

**НОВОЕ в
МАГНЕТИЗМЕ и
МАГНИТНЫХ
МАТЕРИАЛАХ**

**Сборник трудов
XXI Международной конференции
28 июня – 4 июля 2009 г., Москва**

Российская Академия Наук
Научный Совет «Физика конденсированных сред»
Секция «Магнетизм»
Подсекция «Физика магнитных пленок и малых частиц»

Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова
физический факультет

НОВОЕ В МАГНЕТИЗМЕ И МАГНИТНЫХ МАТЕРИАЛАХ

Сборник трудов
XXI Международной конференции
28 июня – 4 июля 2009 г., Москва

*Конференция проводится при финансовой поддержке
Российского фонда фундаментальных исследований
(код проекта 09-02-06069)*

Москва – 2009

ОРИЕНТАЦИОННЫЕ ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ СИСТЕМЫ МАГНИТНЫХ ТОЧЕК В СВЕРХПРОВОДНИКЕ ЛОНДОНОВСКОГО ТИПА

Джежеря Ю.И.¹, Новак И.Ю.¹, Кручинин С.П.²

¹Институт магнетизма НАНУ, ²Институт теоретической физики НАНУ.

В связи с развитием нанотехнологий, в теории сверхпроводящих систем возник ряд важных вопросов, которые до недавнего времени не были исследованы. К их числу относится изучение магнитных конфигураций в системе магнитных точек, диспергированных в сверхпроводящей матрице.

В частном случае, для нанокompозита со сверхпроводящей матрицей лондоновского типа, эта задача решена в работе [1]. В ней получены выражения, определяющие магнитные поля и энергию взаимодействия ансамбля ферромагнитных гранул. Установлено, что в рамках представленной модели могут происходить ориентационные фазовые переходы.

Предметом настоящих исследований является определение равновесных магнитных конфигураций для плоской решетки магнитных гранул с квадратной ячейкой, заключенной в сверхпроводнике лондоновского типа. Показано, что при температурном изменении параметра глубины проникновения поля, имеет место ориентационный фазовый переход между ортогональным и плоскостным распределением магнитных моментов гранул рис.1, рис.2.

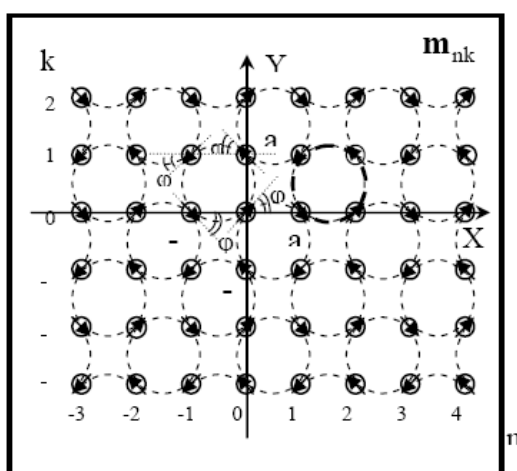


Рис.1 Фрагмент решетки с модулированным плоскостным распределением намагниченности («а» - период решетки). Кружками обозначены магнитные точки, стрелки на них указывают направления магнитных моментов \mathbf{m}_{nk} .

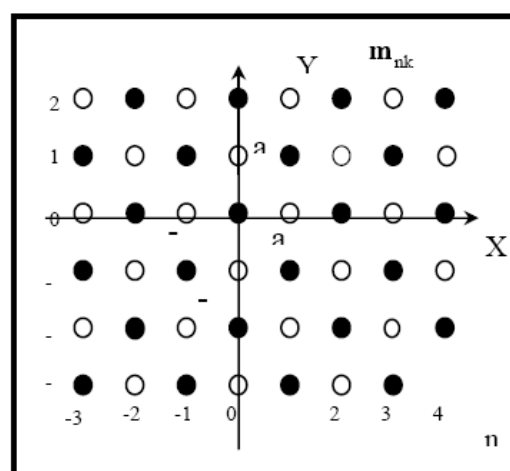


Рис.2 Двумерная решетка магнитных точек. Условно полагаем, что магнитные моменты, обозначенные черным цветом, направлены вверх, а обозначенные белым цветом направлены вниз. («а» - период решетки).

При определении условий этого перехода воспользуемся выражением для энергии модифицированного магнитного взаимодействия, полученным в [1]:

$$U = -\frac{1}{2} \sum_i \sum_j \exp(-R_{ij}/\delta) \cdot \left\{ \left(\frac{3(\mathbf{R}_{ij} \cdot \mathbf{m}_j)(\mathbf{R}_{ij} \cdot \mathbf{m}_i)}{R_{ij}^5} - \frac{\mathbf{m}_i \mathbf{m}_j}{R_{ij}^3} \right) \cdot \left(1 + \frac{R_{ji}}{\delta} + \frac{R_{ij}^2}{\delta^2} \right) - \frac{2(\mathbf{R}_{ij} \cdot \mathbf{m}_j)(\mathbf{R}_{ij} \cdot \mathbf{m}_i)}{\delta^2 \cdot R_{ij}^3} \right\} \quad (1)$$

$\mathbf{R}_{ij} = \mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i$, $R_{ij} = |\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|$, $i \neq j$, \mathbf{m}_i – магнитный момент i -той магнитной точки

Система рис.1 характеризуется когерентным поворотом магнитных моментов на угол $\pm \varphi$ относительно главных направлений решетки. При этом происходит модуляция направления моментов в узлах решетки. Состояние отдельных магнитных точек в решетке остается эквивалентным, а значение полной намагниченности равняется нулю.

Конфигурация второго типа (рис.2) характеризуется ортогональной к базовой плоскости ориентацией намагниченности гранул. Чередование намагниченности соседних гранул в некоторой степени уменьшает энергию магнитного взаимодействия. Такое распределение магнитных моментов способствует снижению амплитуды магнитного поля в сверхпроводящей матрице и также может рассматривать в качестве варианта магнитного упорядочения.

Для ответа на вопрос, какая из представленных на рис.1, рис.2 конфигураций в тех или иных условиях является устойчивой, на основании формулы (1) рассчитаны их энергии взаимодействия.

Установлено, что энергия плоскостной конфигурации (рис.1) не зависит от угла φ , этот факт указывает на вырождение такого состояния в сверхпроводящей среде.

В пересчете на одну магнитную точку энергия взаимодействия дается следующими выражениями.

При плоскостной ориентации (рис.1) –
$$\frac{U_{\parallel}}{N} = \frac{m^2}{a^3} \cdot F(a/\delta), \text{ где}$$

$$F(a/\delta) = \left(-1 + \frac{\partial}{\partial \alpha} + \frac{\partial^2}{\partial \alpha^2} \right) \cdot \frac{1}{8} \sum_{l=1}^{\infty} \sum_{p=0}^{\infty} \frac{\exp(-2\alpha(a/\delta)\sqrt{l^2 + p^2})}{(l^2 + p^2)^{3/2}} -$$

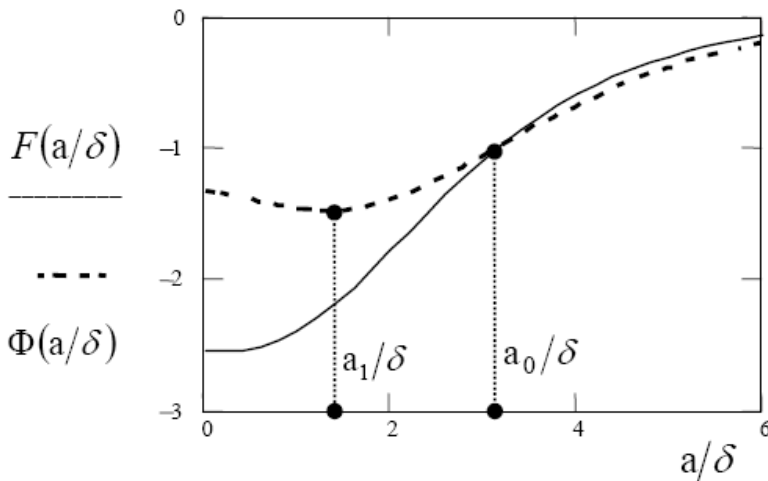
$$- \left(-1 + \frac{\partial}{\partial \alpha} + \frac{\partial^2}{\partial \alpha^2} \right) \cdot \frac{1}{4} \sum_{l=-\infty}^{\infty} \sum_{p=-\infty}^{\infty} \frac{\exp(-\alpha(a/\delta)\sqrt{(2l+1)^2 + (2p+1)^2})}{((2l+1)^2 + (2p+1)^2)^{3/2}} -$$

$$-\left(3-3\frac{\partial}{\partial\alpha}+\frac{\partial^2}{\partial\alpha^2}\right)\cdot\frac{1}{2}\sum_{l=-\infty}^{\infty}\sum_{p=-\infty}^{\infty}\frac{\left((2l+1)^2-(2p)^2\right)\cdot\exp\left(-\alpha(a/\delta)\sqrt{(2l+1)^2+(2p)^2}\right)}{\left((2l+1)^2+(2p)^2\right)^{5/2}} \quad (2)$$

При перпендикулярной ориентации (рис.2) – $\frac{U_{\perp}}{N} = \frac{m^2}{a^3} \cdot \Phi(a/\delta)$, где

$$\Phi(a/\delta) = \left(1 - \frac{\partial}{\partial\alpha} + \frac{\partial^2}{\partial\alpha^2}\right) \cdot \frac{1}{2} \cdot \left\{ \sum_{l=1}^{\infty} \sum_{p=0}^{\infty} \frac{4 \cdot \exp\left(-\alpha \cdot (a/\delta) \cdot \sqrt{2 \cdot l^2 + 2 \cdot p^2}\right)}{\left(2 \cdot l^2 + 2 \cdot p^2\right)^{3/2}} - \sum_{l=-\infty}^{\infty} \sum_{p=-\infty}^{\infty} \frac{\exp\left(-\alpha \cdot (a/\delta) \cdot \sqrt{2 \cdot (l+1/2)^2 + 2 \cdot (p+1/2)^2}\right)}{\left(2 \cdot (l+1/2)^2 + 2 \cdot (p+1/2)^2\right)^{3/2}} \right\} \quad (3)$$

Рис.3



На рис.3 представлены графики зависимости энергетических характеристик двух различных состояний магнитной решетки от отношения параметра ячейки и глубины проникновения магнитного поля a/δ .

Очевидно, что в нормальном состоянии при $a/\delta = 0$ меньшей энергией обладает решетка с планарной ориентацией магнитных моментов (рис.1б, рис.2). Поэтому в отсутствие сверхпроводника состояние с перпендикулярным направлением моментов (рис.1а) вообще не может реализоваться. При понижении температуры и постепенном уменьшении глубины проникновения параметр a/δ начинает расти. Когда же этот параметр достигнет значения $a_0/\delta \approx 3.3$, энергетически более выгодной становится конфигурация с ортогональной ориентацией магнитных моментов рис.1а. и в системе наступит ориентационный фазовый переход.

[1] S.P.Kruchinin, Yu.I.Dzhezherya, J.F.Annett. Interactions of nanoscale ferromagnetic granules in a London superconductor// Superconductor Science and Technology, 2006, **19**, 381-384.