

растёт. Зависимость T_N от концентрации примеси для доноров немоноотонная, для акцепторов — падающая.

Выявлены и др. металлич. системы, в к-рых имеет место переход из парамагн. состояния в состояние с С. п. в. К ним относятся редкоземельные металлы и их сплавы с переходными металлами, обладающие геликоидальной антиферромагн. структурой. В этих веществах поверхность Ферми имеет конгруэнтные «ленточные» участки ($\delta \neq 0$). Примерами таких систем служат Eu и сплавы Y и Se с тяжёлыми редкоземельными металлами (Th, Gd, Dy, Ho). В сплавах Y и Sc с Eg и Tm реализуется синусоидальная антиферромагн. структура, т. е. С. п. в., происхождение к-рой также связано с особенностью поверхности Ферми.

Сплавы и соединения переходных металлов также испытывают переход из парамагн. состояния в состояние С. п. в. К таким системам относятся упорядоченные сплавы FeRh, PtFe, MnNi, геликоидальные магнетики FeGe₂, MnS₂, соединения CrB₂, сложные халькогениды ванадия (V₃S₄, V₃S₈), возможно, сульфид никеля NiS и интерметаллические соединения из группы фаз Лавеса TiBe₂ и Ti_{1-x}Cu_xBe₂. В т. н. фазах Магнелли V_nO_{2n+1} при $2 < n \leq 9$ также имеет место переход в фазу С. п. в., причём на фоне волны зарядовой плотности. В ряде актинидных соединений с тяжёлыми фермионами (URuSi₂, UCu₃, UCd₁₁, U₂Zn₇, U_{1-x}Th_xPt₃) С. п. в. формируется при низких температурах в фазе тяжёлой ферми-жидкости. Конкретное применение модели С. п. в. к перечисленным объектам требует учёта дополнит. эффектов — магнитострикции, спиновой поляризации остальных участков поверхности Ферми, наличия вблизи неё т. н. резонанса Абрикосова — Сула (см. *Промежуточная валентность*).

Особой группой веществ, в к-рых наблюдались состояния С. п. в., являются нек-рые квазиодномерные органические проводники, напр. (TMTSF)₂X — тетраметил-тетраселенафлуорвален, где X — анионы (X = PF₆, AsF₆). Установлено также существование С. п. в. и с нек-рыми др. анионами. Переходу в антиферромагн. фазу отвечает С. п. в. с удвоенным (по сравнению с постоянной решётки) периодом в продольном направлении. Возможно, что магн. упорядочение в металлооксидах типа La—Sr—Cu—O и Y—Ba—Cu—O также представляет собой С. п. в., что связано с проблемой высокотемпературной сверхпроводимости (см. *Оксидные высокотемпературные сверхпроводники*).

В широком смысле понятие С. п. в. может быть обобщено на случай произвольных периодич. сверхструктур в антиферромагнетиках (геликоидальные, синусоидальные структуры). Феноменология, теория магн. сверхструктур основывается на теории фазовых переходов 2-го рода Ландау. В неметаллах формирование сверхструктур происходит под влиянием релятивистских взаимодействий спинов — решётки и спинов — спинов, а также вследствие анизотропного обменного взаимодействия. Периоды сверхструктур в антиферромагн. металлах определяются взаимодействием электронов проводимости со спинами магн. ионов и мало отличаются от величин, обратных экстремальным диаметрам поверхности Ферми.

Лит.: Дьялошинский И. Е., Теория геликоидальных структур в антиферромагнетиках, «ЖЭТФ», 1964, т. 46, с. 1420; т. 47, с. 337, 992; Куликов Н. И., Тугушев В. В., Волны спиновой плотности и зонный антиферромагнетизм в металлах, «УФН», 1984, т. 144, в. 4, с. 643; Горьков Л. П., Физические явления в новых органических проводниках, там же, в. 3, с. 381; Мория Т., Спиновые флуктуации в магнетиках с коллективизированными электронами, пер. с англ., М., 1988.

СПИНОВЫЕ ВОЛНЫ — волны нарушений магн. упорядоченности в ферро-, антиферро- и ферримангнетиках. Спины атомов в этих веществах и связанные с ними магн. моменты в осн. состоянии упорядочены. Отклонения магн. момента от преимущественного направления не локализуется на атоме, а в виде волны распространяется в среде. С. в. — элементарное возбуждение

магн. системы в магнитоупорядоченной среде; *квазичастицы*, соответствующие С. в., наз. *магнонами*. Существование С. в. в ферромагнетиках предсказано Ф. Блохом (F. Bloch) в 1930. Вся совокупность эксперим. факторов о поведении магнитоупорядоченных тел при темп-ре T значительно ниже темп-ры Кюри T_C (или темп-ры Нееля T_N) свидетельствует о существовании С. в. (в частности, *Блоха закон*).

С. в., как всякая волна в кристалле, характеризуется законом дисперсии — зависимостью её частоты ω от квазиволнового вектора k . Энергия \mathcal{E} и квазимомент p магнона равны: $\mathcal{E} = \hbar\omega$, $p = \hbar k$. Кристалл с N магнитными подрешётками имеет N типов (ветвей, мод) С. в. с разл. законами дисперсии: $\omega = \omega_i(k)$; $i = 1, 2, \dots, N$.

Классическое описание С. в. допускают наглядную классич. интерпретацию: рассмотрим цепочку атомов, расстояние между к-рыми a , в магн. поле H . Если волновой вектор $k = 0$, то все спины синфазно прецессируют вокруг H с частотой ω_0 (однородная прецессия). При $k \neq 0$ прецессия спинов неоднородна — разные спины повернуты на разные углы, разность углов поворота равна ka (рис. 1). Частота

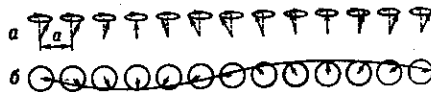


Рис. 1. Спиновая волна в линейной цепочке спинов: а — вид цепочки спинов в перспективе (сбоку); б — вид цепочки спинов сверху; волна изображена линией, проходящей через концы спиновых векторов.

неоднородной прецессии $\omega(k) > \omega_0$. В реальных системах малые колебания магн. моментов атомов осуществляются в виде волн неоднородной прецессии.

В случае длинных волн колебания магн. моментов можно описывать как колебания макроскопич. векторов — плотностей магн. моментов (*намагниченностей*) подрешёток $M_i(r, t)$ — ф-ций координаты r и времени t . При неоднородной прецессии длины векторов $|M_i| = \mu_i/v_0$, где μ_i — магн. момент атома i -й подрешётки, v_0 — объём ячейки кристалла, сохраняются; $|M_i|$ — интегралы движения. Законы дисперсии длинноволновых С. в. определяются из Ландау — Лифшица уравнения:

$$\frac{\partial M_i}{\partial t} = \gamma [M_i H_{\text{эф}}^i]; H_{\text{эф}}^i = -\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial M_i}. \quad (1)$$

Здесь $\gamma = e/mc$ — магнитомеханическое отношение (без учёта спин-орбитальной связи); e , m — заряд и масса электрона, \mathcal{E} — энергия взаимодействия магн. моментов подрешёток, $H_{\text{эф}}$ — эфф. магн. поле (см. ниже). Осн. состояние определяется условием коллинеарности намагниченностей M_{i0} и эфф. магн. полей $H_{\text{эф}}^{i0}$:

$$[M_{i0} H_{\text{эф}}^{i0}] = 0. \quad (2)$$

Линеаризация ур-ния (1) с учётом (2) приводит к системе ур-ний для перем. составляющих магн. моментов:

$$m_i = M_i - M_{i0}; m_i \perp M_{i0}. \quad (3)$$

Поле $H_{\text{эф}}$, кроме пост. магн. поля H , содержит перем. часть h — магн. поле, связанное с взаимодействием между подрешётками и с неоднородностью их намагниченностей. Т. к. частоты С. в. невелики, то для определения h можно воспользоваться ур-ниями магнито-статика:

$$\text{rot } h = 0; \text{div } h = -4\pi \text{div } m_i; m = \sum_{i=1} m_i. \quad (4)$$

Магн. поле h осуществляет магнитодипольное взаимодействие между колеблющимися