

УДК 538.22

## ОСОБЕННОСТИ РЕЗОНАНСНЫХ СВОЙСТВ СЛОИСТЫХ МАГНЕТИКОВ С ОДНОМЕРНЫМ МАГНИТНЫМ БЕСПОРЯДКОМ

*А. Н. Гончарук, А. А. Степанов, Д. А. Яблонский*

Показано, что при охлаждении слоистых антиферромагнетиков, находящихся первоначально в парамагнитном состоянии, может реализоваться устойчивое состояние с одномерным магнитным беспорядком в направлении, перпендикулярном слоям. Такое состояние представляет собой доменную структуру с хаотически расположенными параллельными слоями доменными границами предельно малой толщины. Для двух случаев состояний с одномерным магнитным беспорядком рассмотрены особенности резонансных свойств, обусловленные появлением локализованных на доменных границах колебаний. В первом случае все доменные границы находятся на больших расстояниях друг от друга, так что их взаимодействием можно пренебречь. Во втором случае становятся существенными парные сближения некоторых доменных границ, но по-прежнему можно пренебречь тройными, четверными и т. д.

Рассмотрим макроскопический магнетик при равной нулю температуре. Хорошо известно, что в ферромагнетиках дипольное взаимодействие делает энергетически более выгодным существование упорядоченной доменной структуры, а не однодоменного состояния. В то же время в антиферромагнетиках (АФМ) основное состояние остается однодоменным и при учете дипольного взаимодействия. Однако реальные АФМ редко находятся в однодоменном состоянии. Причиной зарождения доменов, возникающих при охлаждении образца из парамагнитного состояния, в этом случае является симметричное вырождение основного состояния. Закрепление же разграничивающих домены междоменных границ (ДГ) происходит на имеющихся в системе кристаллических дефектах, так как собственная коэрцитивность ДГ в обычных трехмерных магнетиках (в которых обмен намного больше анизотропии) исчезающе мала. Последнее обстоятельство приводит к тому, что характерные размеры доменов в АФМ порядка среднего расстояния между дефектами. Это означает, что в кристаллах, близких к идеальным, ДГ находятся большей частью далеко друг от друга и могут поэтому быть рассмотрены как изолированные магнитные дефекты на фоне основного состояния системы.

Иная ситуация имеет место в слоистых АФМ, в которых обменное взаимодействие в направлении, перпендикулярном слоям, аномально мало. В этом случае ДГ, параллельные слоям (в дальнейшем будем называть их микроскопическими ДГ), помимо микроскопической толщины, имеют конечную собственную коэрцитивность (см. ниже). По этой причине микроскопические ДГ могут устойчивым образом занимать в принципе любые позиции в кристалле, в том числе и на малом расстоянии друг от друга. Подчеркнем, что этот эффект не связан с наличием кристаллических дефектов, он существует и в идеальном АФМ. Таким образом, для доменной структуры, возникающей при достаточно быстром охлаждении слоистого АФМ, характерно наличие таких доменов, размеры которых в направлении, перпендикулярном слоям, меняются хаотическим образом и могут принимать малые, сравнимые с межатомными расстояниями, значения. В то же время поперечные (параллельные слоям) размеры этих доменов,

как и в обычном трехмерном АФМ, определяются расстояниями между дефектами и в идеальном кристалле стремятся к бесконечности. Такая доменная структура слоистого идеального (и приближающихся к нему) АФМ есть состояние с одномерным магнитным беспорядком, в полной аналогии хорошо известным одномерным структурным беспорядком, реализующимся в веществах, где сосуществуют две структурные модификации [1]. Конкретное рассмотрение такого состояния изложено в следую-

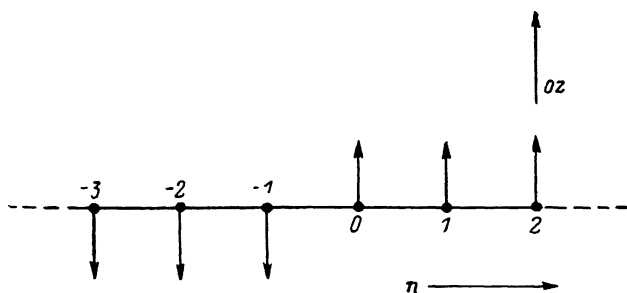


Рис. 1. Предельно тонкая доменная граница.

Стрелка обозначает вектор намагниченности слоя в случае ферромагнетика и вектор антиферромагнетизма слоя в случае антиферромагнетика.

щем разделе. Здесь же отметим только, что для каждого состояния с одномерным магнитным беспорядком существует свое характерное значение отношения межслоевого обмена к внутрислоевой анизотропии, ниже которого все ДГ этого состояния имеют предельно малую толщину (рис. 1). Именно для такого случая нами доказана устойчивость рассматриваемых состояний.

Существование в слоистом АФМ одномерного магнитного беспорядка существенно сказывается на его резонансных свойствах, так как наличие в магнетике микроскопических ДГ приводит к появлению новых типов

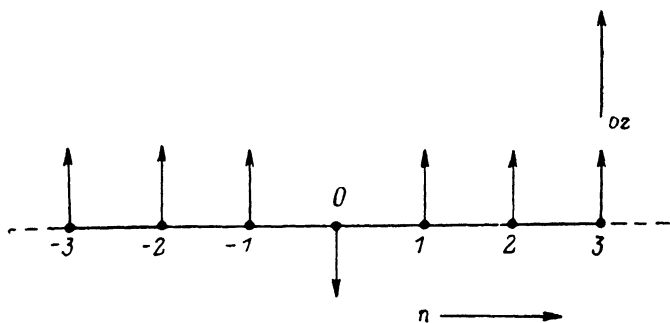


Рис. 2. Две предельно тонких доменных границы, находящиеся на минимальном расстоянии друг от друга («перевернутый» слой).

возбуждений — локализованных на ДГ мод (ЛМ). За счет уменьшения скорости охлаждения АФМ всегда можно добиться того, чтобы возникающие микроскопические ДГ находились на больших расстояниях друг от друга. В этом случае при расчете ЛМ можно пренебречь взаимодействием ДГ, рассматривая их как изолированные. Решение этой задачи в области тех значений межслоевого обмена, при которых ДГ имеет предельно малую толщину, проведено в данной работе.

Мы рассмотрели также случай более быстрого охлаждения АФМ, так что существенными становятся парные сближения некоторых ДГ, но по-прежнему можно пренебречь тройными, четверными и т. д. Ясно, что частоты ЛМ такого состояния квазинепрерывным образом будут за-

полнять некоторый интервал, границы которого есть наименьшая и наибольшая из частот ЛМ изолированной и двух, находящихся на минимальном расстоянии друг от друга, ДГ. Если учесть затухание ЛМ, то на эксперименте будет наблюдаться сплошная полоса поглощения, занимающая весь вышеуказанный частотный интервал. В такой ситуации не имеет смысла находить частоты всех ЛМ. Один из первых конструктивных вопросов в этом случае состоит в том, чтобы оценить расположение и ширину полосы поглощения. С этой целью в настоящей статье рассмотрены также ЛМ двух ДГ, находящихся на минимальном расстоянии друг от друга (рис. 2). Как видно из рис. 2, в этом случае можно говорить о наличии в системе «перевернутого» слоя.

Конкретные результаты приведены нами в последнем разделе работы. Что же касается вычислений, то с целью избежать довольно громоздких, но не принципиальных усложнений мы подробно изложили их суть на модельном примере слоистого ферромагнетика без дипольного взаимодействия.

## 1. Одномерный магнитный беспорядок в слоистом ферромагнетике

Рассмотрим слоистый ферромагнетик, описываемый гамильтонианом

$$H = -\frac{I}{2} \sum_{n\delta} S_{n,l} S_{n,l+\delta} - J \sum_{n\delta} S_{n,l} S_{n+1,l} - \frac{K_1}{2} \sum_{n\delta} S_{n,l}^z S_{n,l+\delta}^z - K_2 \sum_{n\delta} (S_{n,l}^z)^2,$$

здесь  $n$  — номер слоя;  $l$  — номер спина в слое;  $\delta$  отмечает ближайших соседей в слое;  $I, J > 0$  — константы обменного взаимодействия в слоях и между ними;  $K_1, K_2 > 0$  — константы межслойной и однослойной анизотропии типа «легкая ось». Следующие из  $H$  уравнения движения имеют вид

$$\begin{aligned} \langle S_{n,l}^+ \rangle &\equiv S_{n,l}^x + i S_{n,l}^y \\ i \dot{S}_{n,l}^+ &= \left[ I \sum_{\delta} S_{n,l+\delta}^z + J (S_{n+1,l}^z + S_{n-1,l}^z) + K_1 \sum_{\delta} S_{n,l+\delta}^z + 2K_2 S_{n,l}^z \right] S_{n,l}^+ - \\ &- S_{n,l}^z \left[ I \sum_{\delta} S_{n,l+\delta}^+ + J (S_{n+1,l}^+ + S_{n-1,l}^+) \right]. \end{aligned}$$

Поскольку нас интересуют состояния, однородные в слоях, то в уравнениях движения следует положить  $S_{n,l} = S_n$ , что дает

$$i \dot{S}_n^+ = [J (S_{n+1}^z + S_{n-1}^z) + 2A S_n^z] S_n^+ - J S_n^z (S_{n+1}^+ + S_{n-1}^+),$$

здесь  $A = 2K_1 + K_2$ . Эти уравнения движения совпадают с теми, которые следуют из гамильтониана

$$\mathcal{H} = -J \sum_n S_n S_{n+1} - A \sum_n (S_n^z)^2, \quad (1)$$

описывающего ферромагнитную спиновую цепочку с одноосной анизотропией типа «легкая ось». Единственная неточность, которая возникает при описании однородных в слоях состояний посредством гамильтониана  $\mathcal{H}$ , состоит в уменьшении энергии каждого состояния в  $N_n$  раз, где  $N_n$  — число спинов в слое. Так как для определения доменной структуры важны лишь относительные значения энергий, то этим различием в дальнейшем будем пренебрегать.

Предположим, что все ДГ состояния с одномерным магнитным беспорядком имеют вид точных ступенек (рис. 1). В таком случае структура этого состояния может быть описана простой формулой

$$S_n^0 \equiv (S_n^{x0}, S_n^{y0}, S_n^{z0}) = (0, 0, \sigma_n),$$

где  $\sigma_n$  случайным образом в зависимости от  $n$  принимает значения  $\sigma_n = \pm S$ ,  $S \equiv |S_n|$ . Покажем, что существует конечный интервал значений  $0 \leq J \leq J^*(A)$ , для которых вышеописанная структура является устойчивым статическим состоянием гамильтониана  $\mathcal{H}$ , а значит, и исходного гамильтониана  $H$ . Для этого рассмотрим разложение  $\mathcal{H}$  по степеням  $S_n^{x,y}$  в малой окрестности произвольного состояния  $S_n^0$  с точностью до квадратичных слагаемых

$$\mathcal{H}_{II} = -J \sum_n (S_n^x S_{n+1}^x + S_n^y S_{n+1}^y) + \frac{J}{2S^2} \sum_n \sigma_n (\sigma_{n+1} + \sigma_{n-1}) \times \\ \times (S_n^{x^2} + S_n^{y^2}) + A \sum_n (S_n^{x^2} + S_n^{y^2}).$$

Отсутствие в  $\mathcal{H}_{II}$  линейных слагаемых означает, что состояния  $S_n^0$  будут статическими решениями  $\mathcal{H}$ . Но главным является то обстоятельство, что из-за наличия последнего слагаемого ( $A > 0$ )  $\mathcal{H}_{II}$  перестает быть существенно положительной квадратичной формой лишь при конечных значениях  $J = J^*(A)$ . Это и означает, что состояния  $S_n^0$  будут устойчивыми статическими решениями  $\mathcal{H}$  при  $0 \leq J \leq J^*(A)$ . Конкретное значение  $J^*(A)$  может быть найдено из условия завуления частоты одного из линейных колебаний на фоне данной доменной структуры. Укажем, что вопрос о доменной структуре с одной ДГ в рамках гамильтониана (1) при сравнимых значениях констант обмена и анизотропии впервые был рассмотрен в работе [2]. В ней показано, в частности, что для значений  $0 \leq J \leq 1.5 A$  ДГ имеет предельно малую толщину, т. е. представляет собой точную ступеньку. Отметим, что для анизотропии межшонного характера такое возможно только лишь при  $J=0$  [3].

## 2. Локализованные моды изолированной ДГ

При вычислении ЛМ мы будем предполагать, что в каждом случае значение межслоевого обмена  $J$  меньше соответствующего данной доменной структуре характерного значения  $J^*(A)$ .

Рассмотрение малых колебаний на фоне вышеуказанных состояний не может быть проведено в рамках (1). Однако наибольший интерес представляют однородные в слоях малые колебания. Именно эти колебания определяют устойчивость рассматриваемых состояний, они же могут проявиться в магнитном резонансе. Такие колебания могут быть описаны гамильтонианом (1), что и будет иметься в виду всюду ниже. Следующие из (1) уравнения линейных колебаний на фоне состояний общего вида  $S_n^0 = (0, 0, \sigma_n)$ ,  $\sigma_n = \pm S$  есть

$$iS_n^+(t) = [2A\sigma_n + J(\sigma_{n+1} + \sigma_{n-1})] S_n^+(t) - J\sigma_n [S_{n+1}^+(t) + S_{n-1}^+(t)]. \quad (2)$$

Соответственно для колебаний на частоте  $\Omega$  ( $S_n^+(t) = S_n^+ e^{-i\Omega t}$ ) получаем

$$\Omega S_n^+ = [2A\sigma_n + J(\sigma_{n+1} + \sigma_{n-1})] S_n^+ - J\sigma_n [S_{n+1}^+ + S_{n-1}^+]. \quad (3)$$

В случае, когда в качестве  $S_n^0$  берется основное состояние  $\sigma_n = S$ , решением (3) является спиновая волна  $S_n^+ = S^+ e^{ikn}$  ( $-\pi \leq k \leq \pi$ ) с частотой  $\Omega_k = 2SA + 2SJ(1 - \cos k)$ . Спин-волновая зона занимает интервал частот от  $\min \Omega_k = 2SA \equiv \Omega_0$  до  $\max \Omega_k = 2SA + 4SJ$ . Имеется однако еще одно основное состояние  $\sigma_n = -S$ . В этом случае имеется та же зависимость от координаты, а частота меняет знак. Соответствующая спин-волновая зона расположена в области отрицательных частот от  $-2SA$  до  $-2SA - 4SJ$ .

Рассмотрим случай, когда все ДГ находятся на больших расстояниях друг от друга, так что их взаимодействием можно пренебречь. Тогда при вычислении ЛМ можно рассмотреть одну изолированную ДГ. При выборе, указанном на рис. 1, имеем

$$\alpha_n = \theta_n S = \begin{cases} -S, & n = -1, -2, \dots \\ S, & n = 0, 1, \dots \end{cases}$$

Следующие из (3) уравнения удобно решать, выделяя области однородности, для которых решение выписывается элементарно. В данном случае речь идет о значениях  $n \leq -2$  и  $n \geq 1$  в уравнениях (3). Уравнения с  $n \leq -2$  дают

$$S_n^+ = B_- e^{x_-(n+1)}, \quad n \leq -1, \quad (4)$$

где  $B_-$  — произвольный коэффициент, а для  $x_- > 0$  имеем

$$\operatorname{ch} x_- = 1 + A/J + \Omega/2SJ. \quad (5)$$

При получении (4) было учтено необходимое условие локализации (см. (5), (8))

$$|\Omega| < \min \Omega_k = 2SA. \quad (6)$$

Кроме того, учитывалось требование ограниченности  $S_n^+$  при  $n \rightarrow -\infty$ . Аналогично уравнения (3) с  $n \geq 1$  дают

$$S_n^+ = B_+ e^{-x_+ n}, \quad n \geq 0, \quad (7)$$

где для  $x_+ > 0$  имеем

$$\operatorname{ch} x_+ = 1 + A/J - \Omega/2SJ. \quad (8)$$

Оставшиеся уравнения (3) с  $n = -1$  и  $n = 0$  дают

$$(-\Omega - 2SA + SJ e^{-x_-}) B_- + SJ B_+ = 0, \quad SJ B_- + (\Omega - 2SA + SJ e^{-x_+}) B_+ = 0. \quad (9)$$

Условие нетривиальной разрешимости системы (9) совместно с уравнениями (5) и (8) определяет возможные частоты ЛМ и их степень локализации  $x_+$ ,  $x_-$ . Затем из (9) находятся (с точностью до постоянного множителя) коэффициенты  $B_+$ ,  $B_-$ .

Оказывается, что задача допускает полное аналитическое решение в радикалах, которое выглядит следующим образом. Имеются две ЛМ: (+)-мода и (-)-мода. Для (+)-моды имеем

$$e^{x_+^{(+)}} = 2 + C - \sqrt{C^2 - 1}, \quad e^{x_-^{(+)}} = 2 + C + \sqrt{C^2 - 1}, \quad (10a)$$

$$\Omega^{(+)} = 2SJ \sqrt{C^2 - 1} \frac{4 + 4C}{5 + 4C}, \quad (10b)$$

$$B_+^{(+)} / B_-^{(+)} = (C + \sqrt{C^2 - 1})^{-1}, \quad C \equiv \bar{A} - 3/4 + \sqrt{\bar{A}^2 + \bar{A} + 1/16}, \quad \bar{A} \equiv A/J. \quad (10v)$$

Соответственно для (-)-моды

$$e^{x_+^{(-)}} = 2 + C + \sqrt{C^2 - 1}, \quad e^{x_-^{(-)}} = 2 + C - \sqrt{C^2 - 1}, \quad (11a)$$

$$\Omega^{(-)} = -\Omega^{(+)} < 0, \quad (11b)$$

$$B_+^{(-)} / B_-^{(-)} = (C + \sqrt{C^2 - 1})^{-1}. \quad (11v)$$

Выражения (10), (11) следует рассматривать для  $\bar{A} \geq \bar{A}^* \equiv 2/3$  (или же для  $J \leq J^* \equiv 3/2A$ ). При  $\bar{A} \rightarrow \bar{A}^* + 0$  ( $J \rightarrow J^* - 0$ ) обе частоты обращаются в нуль. Схематически вид зависимости частоты ЛМ от величины межслоевого обмена  $J$  изображен на рис. 3. Как видно, при  $J < J^*$  частота ЛМ отлична от нуля. Это находится в резком контрасте с наличием ЛМ нулевой частоты в континуальной модели [4]. Поскольку ЛМ нулевой частоты имеется и в дискретной модели с межионной анизотропией, то ясно, что отличие от нуля частоты ЛМ есть эффект одноионной анизотропии и дискретности системы. Отметим в этой связи, что и в теории солитонов одноионная анизотропия

и дискретность приводит к качественно новому эффекту: появляется возможность существования коротковолновых солитонов [5]. Отметим также, что при не слишком больших  $J$  частота ЛМ попадает в спин-волновую зону.

Рассмотрим полученные ответы в двух предельных физически интересных случаях:  $J \rightarrow +0$  и  $J \rightarrow J^* - 0$ . Имеем в случае  $J \rightarrow +0$  для (+)-моды

$$e^{x^{(+)}} \rightarrow 2 + 0, \quad e^{x^{(-)}} \rightarrow +\infty; \quad \Omega^{(+)} \rightarrow 2SA - SJ/2; \quad B_{-}^{(+)} / B_{+}^{(+)} \rightarrow 0. \quad (12)$$

для (-)-моды

$$e^{x^{(+)}} \rightarrow +\infty, \quad e^{x^{(-)}} \rightarrow 2 + 0; \quad \Omega^{(-)} \rightarrow -2SA + SJ/2; \quad B_{+}^{(-)} / B_{-}^{(-)} \rightarrow 0. \quad (13)$$

В пределе  $J \rightarrow J^* - 0$  получаем для (+)-моды

$$e^{x^{(+)}} \rightarrow 3 - 0, \quad e^{x^{(-)}} \rightarrow 3 + 0; \quad \Omega^{(+)} \rightarrow +0; \quad B_{-}^{(+)} / B_{+}^{(+)} \rightarrow 1 - 0, \quad (14)$$

для (-)-моды

$$e^{x^{(+)}} \rightarrow 3 + 0, \quad e^{x^{(-)}} \rightarrow 3 - 0; \quad \Omega^{(-)} \rightarrow -0; \quad B_{+}^{(-)} / B_{-}^{(-)} \rightarrow 1 - 0. \quad (15)$$

Обращение в нуль частоты ЛМ при  $\bar{A} \rightarrow \bar{A}^* - 0$  означает потерю устойчивости рассматриваемой конфигурации. Поскольку ДГ является топологически неустранимым дефектом, то обращение частоты в нуль в данном случае означает изменение структуры ДГ — отклонение ее формы от ступенчатой. Размытие ее описывается формулами (4), (7) с  $\kappa = \ln 3$  (см. (14), (15)).

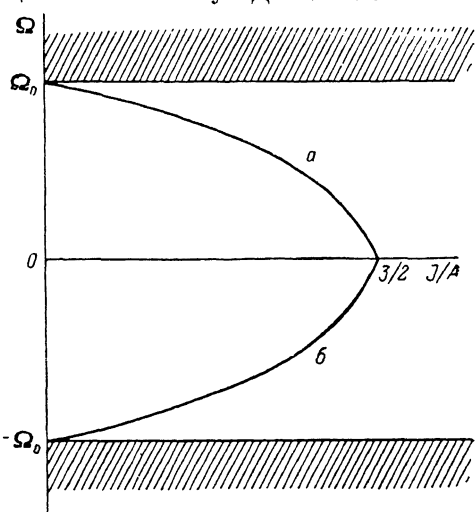


Рис. 3. Частоты локализованных мод предельно тонкой доменной границы в ферромагнетике в зависимости от межслоевого обмена.

$a$  — (+)-мода,  $b$  — (-)-мода. Штриховкой показана спин-волновая зона.

### 3. Локализованные моды «перевернутого» слоя

Рассмотрим теперь случай такого состояния с одномерным магнитным беспорядком, когда необходимо учитывать парные (но не тройные, четверные и т. д.) сближения некоторых ДГ. Как уже было отмечено в начале статьи, в такой ситуации ЛМ приведут к наличию сплошной полосы поглощения, границы которой есть наименьшая и наибольшая из частот ЛМ изолированной и двух, находящихся на минимальном расстоянии друг от друга, ДГ. Следовательно, чтобы оценить расположение и ширину этой полосы поглощения, необходимо рассмотреть также ЛМ двух предельно близких ДГ («перевернутого» слоя). При выборе, указанном на рис. 2, соответствующая конфигурация описывается

$$\alpha_n = S(1 - 2\delta_{n0}).$$

Задача решается так же, как при наличии одной ДГ. Уравнения (3) с  $n \leq -2$  и  $n \geq 2$  дают

$$S_n^+ = B_- e^{x^{(n+1)}}, \quad n \leq -1,$$

$$S_n^+ = B_+ e^{-x^{(n-1)}}, \quad n \geq 1, \quad \text{ch } x = 1 + A/J - \Omega/2SJ. \quad (16)$$

Оставшиеся уравнения (3) с  $n = -1, 0, 1$  позволяют определить возможные значения  $\Omega$  и  $\chi$ , а также величины  $B_-$ ,  $B_+$ ,  $S_0^+$  (с точностью до постоянного множителя)

$$\begin{aligned}(\Omega - 2SA + SJ e^{-\chi}) B_- + SJS_0^+ &= 0, \\(\Omega - 2SA + SJ e^{-\chi}) B_+ + SJS_0^+ &= 0, \\SJ(B_+ + B_-) + (-\Omega - 2SA + 2SJ) S_0^+ &= 0.\end{aligned}\quad (17)$$

Как видно из (17), имеются антисимметричные (АС) ( $B_- = -B_+ \equiv B$ ,  $S_0^+ = 0$ ) и симметричные (С) ( $B_- = B_+ \equiv B$ ) решения. Для АС-моды имеем

$$e^{\chi} = 2, \quad \Omega_{AC} = 2SA - SJ/2. \quad (18a), (18b)$$

Что же касается С-мод, то результаты выглядят следующим образом. Имеются две С-моды:  $C_+$ -мода и  $C_-$ -мода. Величины  $\chi^{(+)}$  и  $\chi^{(-)}$  находятся как меньший и больший корни уравнения

$$(e^{\chi} - 2)(2\bar{A} - \text{ch } \chi) = 1. \quad (19)$$

Зная  $\chi$ , легко определить  $\Omega$ . Оказывается, что  $\Omega_{C^{(+)}} > 0$ , а  $\Omega_{C^{(-)}} < 0$ , этим оправдываются названия мод. Далее рассматриваемая конфигурация оказывается устойчивой для  $\bar{A} \geq \bar{A}^{**} \equiv (7 + \sqrt{17})/8$  (или же для  $J \leq J^{**} \equiv$

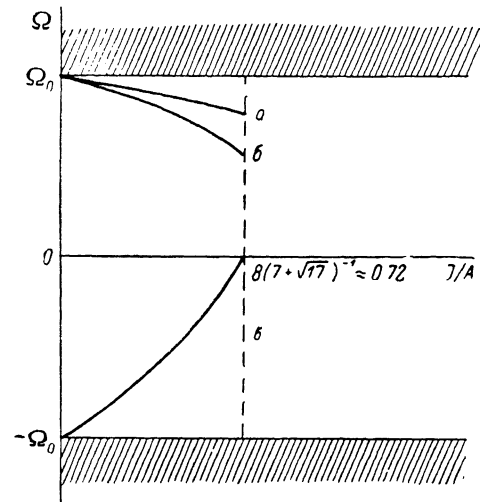


Рис. 4. Частоты локализованных мод «перевернутого» слоя в ферромагнетике в зависимости от межслоевого обмена. а — АС-мода, б —  $C_+$ -мода, в —  $C_-$ -мода.

$\equiv 8(7 + \sqrt{17})^{-1} A$ ). При  $\bar{A} \rightarrow \bar{A}^{**} + 0$  ( $y \rightarrow y^{**} - 0$ ) частота  $C_-$ -моды обращается в нуль. Схематически зависимость частот ЛМ от  $J$  в рассматриваемом случае показана на рис. 4.

В пределе  $J \rightarrow +0$  находим для  $C_+$ -моды

$$e^{\chi^{(+)}} \rightarrow 2 + 0, \quad \Omega_{C^{(+)}} \rightarrow 2SA - SJ/2, \quad S_0^+/B^{(+)} \rightarrow 0, \quad (20a)-(20b)$$

для  $C_-$ -моды

$$e^{\chi^{(-)}} \rightarrow +\infty, \quad \Omega_{C^{(-)}} \rightarrow -2SA + 2SJ, \quad B^{(-)}/S_0^+ \rightarrow 0. \quad (21a)-(21b)$$

В другом предельном случае  $J \rightarrow J^{**} - 0$  получается для  $C_+$ -моды

$$\text{ch } \chi^{(+)} \rightarrow \alpha - \sqrt{\alpha^2 - \beta} \approx 1.04, \quad (22a)$$

$$\Omega_{C^{(+)}} \rightarrow 2SA \left[ 1 - \frac{8}{7 + \sqrt{17}} (\alpha - \sqrt{\alpha^2 - \beta} - 1) \right] \approx 2SA \cdot 0.97, \quad (22b)$$

$$(S_0^+/B^{(+)} \rightarrow 1 + \sqrt{17})/16 + \sqrt{\alpha^2 - \beta} \approx 1.74, \quad (22b)$$

$$\alpha = (27 + 3\sqrt{17})/16 \approx 2.46, \quad \beta = (229 + 43\sqrt{17})/(84 + 4\sqrt{17}) \approx 4.04,$$

для  $C_-$ -моды

$$\begin{aligned}\text{ch } \chi^{(-)} &\rightarrow (15 + \sqrt{17})/8 \approx 2.39, \quad \Omega_{C^{(-)}} \rightarrow -0, \quad B^{(-)}/S_0^+ \rightarrow \\&\rightarrow (-1 + \sqrt{17})/8 \approx 0.39.\end{aligned}\quad (23a)-(23b)$$

Используя выражения для частот ЛМ, следующие из (10), (18) и (19), можно показать, что имеет место

$$|\Omega_{C^{(-)}}| < \Omega_{C^{(+)}} < \Omega_{AC}.$$

Таким образом, обусловленная ЛМ рассматриваемого состояния полоса поглощения простирается от  $|\Omega_c^{-1}|$  до  $\Omega_{Ac}$ .

#### 4. Слоистый антиферромагнетик

Рассмотрим модель слоистого АФМ, отличающуюся от вышерассмотренной модели ферромагнетика заменой знаков у констант обменного взаимодействия  $I$  и  $J$ . В этом случае рассмотрение структуры состояния с одномерным магнитным беспорядком ничем не отличается от случая ферромагнетика. Что же касается ЛМ (однородных в слоях), то вычисления здесь несколько иные. Поскольку идейная сторона этих вычислений меняется незначительно, то ниже мы приводим лишь конкретные результаты, относящиеся к тем же двум случаям состояний с одномерным магнитным беспорядком, которые рассматривались для ферромагнетика. Отметим, что задача допускает столь же полное аналитическое исследование, как и в случае ферромагнетика. Однако, поскольку окончательные выражения имеют довольно громоздкий вид, мы приводим в данной статье лишь частоты ЛМ в главном порядке по малым параметрам  $J/I$ ,  $A/I$ .

В первом случае все ДГ находятся на больших расстояниях друг от друга и задача сводится к рассмотрению ЛМ изолированной ДГ. Обозначим малые отклонения вектора антиферромагнетизма от равновесной конфигурации в слое  $\delta L$ , а малые отклонения вектора ферромагнетизма  $\delta M$  и введем расстояние  $d$  от центра ДГ до слоя. Тогда две симметричных моды, в которых  $\delta L(d) = \delta L(-d)$  и  $\delta M(d) = \delta M(-d)$ , отщепляются от однородной моды  $\Omega_0 = 4S\sqrt{IA}$  на малую величину

$$\frac{\Omega_0^2 - \Omega_c^2}{\Omega_0^2} \sim \frac{J}{I} \frac{A}{I} \ll 1. \quad (24)$$

Две антисимметричные моды с симметрией малых отклонений

$$\delta L(d) = -\delta L(-d), \quad \delta M(d) = -\delta M(-d)$$

отстоят от частоты однородной моды на величину

$$\Omega_0^2 - \Omega_{Ac}^2 = \frac{32}{3} S^2 I J. \quad (25)$$

Как видно из (24), (25), величина отщепления частоты ЛМ от частоты однородной моды обменно ослаблена в случае симметричных ЛМ и обменно усилена для антисимметричных ЛМ. Устойчивость ДГ определяется, естественно, антисимметричными модами, и она имеет место для  $A \geq A^* \equiv \equiv^2/3$  ( $J \leq J^* \equiv \equiv^3/2A$ ), что совпадает со случаем ферромагнетика.

Во втором случае, когда существенны парные сближения некоторых ДГ, для определения расположения и ширины полосы поглощения, обусловленной ЛМ, необходимо рассмотреть ЛМ «перевернутого» слоя. Здесь появляется шесть мод с частотой меньше  $\Omega_0$  — четыре симметричные и две антисимметричные. Частоты антисимметричных мод ( $\delta L(d) = -\delta L(-d)$ ,  $\delta M(d) = -\delta M(-d)$ ) равны

$$\Omega_{Ac}^2 = \Omega_0^2 - 4S^2 I J. \quad (26)$$

Одна пара симметричных колебаний отщепляется от  $\Omega_0$  слабо

$$\frac{\Omega_0^2 - \Omega_{c_1}^2}{\Omega_0^2} \sim \frac{J}{I} \frac{A}{I} \ll 1, \quad (27)$$

а другая имеет частоту

$$\Omega_{c_2}^2 = \Omega_0^2 - 2(7 + \sqrt{17}) S^2 I J. \quad (28)$$

Видно, что в данном случае обменно усиленным является отщепление частоты не только антисимметричных мод, но и одной из пар симметричных



мод. Устойчивость рассматриваемого состояния определяется  $C_2$ -модами и имеет место для  $A \geq A^{**} \equiv (7 + \sqrt{17})/8$  ( $J \leq J^{**} \equiv 8(7 + \sqrt{17})^{-1}A$ ), что опять-таки совпадает со случаем ферромагнетика. Как видно из (24)–(28), в рассматриваемом случае ЛМ приведут к появлению полосы поглощения, простирающейся от  $\Omega_{c_1}$  практически до  $\Omega_0$ .

Отметим, что полученные с помощью приближенных формул (25) и (28) критерии устойчивости тем не менее, как показывают вычисления, являются точными.

## 5. Обсуждение результатов

В ранее опубликованных работах [6, 7], посвященных исследованию резонансных свойств серии слоистых антиферромагнетиков  $(\text{CH}_2)_n(\text{NH}_3)_2 \cdot \text{MnCl}_4$  и  $(\text{C}_n\text{H}_{2n-1}\text{NH}_3)_2\text{MnCl}_4$ , было показано, что увеличение числа метиленовых групп  $n$  приводит к резкому уменьшению межслоевого взаимодействия (соответствующее поле  $H_c^1$ ). Так, в  $(\text{C}_2\text{H}_5\text{NH}_3)_2\text{MnCl}_4$  (сокращенное обозначение 1С2Мп) величина  $H_c^1$  составляет всего лишь несколько эрстед [7]. При этом отношение  $H_c^1$  к полю внутрислоевой одноосной анизотропии  $H_a$  в 1С2Мп оказывается порядка  $10^{-2}$ . В [8] затем было обнаружено наличие в однородном резонансе этих магнетиков широкой полосы поглощения, расположенной ниже дна спин-волновой зоны. Качественно это может быть объяснено существованием в этих веществах одномерного магнитного беспорядка, как об этом говорилось в начале статьи.

Отметим, что в антиферромагнетиках условия для устойчивого существования рассмотренных здесь магнитных структур могут выполняться и при больших (по сравнению с анизотропией) значениях всех обменных интегралов. Это обусловлено тем, что проведенные в работе рассуждения основаны лишь на малости межслоевого взаимодействия. Последнее может быть достигнуто не только вследствие малости обменного интеграла в направлении, перпендикулярном слоям, но и по причине взаимной компенсации обменных взаимодействий между ближайшими атомами. Такие антиферромагнетики реально существуют, в частности к ним относятся  $\text{Rb}_2\text{MnF}_4$ ,  $\text{K}_2\text{NiF}_4$ . В работах [9–11] экспериментально обнаружено нарушение в этих веществах магнитного порядка в направлении, перпендикулярном слоям. Теоретическое описание таких магнитных структур требует отдельного рассмотрения и выходит за рамки данной работы.

Как показано в [12, 13], для магнитной структуры высокотемпературных сверхпроводников также характерно наличие слабого межслоевого взаимодействия. В  $\text{La}_2\text{CuO}_4$  это достигается путем компенсации обменных взаимодействий ближайших атомов, а в  $\text{RbBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$  вследствие малости соответствующего обменного интеграла. Можно ожидать, что и в этих веществах возможно нарушение магнитного порядка, подобное тому, которое было рассмотрено в данной работе.

Авторы выражают благодарность В. Г. Барьяхтару за обсуждение работы.

## Список литературы

- [1] Верша А., Кришна П. Полиморфизм и политипизм в кристаллах. М.: Мир, 1969.
- [2] Broek J. J., Zijlstra H. // IEEE Trans. Magn. 1971. V. MAG-7. N 2. P. 226–230.
- [3] Гочев И. Г. // ЖЭТФ. 1983. Т. 85. № 1. С. 199–206.
- [4] Winter J. M. // Phys. Rev. 1961. V. 124. N 2. P. 452–459.
- [5] Гончарук А. Н. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 6. С. 1838–1840.
- [6] Степанов А. А., Пащенко В. А., Кобец М. И. // ФНТ. 1988. Т. 14. № 5. С. 550–553.
- [7] Степанов А. А., Пащенко В. А., Кобец М. И. // ФНТ. 1988. Т. 14. № 11. С. 1114–1117.
- [8] Степанов А. А., Яблонский Д. А. // ФНТ. 1989. Т. 15. № 2. С. 215–216.
- [9] Plumier R. // J. Appl. Phys. 1964. V. 35. N 3. Pt 2. P. 950–951.
- [10] Birgeneau R. J., Guggenheim H. J., Shirane G. // Phys. Rev. B. 1970. V. 1. N 5. P. 2211–2230.

- [11] Ikeda H., Tamura T., Nakashima S. // J. Phys. C: Sol. St. Phys. 1987. V. 20. N 21. P. L461—L465.
- [12] Барьяхтар В. Г., Локтев В. М., Яблонский Д. А. // СФХТ. 1989. Т. 2. № 1. С. 16—31.
- [13] Барьяхтар В. Г., Локтев В. М., Яблонский Д. А. // СФХТ. 1989. Т. 2. № 1. С. 32—43.

Донецкий физико-технический институт  
АН УССР  
Донецк

Поступило в Редакцию  
27 января 1989 г.  
В окончательной редакции  
7 июля 1989 г.

