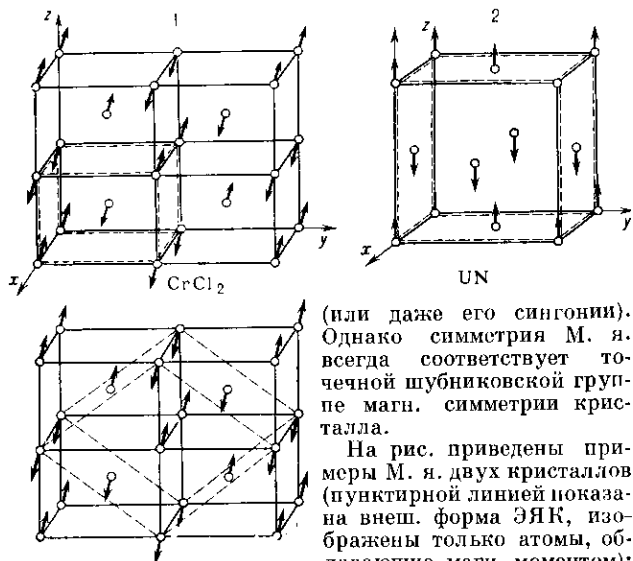


ЭЯК. При определении ЭЯК главным считается требование, чтобы её симметрия как конечной фигуры отвечала точечной группе *симметрии кристалла*. Это требование не применимо к М. я., т. к. она всегда содержит одну или несколько примыкающих друг к другу целых ЭЯК и в общем случае симметрия М. я. уже не будет соответствовать точечной группе кристалла



(или даже его сингонии). Однако симметрия М. я. всегда соответствует точечной шубниковской группе магн. симметрии кристалла.

1. Кристалл CrCl_2 орторомбич. сингонии с точечной группой $m\bar{3}m$ (или D_{2h} , т. е. с тремя взаимно перпендикулярными осями симметрии 2-го порядка и плоскостями симметрии, перпендикулярными этим осям). Такой симметрией обладает ЭЯК. Кристаллич. CrCl_2 — антиферромагнетик, его ось антиферромагнетизма ориентирована в нек-ром направлении, не совпадающем с направлениями рёбер ячейки; шубниковская (магнитная) группа симметрии $P_3\bar{1}$ принадлежит уже триклинной сингонии. М. я. составлена из четырёх ЭЯК, т. к. магн. периоды по осям y и z удвоены, а по оси x равны кристаллохимическим. Эта М. я. по объёму не минимальна, выбор меньшей М. я. показан внизу. В обоих случаях М. я. имеет триклинную симметрию $\bar{1}$, но принято выбирать М. я. кратной элементарной ячейке и не перебирать её с целью уменьшения её объёма.

2. Кристалл UN с гранецентрированной кубич. решёткой (см. *Браге решётки*). ЭЯК выбирается в виде куба и не является минимальной по объёму. Ось антиферромагнетизма направлена вдоль одной из осей симметрии 4-го порядка, в магнитоупорядоченной фазе кристалл UN тетрагонален. М. я. здесь совпадает с ЭЯК (точнее, отличается от неё очень малыми стрикционными искажениями), однако часть трансляций для М. я. по сравнению с ЭЯК оказывается утерянной (они превращаются в антитрансляции).

Выбор М. я. возможен не в любых магнетиках, а лишь в тех, в к-рых магн. периоды совпадают или кратны кристаллохимическим. Поэтому понятие «М. я.» гораздо более ограничено, чем универсальное для любых кристаллов понятие ЭЯК. Примеры магнетиков без М. я.: 1) магнетики с *несообразимой магнитной структурой*; 2) *спиновые стёкла*; 3) магнетики с распределённой плотностью магн. момента и с закономерностью типа волны спиновой плотности (см. *Спиновой плотности волны*).

Лит.: Сиротин Ю. И., Шаскольская М. П., Основы кристаллофизики, 2 изд., М., 1979; Современная кристаллография, т. 1, М., 1979; Изюмов Ю. А., Найш В. Е., Озеров Р. П., Нейтронография магнетиков, М., 1981, В. Е. Найш.

МАГНИТНОЕ ВРАЩЕНИЕ плоскости поляризации — см. *Фарадея эффект*.

МАГНИТНОЕ ДАВЛЕНИЕ — действие, оказываемое замороженным магн. полем на плазму (или проводящую жидкость), направленное перпендикулярно силовым линиям. М. д. равно плотности магн. энергии, т. е. пропорционально квадрату напряжённости магн. поля H : $p_M = H^2/8\pi$ дин/см² или $0,1H^2/8\pi$ Па. М. д. может уравниваться кинетич. давлением плазмы; превышение М. д. над кинетическим приводит к *плавм-эффекту*.

МАГНИТНОЕ КВАНТОВОЕ ЧИСЛО — квантовое число m , определяющее величину проекции L_z момента количества движения (момента импульса) микрочастицы на произвольно выбранное направление (ось z): $L_z = m\hbar$. М. к. ч. принимает $2l+1$ целых значений, где l — *орбитальное квантовое число*. М. к. ч. определяет проекцию магн. момента μ на направление магн. поля (см. *Зеемана эффект*).

Часто М. к. ч. называют проекцию любого из моментов — орбитального L , спинного S , полного J и т. д. — на ось z . Тогда соответствующие квантовые числа M_L, M_S, M_J и т. д. принимают $2L+1, 2S+1, 2J+1$ и т. д. целых и полуполных значений, где L, S, J — соответствующие квантовые числа. Электрич. и магн. мультипольные переходы происходят при определ. изменении М. к. ч. (см. *Отбора правила*).

В. П. Шевелько.

МАГНИТНОЕ НАСЫЩЕНИЕ — состояние вещества, при к-ром его *намагниченность* M достигает насыщения (предельного значения) M_∞ , не изменяющегося при дальнейшем возрастании напряжённости намагничивающего поля H . Строго говоря, М. н. в технически доступных магн. полях никогда не достигается, поскольку вклады в M , вносимые прецессионным диамагнетизмом и поляризац. парамагнетизмом, не обнаруживают тенденции к насыщению. Однако эти вклады малы по сравнению с намагниченностью, обусловленной ориентац. *парамагнетизмом*. Поэтому под М. н. обычно понимают такое состояние, в к-ром все имеющиеся в веществе элементарные *магнитные моменты* ориентированы вдоль H .

В *парамагнетиках* значение M в соответствии с ф-лой Бриллюэна (L. Brillouin) стремится к пределу M_∞ при $H \rightarrow \infty$. В области низких темп-р ($1-10$ К) близкое к М. н. состояние реализуется в магн. полях $H \sim 10^5-10^6$ А/м. В *ферромагнетиках* и до наложения внеш. магн. поля существует спонтанная намагниченность M_s доменов, зависящая от темп-ры T : в *Кюри точке* $M_s = 0$, при $T = 0$ $M_s = M_0$, где M_0 — намагниченность, определяющая абс. М. н. Намагниченность макроскопич. тела (ферромагнетика) обычно меньше M_s и с ростом H приближается к этому значению за счёт происходящих в веществе процессов смещения доменных границ и вращения векторов M_s отд. доменов к направлению H (см. *Намагничивание*). При завершении этих процессов достигается *техническое М. н.* Увеличение M при дальнейшем возрастании H связано с *парапроцессом*, т. е. увеличением M_s за счёт подавления магн. полем тепловых колебаний элементарных магн. моментов.

Лит. см. при ст. *Намагничивание*. А. С. Ермоленко.

МАГНИТНОЕ ОХЛАЖДЕНИЕ — метод получения низких и сверхнизких темп-р путём адиабатич. размагничивания парамагн. веществ, предложенный П. Дебаем и У. Джококом (P. Debye, W. Giaque, 1926). Ранее этот метод широко использовался для получения темп-р от 1 до $0,01$ К с применением парамагн. солей. Для достижения темп-р этого диапазона используют в основном криостаты растворов ^3He в ^4He (см. *Криостат*), но своё значение метод М. о. сохранил для ванфлековских парамагнетиков (см. *Ванфлековский парамагнетизм*) и ядерных парамагн. систем, с использованием к-рых удаётся получать темп-ры милли-, микро- и даже нанокельвинового диапазона.