

ОСОБЕННОСТИ ПРОНИКНОВЕНИЯ НАКЛОННЫХ ВИХРЕЙ В СЛОИСТЫЕ СВЕРХПРОВОДНИКИ

А.И.Буздин, А.Ю.Симонов

Показано, что в анизотропных сверхпроводниках слоистого типа проникновение наклонного поля при $H = H_{c1}$ должно происходить не в виде отдельных нитей, а в виде цепочек вихрей. Найдены равновесные периоды таких цепочек для различных ориентаций поля и степеней анизотропии.

Специфика наклонных абрикосовских вихрей в слоистых сверхпроводниках состоит в том, что экранирующие токи текут в основном в плоскости слоев, а не в плоскости, перпендикулярной оси вихря, как в обычных изотропных сверхпроводниках.

Рассмотрение проведем на основе функционала Гинзбурга–Ландау с анизотропной эффективной массой (см., например, ¹):

$$G = a |\Psi|^2 + \frac{b}{2} |\Psi|^4 + \frac{1}{4m_\mu} |(\hbar\nabla_\mu - \frac{2ie}{c} A_\mu)\Psi|^2 + \frac{(B-H)^2}{8\pi}, \quad (1)$$

где система координат выбрана так, что ось z совпадает с нормалью к слоям $\vec{\nu}$ и $m_i = (m_x, m_y,$

m_z) – главные значения тензора "обратных эффективных масс", причем $m_x = m_y = m_{\parallel} < m_z = m_{\perp}$.

При анализе поля вихря удобно использовать ортогональную систему координат с осью z' вдоль оси вихря l , осью y' , совпадающей с исходной осью y (см. (1)), и новой осью x' , лежащей в плоскости $(\vec{\nu}, l)$. В дальнейшем штрихи будем опускать. Как известно²⁻⁴, в фурье-представлении задача о распределении магнитного поля h_k наклонного вихря имеет точное решение и

$$lh_k = \frac{\Phi_0}{\lambda^2} \frac{\lambda^{-2} + (q^2 + Q^2)(1 + \epsilon v_z^2)}{(\lambda^{-2} + q^2 + Q^2)[\lambda^{-2} + (1 + \epsilon)q^2 + (1 + \epsilon v_z^2)Q^2]}, \quad (2)$$

где $v_z^2 = (\vec{v})^2$, $k_x = Q$, $k_y = q$, $\epsilon = (m_{\perp}/m_{\parallel}) - 1 > 0$ и $\lambda^{-2} = 8\pi|\Psi|^2 e^2/mc^2$. Зависимость энергии вихря от его ориентации дается выражением²⁻⁴:

$$E_v^0 = \frac{\Phi_0}{(4\pi\lambda)^2} \sqrt{\cos^2 \theta + (m_{\parallel}/m_{\perp}) \sin^2 \theta} \ln \kappa(\theta), \quad (3)$$

где θ – угол между осью вихря l и осью анизотропии $\vec{\nu}$.

В случае наклонного вихря появляется выделенная плоскость: $(\vec{\nu}l)$ и минимальной энергией обладает не уединенный вихрь, а вихрь в составе вихревой цепочки, лежащей в плоскости (νl) . Энергию вихря в составе такой цепочки с периодом a можно записать в виде

$$\begin{aligned} E_v &= E_v^0 + \frac{\Phi_0}{8\pi} \left(\frac{1}{a} \sum_{Q=\frac{2\pi n}{a}} \int \frac{dq}{2\pi} lh_{qQ} - \iint \frac{dq dQ}{(2\pi)^2} lh_{qQ} \right) = \\ &= E_v^0 + \frac{\Phi_0^2}{16\pi\lambda^2} \int \frac{dx}{2\pi} \left(\frac{\operatorname{cth}(\frac{\tilde{a}}{2}\sqrt{x^2+1}) - 1}{\sqrt{x^2+1}} - \frac{x^2}{x^2 - (v_z/v_x)^2} \times \right. \\ &\quad \left. \times \left[\frac{\operatorname{cth}(\frac{\tilde{a}}{2}\sqrt{x^2+1}) - 1}{\sqrt{x^2+1}} - \frac{\operatorname{cth}(\frac{\tilde{a}}{2}b\sqrt{(1+\epsilon)x^2+1}) - 1}{b\sqrt{(1+\epsilon)x^2+1}} \right] \right), \quad (4) \end{aligned}$$

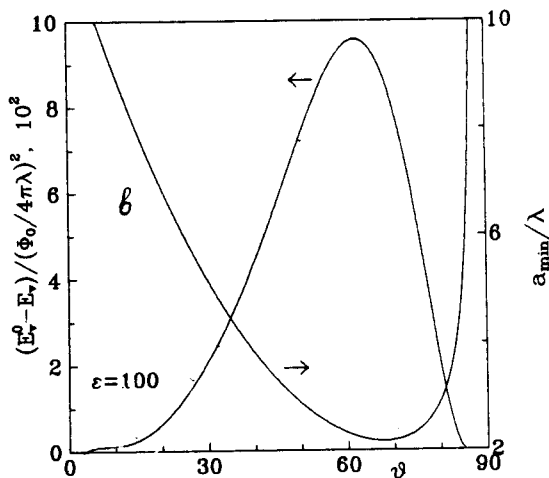
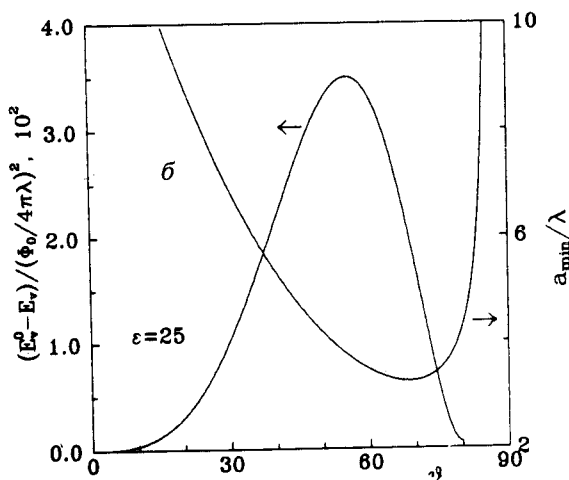
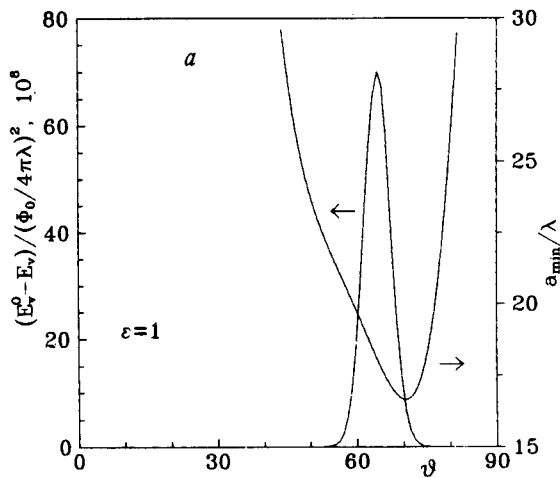
где $\tilde{a} = a/\lambda$, $b = (1 + \epsilon v_z^2)^{-1/2}$. Как можно видеть из (4), при $\tilde{a} \gg 1$ вклад от энергии взаимодействия вихрей отрицателен и минимальной энергии вихря соответствует конечное \tilde{a} . Данный результат согласуется с выводом работы⁵ об инверсии магнитного поля наклонного вихря на больших расстояниях.

Поскольку минимальной энергией обладает вихрь в составе цепочки, то нижнее критическое поле H_{c1} должно находиться не для уединенного вихря, а для вихревой цепочки, т.е. выгоднее появление не одного вихря, а вихревой цепочки. Задача о минимальной энергии вихря в составе такой решетки легко решается численной минимизацией по \tilde{a} выражения (4), в результате чего находится и равновесный период \tilde{a}_{min} вихревой цепочки. Результаты представлены на рисунке.

Как видно из полученных результатов, энергия вихря уменьшается наиболее сильно в области углов θ около 60° , но это уменьшение сравнительно невелико – выражение (3) для E_v^0 содержит большой логарифмический множитель $\ln \kappa(\theta)$, отсутствующий в разности $E_v(\theta) - E_v^0(\theta)$.

Тем не менее данное обстоятельство означает, что поле H_{c1} немного уменьшится и будет соответствовать проникновению в образец именно цепочек вихрей.

В полях несколько выше H_{c1} возникает система параллельных цепочек: период вихрей a_{min} в первом приближении не меняется, а расстояние между цепочками L определяется силой их взаимного отталкивания.



Вклад в энергию из-за отталкивания цепочек найдем, вычисляя энергию одного вихря в системе цепочек, расположенных на расстояниях $L \gg a_{min}$.

$$E_v = \frac{\Phi_0}{8\pi a L} \sum_{Q = \frac{2\pi m}{a}} \sum_{q = \frac{2\pi k}{L}} \ln_q Q. \quad (5)$$

Выполняя в (5) вначале суммирование по q , с помощью формулы Пуассона получим:

$$\tilde{E}_v = E_v + \frac{\Phi_0^2}{8\pi a \lambda} \frac{\nu_x^2}{\sqrt{1+\epsilon}} \exp(-\tilde{L}/\sqrt{1+\epsilon}), \quad (6)$$

где $\tilde{L} = L/\lambda$. Последнее слагаемое в (6) дает увеличение энергии вихря из-за взаимодействия цепочек в асимптотическом пределе $L \gg a^2/\lambda, \lambda$.

Используя (6), легко найти ⁶, что магнитная индукция B в полях, чуть превышающих H_{c1} будет

$$B = \frac{\Phi_0}{a\lambda\sqrt{1+\epsilon}} \ln^{-1} \left[\frac{\Phi_0 \nu_x^2}{2a\lambda(1+\epsilon)} (H - H_{c1})^{-1} \right]. \quad (7)$$

Отметим, что для изотропных сверхпроводников $B \sim \ln^{-2} [(H - H_{c1})^{-1}]$ (см. ⁶).

В слоистых высокотемпературных сверхпроводниках типа $(\text{Re})\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ величина параметра анизотропии $\epsilon \approx 25$ ⁷ и в этом случае (см. рис. б) можно ожидать заметного уменьшения энергии вихря в цепочке при угле $\theta \approx 60^\circ$.

Для образца, имеющего форму эллипсоида вращения с осью, совпадающей с осью анизотропии \vec{v} и размагничивающим фактором вдоль этой оси n , при $H = H_{c1}$ углы наклона вихря θ и внешнего поля φ связаны соотношением $\text{tg } \theta = 2 \frac{1-n}{1+n} (1+\epsilon) \text{tg } \varphi$, а величина нижнего критического поля

$$H_{c1}(\varphi) = \frac{\Phi_0 \ln(\kappa(\theta))(1-n^2)}{4\pi\lambda^2 \sqrt{4(1-n)^2(1+\epsilon)\sin^2 \varphi + (1+n)^2 \cos^2 \varphi}}.$$

В результате при углах φ , соответствующих $\theta = 60^\circ$ в поле $H = H_{c1}$, можно ожидать появления далеко отстоящих друг от друга цепочек вихрей с периодом $a \approx 2\lambda$ (для $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ $\lambda \sim (300-500)\text{Å}$ ⁸).

Зарегистрировать такие цепочки можно было бы магнитооптическими методами или методами декорирования. Интерес представляло бы также изучение наклонной вихревой решетки в полях, близких к H_{c1} , с помощью нейтронографических методов.

Вхождение при $H = H_{c1}$ не отдельных вихрей, а вихревых цепочек, могло бы также проявиться и в магнитомеханических экспериментах.

Отметим, что рассмотренные эффекты свойственны не только слоистым сверхпроводникам, а могут проявляться в любых анизотропных одноосных сверхпроводниках с $m_{\parallel} < m_{\perp}$ (при $m_{\parallel} > m_{\perp}$ вихри в цепочках отталкиваются).

В заключение выражаем благодарность А.А.Абрикосову за полезные обсуждения.

Литература

1. Булаевский Л.Н. УФН, 1975, 116, 449.
2. Kogan V.G. Phys. Rev. B, 1981, 24, 1572.
3. Гришин А.М. ФНТ, 1983, 9, 277.
4. Балацкий А.В. и др. ЖЭТФ, 1986, 90, 1478.
5. Гришин А.М. и др. Тезисы 2-го Всесоюзного совещания по физике ВТСП, Киев, 1989, с. 62.
6. Абрикосов А.А. "Основы теории металлов". М.: Наука, 1987.
7. Farrell D.E. et al. Phys. Rev. Lett., 1988, 61, 2805.
8. Горьков Л.П., Копин Н.Б. УФН, 1988, 156, 117.

Институт физики высоких давлений
Академии наук СССР

Московский государственный университет
им. М.В.Ломоносова

Поступила в редакцию
10 января 1990 г.