

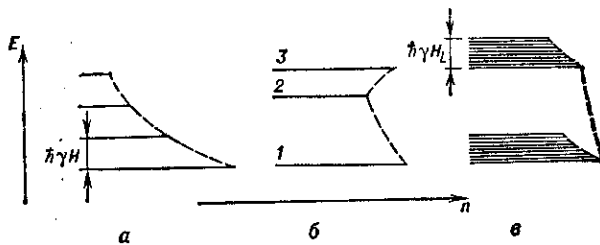
Лит.: Фомин И. А., Стационарный спиновый сверхток в $^3\text{He-B}$, «ЖЭТФ», 1988, т. 94, с. 112; Fomin I. A., Spin currents in superfluid ^3He , «Physica B», 1991, v. 169, p. 153; Bogovik-Romalov A. S. и др., NMR and magnetic supercurrent in $^3\text{He-B}$, «Physica Scripta», 1991, v. T35, p. 136. А. С. Боровик-Романов, В. П. Минеев.

СПИНОВАЯ ТЕМПЕРАТУРА — термодинамич. величина, характеризующая состояние внутр. квазиравновесия в подсистеме спиновых степеней свободы вещества. Наиб. распространение понятие С. т. получило при описании электронных и ядерных парамагнетиков. В этом случае С. т. T_s определяет вероятность W_i нахождения системы частиц, обладающих спином, в стационарном состоянии с энергией \mathcal{E}_i :

$$W_i = Z^{-1} \exp(-\mathcal{E}_i/kT_s), \quad (1)$$

где Z — статистич. сумма. Соотношение (1) аналогично обычному каноническому распределению Гиббса, однако \mathcal{E}_i — лишь часть полной энергии системы, зависящая от спиновых переменных. Предполагается, что локальное внутр. равновесие в спиновой подсистеме (квазиравновесие) устанавливается гораздо быстрее, чем равновесие между спиновой подсистемой и остальными степенями свободы (истинное равновесие с темп-рой T_0).

Примером может служить система ядер, обладающих спином $I \neq 0$ и гиромагн. отношением γ , в твёрдом теле, помещённом во внеш. пост. магн. поле H . Взаимодействие магн. момента ядра с этим полем приводит к образованию $2I + 1$ уровней энергии \mathcal{E}_j , разделённых равными интервалами $\hbar\gamma H$ и соответствующим разл. значениям проекции I_z ядерного спина на направление H (рис., а). Внутр. квазиравновесие в этой системе устанавливается благодаря спин-спиновым



Энергетические диаграммы и квазиравновесные распределения населённости парамагнитных спиновых систем в магнитном поле: а — $I = 1/2$, единая спиновая температура; б — различные спиновые температуры в неэквидистантном спектре; в — «зеemanовская» и «спин-спиновая» спиновые температуры; \mathcal{E} — энергия, n — населённость; пунктир соответствует распределению Больцмана.

взаимодействиям между ядрами: 1) создаваемые ядерными магн. моментами локальные поля приводят к расфазировке прецессии спинов в поле H за время $t \sim \tau_1$ релаксации τ_2 , в результате сохраняющейся ср. значение I_z ; 2) взаимные «перевороты» ядерных спинов, вызванные спин-спиновым взаимодействием, приводят к «забыванию» их нач. распределения по состояниям также за время $\sim \tau_2$. Поэтому на интервалах времени $t \gg \tau_2$ можно считать спиновую подсистему квазиравновесной. Обычно $\tau_2 \sim 10^{-5} - 10^{-4}$ с оказывается много меньше времени спин-решёточной релаксации $\tau_1 \sim 10^{-2} - 10^3$ с.

Распределение (1) сводится при этом к Больцману распределению населённости n_j по уровням \mathcal{E}_j :

$$n_j/n_k = \exp((\mathcal{E}_k - \mathcal{E}_j)/kT_s). \quad (2)$$

Если спиновая система не подвергается внеш. воздействию, она приходит в равновесие с решёткой, играющей роль термостата; при этом $T_s = T_0$. Однако при воздействии резонансного радиочастотного магн. поля с частотой $\omega = \gamma H$, индуцирующего квантовые переходы между соседними магн. уровнями [см. Ядерный

магнитный резонанс (ЯМР)], населённости уровней постепенно выравниваются, что в соответствии с (2) означает повышение С. т. В пределе $n_j/n_k \rightarrow 1$ и $T_s \rightarrow \infty$ (насыщение ЯМР).

Понятие С. т. обобщается также на системы с разл. расстояниями между соседними уровнями энергии, что типично для электронного парамагнитного резонанса, ядерного квадрупольного резонанса и др. В этом случае отсутствие резонанса между разл. переходами спектра препятствует установлению квазиравновесия с единой С. т. T_s . Однако каждой паре уровней j, k можно приписать, следуя (2), свою «парциальную» С. т. T_{jk} .

При насыщении к.-л. перехода (напр., $1 \rightarrow 3$ на рис., б) населённости этих уровней выравниваются и соответствующая С. т. $T_{13} \rightarrow \infty$, тогда как на др. переходах С. т. может оказаться как выше, так и ниже T_0 или стать отрицательной (см. Отрицательная температура). Последнее означает, в соответствии с (2), что населённость верх. уровня больше, чем нижнего (см. уровни 3, 2 на рис., б). Возможность состояний с отрицательной С. т. характерна для систем (не только спиновой природы), спектр энергии к-рых ограничен сверху. Такие состояния способны к вынужденному испусканию эл.-магн. поля, с ними связана работа квантовых генераторов и усилителей (см. также Лазер).

Термодинамический смысл С. т. более полно проявляется в твёрдых парамагнетиках при учёте энергии спин-спиновых взаимодействий. При этом каждый уровень \mathcal{E}_j расщепляется в квази непрерывную полосу шириной $\sim \hbar\gamma H_L$, где H_L — ср. локальное поле. При $H \gg H_L$ квазиравновесие в такой системе описывается двумя С. т.: «зеemanовской» T_{sz} и «спин-спиновой» T_{ss} . Они характеризуют соответственно распределения населённости по уровням \mathcal{E}_j и внутри непрерывных полос (рис., в).

Адиабатич. уменьшение поля H за время $t \ll \tau_1$ приводит к понижению С. т. В частности, при адиабатич. размагничивании до $H = 0$ получается $T_s = -T_0 H_L/H$. Адиабатич. размагничивание электронных и ядерных парамагнетиков используют для магнитного охлаждения до темп-ры ниже 1К.

В магнитоупорядоченных веществах (ферро- и антиферромагнетиках) аналогом С. т. является эфф. темп-ра подсистемы магновов (см. Релаксация магнитная).

Лит.: Гольдман М., Спиновая температура и ЯМР в твёрдых телах, пер. с англ., М., 1972; Аджаркин В. А., Родак М. И., Температура спин-спиновых взаимодействий в электронном парамагнитном резонансе, «УФН», 1972, т. 107, с. 3; Абрагам А., Гольдман М., Ядерный магнетизм: порядок и беспорядок, пер. с англ., т. 1-2, М., 1984.

В. А. Аджаркин.

СПИНОВОЕ КВАНТОВОЕ ЧИСЛО — квантовое число, определяющее величину спина квантовой системы (атома, иона, атомного ядра, молекулы), т. е. её собств. (внутр.) момента кол-ва движения (момента импульса). Спиновый момент импульса s квантуется: его квадрат определяется выражением $s^2 = \hbar s(s + 1)$, где s — С. к. ч. (называемое часто просто спином). Проекция вектора s на произвольное направление z также квантуется: для частиц с ненулевой массой $s_z = \hbar m_s$ (где m_s — магнитное спиновое число), т. е. принимает $2s + 1$ значений. Число s может принимать целые, нулевые или полуцелые значения.

СПИНОВОЕ СТЕКЛО — магнетик, в к-ром ниже определённой темп-ры (темп-ра замерзания T_f) возникает термодинамич. неравновесное метастабильное магн. состояние (также наз. С. с.), к-рое характеризуется «замороженным» (отсутствуют термодинамич. флуктуации) пространств. распределением ориентаций спиновых магн. моментов. Состояние С. с. вызывается, как правило, наличием в системе хаотически расположенных разл. магн. моментов, конкурирующих (т. е. имеющих разл. знаки, величину и пространственную зависимость) взаимодействий и обусловленной ими фрустрацией магн. моментов (см. ниже), поэтому состояние С. с. обычно возникает в неупорядоченных или аморфных