

В квантовой теории парамагнетизма, последовательной развитой Дж. Ван Флеком (J. Van Vleck, 1928—32), значение постоянной Кюри определяется величинами квантовых чисел спинового — S , орбитального — L и полного — J моментов магн. иона и зависит от соотношения расщеплений уровней энергии иона в результате спин-орбитального взаимодействия (Δ_{LS}) и действия внутрикристаллич. поля ($\Delta_{кр}$). Для соединений, содержащих ионы редкоземельных элементов, как правило, $\Delta_{кр} \ll kT \ll \Delta_{LS}$. В этом случае $C = N g^2 \mu_B^2 J(J+1)/3k$, где g — Ланде множитель, μ_B — магнетон Бора. При $kT \gg \Delta_{LS}$ величина $C = N \mu_B^2 [L(L+1) + 4S(S+1)]/3k$. У ионов группы 3d-металлов (Fe, Co, Ni и др.) часто $\Delta_{кр} \gg kT$ и $\Delta_{кр} \gg \Delta_{LS}$. Для них

$$C = N \cdot 4 \mu_B^2 S(S+1)/3k$$

(случай замораживания орбитального момента).

К. з. даёт возможность сопоставить теоретич. значение $\mu_0 = \mu \cdot g [J(J+1)]^{1/2}$ с эффективным значением $\mu_{эф} = (C \cdot 3k/N)^{1/2}$, получаемым из эксперимента, и установить в ряде случаев возможные физ. причины расхождения значений μ_0/μ и $\mu_{эф}/\mu$.

При учёте взаимодействия между магн. ионами (а также влияния внутрикристаллич. поля) К. з. переходит в Кюри — Вейса закон. Связанные с этими взаимодействиями отклонения от К. з. всегда наблюдаются при достаточно низких темп-рах.

Теория Ланжевена применима к любым моментам и в частности, как показал П. Дебай (P. Debye, 1912), описывает поляризацию газа, молекулы к-рого обладают пост. дипольным электрич. моментом, в электрич. поле. Т. о., К. з. подчиняется температурная зависимость диэлектрич. восприимчивости газов и разбавленных растворов полярных молекул.

Лит.: Вонсовский С. В., Магнетизм, М., 1971; Киттель Ч., Введение в физику твердого тела, пер. с англ., М., 1978. С. А. Боровик-Романов.

КЮРИ ПРИНЦИП — принцип, согласно к-рому кристалл под внеш. воздействием изменяет свою точечную симметрию так, что сохраняет лишь элементы симметрии, общие с элементами симметрии воздействия. К. п. выражает симметричный аспект принципа причинности: симметрия причины сохраняется в симметрии следствий. К. п. сформулирован П. Кюри в 1894 и является осн. симметричным принципом кристаллофизики наряду с Неймана принципом. Последний связывает симметрию свойств кристалла с симметрией самого кристалла до воздействия, в то время как К. п. позволяет определить симметрию кристалла после воздействия. Так, напр., тепловое расширение кристалла (воздействие скаляра — темп-ры) может привести к изменению углов между гранями кристалла, но не может привести к изменению его симметрии (если нет фазовых переходов). Когда при анизотропном воздействии симметрия кристалла изменяется, то К. п. позволяет сразу найти эту изменённую симметрию, а следовательно, и соответствующие изменения симметрии физ. свойств. Т. к. при собственных сегнетоэлектрич., ферромагн. или сегнетоэластич. фазовых переходах в качестве параметра перехода выступают соответственно полярный вектор P , аксиальный вектор M или полярный тензор 2-го ранга ξ , то эти макроскопич. анизотропные величины можно рассматривать как внеш. воздействия и по К. п. сразу же найти изменение симметрии кристалла при таком структурном фазовом переходе и набор морфических физ. свойств, возникающих за счёт такого изменения симметрии.

Лит.: Современная кристаллография, т. 4, М., 1981. Л. А. Шуцалов.

КЮРИ ТОЧКА (температура Кюри, T_C) в общем термодинамическом понимании — точка на кривой фазовых переходов 2-го рода, связанных с возникновением (разрушением) упорядоченного состояния в твёрдых телах при изменении темп-ры, но при заданных значениях др. термодинамич. параметров (давления P , магн. поля H , электрич. поля E и т. д.).

Чаще этот термин применяют только к переходам в магнитоупорядоченное (ферро- и ферримагнитное) и в сегнетоэлектрическое состояния. Фазовый переход из ферромагн. состояния в парамагнитное (неупорядоченное) впервые наблюдал П. Кюри в 1895. В К. т. скачком изменяется симметрия кристаллич. вещества (см. Симметрия кристаллов, Магнитная симметрия). В случае переходов ферромагнетик — парамагнетик и сегнетоэлектрик — параэлектрик К. т. является изолиров. точкой на фазовой диаграмме в координатах H (или E) — T , т. к. с точки зрения симметрии состояние ферромагнетика (сегнетоэлектрика) в поле H (или E), направленном вдоль оси лёгкого намагничивания, не отличается от состояния парамагнетика в том же поле. Этим переход в ферро- и ферримагн. состояния отличается от перехода в антиферромагн. состояние. В последнем случае и в магн. поле происходит скачкообразное изменение симметрии. Антиферромагн. К. т. наз. Неелл точкой. Для всех магнитных фазовых переходов характерно, что при $T > T_C$ вещество находится в парамагн. состоянии. Ниже К. т. — в магнитоупорядоченном состоянии, к-рое сохраняется до $T = 0K$, хотя в интервале темп-р $T_C > T > 0$ возможны переходы из одного магнитоупорядоченного состояния в другое.

У сегнетоэлектриков могут существовать две К. т.: T_{C1} и T_{C2} . При $T > T_{C1}$ вещество является параэлектриком. При охлаждении до T_{C1} наступает переход в упорядоченное сегнетоэлектрич. состояние, а ниже T_{C2} возникает вновь параэлектрич. состояние.

В упорядочивающихся сплавах с охлаждением до К. т. (к-рая в случае сплавов носит также назв. точки Курнакова) атомы начинают располагаться упорядоченно — по узлам кристаллич. решётки сплава (возникают зародыши упорядоченной фазы).

Во всех перечисленных случаях перехода в упорядоченное состояние последнее можно описать параметром порядка η (спонтанной намагниченностью в ферромагнетиках, намагниченностью магнитных подрешёток в антиферромагнетиках, спонтанной поляризацией в сегнетоэлектриках, долей упорядочившихся атомов в сплавах). При $T > T_C \eta = 0$, при $T \leq T_C$ с понижением темп-ры начинается рост η , к-рый может быть описан законом $\eta \sim (-\tau)^\beta$, где $\tau = (T - T_C)/T_C$, а β — критический показатель (см. Критические явления).

А. С. Боровик-Романов.

КЮРИ — ВЕЙСА ЗАКОН — температурная зависимость магнитной восприимчивости χ парамагнетика вида

$$\chi(T) = C/(T - \theta). \quad (1)$$

Параметры вещества — постоянная Кюри C и парамагн. темп-ра Кюри θ — играют важную роль в объяснении природы магнетизма [1]. К. — В. з. установлен П. Вейсом (P. Weiss, 1907). В дальнейшем было экспериментально показано, что у очень многих ферро- и антиферромагнетиков в парамагн. области (при темп-рах выше Кюри точки T_C и соответственно Неелл точки T_N) зависимость $\chi(T)$ также описывается ф-лой (1). У ферромагнетиков $\theta > 0$, у антиферромагнетиков $\theta < 0$. В монокристаллах θ анизотропна, этот эффект достигает большой величины в редкоземельных металлах.

Графически удобно изображать К. — В. з. в координатах (χ^{-1}, T) , где он имеет вид линейной зависимости $1/\chi(T) = C^{-1}T - \lambda$, где $\lambda = \theta/C$. (2)

При этом (рис.) $C = ctg\alpha$, а θ определяется как точка пересечения прямой с осью T .

Выполнение К. — В. з. в широком интервале темп-р носит приближённый характер. При $T \approx T_C$ (T_N) наблюдается отклонение от ф-лы (2). У ферромагнетиков θ и T_C не совпадают (рис.), но очень близки, у антиферромагнетиков θ и T_N могут существенно различаться.

С теоретич. точки зрения (в рамках теории молекулярного поля) К. — В. з. является обобщением Кюри закона на случай взаимодействия между локализов. магн. моментами. При этом параметр λ в (2)