

面心立方双层铁磁薄膜中低能量体模的波形演化^{*}

史晓霞^{1†}, 雷华², 孙国林³, 云国宏^{4,5}

1. 内蒙古科技大学包头医学院医学技术与麻醉学院, 内蒙古包头 014040

2. 内蒙古科技大学附属中学, 内蒙古包头 014030

3. 内蒙古包头铁道职业技术学院, 内蒙古包头 014040

4. 内蒙古大学理工学院物理系, 内蒙古呼和浩特 010021;

5. 内蒙古师范大学物理与电子信息学院, 内蒙古呼和浩特 010022

收稿日期: 2019-10-24; 接收日期: 2019-12-25

【摘要】 利用二次量子化方法研究了由相同面心立方结构(100)材料构成的铁磁性双层薄膜中的自旋波, 重点讨论了低能量体模的波形演化情况. 结果表明, 面心立方晶格能量较低的体模在薄膜 A-A 型铁磁材料传播过程中波形完全相同, 传播行为也完全相同; 并且随着能量的增加, 体模波长在两层铁磁薄膜材料中逐渐缩短, 波速逐渐减小.

关键词: 面心立方, 低能量体模, 波形演化

PACS: 7530D

DOI: 10.13380/j.ltpl.2019.04.005

The Waveform Evolution of Low-Energy Phantom in the Surface-Centered Cubic Double-Layer Ferromagnetic Thin Film

SHI Xiaoxia¹, LEI Hua², SUN Guolin³, YUN Guohong^{4,5}

1. Medical Technique and Anesthesiology Department of Medical college, Inner Mongolia University of Science and Technology, Baotou 014040

2. High School Attached to Inner Mongolia University of Science and Technology, Baotou, 014030

3. Baotou Railway Vocational Technical College, Baotou 014040

4. Department of Physics, Inner Mongolia University, Hohhot 010021;

5. Physics and Electronic Information College, Inner Mongolia Normal University Hohhot 010022

Received date: 2019-10-24; accepted date: 2019-12-25

【Abstract】 Ferromagnetic bilayers with face-centered cubic(100) are studied by using a second quantization approach. The waveform evolution of low-energy bulk mode is discussed in detail. The results show that the phantom of the surface-centered cubic lattice energy is the same in the propagation process of the thin-film A-A type ferromagnetic material, and the propagation behavior is the same; and with the increase of the energy, the wavelength of the phantom is gradually shortened in the two-layer ferromagnetic thin film material, and the wave velocity is gradually reduced.

^{*} 包头医学院科学研究基金项目(青苗计划, 编号:BYJJ-QM-2018001)高等学校博士学科点专项科研基金(批准号:200801260003)国家自然科学基金(批准号:10762001)资助的课题国家自然科学基金(11072104)资助的课题.

[†] 362373201@qq.com

Keywords: face-centered cubic; low-energy phantom; the waveform evolution

PACS: 7530D

DOI: 10.13380/j.ltpl.2019.04.005

Reference method: SHI Xiaoxia, LEI Hua, SUN Guolin, YUN Guohong, Low. Temp. Phys. Lett. **41**, 0278 (2019)

1 引言

巨磁电阻效应的发现,磁性层状薄膜材料中自旋波研究是国内外研究的热点.实验方面,人们通常采用铁磁共振^[1-3]、自旋波共振^[4]和布里渊散射^[5,6]等较为成熟的方法,测量低激发态的共振线宽、材料的本征频率、各向异性等重要参数.理论方面,研究者利用格林函数法^[7]、转移矩阵法^[8]、蒙特卡罗方法^[9,10]等对磁性多层材料中自旋波的动力学性质、自旋波谱及色散关系等进行了研究.由于材料结构、界面取向、界面交换作用对磁性材料薄膜中的自旋波性质影响较明显,许多研究者致力于这些方面的研究.1983年,Yaniv^[11]研究简立方晶格(100)结构的铁磁性不同双层薄膜,得出在铁磁性界面交换作用的情况下,只能出现0、1、2支界面模,且只能出现在体模上方或带隙中.之后,Puszkarski在文章^[12]和^[13]分别讨论了界面取向为(110)和(111)的简立方晶格薄膜中界面自旋波在二维布里渊区的存在条件.近几年云国宏等人^[14-19]对由简立方结构,面心立方结构构成双层磁性薄膜中自旋波的色散关系等问题做了讨论.

本文从由面心立方晶格组成的磁性同层薄膜入手,利用布里渊相图和自旋波量子理论相结合的方法,同时考虑界面性质等磁学参量,探讨低能量自旋波体模的传播特性,对前期工作做了全新的补充和丰富,可望阐明磁性多层薄膜材料介质存储密度的机制,为加速推动纳米磁性薄膜材料的实验制备提供新思路 and 理论依据.

$$E_{k_{\parallel}k} f(n, k_{\parallel}) = \sum_{nk} [4J(n, n) S(n) - \Gamma_{\parallel} J(n, n) S(n) + 4J(n, n+1) S(n+1) + 4J(n, n-1) S(n-1)] f(n, k_{\parallel}) + \sum_{nk} \Gamma_{\perp} [J(n, n+1) \sqrt{S(n)S(n+1)} f(n+1, k_{\parallel}) + J(n, n-1) \sqrt{S(n)S(n-1)} f(n-1, k_{\parallel})] + \sum_{nk} [g\mu_B H + D(n)(2S(n)-1)] f(n, k_{\parallel}) \quad (3)$$

$f(n, k_{\parallel})$ 是垂直于膜面方向的磁振子正交化波函数,即纵向自旋波,晶体结构因子

$$\Gamma_{\parallel} = 2(\cos k_x + \cos k_y), \quad \Gamma_{\perp} = 4\cos \frac{1}{2}k_x \cos \frac{1}{2}k_y. \quad (4)$$

考虑A、B两层均匀铁磁性薄膜通过界面耦合在一起的体系,设 N_A 、 N_B 分别为A、B两层薄膜材料的原子层数, $N = N_A + N_B$ 为系统的总厚度,我们作如下规定:

2 物理模型

2.1 系统哈密顿量

考虑厚度分别为 N_A 和 N_B 的A、B两层相同铁磁材料薄膜,材料为面心立方晶格,设界面取向为(100)方向,选择坐标系 Z 轴垂直于界面,薄膜沿 Z 方向排列,忽略界面各向异性的影响,体系的非均匀性只来自界面交换作用.沿 Z 方向施加强磁场 H ,仅考虑最近邻相互作用,体系的哈密顿量采用海森伯模型可写为

$$\hat{H} = -\frac{1}{2} \sum_{nm} \sum_{ij} J(n, i; m, j) \hat{S}(n, i) \cdot \hat{S}(m, j) - g\mu_B H \sum_i \hat{S}(n, i) \quad (1)$$

其中 n, m 是原子平面的指标, i, j 分别为第 n 和第 m 个原子平面内自旋的位置指标, J 为交换作用常数, S 为格点局域自旋算符, g, μ_B 分别为有效朗德因子和玻尔磁子.(1)式中第一项为交换作用能,第二项为塞曼能.假定在平行于膜面 x - y 方向,体系存在平移不变性,且 Z 方向满足周期性边界条件,利用H-P变换^[19]次量子化方法,可将系统的哈密顿量对角化为

$$H = H_0 + \sum_{k_{\parallel}, k} E_{k_{\parallel}k} \hat{a}^+(k_{\parallel}, k) \hat{a}(k_{\parallel}, k) \quad (2)$$

这里 $\hat{a}^+$ 和 $\hat{a}$ 是自旋波激发的产生和湮灭算符, $k_{\parallel} = (k_x, k_y)$ 为平行于膜面自旋波简约波矢, k 为 Z 方向自旋波的波矢, H_0 为常数,代表体系基态能量,自旋波激发能 $E_{k_{\parallel}k}$ 由下方方程确定

$$J(n, n+1) = \begin{cases} J_A > 0, & 1 \leq n < N_A \\ J_B > 0, & N_A + 1 \leq n \leq N \\ J_{AB} > 0 \text{ 或 } < 0, & n = N_A \text{ 或 } N_A + 1 \end{cases} \quad (5)$$

同样,在两层材料中自旋量子数也有如下规定:

$$S(n) = \begin{cases} S_A, & 1 \leq n \leq N_A \\ S_B, & N_A + 1 \leq n \leq N \end{cases} \quad (6)$$

根据我们所假设的由两层材料所构成的体系,可将(3)式写成在界面处有耦合的均匀

方程组:

$$E_A f_A(1) = J_A S_A [(8 - \Gamma_{||}) f_A(1) - \Gamma_{\perp} f_A(2)] + J_{AB} S_B \left[4f_A(1) - \Gamma_{\perp} \sqrt{\frac{S_A}{S_B}} f_B(N) \right] + g_A \mu_B H f_A(1) \quad (7a)$$

$$E_A f_A(n) = J_A S_A \{ (12 - \Gamma_{||}) f_A(n) - \Gamma_{\perp} [f_A(n+1) + f_A(n-1)] \} + [g_A \mu_B H + D_A (2S_A - 1)] f_A(n) \quad (7b)$$

$$E_A f_A(N_A) = J_A S_A [(8 - \Gamma_{||}) f_A(N_A) - \Gamma_{\perp} f_A(N_A - 1)] + J_{AB} S_B \left[4f_A(N_A) - \Gamma_{\perp} \sqrt{\frac{S_A}{S_B}} f_B(N_A + 1) \right] + g_A \mu_B H f_A(N_A) \quad (7c)$$

和

$$E_B f_B(N_A + 1) = J_B S_B [(8 - \Gamma_{||}) f_B(N_A + 1) - \Gamma_{\perp} f_B(N_A + 2)] + J_{AB} S_A \left[4f_B(N_A + 1) - \Gamma_{\perp} \sqrt{\frac{S_B}{S_A}} f_A(N_A) \right] + g_B \mu_B H f_B(N_A + 1) \quad (8a)$$

$$E_B f_B(n) = J_B S_B \{ (12 - \Gamma_{||}) f_B(n) - \Gamma_{\perp} [f_B(n+1) + f_B(n-1)] \} + [g_B \mu_B H + D_B (2S_B - 1)] f_B(n) \quad (8b)$$

$$E_B f_B(N) = J_B S_B [(8 - \Gamma_{||}) f_B(N) - \Gamma_{\perp} f_B(N - 1)] + J_{AB} S_A \left[4f_B(N) - \Gamma_{\perp} \sqrt{\frac{S_B}{S_A}} f_A(1) \right] + g_B \mu_B H f_B(N) \quad (8c)$$

由其在边界处的连续性可得能量方程

变换:

$$E = J_A S_A (12 - \Gamma_{||} - 2\Gamma_{\perp} \cos k_A) + g_A \mu_B H = J_B S_B (12 - \Gamma_{||} - 2\Gamma_{\perp} \cos k_B) + g_B \mu_B H \quad (9)$$

(9)式为自旋波能量方程,其中激发能 $E(>0)$ 包括约化激发能(式中第一项)和塞曼激发能(式中第二项).

2.2 求解物理模型的基本方法

求解通过界面相互作用耦合在一起的复合系统的本征值问题,传统的方法存在一定困难.我们利用 Puzskarski^[20,21] 提出的界面重参数化方法 (Interface-Rescaling Approach, IRA),引入界面参数 R

$$\begin{cases} R f_A(1) = f_B(N) \\ R f_A(N_A) = f_B(N_A + 1) \end{cases} \quad (R \text{ 是 } IR \text{ 参数}) \quad (10)$$

可把耦合系统形式上分解为相互独立的子系统,使问题得到简化.

设 A、B 层中的波函数分别为

$$\begin{aligned} f_A(n) &= CD [\exp(ink_A) - \theta_A \exp(-ink_A)] \\ f_B(n) &= C [\exp(ink_B) - \theta_B \exp(-ink_B)] \end{aligned} \quad (11)$$

C, D, θ_A, θ_B 为待定系数.

应该注意的是,体系哈密顿量 (1) 应在反演

$$\hat{S}(n, i) \rightarrow \hat{S}(N_A + 1 - n, i), \quad 1 \leq n \leq N_A \quad (12.1)$$

$$\hat{S}(n, i) \rightarrow \hat{S}(N + N_A + 1 - n, i), \quad N_A + 1 \leq n \leq N \quad (12.2)$$

下保持不变,则要求波函数满足关系:

$$f_A(n) = (-1)^p f_A(N_A + 1 - n) \quad (13.1)$$

$$f_B(n) = (-1)^p f_B(N + N_A + 1 - n) \quad (13.2)$$

根据波函数为对称波函数或反对称波函数,则自旋波激发解分为奇宇称解和偶宇称解. $p=0$ 时,波函数为对称波函数,代表偶宇称; $p=1$ 时,波函数为反对称波函数,代表奇宇称.由波函数在边界处的连续性可得界面耦合方程

$$\begin{aligned} & \left[4 + \frac{J_A S_A}{J_{AB} S_B} (8 - \Gamma_{||} - \nu_A) \right] \cdot \\ & \left[4 + \frac{J_B S_B}{J_{AB} S_A} (8 - \Gamma_{||} - \nu_B) \right] \Gamma_{\perp}^{-2} = 1 \end{aligned} \quad (14)$$

其中

$$\nu_A = 12 - \Gamma_{||} - \Gamma_{\perp} \frac{\sin \frac{1}{2} (N_A + 1) k_A}{\sin \frac{1}{2} (N_A - 1) k_A}, \quad p=1 \quad (15.1)$$

$$\nu_A = 12 - \Gamma_{||} - \Gamma_{\perp} \frac{\cos \frac{1}{2}(N_A + 1)k_A}{\cos \frac{1}{2}(N_A - 1)k_A}, p = 0 \quad (15.2)$$

$$\nu_B = 12 - \Gamma_{||} - \Gamma_{\perp} \frac{\sin \frac{1}{2}(N_B + 1)k_B}{\sin \frac{1}{2}(N_B - 1)k_B}, p = 1 \quad (16.1)$$

$$\nu_B = 12 - \Gamma_{||} - \Gamma_{\perp} \frac{\cos \frac{1}{2}(N_B + 1)k_B}{\cos \frac{1}{2}(N_B - 1)k_B}, p = 0 \quad (16.2)$$

由 ν_A, ν_B 可求出波函数(11)式中的参数 θ_A, θ_B

$$\theta_A = e^{i(N_A + 1)k_A}, p = 1 \quad (17.1)$$

$$\theta_A = -e^{i(N_A + 1)k_A}, p = 0 \quad (17.2)$$

$$\theta_B = e^{i(2N - N_B + 1)k_B}, p = 1 \quad (18.1)$$

$$\theta_B = -e^{i(2N - N_B + 1)k_B}, p = 0 \quad (18.2)$$

3 结果与讨论

我们讨论面心立方晶格组成的磁性同层薄膜 A-B 型铁磁材料体系中,在铁磁性层间耦合的情况下体模的传播特性.取参数 $J_A = J_B = 1, S_A = S_B = 1/2, N_A = N_B = 11, J_{AB} = 2.5, g_A = g_B = 1.0, \mu_B = 0.1$ 进行数值计算,得到 22 支自旋波,其中包括体模(bulk mode)和界面模(interface mode).本文考虑面心立方晶格(100)二维布里渊区(图(1))中 Γ 点能量较低体模自旋波波形的变化特征.计算得到能量较低的连续 6 支体模的波矢和能量如(表(1))所示.从表 1 中可看到,随着波矢的增加自旋波的激发能也在不断增加.

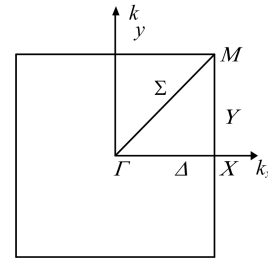


图 1 面心立方晶格(100)的二维布里渊区

Fig. 1 two-dimensional Brillouin region of a face-centered

表 1 Γ 点高能量波矢的选取

Table 1 Selection of high energy wave vectors on the Γ point

	$k_A = k_B, E_A = E_B$					
	a	b	c	d	e	f
k	0.571 199	0.604 845	0.856 798	0.908 625	1.142 397	1.214 192
E	0.634 986	0.709 339	1.380 557	1.540 679	2.338 340	2.603 625

当两层材料中的自旋波波矢 $k (i = A, B)$ 均为实数时,这类自旋波在两层中以驻波的形式存在,称为体模.图 2 给出了能量较低的连续 6 支体模波形(其中(a)~(f)能量逐渐增大),体系中体模波形呈余弦变化,自旋波在两子层中的振幅完全相同,完全对称,在两层中没有出现局域共振现象.这是由于我们选取完全对称的两层膜,界面对两层膜中自旋波传播的影响完全相同.另外从图中可看出,随着能量的增加,体模波长在两层铁磁薄膜材料中逐渐缩短,进而可以判断体模传播的波速就会逐渐减小.由于波速 c 和传播速度 f 和材料的内禀性 ν (频率)有这样的关系, $c = f\nu$, 材料参数选取一定,频率始终恒定,因而波速会随波长的变化而变化.图 2 中明确显

示,双层面心立方晶格低能量体模在薄膜 A-A 型铁磁材料中不光波形完全相同,而且传播行为也完全相同.

4 结论

本文重点讨论了在铁磁性层间耦合的情况,面心立方晶格组成的磁性薄膜 A-A 型铁磁材料中能量较低的体模的传播特性,结果表明,面心立方晶格能量较低的体模在薄膜 A-A 型铁磁材料传播过程中波形完全相同,传播行为也完全相同;并且随着能量的增加,体模波长在两层铁磁薄膜材料中逐渐缩短,波速逐渐减小.

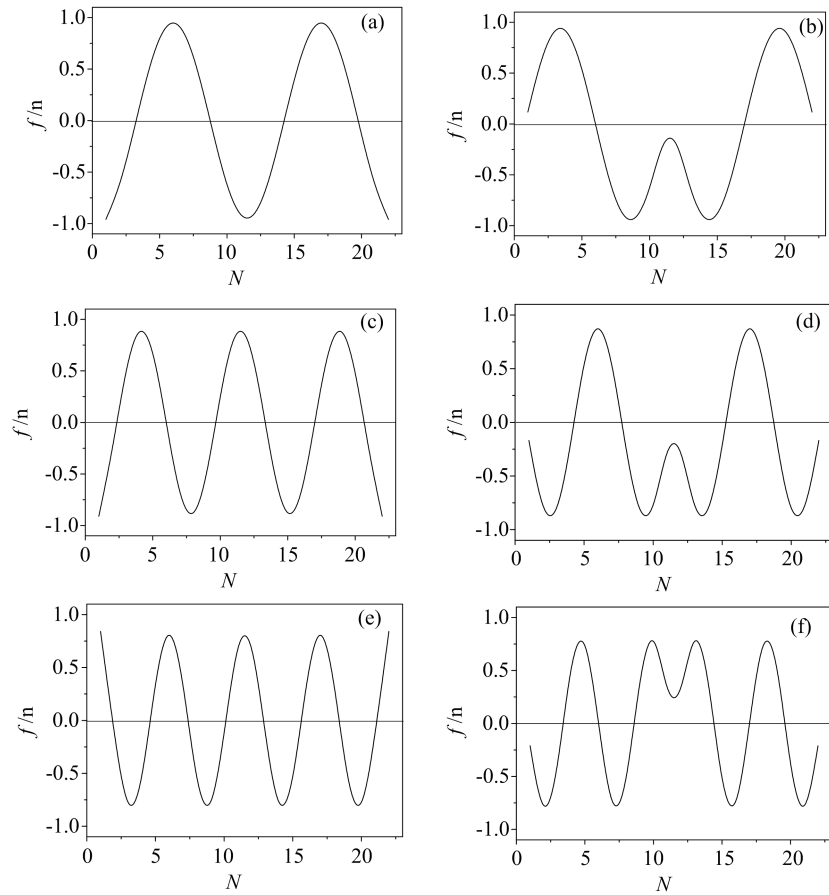


图2 面心立方晶格双层薄膜中低能量体模自旋波波形

Fig. 2 Bulk Mode spin Wave Waveform with lower Energy in the double layer thin Films of face centered cubic Lattice

参 考 文 献

- [1] Zhu X. B. Liu Z. G. Metlushko V. , *J. Appl. Phys.* , **98** (2006), 08F307.
- [2] Counil G. Kim Joo-Von. Devolder T. et al. , *J. Appl. Phys.* , **98**(2005), 023901.
- [3] McMichael R. D. , *J. Appl. Phys.* , **95**(2004), 7001.
- [4] Goennenwein S. T. B. Graf T. Wassner T. et al. , *Appl. Phys. Lett.* , **82**(2003), 730.
- [5] Cochran J. F. , *J. Magn. Magn. Mater.* , **212** (2000) , 40.
- [6] Gubbiotti G. Kostylev M. Sergeeva N. et al. , *Phys. Rev.* , **B70** (2004), 224422.
- [7] Krawczyk M. Levy Jean-Claude, Mercier D. et al. , *Phys. Lett. A* , **282**(2001), 186.
- [8] Krawczyk M. Puzkarski H. Levy J. C. S. et al. , *J. Magn. Magn. Mater.* , **246**(2002), 93.
- [9] Henelius P. Frobrich P. , *Phys. Rev.* , **B66** (2002), 094407.
- [10] Sandvik A. W. Singh R. R. P. , *Phys. Rev. Lett.* , **86** (2001), 528.
- [11] Yaniv A. , *Phys. Rev.* **B28** (1983), 402.
- [12] Puzkarski H. Jozefowicz R. Kolodziejczak B. et al. , *Surf. Sci.* , **352-354**(1996), 914.
- [13] Puzkarski H. , *Surf. Sci.* , **20**(1994), 45.
- [14] Zhou W. P. Yun G. H. , *Surf. Sci.* , **553**(2004) , 75.
- [15] 史晓霞,云国宏, *低温物理学报*, **32**(2010), 458.
- [16] Hou X. J, Yun G. H. , *低温物理学报*, **27**(2005), 116.
- [17] 史晓霞,云国宏, *兰州大学学报*, **47**(2011), 112.
- [18] 史晓霞,云国宏, *低温物理学报*, **37**(2015), 409.
- [19] 史晓霞,孙国林,云国宏, *低温物理学报*, 2017, (01): 41.