

# Магнитное упорядочение вблизи ступенчатой границы раздела ферро/антиферромагнетик

О. К. Дудко, А. С. Ковалев

*Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины,  
Украина, 310164, г. Харьков, пр. Ленина, 47  
E-mail: odudko@ilt.kharkov.ua*

Статья поступила в редакцию 13 июля 1998 г.

Исследовано неоднородное распределение намагниченности типа магнитной дисклинации, связанной со ступенькой атомного размера на границе раздела ферро/антиферромагнетик. Полученные результаты обобщены на случай периодической ступенчатой ферро/антиферромагнитной границы раздела.

Досліджено неоднорідний розподіл намагніченості типу магнітної дисклинації, що пов'язана із сходинкою атомного розміру на межі поділу феро/антиферромагнетик. Одержані результати узагальнено на випадок періодичної сходинкової феро/антиферромагнітної межі поділу.

PACS: 75.30.Kz

В связи с технологическими применениями явления гигантского магнитосопротивления в последнее время теоретически и экспериментально широко исследуются слоистые магнитные структуры и границы раздела различных магнитоупорядоченных сред. Особое внимание привлекают многослойные системы, включающие чередующиеся слои ферро- и антиферромагнетиков [1,2] (примером может служить граница раздела между  $\text{Co}$  и  $\text{CoO}$ ). При экспериментальном изучении слоистых магнетиков используется клиновидная форма отдельных прослоек с малым углом раствора [3]. В этом случае граница раздела магнетиков имеет правильную ступенчатую форму с большим расстоянием между ступеньками атомного размера. На границе слоистого антиферромагнетика наличие ступеньки приводит к локальному изменению микромагнитной структуры и к возможности возникновения «топологического поверхностного антиферромагнетизма» [4,5]. Этому вопросу посвящено большое число теоретических работ (см., например, [6]). В настоящей работе мы показываем, что наличие атомной ступеньки на поверхности раздела изотропных ферро- и антиферромагнетика с необходимостью приводит к возникновению неоднородного распределения намагниченности типа магнитной дисклинации во всем объеме магнетиков. Характер этого распре-

деления зависит от соотношения между обменными константами в ферро- и антиферромагнитном полупространствах.

## 1. Распределение намагниченности при наличии изолированной ступеньки атомного размера на границе раздела

Рассмотрим плоскую границу раздела ферро- и антиферромагнитных полупространств. Для простоты будем считать, что оба магнетика обладают сильной легкоплоскостной одноионной анизотропией и не будем учитывать слабую дополнительную анизотропию в легкой плоскости. В этом случае, как показано в [7], в конфигурации магнитного вихря или магнитной дисклинации все спины разворачиваются в легкой плоскости, не выходя из нее, и спины в узлах решетки характеризуются лишь своим углом поворота в этой плоскости. Таким образом, геометрия статических конфигураций описывается в рамках скалярной модели. В слоистом антиферромагнетике со слоями, упорядоченными параллельно идеальной границе раздела ферро/антиферромагнетик, оба полупространства находятся в основном состоянии с коллинеарным (в ФМ) и антиколлинеарным (в АФМ) распределением спинов при любом характере обменного взаимодействия через границу

раздела. В магнетике с «шахматным» упорядочением и скомпенсированной АФМ поверхностью возможно образование неколлинеарной структуры на поверхности [8,9]. При наличии ступеньки атомного размера на этой границе идеальные ферромагнитное и антиферромагнитное упорядочения в полупространствах возможны лишь при нулевом обменном взаимодействии через границу. Наличие даже слабого обменного взаимодействия между полупространствами приводит к тому, что в основном состоянии распределение спинов становится неколлинеарным и в системе возникает магнитная дисклинация с индексом Франка  $k = 1$  (рис. 1) и с центром в месте расположения ступеньки. В работе [10] подобная конфигурация была связана с наличием в АФМ винтовой дислокации. В нашем случае кристаллическая структура является идеальной, а наличие ступеньки в магнитном отношении эквивалентно «магнитной дислокации», т.е. учету дополнительного слоя спинов. Интересуясь распределением намагниченности на расстояниях больших атомных (размера ступеньки), можно заменить плоскую границу со ступенькой на идеальную границу, изменив при этом знак обменного взаимодействия через нее на противоположный на одной из полуосей (по одну сторону от ступеньки).

Рассмотрим квадратную плоскую решетку с границей раздела ФМ/АФМ вдоль оси  $x$  (направление  $z$  антиферромагнитного упорядочения перпендикулярно плоскости раздела). Ограничившись классической гейзенберговской моделью в обменном приближении, представим гамильтониан системы в виде

$$H = S_0^2 \sum_{nm} J_{nm} \cos(\varphi_n - \varphi_m), \quad (1)$$

где  $S_0$  — узельный спин;  $\varphi_n$  — угол поворота спина в узле  $n$  в плоскости  $(x, z)$ ;  $J_{nm}$  — величина обменного взаимодействия между спинами в узлах  $n$  и  $m$  (суммирование ведется по ближайшим узлам квадратной решетки). В ферромагнитном полупространстве ( $z > 0$ )  $J_{nm} = -J_1$  и  $J_{nm} = -J_2$  в направлениях  $x$  и  $z$  соответственно, в антиферромагнитной части ( $z < 0$ ) в этих направлениях  $J_{nm} = -\tilde{J}_1$  и  $\tilde{J}_2$ , где  $J_i, \tilde{J}_i > 0$ . В соответствии с нашим модельным описанием границы раздела фаз, содержащей ступеньку, предполагаем следующий вид константы обменного взаимодействия через эту границу:  $J_{nm} = J_s \operatorname{sgn}(x)$ . В антиферромагнитном полупространстве удобно перейти от углов  $\varphi_n$  к углам  $\varphi_n + \pi$  в слоях с четными номерами (см. рис. 1), после чего возможно длинноволновое описание поля намагниченности и поля вектора анти-

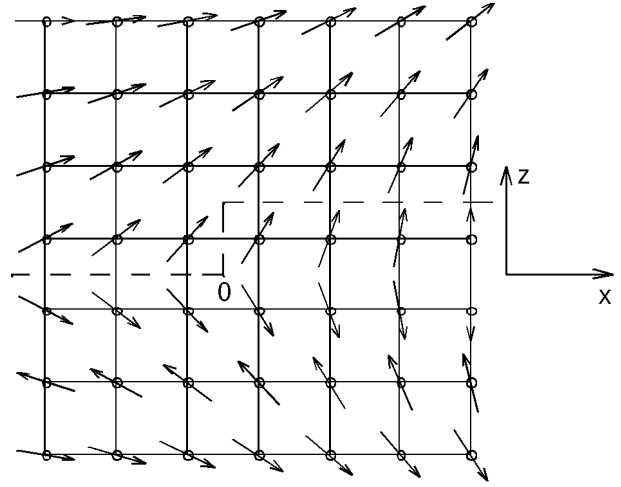


Рис. 1. Структура магнитной дисклинации, связанной со ступенькой на границе раздела ферро/антиферромагнетик, в частном случае одинаковой величины обменного взаимодействия в магнетиках.

ферромагнетизма в обоих полупространствах в рамках уравнений Лапласа:

$$\begin{aligned} J_1 \varphi_{xx} + J_2 \varphi_{zz} &= 0, & z > 0, \\ \tilde{J}_1 \varphi_{xx} + \tilde{J}_2 \varphi_{zz} &= 0, & z < 0. \end{aligned} \quad (2)$$

Поскольку соотношение обменных интегралов  $J_i, \tilde{J}_i$  и  $J_s$  предполагается произвольным, относительные отклонения спинов в соседних с границей слоях  $\varphi_+ = \varphi(z = +0)$  и  $\varphi_- = \varphi(z = -0)$  могут быть велики ( $\approx \pi$ ), поэтому магнитное взаимодействие между этими слоями должно быть учтено точно:

$$W_s = \operatorname{sgn}(x) S_0^2 \cos(\varphi_+ - \varphi_-). \quad (3)$$

Неоднородное распределение поля намагниченности в ФМ полупространстве ( $z > 0$ ) выражается через распределение плотности эффективных сил  $f_+(x)$ , действующих на границе  $z = 0$  [11]:

$$\varphi(x, z > 0) = \frac{1}{2\pi\sqrt{J_1 J_2}} \int dx' \ln \left[ \frac{(x-x')^2}{J_1} + \frac{z^2}{J_2} \right] f_+(x'), \quad (4)$$

где

$$f_+(x) = J_2 \left. \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right|_{z=+0} \quad (5)$$

(мы положили равными единице постоянную решетку и величину спина  $S_0$ ). Из формулы (4) следует выражение для градиента намагниченности на границе раздела

$$\sqrt{J_1 J_2} \frac{d\varphi_+}{dx} = \hat{H} f_+(x), \quad (6)$$

где введено стандартное обозначение для преобразования Гильберта

$$\hat{H}F = \frac{1}{\pi} \int dx' \frac{F(x')}{(x-x')}. \quad (7)$$

Для АФМ полупространства ( $z < 0$ ) формула (6) заменяется следующей:

$$(\tilde{J}_1 \tilde{J}_2)^{1/2} \frac{d\varphi_-}{dx} = \hat{H}f_-(x), \quad (8)$$

$f_{\pm}(x)$  — эффективные силы, действующие на границе нижней области  $f_- = -\tilde{J}_2 \partial\varphi / \partial z |_{z=0}$ . Зависимость сил  $f_{\pm}(x)$  от относительной ориентации спинов на границе ФМ/АФМ следует из формулы (3) для поверхностной энергии:

$$f_{\pm}(x) = \mp \operatorname{sgn}(x) J_s \sin(\varphi_+ - \varphi_-). \quad (9)$$

Подставляя выражение (9) в уравнения (6) и (8), складывая и вычитая их, получаем замкнутое уравнение для относительных разворотов спинов  $\Psi = \varphi_+ - \varphi_-$  в соседних с границей слоях и связь функций  $\varphi_+$  и  $\varphi_-$  с распределением  $\Psi(x)$ :

$$\sin \Psi + l \operatorname{sgn}(x) \hat{H} \left( \frac{d\Psi}{dx} \right) = 0, \quad (10)$$

$$\begin{aligned} \varphi_+ &= \frac{(\tilde{J}_1 \tilde{J}_2)^{1/2}}{(J_1 J_2)^{1/2} + (\tilde{J}_1 \tilde{J}_2)^{1/2}} \Psi, \\ \varphi_- &= - \frac{(J_1 J_2)^{1/2}}{(J_1 J_2)^{1/2} + (\tilde{J}_1 \tilde{J}_2)^{1/2}} \Psi, \end{aligned} \quad (11)$$

где введен параметр

$$l = (J_1 J_2 \tilde{J}_1 \tilde{J}_2)^{1/2} / J_s [(J_1 J_2)^{1/2} + (\tilde{J}_1 \tilde{J}_2)^{1/2}],$$

характеризующий размер неоднородности распределения намагниченности вокруг поверхностной ступеньки.

Уравнение (10) подробно исследовалось нами в работе [10], где было показано, что оно допускает локализованное топологическое солитонное решение со следующими асимптотиками на больших расстояниях от центра и поведением вблизи ступеньки:

$$\Psi(\kappa) \cong \begin{cases} \frac{1}{\kappa}, & \kappa \rightarrow -\infty, \\ \frac{\pi}{2} - \frac{2}{\pi} \ln |\kappa|, & \kappa \ll 1, \\ \pi - \frac{1}{\kappa}, & \kappa \rightarrow +\infty, \end{cases} \quad (12)$$

где введена безразмерная координата  $\kappa = x/l$ .

Распределения полей спиновых отклонений на границе ФМ/АФМ и в объемах магнетиков выражаются в терминах найденной функции  $\Psi(\kappa)$ . Так, развороты спинов в слоях, прилегающих к границе, определяются формулами (11). Область границы, в которой спины развернуты на немалые углы, имеет размер порядка величины  $l$ . Таким образом, при уменьшении взаимодействия через границу размер разупорядоченной области растет как  $1/J_s$ . Поскольку полный разворот угла  $\Psi$  при изменении  $x$  от  $-\infty$  до  $+\infty$  составляет величину  $\pi$ , легко вычислить суммарный поворот векторов ферро- и антиферромагнетизма в соответствующих полупространствах:

$$\delta\varphi_+ = \varphi_+(+\infty) - \varphi_+(-\infty) = \frac{\pi}{(1+g)}, \quad (13)$$

$$\delta\varphi_- = \varphi_-(+\infty) - \varphi_-(-\infty) = - \frac{\pi g}{(1+g)},$$

где введен параметр  $g = (J_1 J_2 / \tilde{J}_1 \tilde{J}_2)^{1/2}$ , характеризующий различие магнитных свойств ФМ и АФМ. Из выражений (13) видно, что суммарный разворот угла  $\varphi$  при обходе ступеньки на границе по замкнутому контуру составляет  $\pi$  и данная спиновая конфигурация действительно соответствует магнитной дисклинации с индексом Франка  $k = 1$ . Но в отличие от магнитной дисклинации, сопряженной с дислокацией в однородном АФМ (см. [10]), в данном случае суммарный разворот спинов в ФМ и АФМ полупространствах различен и зависит от величины параметра  $g$ :

$$\frac{\delta\varphi_+}{\delta\varphi_-} = -g. \quad (14)$$

Если магнитное взаимодействие в АФМ полупространстве существенно сильнее обменного взаимодействия в ферромагнетике ( $\tilde{J}_i \gg J_i$ , «замороженный» АФМ), то разворот намагниченности происходит в основном в ФМ области на угол близкий к  $\pi$ . В этом случае при учете даже слабой анизотропии в легкой плоскости магнитная дисклинация трансформируется в ферромагнитную доменную стенку в ФМ полупространстве, заканчивающуюся на ступеньке границы раздела сред.

В противоположном случае «замороженного» ферромагнетика, когда  $J_i \gg \tilde{J}_i$ , основной разворот спинов приходится на АФМ область, и вектор антиферромагнетизма поворачивается на угол близкий к  $\pi$  при изменении  $x$  от  $-\infty$  до  $+\infty$ . В этом случае учет внутривекторной анизотропии приводит к образованию  $180^\circ$ -ной АФМ доменной стенки. На рис. 1 изображена спиновая конфигурация в промежуточном случае  $J_i = \tilde{J}_i$ . Для на-

хождения распределения поля намагниченности во всем двумерном объеме вокруг неоднородности границы раздела необходимо воспользоваться формулой (4) для верхнего полупространства ( $z > 0$ ) и соответствующей формулой для  $z < 0$ , продифференцировав их по  $z$  и подставив в них выражения (9) для эффективных сил. Интересуясь асимптотикой решения на расстояниях  $\kappa \gg 1$ , аппроксимируем функцию  $\sin(\varphi_+ - \varphi_-)$  выражением  $1/(1 + \kappa^2)^{1/2}$ . При этом для верхнего полупространства получаем

$$\frac{\partial \varphi}{\partial z}(\kappa, z > 0) \approx \frac{z J_s}{\pi J_2 \lambda} \int d\kappa' \frac{\text{sgn}(\kappa')}{\sqrt{1 + \kappa'^2}} \times \left[ (\kappa - \kappa')^2 + \left(\frac{z}{\lambda}\right)^2 \right], \quad (15)$$

где  $\lambda = l(J_1/J_2)^{1/2}$  — характерный размер вдоль оси  $z$ . При слабой пространственной анизотропии, когда  $J_2 \approx J_1$ , размеры  $\lambda$  и  $l$  имеют один порядок величины. Интеграл в выражении (15) берется в элементарных функциях [10], и на расстояниях  $x \gg l$ ,  $z \gg \lambda$  полученное выражение можно разложить по степеням  $l/x$  и  $\lambda/z$ . В исходных переменных первые члены этого разложения имеют вид

$$\frac{\partial \varphi}{\partial z}(x, z > 0) \approx \frac{J_s}{J_2} f(x, z), \quad (16)$$

где

$$f(x, z) = \frac{x/l}{x^2/l^2 + z^2/\lambda^2} \times \left[ 1 - \frac{4|z|}{\lambda \pi (x^2/l^2 + z^2/\lambda^2)} + O\left(\frac{l^3}{x^3}, \frac{\lambda^3}{z^3}\right) \right]. \quad (17)$$

Соответствующее выражение для производной от поля вектора антиферромагнетизма в АФМ полупространстве ( $z < 0$ ) имеет вид

$$\frac{\partial \varphi}{\partial z}(x, z < 0) \approx \frac{J_s}{\tilde{J}_2} \tilde{f}(x, z), \quad (18)$$

где  $\tilde{f}$  отличается от  $f$  заменой  $\lambda$  на  $\tilde{\lambda} = l \times (\tilde{J}_2/\tilde{J}_1)^{1/2}$ . При слабой пространственной анизотропии, когда  $J_1 \approx J_2$  и  $\tilde{J}_1 \approx \tilde{J}_2$ , функции  $f$  и  $\tilde{f}$  фактически совпадают и при этом

$$\frac{\partial \varphi / \partial z (z > 0)}{\partial \varphi / \partial z (z < 0)} \approx \frac{\tilde{J}_2}{J_2}, \quad (19)$$

т.е. при большом различии обменных констант в ФМ и АФМ картина распределения спинов существенно несимметрична относительно границы раздела сред.

## 2. Распределение намагниченности в случае правильной ступенчатой формы границы раздела

Обобщим полученные результаты на случай границы с бесконечным числом ступенек атомного размера с большим расстоянием  $L \gg a$  между ними. Магнитное обменное взаимодействие через границу теперь описывается функцией

$$W = J_s(x) S_0^2 \cos(\varphi_+ - \varphi_-), \quad (20)$$

где  $J_s(x)$  имеет вид знакопеременной ступенчатой функции с периодом  $2L$  и амплитудой  $J_s$ , а константа  $J_s$  характеризует величину обменного взаимодействия между полупространствами. Из выражения (20) следует зависимость сил  $f_{\pm}(x)$  от относительной ориентации спинов на границе ФМ/АФМ:

$$f_{\pm}(x) = \mp J_s(x) \sin(\varphi_+ - \varphi_-). \quad (21)$$

Подставляя выражение (21) в уравнения (6) и (8) и выполняя сложение и вычитание, получаем аналогичное (10) уравнение для относительных разворотов спинов  $\psi = \varphi_+ - \varphi_-$  в соседних с границей слоях и связь между функциями  $\varphi_+$  и  $\varphi_-$ :

$$\frac{J_s(x)}{J_s} \sin \psi + l \hat{H} \left( \frac{d\psi}{dx} \right) = 0, \quad (22)$$

$$\varphi_- = - \frac{(J_1 J_2)^{1/2}}{(\tilde{J}_1 \tilde{J}_2)^{1/2}} \varphi_+, \quad (23)$$

где  $l$  — ранее введенный параметр, характеризующий размер магнитной неоднородности, вызванной наличием ступенчатой границы в системе.

Исследуем решения уравнения (22) качественно. Для этого вместо изучаемой системы рассмотрим модельную кусочно-линейную систему, в которой гейзенберговское обменное взаимодействие спинов (20) через поверхность раздела представляется взаимодействием вида

$$W_s \rightarrow \begin{cases} S_0^2 J_s \frac{(\varphi_+ - \varphi_-)^2}{2} - S_0^2 J_s, & 0 \leq \varphi_+ - \varphi_- < \pi/2, \\ -S_0^2 J_s \frac{[(\varphi_+ - \varphi_-) - \pi]^2}{2} + S_0^2 J_s, & \pi/2 \leq \varphi_+ - \varphi_- \leq \pi. \end{cases} \quad (24)$$

При этом в уравнении (22)  $\sin \psi$  заменяется следующей кусочно-линейной функцией:

$$\sin \psi \rightarrow \begin{cases} \psi, & (2n-1)L < x < 2nL, \\ \pi - \psi, & 2nL < x < (2n+1)L, \end{cases} \quad (25)$$

где  $n$  — целое число, и уравнение (22) становится линейным. Ниже мы рассмотрим простейший случай основного состояния системы, в котором распределение намагниченности на больших расстояниях от границы становится однородным. Такому состоянию отвечает правильное чередование знаков магнитных дисклинаций, связанных с последовательностью поверхностных ступенек. В этом случае распределение спиновых отклонений (в частности, функции  $\psi(x)$ ) становится периодической функцией  $x$  с периодом  $2L$ , и мы можем воспользоваться преобразованием Фурье. Применяя его к возникшему линейному уравнению, получаем решение для относительных отклонений спинов вблизи границы в виде ряда

$$\psi(x) = \frac{\pi}{2} + 2 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\sin [(2n+1)\pi x/L]}{(2n+1)[1+(2n+1)l\pi/L]}. \quad (26)$$

Изучим характер распределения намагниченности в пределе сильной и слабой связи между полупространствами.

#### *Предел слабой связи между ФМ и АФМ полупространствами*

При наличии сколь угодно малого обменного взаимодействия через границу распределение спинов вблизи нее становится неколлинеарным. Если считать, что размер неоднородности сравним или превосходит расстояние между ступеньками (напомним, что  $l \propto 1/J_s$  и растет с ослаблением связи между ФМ и АФМ полупространствами), то в сходящемся ряде (26), содержащем убывающий с ростом  $n$  множитель  $1/(2n+1)^2$ , можно ограничиться первым приближением ( $n=0$ ):

$$\varphi_+ - \varphi_- \simeq \frac{\pi}{2} + \frac{2 \sin(\pi x/L)}{1+(l\pi/L)}. \quad (27)$$

В этом случае получим отклонения спинов вблизи границы, решая совместно уравнения (23) и (27):

$$\varphi_+ \simeq \frac{\pi}{2} \frac{1}{1+(J_1 J_2 / \tilde{J}_1 \tilde{J}_2)^{1/2}} +$$

$$+ \frac{2}{1+(J_1 J_2 / \tilde{J}_1 \tilde{J}_2)^{1/2}} \frac{\sin(\pi x/L)}{1+(l\pi/L)}, \quad (28)$$

$$\varphi_- \simeq -\frac{\pi}{2} \frac{1}{1+(\tilde{J}_1 \tilde{J}_2 / J_1 J_2)^{1/2}} - \frac{2}{1+(\tilde{J}_1 \tilde{J}_2 / J_1 J_2)^{1/2}} \frac{\sin(\pi x/L)}{1+(l\pi/L)}. \quad (29)$$

Из этих выражений видно, что в пределе слабой связи между полупространствами отклонение спинов в приграничных слоях слабо модулировано. Конфигурация спинов в обоих полупространствах определяется соотношением обменных констант  $J_i$  и  $\tilde{J}_i$  в них. (Напомним, что из-за отсутствия анизотропии углы  $\varphi_+$  и  $\varphi_-$  могут отсчитываться от произвольного направления в легкой плоскости.)

В частном случае одинаковой величины обменного взаимодействия в магнетиках ( $\tilde{J}_1 \tilde{J}_2 = J_1 J_2$ ) угол между средними направлениями спинов в ФМ и АФМ областях равен  $\pi/2$ , а амплитуда спиновых отклонений от этих средних направлений определяется выражением  $[1+(\pi\sqrt{J_1 J_2})/2LJ_s]^{-1}$ .

Если обменное взаимодействие в АФМ существенно превосходит обмен в ФМ ( $\tilde{J}_1 \tilde{J}_2 \gg J_1 J_2$ , случай «замороженного» АФМ), то основной разворот спинов приходится на ФМ область, где спины периодически отклоняются от среднего направления, ортогонального однородной ориентации спинов в АФМ полупространстве.

В противоположном случае «замороженного» ФМ ( $J_1 J_2 \gg \tilde{J}_1 \tilde{J}_2$ ) разворот спинов приходится в основном на АФМ область.

Для нахождения распределения поля намагниченности во всем двумерном объеме вблизи ступенчатой границы воспользуемся формулой (4) для верхнего полупространства  $z > 0$  и соответствующей формулой для  $z < 0$ . Учтем соотношения (6) и (8), произведя в них преобразование Гильберта и подставив найденные выражения (28), (29) для отклонений спинов вблизи границы. Для верхнего полупространства получим

$$\frac{\partial \psi}{\partial z}(x, z > 0) = -\frac{2z}{LJ_2[1+(J_1 J_2 / \tilde{J}_1 \tilde{J}_2)^{1/2}](1+l\pi/L)} \times \int_{\hat{H}} dx' \frac{\cos(\pi x'/L)}{(x-x')^2/J_1 + z^2/J_2}. \quad (30)$$

Вычисляя интеграл в (30) и применяя к результату  $\hat{H}$ -преобразование, находим окончательно-

$$\frac{\partial \Psi}{\partial z}(x, z > 0) = \frac{2\pi}{L} \left(\frac{J_1}{J_2}\right)^{1/2} \frac{1}{[1 + (J_1 J_2 / \tilde{J}_1 \tilde{J}_2)^{1/2}](1 + l\pi/L)} \exp\left[-\pi \frac{z}{L} \left(\frac{J_1}{J_2}\right)^{1/2}\right] \sin \frac{\pi x}{L} \quad (31)$$

(мы учли следующее свойство  $\hat{H}$ -преобразования:  $\hat{H}[\cos(\alpha x)] = -\text{sgn}(\alpha) \sin(\alpha x)$ ).

Аналогично находим выражение для распределения поля намагниченности в нижнем (АФМ) полупространстве:

$$\frac{\partial \Psi}{\partial z}(x, z < 0) = \frac{2\pi}{L} \left(\frac{\tilde{J}_1}{\tilde{J}_2}\right)^{1/2} \frac{1}{[1 + (\tilde{J}_1 \tilde{J}_2 / J_1 J_2)^{1/2}](1 + l\pi/L)} \exp\left[\pi \frac{z}{L} \left(\frac{\tilde{J}_1}{\tilde{J}_2}\right)^{1/2}\right] \sin \frac{\pi x}{L}. \quad (32)$$

Как видно из (31), (32), характерный размер области неоднородного распределения намагниченности вблизи ступенчатой границы ФМ/АФМ имеет порядок величины  $L\sqrt{J_2/J_1}$  в ФМ полупространстве и  $L\sqrt{\tilde{J}_2/\tilde{J}_1}$  в АФМ полупространстве. Но при этом величина неоднородности распределения намагниченности при слабом взаимодействии через границу пропорциональна величине  $1/l \propto J_s$  и обращается в нуль при  $J_s = 0$ . Заметим, что убывание неоднородности распределения намагниченности с координатой  $z$  зависит лишь от свойств данного полупространства, но не от  $J_s$ .

#### Предел сильной связи между ФМ и АФМ полупространствами

В пределе сильной связи между ФМ и АФМ рассмотрим сначала случай, когда одно из полупространств, для определенности АФМ, «заморожено» и распределение спинов в нем однородно. Если спины в нижнем полупространстве расположены коллинеарно границе раздела, то неограниченно сильное обменное взаимодействие через границу «укладывает» спины в ФМ полупространстве также коллинеарно границе. При этом в верхнем полупространстве при переходе через ступеньку вдоль оси  $x$  происходит разворот спинов на угол  $\pi$ , как следует из выражения для обменного взаимодействия (20) и предложенного нами вида функции  $J_s(x)$ .

В общем случае «размороженных» магнетиков из приведенных выше соображений ясно, что в случае сильной связи между ними разворот спинов в каждом из полупространств при изменении  $x$  на  $L$  происходит на угол  $\pi/2$ , а величина относительного отклонения спинов колеблется в пределах от нуля до  $\pi$  (рис. 2). Очевидно, в этом случае производные от отклонений спинов в при-

ное выражение для производной от поля намагниченности в верхнем полупространстве:

легающих к границе слоев описываются последовательностью  $\delta$ -функций:

$$\frac{\partial \phi_{\pm}}{\partial x} = \pm \frac{\pi}{2} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \delta(x - nl) (-1)^n. \quad (33)$$

Для нахождения неоднородного распределения намагниченности в ФМ полупространстве подставим выражение (33) (со знаком «+» для ФМ) в формулу (4) с учетом соотношения (6) и кососимметричности  $\hat{H}$ -преобразования. После дифференцирования по  $z$  имеем

$$\frac{\partial \phi}{\partial z}(x, z > 0) = -\frac{2z}{4J_2} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} (-1)^n \times \times \hat{H} \frac{1}{(x - nl)^2/J_1 + z^2/J_2}. \quad (34)$$

Это выражение легко сводится (см. [12]) к следующему:

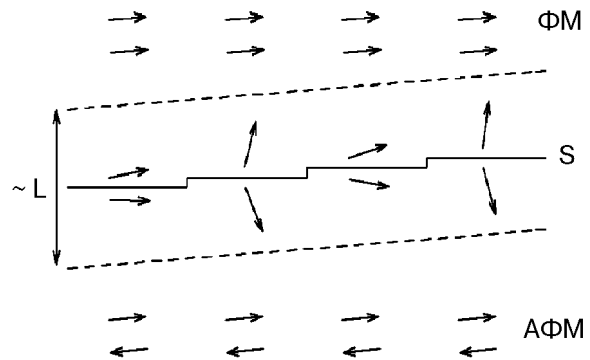


Рис. 2. Схематическое изображение распределения намагниченности около ступенчатой границы ФМ/АФМ в пределе сильной связи магнетиков.

$$\frac{\partial \Phi}{\partial z}(x, z > 0) = \frac{\pi}{4\sqrt{J_1 J_2}} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} (-1)^n \times \frac{x - nl}{(x - nl)^2/J_1 + z^2/J_2}. \quad (35)$$

Для вычисления суммы ряда (35) целесообразно разбить его на две суммы — по четным и нечетным значениям  $n$ , после чего применить к каждой из возникших сумм формулу суммирования Пуассона [13]

$$\sum_{s=-\infty}^{+\infty} f(x + sl) = \frac{1}{l} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \exp\left(\frac{2\pi i m x}{l}\right) \times \int_{-\infty}^{+\infty} dx' f(x') \exp\left(\frac{-2\pi i m x'}{l}\right). \quad (36)$$

Для суммы по четным  $n$  в выражении (35), используя формулу (36), находим

$$\sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{x - 2nL}{(x - 2nL)^2/J_1 + z^2/J_2} = \frac{J_1}{2L} i \times \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \exp\left(\frac{-2\pi i m x}{2L}\right) \int_{-\infty}^{+\infty} dx' \frac{x'}{x'^2 + z^2(J_1/J_2)} \times \sin\left(\frac{2\pi m x'}{2L}\right). \quad (37)$$

Выражение (37), очевидно, представляет собой синус-преобразование Фурье от подынтегральной функции, и окончательное выражение для суммы по четным  $n$  имеет вид

$$\sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{x - 2nL}{(x - 2nL)^2/J_1 + z^2/J_2} = \frac{J_1 \pi}{l} \times \sum_{m=1}^{+\infty} \sin\left(\frac{\pi m x}{L}\right) \exp\left[-\pi \frac{z}{L} \left(\frac{J_1}{J_2}\right)^{1/2} m\right]. \quad (38)$$

Выполняя описанные преобразования с суммой по нечетным  $n$ , получаем окончательное выражение для производной от спиновых отклонений в ФМ полупространстве:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial z}(x, z > 0) = \frac{\pi^2}{2L} \left(\frac{J_1}{J_2}\right)^{1/2} \sum_{n=0}^{+\infty} \sin \frac{\pi(2n+1)x}{L} \times \exp\left[-\pi \frac{z}{L} (J_1/J_2)^{1/2} (2n+1)\right]. \quad (39)$$

Для АФМ полупространства ( $z < 0$ ) аналогичным выражением является

$$\frac{\partial \Phi}{\partial z}(x, z < 0) = \frac{\pi^2}{2L} \left(\frac{\tilde{J}_1}{\tilde{J}_2}\right)^{1/2} \sum_{n=0}^{+\infty} \sin \frac{\pi(2n+1)x}{L} \times \exp\left[\pi \frac{z}{L} (\tilde{J}_1/\tilde{J}_2)^{1/2} (2n+1)\right]. \quad (40)$$

Интересуясь асимптотикой выражения (39) на расстояниях  $z \gg L \sqrt{J_2/J_1}$ , ограничимся первым членом ряда:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial z}(x, z > 0) \approx \frac{\pi^2}{2L} \left(\frac{J_1}{J_2}\right)^{1/2} \sin \frac{\pi x}{L} \times \exp\left[-z (J_1/J_2)^{1/2} \frac{\pi}{L}\right]. \quad (41)$$

Из (41) следует, что, как и в случае слабой связи полупространств (формулы (31), (32)), убывание неоднородной намагниченности в глубь магнетика происходит экспоненциально, и область такого неоднородного распределения намагниченности имеет характерный размер в ФМ полупространстве  $\Delta_{\text{FM}} \sim L(J_2/J_1)^{1/2}$ . (В АФМ полупространстве  $\Delta_{\text{AFM}} \sim L(J_2/J_1)^{1/2}$ , т.е. совпадает с таковым в пределе слабой связи магнетиков.)

## Заключение

Для легкоплоскостного магнетика, содержащего ступенчатую границу раздела ФМ/АФМ, предложена двумерная скалярная модель, в рамках которой получена система нелинейных одномерных интегро-дифференциальных уравнений для полей разворота спинов вокруг неоднородной границы раздела. Исследованы конфигурации полей намагниченности вблизи такой границы в пределах сильной и слабой связи ФМ и АФМ полупространств.

1. R. L. Stamps and R. E. Camley, *Phys. Rev.* **B54**, 15200 (1996).
2. R. L. Stamps, R. E. Camley, and R. J. Hicken, *Phys. Rev.* **B54**, 4159 (1996).

- 
3. D. Weller and A. Carl, *Coll. Digest of 14th Int. Coll. on Magnetic Films and Surfaces*, August 1994, Düsseldorf, Germany (1994), p. 545.
  4. S. Blügel, D. Pescia, and P. H. Dederichs, *Phys. Rev.* **B39**, 1392 (1989).
  5. R. Wiesendanger, H. J. Güntherodt, G. Güntherodt, R. J. Gambino, and R. Ruf, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 247 (1990).
  6. D. Stoeffler and F. Gautier, *Coll. Digest of 14th Int. Coll. on Magnetic Films and Surfaces*, August 1994, Düsseldorf, Germany (1994), p. 199.
  7. M. E. Gouvea, G. M. Wysin, A. R. Bishop, and F. G. Mertens, *Phys. Rev.* **B39**, 11840 (1989).
  8. А. Г. Гречнев, А. С. Ковалев, *ФНТ* **24**, 350 (1998).
  9. А. Г. Гречнев, А. С. Ковалев, *ФНТ* **24**, 839 (1998).
  10. О. К. Дудко, А. С. Ковалев, *ФНТ* **24**, 559 (1998).
  11. M. D. Greenberg, *Application of Green's Functions in Science and Engineering*, Prentice-Hall, Inc. Englewood Cliffs, New Jersey (1971).
  12. Г. Бейтмен, А. Эрдейи, *Таблицы интегральных преобразований*, Наука, Москва (1970), т. 2, с. 173.
  13. Э. Маделунг, *Математический аппарат физики*, Наука, Москва (1968).

### Magnetic ordering at the stepped ferro/antiferromagnetic boundary

O. K. Dudko and A. S. Kovalev

An inhomogeneous distribution of the magnetic disclination-type magnetization related to the atomic-size step at the ferro/antiferromagnetic boundary is investigated. The results obtained are generalized for the case of a periodic stepped ferro/antiferromagnetic boundary.