

УДК 548:537.621

©1994

СПЕКТР СПИНОВЫХ ВОЛН И НАМАГНИЧЕННОСТЬ ФЕРРОМАГНИТНЫХ СВЕРХРЕШЕТОК

М.Ш.Ерухимов, Г.М.Ерухимов, Б.Э.Беренштейн

На основе квантомеханического подхода найден спектр спиновых волн в ферромагнитной сверхрешетке при нулевой температуре. Детально проанализирован спектр всех минизон в широкой области параметров системы. Показано, что при интеграле обменного взаимодействия между слоями больше критического значения в сверхрешетке существует новый тип спиновых колебаний, представляющий собой связанные колебания границ ферромагнитных слоев. Эти колебания напоминают колебания доменных границ в ферромагнетиках с периодической доменной структурой. Выявлены специфические особенности температурного поведения суммарной намагниченности сверхрешетки и намагниченности каждой ее атомной плоскости.

Успехи субмикронной технологии последнего десятилетия позволили искусственно создавать на базе магнитных материалов нано-микроструктуры с магнитными свойствами, существенно отличающимися от свойств спиновых подсистем обычных магнетиков. Предсказание и исследование этих свойств привлекают пристальное внимание большого числа теоретиков и экспериментаторов.

Из упомянутых структур наибольший интерес вызывают магнитные сверхрешетки [1-3]. Простейшими из магнитных сверхрешеток являются ферромагнитные сверхрешетки (ФСР), в которых периодически чередуются слои двух структурно сходных ферромагнетиков, имеющие близкие параметры решеток, но различные магнитные характеристики. Ферромагнетики могут отличаться, например, интегралами обменных взаимодействий, величинами локализованных спинов, константами анизотропии и т.д. На трехмерную периодичность кристаллической (магнитной) структуры ферромагнетика накладывается в сверхрешетках дополнительная одномерная периодичность в направлении, перпендикулярном плоскостям слоев (ось сверхрешетки). Это приводит к образованию в энергетическом спектре магнонов одномерных минизон, лежащих на фоне обычных зон спиновых волн ферромагнетиков, составляющих ФСР, что и вызывает появление у спиновой подсистемы качественно новых свойств. Кроме того, интегралы обменных взаимодействий на границе слоев иные, чем в объеме ферромагнетиков. Это в свою очередь обуславливает дополнительную модификацию спектра магнонов, а следовательно, и свойств ФСР.

Изучению спектра спиновых волн в ферромагнитных сверхрешетках посвящены работы многих авторов [14-15]. Главное внимание при этом уделялось исследованию самых нижних минизон энергетическо-

го спектра. В [4-9] рассчитаны магнитостатические моды колебаний и определена зависимость их частот от квазиволнового вектора вдоль оси сверхрешетки при различных ориентациях внешнего магнитного поля. Влияние обменного взаимодействия на спектр спиновых возбуждений рассмотрено в [10-13]. Анализ проводился главным образом численными методами для некоторых конкретных параметров системы и различных толщин слоев ферромагнетиков в ФСР. Общей закономерностью является то, что полученные минизоны перекрываются по энергии со спин-волновыми зонами исходных ферромагнетиков в массивном состоянии. Поверхностные же моды спиновых колебаний, возникающие в ограниченной ФСР и локализованные вблизи ее поверхности, могут быть расположены по энергии и выше потолка объемных спин-волновых зон [13-15].

В настоящей работе на основе квантовомеханического подхода найдены спектр и волновые функции спиновых волн в ферромагнитной сверхрешетке при температуре $T = 0$. Детально проанализирован спектр всех минизон в широкой области параметров системы. Для бесконечной ФСР изучен специфический тип спиновых колебаний — связанных колебаний границ ферромагнитных слоев. Эти колебания во многом подобны колебаниям доменных границ в ферромагнетиках с периодической магнитной структурой [16,17]. Показано, что спектр этих колебаний располагается выше объемных спин-волновых зон, начиная с некоторого порогового значения интеграла обменного взаимодействия на границе слоев. Выявлены специфические особенности температурного поведения намагниченности как всей ФСР, так и каждой ее атомной плоскости.

1. Дисперсионное уравнение спиновых возбуждений ФСР

Рассмотрим ферромагнитную сверхрешетку, состоящую из периодически чередующихся слоев двух простых кубических ферромагнетиков с одинаковыми постоянными решетки a . Ось ФСР обозначим через Ox . Пусть элементарная ячейка ФСР в первом слое имеет n , а во втором слое — m атомных плоскостей. Интеграл обменного взаимодействия между ближайшими локализованными спинами рассматриваемого гейзенберговского ферромагнетика для первого слоя обозначим через J_1 , для второго слоя — через J_2 , а между слоями J . Величина локализованного спина для первого слоя S_1 , для второго слоя — S_2 . В нашем случае $J_1 > 0$, $J_2 > 0$, $J > 0$, т.е. обменную связь между слоями считаем тоже ферромагнитной.

Гамильтониан рассматриваемой системы запишем как

$$\mathcal{H} = -\frac{1}{2} \sum_{i1} (J_{i,i,i+1} S_{i1} S_{i+1} + J_{i,i+1,i} S_{i1} S_{i+1}), \quad (1)$$

где i — номер атомной плоскости, l — номера спина в плоскости.

Волновую функцию одномагнитного возбуждения ФСР ищем в виде

$$|1\rangle = \sum_{i1} \frac{c_{i1}}{\sqrt{S_i}} S_{i1}^- |0\rangle. \quad (2)$$

Здесь $|0\rangle$ — ферромагнитное основное состояние,

$$S_{i1}^z |0\rangle = S_i |0\rangle,$$

$$S^+ = S^x \pm iS^y.$$

Нас будут интересовать однородные колебания в плоскости слоев, т.е. $c_{i1} = c_i$. Подставляя (2) в уравнение Шредингера с гамильтонианом (1), получаем следующую систему уравнений для коэффициентов c_i :

$$Ec_i = \sum_{\eta} J_{i,i+\eta} \sqrt{S_{i+\eta}} \left(\sqrt{S_{i+\eta}} c_i - \sqrt{S_i} c_{i+\eta} \right), \quad (3)$$

где $\eta = \pm 1$; индекс 1 в интеграле $J_{i,1;i+\eta,1}$ опущен, E — энергия магнона.

Для ФСР коэффициенты c_i должны удовлетворять условию периодичности ($a \equiv 1$)

$$c_{i+Nt} = c_i e^{-ipNt}, \quad t = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3 \dots, \quad (4)$$

$N = n + m$ — период ФСР; $\mathbf{p} = (p, 0, 0)$ — квазиволновой вектор магнитных возбуждений, распространяющихся вдоль оси сверхрешетки.

Дисперсионное уравнение получаем, приравнявая определитель системы (3) нулю

$$\det(L_{ij} - E\delta_{ij}) = 0, \quad (5)$$

где матричные элементы равны ($1 \leq i \leq N$)

$$L_{ii} = \sum_{\eta} J_{i,i+\eta} S_{i+\eta}, \quad L_{i,i\pm 1} = -J_{i,i\pm 1} \sqrt{S_i S_{i\pm 1}},$$

$$L_{N,N+1} = L_{N,1} e^{-ipN}, \quad L_{1,0} = L_{1,N} e^{ipN}. \quad (6)$$

Формулы (5), (6) определяют при $T = 0$ точный спектр спиновых колебаний ФСР. Из (5) видно, что, как и должно быть, число ветвей спектра равно числу атомных плоскостей N в элементарной ячейке ФСР. Остановимся подробнее на анализе спектра и волновых функций спиновых возбуждений ФСР с различным числом N .

2. Ферромагнитная сверхрешетка с $N = 8$ ($n = m = 4$)

В этом случае система уравнений (3) запишется в виде

$$\begin{aligned} (\varepsilon - 1 - \mu_1)c_1 + c_2 + \mu e^{ipN}c_8 &= 0, & (\varepsilon - \Delta - \mu_2)c_5 + \Delta c_6 + \mu c_4 &= 0, \\ (\varepsilon - 2)c_2 + c_1 + c_3 &= 0, & (\varepsilon - 2\Delta)c_6 + \Delta c_5 + \Delta c_7 &= 0, \\ (\varepsilon - 2)c_3 + c_2 + c_4 &= 0, & (\varepsilon - 2\Delta)c_7 + \Delta c_6 + \Delta c_8 &= 0, \\ (\varepsilon - 1 - \mu_1)c_4 + c_3 + \mu c_5 &= 0, & (\varepsilon - \Delta - \mu_2)c_8 + \Delta c_7 + \mu e^{-ipN}c_1 &= 0, \end{aligned} \quad (7)$$

где введены безразмерные переменные

$$\varepsilon = \frac{E}{J_1 S_1}, \quad \Delta = \frac{J_2 S_2}{J_1 S_1}, \quad \mu_1 = \frac{J S_2}{J_1 S_1}, \quad \mu_2 = \frac{J S_1}{J_1 S_1}, \quad \mu = \sqrt{\mu_1 \mu_2}.$$

Решения (7) имеют наиболее простой вид для квазиводного вектора в центре зоны Бриллюэна $p = 0$ и на ее границе $p = \pm\pi/N$. Для таких значений p все решения системы разбиваются на решения двух типов.

А. Решения типа I

$$\begin{aligned} c_1 = c_4, & \quad c_2 = c_3, & \quad c_5 = c_8, & \quad c_6 = c_7, & \quad p = 0, \\ c_1 = c_4, & \quad c_2 = c_3, & \quad c_5 = -c_8, & \quad c_6 = -c_7, & \quad p = \pm\pi/8, \end{aligned} \quad (8)$$

В. Решения типа II

$$\begin{aligned} c_1 = -c_4, & \quad c_2 = -c_3, & \quad c_5 = -c_8, & \quad c_6 = -c_7, & \quad p = 0, \\ c_1 = -c_4, & \quad c_2 = -c_3, & \quad c_5 = c_8, & \quad c_6 = c_7, & \quad p = \pm\pi/8. \end{aligned} \quad (9)$$

В центре зоны Бриллюэна дисперсионное уравнение для решений типа I и II соответственно имеет вид

$$\varepsilon \left\{ \varepsilon^3 - [2 + 2\Delta + \mu_1 + \mu_2] \varepsilon^2 + [4\Delta + (2\Delta + 1)\mu_1 + (2 + \Delta)\mu_2] \varepsilon - 2\Delta(\mu_1 + \mu_2) \right\} = 0, \quad (10)$$

$$\left(\varepsilon - 1 - \frac{1}{\varepsilon - 3} - \mu_1 \right) \left(\varepsilon - \Delta - \frac{\Delta^2}{\varepsilon - 3\Delta} - \mu_2 \right) - \mu_1 \mu_2 = 0. \quad (11)$$

Пусть внутри обоих ферромагнитных слоев молекулярные поля, действующие на спины, будут одинаковы, $\Delta = 1$. Тогда уравнения (10), (11) точно решаются при произвольной константе обмена J между слоями. В результате находим

$$\begin{aligned} \varepsilon_1^A = 0, & \quad \varepsilon_2^A = 1 + \mu_0 - \sqrt{1 + \mu_0^2}, \\ \varepsilon_3^A = 2, & \quad \varepsilon_4^A = 1 + \mu_0 + \sqrt{1 + \mu_0^2}, \end{aligned} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} \varepsilon_1^B = 2 - \sqrt{2}, & \quad \varepsilon_2^B = 2 + \mu_0 - \sqrt{1 + (1 - \mu_0)^2}, \\ \varepsilon_3^B = 2 + 2\sqrt{2}, & \quad \varepsilon_4^B = 2 + \mu_0 + \sqrt{1 + (1 - \mu_0)^2}, \end{aligned} \quad (13)$$

$$\mu_0 = (\mu_1 + \mu_2)/2.$$

Нормированные спиновые волновые функции, отвечающие уровням энергии (12), (13), приведены в Приложении.

При $J = 0$ колебания в соседних ферромагнитных слоях происходят независимо, поэтому уровни энергии двукратно вырождены

$$\varepsilon_1^A = \varepsilon_2^A, \quad \varepsilon_3^A = \varepsilon_4^A, \quad \varepsilon_1^B = \varepsilon_2^B, \quad \varepsilon_3^B = \varepsilon_4^B. \quad (14)$$

Обменное взаимодействие между слоями ($J \neq 0$) приводит к снятию вырождения, причем с ростом J положение уровней $\varepsilon_1^A, \varepsilon_3^A, \varepsilon_1^B, \varepsilon_3^B$ не меняется, энергия же остальных уровней непрерывно растет. При $J \rightarrow \infty$

$$\varepsilon_2^A \rightarrow 1, \quad \varepsilon_2^B \rightarrow 3, \quad \varepsilon_4^A \rightarrow 2\mu_0 + 1, \quad \varepsilon_4^B \rightarrow 2\mu_0 + 1.$$

Для массивных ферромагнетиков с простой кубической решеткой закон дисперсии спиновых волн хорошо известен $\epsilon_k = 2(1 - \cos k)$, для которого $\epsilon_k^{\max} = 4$. Сравнение (12), 13 с ϵ_k^{\max} показывает, что уровни энергии ϵ_4^A и ϵ_4^B располагаются выше потолка объемной спин-волновой зоны начиная с J , большем критического значения

$$\epsilon_4^A > 4 \text{ при } J > J_{\text{cr}}^A, \quad J_{\text{cr}}^A = \frac{4(J_1 S_1 + J_2 S_2)}{3(S_1 + S_2)},$$

$$\epsilon_4^B > 4 \text{ при } J > J_{\text{cr}}^B, \quad J_{\text{cr}}^B = \frac{J_1 S_1 + J_2 S_2}{S_1 + S_2}. \quad (15)$$

Отвечающие им волновые функции (см. Приложение) локализованы вблизи поверхности слоев. С ростом глубины этих уровней ($\epsilon_4^{A,B} - 4$) радиус локализации состояний убывает и для глубоких уровней ($\epsilon_4^{A,B} - 4$) $\sim \mu_0 \gg 1$ отношение $c_2/c_1 \sim 1/\mu_0 \ll 1$, т.е. область локализации становится порядка межатомного расстояния. Отсюда вытекает, что найденные для бесконечной ФСР спиновые возбуждения с энергиями, большими потолка объемных спиновых зон, представляют собой связанные колебания границ ферромагнитных слоев. Эти колебания во многом подобны трансляционным колебаниям доменных границ в ферромагнетиках с периодической доменной структурой, рассмотренным ранее в квазиклассическом приближении в работах [16,17].

В соответствии с дисперсионным уравнением (5) для системы (7) на рис. 1 приведен энергетический спектр спиновых волн ферромагнитной сверхрешетки при различных значениях параметра J . Показаны все восемь ветвей спектра. Для $J = 0$ дисперсия минизон отсутствует, что естественно, так как в этом случае нет обменной связи между слоями. С ростом J увеличивается ширина минизон и уменьшается расстояние между минизонами. На рис. 1, *b* только для самой верхней минизоны

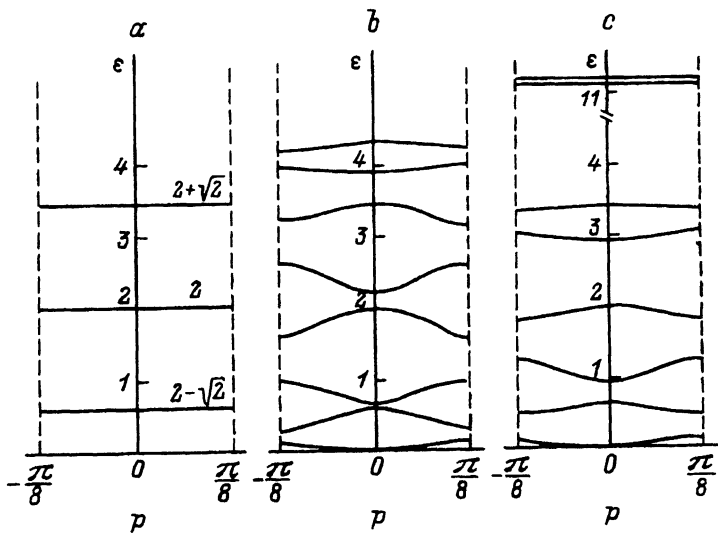


Рис. 1. Спектр спиновых возбуждений ФСР.

Параметры: $\Delta = 1$, $N = 8$, $\eta = m = 4$. Коэффициенты μ_1, μ_2 : *a* — 0,0; *b* — 2,05, *c* — 8,2.

выполняется соотношение $\varepsilon_4^B(p) > 4$, потому что $J_{cr}^A > J > J_{cr}^B$. Для параметров, соответствующих рис. 1,с, обменная связь $J > J_{cr}^A > J_{cr}^B$. В силу этого обстоятельства обе ветви спектра $\varepsilon_4^B(p)$ и $\varepsilon_4^A(p)$ располагаются выше потолка объемной спин-волновой зоны. При увеличении отщепления этих минизон от остальных минизон спектра их ширина уменьшается. При большой величине отщепления указанные минизоны становятся практически локализованными уровнями (рис. 1,с).

Приведем для параметров, соответствующих рис. 1,а-с, значения энергии спиновых колебаний, отвечающих, например, решениям типа I на границе зоны Бриллюэна ($p = \pm\pi/N$)

$$\begin{aligned}
 \text{а) } \varepsilon_1^A &= 0, & \varepsilon_2^A &= 0, & \varepsilon_3^A &= 2, & \varepsilon_4^A &= 2, \\
 \text{б) } \varepsilon_1^A &= \frac{7 - \sqrt{33}}{4}, & \varepsilon_2^A &= 1, & \varepsilon_3^A &= \frac{7 + \sqrt{33}}{4}, & \varepsilon_4^A &= 4, \\
 \varepsilon_1^A &= 4 + \sqrt{3} - \sqrt{15 + 8\sqrt{3}}, & \varepsilon_2^A &= 4 - \sqrt{3} - \sqrt{15 - 8\sqrt{3}}, \\
 \varepsilon_3^A &= 4 - \sqrt{3} + \sqrt{15 - 8\sqrt{3}}, & \varepsilon_4^A &= 4 + \sqrt{3} + \sqrt{15 + 8\sqrt{3}}. \quad (16)
 \end{aligned}$$

Соответствующие этим уровням спиновые волновые функции равны ($c_1 = c_4$, $c_2 = c_3$, $c_5 = -c_8$, $c_6 = -c_7$)

$$c_1 = (1 - \varepsilon)c_2 = \frac{1}{\mu} \left(\frac{1}{\varepsilon - 3} + 1 + \mu_2 - \varepsilon \right) c_5 = -\frac{1}{\mu} [(\varepsilon - 1 - \mu_2)(3 - \varepsilon) + 1] c_6,$$

где ε определяются формулами (16).

Знание волновых функций позволяет рассмотреть частоты ферромагнитного резонанса ФСР. Однородное высокочастотное поле, ориентированное в плоскости XY, как видно из Приложения, возбуждает спиновые колебания только типа I с волновым вектором $p = 0$ и частотами ε_1^A , ε_2^A и ε_4^A (см.(12)). При $J_1S_1 \neq J_2S_2$ резонансной частотой будет и частота ε_3^A .

В длинноволновой области спектра закон дисперсии первой ветви, как следует из (7), имеет вид ($8p \ll \pi$)

$$\varepsilon_1^A = \frac{4\mu^2}{\mu_0(1 + 3\mu_0)} p^2, \quad (17)$$

а значит, спин-волновая жесткость рассматриваемой ФСР обращается в нуль при $J = 0$. Для слабой обменной связи между слоями $\mu_0 \ll 1$ она пропорциональна параметру J , а для сильной обменной связи $\mu_0 \gg 1$ практически не зависит от J .

Анализ дисперсионного уравнения системы (7) для случая, когда молекулярные поля, действующие на спины в соседних слоях, не одинаковы по величине ($\Delta \neq 1$), показывает, что спектр спиновых волн ФСР качественно аналогичен спектру, представленному на рис. 1. Спектр претерпевает главным образом количественные изменения. При $\Delta > 1$ увеличение Δ приводит к возрастанию не нулевых предельных частот спиновых волн в центре и на границе зоны Бриллюэна. В результате первая минизона расширяется, а остальные минизоны поднимаются.

При обменной связи между слоями J , большей $J_{\text{ср}}^A(\Delta)$ и $J_{\text{ср}}^B(\Delta)$, двум самым верхним минизонам будут отвечать, как и в случае $\Delta = 1$, связанные спиновые колебания границ ферромагнитных слоев. Обобщая формулу (17) на случай $\Delta \neq 1$, получаем

$$\varepsilon_1^A = \frac{8\mu^2 \Delta}{\mu_0 [2\Delta + 3(\mu_1 \Delta + \mu_2)]} p^2, \quad 8p \ll \pi. \quad (18)$$

3. Ферромагнитная сверхрешетка с $N = 12$ ($n = m = 6$) и с произвольным N

Систему уравнений (3) для такой сверхрешетки можно записать в виде

$$\begin{aligned} (\varepsilon - 1 - \mu_1)c_1 + c_2 + \mu e^{ipN} c_{12} &= 0, & (\varepsilon - \Delta - \mu_2)c_7 + \Delta c_8 + \mu c_6 &= 0, \\ (\varepsilon - 2)c_k + c_{k-1} + c_{k+1} &= 0, & 2 \leq k \leq 5, \\ (\varepsilon - 2\Delta)c_{k'} + \Delta c_{k'-1} + \Delta c_{k'+1} &= 0, & 8 \leq k' \leq 11, \\ (\varepsilon - 1 - \mu_1)c_6 + c_5 + \mu c_7 &= 0, & (\varepsilon - \Delta - \mu_2)c_{12} + \Delta c_{11} + \mu e^{-ipN} c_1 &= 0. \end{aligned} \quad (19)$$

Исследование системы (19) проводится методом, аналогичным вышеприведенному (см. раздел 2). Поэтому ограничимся изложением результатов исследования. На рис. 2 представлены результаты численного расчета спектра спиновых волн ФСР с $N = 12$. Параметры системы выбраны такими же, как и на рис. 1, т.е. считалось, что молекулярные поля, действующие на спины в объеме соседних ферромагнитных

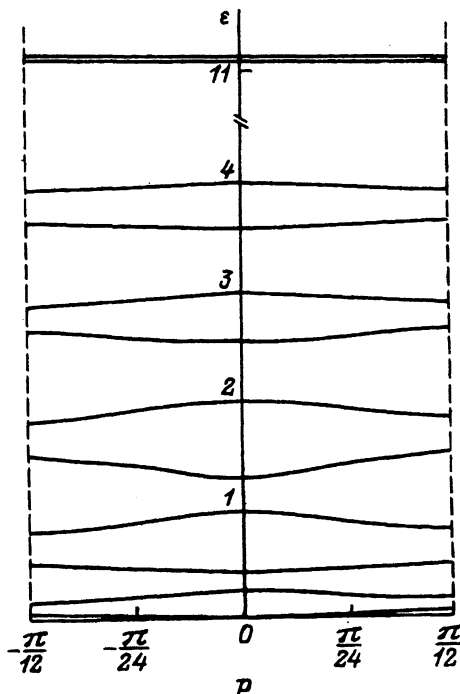


Рис. 2. Спектр спиновых возбуждений ФСР с $N = 12$ ($n = m = 6$).
Параметры: $\Delta = 1$, $\mu_1 = 4$, $\mu_2 = 1$.

слоев, одинаковы ($\Delta = 1$). Показаны все 12 ветвей спектра. Видно, что десять минизон имеют энергию $\varepsilon < \varepsilon_k^{\max} = 4$. Для остальных (двух) минизон энергия $\varepsilon > 4$ и им, как и в случае рис. 1,с, отвечают колебания границ ферромагнитных слоев.

Используя (19), нетрудно найти закон дисперсии для основной моды спин-волновых колебаний в длинноволновой области спектра ($12p \ll \pi$)

$$\varepsilon_1^A = \frac{12\mu^2\Delta}{\mu_0[2\Delta + 5(\mu_1\Delta + \mu_2)]} p^2. \quad (20)$$

В общем случае для ε_1^A имеем ($N_p \ll \pi$)

$$\varepsilon_1^A = \frac{2N\mu^2\Delta}{\mu_0[4\Delta + (N-2)(\mu_1\Delta + \mu_2)]} p^2, \quad n = m. \quad (21)$$

Формула (21) представляет собой обобщение формул (18), (20) на случай произвольного числа атомных плоскостей N на периоде сверхрешетки. Из выражения (21) следует, что в отсутствие обменной связи между слоями спин-волновая жесткость обращается в нуль. Это утверждение справедливо в области длин волн, много больших периода сверхрешетки $\lambda \gg N$. Спин-волновая жесткость каждого слоя, конечно, отлична от нуля. Однако она может проявиться лишь при $\lambda < N$.

С ростом N спин-волновая жесткость в (21) возрастает. При этом в спектре спиновых возбуждений увеличивается число минизон за счет уменьшения их ширины и расстояния между ними.

4. Температурное поведение намагниченности ферромагнитной сверхрешетки

Введем среднюю намагниченность атомной плоскости f для первого

$$\sigma_f = \langle (\hat{S}_1^z)_f \rangle, \quad 1 \leq f \leq n$$

и второго ферромагнитного слоя

$$\sigma_f = \langle (\hat{S}_2^z)_f \rangle, \quad n+1 \leq f \leq n+m = N,$$

где $\langle \dots \rangle$ — термодинамическое среднее с гамильтонианом (1).

Расчеты σ_f выполним в нулевом приближении метода самосогласованного поля, что соответствует первому члену ряда теории возмущения по обратному объему межузельного обменного взаимодействия [18]. В этом приближении имеем следующую систему уравнений самосогласования ($k_B = 1$):

$$\sigma_f = B_{S_1} \left(\frac{h_f}{T} \right), \quad 1 \leq f \leq n, \quad (22)$$

$$\sigma_f = B_{S_2} \left(\frac{h_f}{T} \right), \quad n+1 \leq f \leq N,$$

где

$$B_S(x) = \left(S + \frac{1}{2}\right) \operatorname{cth} \left(S + \frac{1}{2}\right) x - \frac{1}{2} \operatorname{cth} \frac{x}{2}$$

— функция Бриллюэна; молекулярные поля h_f соответственно равны

$$\begin{aligned} h_1 &= J_1(4\sigma_1 + \sigma_2) + J\sigma_N, & h_N &= J_2(4\sigma_N + \sigma_{N-1}) + J\sigma_1, \\ h_n &= J_1(4\sigma_n + \sigma_{n-1}) + J\sigma_{n+1}, & h_{n+1} &= J_2(4\sigma_{n+1} + \sigma_{n+2}) + J\sigma_n, \\ h_f &= J_1(4\sigma_f + \sigma_{f-1} + \sigma_{f+1}), & 1 \leq f \leq n-1, \\ h_f &= J_2(4\sigma_f + \sigma_{f-1} + \sigma_{f+1}), & n+2 \leq f \leq N-1. \end{aligned}$$

Формулы (22) определяют температурную зависимость намагниченности каждой атомной плоскости ФСР при произвольных параметрах системы.

Перейдем к рассмотрению решений системы (22) для важного частного случая, когда спин S_1 первого ферромагнитного слоя при температуре $T = 0$ меньше спина S_2 второго слоя, а температура Кюри первого слоя в массивном состоянии $T_{c1} = J_1 z S_1(S_1 + 1)/3$, наоборот, больше температуры Кюри второго слоя $T_{c2} = J_2 z S_2(S_2 + 1)/3$.

В соответствии с формулами (22) на рис. 3 представлены результаты численного расчета σ_f для ФСР с $N = 8$ ($n = 4, m = 4$) при следующих параметрах системы: $S_1 = 1, S_2 = 2, J_1/J_2 = 6, J/J_2 = 1$. Для таких параметров $T_{c1}/J_2 = 24, T_{c2}/J_2 = 12$. В силу симметрии системы имеем $\sigma_1 = \sigma_4, \sigma_2 = \sigma_3, \sigma_5 = \sigma_8, \sigma_6 = \sigma_7$, поэтому показаны четыре кривые $\sigma_i(T)$. Видно, что при $T = 0$ $\sigma_1 = \sigma_2 = 1$. С ростом T σ_1 и σ_2 постепенно убывают и наиболее резко уменьшаются в районе температуры Кюри ФСР $t_c = T_c/J_2 \approx 22.5$. Что касается намагниченностей атомных плоскостей второго слоя, то при $T = 0$ $\sigma_5 = \sigma_6 = 2$. С ростом температуры σ_5 и σ_6 уменьшаются, резкое их уменьшение наблюдается при $t \approx T/J_2 \approx 12$, но не до нулевого значения. «Хвосты»

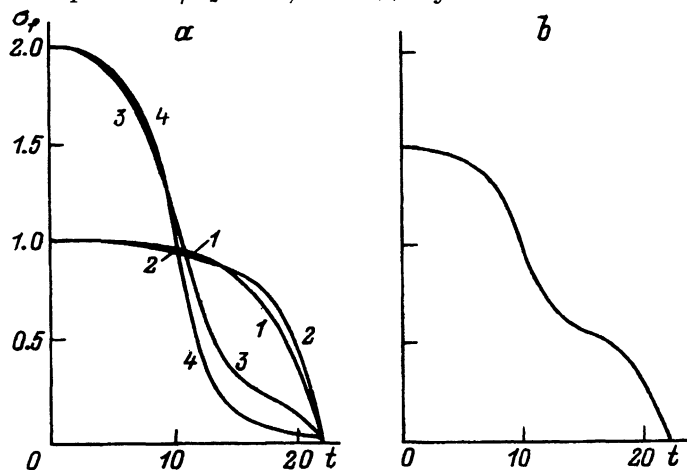


Рис. 3. Температурная зависимость намагниченности каждой атомной плоскости (а) и суммарной намагниченности (б) ФСР с $N = 8$ ($n = m = 4$).

Параметры: $S_1 = 1, S_2 = 2, J_1/J_2 = 6, J/J_2 = 1$. Кривые 1, 2, 3, 4 соответствуют величинам $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_5, \sigma_6$.

$\sigma_5(T)$ и $\sigma_6(T)$ простираются до температуры Кюри ФСР. Появление этих хвостов обусловлено подмагничиванием второго слоя со стороны первого слоя, где намагниченность атомных плоскостей отлична от нуля вплоть до $t = t_c$.

На рис. 3, б показана суммарная намагниченность ФСР

$$\sigma = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \sigma_i$$

как функция температуры. Видно, что кривая $\sigma(T)$ имеет два плато. В области низкотемпературного плато намагниченность обеих ферромагнитных слоев близка к максимально возможной. Для второго плато, лежащего в области $12 < t < 22.5$, отлична от нуля в основном намагниченность первого слоя. Суммарная намагниченность сверхрешетки довольно резко уменьшается по величине при $t \simeq 12$ и $t \simeq 22.5$. Такая зависимость $\sigma(T)$ характерна для двухслойной сверхрешетки, которая при $J \neq 0$, как мы видели выше, имеют не две t_c , а всего одну единственную t_c .

В заключении заметим, что наблюдение пространственного распределения намагниченности вдоль оси рассматриваемой сверхрешетки показывает, что при низких температурах максимум намагниченности имеет место в местах нахождения вторых слоев, а в области высоких температур $12 < t < 22.5$ максимум смещается и наблюдается уже в местах расположения первых слоев.

Приложение

Нормированные волновые функции, отвечающие уровням энергии (10), (11), соответственно равны

$$1) \quad \varepsilon_1^A = 0,$$

$$c_1 = c_2 = \sqrt{\frac{S_1}{S_2}} c_5 = \sqrt{\frac{S_1}{S_2}} c_6 = \frac{\sqrt{S_1}}{2\sqrt{2(S_1 + S_2)}},$$

$$2) \quad \varepsilon_2^A = 1 + \mu_0 - \sqrt{1 + \mu_0^2},$$

$$c_1 = \frac{c_2}{\varepsilon_4^A - 1} = -\sqrt{\frac{S_2}{S_1}} c_5 = \sqrt{\frac{S_2}{S_1}} \frac{c_6}{1 - \varepsilon_4^A} = \frac{\sqrt{S_2}}{2\sqrt{(S_1 + S_2)}\sqrt{1 + (\varepsilon_4^A - 1)^2}}.$$

$$3) \quad \varepsilon_3^A = 2,$$

$$c_1 = -c_2 = \sqrt{\frac{S_1}{S_2}} c_5 = -\sqrt{\frac{S_1}{S_2}} c_6 = \frac{\sqrt{S_1}}{2\sqrt{2(S_1 + S_2)}},$$

$$4) \quad \varepsilon_4^A = 1 + \mu_0 + \sqrt{1 + \mu_0^2},$$

$$c_1 = \frac{c_2}{\varepsilon_2^A - 1} = -\sqrt{\frac{S_2}{S_1}} c_5 = \sqrt{\frac{S_2}{S_1}} \frac{c_6}{1 - \varepsilon_2^A} = \frac{\sqrt{S_2}}{2\sqrt{(S_1 + S_2)}\sqrt{1 + (\varepsilon_2^A - 1)^2}}$$

(для всех симметричных решений $c_1 = c_4$, $c_2 = c_3$, $c_5 = c_8$, $c_6 = c_7$),

$$5) \quad \varepsilon_1^B = 2 - \sqrt{2},$$

$$c_1 = (1 + \sqrt{2})c_2 = -\sqrt{\frac{S_1}{S_2}} c_5 = -\sqrt{\frac{S_1}{S_2}} (1 + \sqrt{2})c_6 = \frac{\sqrt{S_1}}{2\sqrt{2\varepsilon_1^B(S_1 + S_2)}},$$

$$6) \quad \varepsilon_2^B = 2 + \mu_0 - \sqrt{1 + (1 - \mu_0)^2},$$

$$c_1 = (3 - \varepsilon_2^B)c_2 = \sqrt{\frac{S_2}{S_1}} c_5 = \sqrt{\frac{S_2}{S_1}} (3 - \varepsilon_2^B)c_6 = \frac{\sqrt{S_2}}{2\sqrt{(S_1 + S_2)[1 + (3 - \varepsilon_2^B)^2]}},$$

$$7) \quad \varepsilon_3^B = 2 + \sqrt{2},$$

$$c_1 = -(\sqrt{2} - 1)c_2 = -\sqrt{\frac{S_1}{S_2}} c_5 = \sqrt{\frac{S_1}{S_2}} (\sqrt{2} - 1)c_6 = \frac{\sqrt{S_1}}{2\sqrt{2\varepsilon_3^B(S_1 + S_2)}},$$

$$8) \quad \varepsilon_4^B = 2 + \mu_0 + \sqrt{1 + (1 - \mu_0)^2},$$

$$c_1 = (3 - \varepsilon_4^B)c_2 = \sqrt{\frac{S_2}{S_1}} c_5 = \sqrt{\frac{S_2}{S_1}} (3 - \varepsilon_4^B)c_6 = \frac{\sqrt{S_2}}{2\sqrt{(S_1 + S_2)[1 + (3 - \varepsilon_4^B)^2]}}$$

(для всех антисимметричных решений $c_1 = -c_4$, $c_2 = -c_3$, $c_5 = -c_8$, $c_6 = -c_7$).

Список литературы

- [1] Fert A., Rihard J.-P., Etienne P., Nguyen Van Dau F., Greuzet G. // Recherche. 1990. V. 21. N 227. P. 1492.
- [2] Majkrzak C.F., Kwo J., Hong M., Yafert Y., Chien C.L., Gibbs D., Bohr J. // Adv. Phys. 1991. V. 40. N 2. P. 99, 185.
- [3] Selimyer D.J. // J. Alloys and Compounds. 1992. V. 181. N 1-2. P. 397.
- [4] Camley R.E., Rahman T.S., Mills D.L. // Phys. Rev. B. 1983. V. 27. N 1. P. 261.
- [5] Fishman F., Schwable F., Schwenk D. // Phys. Lett. A. 1987. V. 121. N 4. P. 192.
- [6] Hong Q., Lin T. // Phys. Lett. A. 1987. V. 124. N 3. P. 181.
- [7] Barnas J. // Solid State Commun. 1987. V. 61. N 6. P. 405.
- [8] Camley R.E., Cottam M.G. // Phys. Rev. B. 1987. V. 35. N 1. P. 189.
- [9] Zhon Y., Lin T. // Phys. Lett. A. 1989. V. 134. N 4. P. 257.
- [10] Albuquerque E.L., Fulco P., Sarmiento E.F. // Solid State Commun. 1986. V. 58. N 1. P. 44.
- [11] Barnas J. // J. Phys. C.: Solid State Phys. 1988. V. 21. N 5. P. 1021.
- [12] Marfinez B., Camley R.E. // J. Phys.: Condens. Matter. 1992. V. 4. N 21. P. 5001.
- [13] Barnas J. // J. Phys.: Condens. Matter. 1992. V. 4. N 20. P. 4849.
- [14] Rupp G., Wettling W., Jautz W. // Appl. Phys. A. 1987. V. 42. N 1. P. 45.
- [15] Гахимзаде Н.Ф., Тагиева Р.Т. // ФТТ. 1993. Т. 35. № 2. С. 306.
- [16] Ферзтдинов М.М., Туров Е.А. // ФММ. 1970. Т. 29. № 3. С. 458.
- [17] Ерухимов М.Ш. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1972. Т. 36. № 7. С. 1485.
- [18] Вакс В.Г., Ларкин А.И., Пикин С.А. // ЖЭТФ. 1967. Т. 53. № 1. С. 281.

Пензенский сельскохозяйственный институт

Поступило в Редакцию
30 ноября 1993 г.