

соответствует равновесное значение его намагниченности M_0 , направленной, как правило, по H (см. *Парамагнетизм*). Любое изменение величины или направления поля H приводит к Р. м., в процессе к-рой M стремится к своему новому равновесному значению. При этом релаксация продольной ($M_{||}$) и поперечной (M_{\perp}) по отношению к H составляющих вектора намагниченности происходит с разной скоростью. Соответственно различают время продольной релаксации τ_1 и время поперечной релаксации τ_2 ; как правило, $\tau_1 > \tau_2$. Во мн. случаях оба вида релаксации можно описать феноменологич. ур-нием, полученным Ф. Блохом (F. Bloch, 1946):

$$\frac{dM}{dt} = \gamma[MH] - i \frac{M_x}{\tau_1} - j \frac{M_y}{\tau_2} - k \frac{M_z - M_0}{\tau_1}, \quad (1)$$

где γ — магнито механическое отношение для носителей магнетизма (электронов или ядер); i, j, k — единичные векторы осей x, y, z ; поле H направлено вдоль оси z . Первое слагаемое в правой части (1) описывает прецессию вектора M вокруг направления H с частотой $\omega_0 = \gamma H$ (см. *Лармора прецессия*). Второе и третье слагаемые соответствуют поперечной релаксации. Её причиной является расфазировка (нарушение когерентности фаз) прецессии отд. микроскопич. моментов вещества, приводящая к эспоненц. затуханию M_{\perp} с временем τ_2 . Источником поперечной релаксации могут быть как спин-спиновые, так и спин-решёточные взаимодействия, в зависимости от того, какие из них эффективнее. Др. причиной затухания могут быть разл. статические неоднородности (напр., неоднородности внеш. поля H), вызывающие разброс частот прецессии индивидуальных спинов. В этом случае поперечная релаксация обратима (см. *Спиновое эхо*). В электронных парамагнетиках время τ_2 попадает в диапазон от 10^{-9} с (неразбавлённые парамагн. соли) до 10^{-5} — 10^{-4} с (диамагн. кристаллы с примесью парамагн. ионов), для ядерных спиновых систем — от 10^{-4} с (твёрдые тела) до секунд (жидкости). В последнем случае замедление релаксации обусловлено усреднением анизотропных спиновых взаимодействий из-за быстрого теплового движения молекул.

Последнее слагаемое в ур-нии (1) описывает продольную релаксацию. В достаточно больших магн. полях она обусловлена спин-решёточным взаимодействием и ведёт к равновесному распределению спинов по зеемановским уровням энергии за время $\tau_1 > \tau_2$. В малых полях продольная релаксация может быть спин-спиновой, причём $\tau_1 \sim \tau_2$.

Во мн. случаях описание Р. м. с помощью ур-ния (1) неадекватно. В частности, в твёрдых непроводящих парамагнетиках (как электронных, так и ядерных) при $\tau_1 \gg \tau_2$ Р. м. протекает сложнее. Она ведёт к установлению в СС внутр. квазиравновесия, при к-ром зеемановская и спин-спиновая подсистемы характеризуются собственными спиновыми температурами. Их выравнивание между собой и с темп-рой решётки T происходит на след. этапе, за счёт спин-решёточного взаимодействия. Дополнит. усложнения Р. м. возникают из-за мультиплетной структуры ниж. энергетич. уровней парамагн. ионов в кристаллич. поле, *сверхтонкого взаимодействия* электронов с ядрами и др.

Конкретные механизмы спин-решёточной релаксации в парамагнетиках многообразны, однако в любом случае в их основе лежит воздействие на СС флуктуирующих полей, создаваемых тепловым движением решётки (см. *Спин-фононное взаимодействие*). Частотный спектр спин-решёточного взаимодействия содержит характерные частоты СС (в частности, ω_0). В концентрированных электронных парамагнетиках это обеспечивается модуляцией дипольных и обменных взаимодействий между магн. ионами тепловыми колебаниями решётки или молекулярным движением. В твёрдых телах с малой концентрацией парамагн. примесей (ионов переходных групп, свободных радикалов и т. п.) осн. роль играет

модуляция орбитального движения неспаренных электронов, передающаяся спиновым степеням свободы через *спин-орбитальное взаимодействие*. Поэтому наиб. быстрая спин-решёточная релаксация наблюдается для ионов, в магнетизме к-рых существен вклад орбитального движения (Fe^{2+} , Cr^{3+} и др.), а наиб. медленной — для преим. спинового магнетизма (Mn^{2+} , водородоподобные дефекты и др.).

Элементарные процессы спин-решёточной релаксации могут быть прямыми (с рождением или поглощением одного фона частоты ω_0), комбинационными (двухфононными), а также многоступенчатыми, с участием ближайших возбуждённых состояний. Прямые процессы преобладают лишь при низких темп-рах, где обычно $\tau_1 \sim 1/T$. Остальные механизмы, характерные для более высоких темп-р, ведут к более сильной (степенной, экспоненциальной) температурной зависимости τ_1 . Диапазон значений τ_1 в электронных парамагнетиках от 10^{-9} — 10^{-7} с при комнатной темп-ре до 10^{-3} — 1 с при темп-рах жидкого гелия.

Ядерная спин-решёточная релаксация обычно обусловлена влиянием парамагн. ионов (примесных, если осн. решётка диамагнитна), сверхтонкое взаимодействие с к-рыми обеспечивает передачу энергии от ядерных спинов к решётке. В металлах и полупроводниках аналогичную роль посредника играют электроны проводимости. Прямое воздействие колебаний решётки твёрдого тела бывает существенным лишь для ядер, обладающих электрическим *квадрольным моментом ядра* (см. *Ядерный квадрольный резонанс*). В жидкостях и молекулярных соединениях, где реализуется быстрое движение молекул или их фрагментов, эффективен механизм модуляции ядерных диполь-дипольных взаимодействий; этот эффект лежит в основе методов изучения молекулярной подвижности с помощью Р. м. Типичные значения τ_1 для ядер от 10^{-4} с до часов.

Магнитоупорядоченные вещества. Сильное обменное взаимодействие между электронами в ферро-, ферри- или антиферромагнетиках, заставляющее их спины поддерживать определ. ориентацию по отношению друг к другу, приводит к коллективизации процессов Р. м. При этом устанавливается равновесное распределение энергии между собств. типами коллективных колебаний магн. системы: однородной прецессией намагниченности, неоднородными типами прецессии, спиновыми волнами, а также между магн. системой и решёткой.

В простейших случаях Р. м. в *ферромагнетике* можно описать как затухание прецессии вектора M вокруг направления эфф. поля: $H_{эф} = H + H_A$, где H_A — поле анизотропии (см. *Магнитная анизотропия*), связанное с осью лёгкого намагничивания. На практике часто используют феноменологич. *Ландау — Лифшица уравнение*, к-рое можно записать в виде

$$\frac{dM}{dt} = \gamma[MH_{эф}] - \frac{\lambda}{M^2} [M[MH_{эф}]]. \quad (2)$$

Второе слагаемое в правой части (2) характеризует момент «сил трения», эффективность к-рых определяется релаксац. параметром λ . Согласно ур-нию (2), длина вектора M постоянна, так что процесс сводится лишь к изменению его проекции M_z на направление $H_{эф}$. В общем случае Р. м. в магнитоупорядоченных телах протекает значительно сложнее. Под действием постоянного и переменных внеш. магн. полей в магн. системе может устанавливаться стационарное неравновесное состояние — магн. колебания или волны, диссипация к-рых определяется процессами Р. м. Причём вклады разл. механизмов зависят от параметров спиновой волны, магн. анизотропии, темп-ры и др. Наиб. полно эти процессы изучены в ферромагн. диэлектриках (см. *Ферриты*). Обычно самым быстрым процессом Р. м. при не очень низких темп-рах оказывается рассеяние элементарных спин-волновых возбуждений (*магнонов*) друг на друге за счёт обменного взаимодействия.