

Температура Кюри и ЯМР ядер ^{53}Cr в примесных ферромагнитных полупроводниках на основе селенохромита кадмия

© Е.В. Кузьмин, С.Н. Полулях, В.Н. Бержанский, Г.Н. Абеяшчев, Т.Г. Аминов

Таврический национальный университет им. В.И. Вернадского,
95007 Симферополь, Украина

E-mail: roton@crimea.edu

(Поступила в Редакцию 26 июля 2007 г.

В окончательной редакции 15 января 2008 г.)

Проведено экспериментальное и теоретическое исследование влияния иновалентного легирования на обменные взаимодействия в ферромагнитной шпинели на основе селенохромита кадмия. Расчет температуры Кюри проведен в приближении молекулярного поля. На основании сравнения расчетных результатов с экспериментами по зависимости температуры Кюри от концентрации примесей, а также по температурной модификации спектров ЯМР ядер хрома отдано предпочтение модели магнитных кластеров. В рамках этой модели предполагается, что при иновалентном замещении немагнитных катионов компенсация валентности осуществляется за счет изменения валентного состояния ионов хрома. При этом избыточный носитель заряда мигрирует по эквивалентным ионам, окружающим примесный центр. По аналогии с моделью двойного обмена предложено детальное описание таких перескоков и их влияния на обменные взаимодействия магнитных ионов.

PACS: 75.50.Pp, 75.30.Et, 77.80.Bh

1. Введение

Важный класс магнитных полупроводников представлен материалами на основе тройных соединений CdCr_2Se_4 . Характерным для этих соединений является наличие катионов двух типов: это диамагнитные катионы в тетраэдрических позициях шпинели и магнитные $3d$ -катионы, занимающие октаэдрические позиции и отвечающие за магнитные свойства соединения в целом.

Нелегированное соединение CdCr_2Se_4 является полупроводником n -типа с температурой Кюри $T_C \approx 130$ К [1,2]. Для изменения типа проводимости таких соединений используется замещение немагнитных катионов Cd^{2+} катионами другой валентности, в качестве которых могут выступать ионы Ag^+ или In^{3+} . Иновалентное замещение приводит к изменению не только электрических свойств селенохромита кадмия, но и ширины линии ферромагнитного резонанса, магнитной кристаллографической анизотропии [3], температуры Кюри T_C и ряда других свойств [1,2]. В работе [4] наряду с легированием использовались различные отжиговые смеси, и было показано, что с увеличением проводимости наблюдается повышение температуры Кюри, обусловленное косвенным обменом через носители заряда n -типа.

В настоящей работе рассматривается иновалентное замещение немагнитных катионов при концентрациях легирующих примесей ниже порогового значения. В этом случае легирование не оказывает существенного влияния на кристаллическую структуру рассматриваемых соединений, а компенсация валентности осуществляется за счет изменения валентности $3d$ -иона. В результате магнитная подсистема образца представлена как $3d$ -ионами исходного (беспримесного) матери-

ала, так и иновалентными $3d$ -ионами. Изменение типа магнитных ионов обуславливает изменение обменных взаимодействий между локализованными магнитными моментами этих ионов.

В рамках простого феноменологического подхода на основе приближения молекулярного поля проводится анализ влияния обменных взаимодействий между различными ионами на температурную зависимость намагниченности селенохромита кадмия, легированного индием или серебром. Для сравнения теоретических результатов с экспериментом используются как непосредственно зависимости T_C от концентрации примесей, так и результаты экспериментов по температурной модификации спектров ЯМР ядер ^{53}Cr в легированных соединениях.

2. Эксперимент

2.1. Температура Кюри. В результате специально проведенных экспериментов выяснено, что в соединении $\text{Cd}_{1-x}\text{In}_x^{3+}\text{Cr}_{2-x}^{3+}\text{Cr}_x^{2+}\text{Se}_4^{2-}$ увеличение концентрации легирующей примеси индия приводит к понижению температуры Кюри. В соединении $\text{Cd}_{1-x}\text{Ag}_x^+\text{Cr}_{2-x}^{3+}\text{Cr}_x^{4+}\text{Se}_4^{2-}$, наоборот, рост концентрации серебра приводит к увеличению температуры Кюри. При малых ($x < 0.1$) концентрациях примеси экспериментально наблюдаемая зависимость нормированной температуры Кюри F от концентрации примеси описывается выражением

$$F_{\text{exp}}(x) = \frac{T_C(x)}{T_C(0)} \approx \begin{cases} 1 - x & (\text{In}), \\ 1 + 2.1x & (\text{Ag}), \end{cases} \quad (1)$$

где x — концентрация легирующей примеси в тетраэдрической подрешетке. Заметим, что полученные резуль-

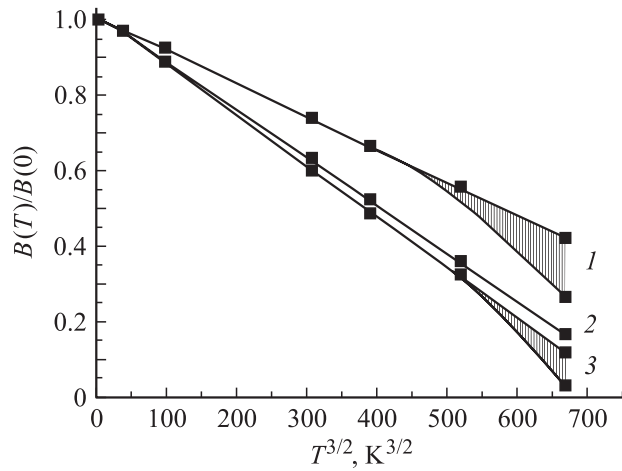


Рис. 1. Температурная зависимость распределения сверхтонких полей на ядрах ^{53}Cr в $\text{Cd}_{0.97}\text{Ag}_{0.03}\text{Cr}_2\text{Se}_4$ (1), CdCr_2Se_4 (2) и $\text{Cd}_{0.97}\text{In}_{0.03}\text{Cr}_2\text{Se}_4$ (3).

таты согласуются с экспериментальными результатами работы [5], в которой приводится $F_{\text{exp}}(x) \approx 1 + 2.1x$ при легировании серебром и $F_{\text{exp}}(x) \approx 1 - 2x$ — при легировании ионами Ga^{3+} .

2.2. Сверхтонкое магнитное поле на ядрах ^{53}Cr . Особенности сложных спектров ЯМР квадрупольных ядер ^{53}Cr (спин $I = 3/2$) в шпинели CdCr_2Se_4 изучены достаточно хорошо [6–9] и обусловлены тем, что ионы Cr^{3+} занимают октаэдрические позиции. Вследствие наличия четырех кристаллографически неэквивалентных октаэдрических позиций, различающихся направлением выделенной оси симметрии третьего порядка, спектр ЯМР ядер ^{53}Cr в общем случае представлен четырьмя квадрупольными триплетами. Использование многоквантовых эхо-сигналов 4τ [9] позволяет выделить в таких сложных спектрах спектральные линии, частотное положение которых определяется только величиной локального магнитного поля на ядре.

Для исследования температурной модификации спектров ЯМР ядер ^{53}Cr как в номинальном беспримесном, так и в легированном селенохромите кадмия в настоящей работе использовались образцы в виде монокристаллов. Благодаря применению многоквантовых эхо-сигналов в экспериментально зарегистрированных спектрах были выделены частоты, соответствующие изотропной компоненте локального магнитного поля на ядре. Полученные температурные зависимости локального магнитного поля, нормированные на поле при температуре $T = 4.2\text{ K}$, приведены на рис. 1.

Величина локального магнитного поля B на ядре иона прямо пропорциональна намагниченности M подрешетки, к которой принадлежит ион

$$B = AM, \quad (2)$$

где A — постоянная сверхтонких взаимодействий. Полагая величину A не зависящей от температуры, получаем,

что экспериментально наблюдаемое уменьшение магнитного поля на ядре с ростом температуры обусловлено температурным уменьшением намагниченности M . Действительно, для номинально беспримесного CdCr_2Se_4 температурная зависимость поля (2) хорошо описывается законом Блоха $3/2$ (линия 2 на рис. 1). Более медленное при легировании серебром (линия 1 на рис. 1) и более быстрое при легировании индием (линия 3 на рис. 1) уменьшение поля с температурой обусловлено соответствующим изменением температуры Кюри T_C .

Заметим, что при приближении к $T = 77\text{ K}$ в распределении магнитных полей появляется существенное уширение, обозначенное штриховкой на рис. 1. Данное уширение, вызванное легированием образца, можно связать с появлением областей, различающихся температурными зависимостями намагниченностей.

3. Приближение молекулярного поля

Анализ экспериментальных результатов будем проводить на основе модели, предложенной в [6] для интерпретации влияния легирования серебром на релаксационные свойства сигналов спинового эха от ядер ^{53}Cr в CdCr_2Se_4 . Именно при иновалентном замещении Cd^{2+} в решетке появляется избыточный носитель заряда (дырка при легировании In^{3+} и электрон при легировании Ag^+). Он переходит на один из ионов хрома в первой координационной сфере примеси. Однако этот носитель не остается бесконечно долго в ближайшем окружении примесного центра. Фактически это приводит к образованию примесного кластера, так что для магнитных ионов в кластере реализуется состояние переменной валентности.

Для расчета молекулярного поля разделим магнитные ионы на матричные B и кластерные C . При этом кластеры могут быть как одноцентровыми, так и многоцентровыми, а объединение одноцентровых кластеров происходит в том случае, когда имеется хотя бы один магнитный ион, принадлежащий обоим кластерам.

Введем обменные взаимодействия $J_{BB} \equiv J$ — обмен между матричными ионами, $R_{BC} = J_{BC}/J$ — обмен между матричным и примесным ионами, $R_{CC} = J_{CC}/J$ — обмен между примесными ионами внутри одного кластера, $R_{CK} = J_{CK}/J$ — обмен между примесными ионами разных кластеров. Для средних молекулярных полей (в единицах zJ , где z — число ближайших соседей) матричного h_B и кластерного h_C ионов получаем

$$\overline{h_B} = \alpha_{BB}\langle S_B^z \rangle + \alpha_{BC}R_{BC}\langle S_C^z \rangle, \quad (3)$$

$$\overline{h_C} = \alpha_{CB}R_{BC}\langle S_B^z \rangle + (\alpha_{CC}R_{CC} + \alpha_{CK}R_{CK})\langle S_C^z \rangle, \quad (4)$$

где $\langle S_B^z \rangle$ и $\langle S_C^z \rangle$ — средние значения z -компоненты матричного и кластерного спинов, определяющие намагниченность соответствующих подсистем. В (3), (4)

введены структурные вероятностные функции

$$\alpha_{BB} = \frac{\sum_{m=0}^z m N_B^{(m,c)}}{z N_B}, \quad \alpha_{BC} = \frac{\sum_{c=0}^z c N_B^{(m,c)}}{z N_B},$$

$$\alpha_{CB} = \frac{\sum_{m=0}^z \sum_{k=0}^{z-m} m N_C^{(m,c,k)}}{z N_C}, \quad \alpha_{CC} = \frac{\sum_{c=0}^z \sum_{k=0}^{z-c} c N_C^{(m,c,k)}}{z N_C},$$

$$\alpha_{CK} = \frac{\sum_{k=0}^z \sum_{m=0}^{z-k} k N_C^{(m,c,k)}}{z N_C}. \quad (5)$$

Здесь N_B — полное число матричных ионов, $N_B^{(m,c)}$ — число матричных ионов, имеющих m матричных и c кластерных соседей ($c + m = z$, z — общее число ближайших соседей), N_C — полное число кластерных спинов, $N_C^{(m,c,k)}$ — число кластерных спинов, имеющих m матричных соседей, c соседей своего кластера и k соседей других кластеров ($m + c + k = z$).

Для расчета структурных функций (5) использовалось компьютерное моделирование, основанное на случайном распределении примесных центров в тетраэдрических позициях структуры шпинели. В результате расчетов для структуры шпинели на базе 148 176 октаэдрических ионов выявлено, что функции (5) аппроксимируются выражениями

$$\alpha_{BB} = 1 - 3x + 2.95x^2 - 0.87x^3,$$

$$\alpha_{BC} = 3x - 2.95x^2 + 0.87x^3,$$

$$\alpha_{CB} = 0.5 - 2.24x + 3.33x^2 - 1.45x^3,$$

$$\alpha_{CC} = 0.5 + 0.75x + 0.45x^2 - 0.7x^3,$$

$$\alpha_{CK} = 1.5x - 3.77x^2 + 2.16x^3. \quad (6)$$

Система уравнений для матричных и кластерных спинов в рамках теории молекулярного поля имеет вид

$$\begin{cases} \langle S_B^z \rangle = S_B B_{S_B} \left(S_B \frac{\hbar B}{\tau} \right), \\ \langle S_C^z \rangle = S_C B_{S_C} \left(S_C \frac{\hbar C}{\tau} \right), \end{cases} \quad (7)$$

где B — функция Бриллюэна, τ — температура в единицах zJ . Разложение функций Бриллюэна в высокотемпературном приближении к системе

$$\begin{cases} \langle S_B^z \rangle = \frac{\tau_0}{\tau} (\alpha_{BB} \langle S_B^z \rangle + \alpha_{BC} R_{BC} \langle S_C^z \rangle), \\ \langle S_C^z \rangle = \frac{\tau_0}{\tau} \alpha_{CB} R_{BC} \langle S_B^z \rangle + \frac{\tau_0}{\tau} (\alpha_{CC} R_{CC} + \alpha_{CK} R_{CK}) \langle S_C^z \rangle, \end{cases} \quad (8)$$

где $\tau_0 = \frac{S(S+1)}{3}$, $S = S_A = S_B = 3/2$. Условие $S_B = S_C$ означает, что мы пренебрегаем изменением значения спина примесного иона в состоянии с переменной валентностью, так как вероятность P обнаружить

этот ион в иновалентном состоянии достаточно мала: $P = g^{-1} \leq 0.083$, где $g = 12$ — число ионов в кластере. При температуре Кюри намагниченность как матричных, так и кластерных спинов становится равной нулю, и температура Кюри может быть рассчитана путем обращения в нуль детерминанта системы (8).

4. Обсуждение результатов

Расчетные зависимости относительной температуры Кюри, полученные из условия равенства нулю детерминанта системы (8), приведены на рис. 2 для фиксированных концентраций примеси x при различных величинах обмена между кластерными ионами. Сплошными линиями на рис. 2 показаны зависимости, построенные согласно (1). В результате проведенных расчетов обнаружено, что наилучшее согласие теории с экспериментом достигается в том случае, когда обмен между ионами переменной валентности не зависит от того, принадлежат ли эти ионы одному кластеру или разным: $R_{CC} = R_{CK} \approx 1.5$ в случае легирования серебром и $R_{CC} = R_{CK} \approx 0.6$ для легирования индием. При этом обмен между матричными ионами и ионами с переменной валентностью примерно такой же, как и обмен между спинами матрицы $R_{BC} \approx 1$.

Анализ экспериментов по температурной зависимости сверхтонкого поля на ядрах хрома будем проводить на основе численного решения системы уравнений (7). В качестве иллюстрации на рис. 3 приведены результаты численного решения системы (7) при $x = 0.05$. Среднее значение z -компоненты спина иона каждой из подрешеток нормировано на максимальное значение для данной подрешетки. Как следует из данных рис. 3, относительные намагниченности матричных и кластерных ионов демонстрируют различные температурные зависимости. При легировании серебром относительная намагничен-

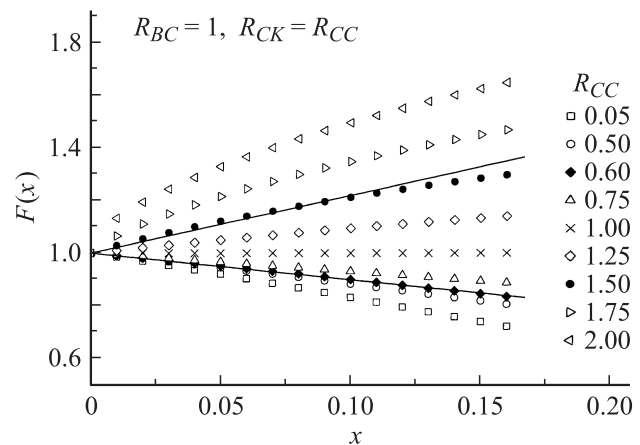


Рис. 2. Зависимость относительной температуры Кюри $F(x)$ от концентрации примесей x . Расчетные зависимости получены из условия равенства нулю детерминанта системы (8). Сплошные линии — экспериментально наблюдаемые зависимости (1).

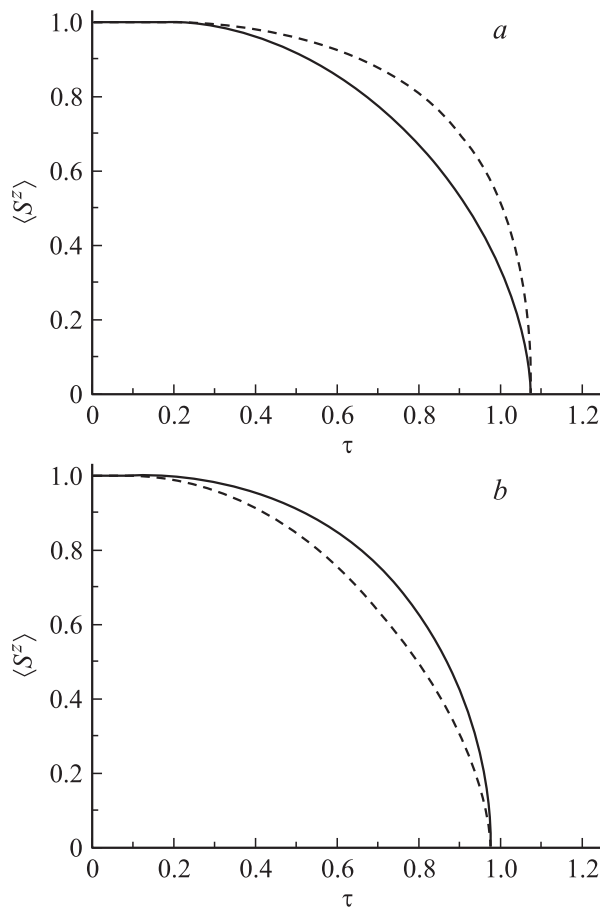


Рис. 3. Расчетные зависимости среднего нормированного значения спина от температуры в рамках модели кластеров для легирования серебром $R_{BC} = 1.0, R_{CC} = R_{CK} = 1.5$ (a) и индием $R_{BC} = 1.0, R_{CC} = R_{CK} = 0.6$ (b). Концентрация примесей $x = 0.05$. Сплошные линии — намагниченность матрицы, штриховые — намагниченность кластерных спинов.

ность кластеров с ростом температуры падает медленнее, чем относительная намагниченность матрицы. При легировании индием наблюдается обратная ситуация.

Таким образом, экспериментально наблюдаемое уширение в распределении сверхтонких полей на ядрах хрома (заштрихованные участки на рис. 1) можно интерпретировать как проявление различия температурных зависимостей матричной и кластерной намагниченностей. С целью упрощения теоретического анализа мы полагали, что величина обмена не зависит от размеров кластера. При реальном легировании могут формироваться кластеры, содержащие различное число примесных центров. По-видимому, наличие уширения (рис. 1), а не двух четко выделенных зависимостей (рис. 3) в распределении поля обусловлено сигналами от ядер ионов хрома, принадлежащих кластерам разных размеров.

Заметим также, что наряду с описанной выше моделью легирования рассматривались еще более простые модели. Первая из них предполагала, что избыточный

носитель остается неподвижным на одном из ионов хрома вблизи примеси. Однако в рамках такой простой модели не удалось получить удовлетворительное описание концентрационной зависимости температуры Кюри (1).

Вторая модель основывалась на феноменологическом предположении об очень сильном двойном обмене внутри кластера — так, что магнитный порядок внутри кластеров сохранялся даже при температурах выше T_C , т.е. при температурах, при которых макроскопическая намагниченность образца исчезает. Несмотря на удовлетворительное описание экспериментов по концентрационной зависимости T_C , данная модель не позволила описать ЯМР-эксперименты. Кроме того, геометрия перекрытия орбиталей аниона и катионов хрома в селенохромите кадмия не должна приводить в соответствии с [10] к возникновению сильного двойного сверхобмена между ближайшими катионами в октаэдрических позициях.

5. Обмен избыточным носителем заряда

В рамках предлагаемого подхода миграции избыточных носителей заряда в пределах кластера фактически постулируются из симметричных соображений. Однако представляется интересным более детально рассмотреть процессы, возникающие при таких миграциях. Пренебрегая тригональными искажениями октаэдрических позиций, будем полагать, что $3d$ -уровень ионов хрома в кристаллическом поле расщепляется на триплет t_{2g} и дублет e_g так, что всегда реализуется высокоспиновое состояние. Кроме того, будем считать, что электрон аниона может переходить только на t_{2g} -уровень катиона. Образовавшаяся при таком виртуальном переходе дырка в электронной оболочке аниона может быть занята электроном другого соседнего катиона хрома с соответствующей проекцией спина, независимо от того, в какой из орбиталей аниона образовалась дырка.

В случае легирования серебром компенсация валентности приводит к появлению ионов Cr^{4+} , с недостатком одного электрона по отношению к ионам Cr^{3+} . В этом случае переход электрона с одного иона хрома на другой подобен обмену электроном для модели двойного обмена [10,11] (рис. 4). Один из электронов аниона совершает виртуальный переход на ближайший катион Cr^{4+} , превращая его в ион Cr^{3+} . Сформировавшаяся дырка в электронной оболочке аниона заполняется одним из электронов ближайших к нему ионов Cr^{3+} так, что этот ион Cr^{3+} превращается в ион Cr^{4+} . Как следует из рис. 4, такой обмен электроном должен приводить к положительной энергии обменного взаимодействия, что качественно согласуется с экспериментом.

В случае легирования индием процесс обмена избыточным электроном несколько сложнее. Ион Cr^{2+} находится в высокоспиновом состоянии, а избыточный

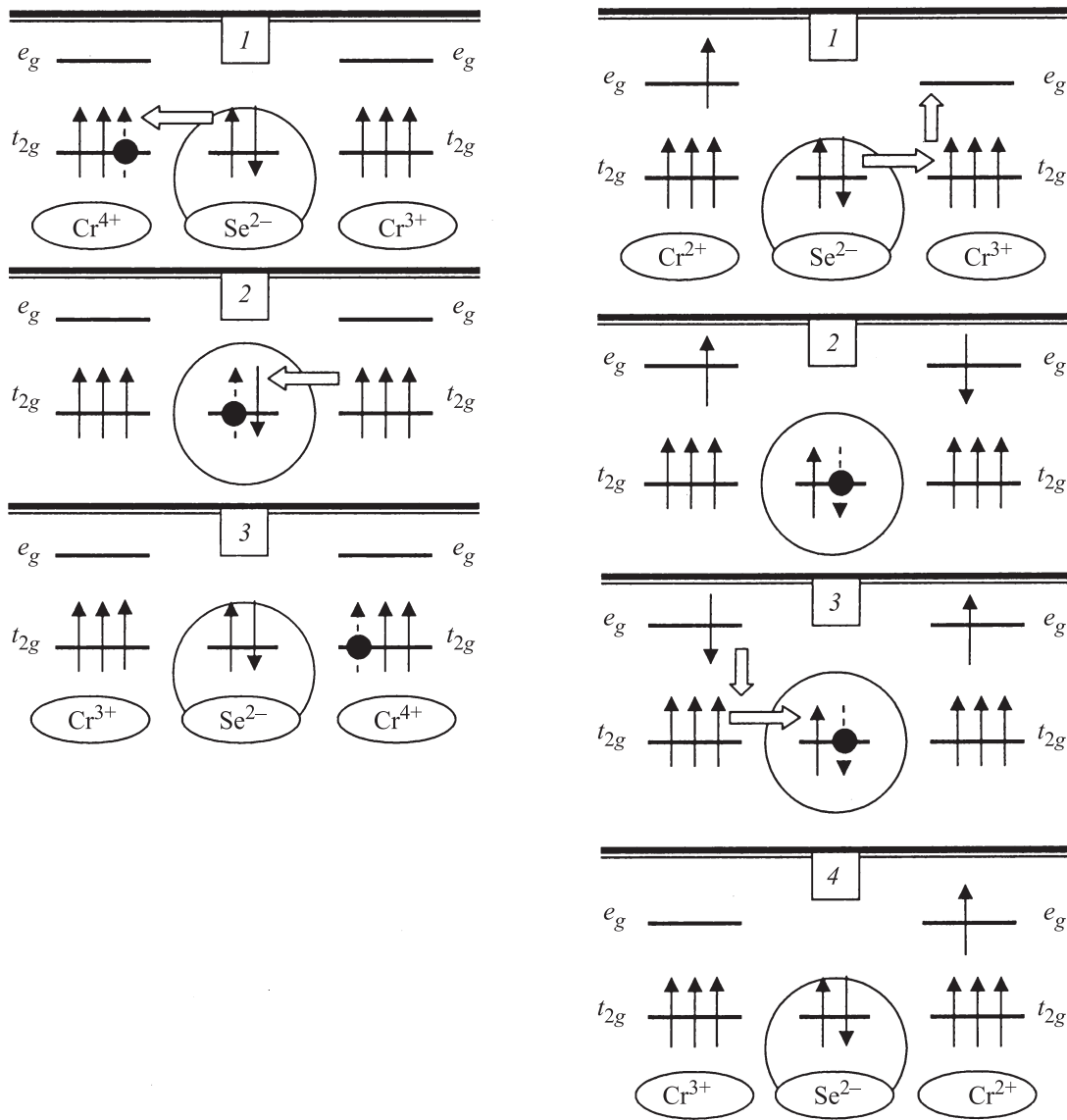


Рис. 4. Схема переходов электрона между разновалентными ионами хрома в легированном селенохромите кадмия (см. текст). Слева — обмен $\text{Cr}^{3+} \leftrightarrow \text{Cr}^{4+}$ в $\text{Cd}_{1-x}\text{Ag}_x\text{Cr}_{2-x}\text{Cr}_x\text{Se}_4$, приводящий к росту T_C , справа — обмен $\text{Cr}^{3+} \leftrightarrow \text{Cr}^{2+}$ в $\text{Cd}_{1-x}\text{In}_x\text{Cr}_{2-x}\text{Cr}_x\text{Se}_4$, приводящий к понижению T_C .

электрон располагается на e_g -уровне (рис. 4). Переход электрона с аниона на e_g -орбиталь одного из ближайших хромов инициируется виртуальным переходом электрона с аниона на t_{2g} -уровень соседнего хрома. При этом переходит электрон, спин которого антипараллелен спину магнитного иона. В силу внутриаомного кулоновского отталкивания этот электрон „выталкивается“ на e_g -орбиталь. В результате в некоторый момент времени реализуется ситуация, при которой в ближайшем окружении аниона одновременно находятся два иона Cr^{2+} с антипараллельной ориентацией электронов на e_g -уровнях. При этом энергия системы не зависит от того, на каком из ионов спин e_g -электрона параллелен, а на каком антипараллелен спином t_{2g} -электронов. В результате взаимного переворота спинов e_g -электронов соседних

атомов Cr^{2+} e_g -электрон исходного иона Cr^{2+} занимает вакансию в электронной оболочке аниона, пройдя через t_{2g} -уровень. Предложенный процесс обмена избыточным электроном позволяет объяснить уменьшение положительной энергии обменных взаимодействий соседних ионов хрома. Действительно, величина параметра сверхобменного взаимодействия обратно пропорциональна цели переноса заряда [11]. В случае обмена $\text{Cr}^{2+} \leftrightarrow \text{Cr}^{3+}$ имеет место увеличение этой щели, обусловленное расщеплением $3d$ -уровня ионов хрома в электрическом кристаллическом поле.

В рассмотренной модели полагается, что избыточный носитель локализуется на ближайших к примеси катионах. Однако в результате расчетов выяснено, что обмен между ионами одного кластера и ионами раз-

ных кластеров примерно одинаков. По-видимому, это обусловлено геометрическими особенностями структуры: если ближайшими соседями оказываются $3d$ -катионы разных кластеров, то таких катионов, как минимум, по два в каждом кластере, и уход электрона из одного кластера компенсируется приходом электрона из другого кластера.

Примерное равенство величин обменных взаимодействий матрица–матрица и матрица–кластер, полученное в рамках кластерной модели, обусловлено тем, что кластерный ион большую часть времени (не менее 80%) проводит в состоянии Cr^{3+} . Обменные взаимодействия матрица–кластер, как и обменные взаимодействия между матричными ионами, представляют собой обмен между трехвалентными ионами хрома. Перескоки электрона с кластерного иона на матричный отсутствуют. Изменение обменных взаимодействий возможно только в том случае, когда имеет место перескок электрона между взаимодействующими ионами.

6. Заключение

В рамках рассмотренного подхода предполагается, что при иновалентном легировании температура Кюри меняется за счет изменения обменных взаимодействий вследствие смены валентного состояния взаимодействующих ионов. Заметим, что в рамках всех рассмотренных моделей при изменении обменных взаимодействий существенное влияние на изменение температуры Кюри оказывает не знак, а величина обмена между иновалентными и матричными спинами. Если обмен между матричными и примесными спинами сильнее внутриматричного обмена, то температура Кюри растет. И наоборот, более слабый обмен приводит к уменьшению температуры Кюри. Знак обменного интеграла определяет взаимную ориентацию намагниченностей подрешеток: при положительном обмене примесь–матрица намагниченности и матричных, и примесных спинов параллельны, а при отрицательном — антипараллельны.

Отметим также, что предложенная модель перескоков избыточных носителей заряда согласуется с известными ранее экспериментальными результатами по ЯМР ядер ^{53}Cr в легированном селенохромите кадмия. Так, предложенный процесс перескоков $\text{Cr}^{3+} \leftrightarrow \text{Cr}^{2+}$ при легировании индием, связанный с забросом электрона на e_g -уровень, должен носить активационный характер. Действительно, при гелиевых температурах переходы не активированы и состояния Cr^{2+} и Cr^{3+} наблюдаются раздельно [8]. При азотных температурах процессы активируются и обособленное состояние Cr^{2+} экспериментально не наблюдается. В случае переходов $\text{Cr}^{3+} \leftrightarrow \text{Cr}^{4+}$ при легировании серебром не ожидается большой энергии активации. Это подтверждается тем, что даже при гелиевых температурах ионы хрома в состоянии Cr^{4+} экспериментально не наблюдаются, а реализуется состояние с „дробной“ валентностью.

Относительно небольшое (порядка 50% от обмена трехвалентных ионов хрома) изменение обменных взаимодействий вследствие перескоков электрона, по-видимому, обусловлено геометрическими особенностями перекрытия электронных оболочек аниона и катионов хрома в селенохромите кадмия. При этом двойной обмен не вносит существенного вклада в сверхобменные взаимодействия разновалентных магнитных ионов в рассмотренной шпинели в отличие от обмена разновалентных ионов в манганитах [11,12].

Список литературы

- [1] Э.Л. Нагаев. Физика магнитных полупроводников. Наука, М. (1979). 431 с.
- [2] Л.И. Королева. Магнитные полупроводники. МГУ, М. (2003). 312 с.
- [3] А.И. Байрамов, А.Г. Гуревич, В.И. Карпович, В.Т. Калинин, Т.Г. Аминов, Л.М. Эмирян. ФТТ **18**, 687 (1976).
- [4] Г.И. Виноградова, Л.В. Анзина, В.Г. Веселаго, М.В. Глушков, Т.Н. Менщикова, Э.Г. Жуков. ФТТ **49**, 865 (2007).
- [5] С.И. Радауцан, В.П. Бужор. В сб.: Магнитные полупроводниковые шпинели типа CdCr_2Se_4 . Штиинца, Кишинев (1978). С. 43.
- [6] G.N. Abelyashev, V.N. Berzhansky, S.N. Polulyakh, N.A. Sergeev. J. Magn. Magn. Mater. **184**, 222 (1998).
- [7] G.N. Abelyashev, V.N. Berzhansky, S.N. Polulyakh, N.A. Sergeev. Physica B **292**, 323 (2000).
- [8] Г.Н. Абеляшев, В.Н. Бержанский, Ю.В. Федотов. ФТТ **28**, 2548 (1986).
- [9] Г.Н. Абеляшев, В.Н. Бержанский, С.Н. Полулях, Н.А. Сергеев, Ю.В. Федотов. ЖЭТФ **100**, 1981 (1991).
- [10] Д. Гуденаф. Магнетизм и химическая связь. Металлургия, М. (1968). 328 с.
- [11] В.М. Локтев, Ю.Г. Погорелов. ФНТ **26**, 231 (2000).
- [12] Ю.А. Изюмов, Ю.Н. Скрыбин. УФН **171**, 121 (2001).