

внеш. магн. поля определяется векторной суммой $\sum M_i$; в общем случае в состоянии Ф. $M \neq 0$. Вещества, в к-рых при темп-рах ниже *Кюри точки* T_C устанавливается ферримагн. упорядочение, называют *ферримагнетиками* (ФМ) (критич. темп-ру называют иногда *Нееля точкой* T_N). К ним относятся кристаллич. вещества — *ферриты*, интерметаллич. соединения редкоземельных и переходных металлов, *аморфные магнетики* того же состава. Простейшая модель ферримагн. упорядочения показана на рис. 1.

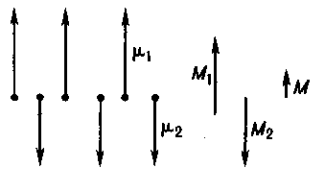


Рис. 1. Схематическое изображение ферримагнитного упорядочения линейной цепочки магнитных ионов различных сортов с магнитными моментами μ_1 и μ_2 ; N_i — число ионов данного сорта в единице объема; $M_i = N_i \mu_i$ ($i = 1, 2$) — величины намагниченностей подрешеток; суммарная намагниченность $M = M_1 + M_2$, $|M| = |M_1 - M_2|$.

Термин «Ф.» предложен Л. Неелем (L. Neel) в 1948 при изучении магн. свойств широкого класса магн. окислов — ферритов-шпинелей; им же была разработана феноменологич. теория Ф.

Разл. магн. подрешетки, образующие ФМ, содержат ионы одного и того же элемента с разл. валентностью, ионы разл. металлов или одинаковые ионы с разл. кристаллографич. окружением. Атомные магн. моменты ФМ создаются электронами незаполненных *d*- или *f*-электронных оболочек ионов переходных металлов, входящих в состав ФМ. Между магн. ионами существуют обменные взаимодействия (ОВ) (см. *Обменное взаимодействие* в магнетизме), к-рые, наряду с *магнитной анизотропией*, определяют *магнитную атомную структуру* ФМ и обычно носят косвенный характер, при к-ром отсутствует прямое перекрытие волновых ф-ций (см. *Косвенное обменное взаимодействие*, *РККИ-обменное взаимодействие*). В ферритах наиб. сильным является ОВ между ионами разл. подрешеток, стремящиеся установить магн. моменты подрешеток антипараллельно друг другу.

При высоких темп-рах $T \gg T_C$, когда энергия теплового движения много больше обменной энергии, вещество является *парамагнетиком*. Температурная зависимость обратной магн. восприимчивости ФМ не подчиняется линейному *Кюри—Вейса закону*, а носит нелинейный (гиперболический) характер (рис. 2). При высоких темп-рах $T \gg T_C$

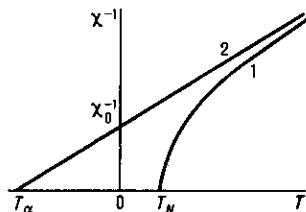


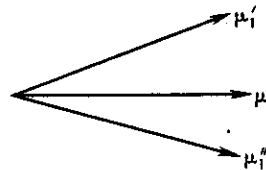
Рис. 2. Температурная зависимость обратной магнитной восприимчивости $\chi^{-1}(T)$ (1) и асимптоты $\chi^{-1}(T)$ (2) двухподрешеточного ферримагнетика, по Неелю; T_N — точка Нееля; T_A — асимптотическая точка Кюри.

она близка к зависимости для *антиферромагнетика*, а при $T \geq T_C$ — для *ферромагнетика*. При $T = T_C$ обменная энергия становится равной тепловой и в веществе возникает Ф. В большинстве случаев такой переход является *магнитным фазовым переходом* 2-го рода и сопровождается характерными аномалиями физ. свойств.

Магнитная структура ферримагнетиков. Вид магн. упорядочения характеризуется магн. атомной структурой, симметрия к-рой описывается точечными и пространств. группами *магнитной симметрии*, элементарная магн. ячейка может совпадать с кристаллографической или иметь боль-

ший (кратный) период. Наряду с коллинеарными (рис. 1) в ФМ существует большое кол-во сложных неколлинеарных и некомпланарных магн. структур. Напр., треу-

Рис. 3. Схематическое изображение треугольной магнитной структуры одной из подрешеток.



гольные структуры (рис. 3) возникают из-за конкуренции внутри- и междодрешеточных ОВ, тогда как зонтичные структуры в ферритах-гранатах (рис. 4) возникают благодаря наличию сильной одноионной анизотропии, обусловленной совместным действием *спин-орбитального взаимодействия* и взаимодействия магн. моментов редкоземельных (РЗМ) ионов с *внутрикристаллическим полем*.

В аморфных ФМ состава $R_{1-x}T_x$, где $R = Gd, Tb, Dy$ и др. РЗМ-ионы, а $T = Fe, Co, Ni$ и др. ионы переходных металлов, магн. ионы занимают случайно размещенные в пространстве позиции с разл. кристаллографич. окружением. Обычно магн. моменты *d*-ионов упорядочиваются (почти) параллельно друг другу благодаря сильному ОВ, а магн. моменты *f*-ионов (кроме Gd) заполняют нек-рый конус, результирующая намагниченность к-рого ориентирована антипараллельно намагниченности *d*-ионов (см. *Сперимагнетизм*). Хотя понятие подрешеток оказывается в данном случае неприменимым, свойства таких магнетиков во многом аналогичны свойствам двухподрешеточных коллинеарных ФМ; имеющиеся отличия обусловлены структурным беспорядком.

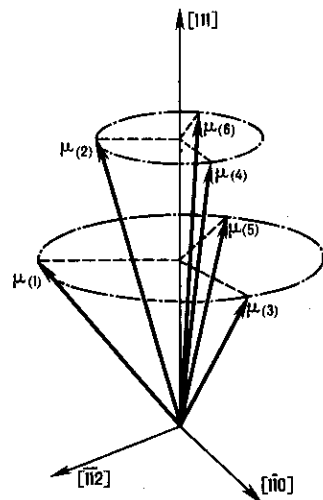


Рис. 4. Зонтичная структура магнитных моментов редкоземельных ионов в ферритах-гранатах. Показаны кристаллографические направления, номера в скобках обозначают неэквивалентные кристаллографические позиции.

Прямыми методами определения магн. структуры ФМ является дифракция нейтронов (см. *Магнитная нейтронография*), а также взаимодействие синхротронного излучения с магн. веществом.

Феноменологическая теория ферримагнетизма. Простейшее описание Ф. даёт теория *молекулярного поля*, обобщенная на произвольное число магн. подрешеток (теория Нееля). Для изотропного ФМ с двумя неэквивалентными подрешетками 1 и 2 суммарную намагниченность (на грамм-ион) можно записать в виде

$$M = x_1 M_1 + x_2 M_2, \quad (1)$$

где M_1, M_2 — намагниченности подрешеток (на грамм-ион); x_1, x_2 — относит. концентрации ионов в подрешетках ($x_1 + x_2 = 1$).

Молекулярные поля, действующие на ионы, равны соответственно

$$H_1 = n(\alpha x_1 M_1 + \epsilon x_2 M_2), \quad (2)$$

$$H_2 = n(\beta x_2 M_2 + \epsilon x_1 M_1),$$

где $\epsilon = \pm 1$; n, α, β — положительные постоянные, связанные с обменными интегралами внутри- и междодрешеточных ОВ. Закон Кюри — Вейса для намагниченностей под-