

Термодинамически сопряжённым параметром для q является дисперсия σ^2 локального внеш. магн. поля h , причём статич. реакция функция $\chi = \partial q / \partial \sigma^2$, выражающаяся через величину восприимчивость $\chi^{(2)} = \partial m / \partial h^2$, имеет расхождение при $T = T_f$.

В случае, когда $m = 0$ (идеальное С. с.), вместо q вводятся два параметра порядка q_1 и q_2 , описывающие анизотропию С. с., в случае кластерного или миктомагнитного (см. *Миктомагнетизм*) С. с. в качестве параметров порядка используется набор корреляц. ф-ций $\langle m_i m_j \rangle_{i \neq j}$, характеризующих

ближний магн. порядок. Применяются и др. определения параметра порядка, существенно опирающиеся на неэргодичность С. с., напр. «однородного» типа

$$q' = \lim_{t \rightarrow \infty} \overline{\langle m_i(0) m_i(t) \rangle} = (1/N) \sum_{\alpha} P_{\alpha} \sum_i (m_i^{\alpha})^2$$

[параметр Эдвардса — Андерсона (S. F. Edwards, P. W. Anderson), 1975], а также «двухдолинного» типа

$$q_{\text{аб}} = (1/N) \sum_i m_i^{\alpha} m_i^{\beta} \quad [\text{параметр Паризи}]$$

(G. Parisi), 1983], учитывающий перекрытие (корреляцию) двух долин α и β .

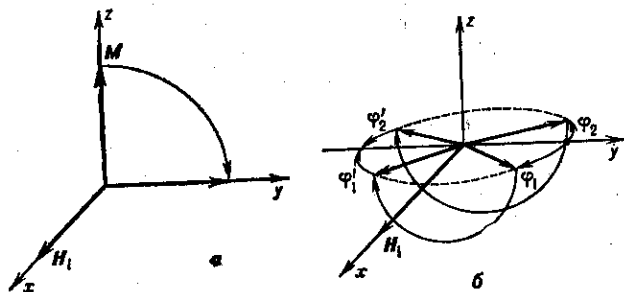
Теоретич. описание свойств С. с. весьма далеко от завершения, несмотря на значит. число аналитич. и компьютерных расчётов. Термодинамич. свойства С. с. изучены достаточно хорошо в рамках модели Шеррингтона — Киркпатрика [ШК-модель (D. Sherrington, S. Kirkpatrick), 1975], представляющей собой *среднего поля приближение* для *Изинга модели* с дальнедействием. Обменный интеграл в этой модели не зависит от расстояния и является гауссовой случайной величиной с ненулевым ср. значением. В рамках ШК-модели даётся качественно правильное при малых H описание поведения $\chi(T)$, $m(T)$ и $q(T)$. Де Альмейда и Д. Таулес (De Almeida, D. Thouless, 1978) установили границу устойчивости решения ШК-модели [линия $T(H) \sim H^{2/3}$ в фазовой плоскости (H, T)]; Паризи (G. Parisi, 1980) усовершенствовал метод реплик, учтя переходы между долинами, и получил решение, пригодное во всей плоскости (T, H) . Существует много обобщений ШК-модели на случай учёта разл. типов анизотропии, размерности решётки или параметра порядка, а также радиуса взаимодействия; при этом широко используются *Ландау теория* и метод *ренормализационной группы*. Динамич. свойства С. с. получили теоретич. описание как в рамках традиц. подходов стохастич. динамики для индивидуальных спинов, так и с помощью зависящего от времени континуального интеграла, позволяющего избежать введения метода реплик.

Состояние С. с. не только проявляет необычные магн. свойства, но и служит хорошей моделью для ряда интересных задач в смежных областях науки, напр. для локальных калибровочных полей Янга — Миллса в теории элементарных частиц, для нек-рых комбинаторных задач теории графов, теории оптимизации и организации параллельных вычислений в компьютерных сетях. Большой интерес С. с. представляет в связи с введённой на его основе моделью действия нейронных сетей при организации нелокальной памяти, устойчивой к дефектам структуры и обладающей точностью и быстротой обработки информации.

Лит.: Хёрд К. М., Многообразие видов магнитного упорядочения в твердых телах, «УФН», 1984, т. 142, в. 2, с. 331; Коренблит И. Я., Шендер Е. Ф., Спиновые стекла, М., 1984; Методы Монте-Карло в статистической физике, пер. с англ., М., 1982; Кинцель В., Спиновые стекла как модельные системы для нейронных сетей, «УФН», 1987, т. 152, в. 1, с. 123; Гинабург С. Л., Необратимые явления в спиновых стеклах, М., 1989; Fischer K. H., Hertz I. A., Spin glasses, Camb., 1991; Доценко В. С., «УФН», 1993, т. 163, с. 1.

СПИНОВОЕ ЭХО — явление повторного возникновения сигнала ядерной или электронной магн. индукции, обусловленное фазировкой спиновых магн. моментов

под действием радиочастотных импульсов. Простейший вид С. э. открыт Э. Ханом (E. Hahn) в 1950. Образец, содержащий ядра со спином $I \neq 0$ и гиромагн. отношением γ , помещают в пост. магн. поле H и подвергают действию радиочастотных импульсов линейно поляризованного магн. поля $2H_1 \cos \omega t$, удовлетворяющего условиям *ядерного магнитного резонанса* (ЯМР): $H_1 \perp H$; $\omega = \gamma H$. Удобно перейти в систему координат, вращающуюся с частотой ω вокруг оси $z \parallel H$ в ту же сторону, что и ларморовская прецессия ядерных спинов. В этой системе координат циркулярно поляризованная в указанном направлении компонента радиочастотного поля становится статической и определяет направление оси x . Равновесная ядерная намагниченность M , первоначально направленная вдоль H , после включения поля H_1 начинает прецессировать вокруг него с угл. частотой γH_1 и через время $t_1 = \pi/2\gamma H_1$ оказывается направленной вдоль оси y (рис., а). В этот момент первый РЧ-поля ($\pi/2$ -импульс) выключается.



Спиновое эхо в неоднородном магнитном поле (вращающаяся система координат): а — поворот намагниченности M под действием $\pi/2$ -импульса; б — расфазировка спинов, имеющих различные частоты прецессии, и их повторная фазировка после π -импульса.

Последующая прецессия вектора M вокруг H в плоскости xz наводит в приёмной катушке спектрометра ЯМР сигнал свободной индукции. Со временем этот сигнал затухает (поперечная релаксация), т. к. ядерные спины находятся в разных локальных магн. полях и, как следствие, имеют различающиеся частоты прецессии. Это связано как с неоднородностью внеш. магн. поля H , так и с внутр. магн. полями, создаваемыми ядрами друг на друге. Эфф. время поперечной релаксации $T_2^* \sim 1/\gamma \Delta H$, где ΔH — ширина линии ЯМР. Если

локальные поля постоянны во времени (напр., обусловлены неоднородностью поля H), то прецессия спинов оказывается обратимой и возможно наблюдение С. э.

На рис. (б) показаны траектории движения двух ядерных спинов. Угл. частоты их прецессии отличаются от ω на малые величины и равны соответственно $\omega + \delta_1$ и $\omega - \delta_2$, поэтому во вращающейся системе координат они поворачиваются в плоскости xz за время t на углы $\varphi_1 = \delta_1 t$ и $\varphi_2 = -\delta_2 t$ от оси y . Если теперь подать на образец второй радиочастотный импульс, аналогичный первому, но с длительностью $t_2 = 2t_1$ (π -импульс), то спины повернутся вокруг оси x на угол π и займут положения $\varphi_1 = \pi - \varphi_1$ и $\varphi_2 = \pi - \varphi_2$. Двигаясь затем с прежними угл. скоростями и в том же направлении, оба спина спустя время t после второго импульса одновременно достигнут направления $-y$, т. е. произойдут фазировка ядерных магн. моментов и повторное появление сигнала индукции. Описанный механизм С. э. действует при условии $t_1, t_2 \ll T_2^*$, что эквивалентно требованию $H_1 \gg \Delta H$.

В действительности восстановление сигнала свободной индукции методом С. э. не может быть полным; потери обусловлены зависящими от времени внутр.