

МАГНИТНОЕ УПОРЯДОЧЕНИЕ В СВЕРХПРОВОДНИКАХ

В.Б. Андрейченко, С.Н. Бурмистров

В модели самосогласованного поля с несколькими связанными параметрами порядка обсуждается магнитное упорядочение в сверхпроводниках.

В последнее время синтезирован ряд тройных соединений с переходными металлами, которые несмотря на высокую концентрацию редкоземельных ионов, расположенных периодически в решетке, обладают высокими температурами сверхпроводящего перехода T_c и проявляют свойства, связанные с магнитным упорядочением редкоземельных ионов без разрушения [1] и с разрушением сверхпроводящего состояния [2].

Внесение в сверхпроводник атомов, имеющих локализованные магнитные моменты, приводит в неупорядоченном состоянии к понижению T_c из-за обменного взаимодействия электронов проводимости со спином иона на величину порядка температуры Кюри Θ [3]. Магнитное упорядочение вносит дополнительный механизм подавления сверхпроводимости. При ферромагнитном упорядочении возникает обменное подмагничивание электронов проводимости уже в первом порядке по константе обменного взаимодействия J , приводящее к ферми-поверхности для электронов с противоположными ориентациями спина в эффективном магнитном поле $H_{\text{эфф}} \sim xJ$, где x — концентрация магнитных ионов, и сверхпроводящее спаривание возможно лишь при концентрациях порядка одного процента [4]. При антиферромагнитном упорядочении эффект обменного подмагничивания отсутствует, однако появление магнитной сверхрешетки приводит к изменению энергетического спектра электронов проводимости с образованием в направлениях, близких к вектору обратной сверхрешетки, энергетической щели, характеризующейся J .

В соединениях с переходными металлами при отсутствии обменного взаимодействия d -электронов со спином иона сверхпроводимость сохраняется даже при больших концентрациях ионов, когда сверхпроводимость в отдельной s -зоне была бы заведомо невозможна. В "грязном" пределе, когда двухзонный сверхпроводник ведет себя как однозонный, происходит выигрыш в критической концентрации ионов по сравнению с одной s -зоной в $(\tau_{sd} + \tau_{ds}) / \tau_{sd}$ раз, во столько же раз уменьшается $H_{\text{эфф}}$. Здесь τ_{sd} и τ_{ds} — времена пробега, связанные с немагнитным рассеянием соответственно в s -зоне с переходом в d -зону и наоборот.

Взаимодействие магнитного упорядочения и сверхпроводимости рассмотрим в рамках модели самосогласованного поля. В этом случае система описывается двумя связанными параметрами порядка — намагниченностью M и параметром сверхпроводящего спаривания Δ . Считая Θ и T_c близкими, свободная энергия может быть разложена по степе-

ням параметров порядка:

$$F(T, h) = \int d^3r \left[\frac{c}{2} (\nabla M)^2 + \frac{a(T)}{2} M^2 + \frac{b}{4} M^4 + \frac{(\hbar - 2\pi M)^2}{8\pi} + \right. \\ \left. + \alpha(T) |\Delta|^2 + \frac{\beta}{2} |\Delta|^4 + \frac{\gamma}{2} \left| \left(-i \nabla - \frac{2e}{cA} \right) \Delta \right|^2 + GM^2 |\Delta|^2 \right]. \quad (1)$$

Все слагаемые, кроме последнего, имеют тот же смысл, что и в соответствующих теориях с одним параметром порядка [6, 7]. $a(T)$ и $\alpha(T)$ обращаются в нуль соответственно при температурах Θ и T_c . Последний член в (1) описывает появление энергетической щели на поверхности Ферми при обменном подмагничивании¹⁾. Другие примеры свободных энергий с взаимодействием параметров порядка и влиянием флуктуаций приведены в обзоре [5].

В однородной ситуации $M = \text{const}$ и $\Delta = \text{const}$ в бесконечной пластине толщиной d с направлением оси легкого намагничивания, параллельным плоскостям пластины, при

$$g = 2^{1/2} G (\beta b)^{-1/2} > 1 \quad (2)$$

сосуществования магнитной и сверхпроводящей фаз нет. При $\Theta > T_c$ будет только магнитная фаза, при $\Theta < T_c$ будет переход первого рода с разрушением сверхпроводимости при T_c , при которой сравниваются энергии конденсации фаз.

По порядку величины $g = \frac{J_{\text{эфф}}^2}{T_c (\Theta \epsilon_F)^{1/2}}$ и для непереходного металла,

где сверхпроводящее спаривание и магнитное упорядочение определяются электронами одной зоны, совместной фазы нет. Для переходного металла без подмагничивания d -электронов может быть $g < 1$ ($J_{\text{эфф}} =$

$$= J \frac{\tau_{sd}}{(\tau_{sd} + \tau_{ds})} \text{ и при больших концентрациях редкоземельных ионов.}$$

В этом случае необходимо учитывать вклад диамагнитного члена во взаимодействие параметров порядка.

При $T_c > \Theta$ максимальная толщина при которой возможна SF фаза определяется из

$$2^{3/2} \pi b^{-1/2} \beta^{1/2} |\alpha|^{-1} [1 - 2\epsilon^{-1} \text{sh}\epsilon (\text{ch}\epsilon + 1)^{-1}] = 1 - g. \quad (3)$$

При больших толщинах будет переход первого рода с разрушением сверхпроводимости при $T = T_c$. Здесь $\epsilon = d/\lambda$, λ — глубина проникновения при $\Delta^2 = |\alpha|/\beta$. Магнитный момент в толстых образцах экрани-

¹⁾ Обычным подмагничиванием $\mu_0 \sigma h$ можно пренебречь.

руется сверхпроводящими токами и магнитное поле в образце будет равно нулю, как и при эффекте Мейснера во внешнем магнитном поле. Род фазового перехода $SF - F$ зависит от толщины и при

$$\frac{d^2}{\lambda^2} < 5 \frac{V}{V - G} \left(1 - \frac{2V^2}{bB} \right); \quad V = \frac{\pi}{6} \frac{\epsilon^2 \beta}{|\alpha|} + G \quad (4)$$

будет переход второго рода. Линия перехода определяется из

$$16\pi^2 \frac{|q|}{b} = H_c^2(T) \left[\frac{\epsilon^2}{24} + \frac{G}{4\pi} \frac{|\alpha|}{\beta} \right]^{-1} \quad (5)$$

При $\Theta \gg T_c$ и в отсутствие обменного взаимодействия ($G = 0$) (4) и (5) переходят в условия, полученные в [8]. В толстых образцах переход первого рода происходит при

$$4\pi \frac{|a|}{b} = H_c(\Delta^2), \quad \Delta^2 = \frac{|\alpha|}{\beta} - G \frac{|\alpha|}{b} \quad (6)$$

Здесь следует отметить, что в сверхпроводниках второго рода на фоне намагниченности будут вихревые состояния и переход $SF - F$ будет второго рода.

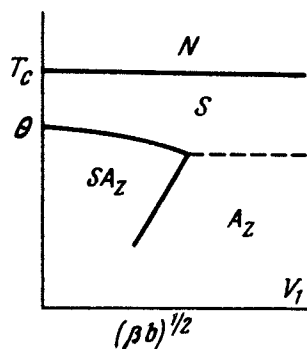


Рис. 1

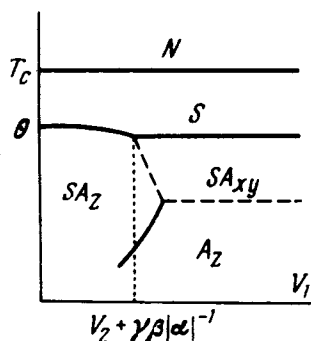


Рис. 2

Для антиферромагнетика "легкая ось" с константой анизотропии γ и взаимодействием параметров порядка, обусловленного появлением магнитной сверхрешетки:

$$V_1 l_z^2 |\Delta|^2 + V_2 (l_x^2 + l_y^2) |\Delta|^2, \quad (7)$$

где $l = m_1 - m_2$ и m_1, m_2 — намагниченности подрешеток. Диаграмма состояний при $V_2 + \frac{\gamma\beta}{|\alpha|} > (\beta b)^{1/2}$ изображена на рис. 1, при обратном неравенстве — на рис. 2. Сплошными линиями показаны переходы второго рода, пунктирными — первого рода.

В непереходных металлах $V(\beta b)^{-1/2} \sim \frac{\Theta}{T_c}$ и совместная фаза воз-

можно при Θ существенно меньше T_{c0} .

Мы благодарны Г.М.Элиашбергу за постановку задачи и руководство работой, а также Л.П.Горькову и Б.И.Ивлеву за обсуждения.

Институт теоретической физики
им. Л.Д.Ландау
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
18 августа 1978 г.

Литература

- [1] R.W. McCallum, D.C. Johnston, R.N. Shelton, W.A. Fertig, M.B. Maple. Solid State Comm., **24**, 501, 1977; M. Jshikawa, Ø. Fischer. Solid State Comm., **24**, 747, 1977.
 - [2] W. Fertig, D. Johnston, L. DeLong, R. McCallum, M. Maple, B. Matthias. Phys. Rev. Lett., **38**, 987, 1977; M. Jshikawa, Ø. Fischer. Solid State Comm., **23**, 37, 1977.
 - [3] А.А.Абрикосов, Л.П.Горьков. ЖЭТФ, **39**, 1781, 1960.
 - [4] Л.П.Горьков, А.И.Русинов. ЖЭТФ, **46**, 1363, 1964.
 - [5] А.З.Паташинский, В.Л.Покровский. УФН, **121**, 55, 1977.
 - [6] В.Л.Гинзбург, Л.Д.Ландау. ЖЭТФ, **20**, 1064, 1950.
 - [7] Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Электродинамика сплошных сред. Гос-техиздат, 1959.
 - [8] В.Л.Гинзбург. ЖЭТФ, **31**, 202, 1956.
-