

Идея о том, что обменное взаимодействие может привести к А., впервые высказана Л. Неелем (L. Néel, 1932). Независимо от него такая идея была выдвинута Л. Д. Ландау (1933), к-рый, кроме того, рассмотрел фазовый переход из парамагн. фазы в антиферромагнитную. При  $T > T_N$ , когда энергия теплового движения ( $kT$ ) больше энергии обменного взаимодействия ( $\mu H_E$ , где  $\mu$  — атомный магн. момент,  $H_E$  — эффективное поле обменного взаимодействия), вещество обладает парамагн. свойствами (см. *Парамагнетизм*). Температурная зависимость *магнитной восприимчивости*  $\chi$  таких веществ при  $T > T_N$  подчиняется *Кюри—Вейса* закону:  $\chi = C/(T - \theta)$  с отрицат. постоянной Вейса  $\theta$  (кроме немогоисл. класса метамагнетиков, у к-рых  $\theta$  положительна). При  $T = T_N$  обменная энергия становится равной тепловой ( $\mu H_E = kT$ ) и в веществе возникает А. В большинстве случаев переход в точку  $T_N$  является *фазовым переходом* 2-го рода и сопровождается характерными аномалиями теплоёмкости, коэф. теплового расширения, модулей упругости и др. В слабых магн. полях  $H$  намагниченность  $M$  антиферромагнетиков, как и парамагнетиков, линейно зависит от магн. поля ( $M = \chi H$ ); однако зависимости  $\chi(T)$  этих веществ существенно отличаются. Особенно чётко характерные магн. свойства АФМ проявляются в одноосных кристаллах. В частности, когда ось А. направлена вдоль гл. оси кристалла, продольная (вдоль оси) магн. восприимчивость ( $\chi_{||}$ ) резко уменьшается с понижением темп-ры, а поперечная ( $\chi_{\perp}$ ) не зависит от темп-ры, т. е. наблюдается сильная анизотропия магн. восприимчивости.

## 2. Магнитная структура антиферромагнетиков

Вид магн. упорядочения характеризуется *магнитной атомной структурой*, симметрия к-рой описывается точечными и пространств. группами *магнитной симметрии*. Элементарная ячейка магн. структуры может совпадать с кристаллографической (рис. 1, справа), а может иметь кратный период, напр. вдвое больший (рис. 1, слева).

Магн. структуру АФМ удобно описывать совокупностью вставленных друг в друга *подрешёток магнетиков*, каждая из к-рых обладает намагниченностью  $M_i$ . Во всех АФМ, кроме АФМ со *слабым ферромагнетизмом*, в отсутствие внеш. магн. поля  $\sum_i M_i = 0$ . В обширном классе АФМ со слабым ферромагнетизмом особый вид анизотропии приводит к отклонению взаимного направления намагниченностей  $M_i$  от  $180^\circ$  («скосу» подрешётки) и возникновению небольшого спонтанного суммарного магн. момента.

Наряду с коллинеарными существуют более сложные антиферромагн. структуры. В нек-рых АФМ векторы  $M_i$  направлены по сторонам треугольника или по четырём простр. диагоналям куба. Существуют также структуры, к-рые нельзя описать с помощью разбиения на подрешётки, напр. геликоидальные и синусоидальные. В геликоидальных (спиральных) структурах магн. моменты перпендикулярны нек-рому выделенному направлению. В слоях, перпендикулярных этому направлению, все магн. моменты параллельны друг другу, а моменты двух соседних слоёв повернуты на угол  $\Phi = 2\pi(b/n)$ . Здесь  $n$  — целое число,  $b$  — период геликоида (у большинства геликоидальных структур величина  $b$  не кратна постоянной решётки  $c$ ). В АФМ синусоидальной структуры также существуют параллельные атомные слои, но намагниченность  $M_k$  каждого слоя направлена перпендикулярно ему, причём  $M_k \sim \sin k\phi$  ( $k=0,1, \dots$ ).

Направления векторов  $M_i$  относительно кристаллографич. осей определяются взаимодействиями, гораздо более слабыми, чем обменные; они обуславливают анизотропию АФМ. Имеются два осн. вида анизотропии АФМ: анизотропия, вызванная взаимодействием атомных магн. моментов между собой (дипольная и псевдодипольная), и анизотропия магн. свойств каждого

иона, возникающая в результате совместного действия *внутрикристаллического поля* и *спин-орбитального взаимодействия* (т. н. одноосная анизотропия).

Прямым методом определения магн. структуры АФМ (включая направление и даже температурную зависимость намагниченностей подрешёток) является наблюдение дифракции нейтронов на решётке магн. ионов. Интенсивность магн. дифракц. пиков  $\sim M_i^2$  (см. *Магнитная нейтронография*).

## 3. Феноменологическая теория антиферромагнетизма

Простейшее описание А. даёт феноменологич. теория молекулярного поля. В случае двух подрешёток с намагниченностями  $M_a$  и  $M_b$  можно ввести эффективные молекулярные поля, действующие на магн. ионы каждой из подрешёток:

$$H_a = -\alpha M_a - \gamma M_b, \quad H_b = -\alpha M_b - \gamma M_a, \quad (1)$$

где  $\alpha$  и  $\gamma$  — константы обменного взаимодействия соответственно внутри и между подрешётками ( $\gamma > 0$  и обычно  $\gamma > |\alpha|$ ). Закон Кюри для намагниченности каждой из подрешёток во внеш. поле  $H$  записывается в виде

$$M_a = \frac{C}{2T} (H - \alpha M_a - \gamma M_b), \\ M_b = \frac{C}{2T} (H - \alpha M_b - \gamma M_a). \quad (2)$$

Суммируя намагниченности подрешёток  $M_a$  и  $M_b$ , можно получить, что магн. восприимчивость  $\chi$  следует (при  $T > T_N$ ) закону Кюри—Вейса:  $\chi = C/(T - \theta)$ , где  $\theta = -C(\alpha + \gamma)/2$ , т. е.  $\theta < 0$ . Полагая  $H = 0$  и приравнявая детерминант системы однородных ур-ний (2) нулю, можно получить выражение для темп-ры перехода:  $T_N = C(\gamma - \alpha)/2$ . Как видно из этих выражений, при  $\alpha > 0$  абс. значение  $\theta$  в АФМ должно быть существенно больше  $T_N$ . Согласно опытным данным,  $|\theta|/T_N \approx 2 - 3$ . Знаком и величиной  $\theta$  АФМ существенно отличаются от ферромагнетиков (ФМ), в к-рых  $\theta \approx T_C$ .

Ниже  $T_N$  намагниченность подрешёток быстро нарастает и её температурная зависимость в рамках теории молекулярного поля выражается через ф-цию Бриллюэна. В случае низких темп-р теория молекулярного поля для описания А. неприменима.

Наиб. общее феноменологич. описание перехода в антиферромагн. состояние даёт теория фазовых переходов Л. Д. Ландау (1937). В этой теории термодинамич. потенциал  $\Phi$  раскладывается в ряд по параметрам порядка, к-рыми в случае АФМ являются компоненты векторов  $M_i$ . Удобнее пользоваться линейными комбинациями этих векторов. Для двухподрешёточного АФМ таковыми являются вектор антиферромагнетизма  $L = M_1 - M_2$  и вектор намагниченности  $M = M_1 + M_2$ . Вид разложения определяется симметрией кристалла — все члены разложения должны быть инвариантны относительно преобразований симметрии кристалла в парамагн. состоянии. Напр., для одноосного двухподрешёточного АФМ:

$$\Phi = \Phi_0 + (A/2) L^2 + (B/2) M^2 + (a/2) (L_x^2 + L_y^2) + \\ + (b/2) (M_x^2 + M_y^2) + (C/4) L^4 + (D/2) (LM)^2 + \\ + (D'/2) L^2 M^2 - MH. \quad (3)$$

Здесь члены, коэф. у к-рых обозначены прописными буквами, обусловлены обменным взаимодействием, а строчными буквами обозначены коэф. членов, описывающих анизотропию АФМ. Условие минимума потенциала  $\Phi$  даёт систему ур-ний, решения к-рых определяют значения векторов  $L$  и  $M$  при термодинамич. равновесии. Эти решения зависят от знаков констант. В частности, решения с  $L \neq 0$  соответствуют минимуму, когда  $A < 0$ .

Т. о., переход из парамагн. состояния в антиферромагнитное происходит при такой темп-ре  $T_N$ , при к-рой коэф.  $A$  меняет знак. В окрестности  $T_N$  значение  $A = \lambda(T - T_N)$ , где  $\lambda$  — константа. Поэтому темпе-