Энциклопедия Физики и техники
www.femto.com.ua

Пользовательског Поиск

Главная | Физическая энциклопедия | Новости науки и техники

Физическая энциклопедия

- Главная
- Предметный указатель

Поиск

Фотогалерея



Теневая фотография испарения чайника

Новости науки и техники

НАНОЧАСТИЦЫ ПРИХОДЯТ НА ПОМОЩЬ

Ученых волнует вопрос, насколько надежно защищены космонавты от больших доз радиации (ведь они лишаются естественного защитного «зонтика» – магнитного поля Земли). Особенно актуальна эта проблема в случае возможных пилотируемых полетов на Луну или Марс. Даже специально разработанные материалы не смогут полностью обезопасить от космической радиации. Далее...

магнитный фазовый переход

МАГНИТНЫЙ ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД - *фазовый переход* ,при к-ром изменяется магн. фаза, т. е. макроскопич. состояние всей или части магн. подсистемы твёрдого тела (см. *Магнетизм*). Магн. фазы характеризуются параметрами магнитного упорядочения, по их изменению идентифицируются фазовые переходы. М. ф. п. могут быть обусловлены изменением только темп-ры T (спонтанные М. ф. п.), давления P или внеш. магн. поля H (индуцированные М. ф. п.), концентрации магн. ионов x (концентрационные М. ф. п.) и др. термодинамич. параметров. Различают М. ф. п. 1-го рода (когда параметр магн. упорядочения изменяется скачком) и М. ф. п. 2-го рода (с плавным изменением параметров упорядочения).

Типичными примерами М. ф. п. могут служить: температурные переходы ферромагнитной (ФМ) фазы в парамагнитную (ПМ) в *Кюри точке*; антиферромагнитной (АФМ) фазы в парамагнитную в *Нееля точке*; индуцированные внеш. магн. полем переходы от АФМ-фазы к спин-флоп-фазе (см. *Ориентационные фазовые переходы*)и далее к ПМ-фазе; концентрац. переходы ФМ-фазы в фазу *спинового стекла* (СС) и т. п. Магн. фазы

иногда сосуществуют с др. упорядоченными фазами, так что М. ф. п. могут сопровождаться структурными, сверхпроводящими, сегнетоэлектрическнми и др. фазовыми переходами (см., напр., *Магнитные сверхпроводники*).

Магнитные фазы и параметры упорядочения. Магн. свойства вещества на микроскопич. уровне описываются распределением магн. момента m_i по узлам решётки кристалла или его непрерывным распределением $m(r)$. Локальным параметром упорядочения служит квантовостатистич. величина $\langle m_i \rangle$; набор величин $\langle m_i \rangle$, в пределе при $T \to 0$ переходящих в m_i, для всех узлов в регулярных (с дальним порядком) магн. фазах - ФМ, АФМ и др. (или вероятностей их распределения в нерегулярных магн. фазах - СС и др.) полностью характеризуют эти фазы. Для описания магн. состояния регулярной фазы достаточно одного или неск. глобальных параметров дальнего упорядочения. К их числу относится, напр., намагниченность $m = M/N$ в расчёте на узел, где $M = \sum_i \langle m_i \rangle$ - термодинамич. величина, называемая результирующей намагниченностью (суммирование идёт по всем N эквивалентным магн. ионам). Соответственно, при наличии двух или более *магнитных подрешёток A, B,. . .* глобальными параметрами упорядочения служат уд. намагниченности m_A, m_B, . . . или их проекции на кристаллографич. оси; в АФМ-фазе используются также параметры $m = m_A + m_B$ и $l = m_A - m_B$

Конкретный вид распределения $\langle m_i \rangle$ определяется минимизацией квантовомеханич. ср. энергии магне-тика в осн. состоянии при $T=0$ (или свободной энергии при $T \neq 0$) с учётом взаимодействия с внеш. магн. полем, дополнит. условия нормировки $|m_i| = \text{const}$ и требований *магнитной симметрии* магнетика. Влияние размеров и формы реальных образцов с доменной структурой, а также магн. *диполъ-диполъного взаимодействия* в них проявляется в том, что на поверхности образца возникают размагничивающие поля и изменяются условия устойчивости фаз.

Простейшая (полностью неупорядоченная) магн. фаза наз. парамагнитной и характеризуется тем, что магн. моменты во всех узлах испытывают тепловые флуктуации, так что в отсутствие внеш. магн. поля ($H=0$) все $\langle m_i \rangle = 0$. В ПМ-фазе полностью отсутствует спонтанный дальний магн. порядок, т. е. $m = 0$ при любой темп-ре T (если $H=0$). Кроме того, в идеальном парамагнетике, если пренебречь взаимодействием между магн. моментами, при всех значениях H и T отсутствует также и к--л. ближний магн. порядок (см. *Парамагнетизм*). Любая магнитоупорядоченная фаза при достаточно высоких темп-рах и (или) малых концентрациях магн. ионов переходит в состояние, близкое к ПМ-фазе.

Табл. 1 . - Классификация некоторых спонтанных магнитных фаз при $H = 0$

Фазы	Параметры обмена J и анизотропии D	Параметры упорядочения m, q
Парамагнитная	$J=0,\ D=0$	$m=0,\ q=0$
Регулярные фазы: Ферромагнитная	$J_i > 0\ \begin{cases} D \geq 0 \\ D < 0 \end{cases}$	$m_\parallel \neq 0,\ m_\perp = 0$ (ОЛН) $m_\perp \neq 0,\ m_\parallel = 0$ (ПЛН)
Антиферромагнитная	$J_1 < 0,\ J_2 > 0\ \begin{cases} D \geq 0 \\ D < 0 \end{cases}$	$m_\parallel^A = -m_\parallel^B,\ m=0,\ l_\parallel \neq 0$ (ОЛН) $m_\perp^A = -m_\perp^B,\ m=0,\ l_\perp \neq 0$ (ПЛН)
Ферримагнитная	$J_1 < 0,\ D_2 > 0,\ D \neq 0,\ S_A \neq S_B$	$m_A \uparrow\downarrow m_B,\ \lvert m_A \rvert \neq \lvert m_B \rvert,\ m \neq 0$
Слабоферромагнитная	$J_1 < 0,\ J_2 > 0,\ J_{ДМ} > 0\ \begin{cases} D \geq 0 \\ D < 0 \end{cases}$	$m_\parallel^A = -m_\parallel^B,\ m_\parallel = 0,\ l_\parallel \neq 0$ $m_\perp^A = m_\perp^B,\ m_\perp \neq 0,\ l_\perp \neq 0$
Гелимагнитная	$J_1 > 0,\ J_2 < 0,\ D \neq 0$	
Нерегулярные фазы, или спиновые стёкла СС:	1) $J_i \lessgtr 0$ или случайная знакоперемен-ность 2) случайная ориентация осей анизотропии $\lvert D \rvert \gg \lvert J \rvert$	
Асперомагнитное СС	неравновероятное распределение $\langle m_i \rangle$	$m \neq 0,\ q_\perp \neq 0,\ q_\parallel = 0$

Сперомагнитное (идеальное) СС	равновероятное распределение $\langle m_i \rangle$	$m=0,\ q_\perp \neq 0,\ q_\parallel \neq 0$
Сперимагнитное СС	многокомпонентный магнетик	$m_A \neq 0,\ q_A = 0$ $m_B = 0,\ q_B \neq 0$
Миктомагнитное (кластерное) СС	высокая концентрация магнитной примеси	$m=0,\ q \neq 0,\ \overline{\langle m\, m_j \rangle} \neq 0$

Условные обозначения: J_i — обменный интеграл между данным магнитным моментом и магнитными моментами в i-й координационной сфере, $J_{ДМ}$ — константа взаимодействия Дзялошинского — Мория, D — константа одноосной анизотропии, ОЛН — ось лёгкого намагничивания, ПЛН — плоскость лёгкого намагничивания, m — уд. спонтанная намагниченность, q — параметр порядка Эдвардса — Андерсона.

Традиционными и наиб. изученными упорядоченными магн. фазами являются ферро-, антиферро-, ферри (ФИМ)- и гелимагнитная (ГИМ) фазы (см. *Магнитная атомная структура*).Характер магн. упорядочения в них определяется конкуренцией *обменного взаимодействия* J_{ij}, *магнитной анизотропии* D_i (как правило, одноосной) и зеемановского взаимодействия локальных магн. моментов с внеш. магн. полем H. В нек-рых магнетиках слабые релятивистские взаимодействия в АФМ-фазе приводят к т. н. взаимодействию Дзялошинского - Мория $J_{ДМ}$ и возникает слабоферромагнитная (СФМ) фаза (см. *Слабый ферромагнетизм*).В магнетиках со сложной кристаллографич. структурой (напр., ферритах-гранатах, ортоферритах, см. *Ферриты*)возможно наличие трёх и более магн. подрешёток и, соответственно, значит. число разл. магн. фаз, как правило, неколлинеарных ("угловых"). В низкоразмерных магнетиках (квазиодномерных, планарных, слоистых) обменное взаимодействие характеризуется сильной анизотропией по кристаллографич. направлениям и дальний магн. порядок не всегда существует. Такие магнетики описываются, напр., т. н. топологич. упорядочением Костерлитца-Таулеса [13] или только ближним магн. порядком.

Весьма сложные магнитоупорядоченные, но нерегулярные магн. фазы возникают в кристаллич. или аморфных веществах при случайной ориентации осей анизотропии и (или) при случайных переменах знака параметра обменного взаимодействия I_{ij}. Эта ситуация реализуется, напр., благодаря дальнодействующему *РККИ-обменному взаимодействию* или диполь-дипольному взаимодействию в структурно неупорядоченных или аморфных образцах. Подобные фазы носят общее наименование спиновых стёкол и характеризуются т. н. *фрустрацией* магн. моментов, т. е. невозможностью одноврем. минимизации энергий всех обменных связей, и вследствие этого хаотич. "замороженностью" моментов в узлах решётки. Эти фазы не являются термодинамически равновесными, они ме-тастабильны. В одной из моделей спиновых стёкол в качестве параметра упорядочения рассматривается параметр Эдвардса - Андерсона $q=\langle \vec{m}_i^2 \rangle$ [иногда отдельно рассматриваются параметры $q_\parallel$ (продольный) и $q_\perp$ (поперечный) по отношению к к--л. выделенной оси]; черта в выражении для q означает усреднение с соответствующим статистич. весом по всем случайным магн. конфигурациям.

Схематич. классификация нек-рых магн. фаз (как регулярных, так и нерегулярных) приведена в табл. 1.

Общие свойства и классификация М. ф. п. Анализ М. ф. п. проводится обычно с помощью магн. фазовых диаграмм (МФД), к-рые строятся в координатах T, P, H, x и др. и могут быть многомерными; примеры таких диаграмм изображены на рис. 1-8 и описаны ниже в тексте. Наиб. употребительны двумерные МФД в переменных магн. поле - темп-ра ($H^{\parallel,\perp}$, T), где $H^\parallel$ и $H^\perp$ - соответственно продольно или поперечно ориентированное относительно оси анизотропии внеш. магн. поле, а также МФД в переменных концентрация - темп-ра (x, T). Магн. фазы на МФД отделены друг от друга линиями - фазовыми границами, пересекающимися в т. н. поликритических точках.

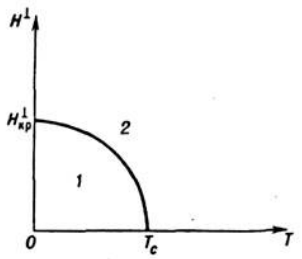


Рис. 1. МФД ферромагнетика типа ЛО в поперечном магнитном поле: *1* - угловая фаза; *2* - ПМ-фаза; - критическое поле; $T_c H_{кр}^\perp$ - точка Кюри. Фаза ЛО реализуется при $H = 0$, $T<T_c$. Фаза ЛП при $T = 0$, $H \geqslant H_{кр}$.

М. ф. п. 1-го рода происходят между фазами любой магн. симметрии, допустимой в данном магнетике. В случае М. ф. п. 2-го рода магн. группа низкосимметричной (и, как правило, низкотемпературной) фазы является подгруппой магн. группы высокосимметричной фазы.

Для М. ф. п. 1-го рода характерны метастабильные и гистерезисные (по темп-ре) явления, а также имеет место магн.

аналог *Клапейрона-Клаузиуса уравнения* [напр., $dH/dT=\Delta S/\Delta M$ на МФД в переменных (*H, T*), где ΔS и ΔM - скачки энтропии и намагниченности при переходе через фазовую границу, на к-рой берётся производная]. На основе обобщения Эренфеста уравнений на случай М. ф. п. можно получить и ряд др. соотношений для скачков термодинамич. величин (в частности, объёмной магнитострикции парапроцесса).

Реальный М. ф. п. 1-го рода в ограниченных по размерам магнетиках сопровождается иногда возникновением т. н. промежуточного состояния и соответственно межфазных границ, разделяющих существенно различные магн. фазы (напр., ФМ- и ПМ-фазы, что резко отличает эти границы от доменных границ) и влияющих на гистерезисные и др. явления.

Все М. ф. п. сопровождаются особенностями (аномалиями) в поведении на фазовых границах как магн., так и немагн. термодинамич. величин - намагниченности *M*, восприимчивости χ, теплоёмкости *C*, упругих модулей *E, G*, а также уд. объёма *V*, энтропии *S*. Трудность в эксперим. получении и интерпретации этих результатов состоит в выделении магн. вкладов в изменение соответствующих термодинамич. величин. Конечность размеров образца приводит к "размытости" М. ф. п. и сглаживанию всех связанных с ними аномалий.

Одной из наиб. важных термодинамич. характеристик М. ф. п. является поведение обобщённой восприимчивости магнетика $\tilde{\chi}=\partial\tilde{m}/\partial\tilde{h}=-\partial^2F/\partial\tilde{h}^2$ (*F* - свободная энергия, $\tilde{h}$ - обобщённое поле). Восприимчивость $\tilde{\chi}$ определяет линейный (за исключением случая спиновых стёкол) отклик параметра упорядочения $\tilde{m}=-\partial F/\partial\tilde{h}$ на* включение термодинамически сопряжённого ему обобщённого поля $\tilde{h}$ [13]. Величина $\tilde{\chi}$ совпадает с обычной начальной магн. восприимчивостью $\chi_0=(\partial M/\partial H)_{H=0}$ только в простейшем случае однородной ФМ-фазы; в более сложных случаях (АФМ-, ГИМ-, СС-фазы и др.) величина $\tilde{\chi}$ в точке М. ф. п. имеет расходимость $(\tilde{\chi}\to\infty)$, а величина χ_0 испытывает лишь излом. Для М. ф. п. характерны также динамические аномалии, прежде всего, обращение в нуль частоты т. н. мягкой моды, т. е. однородных колебаний соответствующего параметра упорядочения, что свидетельствует о потере термодинамич. устойчивости данной фазы. Кроме того, при М. ф. п. наблюдается критич. замедление всех кинетич. и релаксац. явлений (см. *Критические явления*),а также аномальное возрастание как величины флуктуации *параметра порядка*, так и радиуса корреляции флуктуации.

Спонтанные М. ф. п. по температуре связаны с нагревом (охлаждением) магнетика и обычно рассматриваются при его пост. составе, пост. давлении и в отсутствие внеш. магн. поля. К таким переходам относятся прежде всего М. ф. п. типа порядок- беспорядок из к--л. магнитоупорядоченной фазы в ПМ-фазу (с обращением в нуль соответствующего параметра упорядочения). Они происходят при темп-рах, при к-рых тепловое разупорядочивающее движение магн. моментов начинает преобладать над упорядочивающим влиянием взаимодействий между ними: в *Кюри точке* T_C в случае М. ф. п. вида ФМ $\to$ ПМ и в *Нееля точке* T_N в случае переходов АФМ $\to$ ПМ. Обычно эти М. ф. п. относят ко 2-му роду, однако благодаря зависимости обменного интеграла от уд. объёма $J(V)=J_0(1+\beta\Delta V/V)$ и сжимаемости решётки при достаточно больших β (напр., в ФМ MnAs и АФМ CrAs) они могут стать М. ф. п. 1-го рода (т. н. механизм Бина - Родбелла [6]).

Весьма распространены и более сложные спонтанные М. ф. п. типа порядок-порядок с изменением характера параметра упорядочения; к ним относятся прежде всего метамагн. переходы вида ФМ-АФМ. В FeRh и нек-рых сплавах на основе Mn они происходят, возможно, за счёт механизма обменной инверсии Киттеля, т. е. смены знака эффективного обменного интеграла *J(T)*за счёт теплового расширения решётки, тогда как в магн. редкоземельных (РЗМ) полупроводниках EuSe (или EuTe) и CeSb они обусловлены многоспиновым обменом и, возможно, к--л. иными видами обмена [8]. Существуют также "многоступенчатые" М. ф. п. типа порядокпорядок; они характерны, напр., для чистых РЗМ-элементов (ФМ-спираль $\to$АФМ-спираль $\to$ ПМ в Но и др.). В ряде ферримагнетиков (напр., интерметаллич. соединениях RFe_2, где R - РЗМ-элемент) благодаря разл. температурной зависимости намагниченностей подрешёток $m_A(T)$ и $m_B(T)$ возникает точка компенсации $T_к$, *в* к-рой *m*=0.

Спонтанные спин-(пере)*ориентационные фазовые переходы*, при к-рых параметр порядка *m* (или *l*)изменяет ориентацию относительно осей кристалла, происходят за счёт температурной зависимости константы анизотропии $K_1(T)$при достижении темп-р, где $K_1(T)$меняет знак. При этом род перехода зависит от знака константы анизотропии более высокого порядка $K_2(T)$; напр., переход в Gd от неколлинеарной (конусной, или угловой) ФМ-фазы к коллинеарпой ФМ-фазе (с направлением намагниченности вдоль оси лёгкого намагничивания) является М. ф. п. 2-го рода. Вообще спонтанный М. ф. п. в ферро- или антиферромагнетике от фазы "лёгкая ось" (ЛО) к фазе "лёгкая плоскость" (ЛП) может происходить как один переход 1-го рода ($K_2<0$) или как последовательность двух переходов 2-го рода ($K_2>0$) (во втором случае - через угловую фазу, для к-рой параметром упорядочения служит угол ϑ между вектором *m* и осью z). М. ф. п. первого типа между фазами СФМ - АФМ происходит в *Марина точке* $T_м$ (напр., в гематите α-Fe_20_3 и РЗМ-ортоферрите $DyFe0_3$); М. ф. п. второго типа имеет место, напр., в РЗМ-ортоферритах на основе Sm и Тт.

В неупорядоченных магн. соединениях и сплавах (напр., CuMn, AuFe) в определённых интервалах концентрации магн. ионов возможен М. ф. п. между фазами ПМ-СС в т. н. точке замерзания $T_{сс}$, а также более сложный двойной температурный переход ПМ-ФМ-СС (напр., в тройных системах Eu-Sr-S, Fe-Ni-Cr).

Индуцированные М. ф. п. происходят в магнетике (в условиях *T*=const и x=const) при наложении внеш. магн. поля или давления (в последнем случае, как правило, при одноосном сжатии).

Внеш. магн. поле *H* может вызвать перестройку осн. состояния магнетика - индуцированный спин-(пере)ориентац. переход. Подобные М. ф. п. происходят по достижении определённых критич. значений поля .$H_{кр}$ и сопровождаются изменением магн. симметрии - изменением ориентации векторного параметра упорядочения или его типа (напр., $l\to m$ в антиферромагнетике).

Температурная зависимость $H_{кр}(T)$изображается на плоскости (*H, T*)линией, являющейся фазовой границей и описывающей зависимость критич. темп-ры от магн. поля. При достаточно высоких темп-рах и $H\neq O$ любая магнитоупорядоченная фаза переходит в ПМ-фазу; то же происходит при любых *T* в достаточно сильных полях. В обоих случаях возникающая фаза является магнитонасыщенной ("квазиферромагнитной"), т. к. обладает отличной от нуля намагниченностью $M(H)\neq0$.

В простейшем случае ферромагнетика типа ЛО под влиянием поля $H^{\perp}$ происходят два М. ф. п. 2-го рода: сначала при $H^{\perp}\neq 0$ в угловую фазу, а затем по достижении $H^{\perp}_{кр}\sim D$ - в фазу ЛП (рис. 1). Более сложная перестройка при $T=0$ происходит в двух- или многоподрешёточных магнетиках с разл. величинами \\ знаками параметров обмена и анизотропии. Напр., в антиферромагнетике типа ЛО ($J<0$, $D>0$) со слабой анизотропией $D\leqslant |J|$ (MnF_2, ортоалюминат $GdAlO_3$) в продольном магн. поле $H^{\parallel}$ происходят два последовательных М. ф. п. (рис. 2,о): при $H^{\parallel}_{кр,\,1}\sim\sqrt{D|J|}$ - М. ф. п. 1-го рода АФМ-СФ ("разворот" подрешёток), где СФ - спин-флоп, или угловая фаза; при $H^{\parallel}_{кр,\,2}\sim |J|$ происходит М.ф. п. 2-го рода СФ-(квази)ФМ ("схлопывание" подрешёток). При отрицат. значениях константы анизотропии более высокого порядка (напр., в K_2MnF_4, $CoBr_2{*}2H_2O$) переход АФМ-СФ может происходить в виде последовательности двух М. ф. п. 2-го рода через промежуточную угловую фазу, в к-рой угол вектора l с осью анизотропии плавно изменяется от нуля до $\pi/2$. В наклонном поле, т. е. при наложении наряду с $H^{\parallel}$ также поля $H^{\perp}$, соответствующая МФД принимает вид, изображённый на рис. 2*б*, при этом бикритическая точка *A* (рис. 2,*а*) становится тетракритической точкой *B*.

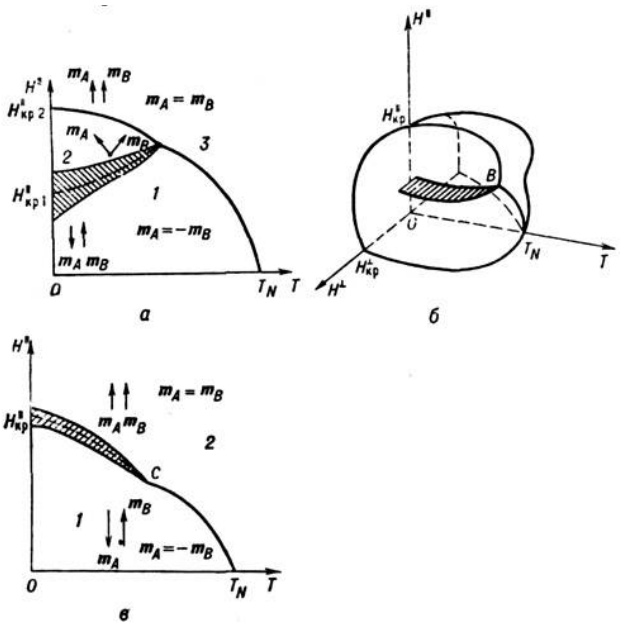


Рис. 2. МФД для антиферромагнетика типа ЛО в магнитном поле: *а*) слабая анизотропия, продольное поле: *1*-АФМ-фаза; *2* - СФ-фаза: *3* - квазиФМ-фаза; - первое и второе критические $H^{\parallel}_{кр1,2}$ поля; *б*) слабая анизотропия, наклонное поле: *B* - тетракритическая точка; заштрихованная горизонтальная "полочка" соответствует области СФ-переходов; *в*) сильная анизотропия, продольное поле: *1* - АФМ-фаза; *2* - квазиФМ-фаза; $H^{\parallel}_{кр}$ - критическое поле метамагнитного М. ф. п.; *C* - трикритическая точка. Заштрихована метастабильная область между границами фаз устойчивости *1 и 2*.

В случае сильной анизотропии ($D\geqslant |J|$ - т. н. "изинговский предел") в двухподрешёточных антиферромагнетиках *е* ферромагн. обменом внутри подрешёток (напр., в РЗМ-фосфатах RPO_4, где R = Dy, Tb, Ho, или слоистом $FeCl_2$) при $H^{\parallel}_{кр}\sim |J|$ при $T=0$ происходит лишь один (т. и. метамагнитный) М. ф. п. 1-го рода АФМ -(квази) ФМ (см. *Метамагнетик*;)с ростом темп-ры переход становится всё более плавным и по достижении трикрит и ческой точки *C* (рис. 2,*в*) он сменяется М. ф. п. 2-го рода. Если обмен внутри подрешёток антиферромагнитный [напр., в РЗМ-алюминатах (галатах) со структурой граната типа Dy_3Al_5 (или $Ga_5)O_{12}$], то магн. подсистема становится неустойчивой и метамагн. переход происходит через промежуточную ферримагнитную (спин-флип) фазу с образованием многоподре-шёточной магн. сверхструктуры.

Внеш. магн. поле существенно влияет па характер спонтанных (прежде всего ориентационных) М. ф. п. в магнетиках, описываемых многокомпонентным параметром упорядочения (напр., двумя векторами m_R и m_{Fe}) намагниченностей редкоземельной (R) и железной (Fe) подрешёток в РЗМ-ферритах со структурой гранатов типа $R_3Fe_5O_{12}$]. МФД для изотропных поликристаллич. образцов двухподрешёточных ферритов-гранатов $R_3Fe_5O_{12}$ изображена на рис. 3,*а*. Влияние даже слабой одноосной анизотропии в монокристаллич. образцах особенно существенно вблизи темп-ры компенсации $T_к$, где оба критич. поля $H_{кр1,\,2}\sim |J_{1,\,2}|\,(m_R\pm m_{Fe})$ изотропного образца обращаются в нуль; соответствующая МФД для случая поперечного поля $H^{\perp}$ изображена на рис. 3,*б*.

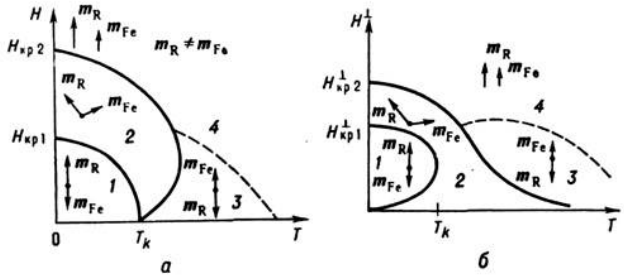


Рис. 3. МФД двухподрешёточного ферримагнетика во внешнем магнитном поле (на примере РЗМ-ферритов типа $R_6Fe_5O_{12}$): *а*) изотропный случай; *б*) анизотропия типа ЛО, поперечное поле: *1* - ФИМ-фаза; *2* - скошенная АФМ-фаза; *3* - АФМ-фаза; ПМ-фаза; $H^{\perp}_{кр\,1,2}$ - первое и второе критические поля; $T_к$ - точка компенсации; m_R, m_{Fe} - векторы удельной намагниченности R- и Ге-подрешёток. Пунктиром обозначена линия, на которой m_R обращается в нуль [5].

Наложение внеш. давления *P* [при r=const и в отсутствие магн. поля (*H*=0)] индуцирует М. ф. п. посредством двух механизмов: обменно-стрикционного (Бина - Родбелла) и обменнокристаллического. В первом случае при $\beta < 0$ давление *P* устраняет М. ф. п. 1-го рода; при $\beta > 0$ (что характерно для большинства магнетиков) любое $P \leqslant P_{кр}$ индуцирует М. ф. п. 1-го рода ФМ-ПМ, исчезающий выше критич. давления P_{KP}. При дальнейшем возрастании *P* (напр., в интерметаллич. соединении MnAs) возникает АФМ-фаза с М. ф. п. 2-го рода АФМ -ПМ; затем происходит *структурный фазовый переход* и возникает новая ФМ-фаза с соответствующим М. ф. п. 2-го рода ФМ-ПМ (рис. 4). Во всех случаях барич. производная критич. темп-ры $dT_{C,N}/dP \sim -(-\beta)$; её знак может меняться в разл. областях изменения давления. При изоструктурном замещении (напр., MnAs → MnSb) постоянная решётки возрастает, т. е. имеет место эффект, эквивалентный наложению отрицат. давления (растяжению образца); при этом М. ф. п. ФМ-ПМ (напр., при $P_{атм} < P_{кр}$ в MnSb) вновь становится переходом 2-го рода.

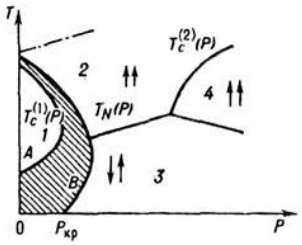


Рис. 4. МФД для двухподрешёточногомагнетика, находящегося под действием одноосного внешнего сжатия (на примере MnAs): *1* - ФМ1-фаза (высокоспиновая) низкого давления; *2* - ПМ-фаза; *3* - АФМ-фаза; *4* - ФМП-фаза (низкоспиновая) высокого давления (фазы *1* и *4* отличаются типом кристаллической структуры); $P_{кр}$- критическое давление; $T_{C(N)}$- точки Кюри (Нееля). Заштрихована область метастабильности между границами устойчивости фаз *1*, *2* и *3* (*A*, *B* - соответственно нижняя и верхняя границы). Пунктиром обозначена граница структурного фазового перехода [6].

Существенно, что при значениях темп-ры *T* и давления *P* в метастабильной области МФД на рис. 4 для MnAs (где её границы от 2 до 6,5 кбар) или его сплавов с переходными 3*d*-металлами наложение внеш. магн. поля $H \geqslant H_{кр}$ (*T*, *P*)индуцирует необратимый М. ф. п. из ПМ- или АФМ-фазы в ФМ-фазу. Особенно велика роль внеш. магн. поля, когда $P_{кр} < 0$ и ФМ-фаза при всех давлениях $P \geqslant 0$ является "скрытой", т. е. спонтанно не реализуется, что наблюдается, напр., в сплавах $MnFe_x$ (или Co_x)As при $x \geqslant 0{,}01$. В этом случае наложение *H* приводит к смещению всей МФД в область положит. давлений и делает ФМ-фазу доступной наблюдению.

Концентрационные М. ф. п. происходят при неизменных значениях темп-ры *T*, магн. поля *H* и давления *P* и характерны для сложных магн. соединений переменного состава и, как правило, неупорядоченной атомной структуры (аморфных *магнитных диэлектриков* и *магнитных полупроводников, металлических стёкол* и т. п.). При изменении концентрации *x* примесных магн. ионов изменяется характер эффективного прямого или косвенного (в т. ч. РККИ-) взаимодействия, что обычно приводит при *T*=0 к двум М. ф. п. при достижении критич. значений $x_{кр}^{1,2}$. В обоих случаях при $x < x_{кр}^{(1)}$ магн. ионы являются почти изолированными ("режим одиночной примеси"), и в магнетике реализуется слабомагн. ПМ-фаза (рис. 5) или кондо-фаза (рис. 6, см. также *Кондо-эффект)*. При достижении т. н. предела разбавления $x_{кр}^{(1)}$ между примесными моментами возникают конкурирующие обменные взаимодействия и магнетик переходит в СС-фазу. С дальнейшим увеличением *x* возрастает роль прямого обмена и тенденция к образованию магн. кластеров; наконец, при достижении $x_{кр}^{(2)}$, т. н. предела перколяции (протекания), устанавливается дальний магн. порядок: сначала смешанная асперомагн. фаза (см. *Сперомагнетизм*),а затем чистая АФМ- или ФМ-фаза.

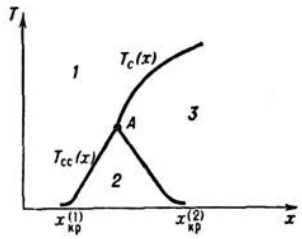


Рис. 5. МФД для диэлектрического сплава на примере : *1* - ПМ-фаза; *2* $Eu_xSr_{1-x}S$ - СС-фаза; *3* - ФМ-фаза; *A* - тройная точка; $x_{кр}^{(1,2)}$ - критические значения концентрации [И].

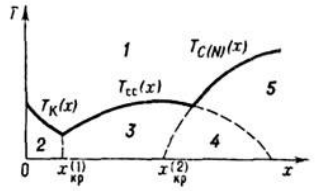


Рис. 6. МФД бинарного металлического сплава благородного металла с переходными: *1* - ПМ-фаза; *2* - кондо-фаза; *3* - СС-фаза; *4* - асперомагнитная фаза: *5* - ФМ- или АФМ-фаза; T_k - температура Кондо; T_{cc} - температура замерзания; $T_{C(N)}$ -температура Кюри (Нееля); $x_{кр}^{(1)}$- предел разбавления; $x_{кр}^{(2)}$ - предел перколяции [11].

При $T \neq 0$ фазовые границы определяются температурными зависимостями $x_{кр}^{(1,2)}(T)$ или, что то же, кон-центрац. зависимостями темп-р замерзания спинового стекла $T_{cc}^{1,2}(x)$ и точек Кюри (Нееля) $T_{C,N}(x)$, пересекающимися в тройной точке *A*, выше к-рой СС-фаза вообще не возникает. В случае МФД на рис. 6 имеется, кроме того, фазовая граница $T_K(x)$, соответствующая переходу из кондо-фазы в ПМ-фазу; эта МФД характерна, напр., для разбавленных твёрдых растворов типа AB_X *c* РККИ-взаимодействием, где А - благородный металл (Au, Ag, Pt), образующий диамагн. матрицу, В - переходный 3*d*-металл (Fe, Ni, Co). Кондо-фаза возникает в примесных металлич. магнетиках благодаря эффекту Кондо, состоящему в частичной экранировке (компенсации) магн. момента примесных *d*-ионов за счёт их антиферромагнитного *s* - *d*-обменного взаимодействия со спинами s-элект-ронов проводимости. Кондо-фаза переходит в СС-фазу при $x_{кр}^{(1)} \approx 10^{-4}$, тогда как для ФМ-фазы в AuFe $x_{кр}^{(2)} \approx 0{,}17$, для АФМ-фазы в CuMn $x_{кр}^{(2)} \approx 0{,}45$.

Концентрац. метамагнитные (см. *Метамагнетик*)М. ф. п. 1-го рода ФМ-АФМ осуществляются в (квази) бинарных концентрир. сплавах ФМ- и АФМ- 3*d*-металлов, напр. в Fe_xCr_{1-x} (или Ni_{1_x}) (рис. 7), нек-рых сталях $Fe_aNi_{1-a-x}M_x$ (M=Mn, Cr, V; *a*=const), а также в $Mn_{1-x}Cr_xSb$ и $Fe(Pd_xPt_{1_x})_3$ при значениях $x_{кр} \approx 0{,}5$. Конкуренция прямых ФМ- и АФМ-взаимодействий (соответственно, $J_1 > 0$ в первой и $J_2 < 0$ во второй координац. сферах, $J_1 = 2 \mid J_2 \mid$) и вызванная ею фрустрация приводят к концентрац. М. ф. п. в диэлектрич. сплаве $Eu_xSr_{1-x}S$, причём $x_{кр}^{(1)} \approx 0{,}1$, $x_{кр}^{(2)} \approx 0{,}5$ (при *x*-0 образец - идеальный диамагнетик, при *x*=1 - ферромагнетик); то же верно для ряда легиров. магнетиков со структурой граната. Концентрац. М. ф. п. типа ПМ-СС происходят также в сложных полупроводниках, напр. во "фрустрированных" тройных халькогенидных сплавах с широкой ($Cd_{1-x}Mn_xTe$) и узкой ($Hg_{1-x}Mn_xTe$ или Se) запрещёнными зонами, где преобладающим при $x \geqslant x_{кр} \approx 0{,}16$ является прямое антиферромагн. взаимодействие ионов Mn^{2+} (рис. 8). В сплавах первого типа в пределе больших концентраций ($x \gtrsim 0{,}7$) реализуется АФМ-фаза, к-рая не обнаруживается в сплавах второго типа. Существенно, однако, что в узкощелевом полупроводнике $Hg_{1-x}Mn_xTe$ в пределе малых концентраций ($x \lesssim 0{,}08$) возможно существование ещё одной СС-фазы благодаря механизму косвенного РККИ-обмена за счёт виртуальных межзонных переходов электронов из валентной зоны в зону проводимости; тот же результат достигается наложением внеш. давления $P \geqslant P_{кр}$, создающим при $z \neq 0$ бесщелевое состояние, характерное для случая x=*0*. В ряде магнетиков изменение концентрации *x*, подобно магн. полю *H* и давлению *P*, может приводить к изменению рода перехода. В сплаве $Оу_{Л}.У_{1_Л}.Co_2$, напр., переход ФМ- ПМ при $x < x_{кр}$ имеет 2-й род, а при $x > x_{кр}$ - 1-й, так что $x_{кр}$ - трикритич. точка. Значит. интерес представляют также концентрац. М. ф. п. в сплавах, обнаруживающих сосуществование магнетизма и сверхпроводимости (см. *Магнитные сверхпроводники*).

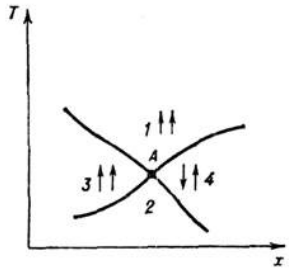


Рис. 7. МФД для интерметаллического сплава 3*d*-переходных ферро- и антиферромагнетиков: *1* - ПМ-фаза; *2* - СС-фаза; *3* - ФМ-фаза; *4* - АФМ-фаза; А-тетракритическаяточка; T_{cc}- температура замерзания; $T_{C(N)}$ - точка Кюри

(Нееля) $T_{C(N)}$ [11].

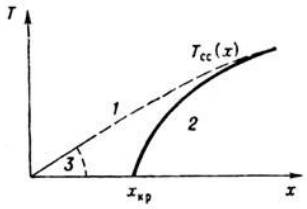


Рис. 8. МФД для полумагнитных узкощелевых полупроводников (на примере $Hg_{1-x}Mn_xTe$): *1* - ПМ-фаза; *2* - CCI-фаза; *3* - CCII-фаза; $x_{кр}$ -критическая концентрация [12].

Теория М. ф. п., как и всех фазовых переходов, основана на общих принципах и методах *термодинамики* и квантовой *статистической физики*, но из-за трудностей математич. характера в законченном виде ещё не построена. К числу наиб. употребительных приближённых методов теории относится метод *молекулярного поля* Вейса (см. *Среднего поля приближение*)или эквивалентные ему вариац. принцип для свободной энергии Н. Н. Боголюбова и феноменологич. теория фазовых переходов Л. Д. Ландау (последняя основана на разложении свободной энергии магнетика вблизи точки М. ф. п. по степеням параметра упорядочения). При описании широкого класса М. ф. п. в рамках теории Ландау весьма полезен метод термодинамич. коэффициентов Аррота - Белова - Нокса (графики зависимости *H/M* от M^2*);* с их помощью, в частности, удобно определять положение точек М. ф. п. Указанные методы дают в целом правильное качеств. описание М. ф. п., особенно в магнетиках со сложной атомной и магн. структурой; физически они исходят из представления о бесконечном радиусе обменного взаимодействия и формально соответствуют предельному переходу $d \to \infty$, где *d* - размерность решётки магн. моментов.

Более точное количеств. описание, учитывающее конечный радиус r_0 обменного взаимодействия, достигается с помощью разл. вариантов теории возмущений (напр., разложения по степеням $1/r_0^3$) и соответствующей диаграммной техники для спиновых операторов [3]. Хорошие результаты даёт также метод ур-ний движения для двухвременных температурных *Грина функций*, приводящий к самосогласованному описанию статич. и динамич. свойств магнетиков в широком интервале темп-р [4].

Наиб. точное описание критич. поведения термодинамич. величин магнетика в окрестности М. ф. п. достигается с помощью метода *ренормализационной группы*, основанного на представлении о *масштабной инвариантности* (гипотезе подобия, или скенлинге) и позволяющего регулярным образом учесть флуктуации параметра магн. упорядочения [7]. С помощью этого метода удаётся с хорошей точностью вычислить т. н. *критические показатели* (индексы) вблизи (поли) критич. точек для разл. моделей (*Изинга модель;* поперечной, или ХУ-модели; *Гейзенберга модель*),характеризующихся разл. размерностью *n* параметра упорядочения (соответственно *n*=1, 2, 3); при этом возможен учёт и разл. значений эффективной (не обязательно целочисленной) размерности решётки *d*. Обычно рассматривают положит. критич. показатели $\alpha, \beta, \gamma, \delta, \eta, \nu$, к-рые удобнее всего определить на примере спонтанного М. ф. п. ФМ - ПМ: при $\tau \equiv (T - T_C)/T_C \to +0$ параметр упорядочения обращается в нуль, $m \sim (-\tau)^{\beta}$, тогда как восприимчивость χ, уд. теплоёмкости C_H, *CM* и радиус корреляции ξ флуктуации параметра упорядочения имеют неаналитич. расходимости: $\chi = \tau^{-\gamma}$; C_H, $C_M \sim \alpha^{-1}(\tau^{-\alpha} - 1)$; $\xi \sim \tau^{-\nu}$. Кроме того, при $\tau = 0$ существен показатель критич. изотермы *парапроцесса* $m \sim H^{1/\delta}$и асимптотика парной спиновой корреляц. ф-ции $\langle m_0 m_r \rangle \sim r^{-(d-2+\eta)}$(см. табл. 2).

Табл. 2.- **Экспериментальные значения критических показателей моделей [3] с *n* = l, 2, 3, для трёхмерной решётки *d*= 3**

n	Показатель					
	α	β	ν	δ	η	ν
1	0, 11	0,32	1.24	4,8	0, 032	0,63
2	0,0	0,34	1,32	4,7	0.034	0,67
3	0, 14	0,30	1,38	4,6	0,036	0,70
Молекулярное поле	0,0	0,50	1,00	3. 00	0.0	0, 50

Метод ренормгруппы даёт значения характеристик М. ф. п., очень близкие к экспериментальным, тогда как расчёты по методу среднего поля дают результаты, существенно отличающиеся от экспериментальных и не чувствительные к величинам *n* и *d*.

Критич. показатели связаны друг с другом и с размерностью решётки в силу ряда термодинамич. соотношений типа

условий устойчивости магн. фазы, напр. $\alpha+2\beta+\gamma\geqslant 2,\ \delta\geqslant 1+\gamma/\beta,\ d\nu\geqslant 2-\alpha$. Поэтому, как правило, только два из них (напр., т] и v) являются независимыми. Критич. показатели отражают глобальную

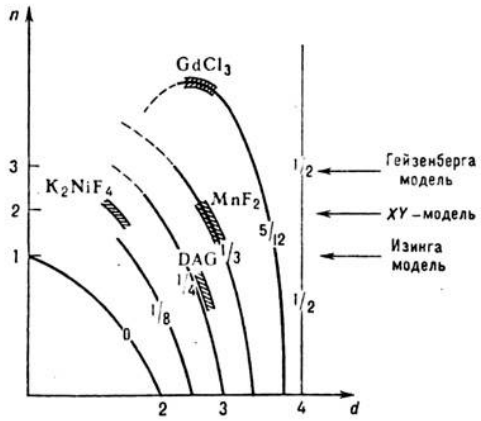


Рис. 9. Классы универсальности - линии постоянного значения критического индекса β в плоскости (н, *d*)размерностей параметра порядка *n* и кристаллической решётки *d*, вычисленные методом ренормгруппы; заштрихованные участки соответствуют реальным магнетикам [13].

структуру физ. модели магнетика и остаются неизменными в пределах т. н. классов универсальности, описываемых соответствующими "траекториями" в плоскости (*n, d*)(для индекса β они указаны на рис. 9). Для каждого типа модели *n* существует т. н. низшая критическая размерность $d_{кр}$, при к-рой М. ф. п. перестаёт существовать, причём $d_{кр}$ тем выше, чем выше симметрия (степень вырождения) данной модели. Так, $d_{кр}=1$ для модели Изинга, $d_{кр}=2$ - Гейзенберга и $d_{кр}= 4$ для модели спинового стекла (последнее указывает на трудности определения истинного характера перехода в СС-фазу в реальном случае *d=3)*. Для более сложных М. ф. п. и МФД с поликритич. точками критич. индексы перенормируются и происходит явление кроссовера, т. е. изменение критич. индексов при переходе из изоморфной критич. области в неизоморфную по к--л. набору параметров.

Лит.: 1) Белов К. П., Магнитные превращения, М., 1959; 2) Вонсовский С. В., Магнетизм, М., 1971; 3) Изюмов Ю. А., Кассан-оглы Ф. А., Скрябин Ю. Н., Полевые методы в теории ферромагнетизма, М., 1974; 4) Тябликов С. В., Методы квантовой теории магнетизма, 2 изд., М., 1975; 5) Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках, М., 1979; 6) Завадский Э. А., Вальков В. И., Магнитные фазовые переходы. К., 1980; 7) Паташинский А. З., Покровский В. Л., Флуктуационная теория фазовых переходов, 2 изд., М., 1982; 8) Нагаев Э. Л., Аномальные магнитные структуры и фазовые переходы в негейзенберговских магнетиках, "УФН", 1982, т. 136, с. 61; его же, Магнетики со сложными обменными взаимодействиями, М., 1988; 9) Камилов И. К., Алиев Х. К., Фазовые переходы второго рода в ферромагнетиках в слабых магнитных полях вблизи точки Кюри, "УФН", 1983, т. 140, с. 639; 10) Хёрд К. М., Многообразие видов магнитного упорядочения в твердых телах, пер. с англ., "УФН", 1984, т. 142, с. 331; И) Mydosh J. A., Nieuwenhuys G. J., Dilute transition metall alloys; spin glasses, в кн.: Ferromagnetic materials, ed. by E. P. Wohlfarth, v. 1, Amst., 1980, ch. 2; 12) Ляпилин И. И., Цидильковский И. М., Узкощелевые полумагнитные полупроводники, "УФН", 1985, т. 146, с. 35: 13) Уайт Р., Квантовая теория магнетизма, пер. с англ., 2 изд., М., 1985; 14) Редкоземельные ионы в магнитоупо-рядоченных кристаллах, М., 1985; 15) Изюмов Ю. А., Дифракция нейтронов на длиннопериодических структурах, М., 1987; см. также *лит.* при ст. *Фазовые переходы. Ю. Г. Рудой*.

<< Предметный указатель >>

© femto.com.ua
webmaster@femto.com.ua