

**ГЕЙЗЕНБЕРГА МОДЕЛЬ** — матем. модель магнитоупорядоченных кристаллич. веществ (гл. обр. ферромагнетиков), основанная на применении гамильтониана обменного взаимодействия

$$\mathcal{H} = -2 \sum_{i < j} J_{ij} S_i S_j. \quad (1)$$

В (1) суммирование ведётся по всем парам различных  $\{i, j\}$  узлов кристалла, в к-рых находятся ионы со спинами  $S_i$  и  $S_j$ ;  $J_{ij}$  — константы, характеризующие обменное взаимодействие между этими ионами.

После того как В. Гайтлер и Ф. Лондон (W. Heitler, F. London, 1927) на примере молекулы водорода продемонстрировали зависимость энергии взаимодействия от взаимной ориентации спинов электронов, В. Гейзенберг (W. Heisenberg, 1927) применил их результаты для описания ферромагнетизма модельного непроводящего кристалла, состоящего из атомов с одним  $s$ -электроном вне замкнутых электронных оболочек. Зависимость энергии двухэлектронной системы от ориентации спинов является по своей природе квантовомеханич. эффектом, к-рый заключается в следующем. Паули принцип не допускает состояний, в к-рых в данный момент времени в данном месте могут находиться два электрона с одинаково направленными спинами, но допускает такие состояния с антипараллельными спинами. Поэтому распределение заряда, а значит, и эл.-статич. энергия системы зависит от взаимной ориентации спинов. Разность энергий, отвечающих этим состояниям, определяет обменное взаимодействие. П. Дирак (P. Dirac, 1929) показал, что эл.-статическое по природе обменное взаимодействие можно описать гамильтонианом, содержащим скалярные произведения спинов взаимодействующих электронов, т. е. —  $2J(S_1 S_2)$ , как если бы между спинами существовало взаимодействие. Дж. Ван Флек (J. H. Van Vleck, 1932) обобщил дираковскую форму записи обменного гамильтониана на случай многоэлектронных атомов в молекулах и кристаллах, в осн. состоянии к-рых орбитальный момент  $L=0$ . Поэтому гамильтониан (1) иногда наз. гамильтонианом Гейзенберга — Дирака — Ван Флека. Хотя достаточно строго обосновать выражение (1) удаётся лишь для нек-рых частных случаев и имеются определённые теоретические ограничения на его применимость, практически оно «работает» хорошо: с его помощью удалось продвинуться в решении мн. проблем магнетизма, напр. рассчитать температурную зависимость теплоёмкости и самопроизвольной намагниченности ферромагнетиков, объяснить высокие значения темп-р Кюри (см. Кюри точка), спектр спиновых волн и др.

В совр. теории магнетизма обменный гамильтониан — это спиновый гамильтониан, дающий приближённое описание той части энергетич. спектра магнитоупорядоченного кристалла, к-рая непосредственно примыкает к осн. состоянию. Важно, что обменный гамильтониан (1) позволяет работать с волновыми функциями в виде произведений одночастичных спиновых ф-ций, отнесенных к разл. узлам кристалла, вместо антисимметричных волновых ф-ций в виде детерминантов Слэтера. При этом обеспечивается равенство матричных элементов оператора межэлектронного взаимодействия на волновых ф-циях (детерминантов Слэтера) и матричных элементов оператора (1) на спиновых волновых ф-циях.

Различают прямое и не прямое обменные взаимодействия. В случае прямого обмена константы  $J_{ij}$  определяются непосредств. перекрытием волновых ф-ций взаимодействующих ионов. Непрямой обмен реализуется за счёт к.-л. промежуточной подсистемы (напр., электронов проводимости) и проявляется в более высоких порядках теории возмущений по сравнению с прямым обменом. Непрямой обмен между локализованными спинами через электроны проводимости наз. косвенным обменным взаимодействием или РККИ-

взаимодействием (взаимодействием Рудермана — Киттеля — Касуи — Йосиды). Осн. формой обменного взаимодействия в непроводящих кристаллах является взаимодействие между магн. ионами через промежуточные немагн. ионы (т. н. сверхобменное взаимодействие).

Значения обменных констант в (1) быстро уменьшаются с увеличением расстояния между взаимодействующими ионами. Поэтому в (1) часто ограничиваются учётом взаимодействий только ближайших соседей. Знак обменной константы в этом случае определяет тип магн. упорядочения в кристалле: при  $J > 0$  реализуется ферромагн. упорядочение, при  $J < 0$  — антиферромагнитное. При учёте обменного взаимодействия с ионами, следующими за ближайшими, знаки обменных констант могут чередоваться при переходе от ближайших соседей к следующим и т. д. В этом случае в кристалле могут существовать более сложные типы магнитного упорядочения: неколлинеарное, геликоидальное и т. д. (см. Магнитная атомная структура).

Гамильтониан обменного взаимодействия (1) изотропен, поэтому он не определяет направления намагниченности в ферромагнетике. Направление определяется магнитной анизотропией, к-рая обусловлена более слабыми релятивистскими взаимодействиями (спин-орбитальным и диполь-дипольным). Аналогично обстоит дело в антиферромагнетике с ориентацией вектора антиферромагнетизма, в ферромагнетике — с ориентацией намагниченностей подрешёток и т. д.

Обменные константы  $J_{ij}$  определяют темп-ру  $T_C$ , при к-рой возникает магн. упорядочение кристалла. Для ферромагнетика при учёте в гамильтониане (1) взаимодействия только ближайших соседних ионов и в приближении молекулярного поля темп-ра  $T_C$  и обменная константа  $J$  связаны соотношением

$$J = 3kT_C / zS(S+1), \quad (2)$$

где  $z$  — число ближайших соседей,  $S$  — спин иона. Согласно расчёту по ф-ле (2), для железа ( $S=1$ ) при темп-ре  $T_C=1043\text{K}$   $J=1,19 \cdot 10^{-2}$  эВ. Более точные теории дают несколько большие значения обменных констант (на 30—40%).

Поскольку Г. м. приближённо описывает энергетич. спектр магнетика, наряду с этой моделью изучают модели с другой формой обмена (анизотропная Г. м., Изинга модель, XY-модель и др.). Принципиальное значение имеет антисимметричное обменное Дзялошинского взаимодействие, к-рое в простейшем случае описывается выражением  $(D(S_1 S_2))$ . Все анизотропные и антисимметричные поправки к гамильтониану (1) обусловлены спин-орбитальным взаимодействием. Для ионов, у к-рых в осн. состоянии орбитальный момент  $L \neq 0$ , используют обменный гамильтониан в форме (1), но параметры  $J_{ij}$  в нём заменяются ф-циями от операторов орбитальных моментов взаимодействующих ионов (Дж. Ван Флек, 1962). В случае многоэлектронных ионов учитывают также дополнительные негейзенберговские слагаемые в (1) вида  $A(S_i S_j)^2$ ,  $B(S_i S_j)^3, \dots$ , описывающие одноврем. участие в обмене трёх, четырёх и т. д. электронов.

Лит.: Маттис Д., Теория магнетизма, пер. с англ., М., 1967; Вонсовский С. В., Магнетизм, М., 1971; Уайт Р., Квантовая теория магнетизма, пер. с англ., 2 изд., М., 1985. А. К. Зеедин.

**ГЕЙЗЕНБЕРГА ПРЕДСТАВЛЕНИЕ** квантовой механики — один из осн. способов описания квантовомеханич. явлений, заключающийся в том, что вместо изменения во времени вектора состояния физ. системы (как в Шрёдингера представлении) рассматривается эволюция операторов, отвечающих физ. величинам.

Если  $|\Psi_0\rangle$  — вектор состояния системы в нач. момент времени ( $t_0$ ), то, согласно осн. постулату квантовой механики, вектор состояния этой системы в