

©1994

ФОНОННЫЙ МЕХАНИЗМ ФОРМИРОВАНИЯ СПИН-ВОЛНОВЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ В МАГНИТНОЙ СВЕРХРЕШЕТКЕ

С. В. Тарасенко

На примере магнитной сверхрешетки, состоящей из чередующихся слоев магнитного и немагнитного материалов, показано, что косвенное спин-спиновое взаимодействие через поле виртуальных фононов может приводить к новому типу безобменных распространяющихся как поверхностных, так и объемных коллективных спин-волновых возбуждений в магнитной сверхрешетке.

Успехи технологии в изготовлении высококачественных многослойных магнитных структур стимулировали, как известно, активное экспериментальное и теоретическое изучение магнитных сверхрешеток — системы одинаковых магнитных слоев толщиной d_1 , разделенных немагнитными прослойками одинаковой толщиной d_2 [1-4]. Как известно, такая структура при достаточно большом числе периодов обнаруживает свойство трансляционной симметрии с периодом трансляции $d = d_1 + d_2$, а спектр ее линейных возбуждений обладает зонной структурой. Однако до сих пор в качестве единственно возможного механизма формирования коллективных спиновых возбуждений в такой структуре рассматривалось только косвенное спин-спиновое взаимодействие магнитных моментов через дальнедействующее магнитодипольное поле в немагнитных прослойках сверхрешетки. Следовательно, в случае, когда немагнитная прослойка в такой сверхрешетке обладает проводящими свойствами и ее толщина d_2 больше глубины скин-эффекта, рассматриваемый тип коллективных магнитных возбуждений в такой сверхрешетке не реализуется.

Цель данной работы состоит в изучении условий реализации в магнитной сверхрешетке нового класса коллективных линейных спин-волновых возбуждений, индуцированного магнитоупругим взаимодействием. В качестве примера магнитной среды рассмотрим двухподрешеточную (M_1 — намагниченности подрешеток) модель легкоплоскостного (XY — легкая плоскость) антиферромагнетика (ЛП АФМ), в которой, как известно, в слабых магнитных полях (по сравнению с обменным) в спектре спиновых волн одновременно с обменным ослаблением дипольных эффектов имеет место обменное усиление эффектов магнитоупругих [5]. В терминах векторов ферро- и антиферромагнетизма (\mathbf{m}) и (\mathbf{l}) при $|\mathbf{m}| \ll |\mathbf{l}|$ плотность термодинамического потенциала рассматриваемой модели ЛП АФМ (W), учитывающей, кроме

спин-спинового W_m , также магнитоупругое W_{me} и упругое W_e взаимодействие, можно представить в виде

$$W = W_m + W_{me} + W_e, \quad (1)$$

$$W_m = 2M_0^2 \left\{ \frac{1}{2} \delta \mathbf{m}^2 + \frac{\alpha}{2} \left(\frac{\partial l}{\partial x_i} \right)^2 + \frac{1}{2} a l_z^2 - \mathbf{m} \mathbf{h} \right\},$$

$$W_{me} = 2M_0^2 \gamma l_i l_k u_k, \quad \mathbf{m} = \frac{M_1 + M_2}{2M_0}, \quad l = \frac{M_1 - M_2}{2M_0},$$

$$W_e = \frac{1}{2} \lambda u_{ii}^2 + \mu u_{ik}^2,$$

где δ , α , a — соответственно константы однородного обмена, неоднородного обмена и магнитной анизотропии; γ — константа магнито-стрикции; λ , μ — постоянные Ламэ; $\mathbf{h} = \mathbf{H}M_0$ — внешнее магнитное поле; u_{ik} — тензор деформаций; M_0 — намагниченность насыщения одной подрешетки.

Поскольку магнитоупругую и упругую энергии АФМ мы для наглядности выбрали изотропными, то полная система динамических уравнений будет состоять из уравнений Ландау-Лифшица для векторов \mathbf{m} и \mathbf{l} и уравнения Навье для вектора смещений решетки \mathbf{u} . На границах магнитного и немагнитного слоев будем считать выполненными условия акустической сплошности рассматриваемой магнитной сверхрешетки ($i, k = x, y, z$)

$$\sigma_{ik}^{(1)} = \sigma_{ik}^{(2)}, \quad u_i^{(1)} = u_i^{(2)}. \quad (2)$$

Помимо указанных условий вектор смещений \mathbf{u} в сверхструктуре с периодом $d = d_1 + d_2$ должен удовлетворять теореме Флоке

$$u_i(d) = u_i(0) \exp(i\mathbf{k}d), \quad (3)$$

\mathbf{k} — блоховское волновое число рассматриваемой сверхструктуры.

Пусть внешнее магнитное поле H направлено вдоль оси OX , в равновесном состоянии $\mathbf{l} = l_0 \parallel OY$, тогда как $\mathbf{m} \parallel OX$. Анализ дисперсионного уравнения, определяющего в модели неограниченного ЛП АФМ спектр связанных магнитоупругих колебаний при произвольной относительной ориентации волнового вектора \mathbf{k} и равновесного направления вектора \mathbf{l} , позволяет сделать вывод о том, что если частота спин-волновых колебаний ω удовлетворяет критерию эластостатичности [6] (\mathbf{k} — проекция волнового вектора спиновых колебаний на границу слоев, s — минимальная фазовая скорость распространения упругих волн в неограниченном кристалле)

$$\omega \ll s\mathbf{k}, \quad (4)$$

то в спектре спиновых волн формируется квазинеаналитичность в пространстве волновых векторов ($\mathbf{k}^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2$)

$$\omega^2 = \omega_H^2 + \omega_{me}^2 \left\{ \frac{k_z^2}{k^2} + (1 - \mu)/(\lambda + 2\mu) \frac{k_x^2 k_y^2}{k^4} \right\} + c^2 \mathbf{k}^2, \quad (5)$$

где ω_H — активация низкочастотной ветви спектра неограниченного ЛП АФМ, ω_{me} — магнитоупругая щель в спектре однодального АФМР, c — минимальная фазовая скорость распространения спиновых волн [5].

Физическим механизмом, ответственным за формирование такой особенности, является косвенное спин-спиновое взаимодействие через дальнедействующее поле квазистатических упругих деформаций. В дальнейшем ограничимся анализом случая, когда волновой вектор \mathbf{k} лежит в плоскости YZ (случай $\mathbf{k} \in XZ$ рассматривается аналогично с точностью до замены $y \rightarrow x$), и исследуем влияние указанного механизма на формирование коллективных спин-волновых возбуждений в магнитной сверхрешетке с нормалью к границе раздела слоев $\mathbf{n} \in YZ$. Будем считать, что эластостатический критерий [4] выполнен как для магнитной, так и немагнитной сред. Для удобства расчетов, следуя [7], удобно ввести T -матрицу преобразований, связывающую смещения решетки $u_x(\xi) = u$ и компоненты тензора напряжений $\sigma = \sigma_{x\xi} = \partial u_x / \partial \xi$ (ξ — координата вдоль нормали к поверхности слоев структуры) в начале и в конце одного периода рассматриваемой сверхрешетки ($\nu = 1, 2$)

$$\begin{pmatrix} u(0) \\ \sigma(0) \end{pmatrix} = T \begin{pmatrix} u(d) \\ \sigma(d) \end{pmatrix}, \quad T = \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{pmatrix}, \quad (6)$$

$$\begin{aligned} m_{11} &= \mu_1^{-1} \tilde{\mu}_2^{-2} \left\{ \mu_1 c_1 \tilde{\mu}_2 c_2 - \tilde{\mu}_2 k_2^{-1} s_1 \tilde{\mu}_2 k_2 s_2 \right\}, \\ m_{22} &= \mu_1^{-1} \tilde{\mu}_2^{-2} \left\{ -\mu_1 k_1 c_1 \mu_1 k_2^{-1} c_2 + \mu_1 \tilde{\mu}_2 c_1 c_2 \right\}, \\ m_{12} &= \mu_1^{-1} \tilde{\mu}_2^{-2} \left\{ -\mu_1 c_1 k_2^{-1} \mu_1 s_2 - \tilde{\mu}_2 k_1^{-1} s_1 \mu_1 c_2 \right\}, \\ m_{21} &= \mu_1^{-1} \tilde{\mu}_2^{-2} \left\{ \mu_1 s_1 k_1 \tilde{\mu}_2 c_2 + \tilde{\mu}_2 c_1 \tilde{\mu}_2 k_2 s_2 \right\}, \end{aligned} \quad (7)$$

$$c_\nu = \cos k_\nu d_\nu, \quad s_\nu = \sin k_\nu d_\nu,$$

$$\omega^2 = \omega_H^2 + \omega_{me}^2 \frac{k^2}{k^2 + k_2^2(\boldsymbol{\kappa}, \mathbf{k})}, \quad \tilde{\mu}_2 = \mu_2, \quad \mathbf{n} \parallel OZ, \quad k_1^2 = -k^2,$$

$$\omega^2 = \omega_H^2 + \omega_{me}^2 \frac{k_2^2(\boldsymbol{\kappa}, \mathbf{k})}{k^2 + k_2^2(\boldsymbol{\kappa}, \mathbf{k})}, \quad \tilde{\mu}_2 = \mu_2 \frac{\omega_H^2 - \omega^2}{\omega_H^2 + \omega_{me}^2 - \omega^2}, \quad \mathbf{n} \parallel OY, \quad k_1^2 = -k^2. \quad (8)$$

Из уравнения для собственных значений T -матрицы [7] следует дисперсионное уравнение, определяющее при заданных \mathbf{k} и ω $k_2^2(\boldsymbol{\kappa}, \mathbf{k})$, а совместно с (8) — спектр коллективных объемных спин-волновых колебаний в магнитной сверхрешетке, индуцированных косвенным спин-спиновым взаимодействием через поле виртуальных фононов

$$\cos \boldsymbol{\kappa} d = c_1 c_2 - (2\mu_1 \mu_2)^{-1} s_1 s_2 \left\{ \mu_1^2 k_1 k_2^{-1} + \mu_2^2 k_2 k_1^{-1} \right\}, \quad \mathbf{n} \parallel OZ, \quad (9)$$

$$\cos \kappa d = c_1 c_2 + s_1 s_2 \left\{ \frac{\mu_1 k_1 k_2}{\mu_2 k^2} + \frac{\mu_2 k^2}{\mu_1 k_1 k_2} \right\}, \quad \mathbf{n} \parallel OY. \quad (10)$$

Спектр рассматриваемого здесь «эластостатического» класса магнитных возбуждений представляет собой систему неперекрывающихся зон, однако в отличие от [1-4] данный тип коллективных возбуждений при условии (4) реализуется и в том случае, когда немагнитная среда — идеальный металл (сверхпроводник). Частотный диапазон, внутри которого лежит данный тип коллективных спин-волновых возбуждений магнитной сверхрешетки, как при $\mathbf{n} \parallel OZ$, так и при $\mathbf{n} \parallel OY$ определяется неравенством

$$\omega_H^2 < \omega^2 < \omega_H^2 + \omega_{me}^2. \quad (11)$$

Из (11) следует, что ширина этого диапазона определяется в рассматриваемой модели величиной магнитоупругой щели в спектре однородного АФМР и, следовательно, обменно усиливается, если среда 2 — антиферромагнетик.

Рассмотрим теперь, к каким особенностям в спектре линейных коллективных спин-волновых возбуждений приведет наличие границы у магнитной сверхрешетки. В качестве примера рассмотрим случай, когда поверхность полуограниченной магнитной сверхрешетки ($\xi < 0$) имеет акустический контакт с упругоизотропным немагнитным покрытием толщиной a ($0 < z < a$) и модулем сдвига μ_a . С помощью T -матрицы (6)–(8) дисперсионное уравнение для спин-волновых возбуждений с $\mathbf{k} \in YZ$ в рассматриваемой магнитной сверхрешетке как при $\mathbf{n} \parallel OZ$, так и при $\mathbf{n} \parallel OY$ можно представить в виде

$$k\mu_a \operatorname{th}(ka) = m_{21} / \left(e^{-\chi d} - m_{22} \right), \quad (12)$$

где

$$\chi^2 = \kappa^2.$$

Однако, поскольку на границе сверхрешетки $\xi = 0$, при $\mathbf{k} \in YZ$ смещение решетки $u_x \neq 0$ и соответствующая компонента тензора напряжений $\sigma_{\xi_i n_i}$ при заданном \mathbf{n} связаны соотношениями

$$\begin{aligned} \sigma_x(0) &= u_x(0) m_{21} / \left(e^{i\kappa d} - m_{22} \right), \\ u_x(0) &= \sigma_x(0) \left(e^{i\kappa d} - m_{11} \right) / m_{12}. \end{aligned} \quad (13)$$

Тогда соотношения (11) можно представить в виде

$$k\mu_a \operatorname{th}(ka) = \left(e^{-\chi d} - m_{11} \right) / m_{12}. \quad (14)$$

Не анализируя полученные соотношения в общем виде, рассмотрим с их помощью два наиболее интересных, с точки зрения эксперимента, предельных случая. Один из них $\mu_a \rightarrow 0$ соответствует полуограниченной магнитной сверхрешетке со свободной от напряжений поверхностью. Из (11) следует, что в этом случае имеет место соотношение

$$\mu_1 k_1 \operatorname{tg} \gamma_1 + \tilde{\mu}_2 k_2 \operatorname{tg} \gamma_2 = 0, \quad (15)$$

Где

$$tg_{\nu} = \frac{s_{\nu}}{c_{\nu}} \quad (\nu = 1, 2),$$

тогда как в случае магнитной сверхрешетки с жестко закрепленной поверхностью $\mu_a \rightarrow \infty$ из условия (14) следует

$$\tilde{\mu}_2 k_2 tg_1 + \mu_1 k_1 tg_2 = 0. \quad (16)$$

При этом как в случае (15), так и в случае (16) соотношения (9)–(10) могут быть преобразованы к виду

$$\text{ch}(\chi d) = \frac{c_1^2 + c_2^2}{2c_1 c_2}. \quad (17)$$

Структура поля векторов смещения $u_x \neq 0$ и σ_x -компоненты тензора напряжений σ имеет вид

$$u_x = \sum_{p=-\infty}^{p=\infty} u_{xp}(\xi), \quad u_{xp}(\xi) = u_{xp} \exp \left[\left(\frac{i \cdot 2\pi p}{d} - \chi \right) \xi \right],$$

$$\sigma_x = \sum_{p=-\infty}^{p=\infty} \sigma_{xp}(\xi), \quad \sigma_{xp}(\xi) = \sigma_{xp} \exp \left[\left(\frac{i \cdot 2\pi p}{d} - \chi \right) \xi \right]. \quad (18)$$

Таким образом, в обоих указанных случаях рассмотренный выше механизм спин-спинового взаимодействия формирует поверхностную спиновую волну в магнитной сверхрешетке. Такой тип спиновых возбуждений представляет собой локализованную вблизи поверхности распространяющуюся безобменную спиновую волну, составленную из волноводных мод магнитных слоев в каждом из периодов сверхрешетки, что делает его аналогом тамбовских уровней электронов.

В рассмотренном выше примере при $\mu_a \rightarrow 0$ в силу наличия трансляционной симметрии условие $\sigma = 0$ выполнялось не только на поверхности магнитной сверхрешетки ($\xi = 0$), но и на границах периодов $\xi = pd$ ($p = 0, 1, 2, \dots$), а связь между слоями осуществлялась за счет $u_x \neq 0$. Что же касается предела $\mu_a \rightarrow \infty$, то в этом случае в силу трансляционной симметрии рассматриваемой среды на границах периодов сверхрешетки ($\xi = pd$, $p = 0, 1, \dots$) выполняется условие $u_x = 0$, тогда как связь между периодами такой слоисто-периодической структуры реализуется за счет $\sigma_x = \sigma_{xi} n_i \neq 0$ компоненты тензора упругих напряжений.

Во всех перечисленных выше случаях необходимым условием формирования поверхностных типов коллективных спин-волновых возбуждений в полуграничной сверхрешетке является соизмеримость нормальной к поверхности компоненты волнового вектора парциальной волны k_i и толщины соответствующего слоя d_i , поскольку из (16)–(17) следует, что в пределе мелкослойной среды $k_i d_i \ll 1$ ($i = 1, 2$) найденные выше типы поверхностных спин-волновых возбуждений не реализуются. Таким образом, по аналогии с проведенной в [8] классификацией поверхностных поляритонов в магнитной сверхрешетке также возможны локализованные спиновые волны первого и второго типов.

К первому типу можно отнести поверхностные магнитные возбуждения, реализующиеся в магнитной сверхрешетке в пределе мелкослоистой среды (здесь $k_i d_i \ll 1$, $i = 1, 2$), тогда как для формирования второго типа поверхностных волн принципиально важен учет межслоевых границ такой магнитной сверхструктуры.

В заключении автор выражает глубокую признательность Е.А. Стефановскому, А.Л. Сукстанскому и А.Л. Богданову за поддержку и плодотворные обсуждения.

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] Грибкова Ю.В., Каганов М.И. // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 47. № 11. С. 588–591.
- [4] Гуляев Ю.В., Зильберман П.Е. // Радиотехника и электроника. 1978. Т. 23. № 6. С. 897–902.
- [5] Барьяхтар В.Г., Туров Е.А. // Препринт ИТФ АН УССР ИТФ-85-41Р. Киев, 1985. 65 с.
- [6] Сиротин Ю.И., Шаскольская М.П. Основы кристаллофизики. М.: Наука, 1979. 639 с.
- [7] Басс Ф.Г., Булгаков А.А., Тетервов А.П. Высокочастотные свойства полупроводников со сверхрешетками. М.: Наука, 1989. 288 с.
- [8] Брыксин В.В., Мирлин Д.Н., Фирсов Ю.А. // УФН. 1974. Т. 113. № 1. С. 29–68.

Донецкий физико-технический
институт АН Украины

Поступило в Редакцию
6 апреля 1993 г.
В окончательной редакции
2 февраля 1994 г.