

ные фазовые переходы) и при достижении магн. полем критич. значения  $H_c$  вещество переходит непосредственно из антиферромагн. состояния в «псевдоферромагнитное» (или, что то же самое, в насыщенное парамагн. состояние) без промежуточной угловой (спин-флор) фазы. Различают неск. классов М.

Особенностью двух классов М. является присущая им очень большая энергия анизотропии, так что у них эфф. поле магнитной анизотропии  $H_A$  больше эфф. поля обменного взаимодействия  $H_E$ . Фазовая диаграмма для М. 1-го класса на плоскости  $H-T$  представлена на рис. 1, а. При низких темп-рах  $T$  при достижении

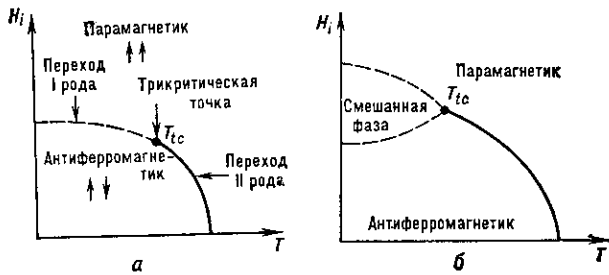


Рис. 1.

поля  $H_c$  магн. момент подрешётки, направленный навстречу приложенному полю, скачком поворачивается на  $180^\circ$  и намагниченности обеих подрешёток устанавливаются параллельно друг другу (см. *Магнитная подрешётка*). Простейшим объяснением такого перехода является выдвинутая Л. Д. Ландау модель конкурирующих взаимодействий, согласно к-рой внутривидовое обменное взаимодействие много больше межвидового. Следует отметить, что при конечных размерах образца имеющееся размагничивающее поле приводит к возникновению «смешанной фазы» (рис. 1, б), в к-рой чередуются слои антиферромагн. и ферромагн. фаз. При темп-рах выше трикритической  $T_{tc}$  (рис. 1, а) магн. восприимчивость образца  $\chi_{||}$  вдоль приложенного поля отлична от нуля и намагниченность подрешётки, направленной навстречу приложенному полю, плавно меняется от величины  $-M$  до величины  $+M$ , равной намагниченности второй подрешётки в приложенном поле. В этот момент происходит переход 2-го рода из антиферромагнетика в парамагнетик. Характерными представителями этого (1-го) класса М. являются слоистые антиферромагнетики  $FeCl_2$ ,  $FeBr_2$ ,  $FeI_2$ , низинговские антиферромагнетики типа  $DyPO_4$ ,  $FeCO_3$ ,  $Dy_3Al_5O_{12}$  и мн. др.

Ко 2-му классу М. относят вещества, в к-рых переворот векторов намагниченности подрешёток происходит в два этапа. В основном это квазиодномерные антиферромагнетики, в к-рых имеется ферромагн. взаимодействие в линейных цепочках, а намагниченность направлена перпендикулярно этим цепочкам. При низких темп-рах у них наблюдаются два критич. поля. С достижением 1-го критич. поля в одной из каждых трёх цепочек с намагниченностью, антипараллельной полю, происходит опрокидывание намагниченности — фазовый переход 1-го рода из двухподрешёточного антиферромагнетика в шестиподрешёточный ферромагнетик, как это схематически показано на рис. 2. При достижении 2-го критич. поля намагниченности всех подрешёток поворачиваются параллельно полю и вещество переходит в насыщенное парамагн. состояние. Представителями этого класса М. являются моноклинные гидратированные соли типа  $FeCl_2 \cdot 2H_2O$ , орторомбич. кристалл  $CsCoCl_3 \cdot 2H_2O$  и ряд др. соединений.

Следует отметить общую для большинства рассмотренных М. особенность: критич. поля  $H_c$  оказываются сравнительно малыми — от единиц до десятков килоэрстед ( $\mu H_c \ll kT_c$ ). Это легко объясняется моделью конкурирующих взаимодействий.

3-й, гипотетический, класс М. может осуществиться в антиферромагнетиках, в к-рых  $\chi_{||} > \chi_{\perp}$  ( $\chi_{\perp}$  — восприимчивость поперёк оси антиферромагнетизма). В этом случае в любом магн. поле, параллельном оси антиферромагнетизма, намагниченности подрешёток остаются коллинеарными, и возможен фазовый переход 2-го рода из антиферромагн. в парамагн. состояние.

Лит.: Ландау Л. Д., Возможное объяснение зависимости восприимчивости от поля при низких температурах, Собр. трудов, т. 1, М., 1969; Strykowski E., Giordano N., Metamagnetism, «Adv. Phys.», 1977, v. 26, p. 487; см. также лит. при ст. Антиферромагнетизм.

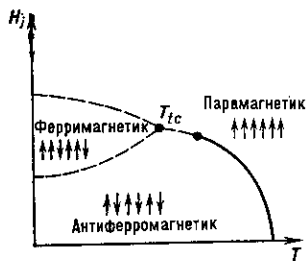


Рис. 2.

А. С. Боровик-Романов.

**МЕТАСТАБИЛЬНОЕ СОСТОЯНИЕ** — состояние неполного равновесия макроскопич. системы, соответствующее одному из минимумов термодинамич. потенциала системы при заданных внеш. условиях. Устойчивому (стабильному) состоянию отвечает самый глубокий минимум. Однородная система в М. с. удовлетворяет условиям устойчивости равновесия термодинамического  $C_p > C_v > 0$ ,  $(\partial P / \partial V)_T < 0$  относительно малых возмущений физ. параметров (энтропии, плотности и др.). При достаточно больших возмущениях система переходит в абсолютно устойчивое состояние.

Большой класс М. с. связан с фазовыми переходами 1-го рода (кристалл  $\rightleftharpoons$  жидкость  $\rightleftharpoons$  газ). Для однокомпонентной системы Гиббса энергия  $\Phi(T, P)$  [или хим. потенциал  $\mu(T, P) = \Phi/N$ ,  $N$  — число частиц в системе] изображается поверхностью с самопересечением. На линии пересечения хим. потенциалов двух фаз  $\mu'(T, P) = \mu''(T, P)$  возможно равновесное сосуществование фаз. Точка  $s$  на рис. 1 — след такой линии на

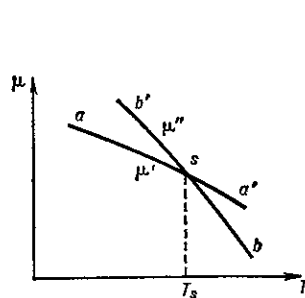


Рис. 1. Сечение диаграммы состояний плоскостью  $P = \text{const}$ ;  $s$  — точка равновесия двух фаз.

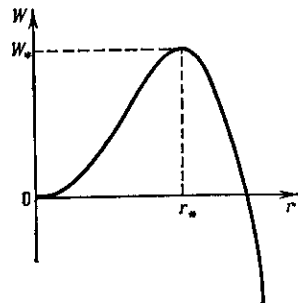


Рис. 2. Зависимость работы  $W$ , необходимой для образования зародыша, от его радиуса  $r$ .

плоскости  $P = \text{const}$ , М. с. двух фаз соответствуют участки  $sa'$  и  $sb'$ . М. с. характеризуется конечным временем жизни. При отсутствии конкурирующей (более устойчивой) фазы распад М. с. начинается с возникновения жизнеспособных зародышей в результате флуктуаций, напр. капелек жидкости в пересыщенном паре или пузырьков пара в перегретой жидкости (см. *Переохлаждение, Перегрев*).

Мин. работа  $W$ , к-рую нужно затратить для создания зародыша радиуса  $r$ , состоит из объёмного и поверхностного вкладов. Зависимость  $W$  от  $r$  показана на рис. 2. Положение максимума  $r = r_*$ ,  $W = W_*$  определяет размер критич. зародыша. С ростом пересыщения значения  $r_*$  и  $W_*$  убывают. При  $r > r_*$  термодинамически обусловлен рост зародыша. Для сферич. зародышей  $W_* = 16\pi\sigma^3 / 3(P_* - P)^2$ , где  $\sigma$  — коэф. поверхностного натяжения на границе фаз,  $P_*$ ,  $P$  — давления в критич. зародыше и во внеш. фазе. Вместо разности давлений можно ввести величину переохлаждения (перегрева)