

01;05.2;05.4

©1995

НОВЫЙ ТИП НЕОДНОРОДНОГО МАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА В 2N-СЛОЙНОЙ МАГНИТНОЙ СВЕРХРЕШЕТКЕ

С.В. Тарасенко

До сих пор традиционно считалось, что особенности спектра коллективных спин-волновых возбуждений магнитных сверхрешеток (СР), состоящих из магнитного и немагнитного материалов, определяются прежде всего магнитодипольным межслоевым взаимодействием ^[1,2]. Однако если немагнитный слой в СР относится к числу ВТСП материалов и его толщина значительно больше лондоновской глубины проникновения, то в таких СР при температуре ниже сверхпроводящего перехода на магнитодипольный механизм коллективизации спин-волновых возбуждений в СР перестает работать.

В данной работе впервые найдены необходимые условия, при выполнении которых в конечной магнитной СР типа "магнетик" (среда 1) — "ВТСП материал" (среда 2) возможно резонансное возбуждение нового класса распространяющихся безобменных спин-волновых возбуждений как объемного, так и поверхностного типа, независимо от сверхпроводящих свойств немагнитного слоя. Пусть СР представляет собой совокупность N магнитных слоев толщиной d_1 каждый, разделенных между собой слоями немагнитного ВТСП материала толщиной $d_2 \gg \lambda$ (λ — лондоновская глубина проникновения). В соответствии с реальной экспериментальной ситуацией, полагаем, что сама СР расположена на подложке толщиной t (среда 3) и имеет с ней непрерывный акустический контакт. Что же касается второй внешней поверхности СР, то на ней имеет место граничное условие $\sigma_{ik} n_k = \hat{\sigma}_S(\mathbf{r}_\perp t)$ (\mathbf{n} — нормаль к поверхности раздела слоев). Здесь тензор упругих поверхностных напряжений $\hat{\sigma}_S(\mathbf{r}_\perp, t)$ описывает неоднородное в плоскости пленки $\mathbf{r}_\perp \perp \mathbf{n}$ поле упругих напряжений, создаваемых внешним источником. На границе магнитного и немагнитного слоев выполнены условия акустической сплошности, внешние поверхности такой слоисто-периодической структуры свободны от напряжений, а вектор упругих смещений \mathbf{u} в такой сверхструктуре с периодом $d = d_1 + d_2$ удовлетворяет теореме Флоке с волновым вектором \mathbf{k} . В качестве примера магнитной среды рассмотрим двухподре-

точную модель [3] легкоплоскостного антиферромагнетика (ЛП, АФМ, ХУ — легкая плоскость) во внешнем магнитном поле $\mathbf{H} \parallel OX$. Поскольку известно, что при достаточно слабых магнитных полях в спектре спин-волновых возбуждений ЛП АФМ одновременно имеет место эффект обменного усиления влияния магнитоупругого взаимодействия и обменного ослабления магнитодипольного взаимодействия [4], то последним можно в данной задаче пренебречь. Для наглядности и простоты расчетов магнитоупругие и упругие свойства такой модели СР будем предполагать изотропными, но различными для сред 1, 2 и 3. Поскольку мы анализируем случай слабых магнитных полей, то для анализа влияния динамического магнитоупругого взаимодействия на спектр спин-волновых возбуждений с хорошей точностью можно ограничиться рассмотрением только низкочастотной ветви спектра ЛП АФМ, которой соответствуют колебания вектора антиферромагнетизма $\mathbf{l} = \mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2$ в плоскости ХУ вблизи равновесной ориентации $\mathbf{l} = l_0 \parallel OY$. Анализ показал, что новый тип распространяющихся безобменных спиновых волн возникает в случае, когда частота спин-волновых возбуждений ω , период СР d и волновой вектор k удовлетворяют критерию эластостатичности [5]

$$\omega \ll sd^{-1}. \quad (1)$$

В этом случае уравнение для поверхности волновых векторов распространяющихся спин-волновых колебаний с учетом неоднородного и магнитоупругого взаимодействия имеет вид

$$c^2 k^2 = \omega^2 - \omega_H^2 - \omega_{me}^2 (\cos^2 \vartheta + (1 - c_i^2/c^2 l) \sin^2 \vartheta \sin^2 2\varphi), \quad (2)$$

$$\sin^2 \vartheta = k^2 x/k^2; \quad \operatorname{tg}^{-2} \varphi = k_x^2/k_y^2,$$

(где c^2 , c_i^2 , c_t^2 — соответственно фазовые скорости распространения спиновой, продольной упругой и поперечной упругой волн в неограниченном ЛП АФМ; ω_{me} и ω_H — определяют соответственно вклад магнитоупругого взаимодействия и внешнего магнитного поля в спектр однородного АФМР [4]). Анализ показал, что изменение формы поверхности волновых векторов (вплоть до образования участков с отрицательной кривизной) связано с формированием в условиях (1) косвенного спин-спинового взаимодействия через поле эластостатических фононов. Изменение формы поверхности волновых векторов приводит в условиях (1) к формированию нового “эластостатического” класса распространяющихся объемных спиновых волн как прямого ($k_{\parallel} \partial \omega / \partial k_{\parallel} > 0$), так и обратного ($k_{\parallel} \partial \omega / \partial k_{\parallel} < 0$) типа

(k_{\parallel} — проекция волнового вектора на плоскость пленки). Дисперсионные свойства данного типа магнитных возбуждений в безобменном приближении $c^2 k_{\parallel}^2 \ll \omega_{me}^2$ определяются величиной магнитоупругой связи спиновой и упругой подсистем. В этом приближении для расчета спектра коллективных спин-волновых возбуждений эластостатического типа, распространяющихся вдоль поверхности СР, содержащей N периодов, удобно использовать метод T -матриц 2×2 [6]. Расчет показал, что на свободной поверхности СР фурье-компонента вектора свободной поверхности СР $\mathbf{u}(\omega, \mathbf{k}_{\parallel})$ линейно связана с фурье-компонентами тензора поверхностных упругих напряжений $\hat{\sigma}_S(\omega, \mathbf{k}_{\parallel})$:

$$\mathbf{u}(\omega, k_{\parallel}) = \hat{R}(\omega, \mathbf{k}_{\parallel}) \hat{\sigma}_S(\omega, \mathbf{k}_{\parallel}). \quad (3)$$

Функция-отклик $\hat{R}(\omega, \mathbf{k}_{\parallel})$ в частном случае $\mathbf{k} \in YZ$, $u_x \neq 0$, $\hat{\sigma}_S = \sigma_{xz}(n \parallel OZ)$ или $\hat{\sigma}_S = \sigma_{yz}(n \parallel OY)$ представлена в виде ($c_{\alpha} = \cos k_{\alpha} d_{\alpha}$; $s_{\alpha} = \sin k_{\alpha} d_{\alpha}$; $\alpha = 1, 2$; μ_p — модуль сдвига в среде $p = 1, 2, 3$):

$$\hat{R}(\omega, k_{\parallel}) = \left(M_{11} - M_{12} \mu_3 k_{\parallel} \operatorname{th}(k_{\parallel} t) \right) / \left(M_{21} - M_{22} \mu_3 k_{\parallel} \operatorname{th}(k_{\parallel} t) \right), \quad (4)$$

$$M_{ii} = m_{ii} \frac{\sin(N-1)\kappa d}{\sin \kappa d} - \frac{\sin(N-2)\kappa d}{\sin \kappa d},$$

$$M_{ij} = m_{ij} \frac{\sin(N-1)\kappa d}{\sin \kappa d}, \quad i \neq j, \quad (5)$$

$$m_{ii} = \mu_1^{-1} \mu_2^{-1} \{ \mu_i c_i \mu_j c_j - \mu_j^2 k_i^{-1} s_i k_j s_i \}, \quad i \neq j, \quad i, j = 1, 2,$$

$$m_{21} = \mu_1^{-1} \mu_2^{-1} \{ \mu_1 k_1 s_1 \mu_2 c_2 + \mu_2^2 c_1 k_2 s_2 \},$$

$$m_{12} = \mu_1^{-1} \mu_2^{-1} \{ \mu_1 k_1^{-1} s_1 \mu_2 c_2 + \mu_1^2 c_1 k_2^{-1} s_2 \},$$

где

$$k_2^2 = k_{\parallel}^2 \frac{\omega^2 - \omega_H^2 - \omega_{me}^2}{\omega^2 - \omega_H^2} > 0; \quad k_{\parallel}^2 = k_z^2; \quad k_1^2 = -k_{\parallel}^2, \quad \mathbf{n} \parallel OY, \quad (6)$$

$$k_2^2 = k_{\parallel}^2 \frac{\omega^2 - \omega_H^2}{\omega^2 - \omega_H^2 - \omega_{me}^2} > 0, \quad k_{\parallel}^2 = k_y^2, \quad k_1^2 = -k_{\parallel}^2, \quad \mathbf{n} \parallel OZ.$$

Анализ показывает, что при фиксированном номере эластостатической моды в каждом из N магнитных слоев (среда 1) в рассматриваемой сверхструктуре возможно резонансное возбуждение N мод объемных спин-волновых колебаний эластостатического типа. Что же касается дополнительно корня (3)–(6), также определяемого условием

$\hat{R}(\omega, \mathbf{k}_{\parallel}) = \infty$, то он соответствует распространяющейся вдоль слоев поверхностной эластостатической спиновой моде, локализованной вблизи поверхности СР. Данный тип магнитных возбуждений составлен из волноводных мод эластостатического типа в каждом из магнитных слоев СР, что делает его аналогом таммовских уровней [6]. Необходимо отметить, что в рамках рассматриваемой граничной задачи возбуждение поверхностной эластостатической спин-волновой моды СР возможно и в отсутствие подложки ($\mu_3 \rightarrow 0$).

Список литературы

- [1] Grunberg P., Mika K. // Phys. Rev. B. 1983. V. 27. N 5. P. 2955–2965.
- [2] Grunberg P., Mika K. // Phys. Rev. B. 1985. V. 31. N 7. P. 4465–4471.
- [3] Иванов Б.А., Лапченко В.Ф., Сукстанский А.Л. // ФТТ. 1985. Т. 27. В. 1. С. 173–180.
- [4] Туров Е.А., Шаэров В.Г. // УФН. 1983. Т. 140. В. 3. С. 429–462.
- [5] Сиротин Ю.И., Шаскольская М.П. Основы кристаллофизики. М.: Наука, 1979. 297 с.
- [6] Басс Ф.Г., Булгаков А.А., Тетерев А.П. Высокочастотные свойства полупроводников со сверхрешетками. М.: Наука, 1989. 288 с.

Донецкий физико-технический
институт АН Украины

Поступило в Редакцию
9 августа 1994 г.