

侧向铁磁/铁磁超晶格的推迟模式^{*}

刘艳芬¹⁾²⁾ 刘晶会¹⁾ 贾 城^{1)†}

1) 哈尔滨师范大学物理系 哈尔滨 150025)

2) 齐齐哈尔大学物理系 齐齐哈尔 161006)

(2007 年 5 月 19 日收到, 2007 年 7 月 15 日收到修改稿)

用等效介质理论计算了半无限侧向铁磁/铁磁超晶格的推迟模式, 且以 Co/Ni 体系超晶格为例具体计算了该超晶格的表面模式和体模式, 展示出一些与磁性/非磁性超晶格不同的有趣性质. 侧向磁性/磁性超晶格具有较复杂的推迟模式, 这是一种具有高度一般性的体系, 在改变构成超晶格的两种铁磁层的厚度的比值、外场时, 可以调节两支表面模式的频率以及体模式的频带. 这种调节作用是与两种铁磁层的饱和磁化值有关的. 当饱和磁化值相差较大时, 调制效果是很明显的. 当第二种铁磁介质饱和磁化值趋于零时, 该体系演变成熟知的磁性/非磁性超晶格. 当取麦克斯韦方程中的介电系数趋于零时, 推迟模式将过渡到铁磁/铁磁超晶格的静磁模式.

关键词: 铁磁/铁磁超晶格, 推迟模式, 等效介质理论, 自旋波谱

PACC: 7500, 7530D, 7550R

1. 引 言

磁性层状材料中的自旋波激发是凝聚态物理中较为感兴趣的研究课题之一. 近年来, 人们对此种材料中的自旋波谱^[1], 色散关系^[2], 自旋波共振^[3], 自旋波的传播性质^[4]及各种自旋波模^[5], 以及能带结构^[6,7]等一系列问题, 在理论和实验方面作了大量研究^[8-10]. 目前, 关于两种磁性介质构成的超晶格的偶极模式的讨论尚比较少. 我们发现磁性超晶格不仅在结构上具有较大的可控性(如成分、厚度、厚度比)更重要的是在这些材料中存在一些原始材料中不具有的新的效应和性质. 如相干集体效应、声子模式、自旋波新模式、巨磁阻效应等等. 本文将继续对磁性材料的自旋波谱进行讨论, 将应用等效介质方法研究外场平行于超晶格表面的半无限体系, 侧向磁性/磁性超晶格的推迟模式.

2. 理论推导

本文所研究的构型如图 1 所示. 假定层间交换作用极弱, 界面间的耦合效应可以忽略. 层的厚度比

激发的偶极模式的波长小得多, 等效介质理论可行. 这个超晶格比较厚, 所以我们把它看作是半无限体系. 外场沿 z 轴, 超晶格的周期用 D 来表示, d_1, d_2 分别表示一个周期内的两个磁性层的厚度. 定义 $f_i = d_i/D$ ($i = 1, 2$). f_1 和 f_2 分别表示在一个周期内第一种铁磁介质和第二种铁磁介质所占的比例, 因此有 $f_1 + f_2 = 1$.

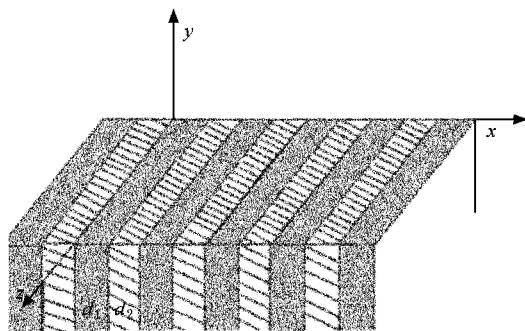


图 1 侧向金属磁性超晶格

单层的磁导率张量可以表示为相同的形式^[11] 即

$$\boldsymbol{\mu} = \begin{bmatrix} \mu & i\mu_{\perp} & 0 \\ -i\mu_{\perp} & \mu & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}, \quad (1)$$

^{*} 国家自然科学基金(批准号:10374024)和黑龙江省教育厅科学技术研究项目(批准号:10551105)资助的课题.

[†] E-mail: ejia909@suho.com

对于第一种铁磁层 μ 和 μ_{\perp} 可以表示为

$$\mu = \mu_1 = 1 + \frac{\omega_1 \omega_A}{\omega_A^2 - \omega^2},$$

$$\mu_{\perp} = \mu_{\perp}^{(1)} = \frac{\omega_1 \omega}{\omega_A^2 - \omega^2}.$$

对于第二种铁磁层 μ 和 μ_{\perp} 可以表示为

$$\mu = \mu_2 = 1 + \frac{\omega_2 \omega_B}{\omega_B^2 - \omega^2},$$

$$\mu_{\perp} = \mu_{\perp}^{(2)} = \frac{\omega_2 \omega}{\omega_B^2 - \omega^2},$$

其中 $\omega_1, \omega_2, \omega_A, \omega_B$ 由饱和磁化 M 、旋磁比 γ 以及外场 H_0 来确定, 有如下关系:

$$\omega_i = \gamma_i 4\pi M_i, \quad i = 1, 2,$$

$$\omega_A = \gamma_1 H_0, \quad \omega_B = \gamma_2 H_0.$$

当采用等效介质近似时, 侧向超晶格被等效为旋磁介质, 用磁导率张量 μ^e 来描述, 即

$$\mu^e = \begin{bmatrix} \mu_{xx}^e & i\mu_{xy}^e & 0 \\ -i\mu_{yx}^e & \mu_{yy}^e & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}, \quad (2)$$

其中

$$\mu_{xx}^e = \frac{\mu_1 \mu_2}{f_1 \mu_2 + f_2 \mu_1}, \quad (3)$$

$$\mu_{xy}^e = \frac{f_1 \mu_{\perp}^{(1)} \mu_2 + f_2 \mu_{\perp}^{(2)} \mu_1}{f_1 \mu_2 + f_2 \mu_1}, \quad (4)$$

$$\mu_{yy}^e = \frac{\mu_1 \mu_2 + f_1 f_2 [(\mu_1 - \mu_2)^2 - (\mu_{\perp}^{(1)} - \mu_{\perp}^{(2)})^2]}{f_1 \mu_2 + f_2 \mu_1}. \quad (5)$$

在不同区域中推迟模式的交变场设为如下形式:

$$h = h_{01} e^{ikx + ay - i\omega t}, \quad y < 0, \quad (6)$$

$$h = h_{02} e^{ikx - \alpha_0 y - i\omega t}, \quad y > 0. \quad (7)$$

半无限超晶格占据 ($y < 0$) 的空间, 根据 Maxwell 方程组

$$\nabla \cdot \mathbf{d} = 0, \quad \nabla \times \mathbf{e} = -\frac{\partial \mathbf{b}}{\partial t},$$

$$\nabla \cdot \mathbf{b} = 0, \quad \nabla \times \mathbf{h} = \frac{\partial \mathbf{d}}{\partial t},$$

其中 $\mathbf{b} = \mu \cdot \mathbf{h}$, $\mathbf{d} = \epsilon \mathbf{e}$, 可得 \mathbf{h} 应满足的波动方程为 (高斯制)

$$\nabla(\nabla \cdot \mathbf{h}) - \nabla^2 \mathbf{h} + \omega^2 \epsilon \mu \cdot \mathbf{h} = 0, \quad (8)$$

在 ($y > 0$) 的空间上由于被真空占据, 其 $\mu = I, \epsilon_0 = 1, \nabla \cdot \mathbf{h} = 0$. 因而有

$$\alpha_0^2 = k^2 - \omega^2. \quad (9)$$

在 ($y < 0$) 的空间上, 我们可以得到

$$\alpha^2 \mu_{yy} - k^2 \mu_{xx} + \epsilon \omega^2 (\mu_{xx} \mu_{yy} - \mu_{xy}^2) = 0, \quad (10)$$

其中 $\alpha_0 > 0, \alpha > 0$.

在利用场 \mathbf{h} 和 \mathbf{b} 在 $x = 0$ 表面上的连续条件以及将 $\nabla \cdot \mathbf{b} = 0$ 分别应用于 ($y > 0$) 和 ($y < 0$) 的空间上, 我们会得到

$$\alpha \mu_{yy} - k \mu_{xy} + \alpha_0 (\mu_{xx} \mu_{yy} - \mu_{xy}^2) = 0. \quad (11)$$

这样利用 (9) (10) (11) 三个方程就可以计算表面模的色散曲线

$$\epsilon \omega^2 \mu_{yy} + (k^2 - \omega^2) \mu_V - k^2 = -2k \mu_{xy} \sqrt{k^2 - \omega^2}. \quad (12)$$

3. 数值结果与讨论

我们对 (12) 式进行变换, 发现在 $H_0 = 0$ 时, $\alpha(-k) \neq \alpha(k)$, 方程不可还原, $H_0 \neq 0$ 时, $\alpha(-k) \neq \alpha(k)$, 所以该位型下的铁磁/铁磁超晶格推迟模式的表面模式是非倒易的. 表面模式存在的条件 $\alpha_0 > 0$ 所以 $\alpha_0^2 = k^2 - \omega^2 > 0$, 这就要求 $k > \omega$. 我们选取了饱和磁化相差较大的 Co/Ni 体系. 具体参数由表 1 给出.

表 1 Co, Ni 两种铁磁介质的参数

	M_0/kG	$\gamma/\text{rad/G}$
Co	1.400	1.952×10^7
Ni	0.480	1.935×10^7

我们以 Co 为第一种介质, Ni 为第二种介质.

当我们使用 $1 \text{ kG} = 3.107 \text{ GHz}$ 的换算关系时, $\omega_1 = 17.593 \text{ kG}$, $\omega_2 = 5.979 \text{ kG}$, ω_A 在数值上与 H_0 相等, $\omega_B = 0.9913 \omega_A$.

这样我们得到了 Co/Ni 体系磁性超晶格推迟模

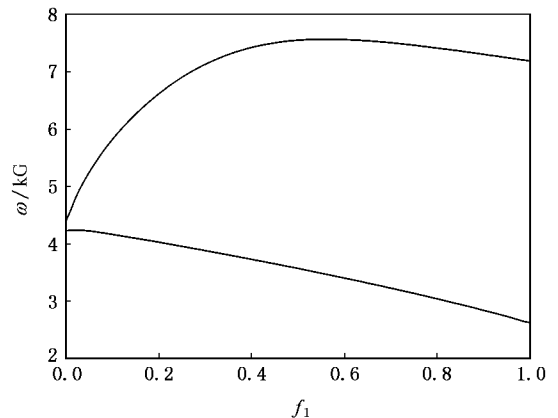


图 2 Co/Ni 体系的超晶格推迟模式的表面模频率随 f_1 的变化曲线 (外加磁场 $H_0 = 1.0 \text{ kG}$, $k = 10.0 \text{ kG}$)

式的表面模频率随第一种介质 f_1 变化的曲线,如图 2. 在 $+k$ 区间, 波矢较小时, 推迟模式的低频表面模频率随 f_1 的增加而减小, 而高频表面模的频率是先增加后减小, 最高值出现在 $f_1 = 0.5$ 左右. 可明显在改变第一种磁性介质所占的比例 f_1 时, 对两支表面模式的频率的影响较显著. 验证了表面模频率是磁比例因子的函数.

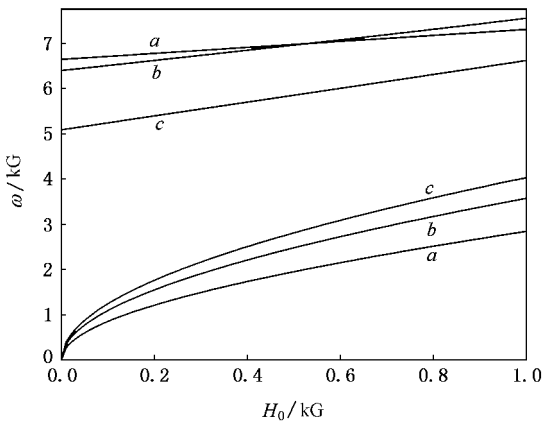


图 3 表面模频率随外加磁场的变化 ($k = 10.0 \text{ kG}$, 曲线 a, b, c 相对应的 f_1 为 $0.9, 0.5, 0.2$)

在图 3 中, 我们画出了 Co/Ni 体系的表面模频率随外加磁场的变化曲线. 从中可见, $+k$ 区间上表面模式分别有两个分支, 且低频表面模的频率随着外加磁场的增加而增加. 同时随磁比例因子的增加而降低. 高频表面模的频率也随外磁场的增加而增加, 但随磁比例因子的变化并不是单调递增的, 在外场值为 0.5 左右时 $f_1 = 0.5$ 的频率高于 $f_1 = 0.9$ 的频率.

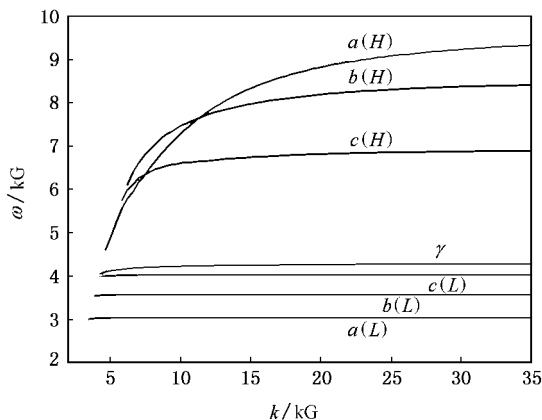


图 4 表面模频率随波矢 k 的变化 ($H_0 = 1.0 \text{ kG}$, 曲线 a, b, c 分别对应 f_1 为 $0.9, 0.5, 0.2$, 为了便于比较画出了纯 Ni 的色散曲线记为 γ 这相当于 $f_1 = 0$ 的情况)

在图 4 中, 在 $+k$ 区间, 我们给出了外场值恒定时, 不同的 f_1 值所对应的表面模式的频率 ω 随波矢 k 的变化曲线. 在通常条件下 $+k$ 区间有两支表面模式存在. 随着 k 值的增加, 表面模曲线逐渐变弯曲, 最后趋于一个静磁极限. 对于一个固定的波矢, 一支表面模式的频率总是高于另一支表面模式的频率. 我们将这高频表面模式用 (H) 标志, 将低频表面模式用 (L) 标志. 对于给定波矢 k 时, 高频表面模式的频率随 f_1 的增加而增加, 而低频表面模式随 f_1 的增加而下降. 各自的频率都是 f_1 的函数. 减小 f_1 时高频表面模频率整体下降, 而低频表面模式的频率整体上升. 考虑一种极限情况, 当 f_1 趋于零时, f_2 趋于 1, 整个超晶格转变成大块的 Ni. 在图 4 中我们给出了大块的 Ni 的表面模的色散曲线 γ . 对于一个固定的波矢, Ni 的表面模式的频率处于高频表面模和低频表面模之间. 当 f_1 趋于零, 低频表面模式的色散曲线趋于大块的 Ni 的色散曲线.

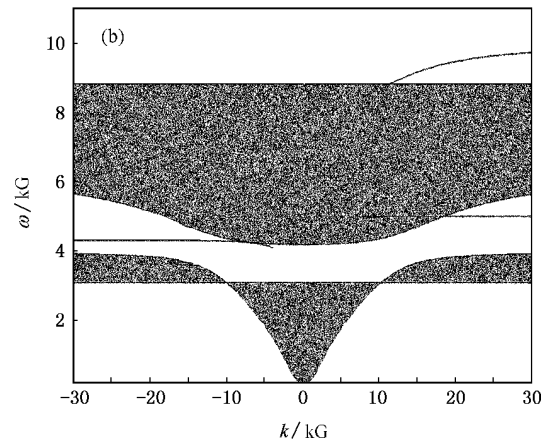
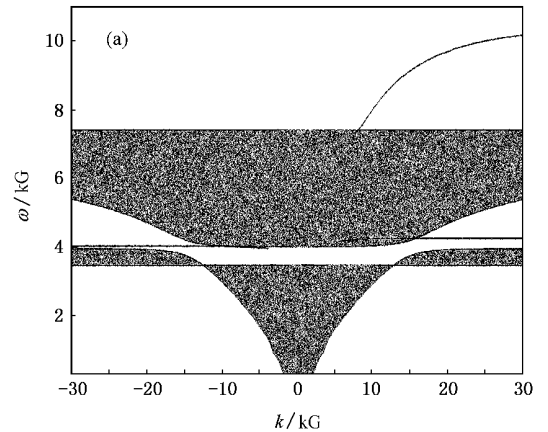


图 5 (a) Co/Ni 体系的超晶格的表面模式与体模式 ($f_1 = 0.9, H_0 = 2.0 \text{ kG}$) (b) Co/Ni 体系的超晶格的表面模式与体模式 ($f_1 = 0.6, H_0 = 2.0 \text{ kG}$)

半无限的侧向超晶格内还有体模式传播.

图 5(a)和(b)为外场相等的情况下,表面极化子与体极化子的变化曲线.体系的体模式有两个分支,且随第一种磁性层厚度的增加高频体模式带的窗口减小,而低频体模式带同样减小.但是随第一种磁性层厚度的降低,高频表面模式逐渐靠近高频体模式带上边缘,低频表面模式逐渐靠近低频体模式带下边缘.而 $-k$ 区间的一支表面模式在 $f_1 = 0.9$ 时与上下两个体模式带均相切,随着 f_1 的降低,逐渐远离低频体模式带,但始终与高频体模式带相切.在体模式的禁带中发现了表面模式,还有一个令人感兴趣的是上面的表面模部分进入了体连续模式内,这与文献 9 类似.且从图中也可看出表面模式是倒易的,体模式是非倒易的,这与理论分析是一致的.

我们计算的是超晶格的推迟模式,在麦克斯韦方程中 $\nabla \times \mathbf{h} = \frac{\partial \mathbf{d}}{\partial t} = \epsilon \frac{\partial \mathbf{e}}{\partial t}$,其中 ϵ 为磁性介质的介电系数,当我们取 ϵ 趋于零时,将得到 $\nabla \times \mathbf{h} = 0$,这时将变成磁性/磁性超晶格的静磁模式.我们给出了 $\epsilon = 0$ 时, $H_0 = 1.0 \text{ kG}$, f_1 为 0.1 时的静磁极限,我们得到的波矢和频率的曲线,如图 6.当 k 趋于无穷时,频率的极限值与文献 12 静磁模式 $\phi = 90^\circ$ 时的

频率值符合得很好.

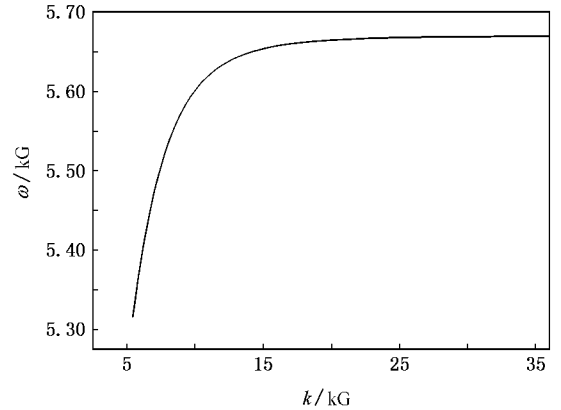


图 7 第二种磁性介质的饱和磁化趋于零 ($H_0 = 2.0 \text{ kG}$, $f_1 = 0.2$)

我们研究的位型,当第二种铁磁介质的饱和磁化值趋于零时 $\omega_2 = 0$,该体系将演变成我们熟知的磁性/非磁性超晶格如图 7.

4. 结 论

我们讨论了周期性排列的两种铁磁介质构成的侧向超晶格的推迟模式.此处应用等效介质理论,我们推导了色散方程,又以 Co/Ni 体系为例进行了数值计算.我们得到表面模式的频率是波矢、磁性层厚度、外加磁场的函数并给出相应的变化曲线.这是一种具有高度一般性的体系:当 f_1 趋于零,低频表面模式的色散曲线趋于大块的 Ni 的色散曲线,而当 ϵ 趋于零时,这时将变成磁性/磁性超晶格的静磁模式;当第二种铁磁介质的饱和磁化值趋于零时,该体系将演变成我们熟知的磁性/非磁性超晶格.

总之,侧向磁性/磁性超晶格具有较复杂的推迟模式,该模式绝不仅仅是两种铁磁材料推迟模式的叠加或频率上的调制,更为重要的是该超晶格的表面模式的传播区间发生了根本变化,这是大块铁磁体与铁磁/非磁超晶格无法实现的.

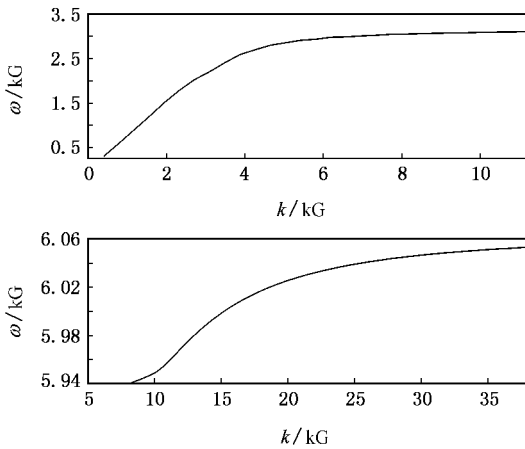


图 6 $\epsilon = 0$ 时, $H_0 = 1.0 \text{ kG}$, $f_1 = 0.1$ 时的色散曲线

[1] Jiang J J, Zhang S J, Liu Y J 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 4888 (in Chinese) [蒋建军、张松俊、刘拥军 2006 物理学报 **55** 4888]
 [2] Barnas J 1988 *Phys. C* **21** 1021
 [3] Han Z Q 1999 *Acta Phys. Sin.* **48** 291 (in Chinese) [韩志全 1999 物理学报 **48** 291]

[4] Yun G H, Yan J H, Ban S L 1992 *Phys. Rev. B* **46** 12045
 [5] Yun G H, Yan J H, Ban S L 1994 *Surf. Sci.* **318** 177
 [6] Qiao H Z, Ji X, Xu Z Z, Zhang K M 1993 *Acta Phys. Sin.* **42** 1317 (in Chinese) [乔皓、资剑、徐志中、张开明 1993 物理学报 **42** 1317]

- [7] Tang C H ,Cai M Q ,Yin Z ,Zhang M S 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 2931 (in Chinese) [唐春红、蔡孟秋、尹 真、张明生 2004 物理学报 **53** 2931]
- [8] Lu S C ,Wang X Z ,Tilley D R 1997 *Phys. Rev. B* **55** 12402
- [9] Wang X Z ,Tilley D R 1995 *Phys. Rev. B* **52** 13353
- [10] Barnas J 1990 *J. Phys : Condens. Matter* **2** 7173
- [11] Almeida N S ,Tilley D R 1990 *Sol. State. Comms.* **73** 23
- [12] Zhu R H ,Jia C ,Wang ,X Z 2006 *Phys. Lett. A* **355** 77

Retarded modes of lateral ferromagnetic/ferromagnetic superlattice *

Liu Yan-Fen^{1,2)} Liu Jing-Hui¹⁾ Jia Cheng¹⁾

1 *Department of Physics , Harbin Normal University ,Harbin 150025 ,China)*

2 *Department of Physics , Qiqihar University ,Qiqihar 161006 ,China)*

(Received 19 May 2007 ; revised manuscript received 15 July 2007)

Abstract

In this paper ,we calculated the retarded modes of semi-infinite lateral ferromagnetic/ ferromagnetic superlattice with the effective-medium theory. We took the Co/Ni system surface modes and bulk modes as the examples for the superlattice and found some interesting properties different from that of the lateral ferromagnetic/nonmagnetic superlattice. Lateral magnetic/magnetic superlattice have some complex retarded modes which are very common in the systems. Changing the ratio of the thicknesses of the ferromagnetic layers , the two branches of surface mode frequency and bulk mode frequency band can be adjusted consequently. This tailoring effect is related to the two ferromagnetic layers ' saturation magnetization values , and it is quite pronounced when the two saturation magnetization values are quite different from each other. If the difference between the tow values is large ,the tailoring effect of f_1 is more obvious. When the saturation magnetization value of the second ferromagnetic medium approaches to zero ,this system will become the magnetic/nonmagnetic superlattice. If in Maxwell equation $\epsilon = 0$,the retarded modes will transit to the ferromagnetic/ferromagnetic superlattice magnetostatic modes.

Keywords : ferromagnetic/ferromagnetic superlattice , retarded modes , effective-medium theory , spin spectrum

PACC : 7500 , 7530D , 7550R

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10374024) and the Educational Department of Heilongjiang Province , China (Grant No. 10551105).