文章编号：1007－4627(2002)01－0047－05

非线性偶极-交换表面自旋波的包络孤立子解*

徐 岩[1,3]，薛德胜[2]，苏 刚[1]，李希国[1]，左 维[1]，李发伸[2]

(1 中国科学院近代物理研究所，甘肃 兰州 730000；
2 兰州大学磁学与磁性材料教育部重点实验室，甘肃 兰州 730000；
3 中国科学院研究生院物理部，北京 100039)

摘 要：介绍了非线性表面自旋波理论研究的新进展，并对前人的理论做了推广，针对具有非均匀交换各向异性的偶极-交换铁磁介质的非线性表面自旋波的性质和行为进行了较为系统的理论研究.

关键词：表面自旋波；Landau-Lifshitz 方程；非线性 Schrödinger 方程；孤立子

中图分类号：O469 **文献标识码**：A

1 引言

通常静磁波激发是在外场中饱和磁化的石榴石薄片所固有的性质，原则上该系统是非线性的，这已被标准理论处理的基本方程所证明. 但是在通常推导系统色散关系的时候，由于非线性项被假定较之线性项要小得多，因此常常是被忽略的. 实验证明这种近似处理与实验结果在某种程度上是相符合的，但当输入功率超过了静磁波频率的某个极限时，这种非线性分布再不能被忽略了.

在实验上，首次观测到的自旋波包络孤立子($T=120$ ns，T 为输入脉冲的持续时间)是在研究垂直磁化表面自旋钉扎的 YIG 薄膜中的非线性偶极-交换体自旋波时所发现的. 关于偶极-交换自旋波孤立子参数的实验测量结果与从有耗散的非线性 Schrödinger 方程模型出发所做的理论估计预言完全吻合，该理论模型是 Lukomskii 等人研究铁磁性薄膜中的静磁波时首次推导出的. 静磁波包络孤立子是在磁性薄膜偶极-交换自旋波谱中位于偶极隙附近的微波频率段的高色散特殊区域中产生的. 在该区域，由于连续微波激发所引起的自旋波调制失稳和奇异呼吸子在实验上也已观测到. 文献[1]在研究垂直磁化的 YIG 膜中相当短脉冲($T<65$ ns)的偶极自旋波的衰减损耗时，对另外一种非线性效应，即自旋波包络孤立子也作了详细分析和阐述[1]，这种包络孤立子是非线性 Schrödinger 方程的解. 该实验[1]表明，垂直磁化 YIG 膜中短波段自旋波脉冲在振幅达到某一阈值时，其传播损耗要比同条件下长波的传播损耗小得多. 随后，有关表面自旋自由 YIG 膜准表面偶极-交换自旋波由于相当低的色散损耗而形成的包络孤立子在实验上[2]也相继被发现了.

Boardman 等[3]预言了在反铁磁薄膜中也存在自旋波孤立子，并给出了铁磁薄膜完整的微扰理论[4,5]，使得从第一原理计算表面自旋波的非线性波数移动成为可能. 该理论不仅保留了磁化强度的一阶和三阶项，还考虑了可能产生的二阶直流电磁场及二次谐波和三次谐波场. 随后，有人导出纯交换[6,7]和偶极-交换[8]铁磁体的非线性表面自旋波理论. 最近，Nash 等[9]基于对输出微波脉冲相轮廓的测量和分析，提出了一种新的分析静磁包络孤立子的方法.

上述文献仅考查了立方晶体或单轴晶体的情况，而对于对称性较低的晶体则很少有人研究[11,12]. 例如，对一般晶体，非均匀交换能表示为[10]

$$W_{\rm nex}=\frac{1}{2}\alpha_{ij}\frac{\partial \boldsymbol{M}}{\partial x_i}\frac{\partial \boldsymbol{M}}{\partial x_j},$$

收稿日期：2001－08－31；**修改日期**：2001－11－10

* **基金项目**：中国科学院"百人计划"基金；国家自然科学基金资助项目(19835050)；中国科学院知识创新工程重要方向性项目(KJCX2-SW-N11)

作者简介：徐 岩(1970－)，男(汉族)，山东汶上人，博士，讲师，从事凝聚态物理理论研究.

这里 α_{ij} 为非均匀交换张量，x_i 和 x_j 中，i、$j=1,2,3$ 代表 x，y、z．对立方晶体，只考虑最近邻交换作用 $W_{nex}=\alpha\nabla^2M/2$．而对我们要研究的正交晶体，非均匀交换能则表示为

$$W_{nex}=\frac{1}{2}\left[\alpha_1\left(\frac{\partial \boldsymbol{M}}{\partial x}\right)^2+\alpha_2\left(\frac{\partial \boldsymbol{M}}{\partial y}\right)^2+\alpha_3\left(\frac{\partial \boldsymbol{M}}{\partial z}\right)^2\right], \tag{1}$$

其中 α_1、α_2、α_3 分别为沿 x、y、z 方向的最近邻交换作用常量．

本文将介绍非线性表面自旋波理论研究的新进展，并对前人的理论做了推广，研究了具有非均匀交换各向异性偶极-交换铁磁体的非线性表面自旋波．基于 Akhiezer 等所给出的铁磁体自由能的表达式，引入了对应于正交晶系的非均匀交换各向异性项，利用该项导出了弱非线性近似下铁磁体的 Landau-Lifshitz 方程，得到了偶极-交换铁磁介质非线性表面自旋波的色散关系，并给出了自旋波包络振幅所遵从的一维非线性 Schrödinger 方程及其孤立子解．

2 基本方程

考虑一个半无限大的偶极-交换铁磁体，铁磁体的表面位于 xoy 平面，被一层理想金属所覆盖．在详细讨论之前，先给出一些基本方程及系统的边界条件．我们的研究方法仍然是从系统的总能出发，偶极-交换铁磁体在外场中的总能可表示如下：

$$F=\int \mathrm{d}V\left\{\frac{1}{2}\left[\alpha_1\left(\frac{\partial \boldsymbol{M}}{\partial x}\right)^2+\alpha_2\left(\frac{\partial \boldsymbol{M}}{\partial y}\right)^2+\alpha_3\left(\frac{\partial \boldsymbol{M}}{\partial z}\right)^2\right]-\frac{1}{2}\beta M_z^2-\boldsymbol{H}\cdot\boldsymbol{M}-\boldsymbol{H}_m\cdot\boldsymbol{M}\right\}, \tag{2}$$

式中 $\boldsymbol{M}$ 为磁化强度矢量；β 为各向异性常数；$\boldsymbol{H}_m$ 为偶极磁场；V 为铁磁体所占据空间的体积；$\boldsymbol{H}=\boldsymbol{H}_0-4\pi\boldsymbol{M}$ 是内部饱和磁场，其中 $4\pi\boldsymbol{M}$ 为退磁场，$\boldsymbol{H}_0$ 是外磁场．方程(2)中第一项为非均匀交换各向异性能，第二项为磁各向异性能，第三项为铁磁体在外场中的塞曼能，最后一项为偶极作用能．

假设外场沿各向异性轴 z 轴方向．使用无量纲化变量 $\boldsymbol{m}=\boldsymbol{M}/M_0$，$\boldsymbol{h}=\boldsymbol{H}/M_0=\boldsymbol{h}_0-4\pi\hat{z}$，$\boldsymbol{h}_m=\boldsymbol{H}_m/M_0$，其中 M_0 是饱和磁化强度．总自由能可以重新改写为

$$F=M_0^2\int \mathrm{d}V\left\{\frac{1}{2}\left[\alpha_1\left(\frac{\partial \boldsymbol{m}}{\partial x}\right)^2+\alpha_2\left(\frac{\partial \boldsymbol{m}}{\partial y}\right)^2+\alpha_3\left(\frac{\partial \boldsymbol{m}}{\partial z}\right)^2\right]-\frac{1}{2}\beta m_z^2-hm_z-\boldsymbol{h}_m\cdot\boldsymbol{m}\right\}. \tag{3}$$

有效磁场是总能 F 对 $\boldsymbol{m}$ 的微分，可以由方程(3)给出．

$$\boldsymbol{h}_{eff}=-\frac{1}{M_0^2}\frac{\delta F}{\delta \boldsymbol{m}}=\tilde{\nabla}^2\boldsymbol{m}+(\beta m_z+h-4\pi)\hat{z}+\boldsymbol{h}_m, \tag{4}$$

式中算符 $\tilde{\nabla}^2$ 为

$$\tilde{\nabla}^2=\alpha_1\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\alpha_2\frac{\partial^2}{\partial y^2}+\alpha_3\frac{\partial^2}{\partial z^2}. \tag{5}$$

方程(4)中的最后一项是偶极磁场，来源于铁磁体的偶极作用能．偶极磁场的表达式可以从相关的 Maxwell 方程寻找，在偶极近似下 Maxwell 方程可以表示为

$$\nabla\cdot(\boldsymbol{h}_m+4\pi\boldsymbol{m})=0, \tag{6a}$$

$$\nabla\times\boldsymbol{h}_m=0, \tag{6b}$$

因此我们可以引入静磁势 Ψ．

$$\boldsymbol{h}_m=\nabla\Psi, \tag{7a}$$

$$\nabla^2\Psi+4\pi\nabla\cdot\boldsymbol{m}=0, \tag{7b}$$

当铁磁体表面的自旋是自由的时，磁化强度遵从边界条件 $\partial\boldsymbol{m}^z/\partial z=0$，并且磁感应强度部分，$b=h_m+4\pi m$，在 $z=0$ 处为0，即

$$b_z=\left(4\pi m_z+\frac{\partial\Psi}{\partial z}\right)_z=0. \tag{8}$$

由于所感兴趣的是小振幅的非线性过程，磁化强度及静磁势对时间和空间的依赖可以写成一个常数部分(m_0,Ψ_0)加上一个小的随时间和空间变化的部分($\overline{m}$，$\overline{\Psi}$)，即

$$m=m_0+\overline{m}, \quad \Psi=\Psi_0+\overline{\Psi}, \tag{9}$$

式中 $\overline{m}=\overline{m}_x+\overline{m}_y$，$|\overline{m}|\ll|m_0|\approx1$；$\nabla\Psi_0=h_{m0}=-4\pi\hat{z}$，$\overline{\Psi}\ll\Psi_0$．这种 m 和 Ψ 的表达形式将在下文采用，并且在 $\overline{m}$ 和 $\overline{\Psi}$ 的展开式中只取到三阶小量．为了书写方便，我们将在下文中略去上标"－"．

铁磁体的动力学过程是由 Landau-Lifshitz 方程

$$\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{m}}{\mathrm{d}t}=-\omega_0[\boldsymbol{m}\times\boldsymbol{h}_{eff}] \tag{10}$$

描述的．将(4)式代入到方程(10)中给出

$$\frac{1}{\omega_0}\frac{\partial m_x}{\partial t}=m_y(\tilde{\nabla}^2 m_z+h_{mz})-(\tilde{\nabla}^2 m_y+\beta m_y+h+h_{my})m_z,$$

$$\frac{1}{\omega_0}\frac{\partial m_y}{\partial t}=-m_z(\tilde{\nabla}^2 m_x+h_{mx})-(\tilde{\nabla}^2 m_z+\beta m_z+h+h_{mz})m_x. \quad (11)$$

当取弱非线性近似，即 m_x，$m_y \ll m_z \approx 1-m_\perp^2/2$时，式中 $m_\perp^2=m_x^2+m_y^2$，利用 $\boldsymbol{h}_m=\nabla\Psi$，方程(11)变为

$$\frac{1}{\omega_0}\frac{\partial m_x}{\partial t}+(\beta+h-\tilde{\nabla}^2)m_y-\frac{\partial\Psi}{\partial y}=-m_y\frac{\partial\Psi}{\partial z}+\frac{1}{2}\left(m_y\tilde{\nabla}^2 m_\perp^2+\beta m_y m_\perp^2-m_\perp^2\tilde{\nabla}^2 m_y-m_\perp^2\frac{\partial\Psi}{\partial y}\right), \quad (12a)$$

$$\frac{1}{\omega_0}\frac{\partial m_y}{\partial t}+(\beta+h-\tilde{\nabla}^2)m_x+\frac{\partial\Psi}{\partial x}=-m_x\frac{\partial\Psi}{\partial z}+\frac{1}{2}\left(m_x\tilde{\nabla}^2 m_\perp^2+\beta m_x m_\perp^2-m_\perp^2\tilde{\nabla}^2 m_x-m_\perp^2\frac{\partial\Psi}{\partial x}\right), \quad (12b)$$

边界条件为

$$\nabla^2\Psi+4\pi\left(\frac{\partial m_x}{\partial x}+\frac{\partial m_y}{\partial y}+\frac{\partial m_z}{\partial z}\right)=0, \quad (13)$$

利用弱非线性条件马上可以给出

$$\nabla^2\Psi+4\pi\left(\frac{\partial m_x}{\partial x}+\frac{\partial m_y}{\partial y}\right)=2\pi\frac{\partial m_\perp^2}{\partial z}. \quad (14)$$

方程(12)和(14)中右边的高阶非线性项来源于铁磁介质的非线性和偶极场．边界条件变为

$$h_{mz}+4\pi m_z=0,$$

$$h_{mz}=-4\pi\left(1-\frac{m_\perp^2}{2}\right). \quad (15)$$

在零阶近似下，由于 $m_\perp^2 \ll 1$，$m_z=m_z^{(0)}=1$，边界条件为 $h_m^{(0)}=-4\pi$．在一阶近似下，由方程(15)可知边界条件为

$$\frac{\partial m^\pm}{\partial z}=0, \quad \frac{\partial\Psi}{\partial z}2\pi m_\perp^2. \quad (16)$$

利用磁化强度的循环变量表示 $m^\pm=m_x\pm \mathrm{i}m_y$ 和静磁势的循环变量表示 $\Phi^\pm=(\partial\Phi/\partial x)+\mathrm{i}(\partial\Phi/\partial y)=h_{mx}\pm \mathrm{i}h_{my}$，考虑到方程(16)，可以将方程(12a)和(12b)合写为关于 $m^\pm$、$\Phi^\pm$的一个方程

$$\pm\frac{\mathrm{i}}{\omega_0}\frac{\partial m^\pm}{\partial t}+(\beta+h-\tilde{\nabla}^2)m^\pm-\Phi^\pm=\frac{1}{2}\left[m^\pm\tilde{\nabla}^2 m_\perp^2+(\beta-\pi)m^\pm m_\perp^2-m_\perp^2\tilde{\nabla}^2 m^\pm\right]. \quad (17)$$

因为我们这里考虑的是表面自旋波，磁化强度和静磁势在 $z\to-\infty$时取值的有限性应加到边界条件(16)式，即当 $z\to-\infty$时，

$$|m_\pm|, \quad |\Psi|\to 0. \quad (18)$$

方程(12)和(17)分别是一组非线性耦合方程，要想求得解析解比较困难，在下文将作合理的近似，以便求得其解析解．

3　线性偶极-交换自旋波

首先研究表面被金属化的半无限大铁磁体线性表面自旋波的性质，忽略方程(17)右边的非线性项得：

$$\pm\frac{\mathrm{i}}{\omega_0}\frac{\partial m^\pm}{\partial t}+(\beta+h-\tilde{\nabla}^2)m^\pm-\Phi^\pm=0. \quad (19)$$

在线性近似下磁化强度和静磁势可以写成基波的线性组合，正比于 $\exp[\pm \mathrm{i}(\omega t-k_x x-k_y y-\varphi)]$，$\varphi$为一个自由的相位参量．假设方程(19)表面自旋波形式的解为

$$m^\pm=A^\pm\exp[\pm \mathrm{i}(\omega t-k_x x-k_y y-\varphi)],$$

$$\Phi^\pm=B^\pm\exp[\pm \mathrm{i}(\omega t-k_x x-k_y y-\varphi)], \quad (20)$$

式中 $A^\pm$和 $B^\pm$为振幅常数．将方程(20)代入到线性 Landau-Lifshitz 方程(19)得到

$$\omega_1=\omega_0(h+\beta+\alpha_1 k_x^2+\alpha_2 k_y^2-c), \quad (21)$$

这里 $c=|B|/|A|$为常数．与表面自旋自由的纯交换铁磁体[11,12](不考虑偶极作用)的线性体自旋波的色散关系 $\omega_1=\omega_0(h+\beta+\alpha_1 k_x^2+\alpha_2 k_y^2)$比较可知，相同条件下的偶极-交换自旋波的频率减小了一个常数 c，这与实验结果是相符合的，说明我们的近似是合理的．

4　非线性偶极-交换表面自旋波

当我们考虑方程(17)中的非线性项时，振幅

$A^{\pm}$与$B^{\pm}$、频率ω和波数k_x与k_y都应看成是非线性值. 假设方程(17)满足边界条件(16)式的解可以取下列形式:

$$m^{\pm}=A^{\pm}(z,t)\exp[\pm i(\omega_1 t-k_x x-k_y y-\varphi)],$$
$$\Phi^{\pm}=B^{\pm}(z,t)\exp[\pm i(\omega_1 t-k_x x-k_y y-\varphi)], \tag{22}$$

式中$\omega_1=\omega_0(h+\beta+\alpha_1k_x^2+\alpha_2k_y^2-c)$是偶极-交换自旋波谱中的线性体自旋波, $A(z,t)$是缓慢变化的包络振幅, 满足如下慢变幅近似:

$$\left|\frac{\partial A}{\partial t}\right|\ll|\omega_1 A|,\quad \left|\frac{\partial A}{\partial z}\right|\ll|kA|, \tag{23a}$$

$$\left|\frac{\partial A}{\partial x}\right|\ll|k_x A|,\quad \left|\frac{\partial A}{\partial y}\right|\ll|k_y A|. \tag{23b}$$

将解(22)式代入方程(17)并考虑不等式(23), 可以得到

$$\frac{i}{\omega}\frac{\partial A}{\partial t}-\alpha_3\frac{\partial^2 A}{\partial z^2}-\frac{|A|^2}{2}A(\beta-\pi+\alpha_1q_1^2+\alpha_2q_2^2)-B=0. \tag{24}$$

若B正比于A, 比例系数为$D=|A|^2C$, 则方程(24)可以重新改写为

$$\frac{i}{\omega}\frac{\partial A}{\partial t}-\alpha_3\frac{\partial^2 A}{\partial z^2}-\frac{1}{2}(\beta-\pi+\alpha_1q_1^2+\alpha_2q_2^2-C)|A|^2A=0, \tag{25}$$

边界条件为

$$\frac{\partial A}{\partial z}=0. \tag{26}$$

引入新的变量

$$a=\frac{A}{A_0}, \tag{27a}$$

$$\tau=\frac{1}{2}\omega_0 t(\beta-\pi-\alpha_1k_x^2+\alpha_2k_y^2-C)|A_0|^2, \tag{27b}$$

$$\lambda=z|A_0|\sqrt{(\beta-\pi-\alpha_1k_x^2+\alpha_2k_y^2-C)/4\alpha_3}. \tag{27c}$$

可以将方程(25)化解为标准的非线性Schrödinger方程:

$$-i\frac{\partial a}{\partial\tau}+\frac{1}{2}\frac{\partial^2 a}{\partial\lambda^2}+|a|^2a=0, \tag{28}$$

相应的边界条件变为

$$\frac{\partial a}{\partial z}=0. \tag{29}$$

符合边界条件(29)式的非线性Schrödinger方程(28)的单个孤立子解为

$$a(\lambda,\tau)=\sec h(\lambda)\exp i\left(-\frac{\tau}{2}+\varphi_0\right), \tag{30}$$

式中φ_0为一个自由相位, A_0为最大包络振幅. 考虑到方程(22), 非线性表面自旋波的色散关系为

$$\omega_2=\omega_0[(h+\beta-c+\alpha_1k_x^2+\alpha_2k_y^2)-\frac{1}{4}|A_0|^2(\beta-\pi+\alpha_1k_x^2+\alpha_2k_y^2-C)]. \tag{31}$$

方程(31)表明, 对于表面自旋自由的铁磁体非线性表面自旋波的频率比线性体自旋波的频率减小了一个因数$(1/4)|A_0|^2(\beta-\pi+\alpha_1k_x^2+\alpha_2k_y^2-C)$, 非线性频率移动为

$$\zeta=\left.\frac{\partial\omega}{\partial|A_0|^2}\right|_{k_{x0},k_{y0}}=\frac{1}{4}\omega_0(\beta-\pi+\alpha_1k_x^2+\alpha_2k_y^2-C), \tag{32}$$

与表面自旋自由的纯交换铁磁体非线性表面自旋波的频率移动[11,12]$\zeta=(1/4)\omega_0(\beta+\alpha_1k_x^2+\alpha_2k_y^2)$相比较, 偶极-交换铁磁体非线性表面自旋波的频率移动减小了.

5 结果与讨论

本文综述了非线性表面自旋波的发展现状, 研究了表面被金属化的半无限大铁磁体的线性和非线性表面自旋波. 利用静磁势和Maxwell关系, 导出了该系统在弱非线性近似下的Landau-Lifshitz方程和边界条件, 得到了该系统的线性和非线性色散关系, 并同表面自旋自由的纯交换铁磁体的结果作了对比. 结果表明, 相同条件下偶极-交换铁磁体的非线性表面自旋波的频率和频率移动要比纯交换铁磁体的要小, 这一结论与实验测量结果是吻合的.

参 考 文 献:

[1] De Gasperis P, Marcelli R, Miccoli G. Magnetostatic Soliton Propagation at Microwave Frequency in Magnetic Garnet Films [J]. Phys Rev Lett, 1987, **59**: 481—484.

[2] Kalinikos B A, Kovshikov N G, Slavin A N. Experimental

Observation of Magnetostatic Wave Envelope Solitons in Yttrium Iron Garnet Films [J]. Phys Rev, 1990, **B42**: 8 658—8 660.

[3] Boardman A D, Nikitov S A, Waby N A. Existence of Spin-wave Solitons in an Antiferromagnetic Film [J]. Phys Rev, 1993-II, **B48**: 13 602—13 606.

[4] Boardman A D, Gulyaev Yu V, Nikitov S A, *et al.* Nonlinear Waves in Ferromanetic Films: Nonlinear waves in solid state physics[M]. In: Boardman A D, Bertolotti M, Twardowski T ed. NATO ASI Series. New York: Plenum, 1991, **B247**: 235.

[5] Boardman A D, Wang Q, Nikitov S A, *et al.* Nonlinear Magnetostatic Surface Waves in Ferromagnetic Films [J]. IEEE Trans Magn, 1994, **30**: 14—22.

[6] Nikitov S A, Wallis R F. Theory of Nonlinear Surface Spin Waves [J]. Phys Rev, 1994-II, **B50**: 998—1 000.

[7] Bespytykh Yu I, Dikshtein I E, Nikitov S A. 3D Surface Precession Solitons (surface magnetic drops) in Uniaxial Magnets [J]. Phys Lett, 1994, **A184**: 198—203.

[8] Bespytykh Yu I, Dikshtein I E, Nikitov S A, *et al.* Nonlinear Self-localized Dipole-exchange Surface Spin Waves on Ferromagnetic Media [J]. Phys Rev, 1994-II, **B50**: 13 435—13 441.

[9] Nash J M, Kabos P, Staudinger R, *et al.* Phase Profiles of Microwave Magnetic Envelopes Solitons [J]. J Appl Phys, 1998, **83**: 2 689—2 699.

[10] Akhiezer A I, Bar' yakhtar V G, Peletminskii S V. Spin Waves [M]. North-Holland: Amsterdam, 1968.

[11] Xu Y, Su G, Xue D S, *et al.* Nonlinear Surface Spin Waves on Ferromagnetic Media with Inhomogeneous Exchange Anisotropies: Soliton solutions [J]. Phys Lett, 2001, **A279**: 385—390.

[12] Xu Y, Su G, Xue D S, *et al.* Theory of Nonlinear Surface Spin Waves on a Pure-exchange Ferromagnet [J]. Physica Scripta, 2001, **64**: 92—95.

Solitonic Solution of Nonlinear Dipole-exchange Surface Spin Waves*

XU Yan[1,3], XUE De-sheng[2], SU Gang[3], LI Xi-guo[1], ZUO Wei[1], LI Fa-shen[2]

(1 *Institute of Modern Physics, Chinese Academy of Sciences, Lanzhou* 730000, *China*;
2 *Key Laboratory for Magnetism and Magnetic Materials of the Ministry of Education, Lanzhou University, Lanzhou* 730000, *China*;
3 *Department of Physics, Graduate School, Chinese Academy of Sciences, Beijing* 100039, *China*)

Abstract: The new progress in the theoretical investigation on nonlinear surface spin waves is reviewed, and the theory mentioned above is generalized. A relatively systematical investigation on the behaviors and properties of the nonlinear surface spin waves in dipole-exchange ferromagnetic media with inhomogeneous exchange anisotropy is developed.

Key words: surface spin wave; Landau-Lifshitz equation; nonlinear Schrödinger equation; soliton

* **Foundation item**: One Hundred Talents Project of Chinese Academy of Sciences; National Natural Science Foundation of China (19835050); Chinese Academy of Sciences Knowledye Imovation Project(KJX2-N11)