

Поверхностные спиновые волны вблизи границы раздела ферро- и антиферромагнетика

А. Г. Гречнев

Харьковский государственный университет, Украина, 61077, г. Харьков, пл. Свободы, 4
E-mail: grechnev@ilt.kharkov.ua

А. С. Ковалев

Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины, Украина, 61164, г. Харьков, пр. Ленина, 47
E-mail: kovalev@ilt.kharkov.ua

Статья поступила в редакцию 13 октября 1999 г., после переработки 24 декабря 1999 г.

Предсказано существование поверхностных спиновых волн вблизи скомпенсированной границы раздела ферромагнетика и антиферромагнетика в рамках классической модели Гейзенберга. Частоты таких волн лежат вне сплошных спектров магнетиков. В случае неколлинеарной конфигурации границы раздела существует голдстоуновская мода поверхностных спиновых волн, а в случае коллинеарной конфигурации – моды с активацией.

Передбачено існування поверхневих спінових хвиль поблизу скомпенсованої межі поділу ферромагнетика та антиферромагнетика у межах класичної моделі Гейзенберга. Частоти таких хвиль лежать за межами суцільних спектрів магнетиків. У випадку неколінеарної конфігурації межі поділу існує голдстоунівська мода поверхневих спінових хвиль, а у випадку колінеарної конфігурації – моди з активацією.

PACS: 75.10.Nk, 75.70.Cn

Введение

В рамках классической модели Гейзенберга изучаются поверхностные спиновые волны (ПСВ), локализованные на границе раздела полупространств ферромагнетика (ФМ) и антиферромагнетика (АФМ), имеющие анизотропию типа «легкая ось». Поверхностные спиновые волны на свободной поверхности различных магнетиков исследовались ранее как теоретически, так и экспериментально (см. обзор [1] и ссылки в нем). В работах [2,3] рассмотрена свободная поверхность (001) простого кубического (ПК) ферромагнитного кристалла. В этой модели с учетом взаимодействия ближайших соседей ПСВ возникают только при изменении константы обменного взаимодействия в приповерхностном слое. Однако в ПК ферромагнетике со свободной поверхностью (110) [3], а также в ОЦК и ГЦК ферромагнетиках, поверхностные спиновые волны возникают и при одинаковом значении обменной константы в объеме и на поверхности. Всегда существуют

ПСВ на свободной поверхности антиферромагнетика [4].

В последнее время в связи с широким технологическим применением создаются и изучаются магнитные многослойные системы с практически идеальными границами раздела слоев, и задача о ПСВ на поверхности раздела магнетиков стала актуальной. Наиболее интересны многослойные системы, составленные из тонких пленок ферромагнетика и антиферромагнетика (см. обзор [5] и ссылки в нем). Эти системы имеют сдвинутую петлю гистерезиса (явление exchange bias) и коэрцитивную силу, многократно превосходящую коэрцитивную силу ферромагнетика, входящего в систему. Во многих ФМ/АФМ системах наблюдается явление гигантского магнитосопротивления. Большой интерес к теоретическому и экспериментальному изучению многослойных ФМ/АФМ материалов в 90-е годы связан с их применением в магнитозаписывающих технологиях для изготовления магнитных дисков и головок для чтения-записи. Кроме того, такие материалы весьма

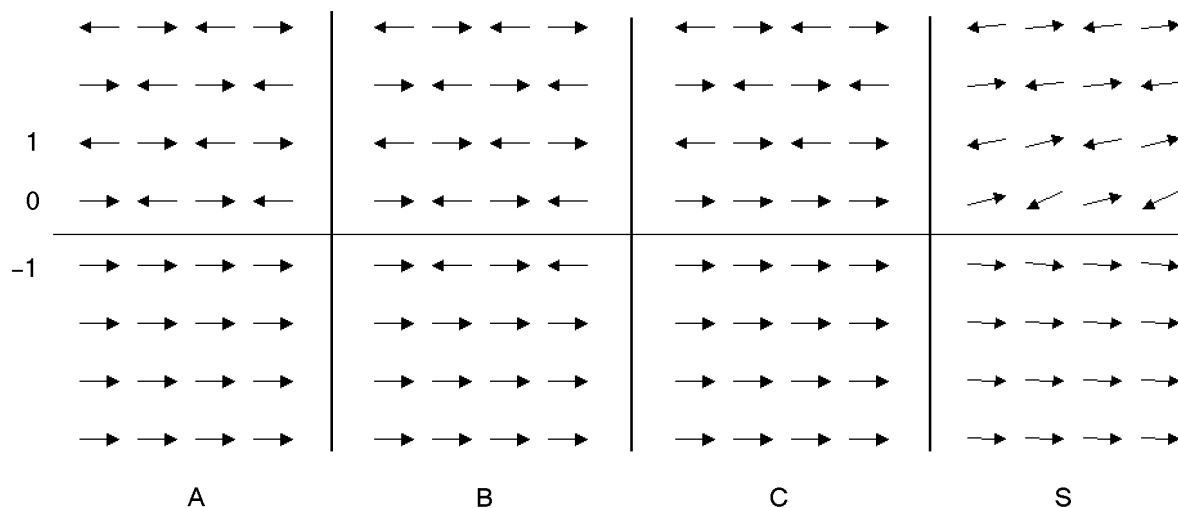


Рис. 1. Коллинеарные A , B , C и неколлинеарная S фазы при «шахматном» упорядочении АФМ со скомпенсированной границей раздела ($\beta_f = 0,2$, $\beta_a = 0,3$, $\rho = 0,4$, $j = 0,9$).

привлекательны для создания постоянных магнитов и магнитных сенсоров.

В работах [6,7] рассмотрены спиновые волны в периодических ФМ/АФМ сверхрешетках, а в [8–10] изучены спиновые волны в тонкой пластинке ферромагнетика, граничащей с антиферромагнетиком. Спиновые волны в вышеупомянутых работах не являются поверхностно локализованными и их частоты существенно зависят от толщины ферромагнитного слоя. В настоящей работе изучаются именно поверхностные спиновые волны на границе полубесконечных ФМ и АФМ.

1. Модель

Рассмотрим простую кубическую решетку из локализованных магнитных моментов и будем считать, что одно полупространство занято ферромагнетиком, а другое — антиферромагнетиком (A на рис. 1). При этом ФМ/АФМ граница раздела является скомпенсированной, т.е. намагниченность приповерхностного слоя АФМ равна нулю в пределе слабой связи между магнетиками.

Для простоты не будем учитывать магнитное диполь-дипольное взаимодействие (обменное приближение). Условия применимости обменного приближения зависят от геометрии той или иной задачи (объемные волны, поверхностные волны или волны в пленках), но обычно требуют достаточно малой длины волны:

$(kl_0)^2 \gg 4\pi/\beta$ для объемных волн в ФМ ([11]), где k — волновое число; l_0 — магнитная длина; β — константа анизотропии континуальной модели;

$kl_0 \gg 2\pi h/(\beta l_0)$ для волн в пленке толщиной h ([12]);

$kl_0 \gg 2\pi/\beta$ для поверхностных волн при их проникновении на глубину магнитной длины l_0 . Статическое условие $4\pi/\beta \ll 1$ обсуждено в работе [13].

Таким образом, выражение для энергии системы может быть записано в виде

$$E = - \sum_{l,\delta} \frac{1}{2} J(l, l + \delta) \mathbf{S}(l) \mathbf{S}(l + \delta) - \sum_l \frac{B(l)}{2} (\mathbf{S}(l) \mathbf{e}_z)^2, \quad (1)$$

где l — узел решетки; δ — его ближайшие соседи; $J(l, l + \delta)$ — обменный интеграл между узлами l и $l + \delta$; $\mathbf{S}(l)$ — классический вектор спина в узле l ; $B(l) > 0$ — константа одноионной анизотропии. Считаем, что осью легкого намагничивания является ось z , а ось x перпендикулярна границе раздела и дискретный индекс $n = n_x$ нумерует атомные слои вдоль этой оси. Это предположение не является принципиальным, поскольку в отсутствие магнитного диполь-дипольного взаимодействия энергия системы не зависит от взаимного расположения направлений оси легкого намагничивания и нормали к границе раздела. Граница раздела лежит в плоскости yz , при этом верхнее ($n \geq 0$) полупространство занято антиферромагнетиком, для которого $J(l, l + \delta) = -J_a$, $|\mathbf{S}(l)| = S_a$ и $B(l) = B_a$. Нижнее ($n < 0$) полупространство занято ферромагнетиком с $J(l, l + \delta) = +J_f$, $|\mathbf{S}(l)| = S_f$ и $B(l) = B_f$. Обмен через границу считаем ферромагнитным $J(l, l + \delta) = +J_{fa}$.

Для дальнейшего изложения удобно ввести безразмерные константы анизотропии

$$\beta_f = \frac{B_f}{J_f}, \quad \beta_a = \frac{B_a}{J_a}, \quad (2)$$

а также безразмерные параметры

$$j = \frac{J_{fa}}{\sqrt{J_f J_a}}, \quad \rho = \frac{S_a}{S_f} \sqrt{J_a / J_f}. \quad (3)$$

Параметр j характеризует границу раздела как локализованный магнитный дефект, а ρ — отличие констант обменного взаимодействия. В статическом случае набор четырех параметров (2), (3) исчерпывающе характеризует систему.

Антиферромагнетики, входящие в ФМ/АФМ системы, обладают, как правило, значительной магнитной одноионной анизотропией, причем такие известные антиферромагнетики, как FeF_2 и CoO , имеют анизотропию типа «легкая ось». Напротив, константы анизотропии в ферромагнетиках (в частности, в железе, кобальте, пермаллое) невелики, однако ими нельзя пренебрегать в случае, если толщина ферромагнитной пленки много больше магнитной длины $l_f = a(J_f/B\rho)^{1/2}$, где a — постоянная решетки. Действительно, в последнем случае спины в ферромагнетике ориентируются параллельно легкой оси за исключением приграничного слоя порядка l_f . Если же пренебречь анизотропией в ферромагнетике, то спинам в нем выгодно ориентироваться перпендикулярно легкой оси антиферромагнетика [14,15].

Магнитная структура ФМ/АФМ системы в рамках описанной выше модели исследована в работе [16], где было показано, что при различных значениях параметров β_f , β_a , ρ , j устойчивой является одна из коллинеарных фаз (A, B, C на рис. 1) или неколлинеарная (скошенная) фаза (S на рис. 1). Коллинеарные фазы B и C устойчивы только в случае, когда константы анизотропии имеют порядок обменных констант. Такие

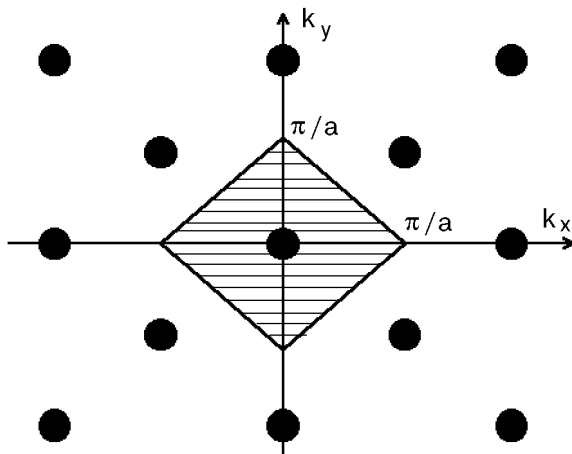


Рис. 2. Двумерная обратная решетка и зона Бриллюэна (заштрихована), соответствующие трансляционной симметрии границы раздела магнетиков.

ФМ/АФМ системы выходят за рамки настоящей работы. Фаза A устойчива при $J_{fa} < J_{\text{bif}}$, где J_{bif} — критическое значение J_{fa} , при котором происходит фазовый переход второго рода (бифуркация основного состояния со спонтанным нарушением симметрии) в неколлинеарную фазу. В качестве параметра порядка можно взять параллельную границе компоненту полной намагниченности M_z .

Динамика классического вектора суммарного спина $\mathbf{S}(l)$ описывается дискретным уравнением Ландау — Лифшица:

$$\hbar \frac{d\mathbf{S}(l)}{dt} = -\mathbf{S}(l) \times \frac{\partial E}{\partial \mathbf{S}(l)}. \quad (4)$$

Следует особо отметить, что \mathbf{S} — это именно классический вектор спина. Классическое рассмотрение спина оправдано, когда величина S много больше единицы. Часто вместо вектора спина \mathbf{S} используется вектор спинового магнитного момента \mathbf{m} :

$$\mathbf{m} = -2 \mu_0 \mathbf{S}, \quad (5)$$

где μ_0 — магнетон Бора. В терминах \mathbf{m} уравнение Ландау — Лифшица принимает вид

$$\frac{d\mathbf{m}(l)}{dt} = \frac{2 \mu_0}{\hbar} \mathbf{m}(l) \times \frac{\partial E}{\partial \mathbf{m}(l)}.$$

Ниже мы везде будем использовать вектор спина \mathbf{S} .

2. Динамика ФМ/АФМ границы в коллинеарной спиновой конфигурации

Волновой вектор $\mathbf{k} = (k_y, k_z)$ для поверхностных спиновых волн лежит в плоскости границы раздела yz . При этом величины k_y, k_z следует брать из двумерной зоны Бриллюэна на рис. 2. Представляется интересным сравнить законы дисперсии объемных спиновых волн ферромагнетика и антиферромагнетика с законом дисперсии ПСВ. В приведенных выше обозначениях законы дисперсии объемных спиновых волн в ФМ и АФМ имеют соответственно вид

$$\gamma_f \omega = 6 + \beta_f - 2 [\cos(ak_x) + \cos(ak_y) + \cos(ak_z)], \quad (6)$$

и

$$(\gamma_a \omega)^2 = (6 + \beta_a)^2 - 4 [\cos(ak_x) + \cos(ak_y) + \cos(ak_z)]^2, \quad (7)$$

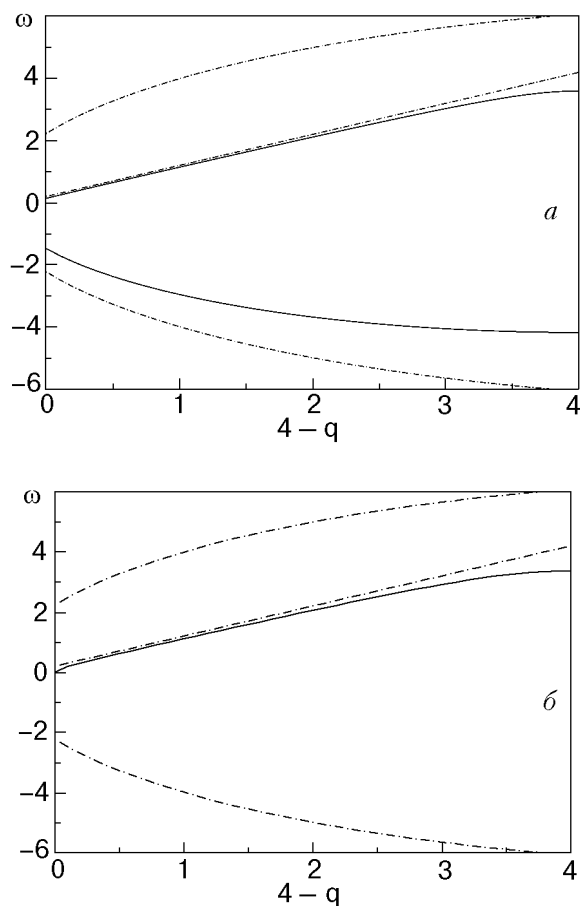


Рис. 3. Закон дисперсии поверхностных спиновых волн для $J_f = J_a = S_f = S_a = 1$, $B_f = 0,2$, $B_a = 0,4$ и значений $J_{fa} = 1$ в коллинеарной фазе (а) и $J_{fa} = 1,5$ в неколлинеарной фазе (б). Штрих-пунктирные линии соответствуют спектрам спиновых волн в ФМ и АФМ при $k_x = 0$ (для объемных волн, распространяющихся вдоль поверхности раздела).

где

$$\gamma_f = \frac{\hbar}{J_f S_f}, \quad \gamma_a = \frac{\hbar}{J_a S_a}. \quad (8)$$

Отметим, что в выражения (6), (7) волновой вектор \mathbf{k} входит только в виде комбинации $\cos(ak_x) + \cos(ak_y) + \cos(ak_z)$. Это связано с тем, что учитывается взаимодействие только ближайших соседей. Ниже будет показано, что частота ПСВ зависит от комбинации

$$q = 2 \cos(ak_y) + 2 \cos(ak_z) \quad (9)$$

и не зависит от знака q .

Поэтому законы дисперсии объемных спиновых волн удобно представить в виде зависимости частоты ω от параметров q и k_x , при этом параметр q изменяется от -4 до 4 . На рис. 3 приведены зависимости $\omega = \omega(4 - q, k_x)$, так как величина $4 - q$ обращается в нуль в точке $k_x = k_y = 0$.

Хотя параметр $4 - q$ изменяется в интервале $[0, 8]$, на рис. 3 рассмотрен интервал значений $4 - q \in [0, 4]$, соответствующий зоне Бриллюэна для ПСВ. При этом спектр объемных спиновых волн состоит из двух зон, отвечающих положительным и отрицательным значениям параметра q .

Как будет показано ниже, частоты ПСВ для любого q должны лежать вне сплошных спектров как ФМ, так и АФМ.

В случае коллинеарной спиновой конфигурации удобно воспользоваться комплексными динамическими переменными

$$S_{\pm}(l) = S_x(l) \pm iS_y(l), \quad (10)$$

представляющими классический аналог операторов рождения и уничтожения магнонов. В их терминах уравнение (4) принимает вид

$$\pm i\hbar \frac{dS_{\pm}(l)}{dt} = 2S_z(l) \frac{\partial H}{\partial S_{\pm}(l)} - S_{\pm}(l) \frac{\partial H}{\partial S_z(l)}. \quad (11)$$

Для гамильтониана (1) уравнение для $S_{+}(l)$ записывается в виде

$$i\hbar \frac{dS_{+}(l)}{dt} = - \sum_{\delta} J(l, l + \delta) \{ S_{+}(l) S_z(l + \delta) - S_{+}(l + \delta) S_z(l) \} + B(l) S_z(l) S_{+}(l). \quad (12)$$

Для линеаризации уравнения (12) вблизи коллинеарных основных состояний следует заменить $S_z(l)$ на $\sigma(l) = \pm S(l)$, где $S(l)$ — величина спина в узле l .

Рассмотрим спиновую волну вида

$$S_{+}(l, t) = S_{+}(n, n_y, n_z, t) = \exp[-i\omega t + ik\mathbf{R}_l] u_n^{(\mu)}, \quad (13)$$

где \mathbf{k} — волновой вектор из двумерной зоны Бриллюэна, лежащий в плоскости границы раздела; \mathbf{R}_l — радиус-вектор узла решетки $l(n, n_y, n_z)$, а индекс μ нумерует две физически неэквивалентные подрешетки: $\mu = 1$, если величина $n + n_y + n_z$ четная, и $\mu = 2$ в противном случае. Считаем, что в объеме антиферромагнетика $\sigma(l) = +S_a$ для подрешетки 1 и $\sigma(l) = -S_a$ для подрешетки 2, а в ферромагнетике $\sigma(l) = +S_f$ для обеих подрешеток.

Подстановка (13) в уравнение (12) приводит в объеме антиферромагнетика ($n = n_z > 0$) к следующему результату:

$$u_n^{(1)}(r_2)^2 + qu_n^{(2)} + u_{n-1}^{(2)} + u_{n+1}^{(2)} = 0, \quad (14)$$

$$u_n^{(2)}(r_1)^2 + qu_n^{(1)} + u_{n-1}^{(1)} + u_{n+1}^{(1)} = 0,$$

где верхние индексы (1) и (2) соответствуют разным подрешеткам, и

$$r_{1,2} = \sqrt{6 + \beta_a \pm \gamma_a \omega}. \quad (15)$$

Аналогично в объеме ферромагнетика ($n < -1$) получаем

$$u_n^{(1)}R - qu_n^{(2)} - u_{n-1}^{(2)} - u_{n+1}^{(2)} = 0, \quad (16)$$

$$u_n^{(2)}R - qu_n^{(1)} - u_{n-1}^{(1)} - u_{n+1}^{(1)} = 0,$$

где

$$R = 6 + \beta_f - \gamma_f \omega. \quad (17)$$

Решение системы разностных уравнений (14) в антиферромагнитном полупространстве ищем в виде

$$u_n^{(u)} = \chi^{(u)} \exp(i\theta_a n), \quad (18)$$

где $\chi^{(1)}, \chi^{(2)}$ — константы и параметр θ_a характеризует степень убывания амплитуды поверхностной спиновой волны в объеме АФМ. Подстановка (18) в (14) допускает два различных возможных значения $\theta_a = \theta_{a1}$ и $\theta_a = \theta_{a2}$, для которых

$$\cos \theta_{a1,2} = -\frac{1}{2} [q \pm r_1 r_2]. \quad (19)$$

Значения θ_{a1} и θ_{a2} из (19) совпадают с величинами $\theta_{1,2}$ из работы [4]. Для того чтобы решение вида (18) описывало поверхностно локализованную волну, амплитуды $u_n^{(u)}$ обеих компонент волны должны стремиться к нулю при удалении от границы. Это возможно, если $\text{Im} \theta_{a1,2} > 0$. Для этого частота ω (для любого данного q) должна лежать вне сплошного спектра антиферромагнетика, определяемого выражением (7) для положительных и отрицательных значений q в интервале $[0, 4]$ и значений k_x в интервале $[0, \pi]$.

Общее решение для АФМ полупространства является двухпарциальным, т.е. представляет собой суперпозицию двух решений вида (18) с θ_a , принимающим значения θ_{a1} и θ_{a2} :

$$u_n^{(1)} = r_1 [A_{a1} \exp(i\theta_{a1} n) + A_{a2} \exp(i\theta_{a2} n)], \quad (20)$$

$$u_n^{(2)} = r_2 [A_{a1} \exp(i\theta_{a1} n) - A_{a2} \exp(i\theta_{a2} n)],$$

где A_{a1}, A_{a2} — амплитуды двух компонент поверхностной волны.

Общее решение уравнений (16) для ферромагнитного ($n < -1$) полупространства также двухпарциально и имеет вид

$$u_n^{(1)} = A_{f1} \exp(i\theta_{f1}(-1-n)) + A_{f2} \exp(i\theta_{f2}(-1-n)), \quad (21)$$

$$u_n^{(2)} = -A_{f1} \exp(i\theta_{f1}(-1-n)) + A_{f2} \exp(i\theta_{f2}(-1-n)),$$

где

$$\cos \theta_{f1,2} = -\frac{1}{2} [q \pm R]. \quad (22)$$

Условие локализации ПСВ в ферромагнитном полупространстве имеет вид $\text{Im} \theta_{f1,2} < 0$ и удовлетворяется, когда частота ω лежит вне сплошного спектра ФМ (для любого q). Ниже будут рассматриваться лишь ПСВ с частотами, меньшими нижнего края сплошного спектра в интервале $q \in [0, 4]$. Для определения спектра ПСВ следует записать динамические уравнения (12) для приповерхностных узлов и подставить в них решение (13). Для коллинейрной фазы A (рис. 1) решения (20) и (21) справедливы вплоть до приповерхностных слоев ($n = 0$ и $n = -1$ соответственно), а уравнения (12) для $n = 0$ и $n = -1$ с учетом (13) дают систему алгебраических уравнений

$$u_0^{(1,2)} \left(5 + \beta_a - \gamma_a \omega + \frac{j}{\rho} \right) + qu_0^{(2,1)} + u_1^{(2,1)} - \frac{J_{fa}}{J_a} u_{-1}^{(2,1)} = 0, \quad (23)$$

$$u_{-1}^{(1,2)} \left(5 + \beta_f - \gamma_f \omega - j\rho \right) - qu_{-1}^{(2,1)} + u_{-2}^{(2,1)} - \frac{J_{fa}}{J_f} u_0^{(2,1)} = 0,$$

где использованы величины ρ и j , определенные в (3).

Подставив выражения (20), (21) в уравнения (23), получаем систему четырех линейных однородных уравнения для амплитуд $A_{f,a,1,2}$, условие совместности которых задает закон дисперсии ПСВ $\omega = \omega(k)$ в неявном виде:

$$\begin{vmatrix} -\frac{\rho j}{2} \xi_+ & -\frac{\rho j}{2} \xi_- & -\rho j & F_{f2} \\ \frac{\rho j}{2} \xi_- & \frac{\rho j}{2} \xi_+ & F_{f1} & -\rho j \\ \frac{j}{2\rho} \lambda_+ - \frac{1}{2} \lambda_- & G_{a2} + \frac{j}{2\rho} \lambda_- & \frac{j}{2\rho} \eta_+ & -\frac{j}{2\rho} \eta_- \\ G_{a1} + \frac{j}{2\rho} \lambda_- & \frac{j}{2\rho} \lambda_+ - \frac{1}{2} \lambda_- & \frac{j}{2\rho} \eta_- & -\frac{j}{2\rho} \eta_+ \end{vmatrix} = 0, \quad (24)$$

$$\xi_{\pm} = r_1 \pm r_2, \quad \eta_{\pm} = \frac{1}{r_2} \pm \frac{1}{r_1}, \quad \lambda_{\pm} = \frac{r_1}{r_2} \pm \frac{r_2}{r_1},$$

$$F_{f2} = 5 + \beta_f - \gamma_f \omega - q - \exp(i\theta_{f2}),$$

$$F_{f1} = 5 + \beta_f - \gamma_f \omega + q + \exp(i\theta_{f1}),$$

$$G_{a1} = F_{a1} + 1 - \frac{\lambda_+}{2}, \quad G_{a2} = F_{a2} + 1 - \frac{\lambda_+}{2},$$

$$F_{a1} = r_1 r_2 - 1 + q + \exp(i\theta_{a1}),$$

$$F_{a2} = r_1 r_2 - 1 - q - \exp(i\theta_{a1}).$$

После элементарных преобразований определитель (24) принимает более простой вид:

$$\begin{vmatrix} \xi_+ & \xi_- & 1 & F_{f2}/(\rho j) \\ \xi_- & \xi_+ & F_{f2}/(\rho j) & 1 \\ 4(6 + \beta_a) - 4(\rho/j)\gamma_a \omega & 4(\rho/j)r_1 r_2 G_{a2} + 4\gamma_a \omega & \xi_+ & \xi_- \\ 4(\rho/j)r_1 r_2 G_{a1} + 4\gamma_a \omega & 4(6 + \beta_a) - 4(\rho/j)\gamma_a \omega & \xi_- & \xi_+ \end{vmatrix} = 0. \quad (25)$$

Дальнейшее исследование закона дисперсии $\omega(q)$ и построение графиков осуществлялось численно. Для достаточно типичных значений параметров системы ($J_f = J_a = S_f = S_a = 1$, $B_f = 0,2$, $B_a = 0,4$ и $J_{fa} = 1$) дисперсионные кривые приведены на рис. 3,а (напомним, что точка $4 - q = 0$ соответствует значению $k = 0$, а максимальное значение $4 - q = 4$ соответствует границе зоны Бриллюэна на рис. 2). Обменные константы для простоты выбраны равными друг другу, а выбор значений B_f , B_a отражает два свойства реальных ФМ/АФМ систем: 1) константы одноионной анизотропии значительно меньше обменных констант; 2) B_a , как правило, больше B_f . Следует отметить, что изображенный на рис. 3,а типичный вид дисперсионной зависимости справедлив в достаточно широком диапазоне параметров.

На рис. 3,а видно, что в коллинеарной фазе существуют две ветви поверхностных волн. Верхняя ветвь лежит достаточно близко к нижней границе спектра объемных волн ФМ и в пределе слабой связи между магнетиками ($J_{fa} \rightarrow 0$) переходит в объемную волну ФМ, распространяющуюся вдоль поверхности. Это хорошо видно на рис. 4, на котором изображена зависимость $\omega = \omega(j)$ для указанных выше значений $B_{f,a}$, $J_{f,a}$, $S_{f,a}$ и значений $4 - q = 0$ (рис. 4,а) и $4 - q = 1$ (рис. 4,б,в).

Нижняя ветвь в пределе $J_{fa} \rightarrow 0$ переходит в ПСВ антиферромагнитного полупространства с

отрицательной частотой [4]. При увеличении J_{fa} две ветви сближаются и при достижении упомянутого выше критического значения J_{bif} частота одной из мод обращается в нуль в точке $k_y = k_z = 0$ ($4 - q = 0$) (см. рис. 4,а). При этом происходит фазовый переход, описанный в работе [16], и система переходит в неколлинеарную фазу S . При указанном выше выборе параметров $J_{bif} \approx 1,249$ и обращается в нуль верхняя ветвь ПСВ.

3. Динамика ФМ/АФМ границы в неколлинеарной спиновой конфигурации

Рассмотрим случай, когда основное состояние системы представляет собой неколлинеарную конфигурацию спинов с углом разворота θ_l спина $\mathbf{S}(l)$ в плоскости xz . Введем для каждого узла решетки свою повернутую систему координат ($x'y'z'$), связанную с направлением спина $\mathbf{S}(l)$ так, чтобы ось y' совпадала с осью y , а ось z' была направлена вдоль спина $\mathbf{S}(l)$ в основном состоянии. При этом компоненты вектора $\mathbf{S}(l)$ в системе (xyx) выражаются через его компоненты в новой системе следующим образом:

$$S_x(l) = \cos(\theta_l)S'_x(l) - \sin(\theta_l)S'_z(l),$$

$$S_y(l) = S'_y(l), \quad (26)$$

$$S_z(l) = \cos(\theta_l)S'_z(l) + \sin(\theta_l)S'_x(l).$$

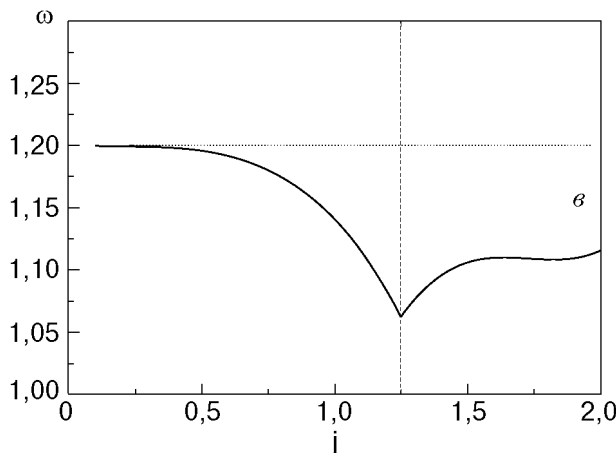
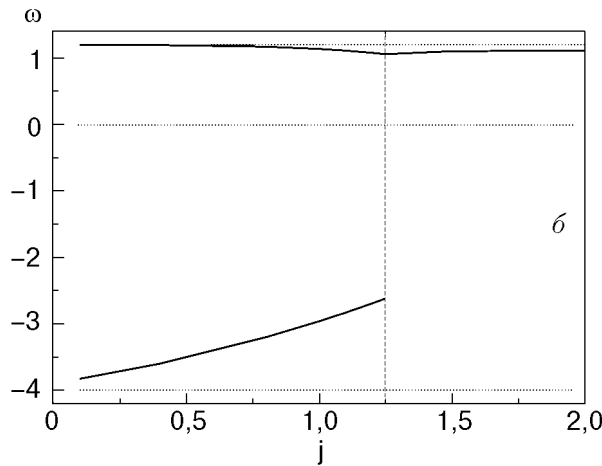
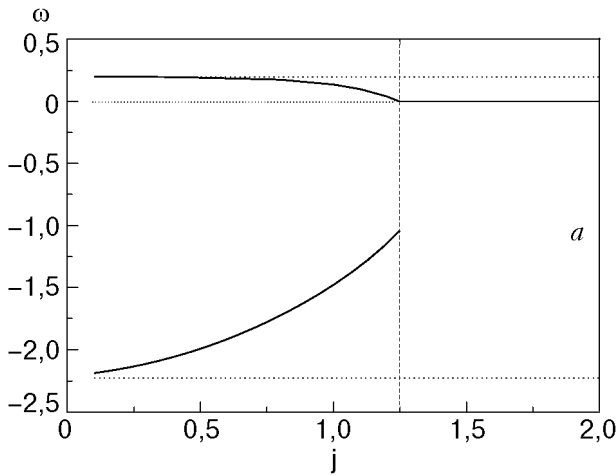


Рис. 4. Зависимость частоты ПСВ от безразмерной константы обменного взаимодействия $j = J_{fa} / \sqrt{J_f J_a}$ для $J_f = J_a = S_f = S_a = 1$, $B_f = 0,2$, $B_a = 0,4$ и значений $4 - q = 0$ (а) и $4 - q = 1$ (б, в). Точечные горизонтальные линии отвечают значениям $\omega = \omega(q)$, $\omega = \omega_a(q)$ (нижние границы ФМ и АФМ спектров соответственно при данном q) и $\omega = 0$. Вертикальная пунктирная линия соответствует точке перехода из коллинеарной фазы в неколлинеарную $J_{\text{bif}} \approx 1,249$.

Перепишем гамильтониан (1) в новых переменных $S'_x(l)$, $S'_y(l)$, $S'_z(l)$. Обменное слагаемое приобретает вид

$$\mathbf{S}(l)\mathbf{S}(l + \delta) = S'_y(l)S'_y(l + \delta) + \cos(\theta_l - \theta_{l+\delta}) \times$$

$$\times [S'_x(l)S'_x(l + \delta) + S'_z(l)S'_z(l + \delta)] +$$

$$+ \sin(\theta_l - \theta_{l+\delta}) [S'_x(l)S'_z(l + \delta) - S'_z(l)S'_x(l + \delta)], \quad (27)$$

а энергия одноионной анизотропии

$$S_z^2(l) = \cos^2(\theta_l)S'_z(l)^2 +$$

$$+ 2 \sin(\theta_l) \cos(\theta_l) S'_z(l)S'_x(l) + \sin^2(\theta_l)S'_x(l)^2. \quad (28)$$

Уравнения (4) в новой системе координат записываются в виде

$$\hbar \frac{dS'_x(l)}{dt} = S'_z(l) \frac{\partial H}{\partial S'_y(l)} - S'_y(l) \frac{\partial H}{\partial S'_z(l)}, \quad (29)$$

$$- \hbar \frac{dS'_y(l)}{dt} = S'_z(l) \frac{\partial H}{\partial S'_x(l)} - S'_x(l) \frac{\partial H}{\partial S'_z(l)}, \quad (30)$$

или с учетом (1), (27), (28) после линеаризации

$$\hbar \frac{dS'_x(l)}{dt} =$$

$$= \sum_{\delta} J(l, l+\delta) \{ \cos(\theta_l - \theta_{l+\delta}) S(l+\delta) S'_y(l) - S(l) S'_y(l+\delta) \} + B(l) S(l) \cos^2(\theta_l) S'_y(l), \quad (31)$$

$$- \hbar \frac{dS'_y(l)}{dt} =$$

$$= \sum_{\delta} J(l, l+\delta) \cos(\theta_l - \theta_{l+\delta}) \{ S(l+\delta) S'_x(l) - S(l) S'_x(l+\delta) \} + B(l) S(l) \cos(2\theta_l) S'_x(l). \quad (32)$$

Интересуясь поверхностными спиновыми волнами, решение уравнений (31), (32) ищем в виде волны с волновым вектором \mathbf{k} , направленным вдоль границы раздела ФМ/АФМ и с эллиптической прецессией вектора спина:

$$S'_x(l) = u_n^{\mu} \cos(\omega t - \mathbf{kR}_l), \quad (33)$$

$$S'_y(l) = -v_n^l \sin(\omega t - \mathbf{kR}_l), \quad (34)$$

где \mathbf{R}_l — радиус-вектор l -го узла.

В результате возникает задача на собственные значения для частот ω с квадратной неэрмитовой матрицей. Благодаря периодичности системы в плоскости границы раздела достаточно рассмотреть $2(N_f + N_a)$ спинов и, следовательно, размерность матрицы равна $4(N_f + N_a)$, где N_f , N_a — число атомных слоев, параллельных границе раздела, в ферромагнетике и антиферромагнетике соответственно. Численная диагонализация матрицы дает спектр ПСВ системы.

Для численного нахождения спектра ПСВ следует вначале найти величины θ_l ($2(N_f + N_a)$ величин) для исследуемой неколлинеарной фазы. Для их нахождения был использован алгоритм, подобный использованному в [6,7]. Вначале генерируется некоторая случайная (не обладающая симметрией) конфигурация $2(N_f + N_a)$ спинов, лежащих в одной плоскости. Для каждого спина $S(l)$ вычисляется локальное «эффективное поле»

$$\mathbf{H}_{\text{eff}}(l) = \sum_{\delta} J(l, l + \delta) \mathbf{S}(l + \delta) + \frac{B(l)}{2} S_z(l) \mathbf{e}_z, \quad (35)$$

и этот спин ориентируется вдоль направления $\mathbf{H}_{\text{eff}}(l)$. Операция выполняется для каждого спина системы. При этом энергия системы уменьшается. При многократном повторении описанной выше процедуры система релаксирует к некоторому локальному минимуму энергии. Для нахождения абсолютного минимума энергии следует запустить алгоритм несколько раз. Состояния системы, отвечающие локальным минимумам энергии, отличаются от основного наличием доменных стенок, связанных с границей раздела. Исследование ПСВ в таких системах выходит за рамки настоящей работы. Величины N_f , N_a , а также число итераций подбираются для достижения необходимой точности расчета. Численный эксперимент показывает, что если взять N_f и N_a в 10 раз больше магнитных длин ФМ и АФМ соответственно, то θ_l вычисляются с точностью не менее 10^{-5} , а частоты ПСВ — не менее $2 \cdot 10^{-6}$.

Полученные величины θ_l используются для нахождения элементов вышеупомянутой матрицы. Численная диагонализация матрицы дает $4(N_f + N_a)$ вещественных собственных частот рассматриваемой системы. Среди них нетрудно выделить частоты поверхностно локализованные мод. Во-первых, в случае ПСВ амплитуды прецессии спинов стремятся к нулю вдали от границы. Во-вторых, частоты ПСВ должны лежать вне сплош-

ных спектров ФМ и АФМ. Эти условия, уже обсуждавшиеся для коллинеарной фазы, справедливы и для неколлинеарной, поскольку $\theta_l \rightarrow 0$ при удалении от границы.

На рис. 3,б приведены законы дисперсии для объемных волн в ФМ, АФМ и поверхностных волн вблизи границы раздела для значений параметров системы $J_f = J_a = S_f = S_a = 1$, $B_f = 0,2$, $B_a = 0,4$ и $J_{fa} = 1,5$, полученных в результате численного решения задачи на собственные значения. В отличие от параметров, выбранных для построения графика на рис. 3,а, в данном случае $J_{fa} > J_{\text{bif}}$. При этом полагалось $N_f = 23$, $N_a = 17$ (10 магнитных длин).

Единственная мода ПСВ является голдстоуновской — обращение в нуль частоты в точке $\mathbf{k} = 0$ связано с непрерывным вырождением неколлинеарной фазы относительно азимутального угла плоскости разворота спинов. Учет магнитного диполь-дипольного взаимодействия снимает это вырождение, поэтому в действительности активация спектра возникает и для неколлинеарной фазы. С увеличением J_{fa} при переходе через точку фазового перехода верхняя ветвь спектра ПСВ становится голдстоуновской (рис. 4). У нижней ветви ПСВ в точке J_{bif} обращается в нуль A_{f2} — амплитуда глубоко проникающей в ферромагнетик ПСВ. В неколлинеарной фазе при $J_{fa} > J_{\text{bif}}$ соответствующей моде следует сопоставить не отрицательную, а положительную частоту и она уже не является поверхностно локализованной.

Наиболее сильная зависимость частоты верхней моды ПСВ от j наблюдается для очень длинных волн $4 - q \approx 0$ (рис. 4,а). Для $4 - q$ порядка 1 (например, $4 - q = 1$ на рис. 4,б) эта зависимость уже незначительна, хотя, как четко видно на рис. 4,в, где изображена только верхняя мода ПСВ для $4 - q = 1$, в точке фазового перехода наблюдается излом дисперсионной кривой.

Работа выполнена при поддержке программы INTAS 1999 (грант № 167)

1. Т. Г. Петрова, Е. С. Сыркин, *ФНТ* **17**, 411 (1991).
2. Б. Н. Филиппов, *ФТТ* **9**, 1339 (1967).
3. Т. Wolfram and R. E. De Wames, *Phys. Rev.* **185**, 720 (1969).
4. Т. Wolfram and R. E. De Wames, *Phys. Rev.* **185**, 763 (1969).
5. J. Nogues and Ivan K. Schuller, *JMMM* **192**, 203 (1999).
6. L. L. Hinchey and D. L. Mills, *Phys. Rev.* **B33**, 3329 (1986).
7. L. L. Hinchey and D. L. Mills, *Phys. Rev.* **B34**, 1689 (1986).
8. R. L. Stamps, R. E. Camley, and R. J. Hicken, *Phys. Rev.* **B54**, 4159 (1996).

9. P. Miltenyi, M. Gruyters, G. Güntherodt, J. Nogues, and Ivan K. Schuller, *Phys. Rev.* **B59**, 3333 (1999).
10. Ju. Ganping, A. V. Nurmikko, R. F. C. Farrow, R. F. Marks, M. J. Garey, and B. A. Gurney, *Phys. Rev.* **B58**, 857 (1998).
11. И. А. Гилинский, *ЖЭТФ* **68**, 1032 (1975).
12. А. С. Ковалев, А. М. Косевич, И. А. Манжос, *ЖЭТФ* **94**, 222 (1988).
13. V. G. Bar'yakhtar and B. A. Ivanov, in: *Solitons and Thermodynamics of Low-Dimensions Magnets*, *Sov. Sci. Rev. A, Phys.* vol. 16, part 3 (1992) (in English).
14. N. C. Koon, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 4865 (1997).
15. T. C. Schulthess and W. H. Butler, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 4516 (1998).
16. А. Г. Гречнев, А. С. Ковалев, *ФНТ* **24**, 839 (1998).

Surface spin waves near ferro- and antiferromagnet interface

A. G. Grechnev and A. S. Kovalev

The existence of surface spin waves localized near the compensated ferromagnet/antiferromagnet interface is predicted in the framework of the classical Heisenberg model. The frequencies of such waves lay outside the band spectra of magnets. The surface spin waves have the Goldstone mode in the case of a non-collinear interface configuration and modes with activation if the configuration is collinear.