01;05

Граничные волны в ферромагнитно упорядоченных двумерных массивах магнитных точек

© *П.В. Бондаренко*

Институт магнетизма НАН и МОН Украины, Киев, Украина
E-mail: paulvbond@gmail.com

Поступило в Редакцию 6 мая 2014 г.

Предсказано существование поверхностных мод, локализированных на границах массивов магнитных точек с намагниченностью, перпендикулярной плоскости массива. Численно и аналитически показано, что энергия возбуждения этих граничных мод лежит выше континуума мод, распространяющихся в массиве.

Развитие современной нанолитографии позволяет создавать регулярные массивы магнитных сверхструктур с большим числом наноразмерных элементов [1]. Особый интерес среди таких систем представляют двумерные решетки субмикронных магнитных частиц (массивы магнитных точек) на немагнитной подложке. Эти частицы расположены на расстояниях, много больших обменной длины материала, соответственно единственный источник взаимодействия между ними — магнитное дипольное взаимодействие (МДВ). Такие массивы важны для практических применений в системах высокоплотной магнитной записи [1,2]; они интересны для различных приложений в рамках новых направлений прикладной физики магнетизма, таких как магноника, спинтроника, физика магнонных кристаллов. Не менее важно, что такие системы представляют новую реализацию важных объектов фундаментальной физики магнетизма — дипольных магнетиков (см. обзор [3]).

Важно отметить, что все искусственные сверхструктуры являются хотя и большими, но конечными системами. Следует ожидать большей роли граничных элементов в формировании свойств системы, поэтому анализ роли границ образца для конечных 2D-систем представляет большой интерес. Наличие границ в произвольной периодической структуре означает, что система теряет трансляционную симметрию в направлении, ортогональном границе. Это понижение симметрии системы дает нам право ожидать появления качественно новых, локализованных на границе решений типа таммовских состояний [4,5]. Обычно такие состояния исследуют в случае учета малого числа взаимодействующих соседей, например, простого приближения взаимодействия только ближайших соседей [5]. При этом фактически важно локальное уменьшение величины координационного числа около поверхности. Для дипольно-связанных систем можно ожидать, что этот эффект не так важен, как для систем с близкодействием. С другой стороны, в силу дальнодействующего характера МДВ иные эффекты ограниченности системы, проявляющиеся в появлении макроскопических неоднородных полей, могут быть гораздо более существенными. Поэтому вопрос о характере основного состояния и локализации мод на поверхности для конечных систем с дальнодействием представляет особый интерес.

Для локализованной на границе волны амплитуда колебаний на данном узле зависит от дискретного аргумента (номера узла) и описывается соответствующим матричным уравнением [5]. Наличие границы можно рассматривать как некоторое локальное возмущение. Для дальнодействия ранг матрицы является большим, и точная задача с учетом дальнодействия проанализирована численно. Для получения аналитической оценки использовано приближение ближайших соседей. Оказалось, что это простое приближение отражает важные черты проблемы.

Рассмотрим массив магнитных частиц в форме полубесконечной квадратной решетки в плоскости xy, граница массива параллельна направлению (10) (оси y). Гамильтониан системы имеет вид

$$H = \frac{1}{2a^3} \sum_{\substack{\mathbf{l}(l_x \geqslant 0) \\ \mathbf{n}(n_x \geqslant 0)}} \frac{\mathbf{r}_{\mathbf{ln}}^2 \mathbf{m}_\mathbf{l} \mathbf{m}_\mathbf{n} - 3(\mathbf{r}_\mathbf{ln}\mathbf{m}_\mathbf{l})(\mathbf{r}_\mathbf{ln}\mathbf{m}_{\mathbf{1}+\delta})}{|\mathbf{r}_\mathbf{ln}|^5} - \sum_{\mathbf{l}(l_x \geqslant 0)} \left(\frac{1}{2} B(m_l^z)^2 + H_0 m_l^z \right), \tag{1}$$

где $\mathbf{n} = n_x \mathbf{e}_x + n_y \mathbf{e}_y$ и $\mathbf{l} = l_x \mathbf{e}_x + l_y \mathbf{e}_y$ — двумерные целочисленные векторы трансляции, вектор $\mathbf{r}_{ln} = \mathbf{n} - \mathbf{l}$ — разность этих векторов; a — постоянная решетки массива; H_0 — внешнее магнитное поле, направленное перпендикулярно плоскости системы, дипольные суммы вычисляются от границы массива ($l_x = 0$). Константа $B > 0$ описывает анизотропию отдельной частицы с легкой осью, перпендикулярной плоскости системы. Будем считать, что в основном состоянии магнитные моменты всех частиц параллельны и ортогональны плоскости массива, что реализуется при достаточно сильном поле [6]. Отметим, что эта же модель применима для описания массива частиц в вихревом состоянии [6], вихревое состояние является конусным при наличии поля [7].

Линейные колебания намагниченности в системе удобно рассматривать с помощью канонического преобразования классических величин m_l^x, m_l^y, аналогичного методу вторичного квантования, для классических амплитуд a_l, $a_l^\dagger$:

$$m_l^x = \sqrt{\mu_B m_0}(a_l^\dagger + a_l); \quad m_l^y = i\sqrt{\mu_B m_0}(a_l^\dagger - a_l); \quad m_l^z = m_0 - 2\mu_B a_l^\dagger a_l. \tag{2}$$

Далее, согласно процедуре, изложенной в [8], будем искать амплитуду $\alpha_\eta^\dagger$ некоторой η-й собственной моды полубесконечного массива в виде линейной комбинации магнонных операторов рождения и уничтожения на узлах:

$$\alpha_\eta^\dagger = \sum_{\mathbf{l}(l_x \geqslant 0)} \left\{u_\eta(\mathbf{l})a_l^\dagger + v_\eta(\mathbf{l})a_l\right\}. \tag{3}$$

Частоты и амплитуды собственных мод могут быть получены из уравнения движения $d\alpha_\eta^\dagger/dt = i[H/\hbar, \alpha_\eta^\dagger]$. Поскольку $\alpha_\eta^\dagger$ — оператор рождения колебания собственной моды гамильтониана (1), то $d\alpha_\eta^\dagger/dt = i\Omega_\eta\alpha_\eta^\dagger$, где Ω_η — искомая частота собственной моды магнитных колебаний массива. Так как трансляционная симметрия вдоль оси y не нарушена, то можно использовать теорему Блоха и представить узловые значения коэффициентов $u(\mathbf{l})$ и $v(\mathbf{l})$ в следующем виде:

$$u_\mathbf{l} = \frac{1}{\sqrt{N_y}}\sum_k u_k(l_x)e^{ikl_y}, \quad v_\mathbf{l} = \frac{1}{\sqrt{N_y}}\sum_k v_k(l_x)e^{ikl_y}, \tag{4}$$

где величина k имеет смысл компоненты квазиимпульса вдоль границы массива. С учетом (3) и (4) система уравнений для $u_k(l_x)$ и $v_k(l_x)$ примет обычный для одномерной решетки матричный вид:

$$\Omega_\eta \mathbf{u}_k(n) = \mathbf{A}(n)\mathbf{u}_k(n) + \sum_{m \geqslant -n} \mathbf{B}_k(m)\mathbf{u}_k(n+m), \tag{5}$$

где введены следующие обозначения для соответствующих матриц и их коэффициентов:

$$\mathbf{A}(n) = \begin{pmatrix} A(n) & 0 \\ 0 & -A(n) \end{pmatrix}, \ \mathbf{u}_k(n) = \begin{pmatrix} u_k(n) \\ v_k(n) \end{pmatrix}, \ \mathbf{B}_k(m) = \begin{pmatrix} B_k(m) & -C_k(m) \\ C_{-k}(m) & -B_k(m) \end{pmatrix},$$

$$A(n) = h + \beta - \sum_{\mathbf{l}(l_x \geqslant -n)} |\mathbf{l}|^{-3}, \quad B_k(m) = \frac{1}{2} \sum_{l_y} \frac{e^{ikl_y}}{(m^2 + l_y^2)^{3/2}},$$

$$C_k(m) = \frac{3}{2} \sum_{l_y} \frac{(m + il_y)^2}{(m^2 + l_y^2)^{5/2}} e^{ikl_y}.$$

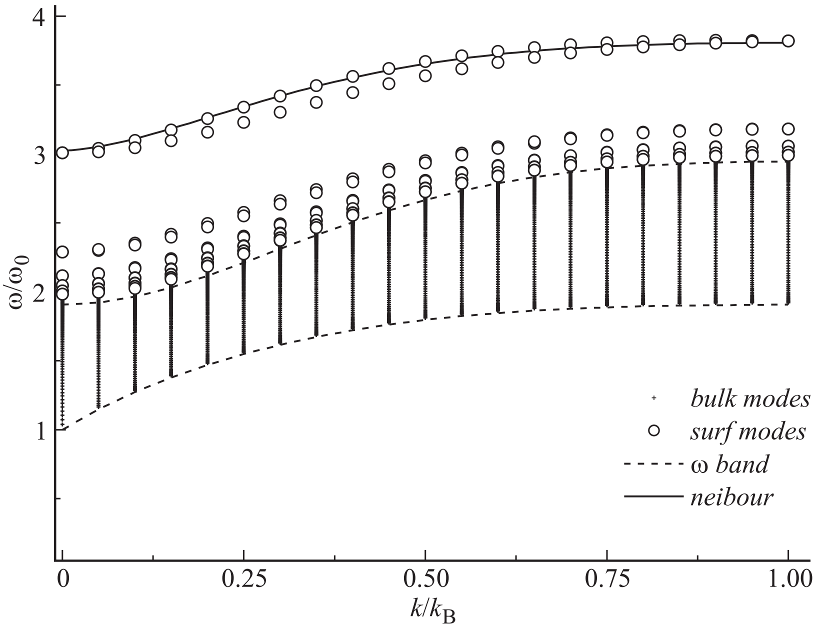
Слагаемое $A(n)$ описывает эффективное статическое размагничивающее поле, создаваемое элементами массива в n-м узле. Коэффициенты $B_k(m)$ и $C_k(m)$ описывают взаимодействие между магнитными волнами с импульсом k, распространяющимся в n-м и $(n + m)$-м слоях массива, параллельных границе.

Для системы с конечным числом N взаимодействующих соседей система (5) содержит N уравнений [5]. Формально для МДВ эта система является бесконечной. Ее численное решение для большого числа $(N = 100)$ взаимодействующих рядов частиц представлено на рисунке, оно характеризуется большим количеством локальных мод, расположенных выше континуума „объемных мод", найденных в работах [9,10]. Точность расчета и проведенный анализ не позволяют сделать окончательный вывод о числе таких локальных мод.

Чтобы разобраться в этой сложной ситуации, для качественного анализа состояний рассмотрим приближенное решение данной задачи, учитывая только взаимодействия ближайших рядов частиц, параллельных поверхности. В этом случае следует искать в виде $\mathbf{u}_k(n) = e^{-p_k n}\mathbf{u}_k(0)$, и решение задачи сводится к анализу двух уравнений: для граничного слоя $(n = 0)$ и „объемного" уравнения с $n = 1$ (см. [11]). В результате получаем систему двух уравнений для неизвестных p_k и Ω_η:

$$\begin{cases} \det\left[\mathbf{I}\Omega_\eta + \mathbf{A}(0) + \mathbf{B}_k(0) + \mathbf{B}_k(1)e^{-p_k}\right] = 0 \\ \det\left[\mathbf{I}\Omega_\eta + \mathbf{A}(\infty) + \mathbf{B}_k(0) + \mathbf{B}_k(1)e^{-p_k} + \mathbf{B}_k(-1)e^{p_k}\right] = 0. \end{cases} \tag{6}$$

Частоты локальных мод определяются условием $\mathrm{Re}p_k > 0$. В приближении взаимодействия ближайших соседей в системе возникает одна локализованная мода, расположенная выше непрерывного спектра, ее закон дисперсии показан жирной сплошной линией на рисунке. Эта зависимость практически совпадает с найденными численно частотами той локальной моды, которая наиболее сильно отщепляется от континуума.



Частоты собственных мод ограниченного по направлению $(0,1)$ массива магнитных точек для значения параметра $(B + H/m_0)a^3 = 16.55$. Плюсы обозначают полосу частот объемных мод, круги соответствуют локализованным на границе модам. Штрихпунктиром обозначена спектральная полоса частот объемных мод неограниченного массива, полученная в статье [9], сплошной линией — аналитическая оценка частоты поверхностной моды в приближении ближайших соседей.

Таким образом, в системе магнитных частиц с дипольным взаимодействием существуют особые состояния, локализованные на границе, частоты которых лежат выше континуума стандартных коллективных мод. Частота основной (наиболее сильно отщепленной) моды хорошо описывается в простейшем приближении ближайших соседей. Это означает, что такое простое приближение может быть хорошим экспресс-методом качественного исследования локальных мод. В частности, такой анализ может быть полезным для исследования массивов частиц в вихревом состоянии, в котором для мод с различными значениями азимутального числа взаимодействие может быть не только дипольным, но и квадрупольным, октупольным и так далее [9,12]. Специфика дальнодействия проявляется в том, что в системе возникают дополнительные локализованные состояния с частотами, находящимися между частотой „основной“ локализованной моды, получаемой также в приближении ближайших соседей, и континуумом частот объемных мод. Таким образом, при уменьшении внешнего упорядочивающего магнитного поля неустойчивыми (частота проходит через нуль и становится мнимой) сначала становятся объемные магнонные состояния. Это соответствует результату, полученному с помощью методов минимизации энергии в [13], согласно которому разрушение насыщенного состояни всегда начинается вдали от границ.

Автор выражает искреннюю благодарность Б.А. Иванову за просмотр рукописи и ценные советы, которые были учтены при ее доработке.

Работа поддержана совместным грантом Российского и Украинского фондов фундаментальных исследований (Ф53.2/045).

Список литературы

[1] *Ross C.A., Hwang M., Shima M.* et al. // Phys. Rev. B. 2002. V. 65. N 14. A.N. 144 417.
[2] *Skomski R.* // J. Phys.: Cond. Matt. 2003. V. 15. N 20. P. R841–R896.
[3] *Иванов Б.А.* // ФНТ. 2005. Т. 31. № 8–9. С. 841–884.
[4] *Wolfram T., DeWames R.E.* // Progress in Surface Science. 1972. V. 2. P. 233–330.
[5] *Лифшиц И.М., Пекар С.И.* // УФН. 1955. Т. 56. № 4. С 531.
[6] *Bishop J.E.L., Galkin A.Yu., Ivanov B.A.* // Phys. Rev. B. 2002. V. 65. N 17. A.N. 174 403.
[7] *Ivanov B.A., Wysin G.M.* // Physical Review B. 2002. V. 65. N 13. A.N. 134 434.
[8] *Mills D.L., Saslow W.M.* // Physical Review. 1968. V. 171. N 2. P. 488–506.
[9] *Galkin A.Y., Ivanov B.A., Zaspel C. E.* // Phys. Rev. B. 2006. V. 74. N 14. A.N. 144 419.
[10] *Bondarenko P.V., Galkin A.Y., Ivanov B.A., Zaspel C.E.* // Phys. Rev. B. 2010. V. 81. N 22. A.N. 224 415.
[11] *Ivanov B.A., Zaspel C.E., Merkulov A.Y.* // J. Appl. Phys. 2001. V. 89. N 11. P. 7198.
[12] *Awad A.A., Aranda G.R., Dieleman D., Guslienko K.Y., Kakazei G.N., Ivanov B.A., Aliev F.G.* // Appl. Phys. Lett. 2010. V. 97. N 13. A.N. 132 501.
[13] *Галкин А.Ю., Иванов Б.А., Меркулов А.Ю.* // ЖЭТФ. 2005. Т. 128. № 6. С. 1260.