

МЕЗОСКОПИЧЕСКИЕ КОЛЕБАНИЯ НАМАГНИЧЕННОСТИ ВБЛИЗИ ИЗИНГОВСКИХ ПРИМЕСНЫХ ЦЕНТРОВ В СИЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

А.Ф.Попков, А.И.Попов

*Государственный научно-исследовательский институт физических проблем
103460 Москва, Россия*

*Московский институт электронной техники
103498 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 10 ноября 1996 г.

После переработки 30 января 1997 г.

Рассчитана частота ориентационных квантовых колебаний намагниченности в окрестности скоплений примесных ионов с изинговскими свойствами в насыщенном магнитном кристалле. Отмечается, что в области полей, сравнимых с полем обменного междошрешеточного взаимодействия, в соединениях типа $\text{Ho}_x\text{Y}_{3-x}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, где наблюдаются фазовые магнитные переходы, при слабой концентрации $x < 0.001$ могут наблюдаться дополнительные особенности перемагничения и магнитного резонанса при криогенных температурах, связанные с мезоскопическими колебаниями намагниченности.

PACS: 76.50.+g

Сильноанизотропные магнитные ионы – редкоземельные R^{3+} , Co^{3+} и др. создают в слабоанизотропном магнитном кристалле центры размагничивания, вблизи которых магнитное насыщение достигается только в очень сильных полях. Одним из примеров сильного влияния слабой примеси на магнитное поведение кристалла является железо-иттриевый гранат с примесью гольмия $\text{Ho}_x\text{Y}_{3-x}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, в котором при очень слабых концентрациях $x \sim 0.001$ наблюдаются фазовые магнитные переходы в магнитных полях, сравнимых с полем междошрешеточного обменного взаимодействия, и сложное поведение магнитного резонанса при низких температурах [1, 2]. При более слабой концентрации $x < 0.001$ кристалл нельзя рассматривать как магнитнооднородный. Мы хотим обратить внимание, что при криогенных температурах в подобных материалах могут наблюдаться дополнительные особенности перемагничения и магнитного резонанса, связанные с мезоскопическими колебаниями намагниченности в сильных полях. В окрестности примесных центров в полях магнитного насыщения образуются локализованные магнитные состояния, как метастабильные, так и с энергетическим вырождением, объем которых зависит от конкуренции зеемановской и обменной энергий $v_0 \sim (A/HM)^{3/2}$, где A – энергия неоднородного обмена, H – внешнее магнитное поле, M – намагниченность кристалла. Очевидно, что эти магнитные неоднородности могут проявлять мезоскопические квантовые свойства при температурах, определяемых частотой магнитного резонанса $T < T^* = \hbar\gamma H/k$, где γ – магнитомеханическое отношение, k – постоянная Больцмана. Проведем расчет и обсудим условия возникновения макроскопических квантовых явлений вблизи магнитной примеси с изинговскими свойствами.

Рассмотрим упрощенную модель, когда примесный кластер состоит из n изинговских ионов, занимающих одинаковую позицию в кристалле с выде-

ленной осью, перпендикулярной магнитному полю. Будем предполагать, что обменное взаимодействие в магнитной матрице, окружающей примесный кластер, существенно превышает релятивистские и межподрешеточное обменное взаимодействия, а состояние намагниченности изинговского иона в кластере определяется только знаком проекции обменного поля, действующего со стороны железной подрешетки. В этом случае для описания динамики намагниченности можно использовать следующий модельный лагранжиан [1, 3]:

$$L = - \int \left[\frac{M}{\gamma} (1 - \cos \theta) \phi_t - M H \cos \theta - n \mu H_E \tau \ln \operatorname{ch} \left(\frac{\sin \theta \cos \phi}{\tau} \right) \delta(\mathbf{r}) + A((\vec{\nabla} \theta)^2 + (\vec{\nabla} \phi)^2 \sin^2 \theta) \right] d\mathbf{r}, \quad (1)$$

где θ, ϕ – угловые координаты вектора намагниченности, $\tau = kT/\mu H_E$ – приведенная температура, μ – магнитный момент изинговского иона, H_E – поле обменного взаимодействия примесного иона с магнитной матрицей кристалла, функция Дирака $\delta(\mathbf{r})$ учитывает локальность этого взаимодействия. В первом члене учтен топологический характер динамического вклада в действие, создаваемого слабоанизотропным окружением. Статическое распределение намагниченности вблизи примесного кластера, удовлетворяющее уравнениям Лагранжа–Эйлера, имеет вид

$$\theta \sim \theta_0 \frac{a}{r} \exp(-r/w), \quad \phi = 0, \pi, \quad (2)$$

где $w = (2A/HM)^{1/2}$, a – радиус обрезания решения ($a < w$), θ_0 – угловое отклонение намагниченности в центре кластера. При этом равновесное значение угла отклонения равно $\theta_0 = \theta_* = n\mu H_E/HM v_0 \ll 1$, где $v_0 = 2\pi w^3$ – объем магнитной неоднородности. В дальнейшем примем упрощающее предположение об автомодельной структуре неоднородности во времени, пренебрегая спин-волновым запаздыванием и считая, что в динамике со временем меняется только амплитуда решения (2) $\theta_0(t)$ и азимутальный угол $\phi(t)$. В этом приближении лагранжиан (1) принимает вид

$$L = -v_0 \left(\frac{M}{\gamma} \frac{\theta_0^2}{2} \phi_t + E \right), \quad (3)$$

где плотность энергии системы E , приведенной к нулевому уровню в предельном случае $\tau = 0$, равна

$$E = M H \left(\frac{\theta_0^2}{2} - \theta_0 \theta_* |\cos \phi| + \frac{\theta_*^2}{2} \right). \quad (4)$$

Уравнения движения рассматриваемой системы (4) имеют вид

$$\begin{aligned} \phi_t &= \gamma H \left(\frac{\theta_*}{\theta_0} |\cos \phi| - 1 \right), \\ \theta_{0t} &= \gamma H \theta_* \sin \phi \operatorname{sign}(\cos \phi). \end{aligned} \quad (5)$$

Линеаризованные уравнения (5) показывают, что вблизи положений равновесия $\theta = \theta_0, \phi = 0, \pi$ частота колебаний намагниченности, определяющая энергию

квантования осцилляторов вблизи дна потенциальной ямы, зависит только от внешнего магнитного поля $\omega_H = \gamma H$. При достаточно большой высоте потенциального барьера, разделяющего положения равновесия $U = v_0 H M \theta_*^2 / 2 \gg \hbar \omega_H$, связанные осцилляторы можно рассматривать в квазиклассическом приближении и воспользоваться теорией инстантонов [4, 5]. В этой теории частота квантового туннелирования между положениями равновесия задается экспоненциальной зависимостью от евклидова действия $S_E = \int i L ds$, вычисленного на инстантонной траектории во мнимом времени $s = it$. Учитывая, что уравнения движения (5) имеют первый интеграл $E = \text{const}$, для нулевого уровня энергии находим связь $\theta_0 = \pm \theta_* \exp(\pm i\phi)$, после чего из второго уравнения системы (5) после интегрирования во мнимом времени получаем искомое решение

$$\theta_0^2 = \theta_*^2 (1 - \exp(-\omega_H |s|)). \quad (6)$$

При этом величина евклидова действия равна

$$S_E = 2i \frac{v_0 M}{\gamma} \int_0^\infty \phi_s \theta_0^2 ds = \frac{v_0 M}{\gamma} \theta_*^2 = \frac{n^2 \mu^2}{v_0 \gamma M} \left(\frac{H_E}{H} \right)^2. \quad (7)$$

Частота туннелирования намагниченности, согласно инстантонной теории [4], равна

$$\Gamma = p \omega_H (S_E / \hbar)^{1/2} \exp(-S_E / \hbar), \quad (8)$$

где p – безразмерный коэффициент, близкий к единице.

Прежде чем переходить к оценкам, следует отметить, что в указанном выше случае слабо замещенного феррита-граната иттрия имеется шесть неэквивалентных мест для редкоземельных ионов, что несколько усложняет рассмотренную картину. Так, в поле, параллельном оси [111], энергия взаимодействия примесного кластера с магнитной матрицей окружения имеет вид

$$E = M H_E \left[\frac{\theta^2}{2} - \frac{\theta_*}{6} \tau \sum_{n=0, \pm 1} \ln \operatorname{ch} \left(\frac{\cos \theta - h - \sqrt{2} \sin \theta \cos(\phi + \frac{2}{3} \pi n)}{\sqrt{3} \tau} \right) \right], \quad (9)$$

где θ_* имеет тот же смысл, что и раньше, $h = H / H_E$. В области полей, сравнимых с обменным, $H \sim H_E$, возникают метастабильные состояния, являющиеся причиной скачкообразных изменений намагниченности, – ориентационные фазовые переходы, подробно изучавшиеся при больших концентрациях замещения [1]. В слаболегированных соединениях, когда образуются магнитные кластеры мезоскопического объема, метастабильные состояния будут спонтанно разрушаться из-за описанного туннелирования спинов. При $H = H_E$, как следует из анализа энергии (9), в системе наступает энергетическое вырождение трех ориентационно различающихся фаз, в которых

$$\theta_0 = \frac{\sqrt{2}}{3\sqrt{3}} \theta_*, \quad \phi = j \frac{2\pi}{3}, \quad j = 1, 2, 3.$$

В магнитном кластере из-за туннельной связи эквивалентных ориентационных фаз произойдет расщепление энергии его основного состояния на три попарно расщепленных уровня. При этом недиагональный матричный элемент, определяющий туннельную связь эквивалентных фазовых состояний, по порядку величины совпадает с рассчитанным выше по формулам (7), (8).

Прделаем теперь оценки по этим формулам, приняв, как в $\text{Ho}_x\text{Y}_{3-x}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, $H_E = 125 \text{ кЭ}$, $\mu \sim 14\mu_B$, где μ_B – магнетон Бора, $M_{Fe} = 150 \text{ Гс}$, $A = 2 \cdot 10^{-7} \text{ эрг}\cdot\text{см}^{-1}$. Тогда при $H = H_E$ получим, что объем магнитной мезо-неоднородности равен $v_0 \sim 55 \text{ нм}^3$, частота резонанса $\omega_H = 2 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$, а фактор Гамова при $n = 30$ составляет $S_E/\hbar \sim 10$. Поэтому частота туннелирования будет примерно равна $\Gamma \sim 10^8 \text{ с}^{-1}$. При температурах ниже $T_* = \hbar\omega_H/k \sim 5 \text{ К}$ на частоте туннелирования может наблюдаться резонансное поглощение электромагнитной мощности – дополнительный магнитный резонанс. Уменьшение числа изинговских ионов в примесном кластере менее десяти приводит к возрастанию частоты туннелирования на три порядка. Очевидно, однако, что здесь перестает работать квазиклассическое приближение и, кроме того, возрастают требования к пространственной и ориентационной однородности магнитного поля, так как угол отклонения θ_* уменьшается.

Обсудим условия наблюдения ожидаемых квантовых явлений. Величина дезориентации магнитного поля должна быть мала по сравнению с проекцией обменного поля на изинговскую ось, которая отвечает за равновесное отклонение намагниченности в вырожденном случае, то есть $\Delta H \ll H_E \theta_*$. При выбранных параметрах ($n = 10$) имеем $\Delta H/H \ll 0.1$, что выполнимо для реальных условий эксперимента. Магнитостатическое взаимодействие между кластерами должно быть также малым, чтобы не препятствовать возникновению мезоскопических квантовых эффектов. По этой причине плотность размещения кластеров ($n = 10$) должна быть $(r_{cl})^{-3} \ll 10^{19} \text{ см}^{-3}$, что определяется из условия малости магнитостатической энергии кластера $\sim (v_0 M \theta_*)^2 / r_{cl}^3$ в поле рассеяния соседей по сравнению с энергией квантового расщепления основного состояния $\Delta E \sim \hbar\Gamma$. Разброс числа примесных частиц в магнитном кластере будет приводить к экспоненциальному разбросу частот туннелирования и неоднородному уширению резонансной линии. Поэтому одним из эффективных методов резонансного наблюдения состояний макроскопической квантовой когерентности представляется радиоимпульсное эхо.

Авторы благодарят Российский фонд фундаментальных исследований за поддержку работы (грант 95-02-03737-а, 97-02-16183).

-
1. А.К.Звездин, В.М.Матвеев, А.А.Мухин, А.И.Попов, *Редкоземельные ионы в магнитоупорядоченных кристаллах*, М.: Наука, 1985.
 2. Р.З.Левитин, А.И.Попов, В.В.Снегирев, *ФТТ* **24**, 3138 (1982).
 3. К.П.Белов, А.К.Звездин, А.М.Кадомцева, Р.З.Левитин, *Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках*, М.: Наука, 1979.
 4. S.Coleman, *Aspects of Symmetry*, Cambridge University Press, 1985.
 5. A.Garg and G.-H.Kim, *Phys. Rev. B* **45**, 12921 (1991).