现一支 AOIM, 如图 5 中虚线所示.

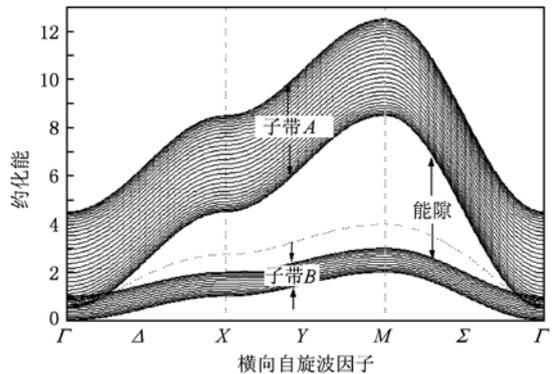


图 4 考虑各向异性对本征值的影响, 改变各向异性常数  $D_A$  为 0.5, 其他参数和图 1 相同时二维布里渊区能带结构图

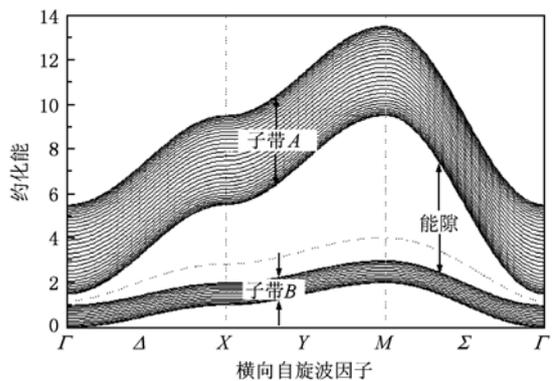


图 5 改变各向异性常数  $D_A$  为 1.5, 其他参数和图 1 相同时二维布里渊区能带结构图

当  $\beta \geq 2/3, D_A = \frac{12J_B S_B - 8J_A S_A}{2S_A - 1}$  时, 在 M ( $\Gamma_{//} =$

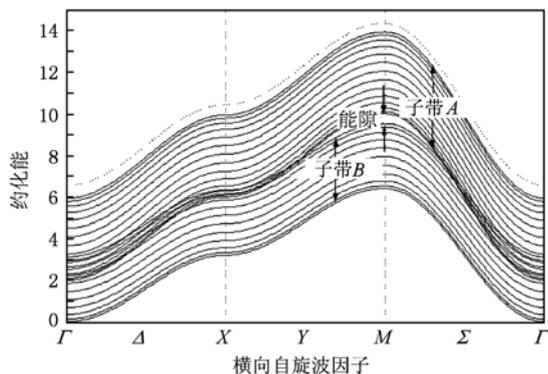


图6 改变各向异性常数  $D_A$  为 2.0, 其他参数和图 3 相同时二维布里渊区能带结构图

-1) 点处首先出现带隙. 随着  $D_A$  继续增大, subband A 整体上移, 而 subband B 不动, 所以杂化区域在减小, 由于体内交换作用没变, 所以杂化程度不变 (如图 6). 当  $D_A \geq \frac{4J_B S_B}{2S_A - 1}$  时, 能带也分为两子带, 子带

间出现带隙, 变化趋势和图 5 相同, 所以不另作图来说明.

综上所述, 系统的本征模不仅与系统本身的性质有关, 而且与各向异性场有关. 易轴型体单轴各向异性场对各种本征模的存在产生直接影响, 各向异性场虽然不会影响子带的宽度, 但会影响带隙.

## 5. 结 论

通过上面的分析, 在两层异质铁磁介质中的本征模不仅与体交换作用、界面交换作用、晶格自旋和原子层数等性质有关, 而且与各向异性有关. 光学界面模主要取决于界面交换作用, 体模主要取决于两层本征激发能关系, 声学界面模的存在不仅取决于界面性质, 也取决于两层交换作用的差异和各向异性. 另外, 体交换作用影响子带带宽, 而各向异性影响带隙的存在区域及其宽度.

[1] Baibich M N, Broto J M, Fert A, Nguyen Van Dau F, Petroff F, Etienne P, Creuzet G, Friederich A, Chazelas J 1988 *Phys. Rev. Lett.* **61** 2472

[2] Monsma D J, Lodder J C, Popma J A, Dieny B 1995 *Phys. Rev. Lett.* **74** 5260

[3] Chen E Y, Tehrani S, Zhu T, Durlam M, Goronkin H 1997 *J. Appl. Phys.* **81** 3992

[4] Smith D, Khizroev S, Litvinov D 2006 *J. Appl. Phys.* **99** 014503

[5] Xian C W, Zhao G P, Zhang Q X, Xu J S 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 3509 (in Chinese) [鲜承伟、赵国平、张庆香、徐劲松 2009 物理学报 **58** 3509]

[6] Schneider T, Serga A A, Leven B, Hillebrands B, Stamps R L, Kostylev M P 2008 *Appl. Phys. Lett.* **92** 022505

[7] Khitun A, Mingqiang B, Wang K L 2008 *IEEE Trans Magn.* **44** 2141

[8] Wieser R, Vedmedenko E Y, Wiesenganger R 2009 *Phys. Rev. B* **79** 144412

[9] Pan J, Zhou L, Tao Y C, Hu J G 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 3521 (in Chinese) [潘靖、周岚、陶永春、胡经国 2007 物理学报 **56** 3521]

[10] Hillebrands B, Güntherodt G, in: Bland J A C, Heinrich B (Eds) 1993 *Ultrathin Magnetic Structure II* (Springer Berlin)

[11] Müller W, Nolting W 2002 *Phys. Rev. B* **66** 085205

[12] Qiu R K, Song P P, Zhang Z D, Guo L Q 2008 *Chin. Phys. Soc.* **17** 3894

[13] Mercier D, Levy J C S, Watson M L, Whiting J S S, Chamber A 1991 *Phys. Rev. B* **43** 3311

[14] Henelius P, Frobrich P, Kuntz P J, Timm C, Jensen P J 2002 *Phys. Rev. B* **66** 094407

[15] Liu Y F, Liu J H, Jia C 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 1897 (in Chinese) [刘艳芬、刘晶会、贾城 2008 物理学报 **57** 1897]

[16] Puzkarski H 1988 *Acta Phys. Polon. A* **71** 701

[17] Puzkarski H 1992 *Phys. Rev. B* **46** 8926

[18] Puzkarski H 1994 *Phys. Rev. B* **49** 6718

[19] Puzkarski H, Kolodziejczak B, Akjouj A, Djafari-rouhani B, Dobrzynski L 1995 *J. Magn. Magn. Mater* **140-144** 1981

[20] Liang X X, Zheng R S, Ban S L, Yan J H, Yun G H, Wang X 1995 *Theories of the Electron-Phonon Interaction and Spin Waves in Layered Materials* (Inner Mongolia University Press) p181

[21] Zhou W P, Yun G H, Liang X X 2008 *Phys. Rev. B* **77** 104403

[22] Zhou W P, Yun G H, Liang X X 2009 *Chin. Phys. Soc.* **18** 5496

[22] Yaniv A 1983 *Phys. Rev. B* **28** 402

# The eigenvalues of quantized spin waves and the effect of the uniaxial anisotropy<sup>\*</sup>

Hou Xiao-Juan<sup>1)2)</sup> Yun Guo-Hong<sup>1)3)†</sup> Bai Yu-Hao<sup>1)</sup> Bai Narsu<sup>3)</sup> Zhou Wen-Ping<sup>1)</sup>

1) (*College of Physical Science and Technology, Inner Mongolia University, Hohhot 010021, China*)

2) (*Department of Applied Physics, School of Mathematics, Physics and Biological Engineering, Inner Mongolia University of Science and Technology, Baotou 014010, China*)

3) (*Inner Mongolia Key Laboratory of Physics and Chemistry of Functional Materials, College of Physics and Electronic Information, Inner Mongolia Normal University, Hohhot 010022, China*)

(Received 24 May 2010; revised manuscript received 11 September 2010)

## Abstract

The eigenproblems of quantized spin waves in a (100) ferromagnetic bilayer system have been investigated theoretically by using the interface rescaling approach. The energy-band structure of the system has been obtained and the effect of the uniaxial bulk anisotropy field of easy-axis type on the energy bands were explored thoroughly. It is found that there are bulk modes, perfect confined modes and interface modes in the biferromagnetic system, the existing condition of which is determined not only by the bulk exchange coupling constant, the interface exchange coupling constant, the spin of lattice, the number of atomic layers, but also by the uniaxial bulk anisotropy.

**Keywords:** ferromagnetic film, spin waves, anisotropy

**PACS:** 68.65.Ac, 71.70.Gm, 75.10.Jm, 75.30.Gw

---

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10762001, 11072104 and 50901039), the NCET (Grant No. NCET-05-0272), the Ph. D Progress Foundation of Higher Education Institutions of China (Grant No. 200801260003) and Inner Mongolia Natural Science Foundation (Grant No. 200711020115).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: ndghyun@imu.edu.cn / ghyun@imnu.edu.cn