

гия  $F = F(V, T)$ , энергия Гиббса  $G = G(P, T, N)$ ,  $N$  — число частиц. Для многокомпонентных систем нужно учитывать ещё доплонит. П. с.: концентрации компонент  $c_i$  или их хем. потенциалы  $\mu_i$ . Для многофазных систем каждая фаза описывается своим парциальным термодинамич. потенциалом (см. *Гиббса правило фаз*).

**ПАРАПРОЦЕСС** (истинное намагничивание) — возрастание во внеш. магн. поле  $H$  абс. величин намагниченности  $M$  на завершающем этапе *намагничивания* ферро- и ферримагнетиков (после процессов «смещения» и «вращения»). П. обусловлен ориентацией в поле  $H$  элементарных носителей магнетизма (спинных и орбитальных магн. моментов атомов или ионов), оставшихся неупорядоченными вследствие дезорганизирующего действия теплового движения. На этапе П. намагниченность  $M$  под действием внеш. поля стремится приблизиться к величине абс. насыщения  $M_0$ , т. е. к намагниченности, к-рую имел бы ферри- или ферромагнетик при  $T = 0$  К. П. в большинстве случаев даёт малый прирост намагниченности, поэтому практически процесс намагничивания считают законченным при достижении техн. насыщения. Вблизи точки Кюри, где роль процессов «смещения» и «вращения» уменьшается, а П., наоборот, увеличивается (вследствие увеличения числа магн. моментов атомов, разупорядоченных возрастающим тепловым движением), он почти полностью определяет характер намагничивания ферро- и ферримагнетиков.

Отличие П. от обычного парамагн. намагничивания, наблюдаемого, напр., в ферромагнетиках выше точки Кюри, состоит в том, что магн. восприимчивость П.  $\chi_d$  с повышением темп-ры  $T$  не падает, а возрастает (особенно интенсивно при приближении к *Кюри точке*). «Ферромагнитный» характер П. обусловлен тем, что в ферро- и ферримагнетиках на магн. моменты носителей магнетизма действуют мощные обменные силы (см. *Обменное взаимодействие* в магнетизме), тогда как в обычных парамагнетиках взаимодействие между магн. моментами мало. В случае изотропных обменных сил, напр. в кубич. ферро- и ферримагн. кристаллах,  $\chi_d$  не зависит от направления относительно кристаллографич. осей. В др. случаях, напр. у гексагональных кристаллов редкоземельных ферромагнетиков, наблюдается анизотропия  $\chi_d$ , т. к. здесь имеет место анизотропия обменного взаимодействия. Изменения свойств ферро- и ферримагнетиков (магнитострикция, гальваномагнитный, магнитокалорич. и др. эффекты) при П. характеризуются рядом особенностей (см. *Магнитострикция*, *Магнитокалорический эффект*). В редкоземельных ферритах-гранатах сильный П. возникает не только вблизи точки Кюри, но и в области низких темп-р за счёт упорядочения внеш. магн. полем магн. моментов редкоземельных ионов, находящихся в слабом обменном поле. В ряде ферритов-шпинелей в области низких темп-р внеш. магн. поле может разрушить неколлинеарное расположение магн. моментов подрешёток, что также даёт возрастание  $\chi_d$ . Сильный П. при низких темп-рах возникает в зонных ферромагнетиках ( $GdCo_2$  и др.) за счёт расщепления полем  $H$  зоны  $3d$ -электронов на подзоны со спином «вверх» и «вниз».

Лит.: Акулов Н. С., Ферромагнетизм, М.—Л., 1939; Белоу К. П., Магнитные превращения, М., 1959; его же, Ферриты в сильных магнитных полях, М., 1972; Вонсовский С. В., Магнетизм, М., 1971; Белоу К. П., Магнитотепловые явления в редкоземельных магнетиках, М., 1990.

**ПАРАСТАТИСТИКА** — статистика тождественных частиц, когда их число в симметричном (параферми-статистика) или антисимметричном (парабозе-статистика) состоянии не превосходит нек-рое заданное целое число  $p > 1$ , называемое порядком парастатистики. П. является обобщением ферми- и бозе-статистик (см. *Ферми — Дирака статистика*, *Бозе — Эйнштейна статистика*), к-рые также можно определять как статистики, когда число частиц в симметричном состоянии для ферми-статистики и в антисимметричном состоянии для бозе-статистики не

может превосходить число  $p = 1$ ; отсюда следует, что волновые ф-ции  $n$  тождеств. частиц для ферми-статистики могут быть только антисимметричными, а для бозе-статистики — только симметричными, что совпадает с обычным определением этих статистик. Для П. каждому состоянию системы  $n$  тождеств. частиц отвечает не одна, а неск. волновых ф-ций, образующих векторы одного из многомерных неприводимых представлений группы перестановок  $S_n$ . Среднее от к.-л. наблюдаемой определяется как след по данному представлению. При этом перестановки аргументов тождеств. частиц не приводят к наблюдаемым эффектам. Однако определённые линейные комбинации операторов перестановок — *характеры* — являются наблюдаемыми и неприводимые представления  $S_n$  классифицируются по их собств. значениям.

Для системы тождеств. частиц должен выполняться т. н. кластерный закон: при удалении одной или неск. частиц на достаточно большое расстояние подсистема из оставшихся частиц должна описываться волновой ф-цией, допустимой данной статистикой частиц. Пределу  $p \rightarrow \infty$  соответствуют бесконечные статистики, к-рые описываются произвольными неограниченными *Юнга схемами*. Конечным статистикам ( $p$  ограничено) отвечают схемы Юнга либо с ограниченным числом столбцов (фермиподобные статистики), либо с ограниченным числом строк (бозеподобные статистики). Существует недоказанное предположение, что бесконечным статистикам отвечает классич. статистика Максвелла — Больцмана. Конечные параферми-статистики ( $1 < p < \infty$ ) занимают промежуточное положение между ферми- и бозе-статистиками, и по этой причине их наз. также *промежуточными статистиками* Джентиле [по имени Д. Джентиле (D. Gentile), впервые предложившего их в 1940]. Соответствующему гипотетич. парагазу свойственно наличие как *ферми-энергии*, так и *Бозе — Эйнштейна конденсации*.

При вторичном квантовании парастатистикам соответствуют квантовые параполя, удовлетворяющие в общем случае т. н. паракоммутационным соотношениям Грина [Х. С. Грин (H. S. Green), 1953]. Эти соотношения имеют трилинейную форму. Напр., для спинорного Дирака поля  $\psi(x)$ , квантуемого по Грину:

$$\begin{aligned} [[\psi^+(x), \psi(y)], \psi(z)] &= -2\delta(x - z)\psi(y), \\ [[\psi(x), \psi(y)], \psi(z)] &= 0 \end{aligned} \quad (1)$$

и т. д., при одинаковых временах  $x_0 = y_0 = z_0$ , где  $\delta(x)$  — Дирака функция, квадратные скобки означают коммутатор, а крест — эрмитово сопряжение [ $x = (x_0, \mathbf{x})$ ,  $y = (y_0, \mathbf{y})$ ,  $z = (z_0, \mathbf{z})$  — точки пространства-времени; используется система единиц, в к-рой  $\hbar = c = 1$ ]. Можно показать, что для этих соотношений при фиксированном  $p$  существует представление, характеризующее единств. вакуумным состоянием, хотя (при  $p > 1$ ) имеется и бесконечное множество др. неприводимых представлений, основанных на вырожденных векторах состояния с отличным от нуля мин. числом частиц.

С гриновскими соотношениями (1) связаны *Ли алгебры* ортогональной (в случае параферми-статистики) и симплектической (в случае парабозе-статистики) групп в бесконечномерных пространствах [С. Камафути (S. Kamefuchi), Акахаси (Y. Akahashi), 1962]. Обычным статистикам соответствуют спинорные представления этих групп, тогда как П. — представления с  $p$  спинорными индексами. На этой основе параполе любого порядка можно представить в виде суммы обычных фермионных или бозонных полей, удовлетворяющих, однако, аномальным взаимным коммутац. соотношениям (т. н. *анзац Грина*):

$$\psi(x) = \sum_{\lambda=1}^p \psi^\lambda(x),$$