

ядрами. В этом случае коэф. С. д.  $D \sim 0,1k\gamma^2/a$ , где  $a$  — расстояние между ближайшими ядерными спинами. С. д. значительно ускоряет процессы спин-решёточной релаксации и динамич. поляризации ядер, обеспечивая перенос неравновесной спиновой поляризации к примесным парамагн. центрам, осуществляющим передачу энергии ядерных спинов в решётку (см. *Релаксация магнитная, Оверхаузера эффект*).

В магнитообразованных электронных парамагнетиках С. д. осложнена нерегулярным расположением примесных парамагн. центров и значительным неоднородным уширением линий электронного парамагнитного резонанса. В таких системах С. д. может сопровождаться т. н. спектральной диффузией — распространением спинового возбуждения по спектру магн. резонанса.

Явления, сходные со С. д., характерны также для миграции оптич. возбуждения в люминесцентных средах, в частности в активных материалах лазеров.

Лит.: Хуццишвилл Г. Р., Спиновая диффузия, «УФН», 1965, т. 87, с. 211; 1968, т. 96, с. 441; Ацаркин В. А., Динамическая поляризация ядер в твердых диэлектриках, М., 1980; Абрагам А., Ядерный магнетизм, пер. с англ., М., 1963; Александров И. В., Теория магнитной релаксации. Релаксация в жидкостях и твердых немагнитических парамагнетиках, М., 1975. В. А. Ацаркин.

С. д. в магнитоупорядоченных веществах, теоретически рассмотренная Л. Ван Ховом (L. Van Hove, 1954) и П. Ж. де Женем (P. G. de Gennes, 1958) и наблюдавшаяся экспериментально с помощью магн. рассеяния нейтронов, является, как и в парамагнетиках, одним из механизмов, определяющих динамику спиновой плотности  $S(\mathbf{r}, t)$  или намагниченности  $M(\mathbf{r}, t)$ .

В отличие от парамагнетиков, в магнитоупорядоченных веществах значение энергии обменного взаимодействия значительно больше энергии зеемановского взаимодействия. Поэтому неоднородное и неравновесное распределение намагниченности вызывается главным образом не внеш. полем, а коррелированными спиновыми флуктуациями.

Ниже критич. темп-ры  $T_c$  (напр., Кюри точка для ферромагнетика или Нелля точки для антиферромагнетика) динамика намагниченности носит преимущественно не диффузионный, а волновой характер (см. *Спиновые волны*). Однако в условиях сильного затухания и малого времени жизни магнонов ( $T$  близко к  $T_c$ ) волновая динамика намагниченности сменяется диффузионной, что проявляется, в частности, в виде т. н. центрального (квазиупругого) пика в сечении критич. магн. рассеяния нейтронов. Выше критич. темп-ры  $T_c$  С. д. становится основным механизмом пространственного выравнивания неоднородной намагниченности. Особенности С. д. в парамагнитной области ( $T > T_c$ ) магнитоупорядоченных веществ по сравнению со С. д. в обычных парамагнетиках проявляется в критическом замедлении (аномальное возрастание вблизи  $T_c$  времён магнитной релаксации). Аналогичными свойствами обладают и др. кинетич. и резонансные характеристики (напр., затухание ультразвука в магнетиках, ширина линии ЭПР и др.).

Лит.: Форстер Д., Гидродинамические флуктуации, нарушенная симметрия и корреляционные функции, пер. с англ., М., 1980. Ю. Г. Рудой.

**СПИНОВАЯ СВЕРХТЕКУЧЕСТЬ** — совокупность явлений, связанных с существованием бездиссипативного механизма переноса намагниченности в сверхтекучем  $^3\text{He}$ . При переходе в сверхтекучее состояние атомы  $^3\text{He}$  образуют конденсат из куперовских пар в состоянии с полным спином  $S = 1$  (см. *Гелий жидкий, Сверхтекучесть*). Поэтому параметр порядка  $^3\text{He}$  содержит угл. переменные  $\varphi$ , описывающие ориентацию системы спинов куперовских пар. Энергия системы не зависит ни от фазы волн  $\varphi$ -квнти конденсата, ни от этих угл. переменных. Такое вырождение состояний в случае возникновения градиента к.-л. из углов  $\varphi$  приводит к появлению спинового сверхтока  $I(M_i) \sim \nabla\varphi$ , где  $M_i$  — ком-

понента намагниченности  $i = x, y, z$ . Спиновый сверхток в сверхтекучем  $^3\text{He}$  представляет собой встречное гидродинамич. течение двух взаимопроникающих сверхтекучих жидкостей с противоположно направленными спинами куперовских пар, не сопровождающееся переносом массы.

С. с. была обнаружена в экспериментах по ЯМР в сверхтекучем  $^3\text{He}$  — В (А. С. Боровик-Романов, Ю. М. Буньков, В. В. Дмитриев, Ю. М. Мухарский, 1984—88) и теоретически исследована в работах И. А. Фомина (1984—88). В условиях ЯМР в качестве параметра порядка в  $^3\text{He}$  — В удобно выбрать матрицу трёхмерных вращений  $R_{ik}$ , параметризуемую тремя углами Эйлера  $\alpha, \beta, \gamma$ . Если внеш. поле  $H$  направлено вдоль оси  $z$ , то углы  $\alpha$  и  $\beta$  определяют направление прецессирующей намагниченности  $M$ , а угол  $\gamma$  — вращение спиновой системы вокруг  $M$ . Угол  $\beta$  между  $M$  и  $H$  определяет величину проекции намагниченности  $M_z$ , а угол  $\alpha$  — фазу прецессии  $M$  вокруг  $H$ . Система вырождена по углу  $\alpha$ , к-рый можно рассматривать как фазу параметра порядка.

Экспериментально сверхтекучий ток проекции намагниченности  $M_z$  наблюдался как вдоль приложенного поля  $H$ , когда градиент фазы создавался за счёт продольного градиента поля, так и перпендикулярно  $H$  по капилляру, соединявшему две эксперим. камеры, в к-рых ЯМР возбуждался от независимых генераторов на одной частоте, но с разными фазами.

Возможность эксперим. наблюдения С. с. методом ЯМР в  $^3\text{He}$  — В связана с наблюдаемой в нём характерной особенностью зависимости частоты ЯМР  $\omega$  от угла  $\beta$ : при  $0 \leq \beta \leq \beta_0 = \arccos(-1/4)$  частота  $\omega$  не зависит от  $\beta$ , а при  $\beta > \beta_0$  начинает резко расти. Эта особенность и существование С. с. приводят к тому, что при возбуждении ЯМР радиочастотным полем с частотой в объёме  $^3\text{He}$  — В, помещённом в неоднородное магн. поле, этот объём разбивается на два домена: в области сильного поля ( $H > \omega/\gamma$ ,  $\gamma$  — гиромагнитное отношение) прецессия не возбуждается вовсе и  $\beta = 0$ , в поле  $H \leq \omega/\gamma$  возбуждается прецессия на общей частоте  $\omega$  и с общей фазой прецессии  $\alpha$ , определяемой генератором. При этом на границе между доменами угол  $\beta = \beta_0$  и нарастает в области более слабого поля, называемой **о д н о р о д н о п р е ц е с с и р у ю щ и м д о м е н о м**.

Для С. с. имеет место весь комплекс явлений, характерных для обычной сверхтекучести: четвёртый звук, ограничение величины сверхтекучего переноса намагниченности — критич. спиновый ток с образованием центров проскальзывания фазы, стационарный и нестационарный эффекты Джозефсона, квантование циркуляции сверхтекучей скорости и образование квантованных спиновых вихрей. В отличие от обычной сверхтекучести и сверхпроводимости, где фаза конденсата ненаблюдаема, фаза прецессии наблюдаема. Поэтому удаётся измерить разность фаз на концах канала, сброс фазы при одном акте проскальзывания, а также точную локализацию центра проскальзывания фазы и распределение фазы по каналу.

В отличие от обычной сверхтекучести, в  $^3\text{He}$  — В наряду с бездиссипативным переносом намагниченности, возникающим вследствие образования когерентного состояния, при наличии градиентов углов  $\alpha$  и  $\beta$  обязательно присутствуют и диффузионные диссипативные спиновые потоки. Спиновая диффузия, а также др. механизмы диссипации приводят к несохранению параллельной полю компоненты намагниченности, что соответствовало бы несохранению массы сверхтекучей компоненты в  $^4\text{He}$  или несохранению заряда в сверхпроводниках.

Явление С. с. возможно не только в сверхтекучем  $^3\text{He}$  — В, но и в антиферромагнетиках, релятивистские взаимодействия в к-рых сохраняют вырождение по относит. фазе прецессии намагниченности подрешёток.