УДК 537.312.62

*Физика твердого тела, том 30, в. 8, 1988*
*Solid State Physics, vol. 30, № 8, 1988*

# О МАГНИТНОЙ СТРУКТУРЕ АНИЗОТРОПНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ ВТОРОГО РОДА

*Р. Г. Минц*

Особенности намагничивания анизотропных сверхпроводников второго рода представляют особый интерес в связи с открытием высокотемпературных сверхпроводников, имеющих сильно анизотропную слоистую структуру. Проникновение магнитного потока в анизотропный сверхпроводник второго рода обсуждалось неоднократно [1-3]. При этом найдены распределение индукции в изолированном вихре, его энергия, критическое поле $H_{c1}$. Кривая же намагничивания анизотропных сверхпроводников теоретически не рассматривалась. В настоящей работе исследован магнитный момент одноосного лондоновского сверхпроводника в интервале $H_{c1} \leqslant H_0 \leqslant H_{c2}$, где $H_0$ — напряженность внешнего магнитного поля.

Векторный потенциал **A** и плотность тока **j** в рассматриваемой ситуации связаны соотношением $\mathbf{A}=-4\pi\cdot\hat{\alpha}\mathbf{j}/c$ (число независимых компонент тензора $\hat{\alpha}$ определяется симметрией кристалла). Тогда уравнение Лондонов, описывающее распределение индукции магнитного поля $\mathbf{b}=\operatorname{rot}\mathbf{A}$, и свободная энергия $F$ суть

$$\mathbf{b}+\operatorname{rot}(\hat{\alpha}\operatorname{rot}\mathbf{b})=0, \tag{1}$$

$$F=\frac{1}{8\pi}\int dV\,[\mathbf{b}^2+\operatorname{rot}\mathbf{b}\hat{\alpha}\operatorname{rot}\mathbf{b}]. \tag{2}$$

В одноосном сверхпроводнике в системе координат $\xi$, $\eta$, $\zeta$ (плоскость $\xi\eta$ перпендикулярна оси симметрии) отличны от нуля лишь $\alpha_{\xi\xi}=\alpha_{\eta\eta}=\lambda_1^2$ и $\alpha_{\zeta\zeta}=\lambda_3^2$. Предположим здесь для определенности, что отношение $\lambda_3/\lambda_1=k\geqslant 1$. Эта ситуация реализуется в слоистых сверхпроводниках и, по-видимому, в высокотемпературных сверхпроводниках, где в таком случае $k>1$ или даже $k\gg 1$.

Рассмотрим вихревую структуру, наклоненную под углом $\theta$ к оси $\zeta$. Для ее описания удобно выбрать систему координат $x$, $y$, $z$, где ось $z$ направлена вдоль оси вихря, а оси $x$ и $\xi$ совпадают. В этом случае отличны от нуля $\alpha_{xx}$, $\alpha_{yy}$, $\alpha_{zz}$, $\alpha_{yz}=\alpha_{zy}$, а с помощью (1), (2) энергия единицы длины изолированного вихря $\varepsilon(\theta)=dF/dz$ представляется в виде [2]

$$\varepsilon=\frac{\Phi_0^2}{16\pi^2\lambda_1\lambda_3}\sqrt{\sin^2\theta+k^2\cos^2\theta}\,g(\theta), \tag{3}$$

$\Phi_0$ — квант потока, $g(\theta)\gg 1$ — медленная (логарифмическая) функция $\theta$.

Зависимость $\varepsilon(\theta)$ определяет ориентацию вихревой структуры и критическое поле $H_{c1}$. Рассмотрим, например, эллипсоид вращения, ось которого совпадает с осью симметрии $\zeta$, а размагничивающий фактор равен $n$. Если $H_0$ составляет угол $\varphi$ с осью $\zeta$, то для $0<\mathrm{H}_0-\mathrm{H}_{c1}\ll\mathrm{H}_{c1}$

$$\operatorname{tg}\theta=\frac{2nk^2}{1-n}\operatorname{tg}\varphi,\qquad H_{c1}=\frac{\Phi_0}{4\pi\lambda_1\lambda_3}\,\frac{2n(1-n)kg(\theta)}{\sqrt{(1-n)^2\cos^2\varphi+4n^2k^2\sin^2\varphi}}. \tag{4}$$

Из (4) видно, что в интервале $0\leqslant H_0-H_{c1}\ll H_{c1}$ вихрь ориентирован вдоль внешнего магнитного поля лишь при $\varphi=0$, $\pi/2$. При сильной же анизотропии ($k^2\gg 1$) уже для небольших углов $\varphi$ вихрь оказывается почти перпендикулярным оси симметрии ($\theta\approx\pi/2$). В результате магнитный момент **M** и усредненная по объему индукция **B** неколлинеарны, что и определяет особенности кривой $M(H_0)$.

Рассмотрим зависимость $M(H_0)$ в интервале $H_{c1} \leqslant H_0 \ll H_{c2}$, где термодинамический потенциал $\Phi$ можно представить в виде

$$\Phi = \frac{B^2}{8\pi} + \frac{BB_0}{4\pi}\sqrt{\sin^2\theta + k^2\cos^2\theta} - \frac{H_0 B}{4\pi}\cos(\theta - \varphi), \tag{5}$$

$B_0 = B_0(B, \theta)$ — медленная (логарифмическая) функция $B$ и $\theta$; $\partial B_0/\partial B < 0$. Если $k\,\mathrm{tg}\,\varphi > 1$, а $|\ln(B/H_{c1})| \sim 1$, то $B_0 \sim H_{c1}\sin\varphi$. Минимизировав $\Phi$ по $B$ и $\theta$, находим уравнение для $B(H_0, \varphi)$ и $\theta(H_0, \varphi)$

$$B + B_0\sqrt{\sin^2\theta + k^2\cos^2\theta} = H_0\cos(\theta - \varphi), \tag{6}$$

$$\frac{(k^2-1)B_0}{H_0} = \frac{\sin(\theta - \varphi)}{\sin\theta\cos\theta}\sqrt{\sin^2\theta + k^2\cos^2\theta}. \tag{7}$$

Проанализируем зависимость $M = \sqrt{M_\zeta^2 + M_\eta^2}$ от $H_0$ в предельном случае, когда $k^2 \gg 1$ и $k\,\mathrm{tg}\,\varphi > 1$, $\mathrm{tg}\,\varphi < k$.

Предположим для начала, что $\mathrm{tg}\,\theta \gg k \gg 1$. При этом $\theta \approx \pi/2$ и из (6), (7) находим

$$B = H_0\sin\varphi - B_0, \quad \mathrm{tg}\,\theta = \frac{B_0}{H_0}\frac{k^2}{\cos\varphi}. \tag{8}$$

С помощью (8) нетрудно получить, что

$$4\pi M = \sqrt{H_0^2\cos^2\varphi + B_0^2}, \tag{9}$$

а $\mathrm{tg}\,\theta \gg k$, если $H_{c1} < H_0 < k\,\mathrm{tg}\,\varphi H_{c1}$.

Предположим теперь обратное, т. е. $\mathrm{tg}\,\theta \ll k$, тогда из (6), (7) имеем

$$B = H_0\frac{\sin\varphi}{\sin\theta}, \quad \frac{\sin(\theta - \varphi)}{\sin\theta} = k\frac{B_0}{H_0}. \tag{10}$$

С помощью (10) нетрудно получить, что

$$4\pi M = kB_0, \tag{11}$$

а $\mathrm{tg}\,\theta \ll k$, если $H_0 > k\,\mathrm{tg}\,\varphi H_{c1}$.

Таким образом, магнитный момент, как следует из (9), (11), увеличивается с ростом $H_0$ в интервале $H_{c1} \leqslant H_0 < k\,\mathrm{tg}\,\varphi H_{c1}$ и уменьшается в интервале $H_0 > k\,\mathrm{tg}\,\varphi H_{c1} \gg H_{c1}$. Это означает, что максимум величины $4\pi M \sim k\sin\varphi H_{c1} \gg H_{c1}$ достигается в поле $H_M \sim k\,\mathrm{tg}\,\varphi H_{c1} \gg H_{c1}$. Следовательно, магнитный момент анизотропного сверхпроводника второго рода растет не только при $H_0 < H_{c1}$ (как для изотропного сверхпроводника), но и при $H_{c1} \leqslant H_0 < H_M$. Физически это обусловлено неколлинеарностью **M** и **B** ($\theta \neq \varphi$).

Я благодарен А. В. Гуревичу и Е. И. Кацу за полезные обсуждения.

## Литература

[1] *Klemm R. A., Clem J. R.* Phys. Rev., 1980, vol. B21, N 5, p. 1868—1875.
[2] *Kogan V. G.* Phys. Rev., 1981, vol. B24, N 3, p. 1572—1575.
[3] *Балацкий А. В., Бурлачков Л. И., Горьков Л. П.* ЖЭТФ, 1986, т. 90, № 4, с. 1478—1486.

Институт высоких температур
АН СССР
Москва

Поступило в Редакцию
10 февраля 1988 г.