

Эффекты нелокальности межслоевого обмена в спиновой динамике металлических магнитных сверхрешеток

С. В. Тарасенко

*Донецкий физико-технический институт им. А. А. Галкина НАН Украины,
Украина, 340114, г. Донецк, ул. Р. Люксембург, 72
E-mail: bogdanov@host.dipt.donetsk.ua*

Статья поступила в редакцию 22 сентября 1997 г., после переработки 5 мая 1998 г.

На примере полуограниченной металлической магнитной сверхрешетки типа «ферромагнетик–немагнитный металл» с антиферромагнитной связью между ферромагнитными слоями показано, что последовательный учет нелокальности межслоевого обмена приводит к формированию вблизи поверхности магнитной сверхрешетки новых типов коллективных дипольно-обменных спин-волновых возбуждений.

На прикладі напівобмеженої металевої магнітної надгратки типу «ферромагнетик–немагнітний метал» з антиферромагнітним зв'язком між ферромагнітними шарами показано, що послідовне урахування нелокальності міжслойового обміну приводить до формування поблизу поверхні магнітної надгратки нових типів колективних дипольно-обмінних спин-хвильових збуджень.

PACS: 75.70.Cn, 75.30.Ds

Проводимость слоев немагнитного металла в случае магнитных сверхрешеток (МСР) типа «магнетик–немагнетик» определяет, как известно, наиболее интригующие свойства этих магнитных систем, связанные с существованием наряду с магнитодипольным также и дополнительного спин-спинового взаимодействия магнитных слоев за счет электронов проводимости немагнитного слоя [1]. В частности, было показано, что косвенное взаимодействие магнитных моментов соседних магнитных слоев в зависимости от толщины немагнитной прослойки может носить как ферро-, так и антиферромагнитный характер. Однако несмотря на большое количество работ, посвященных анализу резонансных свойств МСР, роль этого типа магнитного межслоевого взаимодействия учитывалась только при расчете равновесной спиновой конфигурации [2,3]. Вместе с тем указанный тип межслоевого обмена в силу своей нелокальности содержит также и пространственно неоднородную часть, однако до сих пор влияние последней на спиновую динамику металлических МСР не учитывалось.

В настоящей работе впервые показано, что учет наряду с пространственно однородной также и пространственно неоднородной части межслоевого спин-спинового обмена совместно с магнитодипольным взаимодействием приводит к возникновению качественно новых аномалий как в поверхностной, так и в объемной дипольно-обменной спиновой динамике МСР типа «ферромагнетик–немагнитный металл».

Основные соотношения

В качестве примера рассмотрим N -периодную ($N \gg 1$) сверхрешетку, состоящую из системы изотропных ферромагнитных слоев толщиной d_1 каждый, которые связаны между собой слоями немагнитного металла толщиной d_2 (например, Y–Gd) [2]. В дальнейшем будем считать, что межслоевой обмен через электроны проводимости носит антиферромагнитный характер, а внешнее магнитное поле \mathbf{H} лежит в плоскости слоев ($\mathbf{H} \parallel 0Y$), нормаль к границе раздела которых $\mathbf{n} \parallel 0Z$. Расчет спектра коллективных спин-волновых возбуждений в такой магнитной системе на основе одновременного учета

обменного и магнитодипольного механизмов межслоевого обмена и соответствующих граничных условий (межслоевых и краевых), строго говоря, требует применения метода Т-матрицы [4]. Это делает не только сам расчет, но и последующий анализ его результатов чрезвычайно громоздким. Однако, поскольку для исследуемых МСР толщины магнитных слоев находятся в пределах от нескольких десятков до нескольких сотен ангстрем [1], то, ограничившись анализом длинноволновой области магнитного спектра рассматриваемой МСР, можно считать, что по своим динамическим свойствам магнитные слои являются ультратонкими ($k_{\perp}d_1 \ll 1$, \mathbf{k}_{\perp} — волновой вектор магнитных колебаний в плоскости магнитного слоя). Кроме того, так как в случае спин-волнового резонанса в отдельно взятом ферромагнитном слое с намагниченностью насыщения M_0 интервал между двумя собственными частотами равен $gM_0 \tilde{\alpha}(\pi/d_1)^2$ ($\tilde{\alpha}$ — константа неоднородного обменного взаимодействия; g — гиромагнитное отношение), то, как показано в [5], при выполнении соотношения

$$d_1 \ll \pi c_0 \Delta^{-1}, \quad (1)$$

где c_0 — скорость света; Δ — частота однородного ферромагнитного резонанса (ФМР), колебания намагниченности по толщине пленки можно считать квазиоднородными. Таким образом, намагниченность каждой из намагниченных до насыщения в своей плоскости XY ферромагнитных пленок, входящих в состав МСР ($\mathbf{n} \parallel OZ$), можно представить в виде [5]

$$\mathbf{M}_j(x, y, z) = \mathbf{M}_s(x, y)d_1\delta(z). \quad (2)$$

В этом случае для рассматриваемой МСР в рамках феноменологической теории магнетизма обменное взаимодействие идентичных, однородно намагниченных ферромагнитных слоев j и $j+1$ с намагниченностью $M_j = M_s$ ($|\mathbf{M}_j| = M_0$) через электроны проводимости немагнитной прослойки можно представить в виде $\delta M_j M_{j+1}$ [1,2]. Во внешнем магнитном поле \mathbf{H} в равновесном состоянии намагниченности магнитных слоев с номерами j и $j \pm 2\nu$ ($\nu = 1, 2, \dots$) имеют одинаковую пространственную ориентацию. Если направление равновесной намагниченности в j -м слое МСР описывать в сферической системе координат с полярной осью вдоль \mathbf{n} ($\mathbf{n} \parallel OZ$): $M_j = M_0(\sin \theta_j \cos \varphi_j; \sin \theta_j \sin \varphi_j; \cos \theta_j)$, то для

магнитных моментов соседних магнитных слоев имеют место следующие соотношения [2]:

$$M_j = M_0(\sin \varphi; \cos \varphi; 0); \quad (3)$$

$$M_{j\pm 1} = M_0(-\sin \varphi; \cos \varphi; 0), \quad \sin \varphi = H/2\delta M_0.$$

Если ограничиться изучением коллективных спин-волновых возбуждений, квазиоднородных по периоду сверхрешетки $L = d_1 + d_2$:

$$k_{\perp} L \ll 1, \quad (4)$$

то расчет магнитного спектра такой МСР можно провести на основе концепции эффективной среды, которая была развита в [2,3] при расчете в условиях (4) спектра коллективных спин-волновых возбуждений магнитостатического типа. В силу (3) магнитные слои с номерами $j \pm 2\nu$ и $j \pm 2(\nu+1)$ ($\nu = 1, 2, \dots$) можно объединить в две магнитные подрешетки $M_{j\pm 2\nu} = M_1$; $M_{j\pm 2(\nu+1)} = M_2$ ($|M_1| = |M_2| = M_0$). В этом случае при выполнении условий (1)–(4) плотность термодинамического потенциала W металлической МСР с учетом пространственной неоднородности внутрислоевого обмена может быть представлена в виде

$$W = \delta \sum_{j=1}^N M_j M_{j\pm 1} + \frac{\alpha_{\perp}}{2} (\nabla_{\perp} M_j)^2 - (M_j, H + H_{mj}). \quad (5)$$

Здесь δ — обменный интеграл межслоевого обмена ($\delta = \delta(d_2) > 0$); α_{\perp} — константа неоднородного спин-спинового обмена в плоскости ферромагнитных слоев; $\nabla_{\perp} \equiv (\partial/\partial x, \partial/\partial y)$; H — внешнее магнитное поле; H_{mj} — магнитодипольное поле в j -м магнитном слое МСР. В силу концепции эффективной (мелкослоистой) среды соотношение для γ -компоненты вектора магнитной индукции \mathbf{B} ($\gamma = x, y, z$), усредненной по периоду МСР L , можно представить в виде

$$\langle B_{\gamma} \rangle = \frac{d_1}{2L} [h_{1\gamma} + h_{2\gamma} + 4\pi(M_{1\gamma} + M_{2\gamma})] + \frac{d_2}{2L} (h_{a\gamma} + h_{b\gamma}), \quad (6)$$

индексы a и b относятся к соседним немагнитным слоям (толщина каждого слоя d_2), разделенным ферромагнитным слоем толщиной d_1 [2].

В этом случае, учитывая стандартные электродинамические граничные условия на границах слоев МСР, соотношение (5) можно преобразовать к виду

$$W = \frac{\delta}{2} \mathbf{m}^2 + \frac{\alpha_{\perp}}{2} \left[\left(\frac{\partial \mathbf{l}}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \mathbf{l}}{\partial y} \right)^2 \right] + \frac{\alpha}{2} \left(\frac{\partial \mathbf{l}}{\partial z} \right)^2 - \frac{\alpha}{2} \left(\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial z} \right)^2 + \frac{\alpha_{\perp}}{2} \left[\left(\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial y} \right)^2 \right] + \frac{b}{2} l_z^2 + \frac{a}{2} m_z^2 - \mathbf{M}(\mathbf{H} + \mathbf{H}_m), \quad (7)$$

где

$$a = 4\pi d_2/L; \quad b = 8\pi; \quad \alpha = \delta d_2^2;$$

$$\mathbf{m} = \mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2; \quad \mathbf{l} = \mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2.$$

Таким образом, в рамках концепции эффективной среды при антиферромагнитном характере межслоевого обмена плотность термодинамического потенциала исследуемой МСР (7) по своей структуре адекватна модели легкоплоскостного (ЛП) антиферромагнетика (0Z — трудная ось) во внешнем магнитном поле $\mathbf{H} \parallel 0Z$ лежащем в легкой плоскости XY [6–9]. Дипольно-обменная спиновая динамика такой магнитной среды определяется, как известно, связанной системой динамических уравнений, состоящей из уравнений Ландау–Лифшица для вектора намагниченности $\mathbf{M}_{1,2}$ и уравнений магнитостатики. Стандартная процедура расчета (см., например, [6]) показывает, что тензор магнитной восприимчивости $\hat{\chi}(\omega, \mathbf{k})$ рассматриваемой МСР с учетом нелокальности как внутри-, так и межслоевого обмена в пределе (4) может быть представлен в виде

$$\hat{\chi}(\omega, \mathbf{k}) = \begin{pmatrix} \chi_{xx} & 0 & \chi_{xz} \\ 0 & \chi_{yy} & 0 \\ \chi_{zx} & 0 & \chi_{zz} \end{pmatrix}, \quad (8)$$

где

$$\chi_{xx} = \frac{\Delta_{xx}}{\omega_F^2 - \omega^2}; \quad \chi_{yy} = \frac{\Delta_{yy}}{\omega_{AF}^2 - \omega^2}; \quad \chi_{zz} = \frac{\Delta_{zz}}{\omega_F^2 - \omega^2};$$

$$\chi_{xz} = -\chi_{zx} = \frac{i\omega\Delta}{\omega_F^2 - \omega^2};$$

$$\omega_F^2 = g^2(\delta + a + \beta_{ii} k_i^2) \alpha_{ii} k_i^2 l_0^2 +$$

$$+ g^2(H + \beta_{ii} k_i^2 m_0)(H + \beta_{ii} m_0 k_i^2 + a m_0);$$

$$m_0 = H/\delta; \quad l_0^2 = (2M_0)^2(1 - m_0^2);$$

$$\omega_{AF}^2 = g^2[(\delta + \beta_{ii} k_i^2) l_0^2 + \alpha_{ii} k_i^2 m_0^2](b + \alpha_{ii} k_i^2);$$

$$\Delta_{yy} = g^2(b + \alpha_{ii} k_i^2) l_0^2;$$

$$\Delta_{xx} = g^2(H + a m_0 + \beta_{ii} m_0 k_i^2) m_0;$$

$$\Delta_{zz} = g^2[(H + \beta_{ii} k_i^2 m_0) m_0 + \alpha_{ii} k_i^2 l_0^2]; \quad \Delta = g m_0;$$

$$\alpha_{xx} = \alpha_{yy} = \beta_{xx} = \beta_{yy} = \alpha_{\perp}; \quad \beta_{zz} = -\alpha_{zz} = -\alpha;$$

$$\alpha_{ik} = \beta_{ik} = 0 \quad \text{при } i \neq k.$$

Из анализа (8) следует, что при $\alpha_{\perp} = \alpha = 0$ данные выражения с точностью до обозначений совпадают с соответствующими соотношениями для магнитной проницаемости металлической МСР из работы [2]. Сопоставляя при $\alpha, \alpha_{\perp} \neq 0$ (8) с аналогичными выражениями для ЛП АФМ во внешнем магнитном поле, перпендикулярном трудной оси [6–9], необходимо подчеркнуть, что соответствующие слагаемые при $k_z \neq 0$ и $k_{x,y} \neq 0$ имеют разные знаки. Это отличие обусловлено характером основного состояния рассматриваемой магнитной структуры: магнитные моменты упорядочены ферромагнитно в слоях XY и антиферромагнитно вдоль нормали к границе раздела слоев 0Z. Справедливость соотношений (8) подтверждается тем, что в пределе $H = 0, b = 0, a = 0$ приведенные в (8) выражения для спектра нормальных магнитных возбуждений двухподрешеточного антиферромагнетика $\omega_{F,AF}$ совпадают с длинноволновым пределом спектра одномерной антиферромагнитной цепочки [10]:

$$\omega_{AF}^2 = \omega_F^2 = (2gM_0)^2[\delta + \alpha_{\perp}(k_x^2 + k_y^2) - \alpha k_z^2][\alpha_{\perp}(k_x^2 + k_y^2) + \alpha k_z^2]. \quad (9)$$

Поскольку реальная магнитная сверхструктура обладает конечными размерами, корректный учет этого обстоятельства приводит к необходимости дополнить систему динамических уравнений системой граничных условий. Для полуограниченной МСР ($z < 0$), на внешней поверхности которой ($z = 0$) спины полностью незакреплены, система краевых условий в пределе (4) может быть представлена в виде

$$\frac{\partial \tilde{\mathbf{m}}}{\partial z} = \frac{\partial \tilde{\mathbf{l}}}{\partial z} = 0; \quad \mathbf{B}_m \mathbf{n} = \mathbf{B} \mathbf{n};$$

$$[\mathbf{H}_m \mathbf{n}] = [\mathbf{H} \mathbf{n}], \quad z = 0 \quad (10)$$

($\mathbf{n} \parallel 0Z$; $\tilde{\mathbf{m}}, \tilde{\mathbf{l}}$ — малые колебания вектора ферромагнетизма \mathbf{m} и антиферромагнетизма \mathbf{l} вблизи равновесной ориентации; $\mathbf{B}_m, \mathbf{H}_m(\mathbf{B}, \mathbf{H})$ — соответственно вектор магнитной индукции и

магнитного поля магнитной (немагнитной) среды).

Поскольку нас интересуют дипольно-обменные колебания, локализованные вблизи поверхности рассматриваемой МСР $z = 0$, помимо граничных условий (10) должны также выполняться условия

$$\begin{aligned} |\tilde{\mathbf{m}}|, |\tilde{\mathbf{l}}|, |\mathbf{H}_m| &\rightarrow 0 \text{ при } z \rightarrow -\infty; \\ |\mathbf{H}| &\rightarrow 0 \text{ при } z \rightarrow \infty. \end{aligned} \quad (11)$$

Расчет показывает, что в модели неограниченной МСР (7) магнотонный спектр с учетом пространственно-неоднородной части межслоевого обмена при $k_{\perp} L \ll 1$ может быть представлен в виде

$$\begin{aligned} \mu_{xx} \sin^2 \theta_k \cos^2 \phi_k + \mu_{yy} \sin^2 \theta_k \sin^2 \phi_k + \\ + \mu_{zz} \cos^2 \theta_k = 0 \end{aligned} \quad (12)$$

$$(\operatorname{tg}^2 \theta_k = k_y^2/k_x^2; \operatorname{ctg}^2 \theta_k = k_z^2/(k_x^2 + k_y^2); \mathbf{B} = \hat{\mu} \mathbf{h}).$$

Несложно видеть, что в пренебрежении нелокальностью как меж-, так и внутрислоевого спин-спинового обмена ($\alpha = \alpha_{\perp} = 0$) дисперсионное соотношение (12) совпадает с аналогичным выражением для спектра спиновых волн неограниченной магнитной сверхрешетки типа «ферромагнетик–немагнитный металл» с антиферромагнитным межслоевым обменом из работы [2]. Анализ (8), (12) показывает, что в пренебрежении магнитодипольным взаимодействием нормальные моды магнотонного спектра неограниченной МСР (7) могут быть разделены по типу их возбуждения высокочастотным магнитным полем \mathbf{h} на квазиферромагнитную $\mathbf{h} \parallel \mathbf{H}(\omega_F)$ и квазиантиферромагнитную $\mathbf{h} \parallel \mathbf{H}(\omega_{AF})$. Таким образом, взаимодействие между этими модами в неограниченной модели МСР возможно только за счет дальнедействующих магнитодипольных полей. Из (8) следует, что в зависимости от величины внешнего магнитного поля $\mathbf{H} \parallel 0Y$ частоты $\omega_F(k=0)$ и $\omega_{AF}(k=0)$ могут существенно различаться. Использование этого обстоятельства позволяет при анализе низкочастотной дипольно-обменной динамики МСР пренебречь влиянием высокочастотной моды антиферромагнитного резонанса (АФМР). В дальнейшем будем полагать, что в рассматриваемой МСР имеет место соотношение $\omega_{AF} \ll \omega_F$:

$$\delta^2 - H^2 \ll \frac{\delta + a}{b} \left(\frac{H}{2M_0} \right)^2. \quad (13)$$

В этом случае для волновых векторов $\mathbf{k}_{\perp} \perp \mathbf{H}$, удовлетворяющих условиям

$$\delta \gg \alpha_{\perp} k_{\perp}^2, \alpha k_{\perp}^2, |4\pi(d_1 - d_2)2M_0/H| \ll 1, \quad (14)$$

из (12) следует, что распространяющиеся вдоль поверхности рассматриваемой МСР коллективные дипольно-обменные спин-волновые возбуждения вследствие нелокальности межслоевого взаимодействия будут представлять собой волну двухпарциального типа. В соответствии с этим структуру, например, магнитостатического потенциала ϕ_m при $z < 0$ можно представить в виде ($\mathbf{k}_{\perp} \parallel 0Y$)

$$\phi_m = \sum_{\lambda=1,2} A_{\lambda} \exp(i\omega t - ik_{\perp} y) \exp(-q_{\lambda} z). \quad (15)$$

Здесь $q_{1,2}$ являются положительными корнями следующего характеристического уравнения, полученного из (12) и условий (13), (14) для $k_z^2 \equiv -q^2$:

$$q^4 - P_1 q^2 + P_2 = 0; \quad (16)$$

$$P_1 = \frac{\omega_0^2 + [c^2(1 + 4\pi\chi_0) + c_{\perp}^2]k_{\perp}^2 - \omega^2}{c^2};$$

$$P_2 = k_{\perp}^2 \frac{(c_{\perp}^2 k_{\perp}^2 + \omega_0^2)(1 + 4\pi\chi_0) - \omega^2}{c^2}.$$

Здесь $\omega_0^2 = g^2(2M_0)^2\delta b$; $c^2 = g^2\delta 4M_0^2\alpha$; $c_{\perp}^2 = g^2\delta 4M_0^2\alpha_{\perp}$; $\chi_0 = 1/\delta$.

С помощью (15), (16) можно изучить зависимость характера локализации дипольно-обменной спиновой волны вблизи поверхности рассматриваемой МСР от величины волнового числа k_{\perp} и частоты спиновых колебаний ω .

Возможные типы дипольно-обменных спин-волновых возбуждений

Анализ показывает, что если частота спиновых колебаний ω и волновое число k_{\perp} удовлетворяют условиям

$$\omega_+^2 < \omega^2 < B; k^2 > k_*^2;$$

$$k_*^2 \equiv \frac{\omega_0^2(1 + 4\pi\chi_0)}{c^2(1 + 4\pi\chi_0) - 4\pi\chi_0 c_{\perp}^2}; \quad (17)$$

$$\omega_{-}^2 > \omega^2 > 0 ;$$

$$\omega_{\pm}^2 \equiv A - 2c^2 k_{\perp}^2 \pm 2ck_{\perp} (c^2 k_{\perp}^2 + B - A)^{1/2} ;$$

$$A \equiv [c_{\perp}^2 + c^2(1 + 4\pi\chi_0)]k_{\perp}^2 + \omega_0^2 ;$$

$$B \equiv (\omega_0^2 + c_{\perp}^2 k_{\perp}^2)(1 + 4\pi\chi_0) ,$$

то вследствие нелокальности межслоевого обмена ($c \neq 0$) становится возможным формирование вблизи поверхности $z = 0$ рассматриваемой МСР двухпарциальной поверхностной ($q_{1,2}^2 > 0$) дипольно-обменной спиновой волны. Если же имеет место соотношение

$$\omega_{-}^2 < \omega^2 < \omega_{+}^2 , \quad (18)$$

то в рассматриваемой МСР становится возможным формирование двухпарциальной обобщенной поверхностной спиновой волны ($\text{Re } q_{1,2}^2 \neq 0; \text{Im } q_{1,2}^2 \neq 0$). В случае, когда частота спиновых колебаний ω и величина волнового числа k_{\perp} одновременно не удовлетворяют соотношениям (18), (19), формирование двухпарциальных дипольно-обменных возбуждений, локализованных вблизи поверхности МСР (7), невозможно. В частности, при

$$\omega^2 > (\omega_0^2 + c_{\perp}^2 k_{\perp}^2)(1 + 4\pi\chi_0) \quad (19)$$

распространяющиеся вдоль поверхности МСР коллективные дипольно-обменные спин-волновые колебания будут представлять собой двухпарциальную псевдоповерхностную спиновую волну ($q_1^2 > 0; q_2^2 < 0$). Наконец, формирование двухпарциальных объемных ($q_{1,2}^2 < 0$) дипольно-обменных возбуждений в рассматриваемой МСР будет иметь место при

$$\omega_{+}^2 < \omega^2 < (\omega_0^2 + c_{\perp}^2 k_{\perp}^2)(1 + 4\pi\chi_0) ; \quad k_{\perp}^2 < k_{*}^2 . \quad (20)$$

Однако соотношения (17), (18) представляют собой только необходимые условия для локализации вблизи поверхности рассматриваемой МСР (7) коллективных дипольно-обменных спин-волновых возбуждений со структурой магнитного потенциала ϕ_m (15).

Поверхностная дипольно-обменная спиновая волна

Дисперсионное соотношение для поверхностной дипольно-обменной спиновой волны в случае полуграниченной МСР (10), (11) будет представлять собой нетривиальное решение системы (11) относительно амплитуд

$A_{1,2}$ (15) при условии, что ω и k_{\perp} удовлетворяют соотношениям (17) или (18):

$$q_1 q_2 (q_1 + q_2) - k_{\perp} \left(\frac{\omega_0^2 + c_{\perp}^2 k_{\perp}^2 - \omega^2}{c^2} - q_1 q_2 \right) = 0 . \quad (21)$$

Несложно видеть, что в пренебрежении нелокальностью межслоевого обмена ($\alpha = 0$) данный тип поверхностных спин-волновых возбуждений не существует. В коротковолновом пределе ($c_{\perp}^2 k_{\perp}^2 \gg 4\pi\chi_0 \omega_0^2$) дисперсионное соотношение рассматриваемой поверхностной спиновой волны может быть получено из (21) в явном виде

$$\omega^2 \equiv (\omega_0^2 + c_{\perp}^2 k_{\perp}^2)(1 + 4\pi\chi_0) - 4(\pi\chi_0)^2 \frac{(\omega_0^2 + c_{\perp}^2 k_{\perp}^2)^2}{c^2 k_{\perp}^2} . \quad (22)$$

Сопоставление (22) с (17), (18) показывает, что по мере уменьшения величины волнового числа k_{\perp} характер пространственной локализации вблизи поверхности МСР коллективных дипольно-обменных спин-волновых возбуждений с законом дисперсии (21) изменяется, поскольку рассматриваемый тип коллективных дипольно-обменных спин-волновых возбуждений МСР представляет собой в коротковолновом пределе двухпарциальные поверхностные ($q_{1,2}^2 > 0$) спиновые волны с законом дисперсии (22), область существования которых на плоскости параметров ω и k_{\perp} ограничена по k_{\perp} условием $k_{\perp}^2 > k_{*}^2$.

Чтобы получить спектр рассматриваемой поверхностной коллективной спин-волновой моды (21), (22) в длинноволновом пределе, необходимо учесть конечные размеры МСР $2D = NL < \infty$ ($-D < z < D$). Если граничные условия (10) выполнены на обеих поверхностях МСР, то дисперсионное соотношение для спектра локализованной вблизи поверхности МСР моды коллективных спин-волновых возбуждений дипольно-обменного типа при $D < \infty$ может быть (с учетом соотношений (17), (18) и симметрии спиновых колебаний относительно плоскости $z = 0$) представлено в виде

$$\begin{aligned} & q_1 \left(q_2^2 - \frac{\omega_0^2 + c_{\perp}^2 k_{\perp}^2 - \omega^2}{c^2} \right) (q_2 + k_{\perp} \text{cth}(q_2 D)) = \\ & = q_2 \left(q_1^2 - \frac{\omega_0^2 + c_{\perp}^2 k_{\perp}^2 - \omega^2}{c^2} \right) (q_1 + k_{\perp} \text{cth}(q_1 D)) ; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& q_1 \left(q_2^2 - \frac{\omega_0^2 + c_{\perp}^2 k_{\perp}^2 - \omega^2}{c^2} \right) (q_2 + k_{\perp} \operatorname{th}(q_2 D)) = \\
& = q_2 \left(q_1^2 - \frac{\omega_0^2 + c_{\perp}^2 k_{\perp}^2 - \omega^2}{c^2} \right) (q_1 + k_{\perp} \operatorname{th}(q_1 D)).
\end{aligned} \quad (23)$$

Несложно убедиться, что в предельном случае $k_{\perp} D \rightarrow \infty$ соотношения (23) совпадают с дисперсионным соотношением для спектра поверхностных спин-волновых возбуждений в полуограниченной МСР (21), (22).

В длинноволновом пределе $k_{\perp} D \ll 1$ из (23) следует, что спектр квазиоднородной по толщине рассматриваемой МСР моды дипольно-обменных спин-волновых возбуждений может быть представлен в виде

$$\begin{aligned}
\omega^2 \cong & [\omega_0^2 + c_{\perp}^2 k_{\perp}^2 + \\
& + D k_{\perp} (\omega_0^2 + c_{\perp}^2 k_{\perp}^2) (1 + 4\pi\chi_0)] (1 + D k_{\perp})^{-1}. \quad (24)
\end{aligned}$$

Сопоставление (24) с результатами проведенной выше классификации возможных типов коллективных дипольно-обменных спин-волновых возбуждений в МСР (7) показывает, что если толщина МСР $2D$ меньше некоторой критической

$$D_* \cong \frac{2c}{1 + 4\pi\chi_0} \left(\frac{4\pi\chi_0}{\omega_0^2} \right)^{1/2}, \quad (25)$$

то соотношение (24) при малых k_{\perp} определяет дисперсионную кривую квазиоднородной по толщине МСР ($2D$) объемной моды ($q_{1,2}^2 > 0$) спектра дипольно-обменных колебаний, которая при $k_{\perp} \neq 0$ переходит в дисперсионную кривую для двухпарциальной обобщенной поверхностной спиновой волны.

Если же условие $D > D_*$ не выполняется (но по-прежнему выполнено условие мелкослоистости рассматриваемой магнитной сверхструктуры), то соотношение (24) определяет закон дисперсии обобщенной поверхностной спиновой волны ($\operatorname{Re} q_{1,2}^2 \neq 0$; $\operatorname{Im} q_{1,2}^2 \neq 0$) при любых $k_{\perp} D \ll 1$.

Что же касается других мод спектра объемных дипольно-обменных спин-волновых возбуждений МСР (7), дисперсионные соотношения которых при условии (9), (10), определяются уравнениями (23), то, как несложно показать, для них учет нелокальности межслоевого взаимодействия ($c \neq 0$) приводит к возможности резонансного взаимодействия распространяющихся объемных дипольно-

обменных колебаний с номерами ν и ρ . В окрестности точки пересечения их закон дисперсии может быть представлен в виде

$$(\omega^2 - \Omega_{\nu}^2)(\omega^2 - \Omega_{\rho}^2) - \xi_{\nu\rho}^2 \Omega_{\nu}^2 \Omega_{\rho}^2 \cong 0, \quad (26)$$

$$\Omega_{\nu}^2 = \left[\omega_0^2 + c_{\perp}^2 k_{\perp}^2 + c^2 \left(\frac{\pi\nu}{D} \right)^2 \right] \left[1 + 4\pi\chi_0 \frac{k_{\perp}^2}{k_{\perp}^2 + (\pi\nu/D)^2} \right].$$

$$(|\xi_{\nu\rho}^2| \leq 1; \quad \nu, \rho = 1, 2, \dots).$$

Безразмерный параметр $\xi_{\nu\rho}^2$ равен нулю, если обе внешние поверхности рассматриваемой МСР конечной толщины металлизированы, а спины жестко закреплены.

Заключение

Таким образом, из результатов данной работы следует, что в магнитной сверхрешетке типа «ферромагнетик–немагнитный металл» последовательный учет нелокальности косвенного межслоевого взаимодействия через электроны проводимости немагнитного слоя приводит к возможности формирования вблизи поверхности МСР дипольно-обменной спиновой волны. Показано, что характер локализации этого типа коллективных спин-волновых возбуждений вблизи поверхности МСР существенно зависит как от величины волнового числа k_{\perp} , так и от толщины магнитной сверхрешетки D .

Исследованный в данной работе случай квазидиагональной структуры тензора магнитной восприимчивости (8) характерен для многих типов равновесных магнитных конфигураций, в частности, в антиферромагнетиках [6]. Несложно показать, что если низкочастотной модой спин-волнового спектра такого неограниченного магнетика является квазиантиферромагнитная мода, то все приведенные выше расчеты и выводы остаются в силе, при условии, что $\mathbf{n} \perp \mathbf{h} \parallel \mathbf{k}_{\perp} \parallel \mathbf{H}$, а спины на поверхности магнетика полностью свободны. Если же низкоактивационной модой магнитного спектра будет квазиферромагнитная мода, то для формирования с ее участием обобщенной поверхностной дипольно-обменной спиновой волны необходимо, чтобы при тех же граничных условиях $\mathbf{k}_{\perp} \perp \mathbf{H} \parallel \mathbf{n} \perp \mathbf{h}$.

Расчет показывает, что рассмотренный нами тип поверхностной дипольно-обменной спиновой волны будет реализоваться и для МСР типа «ферромагнетик–немагнитный металл» с $\mathbf{H} \parallel \mathbf{n}$.

Автор глубоко признателен А. Н. Богданову, В. Н. Криворучко, Е. П. Стефановскому и Т. Н. Тарасенко за поддержку идеи данной работы и плодотворные обсуждения.

1. A. Fert, P. Grunberg, A. Barthelemy, F. Petroff, and W. Zinn, *JMMM* **140–144**, 1 (1995).
2. N. S. Almeida and D. L. Mills, *Phys. Rev.* **B38**, 6698 (1988); *ibid* **B39**, 12339 (E) (1989).
3. N. Raj and D. R. Tilley, *Phys. Rev.* **B36**, 7003 (1987).
4. Ф. Г. Басс, А. А. Булгаков, А. П. Тетервов, *Высокочастотные свойства полупроводников с сверхрешетками*, Наука, Москва (1989).
5. А. Ф. Журавлев, Б. И. Худик, *Распространение электромагнитных волн вдоль тонких магнитных пленок*, ИТФ -86-123Р. (Препринт ИТФ АН УССР) Киев (1986).
6. А. И. Ахиезер, В. Г. Барьяхтар, С. В. Пелетминский, *Спиновые волны*, Наука, Москва (1967).
7. Е. А. Туров, *Физические свойства магнитоупорядоченных кристаллов*, Изд. АН СССР, Москва (1963).
8. А. Г. Гуревич, *Магнитный резонанс в ферро- и антиферромагнетиках*, Наука, Москва (1973).
9. М. И. Каганов, В. М. Цукерник, *ЖЭТФ* **34**, 106 (1958).
10. Д. Маттис, *Теория магнетизма*, Мир, Москва (1967).

The phenomena of nonlocal interlayer exchange for spin dynamics of metal magnetic superlattice

S. V. Tarasenko

Using a semiconfined metal magnetic superlattice of a «ferromagnet–nonmagnetic metal» type as an example, it is shown that the consistent consideration of nonlocal interlayer exchange gives rise to new types of collective dipole-exchange spin-wave excitations near the magnetic superlattice surface.