

Эффект обменного смещения в антиферромагнетике, содержащем ферромагнитные кластеры

М.Л. Панкратова

Aston University, Birmingham, UK

А.С. Ковалев

*Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины
пр. Науки, 47, г. Харьков, 61103, Украина*

*Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина
пл. Свободы, 4, г. Харьков, 61022, Украина
E-mail: kovalev@ilt.kharkov.ua*

Статья поступила в редакцию 23 апреля 2018 г., опубликована онлайн 26 сентября 2018 г.

Предложено объяснение появления обменного сдвига намагниченности в антиферромагнетике с ферромагнитными включениями при предварительном охлаждении системы в магнитном поле. Ферромагнитная (ФМ) подсистема, упорядоченная в поле при температуре Нееля, приводит к неоднородному состоянию антиферромагнитной (АФМ) матрицы с конечным средним эффективным полем на границе раздела ФМ/АФМ. Это поле приводит к обменному сдвигу зависимости $M = M(H)$ при дальнейшем перемagnetивании гетерогенной системы. Для описания предложенного сценария эффекта рассмотрена простая модель двумерной системы с круглыми включениями ФМ фазы. С помощью численного расчета и привлечения полученных ранее аналитических результатов найдены зависимости намагниченности от внешнего поля, которые качественно объясняют особенности обменного сдвига в экспериментально изученных гетерогенных системах.

Ключевые слова: ферромагнетик, антиферромагнетик, граница раздела, обменный сдвиг.

1. Введение

Явление «обменного смещения» (ОС) наблюдается в неоднородных системах с контактирующими ферромагнитной (ФМ) и антиферромагнитной (АФМ) подсистемами. Оно заключается в смещении зависимости намагниченности магнетика от внешнего магнитного поля $M(H)$ из симметричной по направлению поля формы на величину ΔH_{eb} . Впервые этот эффект обнаружен на порошке окисленного Со, представляющего собой частицы ферромагнитного Со, покрытые тонким слоем антиферромагнитного СоО [1]. В дальнейшем он исследовался в основном на контактирующих пленках ФМ/АФМ [2,3].

Обменный сдвиг может быть объяснен следующим образом [4]. Считается, что в идеальном однородном ФМ магнитные моменты коллинеарно упорядочены вдоль оси легчайшего намагничивания. В идеальном однородном двухподрешеточном АФМ моменты под-

решеток упорядочены антиколлинеарно в том же направлении, что и в ФМ. На некоторых участках ФМ/АФМ границ раздела (ГР) расположены магнитные моменты АФМ из одной подрешетки, т.е. они коллинеарно упорядочены, хотя и соответствуют идеальному АФМ упорядочению (см. участок ab на рис. 1 и участки N на рис. 2(а)–(в)) (далее — «нескомпенсированная» ГР). При этом они создают эффективное поверхностное магнитное поле H_{eff} , действующее на ФМ подсистему в дополнение к внешнему полю. При других ориентациях ГР (участок bc на рис. 1 и участки C на рис. 2(а)–(в)) эффективное поверхностное магнитное поле H_{eff} , действующее на ФМ, равно нулю, поскольку на них расположены магнитные моменты АФМ из разных подрешеток («скомпенсированная» ГР). (Далее для определенности предполагается шахматное упорядочение АФМ подсистемы.) Дополнительное суммарное поле, создаваемое нескомпенсированными участками ГР, определяет ОС поля ΔH_{eb} .

Эффект ОС, очевидно, обусловлен поверхностями раздела между ФМ и АФМ, а величина ОС обычно порядка $\Delta H_{eb} \sim J_0 S/L$, где J_0 — величина обменного взаимодействия между ФМ и АФМ подсистемами через ГР, S — площадь нескомпенсированных участков ГР и L — характерный размер структуры ФМ (ФМ кластеров). Поэтому наиболее ярко ОС проявляется в системах с большой поверхностью ГР: контактирующие пленки ФМ и АФМ с нескомпенсированной ГР или гетерогенная мелкодисперсная среда с ФМ и АФМ компонентами. В первую очередь это относится к многослойным системам из тонких пленок ФМ и АФМ, в которых в процессе изготовления удается создать большие поверхности нескомпенсированных ГР, и в которых объем тонких пленок может быть соизмерим с объемом границ. Такие системы с проявлением ОС успешно применяются в устройствах записи и хранения информации, в которых поверхность ФМ/АФМ контактов является полностью нескомпенсированной, и эффект проявляется наиболее сильно. Однако впервые эффект ОС, но существенно более слабый, был обнаружен в мелкозернистых порошках окисленного кобальта также с большой поверхностью контакта ФМ/АФМ, хотя в такой системе средняя намагниченность АФМ на ГР должна быть нулевой. Поэтому указанный эффект, несмотря на большое количество как теоретических, так и экспериментальных работ, до сих пор не нашел исчерпывающего объяснения [4,5]. Проблема связана, во-первых, со сложным строением ФМ/АФМ ГР, которая может включать участки идеальной поверхности со скомпенсированной (с нулевым суммарным магнитным моментом) и нескомпенсированной структурой, а также участки границы с разной степенью шероховатости. Во-вторых, на эффект ОС существенное влияние оказывает предыстория изготовления образцов (охлаждение во внешнем магнитном поле и скорость этого охлаждения).

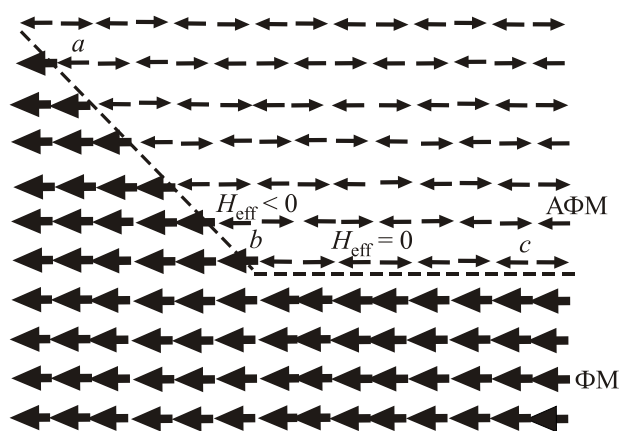


Рис. 1. Скомпенсированные (bc) и нескомпенсированные (ab) границы раздела ФМ и АФМ фаз.

Одним из способов исследования указанных особенностей эффекта ОС является экспериментальное изучение гетерогенных ФМ/АФМ систем, представляющих собой включения ФМ кластеров в АФМ матрице. Эта система удобна, так как обладает большой разветвленной системой ФМ/АФМ границ раздела, т.е. большой величиной площади S и относительно малыми размерами L . Исследуются как метаматериалы, в которых ферромагнитные элементы на поверхности АФМ образуют упорядоченную двумерную решетку [6], так и разупорядоченные гетероструктуры, в которых ФМ кластеры разной величины и формы включены случайным образом в АФМ матрицу [7–9]. При охлаждении во внешнем магнитном поле часть системы с ферромагнитным межчастичным взаимодействием переходит в ферромагнитно-упорядоченное состояние: в случае достаточно больших кластеров это может быть связано с кооперативным фазовым переходом в отдельных кластерах, а при более низких температурах — объемным фазовым переходом. При этом ФМ подсистема создает на своей ГР среднее поле H_{eff} , действующее на АФМ матрицу. Поле действует на нескомпенсированных участках ГР, которые служат центрами зародышеобразования АФМ фазы при температуре Нееля. Но в случае двухподрешеточного АФМ рост участков АФМ фазы от разных ФМ кластеров и разных участков ГР сопровождается образованием системы АФМ границ (рис. 2(г)).

В последнее время указанные гетерогенные системы активно изучаются экспериментально [7]. В частности, они исследованы в работах [8,9], в которых указано на обнаружение явления ОС. В данной работе предложена модель возможного возникновения ОС в гетерогенных ФМ/АФМ системах, которая исследуется аналитически и численно с использованием результатов теоретических исследований полевых зависимостей плоских ФМ/АФМ ГР, проведенных в работах [10,11].

Предлагаемый сценарий возникновения ОС в гетерогенных системах сводится к следующему. При охлаждении гетерогенной системы во внешнем магнитном поле H_{cool} кластеры с ферромагнитным взаимодействием между магнитными моментами переходят в магнитоупорядоченное состояние с ненулевой средней по образцу намагниченностью ФМ подсистемы в направлении поля; из-за конечности размеров кластеров речь идет о так называемом «кооперативном переходе», не сопровождающемся особенностью полевой зависимости. При этом на скомпенсированных участках ГР (bc на рис. 1) упорядоченный ферромагнетик не оказывает влияние на упорядочение АФМ. На нескомпенсированных участках ГР (ab на рис. 1) ФМ воздействует на одну из подрешеток АФМ через эффективное поле, направленное вдоль внешнего поля, стремясь ее упорядочить. При температуре T_N нескомпенсированные участки ГР играют роль центров зародышеобразования АФМ фазы. Однако из-за двухподрешеточ-

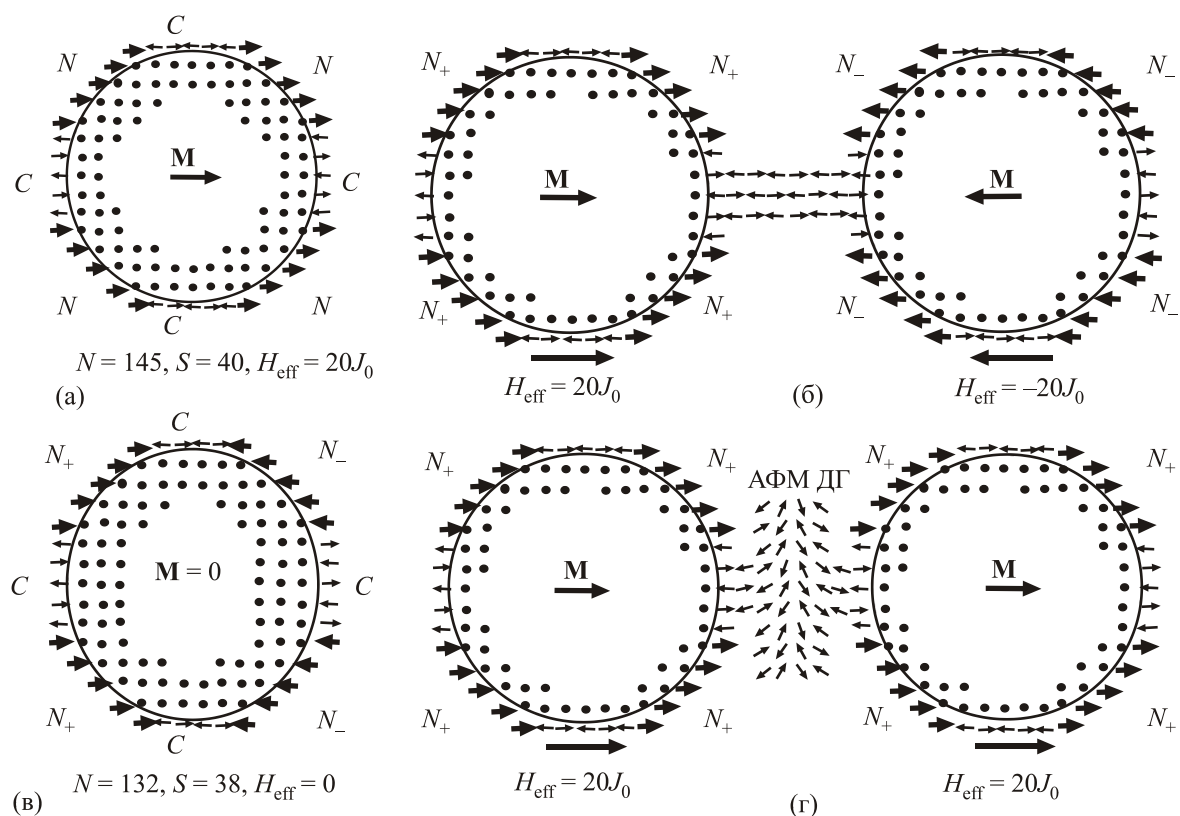


Рис. 2. Характер упорядочения АФМ матрицы на границе с ФМ упорядоченными кластерами (а), (в) и в областях между ФМ кластерами (б), (г).

ности структуры АФМ разные участки ГР упорядочивают различные подрешетки АФМ, и некоторые из возникших участков АФМ фазы «не состыкуются» (см. рис. 2(г)), образуя АФМ доменные границы (ДГ).

При дальнейшем понижении температуры магнитная структура всего магнетика фиксируется и остается неизменной при отключении поля. В частности, фиксируется доменная структура АФМ и характер его упорядочения на границах с ФМ. При этом уже АФМ оказывает влияние на ФМ кластеры: на нескомпенсированных участках (ab на рис. 1) возникает эффективное поле H_{eff} , действующее на ФМ. На скомпенсированных участках (bc на рис. 1) такое поле отсутствует. Важно, что суммарное эффективное поле, действующее во всем объеме образца со стороны АФМ подсистемы на поверхность ФМ кластеров, оказывается ненулевым. При дальнейшем включении слабого внешнего поля (меньшего величины поля спин-флопа) и изменении его ориентации АФМ система остается «замороженной», а ФМ подсистема изменяет направление своей намагниченности. В этом процессе важную роль играет уже «обратное» влияние поля H_{eff} через нескомпенсированные границы со стороны АФМ на ФМ кластеры, играющего роль поля, дополнительного к внешнему, и вызывающего ОС.

2. Модель

Рассмотрим модель ФМ кластера в АФМ матрице при низких температурах в условиях магнитного упорядочения как ФМ, так и АФМ подсистем. Для качественного описания явления, простоты и наглядности картины перемagnetизации ограничимся двумерной моделью матрицы АФМ и ФМ кластера (трехмерные модели рассматривались в работе [12]). Вопрос о размерах кластеров и их форме в реальных системах наиболее сложный, поскольку в экспериментальных работах фигурируют оценки размеров от 10 до 10^5 \AA [13]. Вместе с тем имеются работы, в которых рассмотрены метаматериалы 2D решеток магнитных кластеров с фиксированными размерами и формой [6]. Поэтому в разд. 2 и 3 рассмотрены соответственно симметричные кластеры большого размера и малые кластеры сложной конфигурации. Более того, будем предполагать, что АФМ матрица представляет собой АФМ с «шахматным» упорядочением магнитных моментов (рис. 2(а)). На рисунке точки изображают положения ФМ моментов в кластере, а жирными стрелками отмечены «замороженные» магнитные моменты АФМ матрицы, прилегающие к ГР с ФМ кластером.

Положение кластера выбрано таким, что его АФМ окружение в упорядоченном АФМ состоянии наводит максимальное эффективное поле $H_{\text{eff}} = 20J_0M_0$ на

поверхности кластера и в отсутствие внешнего поля вызывает его упорядочение в направлении вектора \mathbf{M} . С другой стороны, при наличии поля охлаждения, вызывающего упорядочение кластера в направлении \mathbf{M} , при неелевском переходе кластер также наводит на границе эффективное поле H_{eff} , приводящее к упорядочению АФМ матрицы в его окрестности, как указано на рисунке. Предполагается, что симметрия магнитной анизотропии и размер элементарной ячейки ФМ подсистемы совпадают с таковыми в АФМ. Это соответствует экспериментальной ситуации в работах [7–9,13], где рассмотрены системы, в которых разные магнитные подсистемы обладают одинаковой кристаллографической структурой, но разным зарядовым состоянием, что приводит к ферро- и антиферромагнитному упорядочениям. Кроме того, мы считаем, что внешнее поле направлено вдоль оси магнитной анизотропии, общей для ФМ и АФМ, а величина поля меньше, чем поле спин-фlop перехода в АФМ. При этом (в случае магнитожекстого АФМ) направления магнитных моментов АФМ фиксированы, а моменты ФМ могут менять ориентации. Для простоты и наглядности предполагаем также, что в системе есть сильная магнитная плоскостная анизотропия, «укладывающая» магнитные моменты в плоскость, в которой и осуществляются их повороты.

На рис. 2(а) представлен круглый ФМ кластер из 145 моментов, ориентированных вдоль направления оси легкого намагничивания. В данном случае радиус кластера R равен $6a$, где a — межатомное расстояние. Ниже будет показано, что при достижении кластером такого радиуса дальнейшее увеличение его размера слабо влияет на процесс перемангничивания. Видно, что при выбранном расположении центра кластера на ГР чередуются участки скомпенсированных (C) и нескомпенсированных (N) границ. При этом эффективны поля всех нескомпенсированных участков имеют одно направление и полное нескомпенсированное эффективное поле максимально.

Однако если тот же кластер сдвинуть в АФМ матрице на нечетное число межатомных расстояний (при фиксированном упорядочении АФМ матрицы!), то полное эффективное поле через границу, действующее на ФМ сердцевину кластера, сменит знак (правый кластер на рис. 2(б)). При конфигурации кластеров на рис. 2(б) полное эффективное поле, действующее со стороны АФМ на два кластера, равно нулю, и без замораживания в магнитном поле при $T < T_N$ полная намагниченность кластеров будет нулевой. Заметим, что при этом все пространство АФМ вне указанных кластеров может быть идеально упорядочено без возникновения доменных границ. Кроме того, полное среднее эффективное поле, действующее на кластер, зависит как от его формы, так и от размера.

Например, на рис. 2(в) приведен кластер, похожий на изображенный на рис. 2(а), но «сплюснутый» на одно

межатомное расстояние и содержащий 132 ФМ момента. Для него полное эффективное поле со стороны упорядоченной АФМ матрицы равно нулю. На этом рисунке индексами « N_- » и « N_+ » обозначены нескомпенсированные участки с противоположным направлением эффективного поля. При одинаковом размере кластера, слегка варьируя его форму и положение в АФМ матрице, при фиксированном идеальном чередовании АФМ моментов можно получить суммарное эффективное поле через ГР кластера в интервале $-H_* < H_{\text{eff}} < H_*$, где $H_* \sim (2\pi R/a)J_0M/2$. Таким образом, при отсутствии внешнего магнитного поля в процессе охлаждения, вообще говоря, среднее эффективное поле со стороны АФМ, действующее на ФМ подсистему, должно равняться нулю. При этом эффект ОС не наблюдается, что и продемонстрировано экспериментально в [8,9].

Однако ситуация может измениться при переходе АФМ в упорядоченное состояние в случае, когда ФМ кластеры имеют среднюю намагниченность, ориентированную в одном направлении и вызванную предыдущим охлаждением во внешнем магнитном поле. Как указывалось во Введении, при этом ФМ оказывает упорядочивающее воздействие на АФМ, а участки N на границах кластеров играют роль зародышей АФМ фазы. В частности, при одинаковой намагниченности кластеров на рис. 2(г), на участках N интерфейса правого кластера на этом рисунке магнитные моменты АФМ подсистемы будут ориентироваться в направлении намагниченности ФМ, т.е. в направлении, противоположном, изображенному на рис. 2(б). При дальнейшем перемангничивании образца внешнее поле слабо действует на АФМ подсистему, но оставшееся среднее поле АФМ приводит к появлению обменного смещения намагниченности ФМ кластеров. Однако очевидно, что при таком сценарии с необходимостью возникают доменные АФМ границы (типа изображенных на рис. 2(г) между двумя кластерами), а часть ДГ может «начинаться» и «заканчиваться» на границах кластеров. С возникающими доменными стенками связана дополнительная энергия системы, которая должна конкурировать с энергией несоответствия упорядочения ФМ и АФМ на участках типа N интерфейсов при отсутствии АФМ границ. Количество АФМ ДГ зависит от скорости охлаждения системы при неелевском фазовом переходе. С увеличением скорости охлаждения возникающий обменный сдвиг должен увеличиваться.

3. Перемангничивание радиально симметричного кластера большого размера

Рассмотрим качественно процесс перемангничивания ФМ упорядоченного кластера большого размера в магнитоупорядоченной АФМ матрице. В работе [12] этот процесс рассматривался численно методами среднего поля и Монте-Карло для трехмерных ФМ частиц сферической формы. В результате расчетов было показано, что

с изменением внешнего поля в ФМ кластере от «нескомпенсированных» участков ФМ/АФМ интерфейсов, ориентированных против поля, в объеме ФМ кластеров «прорастают» области ферромагнитно упорядоченной по полю фазы (области N_- на рис. 3(а) и 3(б)). В случае кластеров большого радиуса ($R \gg a$) качественно внутреннюю область ферромагнитного кластера можно представить как чередующиеся полосы ФМ, контактирующие с границами ($N_+ - N_C - N_- - N_C$) нескомпенсированных участков, ориентированных по (N_+) и против (N_-) поля, и скомпенсированных участков (N_C), длиной в глубь кластера $L \sim R$ и шириной $\Delta \sim \pi R/4$, в которых намагниченность примерно однородна по ширине полос и меняется только в направлении к центру кластера (рис. 3(б)). На этом рисунке длины переходных областей упорядочения вдоль поля в скомпенсированной и нескомпенсированной областях обозначены как L_C и L_N . Они существенно различны: $L_C \ll L_N$.

В случае ФМ кластеров больших размеров области, контактирующие со скомпенсированными и нескомпенсированными границами АФМ, достаточно широкие. Поэтому для простоты мы не учитываем взаимодействие между этими областями, считая их вклад в общую намагниченность кластера аддитивным и намагниченность в них однородной по ширине слоя. При этом задача сводится к вычислению полевых зависимостей намагниченности отдельных областей ФМ, контактирующих с различными границами АФМ, изображенными на рис. 3(б). Такая одномерная задача исследовалась ранее в применении к слоистым ФМ/АФМ системам для нескомпенсированных ГР в [10,11] и скомпенсированных и неупорядоченных границ в [14,15].

Эта задача была рассмотрена теоретически в работах [10,11] для пленок ФМ конечной толщины

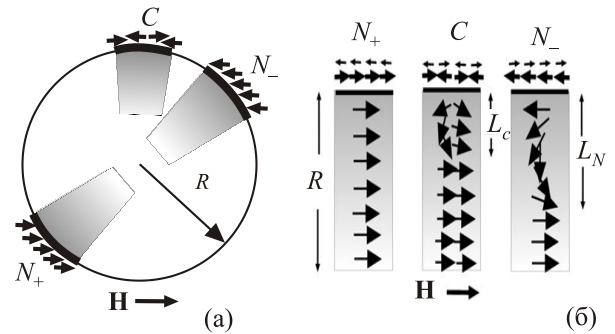


Рис. 3. Распределение намагниченности в областях ФМ кластера, контактирующих на ГР со скомпенсированной (C) и нескомпенсированными (N_{\pm}) границами.

$L = aN$, где N — число атомных слоев ФМ. В качестве модели была выбрана классическая двумерная модель Гейзенберга для легкослоистного ферромагнетика со слабой дополнительной анизотропией в «легкой плоскости». В экспериментах [7–9] были изучены соединения, в которых в роли магнитных моментов выступали ионы марганца со спином $S = 2$, что оправдывает классическое описание системы. Предполагалось, что основная анизотропия достаточно велика, векторы намагниченности не выходят из легкой плоскости и характеризуются только одной скалярной величиной — углом отклонения ϕ от выгодного направления в легкой плоскости (оси легчайшего намагничивания). Поскольку в областях со скомпенсированной границей (N_C) вдоль этой границы чередуются линии с разным направлением моментов, то полная энергия в этих областях в расчете на период структуры вдоль границы может быть записана в виде

$$E_C = - \sum_{i=1}^N \left(\sum_{j=1,2} \left(J \cos(\phi_i^{(j)} - \phi_{i+1}^{(j)}) + \frac{\beta}{2} \cos^2 \phi_i^{(j)} + H \cos \phi_i^{(j)} \right) + J \cos(\phi_i^{(1)} - \phi_i^{(2)}) \right) - \sum_{j=1,2} J_0 \cos(\phi_1^{(j)} - \psi^{(j)}), \quad (1)$$

где J — константа обменного взаимодействия в ФМ кластере, а J_0 — через границу раздела ФМ/АФМ, β — константа одноионной магнитной анизотропии в легкой плоскости (направление легчайшего намагничивания в ФМ и АФМ считается одинаковым и совпадающим с направлением внешнего магнитного поля H). Намагниченность АФМ предполагается фиксированной, т.е. направления магнитных моментов в двух подрешетках АФМ на поверхности раздела характеризуются углами $\psi^{(1)} = 0$ и $\psi^{(2)} = \pi$.

В областях с нескомпенсированной границей (N_+) и (N_-) полагаем $\psi^{(j)} = 0$ и $\psi^{(j)} = \pi$ соответственно, а энергии в расчете на два слоя, перпендикулярных границе раздела, имеют вид

$$E_{N_{\pm}} = -2 \sum_{i=1}^{N_{\pm}} \left(J \cos(\phi_1^{(j)} - \phi_{i+1}) + \frac{\beta}{2} \cos^2 \phi_i + H \cos \phi_i \right) \pm 2J_0 \cos \phi_i. \quad (2)$$

Возможные устойчивые состояния намагниченности $\phi_i^{(j)}(H)$ определяются решениями уравнений $\partial E / \partial \phi_i^{(j)} = 0$ и задают полную намагниченность системы $M(H) = \sum_{i=1}^N (\cos \phi_i^{(1)}(H) + \cos \phi_i^{(2)}(H))$. Аналитические зависимости намагниченности $M(H)$ как

функции параметров модели J , J_0 и β подробно обсуждены в работах [10,11].

Прежде всего рассмотрим простой случай отсутствия магнитной анизотропии в ФМ кластерах. Для иллюстрации приведем полученные численно с помощью алгоритма релаксации полевые зависимости намагниченности для изотропного ФМ с $\beta = 0$ и с отношением обменных констант $J_0/J = 2,7$ для случая $N = 4$, что несколько меньше размеров кластеров, приведенных на рис. 2. Нормированная на единицу намагниченность M/J , как функция поля H/J (далее $M = M(H)$), для различных областей ФМ кластера (N_+ , C , N_-) изображена на рис. 4(а). Зависимости $M = M(H)$ для некомпенсированных участков N_{\pm} аналогичны полученным ранее в [16] аналитически в длинноволновом приближении. Если образец охлаждается в отсутствие поля, то среднее по образцу число областей N_+ и N_- равно и составляет половину числа областей со скомпенсированной границей. При этом полевая зависимость намагниченности симметрична относительно направления поля и обменный сдвиг отсутствует. Полная (нормированная) зависимость $M(H)$ представляет собой сумму $M(H) = (2M_C + M_{N_+} + M_{N_-})/4$ и изображена для частного случая, рассмотренного кластера на рис. 4(б).

В случае охлаждения гетерогенной ФМ/АФМ системы в поле концентрация участков некомпенсированных границ с разным направлением намагниченности ФМ кластеров становится различной и определяется направлением и величиной внешнего поля, а полная усредненная полевая зависимость намагниченности будет описываться формулой

$$M(H) = (M_C + (1-C)M_{N_+} + CM_{N_-})/4. \quad (3)$$

Для примера эта зависимость приведена на рис. 5(а) для значения концентрации $C = 1/4$, для которой площади поверхностей, ориентированных по и против поля, различаются в три раза. На рисунке видно появление обменного сдвига кривой намагниченности. Но поскольку критические значения поля, при которых начинается отклонение намагниченности от номинальных значений, не меняется, то обменный сдвиг не сводится просто к сдвигу всей ранее симметричной кривой вдоль направления оси значений полей. Происходит существенная деформация кривой намагниченности, и появляется асимметрия полевой зависимости $M(H)$. Кроме обменного сдвига кривой по полю, происходит и дополнительный сдвиг по величине намагниченности. Это обстоятельство отмечалось при обсуждении результатов экспериментов в [9].

Аналогичные кривые для различных концентраций C в интервале $0 \leq C \leq 1$, определяемых величиной внешнего поля при охлаждении образцов и скоростью этого охлаждения, приведены на рис. 5(б). На рисунке

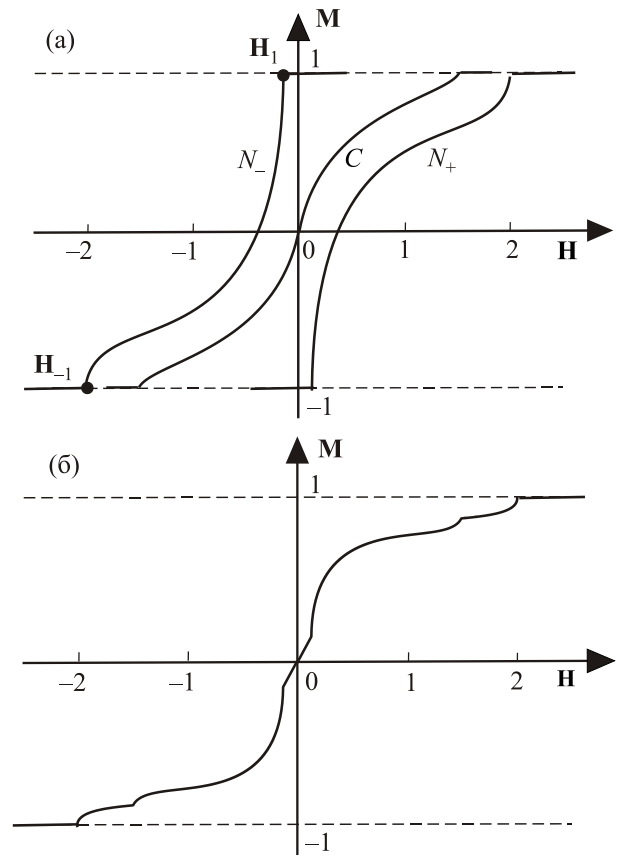


Рис. 4. Полевые зависимости намагниченности ФМ областей со скомпенсированной и некомпенсированными границами разного знака (а) и усредненная зависимость $M(H)$ для системы с нулевым средним эффективным полем воздействия АФМ подсистемы (б), т.е. в случае $C = 1/2$.

приведена только часть зависимостей для одного направления поля ($H < 0$). Полная картина полевых зависимостей получается при замене $H \rightarrow -H$, $M \rightarrow -M$ и $C \rightarrow 1-C$. В области полей $H_1 < H < 0$ кривые намагниченности отличаются параллельным сдвигом вдоль оси M , пропорциональным концентрации C .

Полученные результаты позволяют построить зависимости величины обменного сдвига от эффективного воздействия АФМ подсистемы на ФМ кластеры, что дает возможность судить о влиянии величины поля охлаждения и скорости охлаждения на магнитную структуру поверхности кластеров. Этот вопрос обсуждался ранее в [9]: граничная линия на рис. 5(б) для концентраций $C = 0$ соответствуют линии $M_C(H)$ на рис. 4(а). Полученные зависимости $M(H)$, приведенные на рис. 5(б), позволили найти связь величины обменного смещения с характеристикой магнитной структуры поверхности кластеров — концентрацией различных некомпенсированных участков. При этом следует ввести обычное обменное смещение кривой намагниченности по полю $\Delta H_{eb} = \Delta H_{eb}(C)$ и по величине намагниченности при нулевом внешнем поле $\Delta E_{eb} = \Delta E_{eb}(C)$.

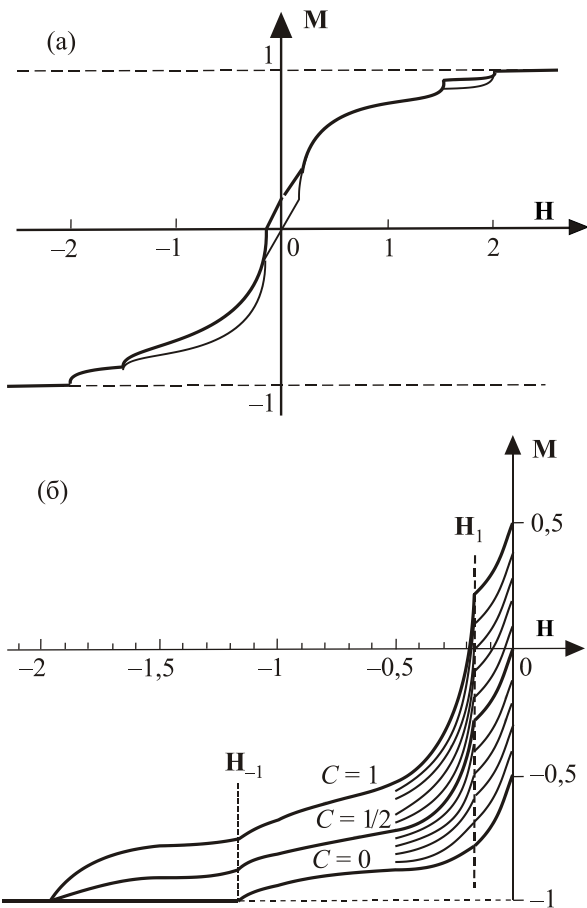


Рис. 5. Полевая зависимость намагниченности гетерогенной ФМ/АФМ системы при концентрации нескомпенсированных границ $C = 1/4$ (жирная кривая) и зависимость из рис. 4(б) для концентрации $C = 1/2$ (а) (тонкая линия). Аналогичные полевые зависимости для различных концентраций в интервале $0 \leq C \leq 1$. Жирные линии соответствуют концентрациям $C = 0, 1/2, 1$ (б).

Последняя строго линейна по концентрации и приведена на рис. 6(а) в виде прямой линии A . Зависимости поля смещения несколько отличается от смещения намагниченности (линия B на рис. 6(а)). В области полей $H_1 < H < 0$ она повторяет ход полевой зависимости намагниченности при фиксированной концентрации, а при больших концентрациях практически линейна. Поэтому, воспользовавшись экспериментальными результатами для обменного сдвига как функции от поля охлаждения H_{cool} из работы [9] (рис. 5(а) в [9]), можно построить зависимость концентрации C и эффективного поля H_{eff} от поля H_{cool} . Она изображена качественно на рис. 6(б).

На рис. 4–6 представлены результаты расчетов для кластеров, в которых характерный размер (радиус кластера или длина области, контактирующей с однородным участком границы) был выбран равным $N = 4$. При этом на рисунках достаточно хорошо видны все особен-

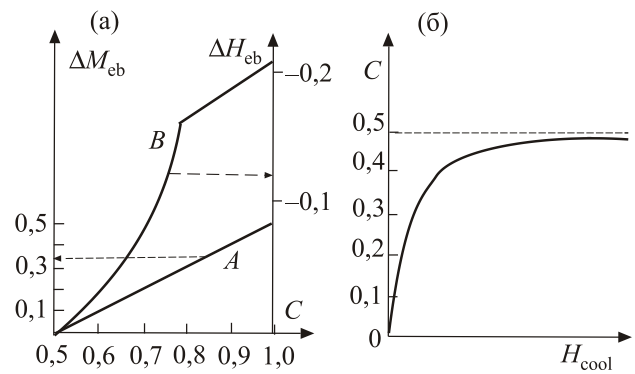


Рис. 6. Зависимость обменного смещения намагниченности (A) и поля (B) от концентрации нескомпенсированной части ГР (эффективного поля подмагничивания) (а). Качественная зависимость концентрации C нескомпенсированных участков границ кластеров от поля охлаждения (б).

ности кривых намагниченности и их сдвиги в зависимости от величин внешнего поля и намагниченности.

4. Влияние размеров кластеров и магнитной анизотропии на характер перемагничивания гетерогенной системы

Обсудим вопрос о влиянии размера кластеров на эффект ОС при достаточно большом их радиусе. На рис. 7(а) и 7(б) показано, как изменяется вид полевых зависимостей намагниченности областей со скомпенсированной и нескомпенсированными границами C и N_- , приведенные на рис. 3(а) для $N = 4$, с изменением размера кластеров. Приведены результаты для $1 \leq N \leq 8$. Видно, что с ростом величины кластера величина обменного сдвига уменьшается. Это согласуется с результатами, полученными в [10] в длинноволновом пределе для ФМ пленок, граничащих с АФМ системой:

$$\sqrt{H_+/J} \operatorname{tg}(N\sqrt{H_+/J}) = (J_0/J),$$

$$\sqrt{H_-/J} \operatorname{th}(N\sqrt{H_-/J}) = (J_0/J). \quad (4)$$

Для границы поля H_+ наблюдается хорошее количественное согласие аналитических и численных результатов: $H_+/J \approx (\pi/2N)^2$. Для границы H_- согласие носит качественный характер, что связано с влиянием дискретности решетки. «Полочки» на зависимостях намагниченности от поля соответствуют при выбранных параметрах перевороту намагниченности в слое порядка одного межатомного расстояния (результат рассмотрения дискретной модели). Поэтому в нормированных переменных $M = M_{\text{tot}}/\pi R^2 a$ она уменьшается и составляет величину порядка $1/N$. Но качественно зависимости $M(H)$ имеют такой же вид, как и приведенные на рис. 4.

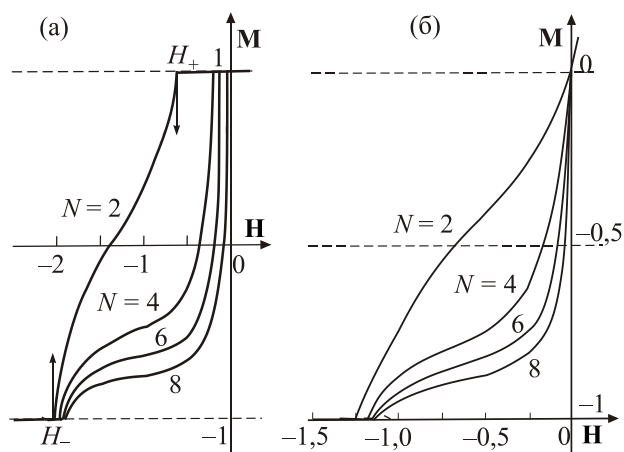


Рис. 7. Полевые зависимости намагниченности участков ФМ, граничащих с некомпенсированными (а) и компенсированными (б) участками ФМ/АФМ границы при разных значениях размера N .

Наконец, обсудим влияние слабой анизотропии в легкой плоскости магнетика ($\beta \neq 0$) на магнитные характеристики кластеров (см. [16]). На рис. 8(а) приведены полевые зависимости намагниченности области ФМ, контактирующей со скомпенсированной границей АФМ в случае $N = 4$, $J_0/J = 2,7$ при наличии анизотропии $\beta/J = 0,25$ (жирная линия) и при отсутствии этой дополнительной анизотропии (тонкая кривая). Учет анизотропии приводит к появлению гистерезиса на полевой зависимости, но качественно (и количественно) приведенные зависимости достаточно хорошо совпадают.

На рис. 8(б) приведена зависимость намагниченности в системе с равными концентрациями участков межфазных скомпенсированных и некомпенсированных границ ($J_0/J = 2,7$, $\beta/J = 0,25$, $N = 4$ и $C = 0$). Ее сравнение с зависимостью на рис. 4 для системы без учета анизотропии ($C = 1/4$) показывает, что наличие слабой анизотропии не меняет качественно характер

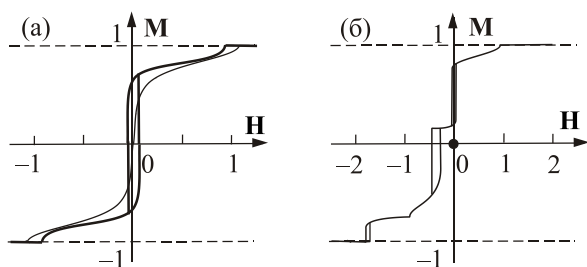


Рис. 8. Полевые зависимости области ФМ, со скомпенсированной границей с АФМ при учете анизотропии (жирная кривая) и в случае изотропной легкой плоскости (тонкая кривая) (а). То же — для случая равных концентраций скомпенсированных участков (C) и некомпенсированных участков (N_+), т.е. в случае $C = 0$ (б).

полевой зависимости и ее сдвига, но приводит к появлению узких гистерезисных петель.

5. Заключение

Таким образом, в данной работе предложен сценарий возникновения обменного сдвига в гетерогенных системах, представляющих собой ансамбль ФМ кластеров в АФМ матрице. При охлаждении системы во внешнем магнитном поле в кластерах возникает ФМ упорядочение, которое приводит при дальнейшем понижении температуры в области нееевского перехода к такому упорядочению АФМ подсистемы, при котором на границах раздела ФМ/АФМ возникает эффективное поле, действующее со стороны АФМ на ФМ через некомпенсированные ГР. Это поле связано с доменизацией антиферромагнетика, которая сохраняется после выключения внешнего поля. При дальнейшем приложении слабого внешнего поля разного направления обменный сдвиг определяется совместным влиянием внешнего и эффективного полей.

Для описания предложенного сценария рассмотрена простая модель двумерной системы с круглыми включениями ФМ фазы. При использовании полученных ранее аналитических результатов и данных численного счета получены зависимости намагниченности от внешнего поля для кластеров небольшого размера, которые качественно объясняют особенности обменного сдвига в гетерогенных системах. Указано на различный характер обменного сдвига по величине поля и величине намагниченности. Обсуждены экспериментальные данные, полученные для обменного сдвига в гетерогенных системах ФМ/АФМ.

Работа поддержана научным проектом НАН Украины № 4.17-Н и научной программой 1.4.10.26/Ф-26-4. Данная работа также поддержана проектом TUMOCS. Проект финансируется Европейской Комиссией в рамках программы HORIZON-2020 фонда Марии Склодовской-Кюри, грант № 645660.

1. W.H. Maklejohn and C.P. Bean, *Phys. Rev.* **102**, 1413 (1956).
2. J. Nogues and I.K. Schuller, *J. Magn. Magn. Mater.* **192**, 203 (1999).
3. A.E. Berkowitz and K. Takano, *J. Magn. Magn. Mater.* **200**, 552 (1999).
4. M. Kiwi, *J. Magn. Magn. Mater.* **234**, 584 (2001).
5. M. Pankratova, A. Kovalev, and M. Žukovič, *Understanding of Exchange Bias in Ferromagnetic/Antiferromagnetic Bilayers*, in: Exchange Bias: From Thin Film to Nanogranular and Bulk Systems, CRC PRESS-TAYLOR & FRANCIS GROUP (2205).
6. S. Laureti, S.Y. Suck, H. Haas, E. Prestat, O. Bourgeois, and D. Givord, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 077205 (2012).
7. D. Niebieskikwiat and M.B. Salamon, *Phys. Rev. B* **72**, 174422 (2005).

8. E.L. Fertman, S. Dolya, V. Desnenko, L.A. Pozhar, M. Kajnakova, and A. Feher, *J. Appl. Phys.* **115**, 203906 (2014).
9. E.L. Fertman, A.V. Fedorchenko, O.V. Kotlyar, V.O. Desnenko, E. Čížmár, A. Baran, D.D. Khalyavin, A.N. Salak, V.V. Shvartsman, and A. Feher, *Fiz. Nizk. Temp.* **41**, 1001 (2015) [*Low Temp. Phys.* **41**, 724 (2015)].
10. A.G. Grechnev, A.S. Kovalev, and M.L. Pankratova, *Fiz. Nizk. Temp.* **38**, 1184 (2012) [*Low Temp. Phys.* **38**, 937 (2012)].
11. А.Г. Гречнев, А.С. Ковалев, М.Л. Панкратова, *ФНТ* **39**, 1361 (2013) [*Low Temp. Phys.* **39**, 1060 (2013)].
12. O. Iglesias, A. Labarta, and X. Batlle, *J. Nanoscience Nanotechnology* **8**, 2761 (2008).
13. Xiao-Juan Fan, H. Koinuma, and T. Hasegawa, *Phys. Rev. B* **65**, 144401 (2002).
14. A. Kovalev and M. Pankratova, *Superlattices and Microstructures* **73**, 275 (2014).
15. А.С. Ковалев, М.Л. Панкратова, *ФНТ* **40**, 1267 (2014) [*Low Temp. Phys.* **40**, 990 (2014)].
16. А.Г. Гречнев, А.С. Ковалев, М.Л. Панкратова, *ФНТ* **35**, 670 (2009) [*Low Temp. Phys.* **35**, 526, (2009)].

Ефект обмінного зсуву в антиферромагнетиках, що містять ферромагнітні кластери

М.Л. Панкратова, О.С. Ковальов

Запропоновано пояснення появи обмінного зсуву намагніченості в антиферромагнетик з ферромагнітними включеннями при попередньому охолодженні системи в магнітному полі. Ферромагнітна (ФМ) підсистема, що впорядкована в полі при температурі Нееля, призводить до неоднорідного стану антиферромагнітної (АФМ) матриці з кінцевим середнім ефективним полем на границі розподілу ФМ/АФМ. Це поле призводить до обмінного зсуву залежності $M = M(H)$ при подаль-

шому перемагнічуванні гетерогенної системи. Для описування запропонованого сценарію ефекту розглянуто просту модель двовимірної системи з круглими включеннями ФМ фази. За допомогою чисельних розрахунків та залучення отриманих раніше аналітичних результатів знайдено залежності намагніченості від зовнішнього поля, які якісно пояснюють особливості обмінного зсуву в експериментально досліджених гетерогенних системах.

Ключові слова: ферромагнетик, антиферромагнетик, границі розподілу, обмінний зсув.

Exchange bias phenomenon in antiferromagnets with ferromagnetic cluster inclusions

M.L. Pankratova and A.S. Kovalev

Interpretation of exchange bias phenomenon manifestation in antiferromagnets with ferromagnet cluster inclusions after a cooling in external magnetic field was proposed. Ordered in this field AF subsystem activates inhomogeneous state of AFM matrix with finite effective average field at the FM/AFM interface. This field causes to exchange bias in $M = M(H)$ dependence while the further remagnetization of the heterogeneous system. It was proposed the simple 2D model with the circular inclusions of FM phase for the description of the proposed scenario. Using the numerical calculations and the results of the previous analytical analysis the dependence of the magnetization on the external field was obtained. The results interpret qualitatively the peculiarities of the exchange bias phenomenon in the heterogeneous systems.

Keywords: ferromagnet, antiferromagnet, interface, exchange bias.