

СПИНВОЛНОВАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ МАГНИТНЫХ НАНОСТРУКТУР

Л.В. Луцев

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург
l_lutsev@mail.ru

Поступила 29.04.2009

Спинволновая спектроскопия является эффективным средством изучения магнитных наноструктур. В развитии методе спинволновой спектроскопии исследуется форма дисперсионных кривых длинноволновых спиновых волн, распространяющихся в неупорядоченных магнитных системах. Дисперсионные зависимости этих спиновых волн определяются динамикой спиновой составляющей, описываемой обобщенными псевдодифференциальными уравнениями Ландау-Лифшица, и переменным магнитным полем, окружающим спины. Найдено, что спиновые волны очень чувствительны к неоднородности магнитных параметров, разупорядоченности спинов и проводимости того объекта, вблизи или внутри которого они распространяются. Эти факторы по-разному изменяют форму дисперсионной кривой, что дает возможность определения параметров магнитных наноструктур. Кроме этого, в неупорядоченных магнитных системах появляются продольные спинволновые моды, которые характеризуются изменением плотности магнитного момента.

УДК 538.955

1. Введение

Исследование магнитных наноструктур представляет значительный интерес с точки зрения развития наших фундаментальных представлений о наноструктурах и является важным для многочисленных приложений. В настоящей работе будут рассмотрены магнитные системы, представляющие собой ансамбль ферромагнитных металлических наночастиц в изолирующей матрице. Ферромагнитные наночастицы в таких системах обладают более или менее случайной спиновой ориентацией, зависящей от концентрации наночастиц и межчастичного взаимодействия. Взаимодействие между наночастицами, локализованными электронами матрицы и подложки, приводит к ряду интересных эффектов. Наноккомпозиты, состоящие из ферромагнитных

металлических наночастиц в изолирующей матрице, обнаруживают такие интересные свойства, как гигантское магнитосопротивление, обусловленное спин-зависимым туннелированием [1, 2, 3, 4, 5, 6, 7], существование дополнительных мод в спектре ферромагнитного резонанса (ФМР) в узкой области вблизи перколяционного перехода [8, 9, 10], резкое увеличение ширины линии ФМР с уменьшением концентрации наночастиц [8, 9, 11, 12], необычные магнитомягкие свойства, вызванные взаимодействием между ферромагнитными наночастицами [13, 14], а также влияние межкластерного дипольного взаимодействия на магнитную релаксацию кластеров [15, 16]. Эффект инжекционного магнитосопротивления наблюдался на гетероструктурах, состоящих из пленки двуокиси кремния с наночастицами кобальта на подложке GaAs [17, 18, 19].

Для анализа вышеупомянутых свойств и эффектов необходимо получить информацию о магнитных свойствах неупорядоченных систем. Одним из эффективных средств, которое может быть применено для характеристики магнитных структур, являются спиновые волны, распространяющиеся в этих неупорядоченных магнитных системах. Спиновые волны очень чувствительны к магнитной неоднородности, разупорядочению спинов наночастиц и проводимости того объекта, вблизи или внутри которого они распространяются. Эти изменения отражаются в изменениях дисперсионных кривых спиновых волн. Для того, чтобы получить информацию о характеристиках изучаемого объекта из дисперсии спиновых волн, т.е. развить метод спинволновой спектроскопии, необходимо определить степень влияния различных факторов на спиновые волны и решить обратную задачу – определить магнитные и электрические характеристики из дисперсионных кривых.

С этой целью в рамках модели Гейзенберга с магнитным дипольным и обменным взаимодействиями между спинами будут рассмотрены длинноволновые спиновые волны в неупорядоченных магнитных системах [20, 21]. Теория длинноволновых спиновых возбуждений является более простой, чем теория коротковолновых возбуждений, которая требует привлечения более сложного математического аппарата, в рамках которого возможно описание локализованных спиновых возбуждений, ротонной ветви спиновых волн и эффектов киральности [22, 23, 24, 25]. Спиновые волны являются возбуждениями, дисперсионные зависимости которых определяются как спиновой составляющей, так и переменным магнитным полем, окружающим спины. Чтобы найти дисперсионные зависимости спиновых волн, в разделе 2 будет рассмотрена динамика спиновых возбуждений на основе модели Гейзенберга и выведенных из этой модели обобщенных уравнений Ландау-Лифшица. Путем усреднения псевдодифференциальных уравнений Ландау-Лифшица будет получен обобщенный тензор магнитной восприимчивости. Переменное магнитное поле, которое необходимо учитывать в теории длинноволновых спиновых возбуждений, будет рассмотрено в разделе 3. Переменное магнитное поле, окружающее спины, приводит к появлению электрического поля, взаимодействующего с электронами, и к генерации вихревых токов в проводящих структурах, расположенных в области распространения спиновых волн. Вихревые токи, в свою очередь, действуют на спиновые волны и изменяют их характеристики. Этот фактор (влияние проводимости), а также другие факторы, влияющие на дисперсионные зависимости спиновой волны (разупорядочивание спинов, неоднородность магнитных параметров), будут рассмотрены в разделах 4, 5, 6, 7. Вышеназванные факторы приводят не только к изменениям дисперсионных кривых, но и к появлению новых дисперсионных ветвей. В частности, в

неупорядоченных магнитных системах появляются продольные спинволновые моды. Эти моды характеризуются изменениями плотности магнитного момента и в некоторой степени аналогичны плазмонным модам [26, 27]. В ферромагнитно упорядоченных структурах продольные моды вырождены и не наблюдаются. В неупорядоченных системах продольные спинволновые моды могут проявляться в виде второго пика в спектре ФМР. Эта двухпиковая структура спектра ФМР наблюдается в магнитных нанокompозитах [28, 29, 30] и может быть объяснена возбуждением обычных спиновых волн и продольных спинволновых мод.

2. Уравнения Ландау-Лифшица и спиновая динамика длинноволновых возбуждений в неупорядоченных магнитных системах

Рассмотрим спиновую динамику в неупорядоченных магнитных системах на основе модели Гейзенберга и выведенных из этой модели обобщенных уравнений Ландау-Лифшица [20, 21, 31]. Гамильтониан модели Гейзенберга имеет вид:

$$\mathcal{H} = -g\mu_B \sum_{\vec{r}} \vec{H} \vec{S}(\vec{r}) - \frac{1}{2} \sum_{\vec{r}, \vec{r}'} J_{\mu\nu}(\vec{r} - \vec{r}') S^\mu(\vec{r}) S^\nu(\vec{r}'), \quad (1)$$

где \vec{H} – внешнее магнитное поле; $\mu, \nu = -, +, z$. Мы будем предполагать, что суммирование в (1) и во всех последующих соотношениях производится по всем повторяющимся индексам μ, ν . Суммирование по пространственным переменным \vec{r}, \vec{r}' производится по объему V магнитного образца. g и μ_B есть, соответственно, фактор Ланде и магнетон Бора. $S^\mu(\vec{r})$ – спиновые операторы. $J_{\mu\nu}(\vec{r} - \vec{r}') = J_{\nu\mu}(\vec{r}' - \vec{r})$ – взаимодействие между спинами, являющееся суммой обменного $I_{\mu\nu}$ и магнитного дипольного взаимодействий.

$$J_{\mu\nu}(\vec{r} - \vec{r}') = I_{\mu\nu}(\vec{r} - \vec{r}') - 4\pi(g\mu_B)^2 \nabla_\mu \Phi(\vec{r} - \vec{r}') \nabla_\nu',$$

где магнитное дипольное взаимодействие записано через инвариантную функцию $\Phi(\vec{r} - \vec{r}')$, которая определяется уравнением

$$\Delta \Phi(\vec{r} - \vec{r}') = \delta(\vec{r} - \vec{r}'),$$

$$\nabla_\mu = \{\nabla_-, \nabla_+, \nabla_z\} = \left\{ \frac{1}{2} \left(\frac{\partial}{\partial x} + i \frac{\partial}{\partial y} \right), \frac{1}{2} \left(\frac{\partial}{\partial x} - i \frac{\partial}{\partial y} \right), \frac{\partial}{\partial z} \right\}.$$

Согласно диаграммному разложению функций Грина, первое приближение – это приближение самосогласованного поля, в рамках которого находится эффективное поле, действующее на спин, и учитывается влияние соседних спинов [20, 21, 31]. Второе приближение является приближением эффективных функций Грина и взаимодействий (ЭФГВ). В этом приближении определяются полюсы матрицы ЭФГВ, выводятся уравнения, описывающие спинволновые возбуждения (обобщенные уравнения Ландау-Лифшица), и находятся дисперсионные кривые. Следующие члены диаграммного разложения определяют мнимые и действительные поправки к полюсам матрицы ЭФГВ. Мнимые части полюсов дают параметры релаксации спиновых возбуждений, действительные части определяют поправки к дисперсионным кривым. Для описания динамики длинноволновых возбуждений в неупорядоченных магнитных системах и нахождения обобщенного тензора магнитной восприимчивости мы рассмотрим первые два приближения диаграммного разложения – приближение самосогласованного поля и приближение ЭФГВ (или приближение уравнений Ландау-Лифшица).

2.1. Приближение самосогласованного поля

Рассмотрим поле, действующее на спин магнитной наночастицы. Приближение самосогласованного поля эквивалентно перегруппировке членов в гамильтониане \mathcal{H} (1). К магнитному полю \vec{H} прибавляются поле обменного взаимодействия и магнитное дипольное поле:

$$H_{\mu}^{(ex)}(\vec{r}) = (g\mu_B)^{-1} \sum_{\vec{r}'} I_{\mu\nu}(\vec{r} - \vec{r}') \langle\langle S^{\nu}(\vec{r}') \rangle\rangle;$$

$$H_{\mu}^{(dip)}(\vec{r}) = -4\pi g\mu_B \nabla_{\mu} \sum_{\vec{r}'} \Phi(\vec{r} - \vec{r}') \nabla'_{\nu} \langle\langle S^{\nu}(\vec{r}') \rangle\rangle,$$

где $\langle\langle S^{\nu}(\vec{r}') \rangle\rangle$ – статистически средний спин. Магнитное дипольное поле может быть записано в форме:

$$H_{\mu}^{(dip)}(\vec{r}) = \nabla_{\mu} \int_{\nu} \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \nabla'_{\nu} M^{\nu}(\vec{r}') d^3 r' + H_{\mu}^{(a)}(\vec{r}), \quad (2)$$

где первый член является размагничивающим полем $H_{\mu}^{(demag)}(\vec{r})$ образца, который рассматривается как непрерывная среда; $M^{\nu}(\vec{r}) = g\mu_B \langle\langle S^{\nu}(\vec{r}) \rangle\rangle / V_a$ – вектор плотности магнитного момента, определяемый усреднением по атомному объему V_a .

$$H_{\mu}^{(a)}(\vec{r}) = V_a \nabla_{\mu} \sum_{\vec{r}'} \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \nabla'_{\nu} M^{\nu}(\vec{r}') - \nabla_{\mu} \int_{\nu} \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \nabla'_{\nu} M^{\nu}(\vec{r}') d^3 r'$$

есть поле анизотропии, которое равно магнитному полю от соседних спинов за вычетом размагничивающего фактора $H_{\mu}^{(demag)}(\vec{r})$. Поле анизотропии зависит от взаимного расположения спинов друг относительно друга (или типа решетки, если рассматривается кристаллическая решетка ферромагнетика) и размера образца. В случае образца ферромагнитного кристалла с кубической решеткой с размерами много большими, чем постоянная решетки a , поле анизотропии $H_{\mu}^{(a)}(\vec{r})$ равно нулю [32]. В противном случае $H_{\mu}^{(a)}(\vec{r}) \neq 0$, и необходимо учитывать размерные эффекты и зависимость взаимного расположения спинов [33, 34].

В рамках диаграммного разложения перегруппировка членов в гамильтониане \mathcal{H} соответствует суммированию всех диаграмм, которые могут быть разрезаны на две части по линии взаимодействия. При этом, одна из частей не должна иметь внешних вершин (так называемые однохвостовые диаграммы) [35]. Суммирование однохвостовых частей дает суммарное поле, действующее на спин, $\vec{H}^{(c)} = \vec{H} + \vec{H}^{(ex)} + \vec{H}^{(dip)}$. Магнитное дипольное поле $H_{\mu}^{(dip)}(\vec{r})$ (2) зависит от формы образца (через размагничивающее поле $H_{\mu}^{(demag)}(\vec{r})$) и от поля анизотропии $H_{\mu}^{(a)}(\vec{r})$. Если образец имеет форму эллипсоида, размагничивающее поле $H_{\mu}^{(demag)}(\vec{r})$ является однородным по объему образца [36]. Выберем локальный базис (x', y', z') такой, что ось Oz' параллельна самосогласованному полю $\vec{H}^{(c)} = \vec{H} + \vec{H}^{(ex)} + \vec{H}^{(dip)}$ (Рис. 1). В отсутствии переменного магнитного поля в точке \vec{r} среднее значение спина $\langle\langle \vec{S}(\vec{r}) \rangle\rangle$ параллельно полю $\vec{H}^{(c)}$. При этой спиновой ориентации достигается минимум энергии. После того как мы нашли самосогласованное поле и равновесную спиновую ориентацию, рассмотрим динамику спиновых возбуждений, описываемых уравнениями Ландау-Лифшица.

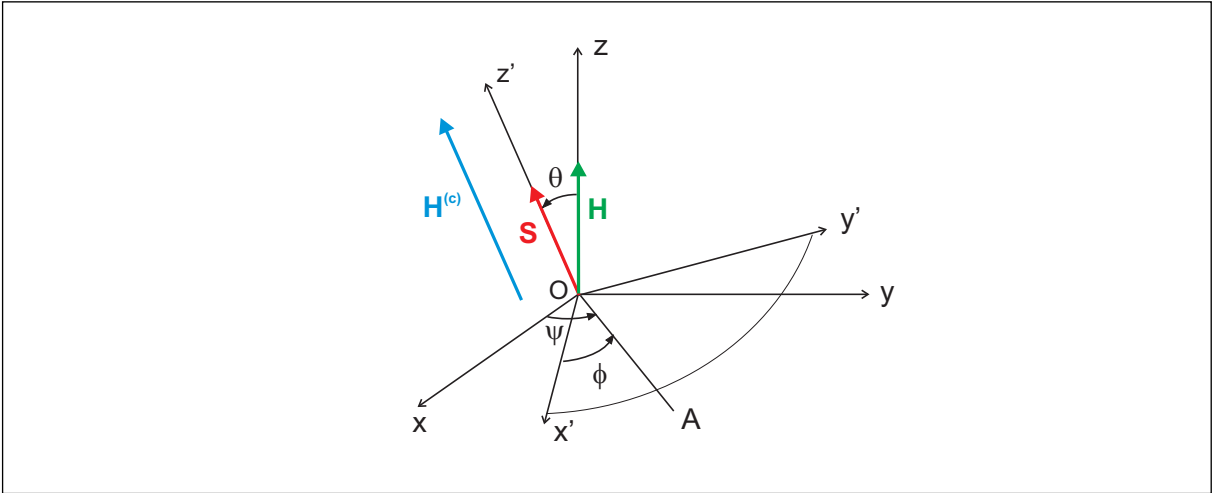


Рис. 1. Переход от локального базиса (x', y', z') к глобальному базису (x, y, z) . Ось OA лежит в плоскости xOy .

2.2. Обобщенные уравнения Ландау-Лифшица и нахождение тензора магнитной восприимчивости

Обобщенные уравнения Ландау-Лифшица получаются в приближении ЭФГВ [20, 31]. Мы будем полагать, что обменное взаимодействие изотропно, $2I_{-+}^{(0)} = 2I_{+-}^{(0)} = I_{zz}^{(0)} = I^{(0)}$. Тогда, если переменное магнитное поле $h_\nu(\vec{r}, \omega)$ действует на спины, уравнения Ландау-Лифшица в локальном базисе (x', y', z') дадут соотношения между малыми изменениями плотности магнитного момента $m_\nu(\vec{r}, \omega) = g\mu_B \delta \langle \langle S_\nu(\vec{r}, \omega) \rangle \rangle / V_a$, и полем $h_\nu(\vec{r}, \omega)$:

$$m_\pm(\vec{r}, \omega) = 2\gamma \hat{E}_\pm^{-1} M(\vec{r}) h_\mp(\vec{r}, \omega); \quad (3)$$

$$m_z(\vec{r}, \omega) = \gamma \hat{E}_z^{-1} \frac{B^{[1]}(p)}{B(p)} M(\vec{r}) h_z(\vec{r}, \omega), \quad (4)$$

где $h_\pm = 1/2(h_x \mp ih_y)$; ω – частота; $\delta \langle \langle S_\nu(\vec{r}, \omega) \rangle \rangle$ – вариация статистически среднего спина $\langle \langle S_\nu(\vec{r}) \rangle \rangle$; $\gamma = g\mu_B/\hbar$ – гиромагнитное отношение. Функции $B(p) = SB_S(Sp)$ и $B^{[1]}(p) = S \frac{\partial B_S(Sp)}{\partial p}$ выражаются через функцию Бриллюэна B_S для спина S . $B_S(x) = (1 + 1/2S) \coth[(1 + 1/2S)x] - (1/2S) \coth(x/2S)$. $p = \beta g\mu_B H_z^{(c)}(\vec{r})$, $\beta = 1/kT$, k – постоянная Больцмана, T – температура.

При низких температурах производная функции Бриллюэна $B^{[1]}(p)$ стремится к 0, и изменение намагниченности m_z становится пренебрежимо малым. Операторы Ландау-Лифшица являются псевдодифференциальными [37] и имеют вид:

$$\hat{E}_\pm m_\pm(\vec{r}, \omega) = [\gamma H^{(mag)}(\vec{r}) \pm \omega] m_\pm(\vec{r}, \omega) + \frac{4\pi\gamma\alpha M(\vec{r})}{V_b} \sum_{\vec{r}'} \int_{V_b} k^2 \exp[i\vec{k}(\vec{r} - \vec{r}')] m_\pm(\vec{r}', \omega) d^3k \quad (5)$$

$$\hat{E}_z m_z(\vec{r}, \omega) = \omega m_z(\vec{r}, \omega), \quad (6)$$

где $H^{(mag)} = |\vec{H} + \vec{H}^{(dip)}|$ – сумма внешнего магнитного поля и дипольного магнитного поля, действующего на спин $\vec{S}(\vec{r})$; $V_b = (2\pi)^3/V_a$; $\alpha = wV_a/4\pi(g\mu_B)^2$ – обменная константа; w – коэффициент в разложении Фурье обменного взаимодействия вблизи локального минимума энергии: $\tilde{I}^{(0)}(\vec{k}) = \sum_{\vec{r}} I^{(0)}(\vec{r}) \exp(-i\vec{k}\vec{r}) = \tilde{I}^{(0)}(0) - wk^2$. Уравнение Ландау-Лифшица (4) рассматривается в линейном приближении относительно $B^{[1]}(p)/B(p)$, вследствие чего, в операторе \hat{E}_z (6) мы оставили основной член ω и опустили член, пропорциональный $B^{[1]}(p)$. Для упрощения обозначений будем записывать уравнения Ландау-Лифшица (3), (4) в локальном базисе в форме:

$$m_\nu(\vec{r}, \omega) = \hat{\chi}_{\nu\mu}^{(loc)} h_\mu(\vec{r}, \omega),$$

где $\hat{\chi}^{(loc)} = \|\hat{\chi}_{\nu\mu}^{(loc)}\|$ – псевдодифференциальный тензорный оператор. При определенных условиях (длина спиновой волны λ много больше расстояния между частицами, $B^{[1]}(p) = 0$) операторы Ландау-Лифшица \hat{E}_\pm , переходят из псевдодифференциальной формы в дифференциальную. В этом случае, после преобразования Фурье по ω и перехода к временной переменной t , уравнение (3) принимает обычный дифференциальный вид уравнений Ландау-Лифшица [38], линейризованная форма которого получается из

$$\frac{\partial(M\vec{i}_z + \vec{m})}{\partial t} = \gamma \{ (H^{(mag)} + 4\pi\alpha M\Delta)\vec{i}_z + \vec{h} \} \times (M\vec{i}_z + \vec{m}),$$

где \vec{i}_z – единичный вектор по оси z' . Граничные условия для дифференциального вида уравнений Ландау-Лифшица получаются из требования существования обратного оператора \hat{E}_\pm^{-1} или, что эквивалентно, требования ортогональности решений к пространству собственных функций оператора \hat{E}_\pm с нулевыми собственными значениями $\text{Ker } \hat{E}_\pm$ [20].

Для нахождения тензора магнитной восприимчивости мы должны произвести преобразование от локального базиса (x', y', z') к глобальному базису (x, y, z) (рис. 1) и усреднить псевдодифференциальный тензорный оператор $\hat{\chi}_{\nu\mu}^{(loc)}$ по углам θ, ψ, ϕ , обменному взаимодействию $I^{(0)}$ и величине дипольного магнитного поля $H^{(dip)} = |\vec{H}^{(dip)}|$. Усреднение производится по малому объему δV неупорядоченной системы. Объем $\delta V \gg V_a$ должен содержать достаточно большое количество спинов, но его размер должен быть существенно меньше объема образца. Матрица перехода U между базисами (x', y', z') и (x, y, z) выражается через углы Эйлера θ, ψ и ϕ [39]. Без потери общности, угол Эйлера ϕ мы можем положить равным 0. Тогда в глобальном базисе (x, y, z) усредненный тензорный оператор $\hat{\chi}_{ij}^{(av)}$, который определяет соотношение между m_i и h_j , $m_i(\vec{r}, \omega) = \hat{\chi}_{ij}^{(av)} h_j(\vec{r}, \omega)$, имеет вид:

$$\hat{\chi}_{ij}^{(av)} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi U_{iv}^{-1} \hat{\chi}_{\nu\mu}^{(loc)} U_{\mu j} u(I^{(0)}, H^{(dip)}) f(\theta) \rho(\psi) \sin \theta dI^{(0)} dH^{(dip)} d\theta d\psi, \quad (7)$$

где индексы i, j принадлежат (x, y, z) , индексы ν, μ принадлежат (x', y', z') и $u(I^{(0)}, H^{(dip)})$, $f(\theta)$, $\rho(\psi)$ являются функциями распределения в объеме δV . Распределения нормализованы соотношениями

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{2\pi} u(I^{(0)}, H^{(dip)}) dI^{(0)} dH^{(dip)} = 1;$$

$$\int_0^\pi f(\theta) \sin \theta d\theta = 1;$$

$$\int_0^{2\pi} \rho(\psi) d\psi = 1.$$

Будем полагать, что угол ψ является случайной переменной с распределением $\rho(\psi) = (2\pi)^{-1}$. В этом случае, принимая во внимание уравнения (3), (4) с операторами Ландау-Лифшица (5), (6), известную зависимость матрицы перехода U от углов Эйлера [39]

$$U = \begin{pmatrix} \cos\psi & \sin\psi & 0 \\ -\cos\theta\sin\psi & \cos\theta\cos\psi & \sin\theta \\ \sin\theta\sin\psi & -\sin\theta\cos\psi & \cos\theta \end{pmatrix}$$

и интегрируя по ψ в соотношении (7), получим усредненный тензорный оператор – тензор магнитной восприимчивости неупорядоченной системы:

$$\hat{\chi}^{(av)} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} \begin{pmatrix} F\xi + D\eta & G\xi & 0 \\ -G\xi & F\xi + D\eta & 0 \\ 0 & 0 & 2F\eta + D(1-2\eta) \end{pmatrix} u(I^{(0)}, H^{(dip)}) dI^{(0)} dH^{(dip)}, \quad (8)$$

где

$$F = \frac{1}{2} \gamma (\hat{E}_+^{-1} + \hat{E}_-^{-1}) M(\vec{r});$$

$$G = \frac{i}{2} \gamma (\hat{E}_+^{-1} - \hat{E}_-^{-1}) M(\vec{r});$$

$$D = \gamma \hat{E}_z^{-1} \frac{B^{[1]}(p)}{B(p)} M(\vec{r})$$

и параметры порядка спиновой ориентации

$$\xi = \frac{1}{2} \int_0^{\pi} f(\theta) (1 + \cos^2 \theta) \sin \theta d\theta;$$

$$\eta = 1 - \xi;$$

$$\zeta = \int_0^{\pi} f(\theta) \cos \theta \sin \theta d\theta.$$

При ферромагнитном упорядочивании параметры порядка $\zeta = \xi = 1$, при полной разориентации спинов $\zeta = 0$, $\xi = 2/3$. Полюса тензора магнитной восприимчивости $\hat{\chi}^{(av)}$ определяют дисперсионные соотношения спиновых волн с длиной волны $\lambda \gg (\delta V)^{1/3}$. В этих дисперсионных соотношениях не учитываются переменные магнитные и электрические поля, которые окружают спиновую систему и существенно изменяют дисперсионные характеристики. Учет переменных полей будет произведен в разделе 3. Следует заметить, что в приближении ЭФГВ среднее значение плотности магнитного момента дается выражением

$$M^{(av)}(\vec{r}) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} M(\vec{r}) \zeta u(I^{(0)}, H^{(dip)}) dI^{(0)} dH^{(dip)}, \quad (9)$$

где в функции плотности момента $M^{(av)}(\vec{r})$ вектор \vec{r} является центром малого объема δV . При полной разориентации спинов параметры порядка $\zeta = 0$, $\xi = 2/3$ и, следовательно, $M^{(av)}(\vec{r}) = 0$. В то же время тензор магнитной восприимчивости $\hat{\chi}^{(av)}$ (8) принимает диагональный вид и не стремится к нулю.

3. Вывод уравнений, описывающих спиновые возбуждения с окружающими переменными электромагнитными полями

Переменное электромагнитное поле, окружающее спиновую систему, существенно изменяет дисперсионные кривые длинноволновых спиновых возбуждений. Выведем уравнения, описывающие электромагнитное поле спиновой волны, распространяющейся в пленке, содержащей неупорядоченные магнитные наночастицы (рис. 2). Будем полагать, что в общем случае пленка имеет неоднородные магнитные и электрические характеристики по толщине d , имеется проводящий слой толщиной Δ , и спиновая волна с волновым вектором \vec{q} распространяется вдоль оси Ox . Поскольку энергия спиновой волны и энергия электронов, возбуждаемых индуцируемыми вихревыми токами, малы, то мы можем пренебречь квантовыми эффектами и рассматривать переменное электромагнитное поле в классическом приближении, которое описывается уравнениями Максвелла [40]:

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \vec{e} &= -\frac{\partial \vec{b}}{c \partial t}; \\ \operatorname{div} (\vec{b}) &= 0; \\ \operatorname{div} (\varepsilon \vec{e}) &= 0; \\ \operatorname{rot} \vec{h} &= \frac{4\pi\sigma \vec{e}}{c} + \frac{\partial (\varepsilon \vec{e})}{c \partial t}, \end{aligned} \quad (10)$$

где $\vec{h} = \vec{h}(z) \exp(i\omega t + iqx)$ – переменное магнитное поле спиновой волны; $\vec{b} = \vec{b}(z) \exp(i\omega t + iqx)$ – переменная часть индукции; $\vec{e} = \vec{e}(z) \exp(i\omega t + iqx)$ – переменное электрическое поле, которое индуцируется переменным полем \vec{h} ; ω – круговая частота; ε – диэлектрическая проницаемость; σ – проводимость; c – скорость света. Индукция \vec{b} связана с полем \vec{h} соотношением $\vec{b} = \hat{\mu} \vec{h}$, где $\hat{\mu} = \|\hat{\mu}_{ij}\| = \|\delta_{ij} + 4\pi \hat{\chi}_{ij}^{(av)}\|$ – тензор магнитной проницаемости, который выражается через тензор магнитной восприимчивости $\hat{\chi}^{(av)}$. Тензор $\hat{\chi}^{(av)}$ описывается уравнением (8) и является тензорным псевдодифференциальным оператором.

После подстановки Фурье-компонент в уравнения (10) получим основные уравнения, описывающие магнитное поле спиновой волны:

$$\begin{aligned} iqb_x + \frac{\partial b_z}{\partial z} &= 0; \\ \frac{\partial h_x}{\partial z} - iqh_z - i\kappa b_z &= 0; \\ q^2 h_y + \kappa \left[-b_y + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{\kappa} \frac{\partial h_y}{\partial z} \right) \right] &= 0, \end{aligned} \quad (11)$$

где $\kappa = \omega(4\pi\sigma - \varepsilon\omega)/c^2$. Компоненты электрического поля выражаются через магнитное поле с помощью соотношений

$$\begin{aligned} e_x &= \frac{-i\omega}{c\kappa} \frac{\partial h_y}{\partial z} \\ e_y &= \frac{-\omega}{cq} b_z \\ e_z &= \frac{\omega}{cq} b_y - \frac{i}{q} \frac{\partial e_x}{\partial z}. \end{aligned}$$

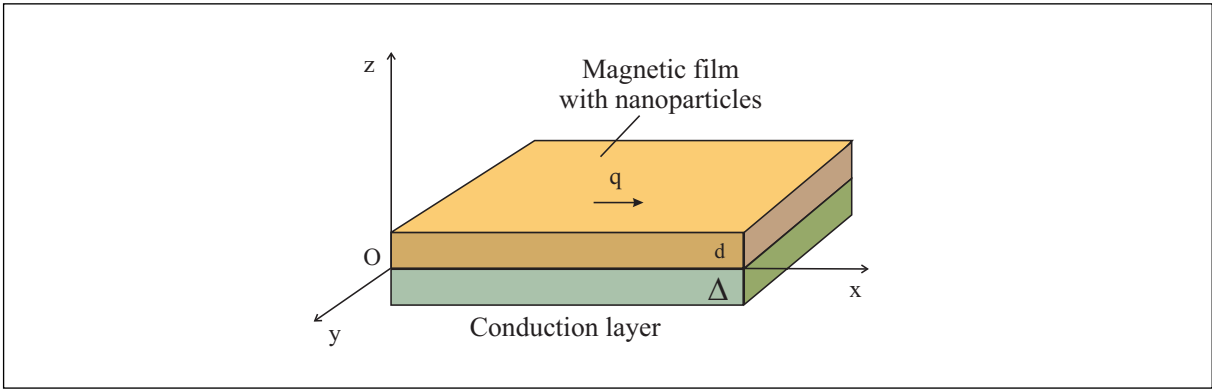


Рис. 2. Геометрия пленки толщиной d , содержащей неупорядоченные магнитные наночастицы, и проводящего слоя толщиной Δ . q – волновой вектор спиновой волны

Уравнения (11) являются основными уравнениями, определяющими дисперсионные кривые длинноволновых спиновых волн в неоднородной среде, содержащей неупорядоченные магнитные наночастицы.

Спиновые волны, при описании которых пренебрегают электрическим полем, носят название магнитостатических спиновых волн [38, 41, 42]. В этом случае переменное магнитное поле h_v является магнитостатическим, т.е. выражается через магнитостатический потенциал φ : $h_v = -\nabla_v \varphi$. В магнитостатическом приближении дисперсионные характеристики спиновых волн можно получить из более простого уравнения по сравнению с уравнениями (11). Уравнение для магнитостатической спиновой волны выводится из второго уравнения (10) и имеет вид:

$$\Delta \varphi(\vec{r}, \omega) + 4\pi \nabla_i \hat{\chi}_{ij}^{(av)} \nabla_j \varphi(\vec{r}, \omega) = 0. \quad (12)$$

Уравнение (12) описывает спиновые волны с длиной волны много большей параметра усреднения тензора магнитной восприимчивости $\hat{\chi}^{(av)}$: $\lambda \gg (\delta V)^{1/3}$.

Получив уравнения, описывающие спиновые волны, ответим на вопрос: как различные факторы влияют на дисперсионные кривые спиновых волн? Мы проанализируем эти факторы на примере касательно и нормально намагниченных пленок, содержащих неупорядоченные магнитные наночастицы, а именно: (1) влияние разупорядоченности спинов магнитных наночастиц; (2) проводимости магнитной пленки, в которой распространяется спиновая волна (структура магнитная пленка с проводимостью); (3) проводимости слоя, находящегося вблизи магнитной пленки (структура магнитная пленка + проводящий немагнитный слой); (4) неоднородности магнитной пленки по толщине (структура магнитная пленка с неоднородностью магнитных параметров).

4. Спиновые волны в пленках с магнитным беспорядком

Для выявления влияния разупорядоченности спинов магнитных наночастиц на дисперсионные кривые длинноволновых спиновых волн рассмотрим спиновые волны в нормально намагниченных пленках и в касательно намагниченных пленках в геометрии Даймона-Эшбаха (DE) в отсутствие проводящего слоя Δ . Рассмотрим случай, когда длина спиновой волны $\lambda \gg (\delta V)^{1/3}$, спиновая волна является магнитостатической ($\sigma = \varepsilon = 0$), и магнитный беспорядок обусловлен неколлинеарностью спинов.

В связи с этим, в соотношениях (7) и (8) будем полагать, что распределение $u(I^{(0)}, H^{(dip)})$ равно $\delta(I^{(0)} - I_0^{(0)})\delta(H^{(dip)} - H_0^{(dip)})$, где $I_0^{(0)}$ – среднее значение обменного взаимодействия между спинами и $H_0^{(dip)}$ – среднее значение дипольного магнитного поля от соседних спинов. В DE геометрии размагничивающее поле пленки $H_\mu^{(demag)}(\vec{r})$ равно нулю [38], и в соответствии с соотношением (2) дипольное магнитное поле $\vec{H}_0^{(dip)}(\vec{r})$ сводится к полю анизотропии $\vec{H}_0^{(a)}(\vec{r})$. В нормально намагниченной пленке размагничивающее поле равно $-4\pi M^{(av)}\vec{n}$ и дипольное магнитное поле равно $\vec{H}_0^{(a)}(\vec{r}) - 4\pi M^{(av)}\vec{n}$, где \vec{n} – нормаль к пленке.

4.1. Нормально намагниченные пленки

В нормально намагниченных пленках поле \vec{H} ортогонально поверхности пленки и волновой вектор \vec{q} лежит в плоскости xOy (рис. 3а). Мы будем полагать, что $\vec{q} \parallel Ox$. Для однородной по толщине d пленки решение уравнения (12) будем искать в форме:

$$\varphi(x, y, z, \omega) = \exp(iqx) \begin{cases} A_1 \exp(|q|z), & z < 0 \\ A_2 \exp(iQz) + A_3 \exp(-iQz), & 0 < z < d \\ A_4 \exp(-|q|z), & z > d \end{cases} \quad (13)$$

где Q – поперечный волновой вектор; $q = 2\pi/\lambda$ – продольный волновой вектор спиновой волны. Магнитостатический потенциал $\varphi(\vec{r}, \omega)$ и нормальная компонента переменной магнитной индукции должны быть непрерывны на границах. Это дает граничные условия

$$\begin{aligned} \varphi(\vec{r}, \omega)|_{+\delta} &= \varphi(\vec{r}, \omega)|_{-\delta}; \\ (1 + 4\pi\hat{\chi}_{zz}^{(av)})\nabla_z \varphi(\vec{r}, \omega)|_{+\delta} &= (1 + 4\pi\hat{\chi}_{zz}^{(av)})\nabla_z \varphi(\vec{r}, \omega)|_{-\delta}, \end{aligned} \quad (14)$$

где δ – обозначение границ при $z = 0$ и $z = d$.

4.1.1. Прямые объемные спиновые волны

Сшивая $\varphi(\vec{r}, \omega)$ в соответствии с граничными условиями (14), мы можем выразить коэффициенты A_1, A_3, A_4 в решении (13) через коэффициент A_2 .

$$\begin{aligned} A_3 &= \frac{\bar{p}Q - |q|}{\bar{p}Q + |q|} A_2; \\ A_1 &= A_2 + A_3; \end{aligned} \quad (15)$$

$$A_4 = A_2 \exp[(|q| + iQ)d] + A_3 \exp[(|q| - iQ)d],$$

где

$$\begin{aligned} \bar{p} &= \frac{q^2(1 - 3\eta)(1 + t)}{q^2\xi + 2Q^2\eta}; \\ t &= \frac{4\pi\gamma B^{[1]}(p)M}{\omega B(p)}. \end{aligned}$$

Кроме соотношений на коэффициенты (15), граничные условия определяют связь между Q и q :

$$2 \cot Qd = \frac{\bar{p}Q}{|q|} - \frac{|q|}{\bar{p}Q}. \quad (16)$$

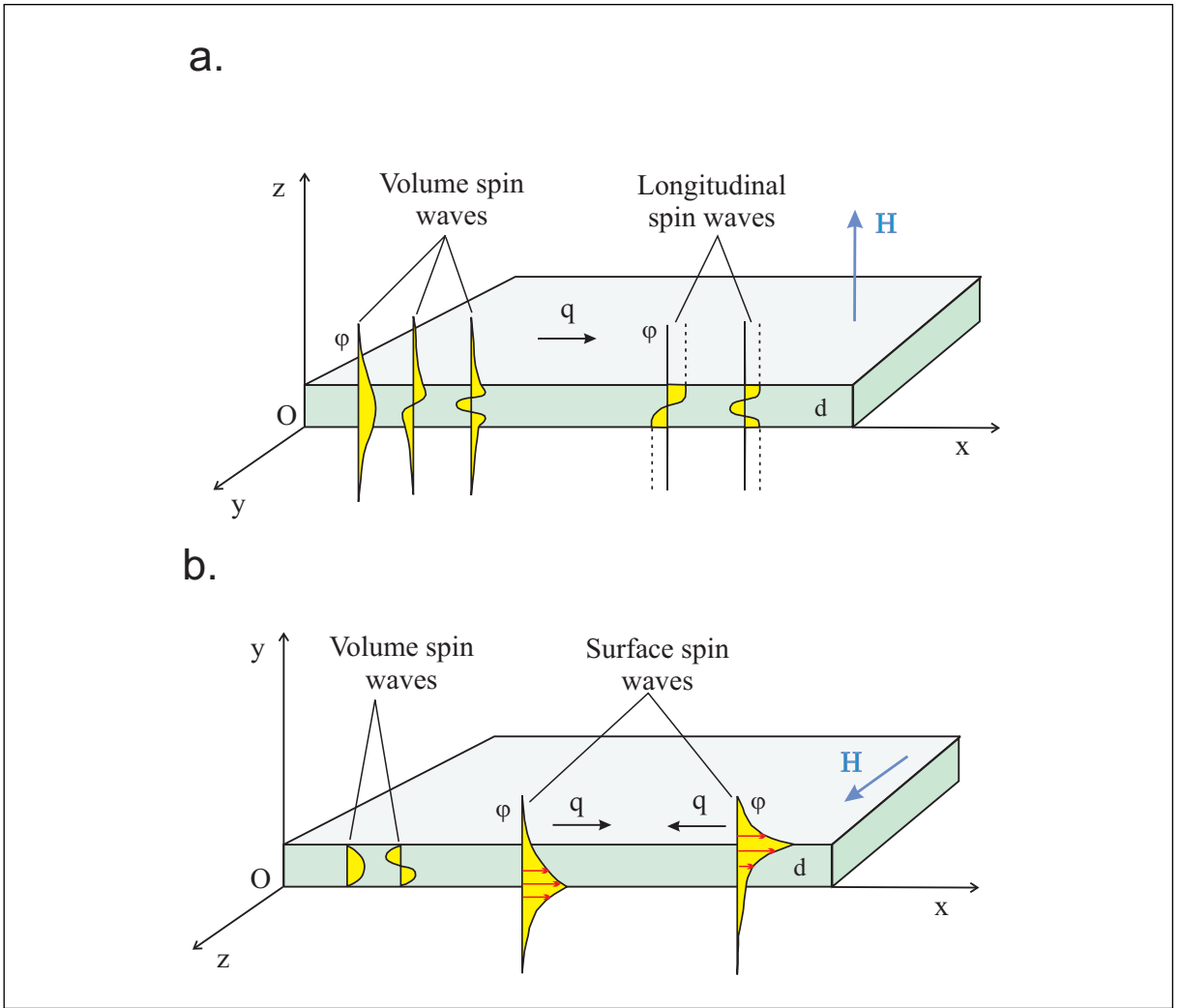


Рис. 3: (а) – распределение магнитостатического потенциала $\phi(\vec{r}, \omega)$ по профилю распространяющихся прямых объемных и продольных спиновых волн в нормально намагнитченной пленке; (б) – распределение магнитостатического потенциала $\phi(\vec{r}, \omega)$ объемных спиновых волн и поверхностных волн, распространяющихся в противоположных направлениях в касательно намагнитченной пленке

Уравнение (16) имеет бесконечное множество решений $Q^{(j)}$ ($j=1,2,3,\dots$) и определяет спинволновые моды. Дисперсионные соотношения спиновых волн находятся путем подстановки решения (13) при $0 < z < d$ в уравнение (12):

$$\omega^{(j)2}(\vec{q}) = \Omega^{(j)} \left(\Omega^{(j)} + \Omega_M \frac{q^2 \xi + 2Q^{(j)2} \eta}{q^2(1+t\eta) + Q^{(j)2}[1+(1-2\eta)t]} \right), \quad (17)$$

где $\Omega^{(j)} = \gamma(H^{(mag)} + 4\pi\alpha M(Q^{(j)2} + q^2))$; $\Omega_M = 4\pi\gamma M$; $H^{(mag)} = |\vec{H} + \vec{H}_0^{(a)} - 4\pi M^{(av)} \vec{n}|$. Для случая ферромагнитной пленки с параметрами порядка $\xi=1$ и $\eta=0$ спинволновые моды, определенные решением (13) с соотношениями (15) и (16) и обладающие дисперсионной зависимостью (17), носят название прямых объемных магнитостатических волн (FVMSW – forward volume magnetostatic waves [41, 38, 42]).

4.1.2. Продольные спиновые волны

Кроме прямых объемных магнитоэлектронных мод в нормально намагниченной пленке с магнитным беспорядком существуют дополнительные моды, которые проявляются только в неупорядоченных структурах. Этим модам соответствуют решения с $1 + 4\pi\hat{\chi}_{zz}^{(av)} = 0$ и $q = 0$ в (13), (14). Коэффициенты A_1, A_3, A_4 в решении (13) определяются через коэффициент A_2 :

$$A_1 = 2A_2, \quad A_3 = A_2, \quad A_4 = 2(-1)^j A_2.$$

где $j = 1, 2, 3, \dots$ – номер моды. Продольный волновой вектор принимает значения $Q^{(j)} = \pi j/d$. Дисперсионные зависимости дополнительных мод имеют вид:

$$\omega_{long}^{(j)2}(\vec{q}) = \Omega^{(j)} \left(\Omega^{(j)} + \Omega_M \frac{2\eta}{1 + (1 - 2\eta)t} \right). \quad (18)$$

Этим модам соответствуют колебания намагниченности $m_z(\vec{r}, \omega) = -\hat{\chi}_{zz}^{(av)} \nabla_z \varphi(\vec{r}, \omega) = (4\pi)^{-1} \nabla_z \varphi(\vec{r}, \omega)$ по направлению внешнего магнитного поля \vec{H} , в связи с чем дополнительные моды с дисперсионной зависимостью (18) можно назвать продольными модами. Причиной существования продольных спинволновых мод является присутствие в (8) zz -компоненты $\hat{\chi}^{(av)}$, которая равна $2F\eta + D(1 - 2\eta)$ и отлична от нуля вследствие неупорядоченности спиновых ориентаций в объеме δV и вследствие входящего в D и проистекающего из уравнения (4), не равного нулю при конечных температурах значения производной функции Бриллюэна $B^{[1]}(p)$.

Существование продольных колебаний намагниченности можно рассмотреть с другой точки зрения. Выберем два неколлинеарных спина в точках 1 и 2 объема δV , по которому производилось усреднение $\hat{\chi}^{(av)}$ (рис. 4а). Благодаря разной спиновой ориентации и разным значениям поля $\vec{H}^{(c)}(\vec{r})$ в точках 1 и 2, изменения значений спинов $\delta\vec{S}_1, \delta\vec{S}_2$ и их фазы при вращении различны

$$\begin{aligned} \vec{S}_1(t) &= \vec{S}_1^{(0)} + \delta\vec{S}_1 \exp(i\omega_1 t); \\ \vec{S}_2(t) &= \vec{S}_2^{(0)} + \delta\vec{S}_2 \exp(i\omega_2 t), \end{aligned} \quad (19)$$

где $\vec{S}_1^{(0)}, \vec{S}_2^{(0)}$ – невозмущенные спины в точках 1 и 2. Усреднение в соотношениях (7) и (8) в объеме δV соответствует суммированию по вращающимся спинам. Учитывая (19), усреднение приводит к изменению суммы спинов при их вращении (рис. 4б)

$$|\vec{S}_1(t) + \vec{S}_2(t)| = [|\vec{S}_1^{(0)} + \vec{S}_2^{(0)}|^2 + (\vec{S}_1^{(0)} \cdot \delta\vec{S}_2) \exp(i\omega_2 t) + (\vec{S}_2^{(0)} \cdot \delta\vec{S}_1) \exp(i\omega_1 t)]^{1/2} \quad (20)$$

и, соответственно, к изменению общего спина объема δV . Для простоты в соотношении (20) мы ограничились линейным приближением относительно $|\delta\vec{S}_{1(2)}| / |\vec{S}_{1(2)}|$. Из соотношения (20) можно заключить, что в неупорядоченных системах средняя плотность магнитного момента $M^{(av)}(\vec{r})$ (9) может меняться.

4.2. Касательно намагниченные пленки

В DE геометрии направление внешнего магнитного поля \vec{H} параллельно поверхности пленки, спиновая волна распространяется вдоль оси Ox и волновой вектор \vec{q} ортогонален полю \vec{H} (рис. 3б). Будем полагать, что $\vec{q} \parallel Ox$. Для однородной по толщине d пленки решение уравнения (12) будем искать в форме:

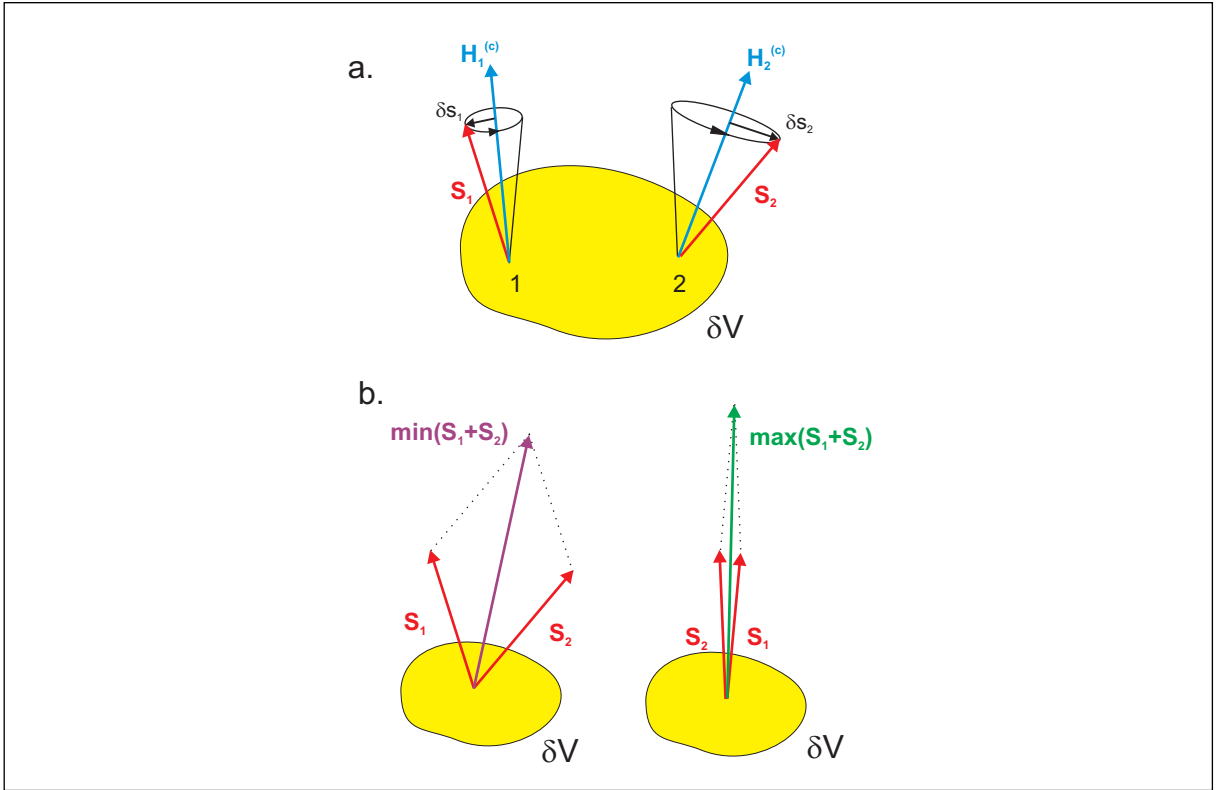


Рис. 4. (а) – вращения спинов \vec{S}_1 и \vec{S}_2 в разных точках 1 и 2 объема δV ; (б) – изменения суммарного значения спина объема δV

$$\varphi(x, y, z, \omega) = \exp(iqx) \begin{cases} A_1 \exp(|q|y), & y < 0 \\ A_2 \exp(Qy) + A_3 \exp(-Qy), & 0 < y < d \\ A_4 \exp(-|q|y), & y > d \end{cases} \quad (21)$$

где Q – поперечный волновой вектор; $q = 2\pi/\lambda$. Из требования непрерывности магнитостатического потенциала $\varphi(\vec{r}, \omega)$ и нормальной компоненты переменной магнитной индукции вытекают граничные условия:

$$\begin{aligned} \varphi(\vec{r}, \omega)|_{+\partial} &= \varphi(\vec{r}, \omega)|_{-\partial}; \\ 4\pi\hat{\chi}_{yx}^{(av)}\nabla_x\varphi(\vec{r}, \omega) + (1 + 4\pi\hat{\chi}_{yy}^{(av)})\nabla_y\varphi(\vec{r}, \omega)|_{+\partial} &= \\ = 4\pi\hat{\chi}_{yx}^{(av)}\nabla_x\varphi(\vec{r}, \omega) + (1 + 4\pi\hat{\chi}_{yy}^{(av)})\nabla_y\varphi(\vec{r}, \omega)|_{-\partial}, \end{aligned} \quad (22)$$

где ∂ – обозначение границ при $y = 0$ и $y = d$. Для случая касательно намагниченной пленки дисперсионные соотношения получаются из граничных условий. В DE геометрии существуют три типа решений – объемные волны, поверхностные волны Даймона-Эшбаха и продольные спиновые волны.

4.2.1. Объемные спиновые волны

Объемные спиновые волны (рис. 3б) характеризуются мнимыми значениями продольного волнового вектора Q . Сшивая $\varphi(\vec{r}, \omega)$ в соответствии с граничными условиями (22), определим коэффициенты A_1, \dots, A_4 в решении (21)

$$A_1 = A_4 = 0 \quad A_2 = -A_3$$

и получим дисперсионные соотношения

$$\omega^{(j)} = \{[\Omega_H + \alpha\Omega_M(q^2 + |Q^{(j)}|^2)][\Omega_H + \alpha\Omega_M(q^2 + |Q^{(j)}|^2) + \xi\Omega_M]\}^{1/2} + \delta\omega^{(j)}, \quad (23)$$

где продольный волновой вектор $Q^{(j)} = i\pi j/d$; $j=1,2,3,\dots$ – номер моды; $\Omega_H = \gamma H^{(mag)} = \gamma |\vec{H} + \vec{H}_0^{(a)}|$, $\Omega_M = 4\pi\gamma M$. Член $\delta\omega^{(j)}$ обусловлен продольными вариациями плотности магнитного момента m_z в уравнении (4), появляющимися при конечных температурах. В линейном приближении относительно $B^{[1]}(p)/B(p)$ этот член записывается в виде:

$$\delta\omega^{(j)} = -\frac{\xi\eta B^{[1]}(p)\Omega_M^2}{2B(p)[\Omega_H + \alpha\Omega_M(q^2 + |Q^{(j)}|^2) + \xi\Omega_M]}.$$

В ферромагнитных пленках при нулевых температурах член $\delta\omega^{(j)} = 0$, параметр порядка $\xi = 1$ и частоты (23) совпадают с частотами спектра спин-волнового резонанса в касательно намагниченных пленках [38].

4.2.2. Поверхностные спиновые волны – продольные моды и моды Даймона-Эшбаха

Поверхностные спиновые волны (рис. 3б) характеризуются действительными значениями продольного волнового вектора Q . Принимая во внимание соотношение (8) и форму решения (21) во внутренней области пленки, из уравнения (12) находим, что $Q = q$. Сшивая $\varphi(\vec{r}, \omega)$ в соответствии с граничными условиями (22), мы можем выразить коэффициенты A_1, A_3, A_4 в (21) через A_2 :

$$A_3 = \frac{(\Omega_H^2 - \omega^2)(1 + a - \nu) + \Omega_M(\xi\Omega_H + \zeta\omega)}{(\Omega_H^2 - \omega^2)(1 + a + \nu) + \Omega_M(\xi\Omega_H - \zeta\omega)} A_2;$$

$$A_1 = A_2 + A_3; \quad (24)$$

$$A_4 = A_2 \exp[(|q| + q)d] + A_3 \exp[(|q| - q)d],$$

где параметр $\nu = \text{sign } q = q/|q| = \pm 1$ задает направление распространения спиновой волны и

$$a = \frac{\eta B^{[1]}(p)\Omega_M}{B(p)\omega}.$$

Частота ω определяется из дисперсионных соотношений

$$\omega^{(\pm)} = \left\{ \Omega_H^2 + \frac{\Omega_M}{8} (4\xi\Omega_H + \zeta^2\Omega_M u) \pm \frac{\Omega_M}{8} \left[(4\xi\Omega_H + \zeta^2\Omega_M u)^2 + 16\Omega_H^2 (\zeta^2 - \xi^2) u \right]^{1/2} \right\}^{1/2} + \delta\omega^{(\pm)}, \quad (25)$$

где $u = 1 - \exp(-2|q|d)$. Член $\delta\omega^{(\pm)}$ обусловлен продольными вариациями плотности магнитного момента m_z в уравнении (4), появляющимися при конечных температурах, и дается соотношением

$$\delta\omega^{(\pm)} = -\frac{\eta B^{[1]}(p)\Omega_M(\omega^{(\pm)2} - \Omega_H^2)(2\omega^{(\pm)2} - 2\Omega_H^2 - \xi\Omega_H\Omega_M u)}{B(p)\omega^{(\pm)2}(8\omega^{(\pm)2} - 8\Omega_H^2 - 4\xi\Omega_H\Omega_M - \zeta^2\Omega_M^2 u)}.$$

Из соотношений (24) видно, что магнитостатический потенциал $\varphi(\vec{r}, \omega)$ поверхностных волн зависит от направления распространения волны: при волновом векторе $q > 0$ волна распространяется вдоль одной поверхности пленки, а при $q < 0$ – вдоль

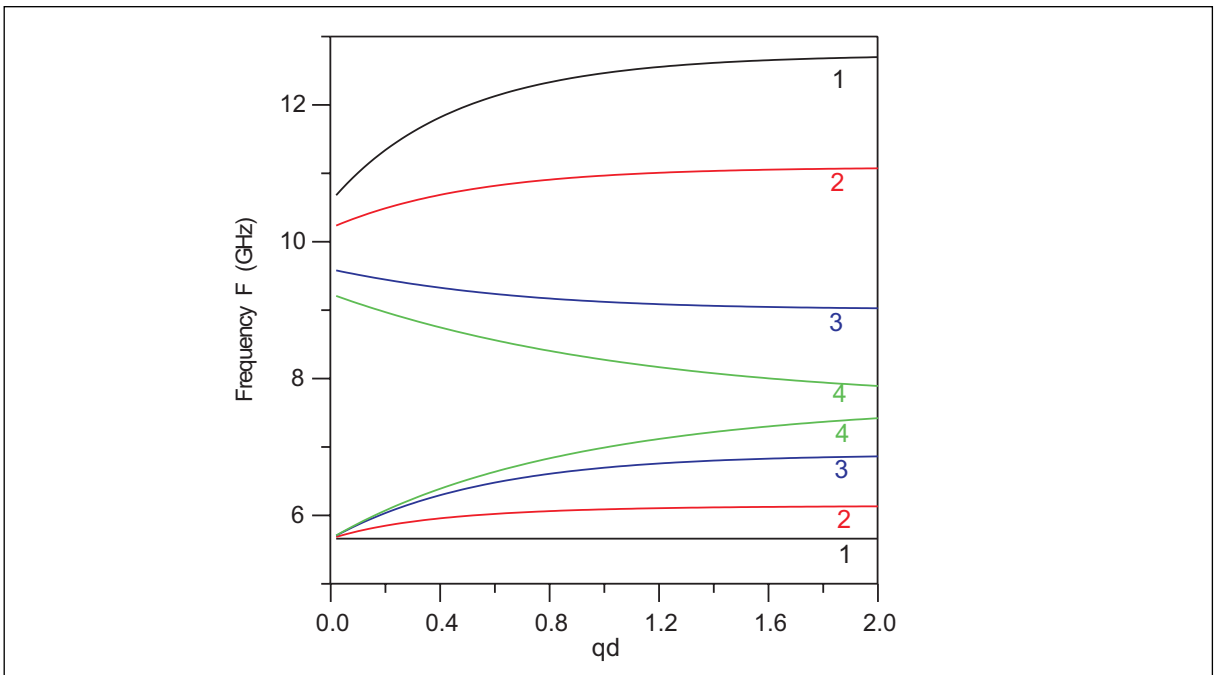


Рис. 5. Влияние спиновой неколлинеарности на дисперсионные кривые поверхностных спиновых волн – моды Даймона-Эшбаха (DE) и продольной моды – для пленки с магнитным беспорядком с намагниченностью насыщения $4\pi M = 5$ кОе в магнитном поле $H^{(mag)} = 2$ кОе. Верхняя ветвь является поверхностной DE модой, а нижняя ветвь – продольной спинволновой модой. Волновой вектор q нормирован на толщину пленки d . Параметры порядка: (1) – $\xi = 1$, $\zeta = 1$; (2) – $\xi = 0.9$, $\zeta = 0.7$; (3) – $\xi = 0.75$, $\zeta = 0.3$; (4) – $\xi = 2/3$, $\zeta = 0$

другой (рис. 3b). Дисперсионные соотношения (25) определяют две ветви поверхностных спиновых волн. Для выявления степени влияния спиновой неколлинеарности на эти ветви вычислим дисперсионные кривые (25) без члена $\delta\omega^{(\pm)}$. Дисперсионные кривые представлены на рис. 5 для магнитной пленки с намагниченностью насыщения $4\pi M = 5$ кОе при различных параметрах порядка ξ и ζ . Магнитное поле $H^{(mag)} = |\vec{H} + \vec{H}_0^{(a)}|$, являющееся суммой внешнего магнитного поля и поля анизотропии, равно 2 кОе для всех кривых, гиромагнитное отношение γ равно $2\pi \cdot 2.83$ МГц/Ое. Спиновые волны, распространяющиеся в противоположных направлениях, имеют одинаковые дисперсионные кривые. Для $\xi = \zeta = 1$ спины имеют ферромагнитное упорядочение. В этом случае верхняя ветвь $\omega^{(+)}$ является поверхностной модой Даймона-Эшбаха (DE модой). Другое название DE моды – поверхностная магнитостатическая волна (SMSW – surface magnetostatic wave [41, 38, 42]). Нижняя ветвь $\omega^{(-)}$ на частоте $F = \omega/2\pi = \Omega_H/2\pi = 5.66$ GHz (продольная мода) вырождена. Обычно нижняя ветвь не принимается во внимание и не рассматривается. Уменьшение параметров порядка ξ и ζ приводит к понижению начальной частоты дисперсионной кривой DE моды и к уменьшению ее наклона. В то же время снимается вырождение нижней ветви. Для пленок с большой степенью спиновой неколлинеарности наклон DE моды принимает отрицательный характер. Крайний случай спинового беспорядка, полный беспорядок, соответствует параметрам $\xi = 2/3$ и $\zeta = 0$. При этих параметрах кривые, представленные на рис. 5, могут рассматриваться в качестве предельных.

Благодаря полюсной сингулярности оператора $\hat{\chi}^{(av)}$ (8) при $\omega = \Omega_H$, нижняя ветвь поверхностных волн имеет большие значения изменений плотности магнитного

момента $m_i = -\hat{\chi}_{ij}^{(av)} \nabla_j \varphi$. При $q \rightarrow 0$ (случай ФМР спектра) продольная компонента $m_z = -\hat{\chi}_{zz}^{(av)} \nabla_z \varphi$, в общем случае, отлична от нуля при $\nabla_z \varphi \rightarrow 0$. Это дает основание, как и в случае перпендикулярно намагниченных пленок, назвать нижнюю ветвь поверхностных волн продольной спинволновой модой. При этом следует заметить, что продольные спинволновые моды в касательно и перпендикулярно намагниченных пленках появляются, соответственно, ниже и выше частот основных волн (т.е. DE моды и объемных мод для касательно намагниченных пленок и мод FVMSW для нормально намагниченных пленок). Так как касательно и перпендикулярно намагниченные пленки являются крайними случаями ориентации намагничивания пленки, то при намагничивании пленки под произвольным углом следует ожидать, что частота дополнительной продольной моды с номером j будет лежать в диапазоне частот $[\omega^{(-)}, \omega_{long}^{(j)}]$, где $\omega^{(-)}$, $\omega_{long}^{(j)}$ определяются, соответственно, соотношениями (25) и (18).

В разупорядоченных магнитных системах продольные спинволновые моды должны проявляться как дополнительные пики в спектре ФМР. ФМР спектр является предельным случаем спиновых волн – волновой вектор спиновой волны q равен нулю. Если обменная константа α стремится к нулю, как, например, в структурах, состоящих из магнитных частиц в диэлектрической матрице (магнитных нанокompозитах) с малой концентрацией частиц, то дисперсионные кривые продольных спинволновых мод (18) сближаются. Это приводит к двухпиковой структуре спектра ФМР как в касательно, так и в перпендикулярно намагниченных пленках. Первый пик – это обычное синфазное вращение спинов. Второй пик обусловлен изменениями плотности магнитного момента $M^{(av)}(\vec{r})$. Этот пик соответствует продольным спинволновым модам при $q = 0$.

5. Влияние проводимости магнитной пленки, в которой распространяется спиновая волна, на дисперсионные кривые

Влияние проводимости и неоднородности магнитных параметров на дисперсионные кривые рассмотрим на примере поверхностной спиновой волны (моды Даймона-Эшбаха) в пленке в DE-геометрии (рис. 3b). Будем полагать, что спины ферромагнитно упорядочены и пренебрежем полем анизотропии $\vec{H}^{(a)}$ и константой обменного взаимодействия α . Это можно сделать в случае, если гранулированная пленка с магнитными частицами n -металлов ($n = 3d, 4f, \dots$) содержит частицы, достаточно далеко расположенные друг от друга. В последнем случае константа обменного взаимодействия, в соответствии с радиальным изменением плотности n -орбитали на больших расстояниях [43], уменьшается с увеличением расстояния R между частицами: $\alpha = \alpha_0 \exp(-R/na)$, где $a = \hbar^2/m_e e^2 = 0.05292$ nm – атомная единица длины, m_e и e – масса и заряд электрона. При этих предположениях тензор магнитной проницаемости $\hat{\mu}$ не является псевдодифференциальным оператором и представляет собой простой числовой тензор $\mu = \|\mu_{ij}\|$. Будем полагать, что μ , ε , σ являются функциями от переменной y . Магнитное поле ориентировано по оси Oz .

Тогда, учитывая числовой характер тензора μ , из уравнений (11) получаем соотношения, в которых все компоненты выражаются через h_x -компоненту переменного магнитного поля спиновой волны:

$$h_z = e_x = 0, \quad e_z = -\frac{\omega}{cq} \sum_i \mu_{yi} h_i,$$

$$e_y = \frac{\omega}{cq} \sum_i \mu_{zi} h_i, \quad h_y = -(q^2 + \kappa \mu_{yy})^{-1} (iq \frac{\partial h_x}{\partial y} + \kappa \mu_{yx} h_x),$$

где $\kappa = \omega(4\pi\sigma - \varepsilon\omega)/c^2$. При выводе соотношений в соответствии с (рис. 3b) сделана замена осей $Oy \leftrightarrow Oz$. h_x -компонента, в свою очередь, определяется дифференциальным уравнением

$$iq(\mu_{xx} h_x + \mu_{xy} h_y) + \frac{\partial}{\partial y} (\mu_{yx} h_x + \mu_{yy} h_y) = 0$$

или

$$q\mu_{xx} h_x - i \frac{\partial \mu_{yx} h_x}{\partial y} - \frac{iq\mu_{xy}}{q^2 + \kappa\mu_{yy}} \left(q \frac{\partial h_x}{\partial y} - i\kappa\mu_{yx} h_x \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left[\frac{\mu_{yy}}{q^2 + \kappa\mu_{yy}} \left(q \frac{\partial h_x}{\partial y} - i\kappa\mu_{yx} h_x \right) \right] = 0 \quad (26)$$

с граничными условиями, проистекающими из непрерывности h_x и нормальной составляющей индукции \vec{b} .

$$\begin{aligned} h_x(y)|_{+\partial} &= h_x(y)|_{-\partial}, \\ \mu_{yx} h_x(y) + \mu_{yy} h_y(y)|_{+\partial} &= \mu_{yx} h_x(y) + \mu_{yy} h_y(y)|_{-\partial}, \end{aligned} \quad (27)$$

где ∂ – обозначение границы при $y=0$ и $y=d$. Знаки + и – указывают на противоположные стороны границы.

Рассмотрим влияние проводимости σ магнитной пленки на дисперсионную кривую поверхностной спиновой волны. Будем предполагать, что пленка однородна по толщине d . Тогда решение уравнения (26) запишется в форме:

$$h_x(y) = \begin{cases} A \exp(|q|y), & y \leq 0 \\ B_1 \exp(Qy) + B_2 \exp(-Qy), & y \in [0, d] \\ C \exp(-|q|y), & y \geq d \end{cases} \quad (28)$$

При $\mu_{yx} = -\mu_{xy}$ поперечный волновой вектор Q равен

$$Q = \left(\frac{q^2 \mu_{xx} + \kappa \mu_{yy} \mu_{xx} + \kappa \mu_{xy}^2}{\mu_{yy}} \right)^{1/2}. \quad (29)$$

Сшивая $h_x(y)$ в соответствии с граничными условиями (27), мы определим коэффициенты A , B_1 , B_2 , C в (28) и в дополнение к (29) получим второе соотношение на поперечный волновой вектор Q

$$\coth(Qd) = \frac{(q^2 \mu_{xy})^2 + (qQ\mu_{yy})^2 + (q^2 + \kappa\mu_{yy})^2}{-2\nu q Q \mu_{yy} (q^2 + \kappa\mu_{yy})}, \quad (30)$$

где $\nu = \text{sign } q$.

Проанализируем дисперсионное соотношение, задаваемое уравнениями (29), (30), для случая, когда диэлектрическая проницаемость ε равна 0 и тензор магнитной проницаемости μ , определяемый уравнениями Ландау-Лифшица (3), (4), имеет вид:

$$\begin{aligned} \mu_{yy} = \mu_{xx} &= 1 + \frac{\Omega_H \Omega_M}{\Omega_H^2 - \omega^2}; \\ \mu_{xy} = -\mu_{yx} &= \frac{i\omega \Omega_M}{\Omega_H^2 - \omega^2}, \end{aligned} \quad (31)$$

$$\mu_{zz} = 1, \quad \mu_{zj} = \mu_{jz} = 0 \quad (j \neq z),$$

где $\Omega_H = \gamma H$; $\Omega_M = \gamma \cdot 4\pi M$; $4\pi M$ – намагниченность; γ – гиромагнитное отношение. При нулевой проводимости σ ферромагнитной пленки уравнения (29), (30) приводят к общеизвестному дисперсионному соотношению поверхностной спиновой волны, распространяющейся в пленке [41, 38, 42]:

$$\omega^2 = \Omega_p^2 + \Omega_M^2 [1 - \exp(-2qd)]/4, \quad (32)$$

где $\Omega_p^2 = \Omega_H(\Omega_H + \Omega_M)$.

Влияние проводимости σ на дисперсионную кривую поверхностной спиновой волны показано на рис. 6. Вычисления проведены для пленки с намагниченностью $4\pi M = 5$ кОе, имеющей толщину $d = 400$ нм и находящейся в магнитном поле $H = 3$ кОе. $\gamma = 2\pi \cdot 2.83$ МГц/Ое. Волновой вектор q нормализован на толщину пленки. В разных диапазонах волновых векторов q проводимость пленки может приводить как к поднятию, так и к понижению дисперсионной кривой спиновой волны.

6. Влияние проводимости слоя, находящегося вблизи магнитной пленки, на дисперсионные кривые спиновых волн

Рассмотрим магнитную пленку толщиной d , около которой находится ферромагнитный проводящий слой толщиной Δ (рис. 2). Будем предполагать, что магнитная пленка однородна по толщине, ее диэлектрическая проницаемость ε , проводимость σ и, следовательно, параметр κ равны 0. Тензор магнитной проницаемости $\mu^{(0)}$ определяется уравнениями Ландау-Лифшица (3), (4) и имеет вид (31). Будем также предполагать, что ферромагнитный проводящий слой однороден по толщине и его тензор магнитной проницаемости $\mu^{(1)}$ также имеет вид (31). Решение уравнения (26) запишется в форме:

$$h_x(y) = \begin{cases} A \exp(|q|y), & y \leq 0 \\ B_1 \exp(Q^{(0)}y) + B_2 \exp(-Q^{(0)}y), & y \in [0, d] \\ C_1 \exp(Q^{(1)}y) + C_2 \exp(-Q^{(1)}y), & y \in [d, d + \Delta] \\ D \exp(-|q|y), & y \geq d + \Delta, \end{cases} \quad (33)$$

где $Q^{(0)} = q$ и

$$Q^{(1)} = \left(\frac{q^2 \mu_{xx}^{(1)} + \kappa \mu_{yy}^{(1)} \mu_{xx}^{(1)} + \kappa \mu_{xy}^{(1)2}}{\mu_{yy}^{(1)}} \right)^{1/2}.$$

Сшивая $h_x(y)$ в соответствии с граничными условиями (27) на внешних границах структуры и на границе магнитная пленка / ферромагнитный проводящий слой, мы определим коэффициенты A , B_1 , B_2 , C_1 , C_2 , D в (33) и получим дисперсионное соотношение:

$$\frac{i\nu\mu_{yx}^{(0)} + \mu_{yx}^{(0)2} + \mu_{yy}^{(0)2} + \nu\mu_{yy}^{(0)} \coth(qd)}{\nu - i\mu_{yx}^{(0)} + \mu_{yy}^{(0)} \coth(qd)} = \frac{-\nu a g - g^2 + f^2 - \nu a f \coth(-Q^{(1)}\Delta)}{a[-\nu a - g + f \coth(-Q^{(1)}\Delta)]}, \quad (34)$$

где $a = q^2 + \kappa\mu_{yy}^{(1)}$, $f = qQ^{(1)}\mu_{yy}^{(1)}$, $g = iq^2\mu_{yx}^{(1)}$, $\nu = \text{sign } q$.

Если вблизи магнитной пленки нет проводящего слоя, то дисперсионное соотношение поверхностной спиновой волны определяется соотношением (32). Влияние проводимости σ слоя толщиной $10 \mu\text{m}$ на дисперсионные кривые поверхностных

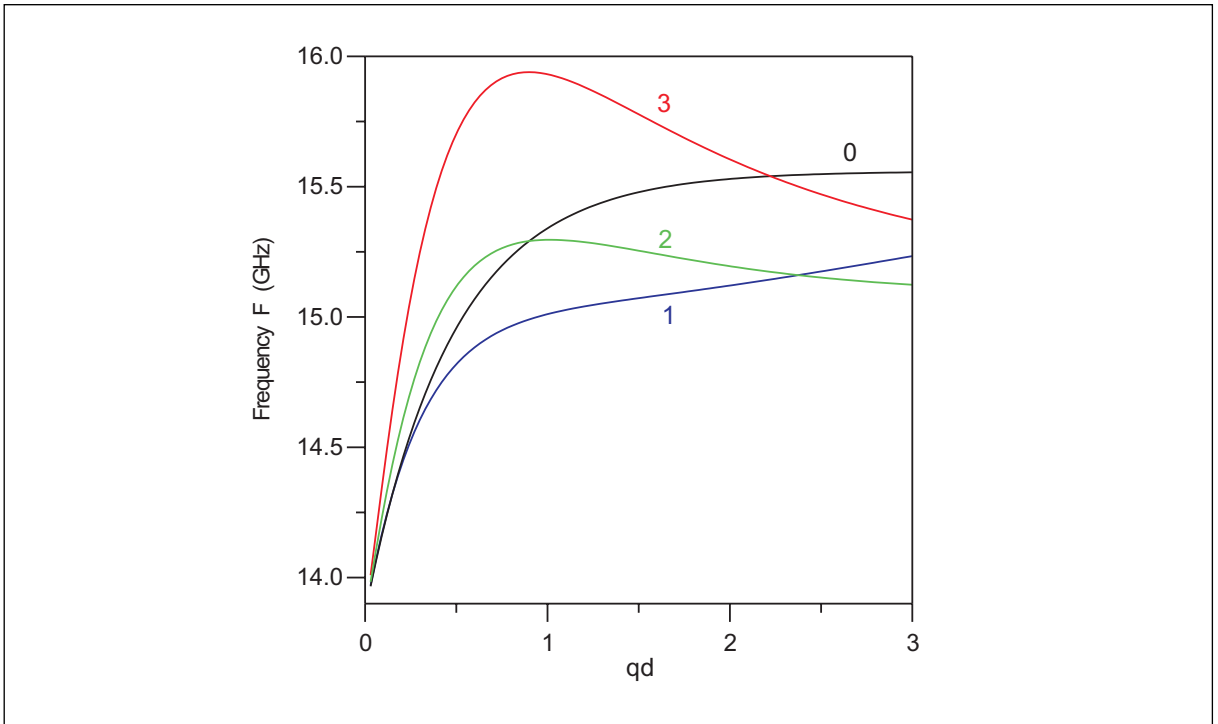


Рис. 6. Влияние проводимости σ магнитной пленки на дисперсионную кривую поверхностной спиновой волны (DE-моды), распространяющейся в пленке. Намагниченность пленки $4\pi M = 5$ кОе, толщина $d = 400$ нм, магнитное поле $H = 3$ кОе. Проводимость σ : (0) – 0, (1) – $2 \cdot 10^4$, (2) – $2 \cdot 10^5$, (3) – $1 \cdot 10^6$ ($\Omega \cdot \text{cm}$) $^{-1}$. Волновой вектор q нормирован на толщину пленки d

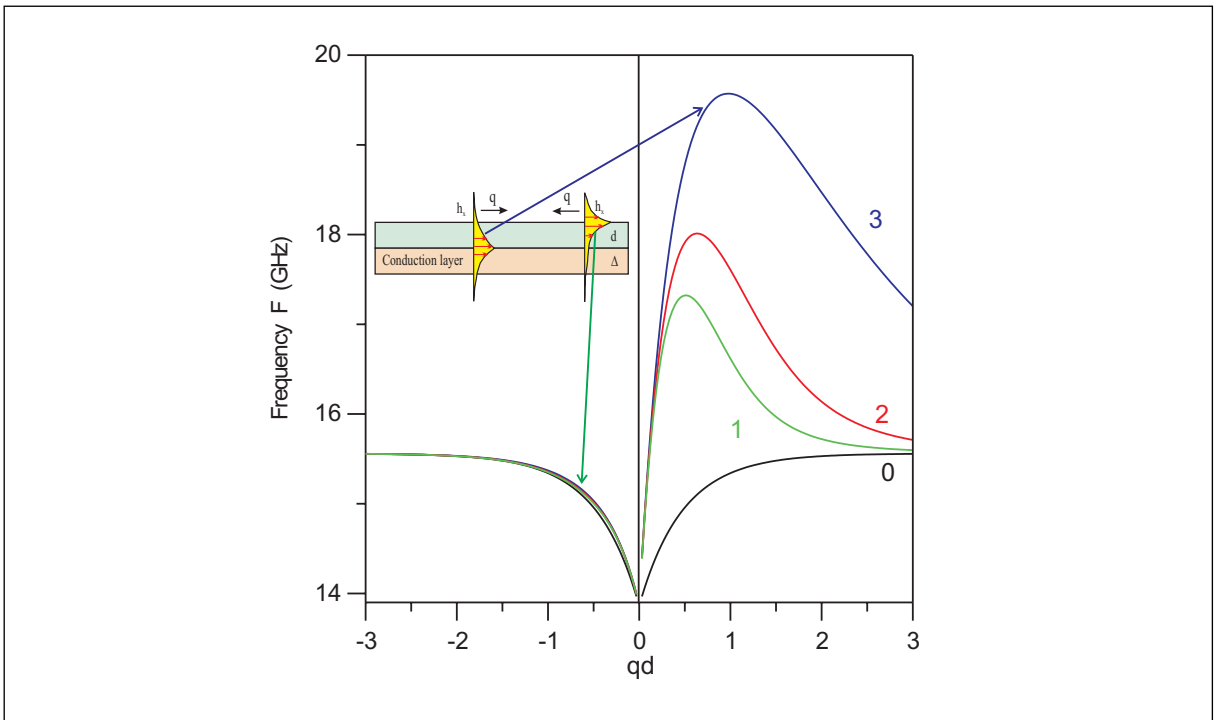


Рис. 7. Влияние проводимости σ слоя толщиной $10 \mu\text{m}$ на дисперсионные кривые поверхностных спиновых волн (DE-моды), распространяющихся в магнитной пленке вдоль разных поверхностей. Намагниченность пленки $4\pi M = 5$ кОе, толщина $d = 400$ нм. Магнитное поле H равно 3 кОе. Проводимость слоя σ : (0) – 0, (1) – 10^4 , (2) – $2 \cdot 10^4$, (3) – $1 \cdot 10^5$ ($\Omega \cdot \text{cm}$) $^{-1}$. Волновой вектор q нормирован на толщину пленки d

спиновых волн, распространяющихся в магнитной пленке с намагниченностью $4\pi M = 5$ кОе толщиной $d = 400$ нм в магнитном поле $H = 3$ кОе при $\gamma = 2\pi \cdot 2.83$ МГц/Ое, показано на рис. 7. Расчет произведен на основе соотношения (34) для случая структуры магнитная пленка с проводящим немагнитным слоем. Увеличение проводимости слоя приводит к поднятию дисперсионной кривой спиновой волны, распространяющейся вдоль поверхности магнитной пленки, примыкающей к слою. В то же время дисперсионная кривая спиновой волны, распространяющейся вдоль противоположной поверхности магнитной пленки, практически не испытывает влияние проводящего слоя.

7. Влияние неоднородности магнитных параметров на дисперсионные кривые спиновых волн

Для анализа влияния магнитной неоднородности пленки по толщине на дисперсионные кривые спиновых волн рассмотрим магнитную пленку с градиентом намагниченности $4\pi M(y) = 4\pi M(0) - \zeta y$ по толщине. Будем полагать, что ее диэлектрическая проницаемость ε , проводимость σ и параметр κ равны 0. Принимая во внимание, что намагниченность является функцией от y , мы должны заменить Ω_M в (31) функциональной зависимостью $\Omega_M(y) = \Omega_M(0) - 2\pi\gamma\zeta y$. Уравнение (26) запишется в форме:

$$\frac{\partial^2 h_x}{\partial y^2} + \frac{b}{r + by} \frac{\partial h_x}{\partial y} + \left(\frac{l}{r + by} - q^2 \right) h_x = 0, \quad (35)$$

где $r = \omega^2 - \Omega_H^2 - \Omega_H \Omega_M(0)$; $b = 2\pi\gamma\zeta\Omega_H$; $l = 2\pi\gamma\zeta\alpha q$. Решения уравнения (35) внутри пленки выражаются через функции

$$\psi_1(y) = \exp(-qy)G(\bar{\alpha}, 1, 2q(y - y_0));$$

$$\psi_2(y) = \exp(qy)G(1 - \bar{\alpha}, 1, -2q(y - y_0)),$$

где G – вырожденная гипергеометрическая функция второго рода (функция Куммера) [44, 45]; $\bar{\alpha} = (\Omega_H - \omega)/2\Omega_H$; $y_0 = -r/b$. Для получения дисперсионных соотношений мы должны сшить решения

$$h_x(y) = \begin{cases} A \exp(|q|y), & y \leq 0 \\ B_1 \psi_1(y) + B_2 \psi_2(y), & y \in [0, d] \\ C \exp(-|q|y), & y \geq d \end{cases}$$

в соответствии с граничными условиями (27). После выполнения этой процедуры получаем дисперсионные соотношения:

$$\begin{aligned} &[(\nu - i\mu_{yx}(0))\psi_1(0) - \mu_{yy}(0)\psi_1'(0)/q] \cdot [(\nu + i\mu_{yx}(d))\psi_2(d) + \mu_{yy}(d)\psi_2'(d)/q] - \\ &- [(\nu - i\mu_{yx}(0))\psi_2(0) - \mu_{yy}(0)\psi_2'(0)/q] \cdot [(\nu + i\mu_{yx}(d))\psi_1(d) + \mu_{yy}(d)\psi_1'(d)/q] = 0, \end{aligned} \quad (36)$$

где $\nu = \text{sign } q$; $\psi_{1,2}'$ обозначает частную производную функции $\psi_{1,2}$ по y .

Влияние магнитной неоднородности пленки по толщине на дисперсионные кривые поверхностных спиновых волн, полученное на основе соотношения (36), представлено на рис. 8. Вычисления проведены для магнитной пленки толщиной $d = 400$ нм и магнитного профиля $4\pi M(y) = 5$ кОе - ζy при магнитном поле $H = 3$ кОе и $\gamma = 2\pi \cdot 2.83$ МГц/Ое.

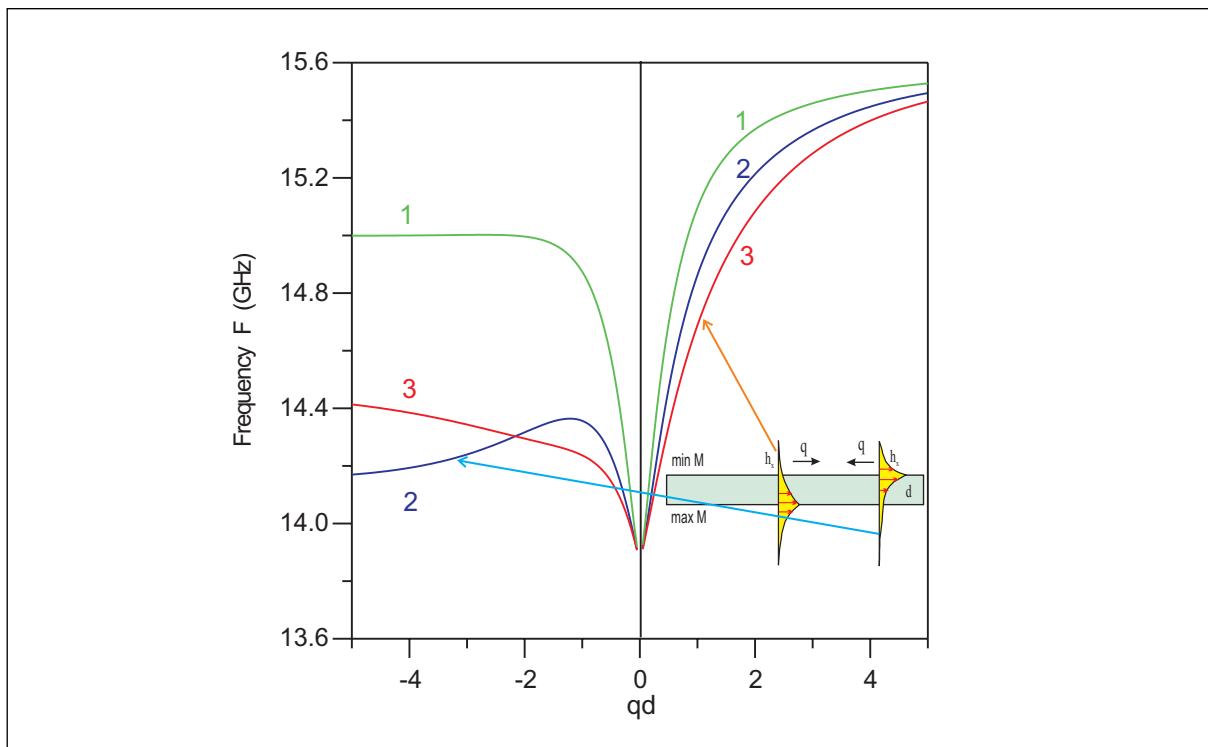


Рис. 8. Влияние градиента намагниченности ζ пленки с профилем намагниченности $4\pi M(y) = 5$ кОе $-\zeta y$ на дисперсионные кривые поверхностных спиновых волн (DE-моды), распространяющихся вдоль разных поверхностей. Толщина пленки $d = 400$ нм. Магнитное поле H равно 3 кОе. Градиент намагниченности ζ : 1 – 1, 2 – 2.5, 3 – 5 кОе/ μ м. Волновой вектор q нормирован на толщину пленки d

Типичная особенность влияния магнитной неоднородности на дисперсионные кривые поверхностных спиновых волн заключается в следующем. Спиновая волна, распространяющаяся вдоль поверхности с малым значением $4\pi M$ ($z = d$, $q < 0$), претерпевает максимальные изменения. При больших значениях волнового вектора q дисперсионные кривые этих волн стремятся к меньшим частотам по сравнению с поверхностными волнами, распространяющимися вдоль поверхности с большим значением намагниченности $4\pi M$ ($q > 0$).

8. Выводы

Рассмотренный выше анализ главных факторов, влияющих на дисперсионные характеристики спиновых волн, показал, что наличие проводимости, неоднородности магнитных параметров, разупорядоченности спинов магнитных наночастиц по-разному изменяют форму дисперсионной кривой. Таким образом, исследование формы дисперсионных кривых спиновых волн, распространяющихся в магнитных наноструктурах, дает возможность определения характеристик этих структур. Расчет показал, что другие факторы (диэлектрическая проницаемость, затухание спиновых волн) влияют на дисперсионные кривые значительно меньше, чем проводимость, магнитная неоднородность и спиновая разупорядоченность. Влияние диэлектрической проницаемости начинает сказываться только при больших значениях ε ($> 10^4$) в области порога перколяции, что может приводить к особенностям спектра ФМР.

В описываемом методе спинволновой спектроскопии исследуется форма дисперсионных кривых длинноволновых спиновых волн, распространяющихся в магнитных наноструктурах. Рассматриваются спиновые волны с длиной волны много большей характерных наноструктурных размеров. Дисперсионные зависимости этих спиновых волн определяются динамикой спиновой составляющей, описываемой обобщенными псевдодифференциальными уравнениями Ландау-Лифшица, и переменным магнитным полем, окружающим спины. Теоретическое рассмотрение и экспериментальные исследования показывают, что спинволновая спектроскопия является эффективным средством изучения и нахождения характеристик магнитных наноструктур. Найдено, что главными факторами, изменяющими форму дисперсионной кривой, являются наличие проводимости, неоднородность магнитных параметров и разупорядоченность спинов. Кроме этого, в неупорядоченных магнитных системах появляются продольные спинволновые моды, которые характеризуются изменением плотности магнитного момента.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований.

Литература

1. *Dieny B., Sankar S., McCartney M.R., Smith D.J., Bayle-Guillemaud P., Berkowitz A.E.* Spin-dependent tunneling in discontinuous metal/insulator multilayers // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 1998, **185**(3), 283-292.
2. *Mitani S., Takanashi K., Yakushiji K., Fujimori H.* Anomalous behavior of temperature and bias-voltage dependence of tunnel-type giant magnetoresistance in insulating granular systems // *Journal of Applied Physics*, 1998, **83**(11), 6524-6526.
3. *Yakushiji K., Mitani S., Takanashi K., Ha J.-G., Fujimori H.* Composition dependence of particle size distribution and giant magnetoresistance in Co-Al-O granular films // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 2000, **212**(1-2), 75-81.
4. *Луцев Л.В., Калинин Ю.Е., Ситников А.В., Стогней О.В.* Электронный транспорт в магнитном поле в гранулированных пленках аморфной двуокиси кремния с ферромагнитными наночастицами // *Физика твердого тела*, 2002, **44**(10), 1802-1810.
5. *Аронзон Б.А., Варфоломеев А.Е., Ковалев Д.Ю., Ликальтер А.А., Рыльков В.В., Седова М.А.* Проводимость, магнитосопротивление и эффект Холла в гранулированных пленках Fe / SiO₂ // *Физика твердого тела*, 1999, **41**(6), 944-950.
6. *Грановский А.Б., Козлов А.А., Багмут Т.В., Недух С.В., Тарапов С.И., Клерк Ж.П.* Высокочастотное спин-зависящее туннелирование в нанокompозитах // *Физика твердого тела*, 2005, **47**(4), 713-715.
7. *Sankar S., Berkowitz A.E., Dender D., Borchers J.A., Erwin R.W., Kline S.R., Smith D.J.* Magnetic correlations in non-percolated Co-SiO₂ granular films // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 2000, **221**(1-2), 1-9.
8. *Wang Wen-Nai, Jiang Zheng-Sheng, Du You-Wei.* Ferromagnetic resonance study on Fe-SiO₂ granular films // *Journal of Applied Physics*, 1995, **78**(11), 6679-6682.
9. *Butera A., Zhou J.N., Barnard J.A.* Ferromagnetic resonance in as-deposited and annealed Fe-SiO₂ heterogeneous thin films // *Physical Review B*, 1999, **60**(17), 12270-12278.
10. *Butera A., Zhou J.N., Barnard J.A.* Standing spin waves in granular Fe-SiO₂ thin films // *Journal of Applied Physics*, 2000, **87**(9), 5627-5629.
11. *Lutsev L.V., Kazantseva N.E., Tchmutin I.A., Ryvkina N.G., Kalinin Yu.E., Sitnikoff A.V.* Dielectric and magnetic losses of microwave electromagnetic radiation in granular structures with ferromagnetic nanoparticles // *Journal of Physics: Condensed Matter*, 2003, **15**(22), 3665-3681.

12. *Khodzitskiy M., Lutsev L., Tarapov S., Zamkovoij A., Stognij A., Novitskii N.* Electron spin resonance properties of semiconductor/granular film heterostructures with cobalt nanoparticles in millimeter waveband // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 2008, **320**(5), L7-L11.
13. *Morikawa T., Suzuki M., Taga Y.* Soft magnetic properties of Co-Cr-O granular films // *Journal of Applied Physics*, 1998, **83**(11), 6664-6666.
14. *Ohnuma S., Kobayashi N., Masumoto T., Mitani S., Fujimori H.* Magnetostriction and soft magnetic properties of $(\text{Co}_{1-x}\text{Fe}_x)\text{-Al-O}$ granular films with high electrical resistivity // *Journal of Applied Physics*, 1999, **85**(8), 4574-4576.
15. *Luis F., Bartolome J., Petroff F., Garcia L.M., Vaures A., Carrey J.* Competitive effects of dipolar interactions and a bias magnetic field on the magnetic relaxation times of Co clusters // *Journal of Applied Physics*, 2003, **93**(10), 7032-7034.
16. *Luis F., Petroff F., Bartolome J.* Magnetic relaxation of Co nanoclusters in a bias magnetic field // *Journal of Physics: Condensed Matter*, 2004, **16**(28), 5109-5117.
17. *Луцев Л.В., Стогний А.И., Новицкий Н.Н.* Гигантское инжекционное магнитосопротивление в гетероструктурах арсенид галлия / гранулированная пленка с наноразмерными включениями кобальта // *Письма в ЖЭТФ*, 2005, **81**(10), 636-641.
18. *Lutsev L.V., Stognij A.I., Novitskii N.N., Stashkevich A.A.* Giant injection magnetoresistance in the heterostructure gallium arsenide / granular film with cobalt nanoparticles // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 2006, **300**(1), e12-e15.
19. *Lutsev L.V., Stognij A.I. and Novitskii N.N.* Giant magnetoresistance in semiconductor / granular film heterostructures with cobalt nanoparticles, 2009, <http://arxiv.org/abs/0905.1384>.
20. *Lutsev L.V.* Landau-Lifshitz equations and relaxation of spin wave modes in the Heisenberg model with dipole-exchange interaction // *Journal of Physics: Condensed Matter*, 2005, **17**(38), 6057-6080.
21. *Lutsev L.V.* Spin waves in disordered magnetic systems. 2008, <http://arxiv.org/abs/0801.4633>.
22. *Петраковский Г.А.* Аморфные магнетики // *Успехи физических наук*, 1981, **134**(2), 305-331.
23. *Kaneyoshi T.* Introduction to Amorphous Magnets. World Scientific: Singapore, 1992.
24. *The Magnetism of Amorphous Metals and Alloys / ed. Fernandez-Baca J.A., Wai-Yim Ching // World Scientific: Singapore, 1995.*
25. *O'Handley R.C.* Modern Magnetic Materials: Principles and Applications // John Wiley & Sons: New York, 2000.
26. *Platzman P.M., Wolff P.A.* Waves and Interactions in Solid State Plasmas // Academic Press: London, 1973.
27. *Maier S.A.* Plasmonics. Fundamentals and Applications // Springer: New York, 2007.
28. *Tomita S., Hagiwara M., Kashiwagi T., Tsuruta C., Matsui Y., Fujii M., Hayashi S.* Ferromagnetic resonance study of diluted Fe nanogranular films // *Journal of Applied Physics*, 2004, **95**(12), 8194-8198.
29. *Brosseau C., Talbot P.* Effective magnetic permeability of Ni and Co micro- and nanoparticles embedded in a ZnO matrix // *Journal of Applied Physics*, 2005, **97**(10), 104325.
30. *Lutsev L., Yakovlev S., Brosseau C.* Spin wave spectroscopy and microwave losses in granular two-phase magnetic nanocomposites // *Journal of Applied Physics*, 2007, **101**(3), 034320.
31. *Lutsev L.V.* Diagram technique for quantum models with internal Lie-group dynamics / in: *Mathematical Physics Research Developments*, Editor: Morris B. Levy, (Nova Science Publishers, Inc., 2009), 141-188.
32. *Круничка С.* Физика ферритов и родственных им магнитных окислов // Т. 2, Мир, М., 1976, 504 с.
33. *Vedmedenko E.Y., Oepen H.P., Kirschner J.* Size-dependent spin reorientation transition in nanoplatelets // *Physical Review B*, 2003, **67**(1), 012409.
34. *Vedmedenko E.Y., Oepen H.P., Kirschner J.* Decagonal Quasiferromagnetic Microstructure on the Penrose Tiling // *Physical Review Letters*, 2003, **90**(13), 137203.
35. *Изюмов Ю.А., Кассан-оглы Ф.А., Скрыбин Ю.Н.* Полевые методы в теории ферромагнетизма // М., Наука, 1974, 224 с.
36. *Ахиезер А.И., Барьяхтар В.Г., Пелетминский С.В.* Спиновые волны. // Наука, М., 1967, 368 с.
37. *Трев Ф.* Введение в теорию псевдодифференциальных операторов и интегральных операторов Фурье. Псевдодифференциальные операторы // Т. 1, Мир, М., 1984, 360 с.

38. Гуревич А.Г., Мелков Г.А. Магнитные колебания и волны // Наука, М., 1994, 464 с.
39. <http://mathworld.wolfram.com/EulerAngles.html>
40. Ландау Л.В., Лифшиц ЕМ. Электродинамика сплошных сред // Т. 8, Наука, М., 1982, 624 с.
41. Stancil D.D. Theory of Magnetostatic Waves. Springer: New York, 1993.
42. Kabos P., Stalmachov V.S. Magnetostatic Waves and Their Applications // Chapman and Hall: New York, 1994.
43. Давыдов А.С. Квантовая механика // Наука, М., 1973, 704 с.
44. <http://mathworld.wolfram.com/topics/SpecialFunctions.html>
45. Abramowitz M., Stegun I. Handbook of Mathematical Functions s// National Bureau of Standarts: New York, 1965.

SPINWAVE SPECTROSCOPY OF MAGNETIC NANOSTRUCTURES

L.V. Lutsev

A.F. Ioffe Physico-Technical Institute of Russian Academy of Sciences, St. Petersburg
l_lutsev@mail.ru

Received April 29, 2009

Spin wave spectroscopy is the effective tool for investigation of magnetic nanostructures. In the framework of the spin wave spectroscopy method, dispersion curves of long-wavelength spin waves propagated in magnetic nanostructures are analyzed. Dispersion characteristics of these spin waves are determined by spin dynamics described by generalized pseudo-differential Landau-Lifshitz equations and by an altering magnetic field surrounding spins. It is found that spin waves are very sensitive to changes of the magnetic structure, magnetic inhomogeneity, spin disorder and conductivity of object, near which spin waves are propagating. These factors influence on spin wave dispersion curves by different ways. This gives us opportunity to find characteristics of magnetic nanostructures. Besides, longitudinal spin wave modes, which are characterized by variations of the value of the magnetic moment density, appear in magnetic disordered systems.