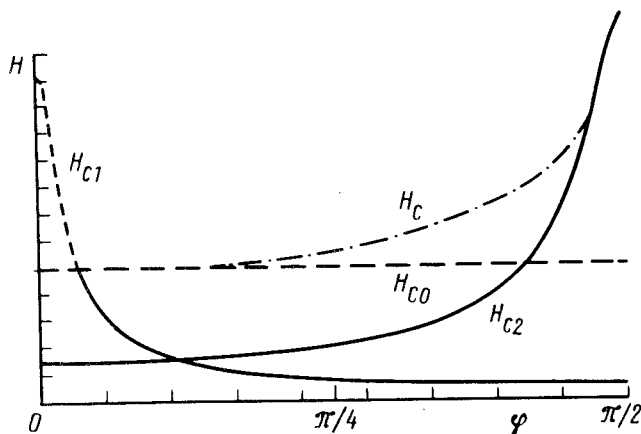


## ПЕРЕХОД ПЕРВОГО РОДА В ВИХРЕВУЮ ФАЗУ В АНИЗОТРОПНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ

А.И.Буздин, А.Ю.Симонов

Рассмотрены слоистые сверхпроводники, в которых в параллельном слое поле происходит переход второго рода, а в перпендикулярном – первого рода. Показано, что в случае наклонного поля должен происходить переход первого рода в вихревую фазу, а в промежуточном состоянии чередуются области нормальной и вихревой фаз.

В анизотропных слоистых сверхпроводниках отношение полей  $H_{c2}/H_{c1}$  сильно зависит от ориентации поля – оно максимально для поля, параллельного слоям и минимально для перпендикулярной ориентации поля <sup>1, 2</sup> (см. рисунок). При этом возможна ситуация, когда в параллельном поле сверхпроводящий переход происходит вторым родом ( $H_{c2} > H_{c1}$ );



Зависимость критических полей слоистого сверхпроводника от угла  $\varphi$  между полем и осью анизотропии

а в перпендикулярном поле – первым родом ( $H_{c2} < H_{c0}$ , где  $H_{c0}$  – термодинамическое критическое поле). Такой случай реализуется, например, в интеркалированном графите  $C_8K$  с  $T_c \approx 0,15 - 0,20$  К <sup>3</sup>. Необычное поведение сверхпроводников данного типа и будет рассмотрено ниже с использованием функционала Гинзбурга – Ландау с анизотропной ”эффективной” массой (см., например, <sup>1</sup>).

$$F = a |\Psi|^2 + \frac{b}{2} |\Psi|^4 + \frac{1}{4m_i} - |(\nabla_i - \frac{2ie}{c} A_i)\Psi|^2 + \frac{B^2}{8\pi}, \quad (1)$$

где  $m_i = (m_x, m_y, m_z)$  – главные значения тензора ”обратных эффективных масс”, причем  $m_x = m_y = m_{\parallel} \ll m_z = m_{\perp}$  и подразумевается предел сильной анизотропии

$$k^2 = m_{\parallel}/m_{\perp} = (\xi_{\parallel}/\xi_{\perp})^2 = (\lambda_{\perp}/\lambda_{\parallel})^2 \gg 1. \quad (2)$$

Здесь  $\xi_{\parallel}$  ( $\xi_{\perp}$ ) – корреляционная длина вдоль (перпендикулярно) слоям, а  $\lambda_{\parallel}$  ( $\lambda_{\perp}$ ) – глубина экранирования поля для случая, когда экранирующие токи текут параллельно (перпендикулярно) слоям. Анализируемая нами ситуация соответствует выполнению условий  $\xi_{\perp} \ll \lambda_{\parallel} \ll \xi_{\parallel} \ll \lambda_{\perp}$ .

Как известно <sup>2</sup>, угловая зависимость поля  $H_{c1}(\varphi)$  ( $\varphi$  — угол между направлением поля и осью анизотропии  $\nu$ )

$$H_{c1}(\varphi) = H_{c1}^0 (\sin^2 \varphi + \cos^2 \varphi / K^2)^{-1/2}, \quad H_{c1}^0 = H_{c1}(\pi/2), \quad (3)$$

а угол  $\theta$  между осью вихря и  $\nu$  связан с  $\varphi$  соотношением  $\operatorname{tg} \theta = k^2 \operatorname{tg} \varphi$ . Важно, что в наклонном поле (за исключением малой окрестности углов вблизи нуля) вихри практически параллельны слоям (так как  $k^2 \gg 1$ ) и выполнено условие  $H_{c1}(\varphi) < H_{c0}$ . Данное обстоятельство означает, что вихри должны проникать в сверхпроводник в поле  $H_{c0}$  и это поле уже не будет истинным полем перехода первого рода. Таким образом, в наклонном поле будет происходить переход первого рода в вихревое состояние и поле перехода  $H_c$  должно быть выше  $H_{c0}$  и зависеть от угла  $\varphi$ .

Для расчета поля  $H_c(\varphi)$  используем потенциал Гиббса  $\Phi = F - BH/4\pi$  вихревой решетки, ориентированной под углом  $\theta$  к оси анизотропии <sup>2, 4</sup>

$$\Phi_s = -\frac{1}{8\pi} H_{c0}^2 + \frac{1}{8\pi} B^2 + \frac{1}{4\pi} B B_0 (\sin^2 \theta + k^2 \cos^2 \theta)^{1/2} - \frac{1}{4\pi} H B \cos(\theta - \varphi). \quad (4)$$

Здесь, как обычно (см., например, <sup>5</sup>),  $B_0$  с логарифмической точностью совпадает с  $H_{c1}^0$  ( $B_0 = H_{c1}^0 \ln(d/\xi) / \ln(\lambda/\xi)$ ), где  $d/B$  — период вихревой решетки и можно не учитывать слабую логарифмическую зависимость  $B_0$  от  $B$  и  $\theta$ ). Заметим, что выражение (4) справедливо для полей  $H \gg H_{c1}^0$ .

Минимизируя (4) по  $B$  и  $\theta$  и приравнявая  $\Phi_s$  потенциалу Гиббса нормальной фазы  $\Phi_N = -H^2/8\pi$ , находим поле перехода первого рода

$$H_c(\varphi) = \frac{(B_0^2 + H_{c0}^2 \cos^2 \varphi)^{1/2} - B_0 \sin \varphi}{\cos^2 \varphi} \approx \frac{H_{c0}}{\cos \varphi}, \quad (5)$$

что справедливо при углах  $\cos \varphi > \xi_{\perp} / \lambda_{\parallel}$  ( $\xi_{\perp} / \lambda_{\parallel} \ll 1$ ) и в поле перехода выполняется условие  $\operatorname{tg} \theta \approx k^2 B_0 / H_{c0} \approx k \xi_{\parallel} / \lambda_{\parallel} \gg k$ , т. е.  $\theta \approx \pi/2$  — вихревая структура ориентирована вдоль слоев. Как видно из (5), поле перехода  $H_c(\varphi)$  действительно превосходит  $H_{c0}$  (см. рисунок).

Магнитная индукция в поле перехода  $H_c$  составляет  $B_c \approx H_c \sin \varphi \approx H_{c0} \operatorname{tg} \varphi$ , а скачок момента при переходе

$$\Delta M = |B - H| / 4\pi = H_c \cos \varphi / 4 = H_{c0} / 4\pi, \quad (6)$$

$M$  направлен вдоль оси анизотропии и, что интересно, его скачок при переходе не зависит от угла  $\varphi$ . Физически рассматриваемые особенности магнитных свойств обусловлены отсутствием экранировки параллельной слоям компоненты поля.

Если угол  $\varphi$  между полем и осью анизотропии уменьшается ( $\varphi \rightarrow \pi/2$ ), то переход первого рода при некотором  $\varphi = \varphi_0$  сменяется переходом второго рода, характерное значение угла  $\varphi_0$ :  $(\pi/2 - \varphi_0) \sim \xi_{\perp} / \lambda_{\parallel} = \xi_{\parallel} / \lambda_{\perp} \ll 1$ .

Из-за неколлинеарности  $M$  и  $H$  при переходе в сверхпроводящее состояние возникает механический крутящий момент  $K = [M, H]$ ,  $K = K_y = -H_c^2 \sin 2\varphi / 8\pi = -H_{c0}^2 \operatorname{tg} \varphi / 4\pi$ , который может быть измерен на эксперименте.

Интересно отметить следующее. Кажется парадоксальным выполнение условия  $H_c(\varphi) \gg H_{c2}(\varphi)$  в случае проникновения поля в сверхпроводящий образец. Дело же заключается в том, что магнитная индукция  $B$  в образце направлена вдоль слоев, а соответствующее верхнее критическое поле для  $\varphi = \pi/2$  будет  $H_{c2}(\varphi) > H_c(\varphi)$ .

Выше предполагалось, что внутреннее максвелловское поле  $H$  в образце совпадает с внешним магнитным полем  $H_0$ , т. е. размагничивающий фактор  $n = 0$ . Это соответствует

физической ситуации, когда образец имеет форму иголки с осью вдоль  $M$ , то есть вдоль  $\nu$ . В случае же эллипсоида вращения, ось которого совпадает с осью  $\nu$  ( $n = n_{\parallel}$ ), связь  $B$  и  $H$  дается соотношениями <sup>6</sup>

$$(1 - n)H_{\parallel} + nB_{\parallel} = H_{0\parallel}, \quad \frac{1+n}{2}H_{\perp} + \frac{1-n}{2}B_{\perp} = H_{0\perp}.$$

В интервале полей  $(1 - n)H_c(\varphi) \leq H_0 \leq H_c(\varphi)$  должно существовать промежуточное состояние. Подчеркнем, что в отличие от обычного промежуточного состояния в рассматриваемом случае будет возникать доменная структура с чередованием нормальных доменов и доменов смешанного (вихревого) состояния. Ориентация доменных стенок будет практически параллельной оси анизотропии, а зависимость магнитного момента от поля в промежуточном состоянии имеет характерный вид

$$M = M_{\parallel} = \frac{\cos\varphi}{4\pi n} (H_c(\varphi) - H_0).$$

Наличие необычного промежуточного состояния вихревого типа в наклонном поле в соединении  $C_8K$  на наш взгляд можно обнаружить как путем измерения зависимости  $M(H_0)$ , так и магнитооптическими методами.

Авторы благодарны А.А.Абрикосову за полезное обсуждение рассмотренных вопросов.

#### Литература

1. Булавский Л.Н. УФН, 1975, 116, 449.
2. Балацкий А.В. и др. ЖЭТФ, 1986, 90, 1478.
3. Koike Y, et al. Physica B, 1980, 99, 503.
4. Минц Р.Г. ФТТ, 1988, 30, 2512.
5. Де Жен П. Сверхпроводимость металлов и сплавов, 1968, М.: Мир.
6. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред, 1982, М.: Наука.

Московский государственный университет  
им. М.В.Ломоносова

Поступила в редакцию  
6 сентября 1989 г.