

## ПРОМЕЖУТОЧНОЕ СОСТОЯНИЕ В МАГНИТНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ

А.И.Буздин

Показано, что в ферромагнитных сверхпроводниках нарушается обычная классификация сверхпроводников с помощью параметра Гинзбурга – Ландау. Вблизи точки магнитного перехода смешанное состояние в поле уступает место промежуточному состоянию. Температурная зависимость критического поля носит аномальный немонотонный характер.

В магнитных сверхпроводниках куперовское спаривание имеет место несмотря на наличие регулярной решетки редкоземельных магнитных атомов, что приводит ко многим уникальным особенностям в поведении таких систем (см., например, в качестве обзора <sup>1</sup>). Особый интерес привлекают к себе ферромагнитные сверхпроводники (ФС), где в отсутствие сверхпроводимости произошел бы переход в ферромагнитную фазу (а из-за наличия куперовского спаривания появляется неоднородная магнитная структура). К ФС относятся тройные соединения  $\text{ErRh}_4\text{B}_4$ ,  $\text{HoMo}_6\text{S}_8$ ,  $\text{HoMo}_6\text{Se}_8$ , а также целый ряд сплавов <sup>1</sup>. ФС проявляют необычные сверхпроводящие свойства и выше температуры магнитного перехода (практически совпадающей с точкой Кюри  $\Theta$ ). Все ФС – второго рода, параметр Гинзбурга – Ландау  $\kappa = \lambda_L / \xi$  ( $\lambda_L$  – лондоновская глубина проникновения,  $\xi$  – сверхпроводящая корреляционная длина) в них много больше единицы. Тем не менее вблизи температуры Кюри  $\Theta$ , благодаря сильной магнитной поляризуемости нормальной фазы, сверхпроводящий переход во внешнем магнитном поле происходит первым родом <sup>2</sup> и при этом должно возникать промежуточное состояние (ПС) нового типа.

Эффекты магнитной анизотропии играют важную роль в ФС и аномальное поведение проявляется, когда поле направлено вдоль оси легкого намагничивания – этот случай и будет иметься ввиду в дальнейшем. Когда же поле ориентировано вдоль оси трудного намагничивания, поведение ФС выше точки  $\Theta$  является обычным и определяется параметром  $\kappa$ .

Если образец имеет форму цилиндра и поле направлено вдоль его образующей – ось  $z$  легкого намагничивания (размагничивающий фактор  $N_z = 0$ ), то вблизи точки  $\Theta$  поле перехода первого рода превосходит поле перехода второго рода. При некоторой температуре  $T^*$  ( $\Theta < T^* < T_c$ , где  $T_c$  – сверхпроводящая критическая температура) происходит смена характера перехода <sup>3, 4</sup>. Вблизи точки Кюри критическое поле определяется термодинамическим условием –  $\chi_m(T)H^2/2 = -H_{c0}^2/8\pi$ , где  $H_{c0}^2/8\pi$  – энергия сверхпроводящей конденсации, которая при  $T \ll T_c$  практически не зависит от температуры и  $\chi_m = \mu^2 n / (T - \Theta)$  – магнитная восприимчивость редкоземельных атомов, причем  $\mu$  – их эффективный момент, а  $n$  – концентрация. Критическое поле при этом  $H_c = H_{c0} / \sqrt{4\pi\chi_m(T)} \sim \sqrt{T - \Theta}$  и стремится к нулю при  $T \rightarrow \Theta$  по корневому закону. Поле же перехода второго рода вблизи  $\Theta$  определяется обменным эффектом  $h = I\chi_m H_{c2} / \mu n \sim T_c$ , где  $I$  – обменный интеграл и  $H_{c2} \sim (T - \Theta)$ , т. е.  $H_{c2} \ll H_c$  около температуры Кюри.

В случае пластины, перпендикулярной магнитному полю ( $N_z = 1$ ) вблизи точки  $\Theta$  в ФС должно возникать промежуточное состояние (ПС). В отличие от обычного ПС, которое по мере уменьшения поля появляется в пластине в виде редких сверхпроводящих полосок, в ФС термодинамически более выгодно возникновение сразу мелкокомасштабной структуры чередующихся нормальных и сверхпроводящих областей с периодом  $d \ll L$ , где  $L$  – толщина пластины. При этом толщина сверхпроводящих слоев может быть меньше  $\lambda_L$ , что обеспечивает практически полное проникновение поля в сверхпроводящую область.

Термодинамические характеристики ПС можно получить, не интересуясь его детальной структурой (которая будет рассмотрена в подробной статье). Пусть толщина сверхпроводящих слоев –  $d_s$ , тогда их относительная доля  $\epsilon = d_s/d$  и при условии  $d \ll L$  удобно определить среднюю магнитную восприимчивость  $\bar{\chi} = \chi_m(T)(1 - \epsilon)$  (магнитная восприимчивость в сверхпроводящей фазе много меньше  $\chi_m$  и ею можно пренебречь). Свободная энер-

$$F = - \frac{\bar{\chi} H^2}{2(1+4\pi\bar{\chi})} - \epsilon \frac{H_c^2}{8\pi}, \quad (1)$$

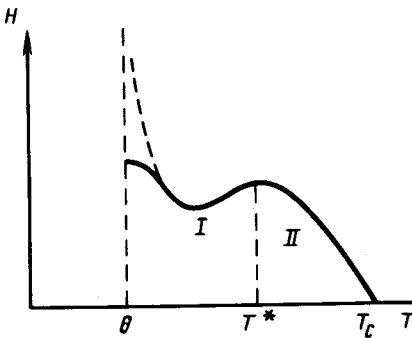
где первое слагаемое – магнитный вклад в энергию. Возникновение ПС, т. е. го явление  $\epsilon > 0$  выгодно при  $H < H_c = (1 + 4\pi\chi_m)(4\pi\chi_m)^{-1/2}$  (внутреннее поле при  $H = H_c$  совпадает с критическим полем для случая  $N_z = 0$  и равно  $H_{c0}[4\pi\chi_m(T)]^{-1/2}$ ). Зависимость доли сверхпроводящих областей в ПС от поля определяется выражением

$$\epsilon = \frac{H_c - H}{H_c} \left( 1 + \frac{1}{4\pi\chi_m} \right). \quad (2)$$

Учет энергии границ и неоднородности поля в ПС приводит к относительной поправке к  $H_c$  порядка  $(\xi\chi_m/L)^{1/2}$ . В общем случае произвольной величины размагничивающего фактора  $N_z$  критическое поле

$$H_c(T) = H_{c0} \left( \frac{1}{\sqrt{4\pi\chi_m(T)}} + N_z \sqrt{4\pi\chi_m(T)} \right). \quad (3)$$

Важно отметить, см. рисунок, немонотонный характер зависимости  $H_c(T)$ : при  $\chi_m(T) = N_z/4\pi$  имеет место минимум  $H_c$ . В непосредственной близости к температуре  $\Theta$  при записи свободной энергии (1) необходимо учитывать нелинейность зависимости  $M(H)$ , что ограничивает рост  $H_c(T)$ . Наличие минимума на зависимости  $H_c(T)$  как раз наблюдалось недавно в экспериментах <sup>5</sup> на монокристаллах  $\text{ErRh}_4\text{V}_4$  и может служить косвенным указанием на возникновение ПС. Детальное сопоставление с экспериментом <sup>5</sup> затруднительно, так как исследовавшиеся образцы имели нерегулярную форму.



Схематический вид температурной зависимости критического поля в ферромагнитном сверхпроводнике ( $N_z \neq 0$ ). Пунктиром показан ход кривой без учета нелинейных эффектов в намагниченности вблизи температуры Кюри  $\Theta$

Принципиальной особенностью ПС в ФС является то, что оно возникает в виде мелкомасштабной структуры с  $d \ll L$  (как показывает анализ ПС, по порядку величины  $d \sim (L\xi/\chi_m)^{1/2}$ ). В то же время критическое поле появления тонкой одиночной сверхпроводящей области существенно меньше  $H_c$ . Зарождение равновесного ПС в ФС может быть, поэтому затруднено, что и находит свое отражение в сильных гистерезисных (по полю) явлениях <sup>5</sup>.

Непосредственно ниже  $H_c$  в ПС момент линейно зависит от поля  $M = [H - H_{c0}(4\pi\chi_m)^{-1/2}]/4\pi N_z$ . В слабых магнитных полях ПС может перейти в смешанное состояние.

Важно отметить, что параметр  $\kappa$  практически не меняется в ФС вблизи точки  $\Theta$  и связь с энергией  $\sigma_{ns}$  плоской  $N/S$  границы совершенно иная, чем в обычных сверхпроводниках <sup>6</sup>. По порядку величины  $\sigma_{ns}^- \sim \xi H_{c0}^2 - \lambda_L H_c^2$  и учитывая, что при  $N_z = 0$  величина  $H_c^2 \sim H_{c0}^2/\chi_m$ , находим условие смены знака  $\sigma_{ns}$ :  $\chi_m(T) \sim \lambda_L/\xi$ , которое обязательно выполняется вблизи точки Кюри. В то же время появление вихрей при  $\sigma_{ns} > 0$  все равно может быть энергетически выгодным (для этого должно выполняться условие  $\chi_m(T) < (\lambda_L/\xi)^2$ ). В определенных условиях в ФС возможно возникновение нового типа ПС с чередованием нормальных доменов со сверхпроводящими доменами вихревой фазы.

Большой интерес представляли бы прямые экспериментальные исследования промежуточного состояния в ферромагнитных сверхпроводниках, особенно в совершенных кристаллах  $\text{HoMo}_6\text{S}_8$ .

Автор глубоко благодарен А.А.Абрикосову, Н.Е.Алексеевскому и Л.Н.Булаевскому за полезные обсуждения работы и ценные замечания.

#### Литература

1. Буздин А.И., Булаевский Л.Н., Панюков С.В., Кулич М.Л. УФН, 1984, 144, 597.
2. Behroozi F., Crabtree G.W., Campbell S.A., Hinks D.G. Phys. Rev., 1983, B27, 6849.
3. Буздин А.И. ЖЭТФ, 1984, 87, 906.
4. Machida K. J. Low Temp. Phys., 1983, 53, 405.
5. Lambert S.E., Zhou H., Chen J.W., Maple M.B. Physica, 1985, 135B, 457.
6. Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. Статистическая физика, ч. 2, М.: Наука, 1978, §46.

Московский государственный университет  
им. М.В.Ломоносова

Поступила в редакцию  
15 мая 1986 г.