

О ВОЗМОЖНОСТИ ПЕРЕХОДА ПАРАМАГНИТНЫХ КРИСТАЛЛОВ В ФАЗУ "СПИНОВОГО СТЕКЛА"

В.А.Ацаркин

Показано, что при адиабатическом размагничивании во вращающейся системе координат (АРВСК) в магнитно-разбавленных парамагнитных кристаллах может наблюдаться переход в фазу "спинового стекла". Найдены условия перехода и предложена схема соответствующего эксперимента.

Одним из интереснейших результатов последних лет в области магнетизма явилось получение дипольного ферро- и антиферромагнитного упорядочения в ядерных спиновых системах, достигнутого с помощью АРВСК [1]. Поскольку концепция спиновой температуры во вращающейся системе координат (ВСК) при определенных условиях применима и к магнитно-разбавленным электронным спиновым системам [2], возникает вопрос о возможности наблюдения сходных эффектов в этих объектах, принципиальным отличием которых является хаотическое пространственное распределение спинов по образцу.

Согласно простейшей модели молекулярного поля Вейсса, температура ферромагнитного перехода за счет дипольных взаимодействий $T_c = 4\pi\mu^2 N / 3k \sim \hbar\delta / k$, где μ – спиновый магнитный момент, N – число спинов S в единице объема, δ – высокотемпературная дипольная ширина линии парамагнитного резонанса. С другой стороны, минимальное абсолютное значение спиновой температуры в ВСК, достигаемое в мо-

мент прохождения насыщающего поля через центр резонансной линии, есть [3]:

$$T_{min} \approx \frac{T_0 \sqrt{M_2}}{\gamma H_0 \sqrt{3}}, \quad (1)$$

где T_0 – температура решетки, H_0 – внешнее магнитное поле, γ – гиромагнитное отношение, M_2 – второй момент линии парамагнитного резонанса. Сравнивая T_c с T_{min} и учитывая, что в магнитно-разбавленных системах $\sqrt{M_2}/\delta \sim 1/\sqrt{c} \gg 1$ [3], нетрудно убедиться, что при типичных концентрациях парамагнитной примеси $c \sim 10^{-2} - 10^{-4}$ для достижения T_c требуются практически недоступные значения H_0/T_0 (так, при $S = 1/2$, $c = 10^{-3}$ и $T_0 = 1\text{К}$ требуется $H_0 \gtrsim 4 \cdot 10^5$ э).

Положение резко меняется, если учесть возможность принципиально иного типа магнитного упорядочения – так называемого "спинового стекла" [4], при котором спины "заморожены" в локальных полях, но из-за хаотической ориентации не дают макроскопической спонтанной намагниченности (фазовый переход в это состояние недавно обнаружен в сплавах металлов типа AuFe [5]). Как показано в [6], условие существования фазы спинового стекла в таких сплавах имеет вид

$$\bar{J}_{ij} \ll (\bar{J}_{ij}^2)^{1/2}, \quad (2)$$

где J_{ij} – обменный интеграл, определяемый дальнедействующим взаимодействием через электроны проводимости ("механизм РККИ"), а черта сверху – усреднение по объему. Благодаря свойственной потенциалу РККИ быстро осциллирующей знакопеременной зависимости J_{ij} от расстояния r_{ij} между спинами, в сочетании с хаотическим распределением "магнитных" атомов, $\bar{J}_{ij} \approx 0$, что и обеспечивает выполнение (2).

Теперь вернемся к примесным парамагнитным кристаллам и выпишем гамильтониан диполь-дипольного взаимодействия в ВСК [3]:

$$\mathcal{H}_d^{\text{ВСК}} = \sum_{i < j} A_{ij} (2S_i^z S_j^z - S_i^x S_j^x - S_i^y S_j^y),$$

где ось z направлена вдоль \mathbf{H}_0 , а x – вдоль вращающегося высокочастотного поля \mathbf{H}_1 , причем

$$A_{ij} = \frac{\gamma^2 \hbar}{2r_{ij}^3} (1 - 3\cos^2 \theta_{ij}), \quad (3)$$

где θ_{ij} – угол между \mathbf{H}_0 и \mathbf{r}_{ij} . Из (3) видно, что величина A_{ij} не осциллирует в функции от r_{ij} , как потенциал РККИ, но зато она знакопеременна в функции от θ_{ij} , причем усреднение по случайным углам снова дает $\bar{A}_{ij} \approx 0$ (для кубических решеток это равенство – точное). Таким образом, между сплавами и магнитно-разбавленными парамагнитными кристаллами имеется существенная аналогия; нетрудно видеть, что в последнем случае условие (2) сводится к требованию $\delta \ll \sqrt{M_2}$, которое заведомо выполняется при достаточно малых c [3]. Заметим,

что это неравенство, обеспечивая возможность фазы спинового стекла, одновременно, как уже отмечалось, затрудняет ферромагнитный переход при АРВСК.

Для оценки температуры фазового перехода T_{sg} воспользуемся упрощенным подходом, основанным на модели молекулярного поля [7]. Замечая, что вид \mathcal{H}_d^{BCK} позволяет составить независимые уравнения для каждой компоненты спина [8], и учитывая, что в момент достижения T_{min} статическое поле в ВСК равно нулю, запишем (для $S = \frac{1}{2}$)

$$| \langle S_i^z \rangle | = - \frac{\hbar}{2} \operatorname{th} \left\{ \frac{1}{kT} \sum_j \left[\operatorname{sign} \left(\frac{\langle S_i^z \rangle}{\langle S_j^z \rangle} \right) \right] A_{ij} | \langle S_j^z \rangle | \right\}, \quad (4)$$

где $| \dots |$ — модуль, $\langle \dots \rangle$ — термодинамическое среднее. В уравнениях для S^x и S^y справа добавляется множитель $(- \frac{1}{2})$.

Действуя, как в [7], т. е. разлагая (4) в ряд вблизи T_{sg} , проводя итерации и усредняя по объему в предположении о некоррелированности между ориентациями спинов, нетрудно получить уравнение для параметра порядка $| \langle S_i^z \rangle |$, имеющее ненулевое решение при

$$T \leq T_{sg}^z = \frac{\hbar}{2k} \left(\overline{\sum_j A_{ij}^2} \right)^{1/2} = \frac{\hbar}{3k} \sqrt{M_2}. \quad (5)$$

Для S^x и S^y величина T_{sg} будет вдвое меньше.

Сравнивая (1) с (5), получаем условие перехода в фазу спинового стекла при АРВСК:

$$\frac{\gamma \hbar H_0}{k T_0} \geq \sqrt{3}.$$

Это условие относительно легко достижимо на опыте, — например, при $T_0 = 1\text{К}$; $H_0 \geq 13 \text{кэ}$, — причем, что особенно интересно, теоретически оно не зависит от c (на практике концентрационная зависимость должна, однако, возникнуть из-за влияния неоднородного уширения ЭПР и спин-решеточной релаксации).

Следуя [7], можно рассчитать критическое поведение продольной магнитной восприимчивости $\chi_{||}(T)$ и получить разрыв производной при $T = T_{sg}$, однако детали расчета весьма чувствительны к выбору теоретической модели, поэтому на данной стадии ограничимся ссылкой на экспериментальные результаты для сплавов, где действительно наблюдался острый пик $\chi_{||}$ [5]. При постановке соответствующего опыта на парамагнитных кристаллах следует учесть, что "время жизни" фазы спинового стекла в ВСК ограничено спин-решеточной релаксацией (10^{-1} — 10^{-3} сек), так что регистрация $\chi_{||}$ должна проводиться одновременно с процедурой АРВСК ("на лету"). Для таких измерений удобна методика, описанная в [9].

Таким образом, возможность наблюдения перехода парамагнитных кристаллов в фазу спинового стекла при АРВСК представляется впол-

не реальной. Такой эксперимент позволит существенно расширить физическую картину поведения спиновых систем при низких температурах.
Автор благодарит М.И.Родак за интерес к работе.

Институт радиотехники
и электроники
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
9 февраля 1976 г.

Литература

- [1] M.Chapellier, M.Goldman, Vu Hoang Chau, A.Abragam. Journ. Appl. Phys., 41, 849, 1970.
 - [2] В.А.Ацаркин, М.И.Родак. УФН, 107, 3, 1972.
 - [3] А.Абрагам. Ядерный магнетизм, М., 1963.
 - [4] P.W.Anderson. Amorphous Magnetism, ed. H.O.Hooper, A.M.de Graaf, N.-Y.— London, Plenum, 1973, p. 1.
 - [5] V.Cannella, J.A.Mydosh. Phys. Rev. B6, 4220, 1972.
 - [6] D.Sherrington, B.W.Southern. Journ. Phys. F: Metal Phys., 5, L49, 1975.
 - [7] D.Sherrington. Journ. Phys. C: Solid State Phys., 8, L208, 1975.
 - [8] M.Goldman, M.Chapellier, Va Hoang Chau, A.Abragam. Phys. Rev., B10, 226, 1974.
 - [9] А.Е.Мефёд, В.А.Ацаркин. Письма в ЖЭТФ, 18, 683, 1973.
-