

Фазовый переход в магнитных сверхрешеточных изинговых нанотрубках: приближение теории молекулярного поля

В. А. Танрывердиев, В. С. Тагиев, Г. Г. Керимова, И. Н. Ибрагимов

Институт физики Национальной академии наук Азербайджана, Баку, AZ1143, Азербайджан

E-mail: vahid_tanriverdi@yahoo.com

Статья поступила в редакцию 3 марта 2020 г., опубликована онлайн 21 августа 2020 г.

В рамках приближения теории молекулярного поля рассчитаны фазовые диаграммы для гексогонально-цилиндрической магнитной сверхрешеточной нанотрубки, в которой чередуются атомные слои двух различных материалов. Рассмотрены случаи, когда эти материалы могут быть как ферромагнитными, так и антиферромагнитными. Температура перехода T_c для исследуемой системы рассчитана методом трансфер-матриц как функция констант внутрислоевого и межслоевого обменов. Для выяснения влияния поверхностного и внутрислоевого обмена на температуру фазового перехода представлены результаты для различных ферромагнитных сверхрешеточных нанотрубок, состоящих из различного числа слоев в элементарной магнитной ячейке.

Ключевые слова: магнитная нанотрубка, элементарная магнитная ячейка, метод трансфер-матриц.

1. Введение

В последние годы в связи с бурным развитием электронной вычислительной техники и медицины наблюдается значительный интерес к свойствам магнитных наносистем, таких как наночастицы, нанопроволоки, нанотрубки, нанопленки и т.д. [1–5]. Причиной появления таких работ прежде всего является тот факт, что наноструктурные объекты обладают абсолютно новыми, нестандартными, весьма своеобразными магнитными свойствами по сравнению с объемными материалами и могут плодотворно использоваться в различных областях промышленной технологии, медицины, вычислительной техники, принося при этом значительную экономию энергии, времени и средств [6–10]. В частности, магнитные нанотрубки являются перспективными материалами для различных технологических приложений (сверхкомпактные записывающие устройства, особо чувствительные и компактные детекторы и т. д.), а также представляют интерес в более глубоком понимании природы магнетизма. Для изготовления магнитных наноструктур были использованы современные технологические методы электронно-лучевой литографии, осаждения из парафазы, химический метод и вакуумное напыление. С развитием современной вакуумной и электронной технологии появилась возможность искусственного изготовления и контроля качества таких

сложных и нестандартных структур [11–13]. В качестве одного из характерных примеров вышеприведенных структур можно отметить углеродные нанотрубки, полученные различными технологическими способами. Как показано в работе [14], углеродные нанотрубки могут приобретать магнитные свойства, находясь в контакте с другими магнитными материалами. Инкапсуляция магнитных ионов внутрь углеродных нанотрубок или декорирование их магнитными атомами на поверхности (например, методом электрохимического осаждения [15, 16]) приводит к тому, что данная наноструктура приобретает устойчивые магнитные свойства, которые могут в значительной степени изменить ее физические свойства. Термодинамические свойства таких структур теоретически изучались в работах [17–19].

Теоретические исследования магнитных наноструктур проводятся современными математическими методами, такими как метод функции Грина (ФГ), теория среднего поля, теория эффективного поля с корреляциями, метод Монте-Карло, формализм трансфер-матриц, техника рекуррентных соотношений [20–28].

В то же время такие наноструктуры включают в себя различные геометрические конфигурации, которые могут быть смоделированы с заранее выбранной формой и размерами и ограниченным числом упорядоченных спинов. Магнитные свойства этих структур сильно зависят от формы и размеров и при уменьшении

характеристических размеров начинают проявлять некоторые нестандартные магнитные свойства, которые оказывают сильное воздействие на физические свойства поверхности, а также всей структуры по сравнению с объемными материалами [29–31].

Во многих работах методом теории эффективного поля изучены фазовые диаграммы и магнитные свойства наноструктурированных материалов [32–40]. В этих объектах наблюдаются интересные свойства — существование трикритической точки, критической конечной точки. В частности, различными теоретическими методами исследованы критические явления как в магнитных нанотрубках, так и в сверхрешеточных структурах [41–46]. Конееши в работе [47] исследовал фазовые диаграммы и намагниченность в цилиндрических изинговых нанопроволоках и нанотрубках, используя теорию эффективного поля с корреляциями, а также среднего поля в [48]. В работе [49] изучали фазовые изменения в изинговских магнитных пленках и сверхрешетках в рамках теории среднего поля. Однако только в некоторых работах сообщалось об исследовании магнитных свойств наноструктур, состоящих из нескольких различных материалов. В работе [50] в рамках приближения теории молекулярных полей рассмотрен фазовый переход в гексагональной магнитной сверхрешеточной нанопроволоке.

Хорошо известно, что температура перехода является функцией обменной связи, в частности, приближенно пропорциональна обменной константе. Приповерхностные магнитные атомы отличаются своим ближним

окружением, и обменная константа может значительно отличаться от объемной. В работах [51, 52], посвященных магнитным свойствам поверхности, показано, что магнитная упорядоченность поверхностной системы может сосуществовать с магнитным беспорядком внутри объема. Несмотря на это, согласно литературным данным, процессы фазовых переходов в магнитных сверхрешеточных нанотрубках до сих пор недостаточно исследованы.

В настоящей работе рассмотрено влияние обменной связи между внутренней и поверхностной оболочками, а также между атомами внутри этих оболочек, где контактируют два типа магнитных материалов «*a*» и «*b*», на температуру фазового перехода всей системы. Данные исследования проводятся в рамках подхода теории молекулярных полей с использованием метода трансфер-матриц. В разд. 2 представлена модель цилиндрической магнитной сверхрешеточной нанотрубки, получено и решено матричное уравнение, которое позволяет определить динамику изменения температуры перехода. Матричное уравнение является обобщенным для произвольного обменного взаимодействия. Численные результаты и обсуждение приведены в разд. 3.

2. Модель и формализм

Схема модели (l, r) цилиндрической магнитной сверхрешеточной нанотрубки (ЦМСН) представлена на рис. 1. Ее элементарная ячейка состоит из двух разных магнитных материалов «*a*» и «*b*». $l(r)$ — число атомных слоев в *a* (*b*). Следовательно, постоянная элементарной

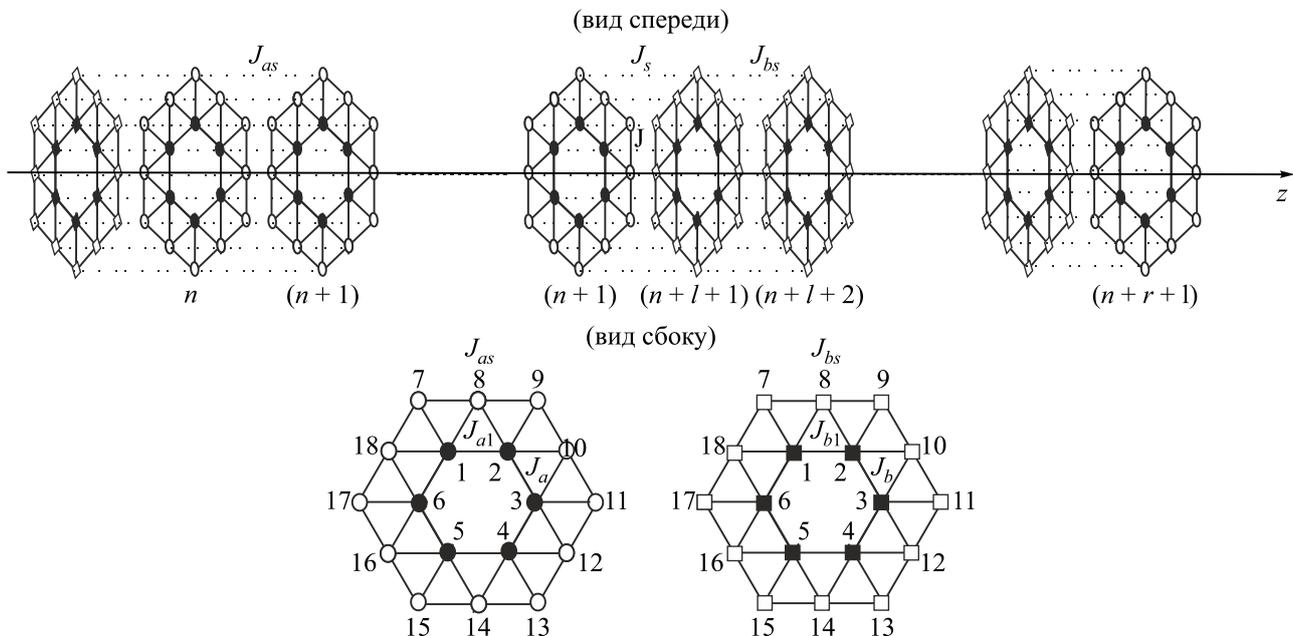


Рис. 1. Модель цилиндрической магнитной сверхрешеточной нанотрубки ЦМСН. Ее элементарная ячейка состоит из двух разных магнитных материалов «*a*» и «*b*». Соответствующее число атомных слоев $l(r)$ в нанотрубке в направлении оси z является неограниченным.

ячейки равна $(l+r)a$. С другой стороны, рассматриваемая система состоит из двух стенок — поверхностной и внутренней (сердцевины).

Черные и белые кружки представляют собой магнитные атомы, составляющие оболочку внутренней и внешней поверхностей. Линия, соединяющая их, соответствует обменным связям между ближайшими соседями. Материалы «а» и «b» имеют обменные константы J_{as}, J_a, J_{a1} и J_{bs}, J_b, J_{b1} между двумя соседними магнитными атомами на поверхностной оболочке, между атомами поверхности и сердцевины и между атомами самой сердцевины соответственно. Обменное взаимодействие между соседними спинами двух разнородных соседних материалов обозначено через J . Изинговский гамильтониан системы может быть записан в следующем виде:

$$H = - \sum_{i,\rho,\delta} J_{i,i}^{\rho,\rho+\delta} (S_i^\rho S_i^{\rho+\delta}) - \sum_{i,\rho} \left[J_{i,i-1}^{\rho,\rho} (S_i^\rho S_{i-1}^\rho) + J_{i,i+1}^{\rho,\rho} (S_i^\rho S_{i+1}^\rho) \right], \quad (1)$$

где i — номер атомного слоя, ρ отмечает положение атома и δ представляет сумму по всем ближайшим соседям только внутри этого слоя, т. е. в плоскости XY . Ось Z координатной системы направлена вдоль изучаемой нанотрубки. Спины ближайших соседей в каждом слое связаны внутрислоевым обменным взаимодействием $J_{i,i}^{\rho,\rho+\delta}, J_{i,i+1}^{\rho,\rho}$ — обменная связь между спинами ближайших соседних слоев (межслоевой обмен). Влияние внешнего магнитного поля и одноионной анизотропии (т. е. кристаллическое поле) в данных расчетах не учитывается.

В рамках модели молекулярного поля запишем систему уравнений для усредненных значений спиновых моментов $m^{(\rho)} = \langle S^\rho \rangle$ ($\rho = 1, 2, \dots, 18$) в следующем виде:

$$m_i^{(\rho)} = B_S \left[\frac{\left(\sum_{\delta} J_{i,i}^{\rho,\rho+\delta} m_n^{(\delta)} + J_{i,i+1}^{\rho,\rho} m_{i+1}^{(\rho)} + J_{i,i-1}^{\rho,\rho} m_{i-1}^{(\rho)} \right)}{kT} \right], \quad (2)$$

где k — константа Больцмана, $B_S(x)$ — функция Бриллюэна [50]. При достижении системой температуры фазового перехода вся система становится размагниченной. Таким образом, вблизи критической температуры средняя намагниченность каждого узла приближается к нулю. Для малых аргументов функции Бриллюэна всеми членами, порядок которых выше чем линейный, можно пренебречь в разложении, получив, таким образом, упрощенное выражение:

$$B_S(x) \approx \frac{S+1}{3S} x. \quad (3)$$

Здесь учитывается симметрия системы, с помощью которой можно отделить спины трех типов в зависимости от их окружения: на внутренней стенке (позиции 1–6, рис. 1) и два типа на поверхностной стенке (позиции 7, 9–17 и 8, 10–18, рис. 1). Поэтому для изучения магнитного поведения системы вводятся три типа намагниченности.

Используя выражение (3), систему уравнений (2) решаем методом рекуррентных соотношений [49, 50], связывая различные спины первого и второго атомных слоев элементарной сверхрешеточной ячейки:

$$\begin{pmatrix} m_{n+l+2}^{(1)} \\ m_{n+l+1}^{(1)} \\ m_{n+l+2}^{(7)} \\ m_{n+l+1}^{(7)} \\ m_{n+l+2}^{(8)} \\ m_{n+l+1}^{(8)} \end{pmatrix} = D_{ab} D_a^{l-2} \begin{pmatrix} m_{n+1}^{(1)} \\ m_n^{(1)} \\ m_{n+1}^{(7)} \\ m_n^{(7)} \\ m_{n+1}^{(8)} \\ m_n^{(8)} \end{pmatrix} = R^{(a)} \begin{pmatrix} m_{n+1}^{(1)} \\ m_n^{(1)} \\ m_{n+1}^{(7)} \\ m_n^{(7)} \\ m_{n+1}^{(8)} \\ m_n^{(8)} \end{pmatrix}, \quad (4)$$

где матричные элементы D_a и D_{ab} даны в Приложении. Матрицы D_a^{l-2} могут быть выражены через матрицы D_a , используя преобразование подобия [53]:

$$D_a^{l-2} = C_{l-2} D_a - C_{l-3}, \quad (5)$$

здесь

$$C_n^{(a)} = u \begin{pmatrix} \alpha_n^{(a)} & 0 \\ 0 & \alpha_n^{(a)} \end{pmatrix} u^{-1},$$

$$\alpha_n^{(a)} = \begin{pmatrix} \frac{\sin(n\theta_a^{(1)})}{\sin(\theta_a^{(1)})} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{\sin(n\theta_a^{(2)})}{\sin(\theta_a^{(2)})} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{\sin(n\theta_a^{(3)})}{\sin(\theta_a^{(3)})} \end{pmatrix},$$

$$u_{1j} = u_{6(j+3)} = 1,$$

$$u_{2j} = u_{4j} = u_{6j} = u_{1(j+3)} = u_{3(j+3)} = u_{5(j+3)} = 0,$$

$$u_{3j} = \frac{J_{a1}(k_a T - 2J_{as} \cos \theta_a^{(j)} + 4J_{as})}{[(k_a T - 2J_{as} \cos \theta_a^{(j)})^2 - 4J_{as}^2]},$$

$$u_{5j} = \frac{2J_{a1}(k_a T - 2J_{as} \cos \theta_a^{(j)} + J_{as})}{[(k_a T - 2J_{as} \cos \theta_a^{(j)})^2 - 4J_{as}^2]},$$

$$u_{2(j+3)} = \frac{[(k_a T - 2J_{as} \cos \theta_a^{(j)})^2 - 4J_{as}^2]}{[2J_{a1}(k_a T - 2J_{as} \cos \theta_a^{(j)} + J_{as})]},$$

$$u_{4(j+3)} = \frac{(k_a T - 2J_{as} \cos \theta_a^{(j)} + 4J_{as})}{[2(k_a T - 2J_{as} \cos \theta_a^{(j)} + J_{as})]}, \quad j = 1, 2, 3.$$

Здесь $\theta_a^{(1)}$, $\theta_a^{(2)}$ и $\theta_a^{(3)}$ определяются из следующих выражений со знаком минус или плюс соответственно:

$$\begin{aligned} 2 \cos \theta_a^{(1)} &= -2r \cos(\varphi/3) + b/3, \\ 2 \cos \theta_a^{(2,3)} &= 2r \cos[(\pi \mp \varphi/3)] + b/3, \end{aligned} \quad (6)$$

где

$$r = \frac{\sqrt{3c - b^2}}{3}, \quad \varphi = \arccos \left[\frac{(2b^3 - 9bc + 27d)}{2\sqrt{(3c - b^2)^3}} \right],$$

$$k_{a(b)} = \frac{3kS_{a(b)}}{(S_{a(b)} + 1)},$$

$$b = 2 - \frac{k_a T}{J_a} - 2 \frac{k_a T}{J_{as}},$$

$$c = \frac{[J_{as}(2k_a^2 T^2 - 5J_{a1}^2) + J_a(k_a^2 T^2 - 4k_a T J_{as} - 4J_{as}^2)]}{J_a J_{as}^2},$$

$$d = \frac{[2J_a(k_a^2 T^2 - 4J_{as}^2) + J_{a1}^2(5k_a T + 8J_{as}) + 4k_a T J_{as}^2 - k_a^3 T^3]}{J_a J_{as}^2}.$$

Комбинация матриц $R^{(a)}$ и $R^{(b)}$ порождает трансфер-матрицу $R = R^{(a)} R^{(b)}$, которая связывает спины левой части первого и второго атомных слоев соседних элементарных ячеек:

$$\begin{pmatrix} m_{n+l+r+2}^{(1)} \\ m_{n+l+r+1}^{(1)} \\ m_{n+l+r+2}^{(7)} \\ m_{n+l+r+1}^{(7)} \\ m_{n+l+r+2}^{(8)} \\ m_{n+l+r+1}^{(8)} \end{pmatrix} = R \begin{pmatrix} m_{n+1}^{(1)} \\ m_n^{(1)} \\ m_{n+1}^{(7)} \\ m_n^{(7)} \\ m_{n+1}^{(8)} \\ m_n^{(8)} \end{pmatrix}, \quad (7)$$

Матричные элементы $R^{(b)}$ получаются из элементов $R^{(a)}$, когда «a» → «b» и «b» → «a». Отметим, что определитель трансфер-матрицы R равен единице.

Существующая симметрия изучаемой системы позволяет записать следующие соотношения: $m_{n+l+r+2}^{(1,7,8)} = m_{n+1}^{(1,7,8)}$ и $m_{n+l+r+1}^{(1,7,8)} = m_n^{(1,7,8)}$. Используя вышеприведенные соотношения, можно получить матричное уравнение для определения температуры перехода:

$$\text{Det}(R - E) = 0, \quad (8)$$

где E — единичная матрица (6×6).

3. Результаты и обсуждение

В этом разделе рассмотрено влияние обменных параметров на фазовые диаграммы модели ЦМСН. Формализм нахождения температуры перехода, приведенный выше, является универсальным и может быть применен в системах с произвольным количеством атомных слоев. Обобщенное нелинейное уравнение (8) содержит всю информацию о температуре фазового

перехода системы. Кроме того, данные расчеты проводятся как для ферромагнитных, так и антиферромагнитных случаев. Как известно, если $J_s > 0$ ($J > 0$), то соседние спины, принадлежащие разным материалам, находящиеся на поверхностной оболочке и в сердцевине, проявляют ферромагнитное поведение. В случае, если $J_s < 0$ ($J < 0$), будет иметь место антиферромагнитное упорядочение.

На рис. 2 построены фазовые диаграммы в координатах $(k_a T_c / J_a; J / J_a)$ ферромагнитных ЦМСН для нескольких случаев (1, 1), (1, 5), (2, 2), (3, 1), (8, 2), (2, 4), (2, 8) и (5, 5). В скобке первая цифра — число слоев в материале «a», а вторая — число слоев в материале «b». Кроме того, все обменные константы для каждого материала взяты одинаковыми: $J_a = J_{as} = J_{a1}$, $J_b = J_{bs} = J_{b1}$, $J_b = 2J_a$, $J_s = J$. Анализ показывает, что если количество атомных слоев, принадлежащих материалу типа «b», остается неизменным, то критическая температура возрастает с уменьшением числа атомных слоев, принадлежащих материалу типа «a». Например, критические температуры для ЦМСН (1, 1), (2, 2) и (1, 5) больше, чем для (3, 1), (8, 2) и (5, 5) соответственно. Когда количество атомных слоев, принадлежащих материалу «a», у рассматриваемых систем совпадают, то критическая температура вначале мала, а затем растет с уменьшением количества атомных слоев материала «b». Если разность количества атомных слоев, принадлежащих разным материалам, равна нулю, то критическая температура уменьшается с увеличением количества слоев в одной элементарной ячейке (см. кривые для случаев (1, 1), (2, 2) и (5, 5), рис. 2). Если количество слоев, находящихся в одной элементарной ячейке, одинаково [например, (3, 1) и (2, 2), а также (5, 5) и (8, 2), рис. 2], то температура перехода различна. Когда отношение J / J_a бывает достаточно большим ($J / J_a > 4$), температура перехода увеличивается почти линейно с ростом J / J_a . В качестве обсуждения влияния поверхностных эффектов на температуру перехода на рис. 3 приведены

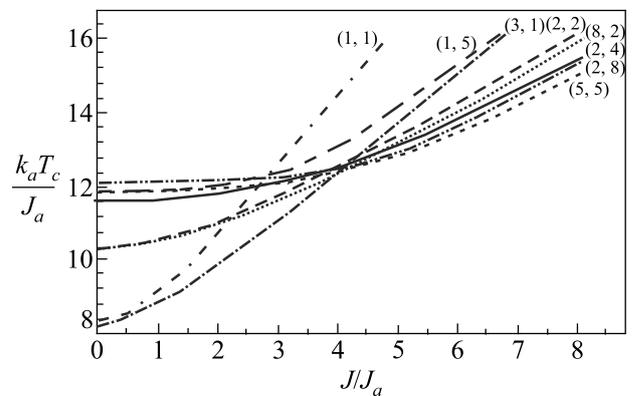


Рис. 2. Критические температуры как функции от J / J_a для случаев $J_{as} / J_a = 1$, $J_{a1} / J_a = 1$, $J_b / J_a = 2$, $J_{bs} / J_a = 2$, $J_{b1} / J_a = 2$, $J_s / J = 1$, $k_a = k_b$.

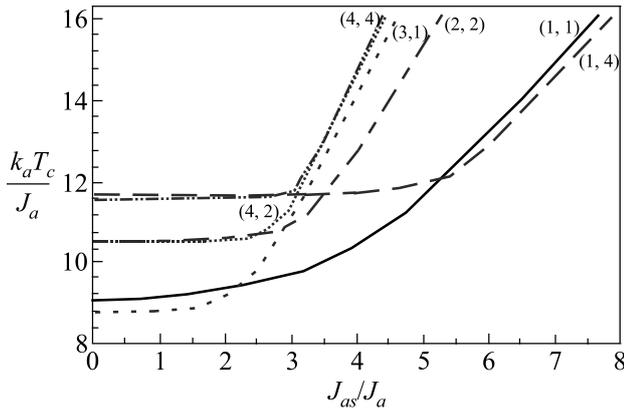


Рис. 3. Критические температуры как функции от J_{as}/J_a для случаев $J_{as}/J_a=1$, $J_{a1}/J_a=1$, $J_b/J_a=2$, $J_{bs}/J_a=2$, $J_{b1}/J_a=2$, $J_s/J_a=1$, $k_a=k_b$.

фазовые диаграммы как функции от J_{as}/J_a для (1, 1), (1, 4), (2, 2), (3, 1), (4, 4) ферромагнитных ЦМСН. Видно, что если число атомных слоев, принадлежащих материалу «b», одинаково для указанных случаев, то температура меньше для малых значений J_{as}/J_a , но с ростом J_{as}/J_a критическая температура для (3, 1), (4, 2) и (4, 4) увеличивается более резко по сравнению с (1, 1), (2, 2) и (1, 4) соответственно. Причиной этого является то, что поверхностные спины, принадлежащие материалу «a», магнитно более упорядочены, чем другие спины. Если число атомных слоев, принадлежащих разным материалам, одинаково, то критические температуры возрастают с увеличением количества слоев, принадлежащих одной элементарной ячейке (см. кривые для случаев [(1, 1), (2, 2) и (4, 4)], рис. 3).

Для изучения влияния обменного взаимодействия между поверхностной оболочкой и ядром на рис. 4 представлена температура перехода как функция от J_{a1}/J_a для образцов со структурой типа (1, 1) (2, 2) (2, 4) (2, 8) (4, 1) (4, 2) (4, 4) и (4, 8). Фактически, когда знаки J_{a1} и J_{b1} выбраны положительными, направление спинов как на поверхности, так и в ядре параллельны, система будет проявлять ферромагнитную спиновую конфигурацию. Необходимо отметить, что эти фазовые диаграммы не изменяются, даже если знаки J_{a1} и J_{b1} становятся отрицательными (спины, находящиеся на поверхностной и внутренней стенках, антипараллельны), и проявляют антиферромагнитное поведение. При малых значениях J_{a1} и J_{b1} спины слегка наклонены относительно оси ЦМСН и температура перехода уменьшается. Когда количество атомных слоев, принадлежащих материалу «b», одинаково, несмотря на то, что количество слоев, принадлежащих материалу «a», различно, критические температуры будут близки, что является следствием равномерной намагниченности. На рис. 4 также видно, что температура переходов более резко возрастает при больших значениях J_{a1} .

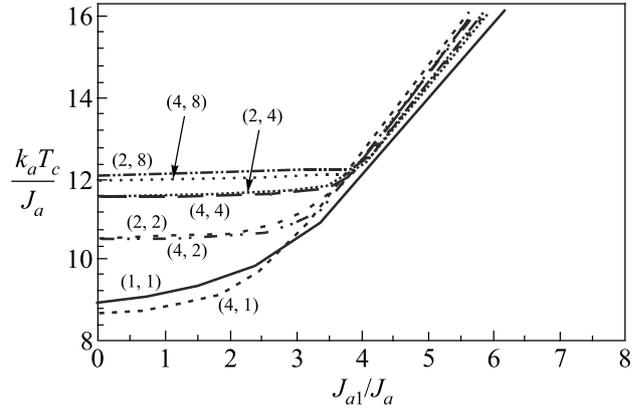


Рис. 4. Критические температуры как функции от J_{a1}/J_a для случаев $J_{as}/J_a=1$, $J_{as}/J_a=1$, $J_b/J_a=2$, $J_{bs}/J_a=2$, $J_{b1}/J_a=2$, $J_s/J_a=1$, $k_a=k_b$.

Приложение

Матрица D_a и элементы матрицы D_{ab} в уравнении (4) определяются следующим образом:

$$D_a^{(11)} = \frac{k_a T}{J_a} - 2, \quad D_a^{(33)} = D_a^{(55)} = \frac{k_a T}{J_{as}},$$

$$D_a^{(51)} = 2D_a^{(31)} = -\frac{2J_{a1}}{J_{as}}, \quad D_a^{(15)} = 2D_a^{(13)} = -\frac{2J_{a1}}{J_a},$$

$$D_a^{(12)} = D_a^{(34)} = D_a^{(56)} = -1, \quad D_a^{(21)} = D_a^{(43)} = D_a^{(65)} = 1,$$

$$D_a^{(35)} = D_a^{(53)} = -2,$$

а другие матричные элементы D_a равны нулю;

$$D_{ab}^{(11)} = \frac{-J}{J_b} + \frac{(k_a T - 2J_a)(k_b T - 2J_b)}{JJ_b} + \frac{5J_{a1}J_{b1}}{J_b J_s},$$

$$D_{ab}^{(21)} = \frac{(k_a T - 2J_a)}{J},$$

$$D_{ab}^{(31)} = \frac{[JJ_{a1}(4J_{bs} - k_b T) + J_s J_{b1}(2J_a - k_a T)]}{JJ_s J_{bs}},$$

$$D_{ab}^{(51)} = \frac{[2JJ_{a1}(J_{bs} - k_b T) + 2J_s J_{b1}(2J_a - k_a T)]}{JJ_s J_{bs}},$$

$$D_{ab}^{(61)} = 2D_{ab}^{(41)} = -\frac{2J_{a1}}{J_s}, \quad D_{ab}^{(12)} = \frac{J_a(2J_b - k_b T)}{JJ_b},$$

$$D_{ab}^{(22)} = -\frac{J_a}{J}, \quad D_{ab}^{(52)} = 2D_{ab}^{(32)} = \frac{2J_a J_{b1}}{JJ_{bs}},$$

$$D_{ab}^{(13)} = \frac{[JJ_{b1}(4J_{as} - k_a T) + J_s J_{a1}(2J_b - k_b T)]}{JJ_s J_{bs}},$$

$$D_{ab}^{(33)} = \frac{[Jk_a k_b T^2 + 4JJ_{as} J_{bs} + J_{a1} J_{b1} J_s - JJ_s^2]}{JJ_s J_{bs}},$$

$$D_{ab}^{(43)} = D_{ab}^{(65)} = \frac{k_a T}{J_s},$$

$$D_{ab}^{(53)} = D_{ab}^{(35)} = \frac{[2J_{a1}J_{b1}J_s - 2JT(k_b J_{as} + k_a J_{bs})]}{JJ_s J_{bs}},$$

$$D_{ab}^{(16)} = 2D_{ab}^{(14)} = \frac{2J_{as}J_{b1}}{J_b J_s}, \quad D_{ab}^{(34)} = D_{ab}^{(56)} = -\frac{k_b T J_{as}}{J_{bs} J_s},$$

$$D_{ab}^{(15)} = \frac{[2JJ_{b1}(J_{as} - k_a T) + 2J_s J_{a1}(2J_b - k_b T)]}{JJ_s J_{bs}},$$

$$D_{ab}^{(25)} = 2D_{ab}^{(23)} = -\frac{2J_{a1}}{J},$$

$$D_{ab}^{(45)} = D_{ab}^{(63)} = 2D_{ab}^{(44)} = 2D_{ab}^{(66)} = -D_{ab}^{(54)} = -D_{ab}^{(36)} = -\frac{2J_{as}}{J_s},$$

$$D_{ab}^{(55)} = \frac{[Jk_a k_b T^2 + 4JJ_{as}J_{bs} + 4J_{a1}J_{b1}J_s - JJ_s^2]}{JJ_s J_{bs}},$$

$$D_{ab}^{(24)} = D_{ab}^{(42)} = D_{ab}^{(26)} = D_{ab}^{(62)} = D_{ab}^{(46)} = D_{ab}^{(64)} = 0.$$

1. N. Zaim, A. Zaim, and M. Kerouad, *J. Magn. Magn. Mater.* **424**, 443 (2017).
2. T. Barudzija, V. Kusigerski, N. Cvjeticanin, S. Sorgic, M. Perovic, and M. Mitric, *J. Alloy. Compd.* **665**, 261 (2016).
3. A. Shirazi Tehrani, M. Almasi Kashi, A. Ramazani, and A. H. Montazer, *J. Superlat. Microstruct.* **95**, 38 (2016).
4. N. Gao, H. J. Wang, and E. H. Yang, *Nanotechnology* **21**, 105107 (2010).
5. H. Magoussi, A. Zaim, and M. Kerouad, *Chin. Phys. B* **22**, 116401 (2013).
6. Y. Cui, Q. Q. Wei, H. K. Park, and C. M. Lieber, *Science* **293**, 1289 (2001).
7. O. A. Tretiakov and Ar. Abanov, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 157201 (2010).
8. A. Ghaddar, F. Gloaguen, and J. Gieraltowski, *J. Phys. Confer. Ser.* **200**, 072032 (2010).
9. Z. K. Wang, M. H. Kuok, S. C. Ng, D. J. Lockwood, M. G. Cottam, K. Nielsch, R. B. Wehrspohn, and U. Gösele, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 027201 (2002).
10. E. L. Bizdioca, M. Spasova, M. Farle, M. Hilgendorff, and F. J. Caruso, *J. Magn. Magn. Mater.* **240**, 44 (2002).
11. Chen Wen-Bing, Han Man-Gui, Zhou Hao, Ou Yu, and Deng Long-Jiang, *Chin. Phys. B* **19**, 087502 (2010).
12. O. Dmytriiev, U. A. S. Al-Jarah, P. Gangmei, V. V. Kruglyak, R. J. Hicken, B. K. Mahato, B. Rana, M. Agrawal, A. Barman, M. Mátéfi-Tempfli, L. Piraux, and S. Mátéfi-Tempfli, *Phys. Rev. B* **87**, 174429 (2013).
13. Wei Yang, Chunxiang Cui, Qiaozhi Liu, Bin Cao, Lian Liu, and Yajin Zhang, *J. Crystal Growth* **399**, 1 (2014).
14. O. Céspedes, M. S. Ferreira, S. Sanvito, and M. Kociak, *J. Phys.: Condens. Matter* **16**, L155-L161 (2004).
15. Maria del Carmen Giménez-López, Fabrizio Moro, Alessandro La Torre, Carlos J. Gómez-García, Paul D. Brown, Joris van Slageren, and Andrei N. Khlobystov, *Nature Commun.* **2**, 407 (2011).
16. X. Hu and S. Dong, *J. Mater. Chem.* **18**, 1279 (2008).
17. T. N. Antsygina, I. I. Poltavsky, and K. A. Chishko, *Phys. Rev. B* **74**, 205429 (2006).
18. T. N. Antsygina, I. I. Poltavsky, and K. A. Chishko, *J. Low Temp. Phys.* **148**, 821 (2007).
19. Tsuneya Ando, *Semicond. Sci. Technol.* **15**, No. 6 (2000).
20. E. Kantar and Y. Kocakaplan, *Solid State Commun.* **177**, 1 (2014).
21. V. A. Tanrıverdiyev, *Fiz. Nizk. Temp.* **41**, 363 (2015) [*Low Temp. Phys.* **41**, 279 (2015)].
22. F. Taçkın, O. Canko, A. Erdinç, and A. F. Yıldırım, *Physica A* **407**, 287 (2014).
23. M. Keskin, N. Sarli, and B. Deviren, *Solid State Commun.* **151**, 1025 (2011).
24. T. N. Antsygina, I. I. Poltavsky, K. A. Chishko, T. A. Wilson, and O. E. Vilches, *Fiz. Nizk. Temp.* **31**, 1328 (2005) [*Low Temp. Phys.* **31**, 1007 (2005)].
25. M. Vasilakaki and K. N. Trohidou, *Phys. Rev. B* **79**, 144402 (2009).
26. A. Feraoun, A. Zaim, and M. Kerouad, *J. Phys. Chem. Solids* **96–97**, 75 (2016).
27. T. Kaneyoshi, *J. Phys. Chem. Solids* **96–97**, 1 (2016).
28. N. Zaim, A. Zaim, and M. Kerouad, *J. Solid State Commun.* **246**, 23 (2016).
29. V. S. Tkachenko, V. V. Kruglyak, and A. N. Kuchko, *Phys. Rev. B* **81**, 024425 (2010).
30. E. A. Rando and S. Allende, *J. Appl. Phys.* **118**, 013905 (2015).
31. A. L. Gonzalez, P. Landeros, and Alvaro S. Nunez, *J. Magn. Magn. Mater.* **322**, 530 (2010).
32. Wei Jiang, Xiao-Xi Li, and Li-Mei Liu, *Physica E* **53**, 29 (2013).
33. E. Albayrak, *Phys. Lett. A* **380**, 458 (2016).
34. T. Kaneyoshi, *J. Phys. E* **74**, 531 (2015).
35. E. Kantar and Y. Kocakaplan, *Solid State Commun.* **177**, 1 (2014).
36. M. Boughrara, M. Keroud, and A. Zaim, *J. Magn. Magn. Mater.* **360**, 222 (2014).
37. U. Akinci, *J. Magn. Magn. Mater.* **324**, 3951 (2012).
38. H. Magoussi, A. Zaim, M. Boughrara, and M. Kerouad, *J. Superlattices Microstruct.* **97**, 221 (2016).
39. Y. Yuksel, U. Akinci, and H. Polat, *J. Phys. A* **392**, 2347 (2013).
40. T. Kaneyoshi, *J. Phys. E* **74**, 531 (2015).
41. O. Canko, A. Erdinc, F. Taskin, and A. F. Yildim, *J. Magn. Magn. Mater.* **324**, 508 (2012).
42. T. Kaneyoshi, *J. Magn. Magn. Mater.* **323**, 1145 (2011).
43. Bin-Zhou Mi, Huai-Yu Wang, and Yun-Song Zhou, *J. Magn. Magn. Mater.* **322**, 952 (2010).
44. Y. M. Seidov and G. R. Shaulov, *J. Phys.: Condens. Matter* **6**, 9621 (1994).
45. T. Hai, Z. Y. Li, D. L. Lin, and T. F. George, *J. Magn. Magn. Mater.* **97**, 227 (1991).
46. R. E. Camley and D. R. Tilley, *Phys. Rev. B* **37**, 3413 (1988).

47. T. Kaneyoshi, *Phys. Status Solidi B* **250**, 258 (2011).
48. T. Kaneyoshi, *J. Magn. Magn. Mater.* **406**, 83 (2016).
49. Xiao-Guang Wang, Shao-Hua Pan, and Guo-Zhen Yang, *Solid State Commun.* **113**, 59 (2000).
50. V. A. Tanriverdiyev, *J. Magn. Magn. Mater.* **393**, 188 (2015).
51. D. Weller, S. F. Alvarado, W. Gudat, K. Schröder, and M. Campagna, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 1555 (1985).
52. C. Rau, C. Jin, and M. Robert, *J. Appl. Phys.* **63**, 3667 (1988).
53. V. A. Tanriverdiyev, V. S. Tagiyev, and S. M. Seyid-Rzaeva, *Phys. Status Solidi B* **240**, 183 (2003).

Фазовий перехід в магнітних надграткових
ізингових нанотрубках: наближення теорії
молекулярного поля

В. А. Танривердієв, В. С. Тагієв, Г. Г. Керімова,
І. М. Ібрагімов

Фазові діаграми для гексагонально-циліндричної магнітної надграткової нанотрубки, в якій чергуються атомні шари двох різних матеріалів, розраховано з використанням наближення теорії молекулярного поля. Розглянуто випадки, коли ці матеріали можуть бути як феромагнітними, так і антиферомагнітними. Температуру переходу T_c для дослідженої системи розраховано методом трансфер-матриць як функція констант внутрішньшарового та міжшарового обмінів. Для з'ясування впливу поверхневого та внутрішньо-

шарового обміну на температуру фазового переходу представлено результати для різних феромагнітних надграткових нанотрубок, що мають змінну кількість шарів в елементарній магнітній комірці.

Ключові слова: магнітна нанотрубка, елементарна магнітна комірка, метод трансфер-матриць.

Phase transition in Ising magnetic superlattice
nanotubes: approximation of molecular field theory

V. A. Tanriverdiyev, V. S. Tagiyev, G. G. Kerimova,
and I. N. Ibrahimov

Phase diagrams for a hexagonal-cylindrical magnetic superlattice nanotube, in atomic layers of two different materials alternate, are calculated using the approximation of molecular field theory. Cases are considered when these materials can be both ferromagnetic and antiferromagnetic. The transition temperature T_c for the system under study was calculated by the transfer matrix method as a function of the constants of intralayer and interlayer exchange. To elucidate the effect of surface and intralayer exchange on the phase transition temperature, the results are presented for various ferromagnetic superlattice nanotubes, consisting of different numbers of layers in an elementary magnetic cell.

Keywords: magnetic nanotube, elementary magnetic cell, transfer-matrix method.