

Квантовые кооперативные явления в металлоксидных соединениях

Лекция 2

Взаимодействие электронов

Электростатическое взаимодействие

Обменное взаимодействие $\varepsilon_{ex} = -\frac{1}{2}I \hat{S}_i \hat{S}_j$

Обменное взаимодействие зависит от взаимной ориентации спинов электронов. I – параметр обменного взаимодействия. Если $I > 0$, то обменное взаимодействие стремится ориентировать спины электронов параллельно друг другу.

Обменное взаимодействие создает эффективное молекулярное поле, которое действует на электроны так же, как внешнее магнитное поле. В металле поле изменяет энергии подзон со спинами (+) и (-), и в случае $I > 0$ электроны из подзоны (-) переходят в подзону (+).

Взаимодействие между магнитными моментами

В системе магнитных моментов в результате совместного действия ряда конкурирующих факторов формируется магнитное состояние.

Некооперативный магнетизм – магнитные моменты ведут себя независимо, упорядочение создается магнитным полем.

Кооперативный магнетизм – упорядочение является следствием магнитного взаимодействия. Магнитное поле служит средством обнаружения упорядочения на макроскопическом уровне.

Квантовомеханическое взаимодействие описывается несколькими способами, однако все они основаны на принципе Паули, проявляющимся в существовании **обменной дырки**.

Иерархия обменных взаимодействий

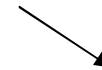
Основа всех обменных сил – принцип запрета Паули



Обменное взаимодействие – описание воздействия принципа Паули на кулоновское отталкивание электронов



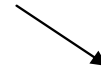
Прямой обмен – связь между квантовыми системами, расположенными так близко, что есть перекрытие волновых функций



Непрямой обмен – взаимодействие квантовых систем, удаленных настолько, что требуется участие посредников



Взаимодействие РККИ через электроны проводимости



Косвенное обменное взаимодействие через лиганды

Энергия магнитного взаимодействия

Эффективное электростатическое взаимодействие между **частицами** зависит от относительной ориентации их спинов. Такое взаимодействие удобно представить, как изотропное взаимодействие двух спинов, зависящее только от расстояния между ионами. Тогда если ионы i и j со спинами S_i и S_j расположены на расстоянии r_{ij} , энергию обменного взаимодействия можно записать в виде:

$$H_E = - \sum_{i,j} J(r_{ij}) S_i S_j,$$

где $J(r_{ij}) \equiv J_{ij}$ – параметр обменного взаимодействия

Параметр обменного взаимодействия

В случае прямого обмена:

Два электрона на одном атоме – J всегда положительно

Обмен между атомами – в зависимости от соотношения кулоновской и кинетической энергий J может быть любого знака.

В случае косвенного обмена:

J может быть положительным или отрицательным.

В случае РККИ- взаимодействия:

J имеет осциллирующий характер

РККИ взаимодействие

М. Рудерман, Ч. Киттель, Т. Касуйя, К. Иосида.

При движении по кристаллу электроны проводимости переносят взаимодействие между локализованными магнитными моментами. Локализованный момент поляризует облако окружающих его электронов. Эта поляризация является осциллирующей в пространстве:

Электроны проводимости стремятся своими спинами заэкранировать магнитный момент иона, однако волновые функции электронов обладают ограниченным числом длин волн (набор квантовых чисел).

Максимальное значение волнового числа - $2k_F$

Неосциллирующая функция представляется через неполный набор Фурье-компонент, поэтому сохраняется остаточное осциллирующее поведение.

РККИ взаимодействие

В случае квадратичного закона дисперсии электронов зависимость эффективного обменного интеграла от расстояния записывается в виде:

$$E(\mathbf{k}) = \frac{\hbar^2 \mathbf{k}^2}{2m^*}$$

$$I_{n,m}^{\text{РККИ}} = \frac{I^2 k_F^6}{\varepsilon_F} \frac{\hbar^2 V^2}{N^2 (2\pi)^3} F(2k_F R_{nm})$$

$$F(x) = \frac{\sin x - x \cos x}{x^4}$$

Функция Рудермана-Киттеля определяет зависимость обменного интеграла от расстояния R_{nm} между магнитными ионами.

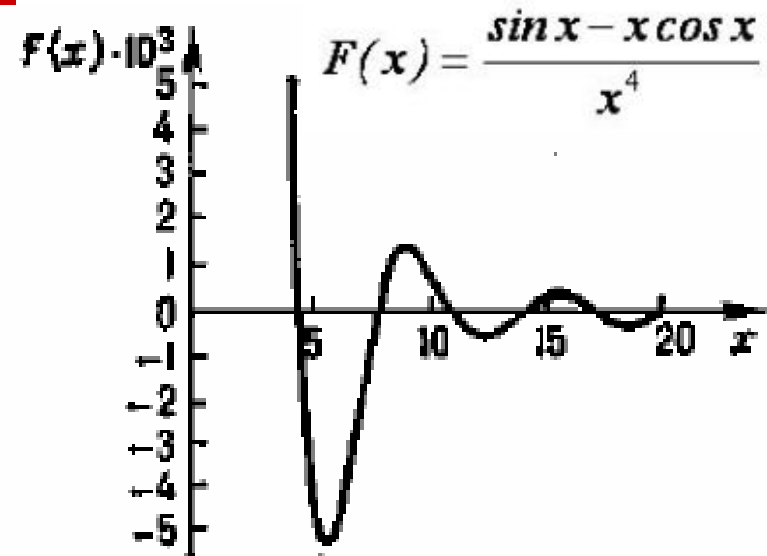
Функция Рудермана-Киттеля

В зависимости от расстояния между магнитными ионами обмен РККИ может быть

ферромагнитным ($I^{\text{РККИ}} > 0$) и антиферромагнитным ($I^{\text{РККИ}} < 0$).

На больших расстояниях осцилляции затухают:

$$I^{\text{РККИ}} \sim R^{-3}$$



Взаимодействие РККИ имеет большой радиус действия, является осциллирующим, и сильно зависит концентрации свободных носителей. Знакопеременный обмен позволяет объяснить существование различных магнитных структур, в частности, геликоидального упорядочения.

Косвенное взаимодействие. Суперобмен

Металлооксидные соединения состоят из ионов металла **M**, разделенных ионами кислорода **O**. В этом случае нет прямого перекрытия орбиталей **M – M**, но есть прямое перекрытие орбиталей металла и кислорода: **M – O – M**. Орбитали металла и кислорода гибридизованы, то есть появляются общие электроны у нескольких ионов. Такое взаимодействие называется суперобменом через кислород.

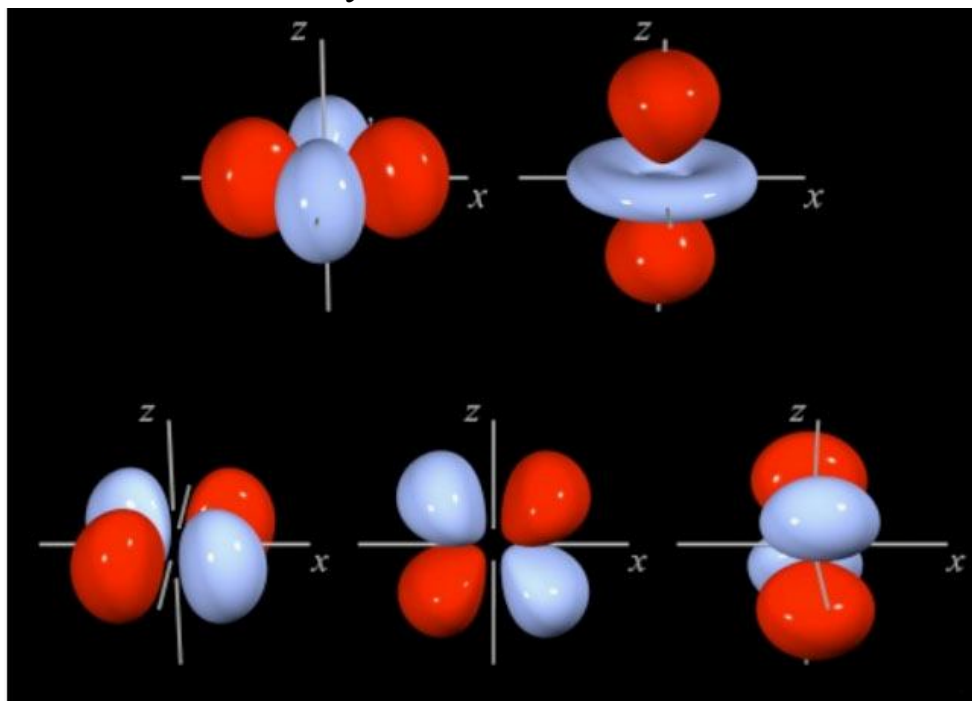
Знак параметра обменного взаимодействия J зависит от типа d-орбиталей, от количества электронов на них, от расстояния **M – O** и от угла связи **M – O – M**.

Косвенное взаимодействие. Суперобмен

Орбитали 3d металла

$d_{x^2-y^2}$

d_{z^2}

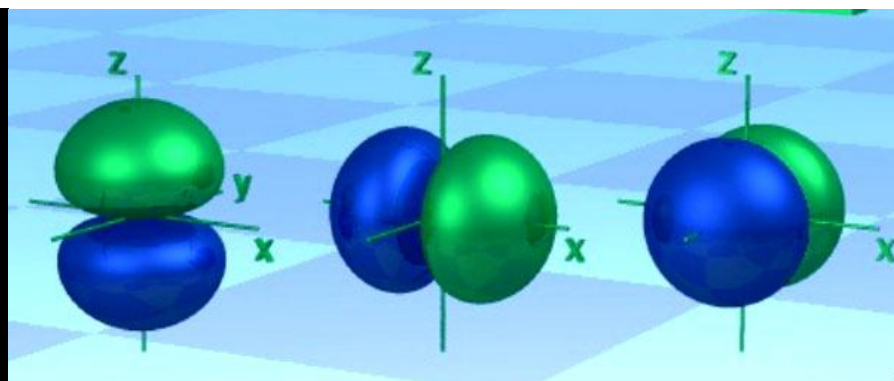


d_{xy}

d_{xz}

d_{yz}

Орбитали иона кислорода O^{2-}



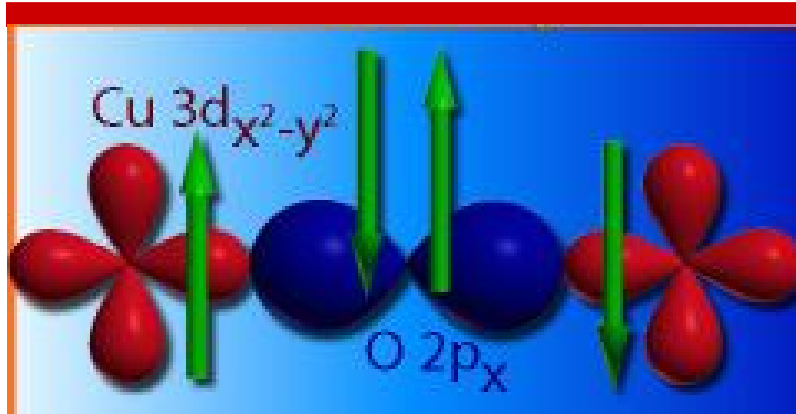
p_z

p_x

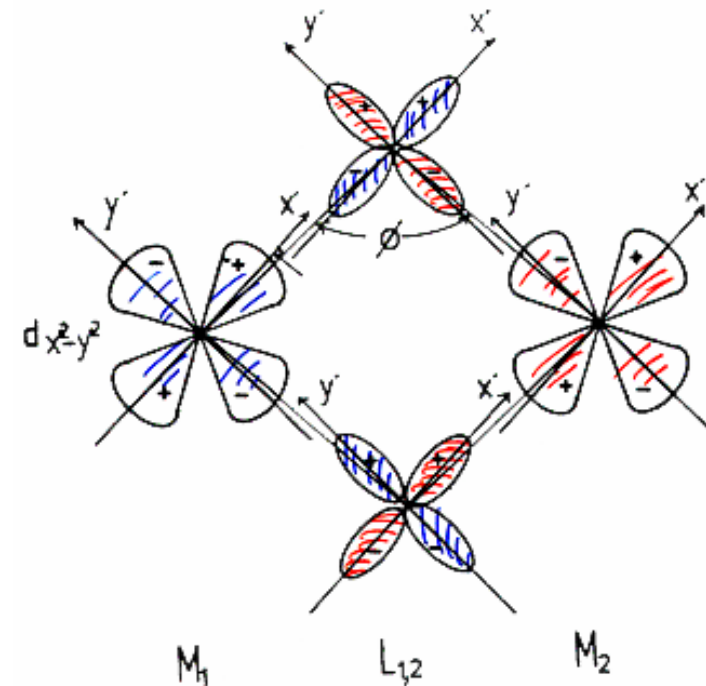
p_y

Электронная конфигурация
иона O^{2-} : $1s^2 2s^2 2p^6$

Косвенное взаимодействие. Суперобмен

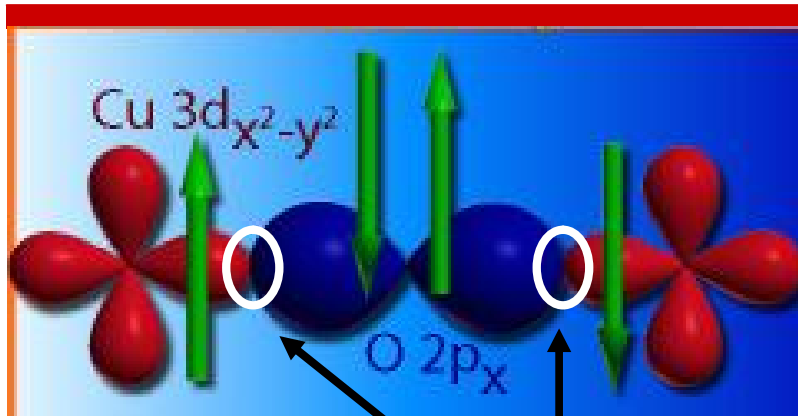


180° суперобмен, приводящий к антиферромагнитному упорядочению соседних магнитных ионов

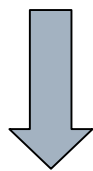


90° суперобмен, приводящий к ферромагнитному упорядочению

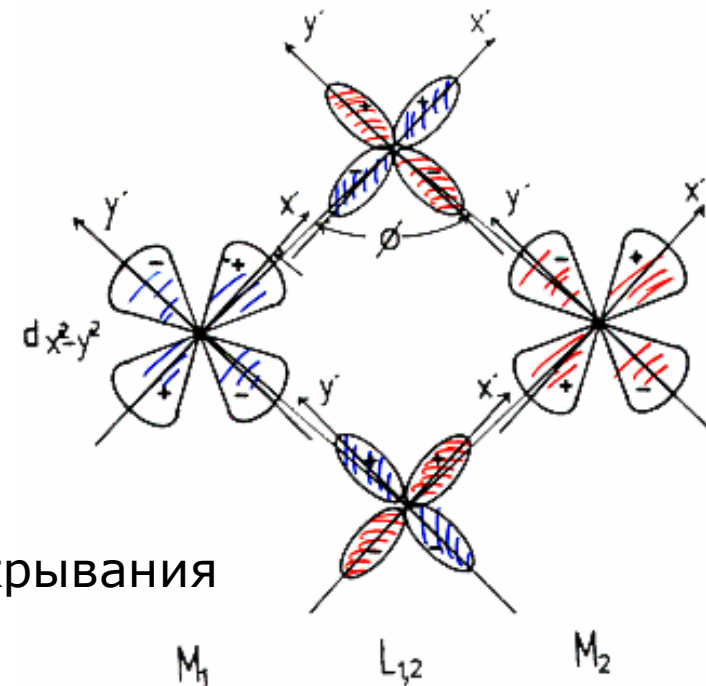
Косвенное взаимодействие. Суперобмен



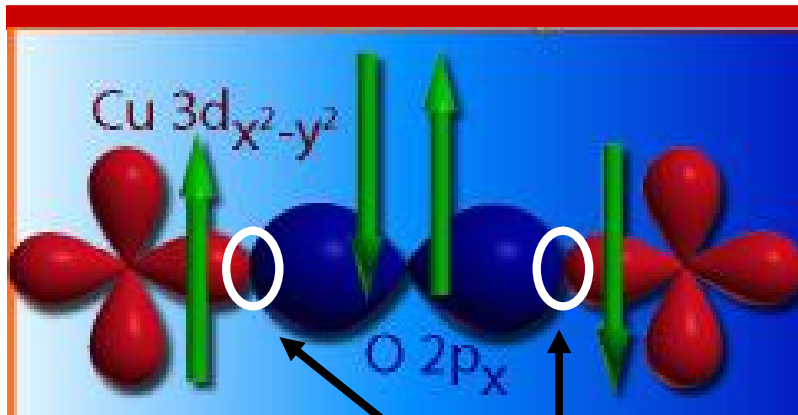
180° суперобмен



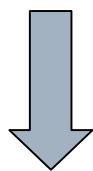
Задействована одна орбиталь кислорода



Косвенное взаимодействие. Суперобмен

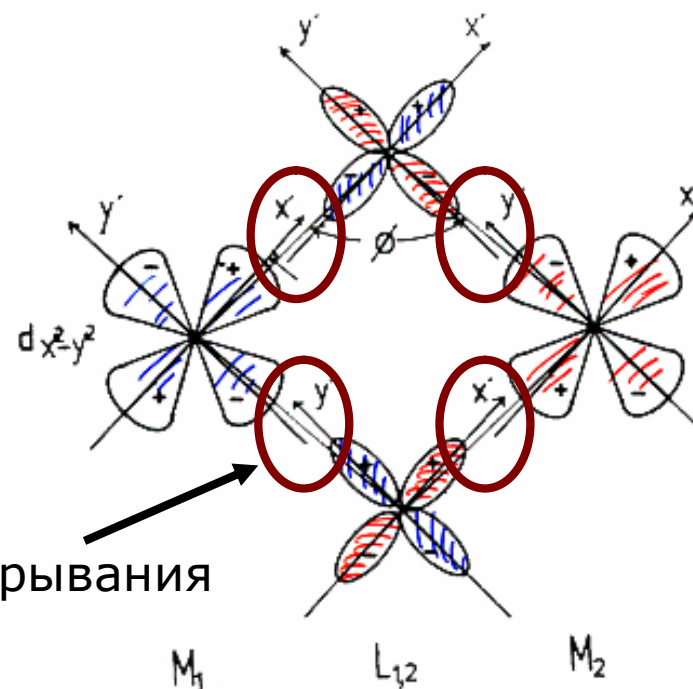


180° суперобмен



Задействована одна орбиталь кислорода

Области прямого перекрывания орбиталей М – О

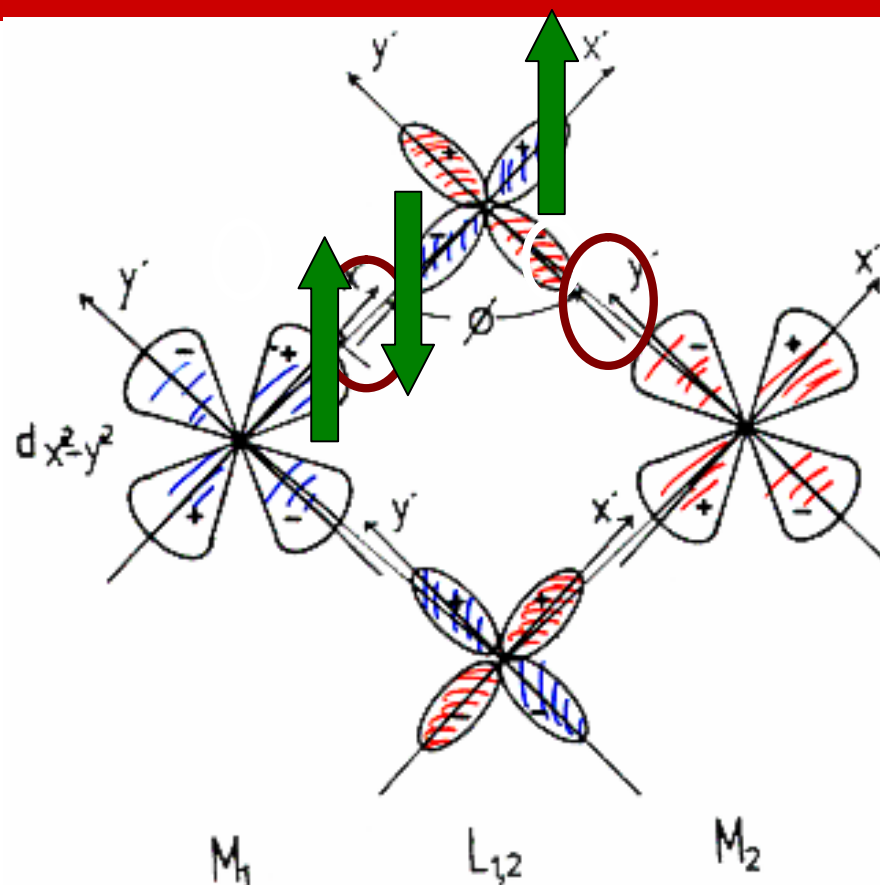


90° суперобмен



Задействованы две разные орбитали кислорода

Косвенное взаимодействие. Суперобмен

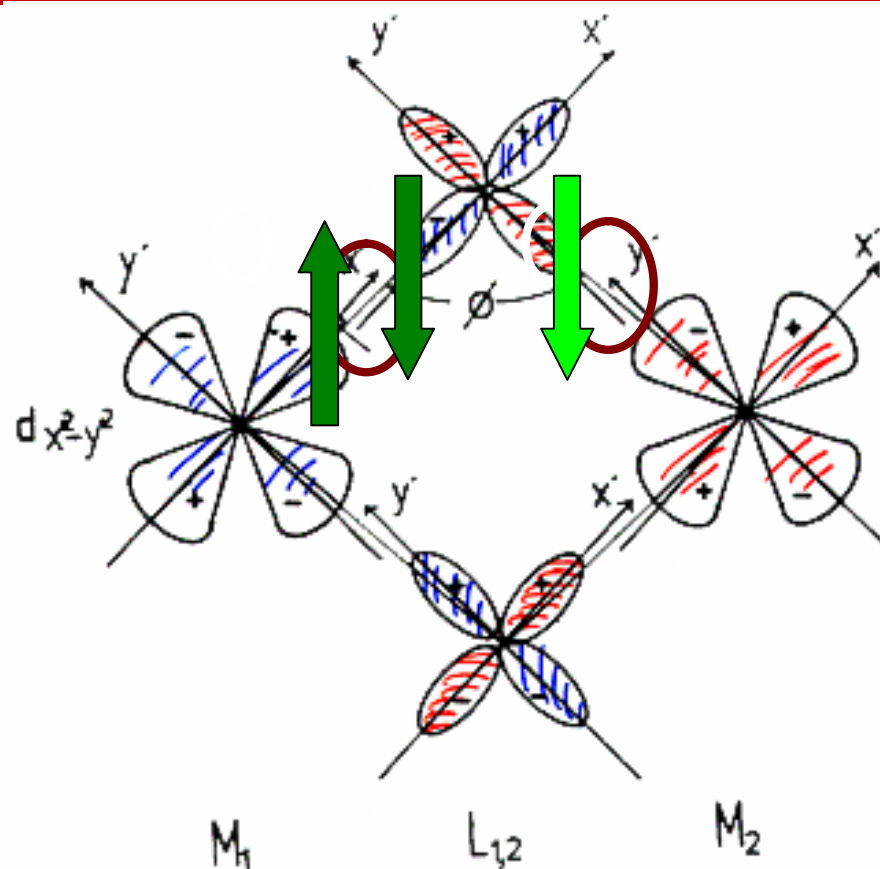


90° суперобмен



Задействованы две разные орбитали кислорода

Косвенное взаимодействие. Суперобмен



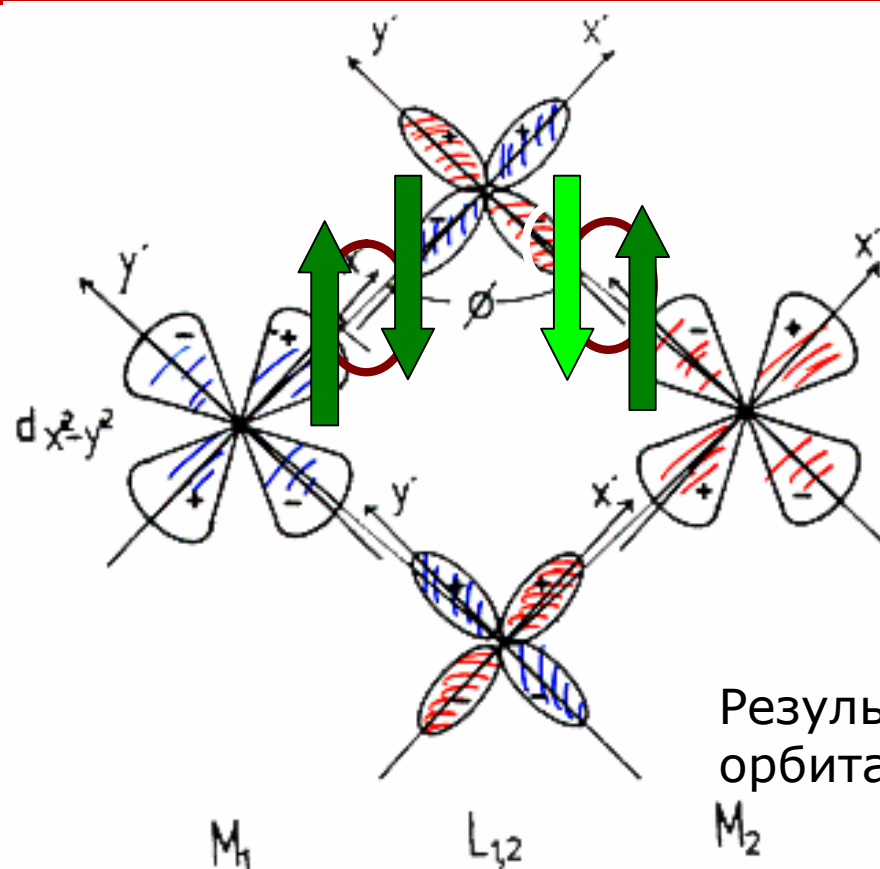
90° суперобмен



Задействованы две разные орбитали кислорода

Виртуальный прыжок электрона с орбитали p_x на p_y сопровождается переворотом спина

Косвенное взаимодействие. Суперобмен



90° суперобмен



Задействованы две разные орбитали кислорода

Виртуальный прыжок электрона с орбитали p_x на p_y сопровождается переворотом спина

Результатом обмена через две орбитали является ФМ взаимодействие

Правила Гуденафа-Канамори-Андерсена

- 1) Если на соседних центрах перекрываются наполовину заполненные орбитали, то обмен оказывается антиферромагнитным и достаточно сильным.
- 2) Если перекрываются занятая и пустая орбитали, обмен является ферромагнитным и более слабым.



В полной формулировке правила более детализированы, важен угол в тройке металл-лиганд-металл: при достижении критического угла $\sim 110^\circ$ меняется знак взаимодействия.

Косвенное взаимодействие. Двойной обмен Зинера



LaMnO_3 и CaMnO_3 – антиферромагнитное обменное взаимодействие между ионами Mn: угол связи M – O – M 180°

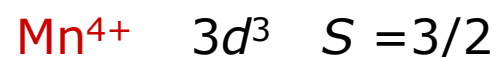
Система $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$ – переменная валентность марганца

Косвенное взаимодействие. Двойной обмен Зинера

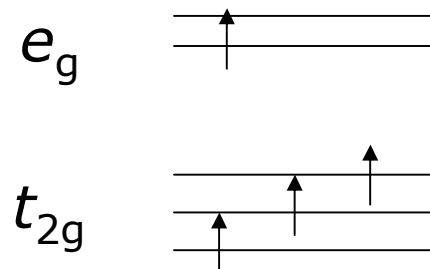
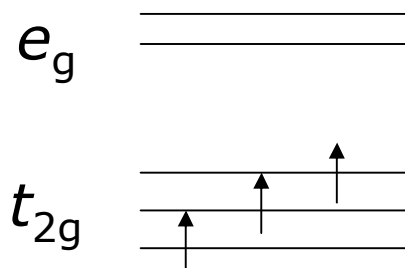


LaMnO_3 и CaMnO_3 – антиферромагнитное обменное взаимодействие между ионами Mn: угол связи M – O – M 180°

Система $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$ – переменная валентность марганца:



В октаэдрическом поле:



Косвенное взаимодействие. Двойной обмен Зинера

Mn^{4+} и Mn^{3+} находятся в кристаллографически эквивалентных позициях, поэтому возможен переход электрона с уровня e_g Mn^{4+} , $\text{Mn}^{3+} \rightarrow \text{Mn}^{3+}$, Mn^{4+} . Интеграл перехода зависит от угла θ_{ij} между S_i , S_j и записывается в виде: $t_{ij}^* = t^* \cos(\theta_{ij}/2)$,

$$\cos(\theta_{ij}/2) = \frac{(S_i + S_j \sigma + 1/2)}{2S + 1} \equiv \frac{S_0 + 1/2}{2S + 1},$$

$$H_{DE} = - \sum_{ij} (t_{ij}^* d_i^+ d_j + \text{h.c.})$$

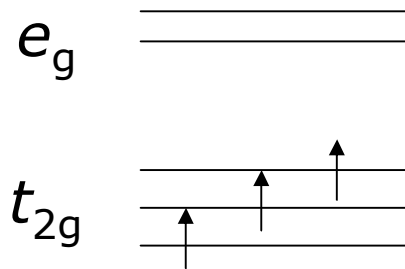
$$t_{ij}^* = t^*(R_{ij}) \left\{ \cos\left(\frac{\theta_i}{2}\right) \cos\left(\frac{\theta_j}{2}\right) + \sin\left(\frac{\theta_i}{2}\right) \sin\left(\frac{\theta_j}{2}\right) \exp[i(\varphi_i - \varphi_j)] \right\}$$

$$d_i = \cos\left(\frac{\theta_i}{2}\right) c_{i\uparrow} + i \sin\left(\frac{\theta_i}{2}\right) \exp(i\varphi_i) c_{i\downarrow}$$

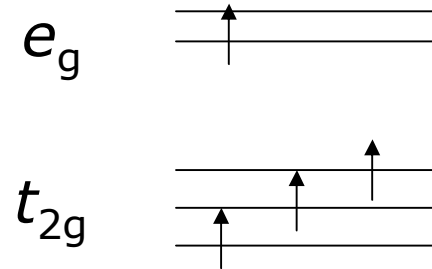
$J_H > |t_{ij}^*|$ Правило Хунда не должно нарушаться – перескок идет без переворота спина

Косвенное взаимодействие. Двойной обмен Зинера

Mn^{4+} $3d^3$ $S = 3/2$

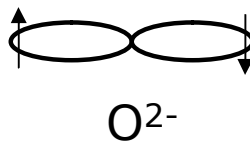
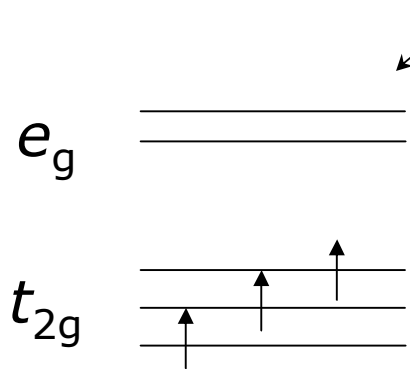


Mn^{3+} $3d^4$ $S = 2$

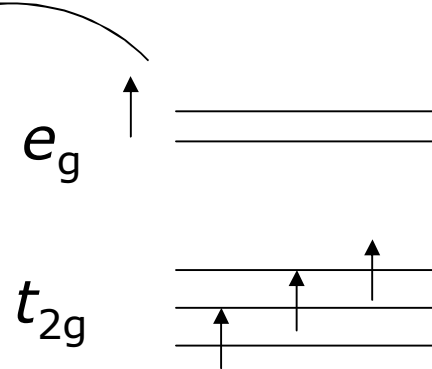


Косвенное взаимодействие. Двойной обмен Зинера

Mn^{4+} $3d^3$ $S = 3/2$

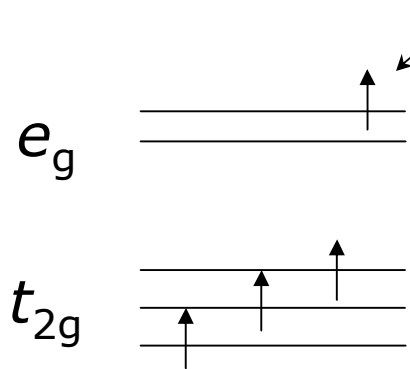


Mn^{3+} $3d^4$ $S = 2$

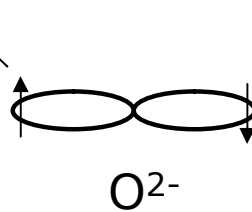
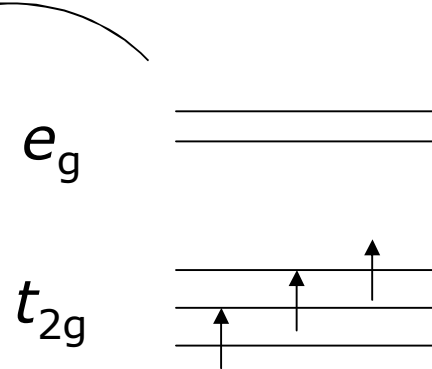


Косвенное взаимодействие. Двойной обмен Зинера

Mn^{3+} $3d^4$ $S = 2$

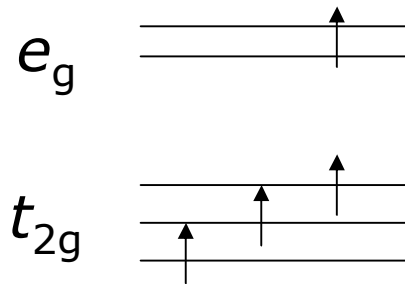


Mn^{4+} $3d^3$ $S = 3/2$

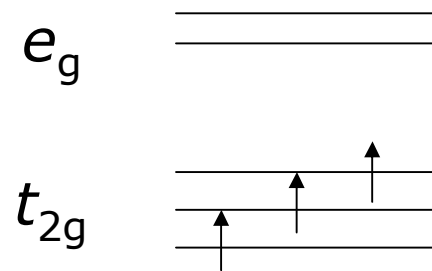


Косвенное взаимодействие. Двойной обмен Зинера

Mn^{3+} $3d^4$ $S = 2$



Mn^{4+} $3d^3$ $S = 3/2$



Суперобмен и двойной обмен

Суперобмен и двойной обмен происходят в системе локализованный магнитный ион – кислород.

Суперобмен – одинаковые ионы,
виртуальные электронные переходы,
частично антиферромагнитный.

Двойной обмен – разновалентные ионы,
настоящий прыжок электрона,
только ферромагнитный.

Магнитное упорядочение

С понижением температуры в системе магнитных моментов, связанных обменным взаимодействием, произойдет упорядочение магнитных моментов.

Температура – разупорядочивающий фактор

Обменное взаимодействие – упорядочивающий фактор для магнитной подсистемы.

Внешнее магнитное поле – упорядочивающий фактор для магнитной подсистемы. С другой стороны, внешнее поле разрушает упорядочение, созданное обменным взаимодействием.

«Срабатывание» упорядочивающего фактора:

$$J \sim kT, \text{ или } \mu H \sim kT$$

Законы Кюри и Кюри-Вейсса

Для магнитных систем без взаимодействия справедлив закон Кюри. С понижением температуры магнитная восприимчивость системы возрастает:

$$\chi = C/T$$

Если магнитные моменты системы связаны обменным взаимодействием, то для магнитной восприимчивости в области высоких температур ($T \gg \Theta$) справедлив закон Кюри-Вейсса:

$$\chi = C/(T-\Theta)$$

Парамагнитная температура Кюри - Θ ,

Постоянная Кюри-Вейсса – C .

Формирование магнитного порядка

В системе магнитных моментов на магнитный момент иона действует эффективное обменное взаимодействие (электростатическое поле) – зависящее от взаимной ориентации магнитных моментов.

Кроме того, в кристалле на магнитный момент действует эффективное кристаллическое поле, создаваемое окружающими ионами (оно также электростатическое).

$$E = -\sum_{ij} J_{ij} S_i S_j - \sum_i D_i (S_z)_i^2$$

J_{ij} – обменный интеграл, D – константа магнитной анизотропии. Локальное кристаллическое поле создает локальную ось легкого намагничивания, вдоль которой располагается магнитный момент.

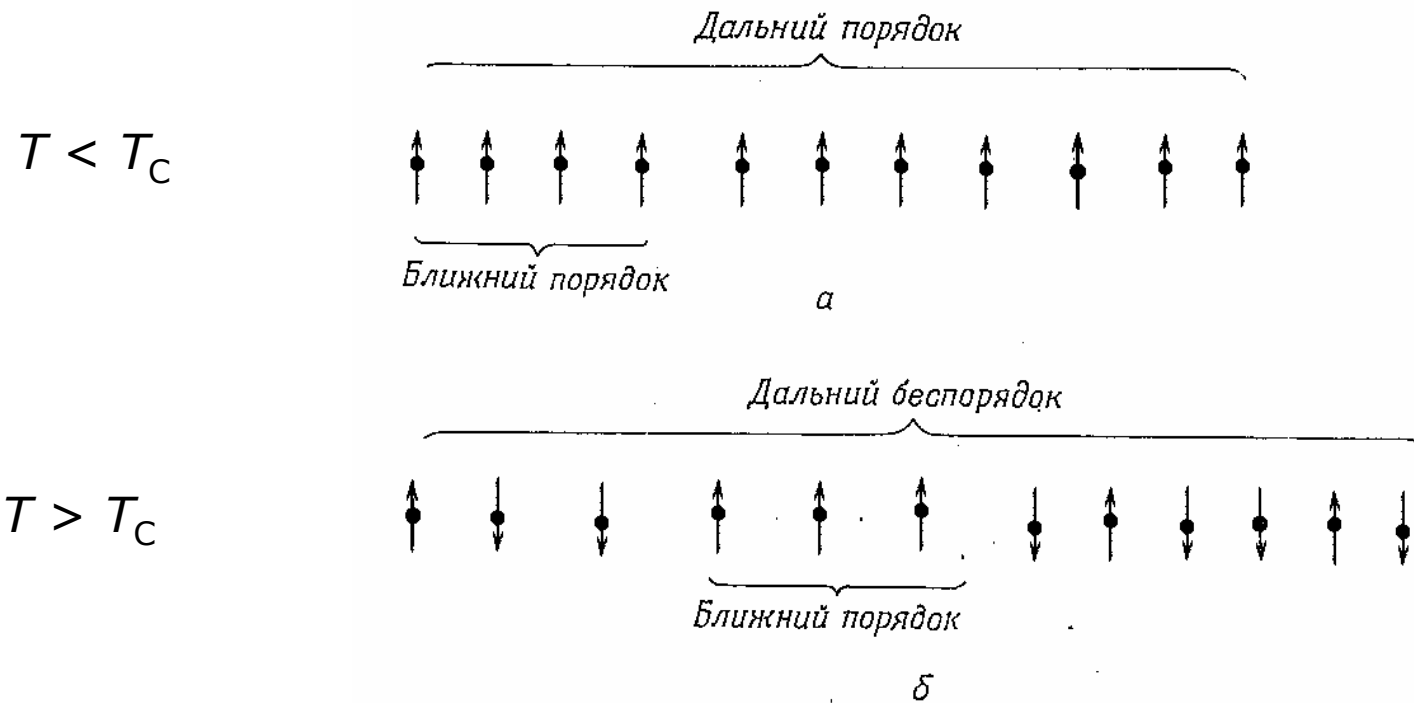
Формирование магнитного порядка

Обменное взаимодействие приводит к появлению некоторого эффективного обменного поля, которое ниже критической температуры T_C преодолевает разупорядочивающее действие теплового движения. В результате при $T < T_C$ возникает кооперативный эффект – магнитное упорядочение.

При отсутствии внешнего магнитного поля магнитные моменты располагаются «правильным» образом.

Классические системы с коллинеарным расположением магнитных моментов в низкотемпературной фазе – ферромагнетики ($J_{ij} > 0$, магнитные моменты параллельны) и антиферромагнетики ($J_{ij} < 0$, магнитные моменты антипараллельны) .

Формирование магнитного порядка



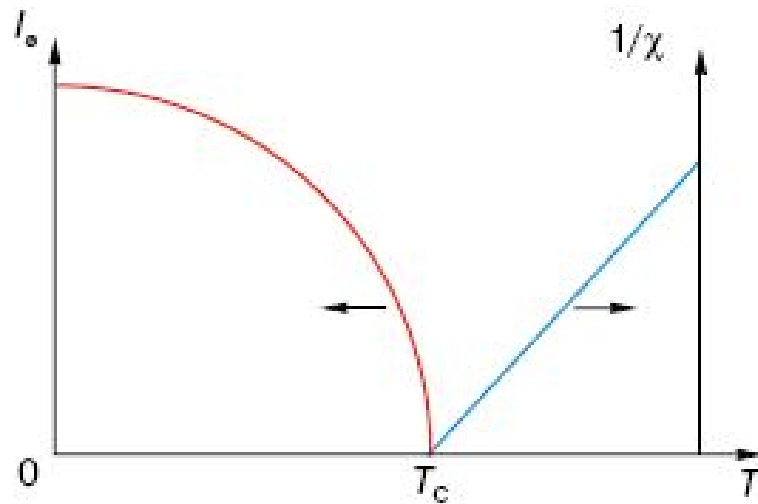
- (а) Наличие дальнего порядка гарантирует наличие ближнего порядка;
(б) из наличия ближнего порядка не следует наличие дальнего порядка.

Ферромагнитное упорядочение

Ниже критической температуры T_C – температура Кюри – обменное взаимодействие преодолевает дезориентирующее действие теплового движения и ориентирует магнитные моменты параллельно. Возникает спонтанная намагниченность I_S , которая возрастает при $T \rightarrow 0$.

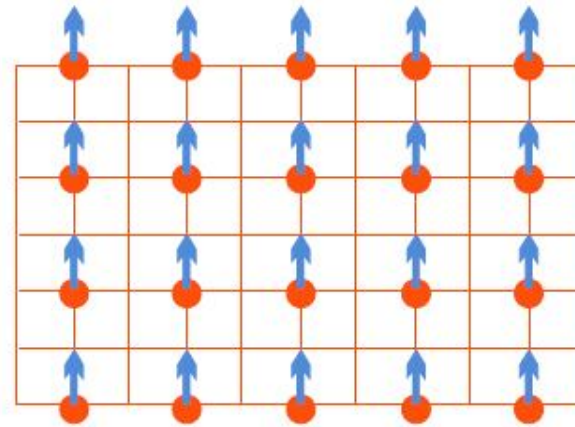
Наличие спонтанной намагниченности увеличивает магнитостатическую энергию. Минимизация этой энергии достигается за счет того, что образец разбивается на домены, внутри которых есть спонтанная намагниченность вдоль одной из кристаллографических осей.

Ферромагнитное упорядочение



Парамагнитная область:

$$C = \frac{\mu_{\text{эф}}^2}{3k_B}$$

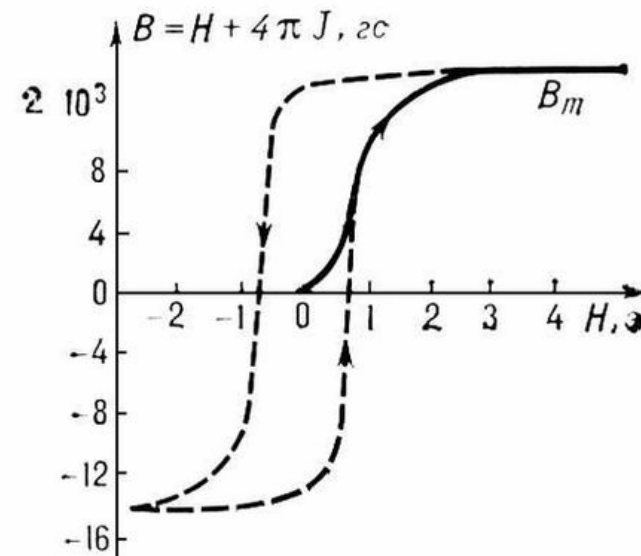
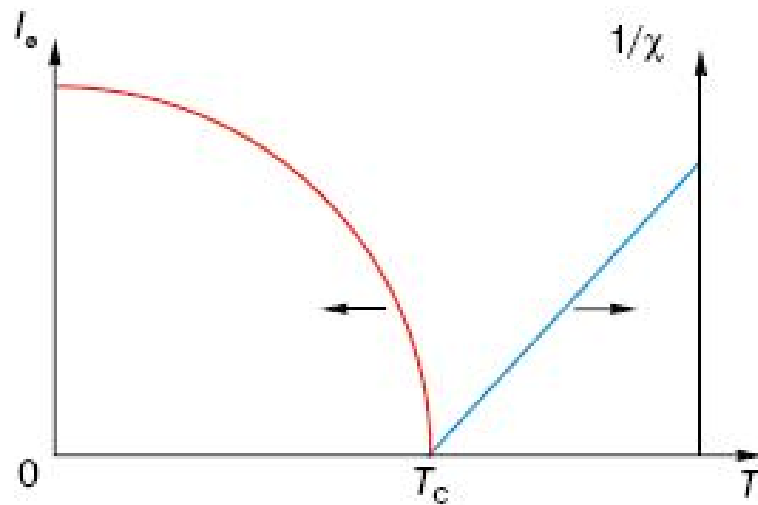


Ферромагнетики на основе
редкоземельных элементов:

$$\mu_{\text{эф}} = \mu_B g_J \sqrt{J(J+1)}$$

В изотропных веществах с малой анизотропией $T_c \sim \Theta$.

Ферромагнитное упорядочение



При $T < T_c$ зависимость $M(H)$ неоднозначна: при увеличении магнитного поля наблюдается выход на максимальную намагниченность, а при уменьшении поля наблюдается петля гистерезиса. Понятие магнитной восприимчивости теряет смысл ниже T_c .

Доменная структура ферромагнетика

Энергия ферромагнетика, связанная с обменом – W_e , и энергия связанная с анизотропией – W_a – зависят от величины намагниченности ($\sim M^2$). В магнитоупорядоченном состоянии ферромагнетик представляет собой постоянный магнит, вокруг него существует магнитное поле, с которым связана энергия магнитодипольного взаимодействия W_m (энергия размагничивающих полей).

Реальная структура ферромагнетика определяется конкуренцией указанных взаимодействий. Эта конкуренция приводит существованию доменов в реальных веществах. Доменная структура может быть очень сложной, она зависит от анизотропии кристалла, его размеров, формы. Доменная структура чувствительна к внешнему магнитному полю.

Доменная структура ферромагнетика

Вейсс, 1907 г. - предсказана доменная структура: каждый домен намагничен до насыщения, в соседних доменах намагниченности антипараллельны, поэтому суммарная намагниченность образца меньше максимальной и может быть равна нулю.

Биттер, Хамос, Тиссен, 1932 г. - наблюдение доменной структуры в микроскоп (порошковые фигуры).

Блох, 1932 г. – расчет доменной стенки.

Ландау, Лифшиц, 1935 г. – количественная теория доменов. Домены однородно намагничены внутри, доменная стенка имеет макроскопические размеры, много больше межатомного расстояния.

Доменная структура ферромагнетика

Причины возникновения доменов:

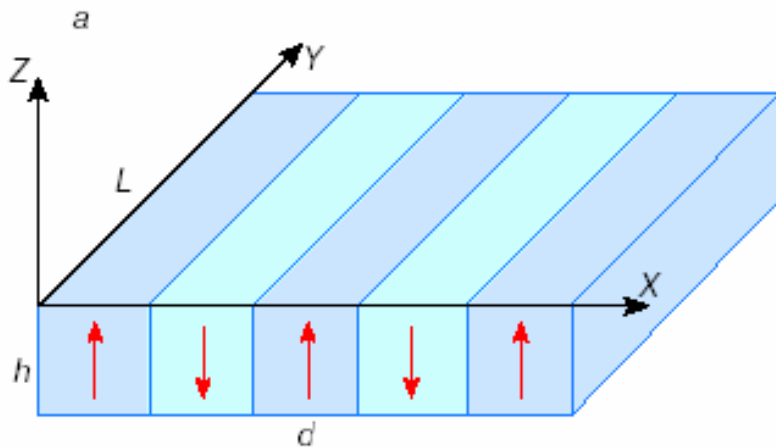
Однородно намагниченный образец – $\min (W_e + W_a)$, $\max W_m$ ($\sim V_{\text{обр}}$) – невыгодно при больших размерах образца;

Неоднородно намагниченный образец – $W_m = 0$, возрастают W_e ($\sim V_{\text{обр}}^{1/3}$), W_a ($\sim V_{\text{обр}}$) – в общем случае невыгодно. Состояние может быть реализовано в случае, когда можно пренебречь анизотропией.

Условия минимализации W_e , W_a и W_m противоречивы. На практике реализуется некоторое промежуточное состояние между двумя крайними случаями. В кристалле формируется доменная структура, форма и размер доменов определяются конкуренцией рассмотренных взаимодействий внутри доменов и на доменных стенках.

Домены в плоской пластинке

В случае плоской пластинки, поверхность которой перпендикулярна оси анизотропии (Z), в отсутствии внешнего магнитного поля наиболее выгодной будет ситуация, когда число доменов с $M_z = +M_0$ равно числу доменов с $M_z = -M_0$ и они чередуются.



Размагничивающее поле домена:

$$W_m = M_0^2 d S_0,$$

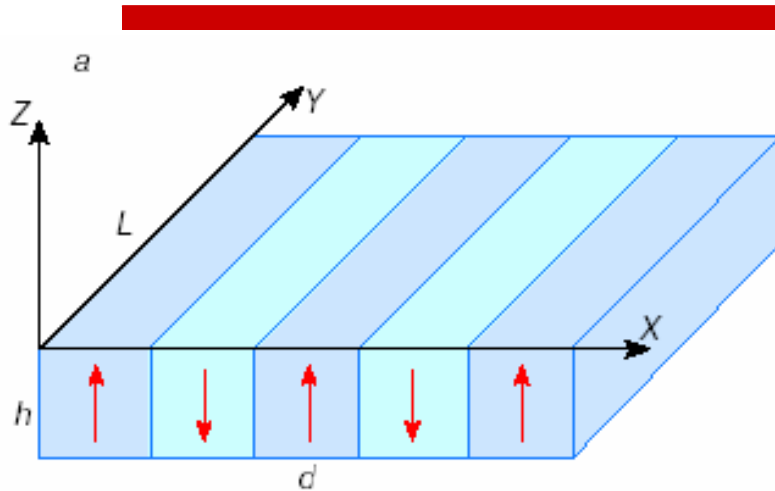
где $S_0 = L^2$ – площадь пластины.

Энергия доменной границы:

$$W_d = \sigma S_1 N,$$

где σ – энергия доменной границы на единицу поверхности, $S_1 = Lh$ – площадь доменной границы, $N = L/d$ – число доменов.

Домены в плоской пластинке



Полная энергия пластины:

$$W(d) = W_m + W_d = dM_0^2 S_0 + \sigma S_1 L/d.$$

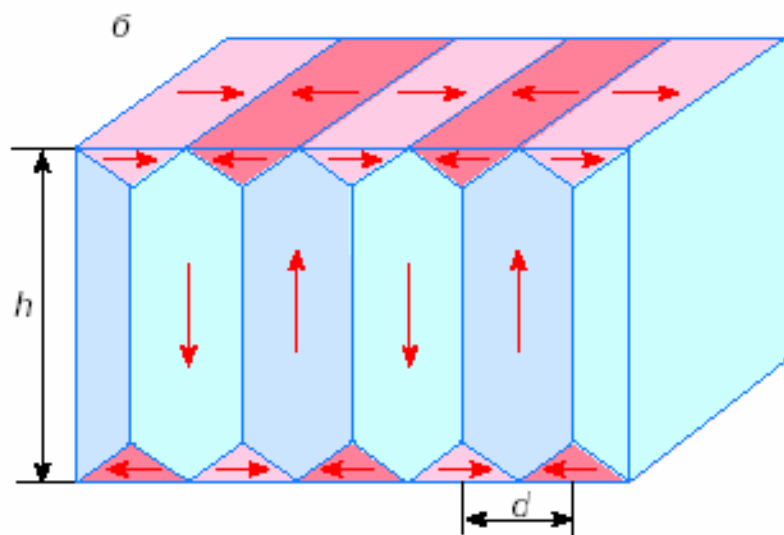
Эта энергия минимальна при $d = l_0 h$, где $l_0 = \sigma/M_0$ – характеристическая длина. В однородно намагниченной пластине: $W_0 = M_0^2 V$.

$$W/W_0 < 1 \text{ при } l_0 < h$$

Для пластины небольшой толщины состояние с плоскопараллельной доменной структурой энергетически более выгодно, чем состояние с однородным намагничиванием при $h > l_0$. Равновесный размер домена растет с увеличением толщины пластины как $\sqrt{h}$.

При малой толщине пластины выгоднее становится состояние с однородной намагниченностью – критерий однодоменности.

Доменная структура с замыканием



В случае одноосного ферромагнетика более выгодной является доменная структура с замкнутым магнитным потоком. Магнитные полюсы на поверхности исчезают, $W_m = 0$.

W_a увеличивается, так как в замыкающих доменах намагниченность перпендикулярна направлению, в котором W_a минимальна. Такая структура формируется, если «фактор качества» образца $Q = W_a / 2\pi M^2 < 1$. Структура с замыканием наблюдается в кубических ферромагнетиках.

☐ Перерыв

Антиферромагнитное упорядочение

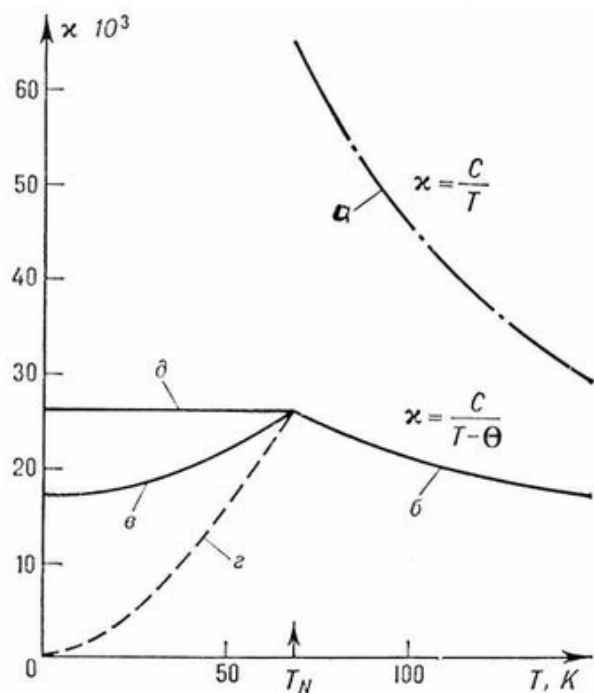
Луи Неель, Нобелевская премия 1970 г. за фундаментальную работу и открытия, касающиеся антиферромагнетизма и ферромагнетизма, которые повлекли за собой важные приложения в области физики твердого тела.



В некоторых веществах в результате взаимодействия соседних атомов их магнитные моменты ориентируются в противоположных направлениях. Кристаллическую решетку таких веществ можно рассматривать, как две проникающие подрешетки, каждая из которых состоит из атомов с одинаково ориентированными магнитными моментами. Ниже критической температуры (температура Нееля T_N) подрешетки компенсируют друг друга, давая нулевую суммарную намагниченность.

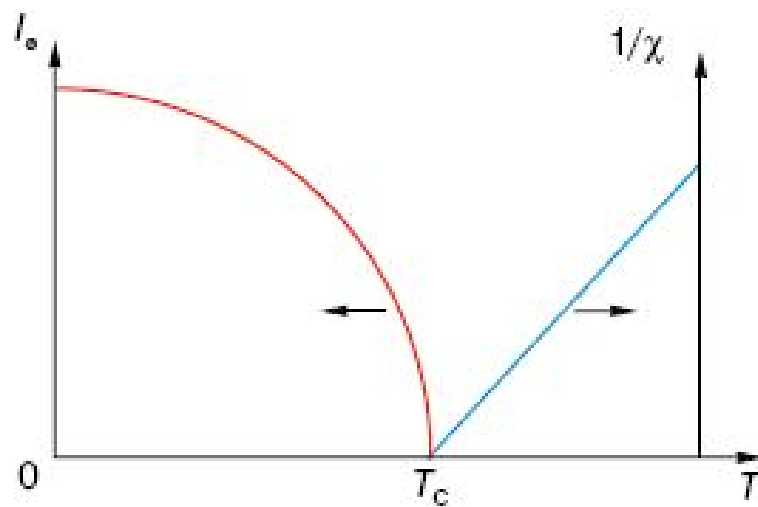
Антиферромагнитное упорядочение

В антиферромагнетике обменные интегралы отрицательны, то есть каждый ион окружен ионами, с магнитными моментами, ориентированными противоположно его собственному моменту.



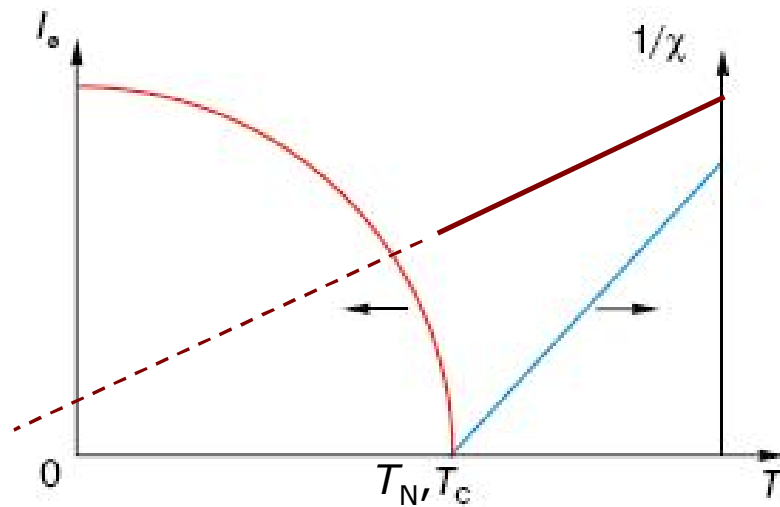
Магнитная восприимчивость в области высоких температур подчиняется закону Кюри-Вейсса с отрицательным значением Θ . При T_N – максимум восприимчивости. В области низких температур поведение χ анизотропно: вдоль легкой оси χ падает до нуля, вдоль двух других направлений – остается постоянной. В сумме – падение χ на 1/3 величины при T_N .

Антиферромагнитное упорядочение



ФМ: $T_c \sim \Theta, \Theta > 0$

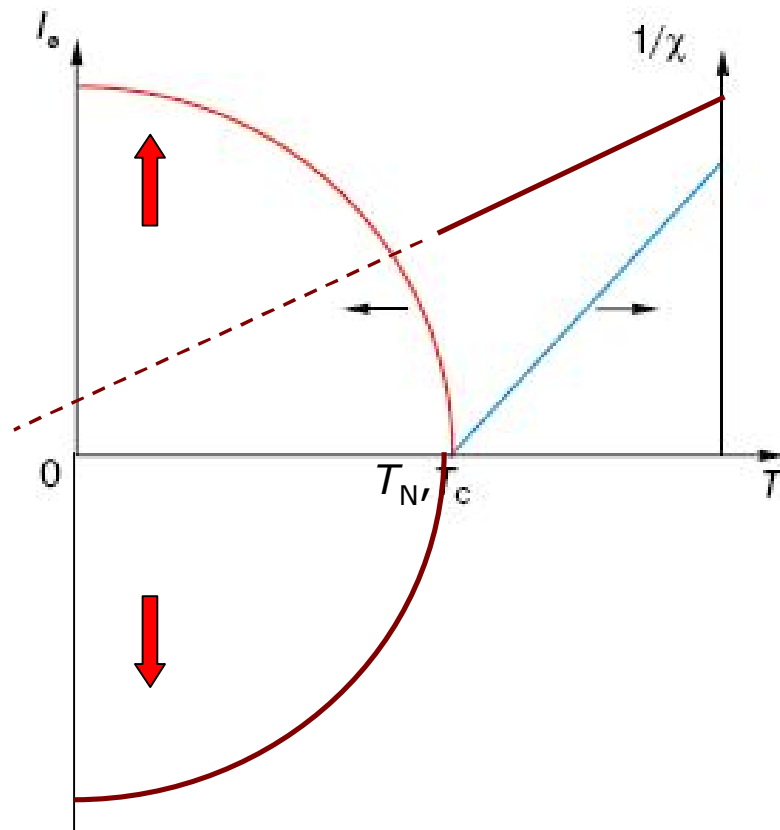
Антиферромагнитное упорядочение



ФМ: $T_C \sim \Theta, \Theta > 0$

АФМ: $T_N \sim \Theta/3, \Theta < 0$

Антиферромагнитное упорядочение



ФМ: $T_C \sim \Theta$, $\Theta > 0$,

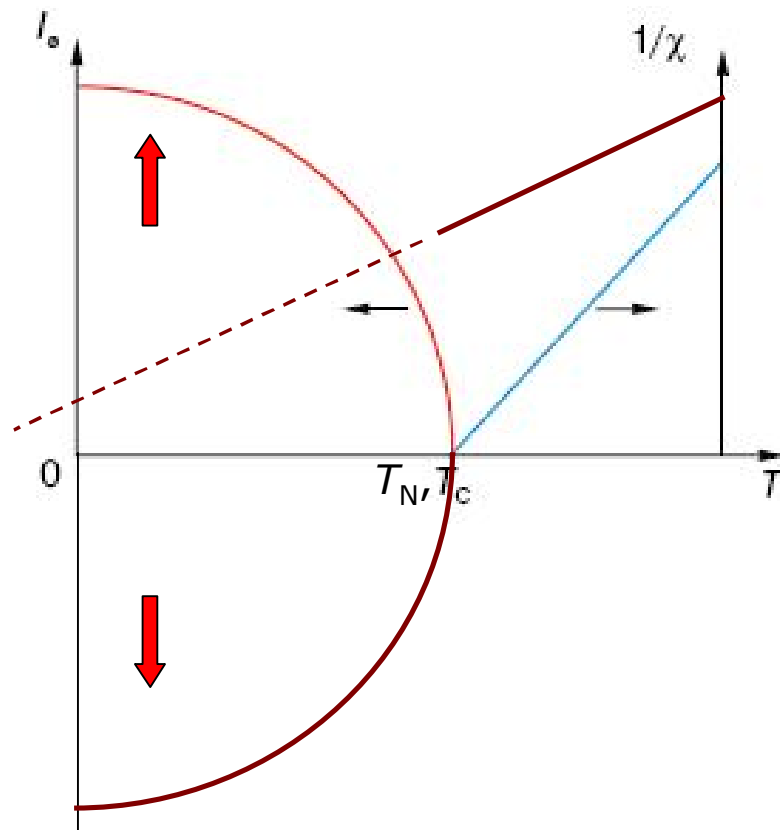
суммарный магнитный момент не равен нулю

АФМ: $T_N \sim \Theta/3$, $\Theta < 0$,

две подрешетки $I_C \uparrow$ и $I_C \downarrow$

суммарный магнитный момент равен нулю

Антиферромагнитное упорядочение



ФМ: $T_C \sim \Theta$, $\Theta > 0$

суммарный магнитный момент не равен нулю,

ниже T_C понятие χ не имеет смысла

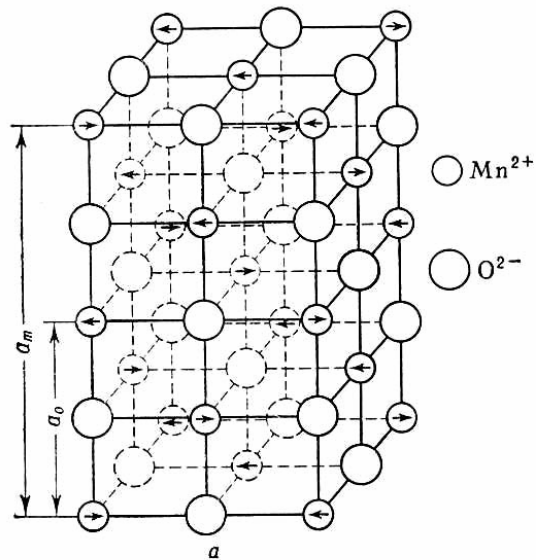
АФМ: $T_N \sim \Theta/3$, $\Theta < 0$,

две подрешетки $I_{C\uparrow}$ и $I_{C\downarrow}$

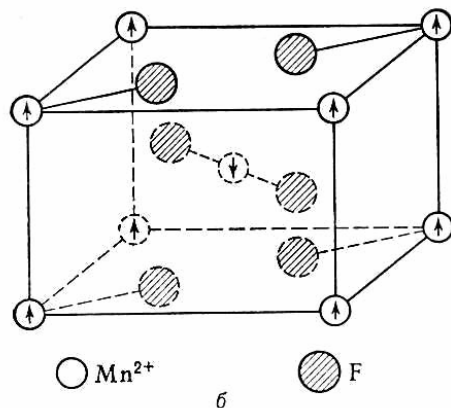
суммарный магнитный момент равен нулю,

ниже T_N поведение χ анизотропно

Антиферромагнитное упорядочение



Кубический антиферромагнетик MnO – период магнитной структуры вдвое больше периода кристаллической структуры.



Тетрагональный антиферромагнетик MnF_2 – узлы с одинаковым направлением магнитных моментов образуют пространственную магнитную подрешетку

Расположение магнитных моментов

За ориентацию суммарной намагниченности отвечают две составляющие, зависящие от направления вектора **M** : диполь-дипольное взаимодействие между магнитными моментами и спин-орбитальное взаимодействие.

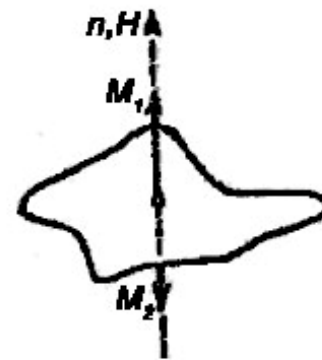
Осью анизотропии называется выделенное направление в кристалле, определяемое единичным вектором **n** , вдоль которого выгодно выстраиваться магнитным моментам.

Расположение магнитных моментов

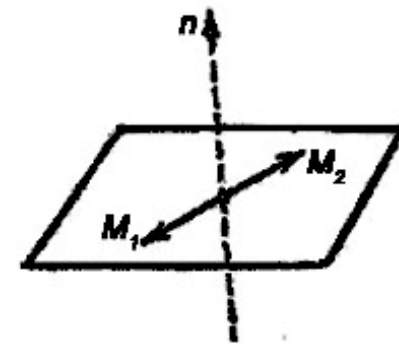
Если в магнитной структуре антиферромагнетика магнитные моменты подрешеток и в отсутствии внешнего магнитного поля антипараллельны:

$$\mathbf{M}_1 = -\mathbf{M}_2 = \mathbf{M}$$

и расположены вдоль оси анизотропии, то такие АФМ называются АФМ «**легкая ось**».



АФМ типа
легкая ось



АФМ типа легкая
плоскость

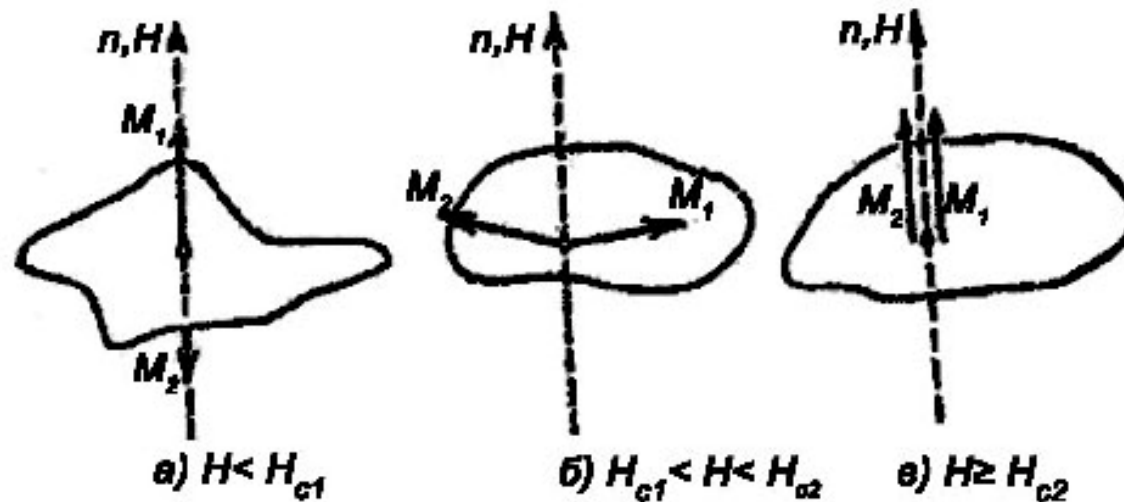
Если же в антиферромагнетике магнитные моменты $\mathbf{M}_1$ и $\mathbf{M}_2$ при $\mathbf{H} = 0$ лежат в плоскости, перпендикулярной к вектору $\mathbf{n}$, то такой объект является АФМ типа «**легкая плоскость**».

Спин-флоп и спин-флип переходы

Основное состояние антиферромагнетика – упорядоченная коллинеарная магнитная структура - отделено энергетической щелью от возбужденных состояний. Возбуждение в антиферромагнетике – одна «неправильно» ориентированная пара магнитных моментов.

Поскольку антиферромагнетику свойственна анизотропия, во внешнем магнитном поле его намагниченность меняется скачкообразно при непрерывном увеличении магнитного поля.

Спин-флоп и спин-флип переходы в АФМ типа легкая ось

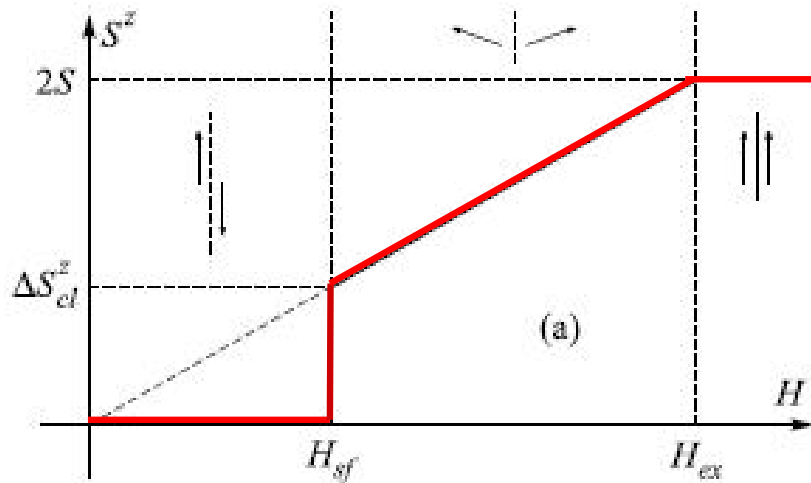


а) До тех пор, пока поле меньше первого критического поля «спин-флопа» сохраняется антиферромагнитная ориентация моментов.

б) При переходе H_{c1} магнитные моменты поворачиваются на 90° и становятся перпендикулярно внешнему полю.

в) При достижении поля спин-флипа H_{c2} все моменты направлены по полю.

Спин-флоп и спин-флип переходы



Для пары магнитных моментов, связанных антиферромагнитным взаимодействием:

$H < H_{sf}$ – суммарный спин равен 0;
 $H = H_{sf}$ – магнитные моменты скачком разворачиваются $\perp$ полю, спин-флоп переход;

$H_{ex} < H < H_{sf}$ – магнитные моменты пары поворачиваются магнитным полем, проекция суммарного спина S_z линейно возрастает с ростом поля;

$H = H_{ex}$ – магнитные моменты полностью развернуты по полю – спин-флип переход.

Спин-флоп и спин-флип переходы

Критическое поле спин-флоп перехода:

$$H_{sf}^2 = 2H_e H_a - H_a^2,$$

Где H_e – поле обменного взаимодействия, H_a – поле анизотропии. Поле, создаваемое обменным взаимодействием, можно выразить через величину параметра обменного взаимодействия J : $g\mu_B H_e = 2zJS$, где z – число ближайших соседей.

Поле анизотропии выражается через величину расщепления уровней кристаллическим полем D : $g\mu_B H_a = 2D(S - 1/2)$.

Критическое поле спин-флип перехода:

$$H_{ex} \approx H_e$$

Формирование магнитного порядка

Установление дальнего магнитного порядка в ферро- и антиферромагнетиках является кооперативным квантовым эффектом. Порядок формируется при температуре ниже критической. Установление порядка является фазовым переходом, в системе возникает параметр порядка – спонтанная намагниченность.

Поведение магнитной восприимчивости в области высоких температур подчиняется закону Кюри-Вейсса.

В упорядоченной области поведение магнитной восприимчивости и намагниченности принципиально отличаются для ФМ и АФМ.

Для антиферромагнетика характерна анизотропия легкой оси, следствием анизотропии является щель в спектре магнитных возбуждений – основное состояние отделено щелью, оно устойчиво к воздействию магнитного поля и температуры.

Ферримагнетизм

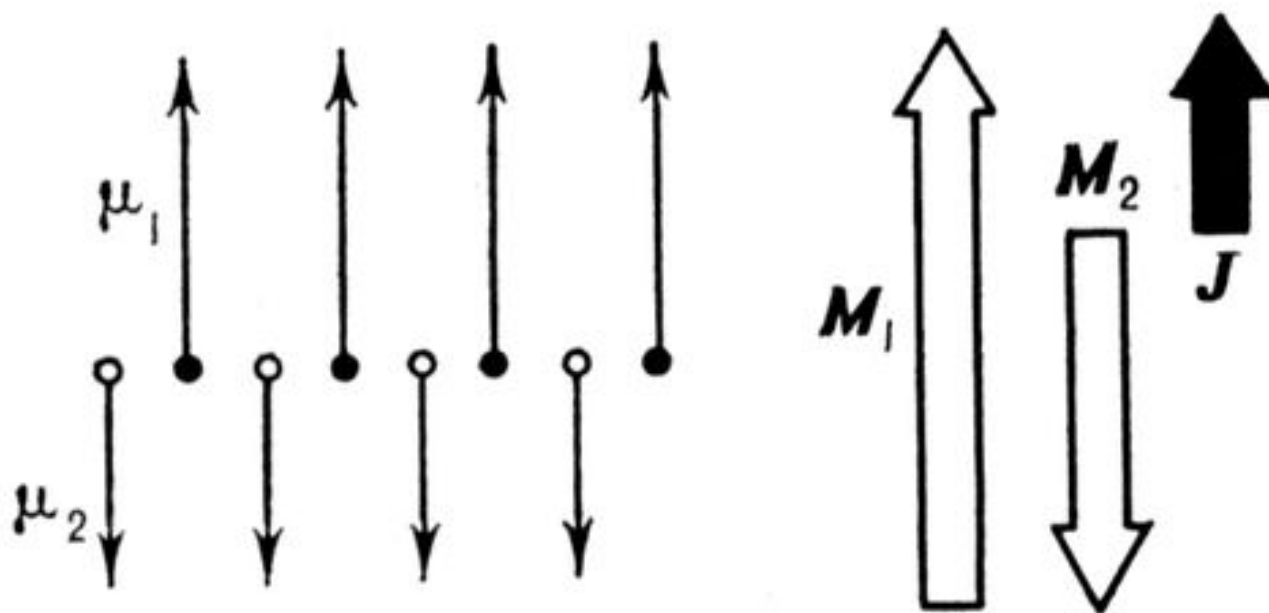
Обращение намагниченности

Ферримагнетизм - магнитное состояние вещества, при котором элементарные магнитные моменты, ионов, входящих в состав вещества (ферримагнетика), образуют две или большее число подсистем – магнитных подрешёток. Каждая из подрешёток содержит ионы одного сорта с одинаково ориентированными магнитными моментами. Магнитные моменты ионов разных подрешёток направлены навстречу друг другу или, в более общем случае, образуют сложную пространственную конфигурацию (например, треугольную). Часто число ионов в одной подрешётке в кратное число раз больше, чем в другой.

Ферримагнетизм можно рассматривать как наиболее общий случай магнитного упорядоченного состояния

Ферримагнетизм

Простейшая модель ферримагнитного порядка. Самопроизвольная намагниченность J вещества в ферримагнитном состоянии равна векторной сумме намагниченностей всех подрешёток.

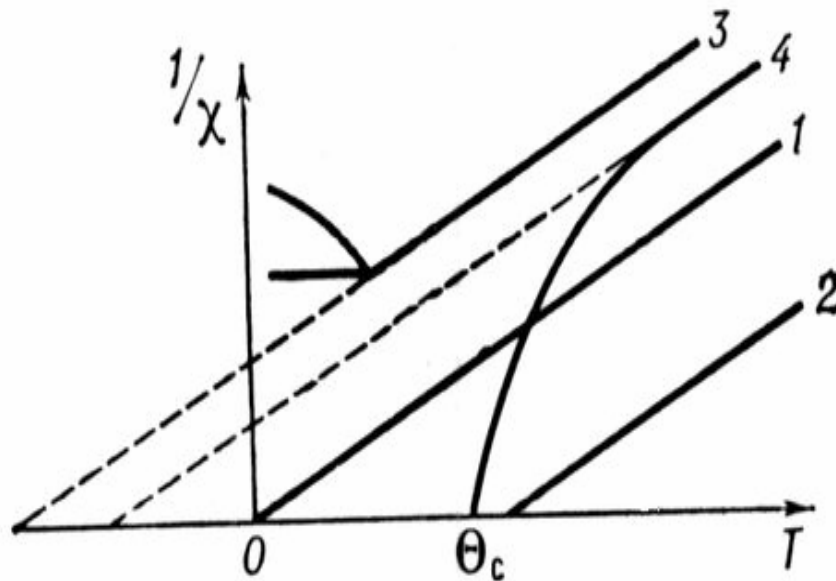


Ферримагнетизм

При высоких температурах, когда энергия теплового движения много больше обменной энергии ($kT \gg J$), вещество обладает парамагнитными свойствами. Температурная зависимость магнитной восприимчивости $\chi(T)$ веществ, в которых при низких температурах возникает ферримагнетизм, обладает характерными особенностями:

- при высоких температурах $\chi(T)$ таких веществ следует закону Кюри–Вейсса с отрицательной константой θ_{CW}
 - при понижении температуры магнитная восприимчивость ферримагнетика круто спадает, стремясь к нулю при $T \rightarrow T_C$.
 - В точке Кюри T_C , когда энергия обменного взаимодействия становится равной энергии теплового движения в веществе, возникает ферримагнитное упорядочение. В большинстве случаев переход в упорядоченное состояние является фазовым переходом 2-го рода и сопровождается характерными аномалиями теплоёмкости, линейного расширения, гальваномагнитных и др. свойств.
-

Температурная зависимость магнитной восприимчивости



Температурная зависимость обратной магнитной восприимчивости $1/\chi$:

1 — парамагнетика с $\chi = C/T$;

2 — ферромагнетика с $\chi = C/(T - \theta)$;

3 — антиферромагнетика с $\chi = C/(T + 2\theta - \theta^2/T)$;

4 — ферримагнетика.

Основные типы магнитного упорядочения

- a) ферромагнетик,
- b) антиферромагнетик,
- c) скошенный антиферромагнетик
- d) ферримагнетик



a)



b)



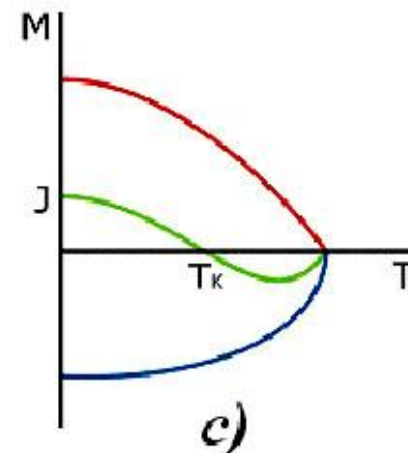
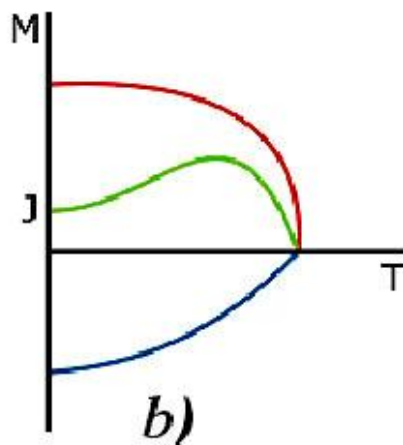
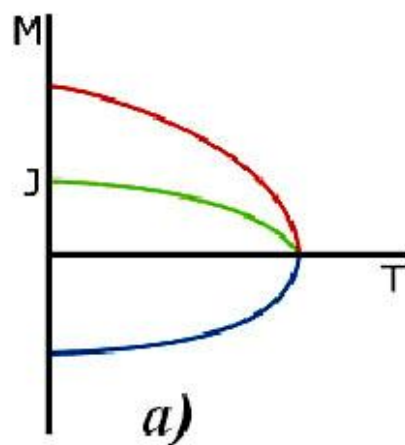
c)



d)

Спонтанная намагниченность ферримагнетика

- а) монотонная температурная зависимость
- б) немонотонная температурная зависимость
- с) обращение намагниченности



Функция Бриллюэна искажается тогда, когда на ионы, принадлежащие разным подрешеткам ферримагнетика, действуют разные молекулярные поля. Из-за того, что величины обменных интегралов в двух подрешетках ферримагнетика не совпадают друг с другом, различаются и величины молекулярных полей.

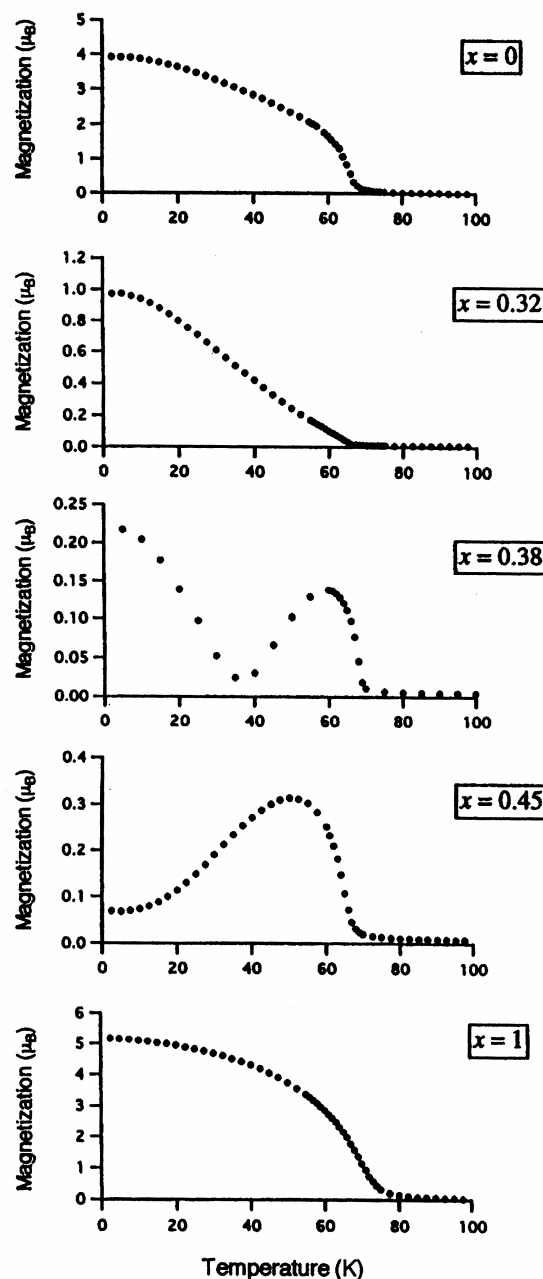


Температурные зависимости намагниченности в берлинской лазури

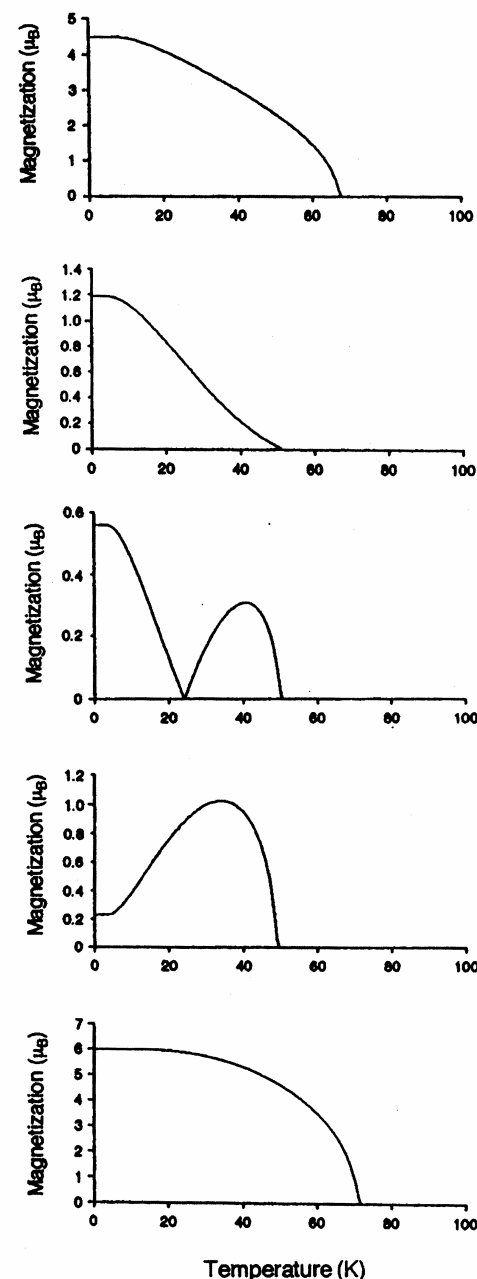


Молекулярные магнетики -
меняя ионы в структуре
можно сконструировать
материал с заранее
заданными свойствами.

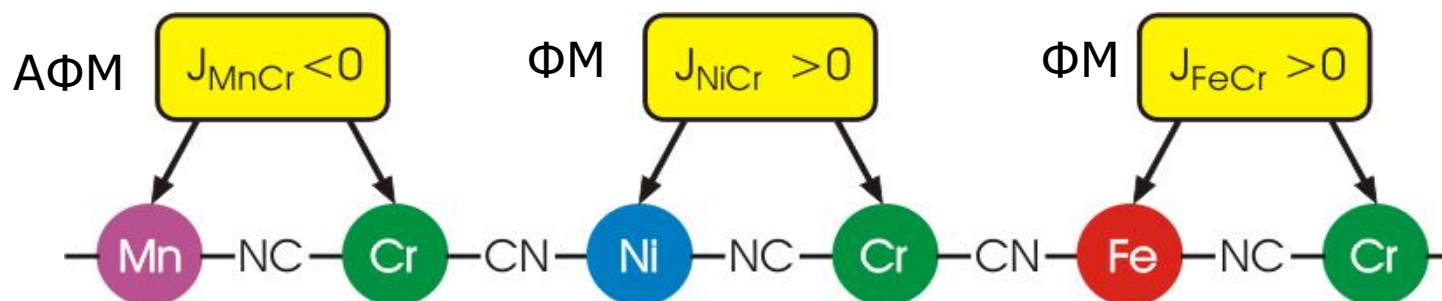
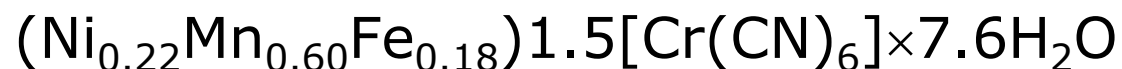
a эксперимент



b расчет



Берлинская лазурь



Молекулярные поля, действующие на каждый тип магнитных ионов (с учетом действия только ближайших соседей),

записываются как:

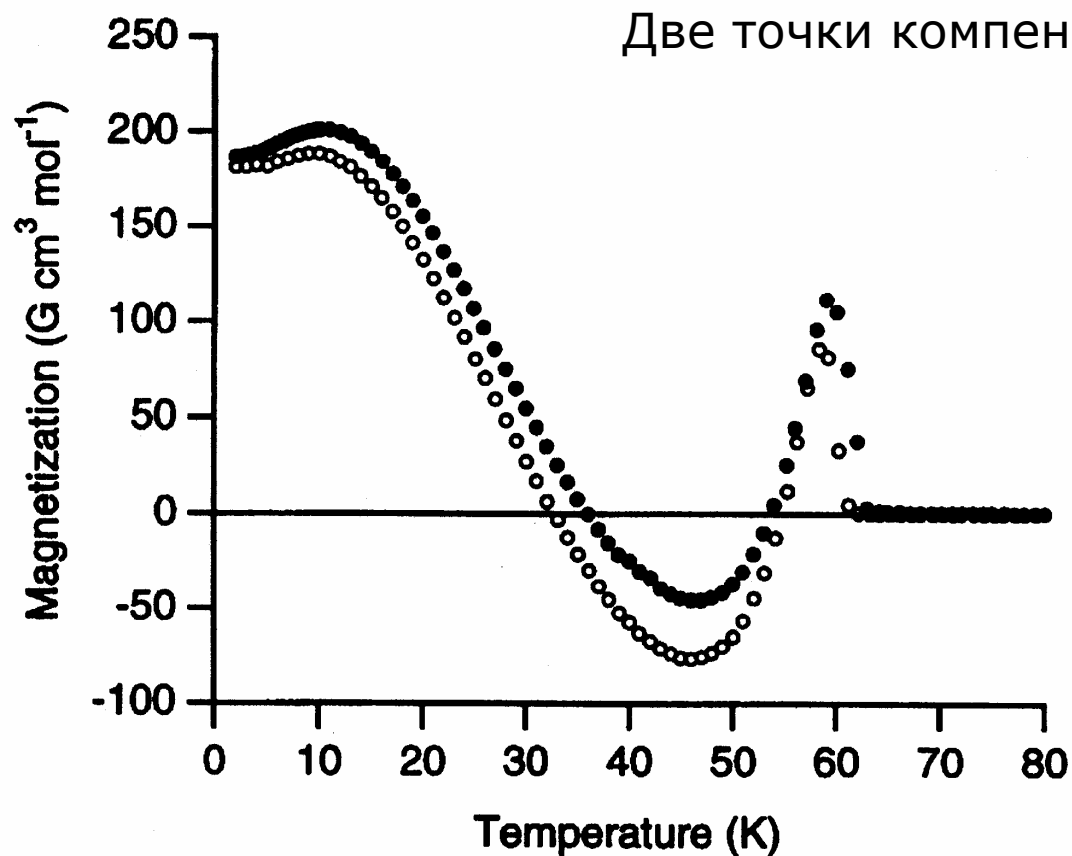
$$\mathbf{H}_{\text{Mn}} = n_{\text{MnCr}} \mathbf{M}_{\text{Cr}}$$

$$\mathbf{H}_{\text{Ni}} = n_{\text{NiCr}} \mathbf{M}_{\text{Cr}}$$

$$\mathbf{H}_{\text{Fe}} = n_{\text{FeCr}} \mathbf{M}_{\text{Cr}}$$

$$\mathbf{H}_{\text{Cr}} = n_{\text{CrMn}} \mathbf{M}_{\text{Mn}} + n_{\text{CrNi}} \mathbf{M}_{\text{Ni}} + n_{\text{CrFe}} \mathbf{M}_{\text{Fe}}$$

Экспериментальные температурные зависимости намагниченности $(\text{Ni}_{0.22}\text{Mn}_{0.60}\text{Fe}_{0.18})_{1.5}[\text{Cr}(\text{CN})_6]$.



Двойное обращение намагниченности в берлинской лазури

- a) температурные зависимости спонтанной намагниченности подрешеток
- b) температурная зависимость общей намагниченности (теория)
- c) температурная зависимость общей намагниченности (эксперимент)

