

## ОБ АНОМАЛЬНЫХ СВОЙСТВАХ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ С ДВОЙНИКАМИ.

А.Вл.Гуревич, Р.Г.Минц

Показано, что двойники инициируют образование в сверхпроводниках метастабильных доменов с различающимися на  $\pi$  фазами параметра порядка. Это приводит к неполному эффекту Мейсснера, снижению критического тока и неэкспоненциальной зависимости электронной теплоемкости от температуры.

Сверхпроводимость плоскостей двойниковогоания, возникающая при критической температуре  $T_c$ , превышающей объемную  $T_{co}^{1,2}$ , может играть важную роль в понимании свойств высокотемпературных сверхпроводников<sup>3-5</sup>, обладающих развитой двойниковой структурой<sup>6</sup>. В настоящей работе рассмотрено возникновение в сверхпроводниках с двойниками метастабильных сверхпроводящих доменов, в которых фазы параметра порядка  $\psi$  различаются на  $\pi$ .

Запишем уравнение Гинзбурга – Ландау для сверхпроводника с  $N$  параллельными двойниками, расположенными на расстоянии  $L$  друг от друга вдоль оси  $x$ <sup>2</sup>:

$$\frac{1}{4m} \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} - a\tau\psi - b\psi|\psi|^2 + U\psi \sum_{n=1}^N \delta(x - nL) = 0. \quad (1)$$

Здесь параметр  $U$  определяет разность  $T_c - T_{co}^2$ , а все остальные обозначения – стандартные. В отсутствие токов можно положить  $\text{Im} \psi = 0$ , тогда уравнение (1) имеет  $2^N$  решений с различными распределениями  $\text{sign} \psi_n$  на двойниках ( $\psi_n = \psi(nL)$ ). При этом между двойниками с противоположными знаками  $\psi_n$  возникают антифазные доменные границы (АДГ),

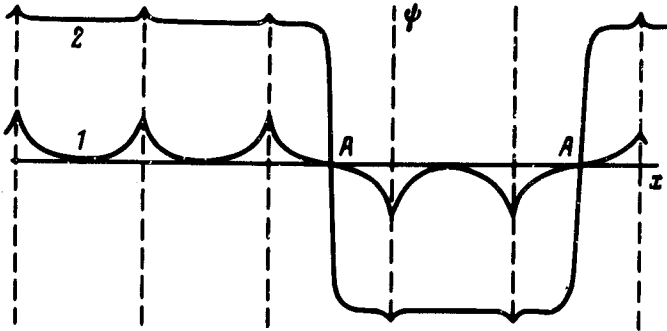


Рис. 1. Фрагмент распределения  $\psi(x)$  в сверхпроводнике с АДГ (А) при:  
1 –  $T_{co} < T < T_c$ , 2 –  $T < T_{co}$

внутри которых есть плоскость, где  $\psi = 0$  (рис. 1). В характерном для высокотемпературных сверхпроводников случае  $L \gg \xi_c \equiv \xi(T_c)$  ( $\xi(T)$  – длина когерентности). Это позволяет решить уравнение (1) (см., например,<sup>5,7</sup>) и в интервале  $T_{co} < T < T_c$  представить свободную энергию  $F$  для произвольной конфигурации  $\text{sign} \psi_n$  в виде:

$$F = NF_0 (1 - \sqrt{\eta})^2 (1 + 2\sqrt{\eta}) - J \sum_{n=1}^N \text{sign}(\psi_n \psi_{n+1}). \quad (2)$$

Последнее слагаемое в (2) описывает вклад АДГ с энергией сбраования  $2J(T)$ , причем

$$J = 16 F_0 \eta^{3/2} \frac{1 - \sqrt{\eta}}{1 + \sqrt{\eta}} \exp\left(-\frac{L\sqrt{\eta}}{\xi_c}\right). \quad (3)$$

Здесь  $F_0 = \xi_c S (T_c - T_{c0})^2 \Delta C / T_{c0}$ ,  $S$  – площадь двойника,  $\Delta C = a^2 T_{c0} / b$  – скачок теплоемкости в однородном образце при  $T = T_{c0}$ ,  $\eta = (T - T_{c0}) / (T_c - T_{c0})$ .

Формула (2) аналогична гамильтониану одномерной модели Изинга, в которой дальний порядок отсутствует при всех  $J$ . Следовательно, сверхпроводник разбивается на домены с  $\psi > 0$  и  $\psi < 0$  и равновесным числом АДГ  $N_A$ , где

$$N_A = (1 - \text{th} \frac{J}{T}) N. \quad (4)$$

При  $J \ll T$  величина  $N_A \approx N$ , а среднее расстояние между АДГ  $d = LN / N_A \approx L$ . Именно эта ситуация и характерна для высокотемпературных сверхпроводников, где в силу  $L \gg \xi_c$  энергия  $J(T)$  экспоненциально мала. Так, для  $\eta = 0,9$  и  $\xi_c = 100 \text{ \AA}$ ,  $\Delta C / T_{c0} \approx 10^3 \text{ эрг/см}^3 \text{ K}^2$ ,  $S \approx 10^{-6} \text{ см}^2$ ,  $T_c - T_{c0} = 4 \text{ K}$  находим, что  $F_0 \approx 10^{-6} \text{ эрг}$ , а  $J \approx 0,3 T_{c0}$  если  $L / \xi_c = 15$ , и  $J \approx 10^{-5} T_{c0}$  если  $L / \xi_c = 30$ .

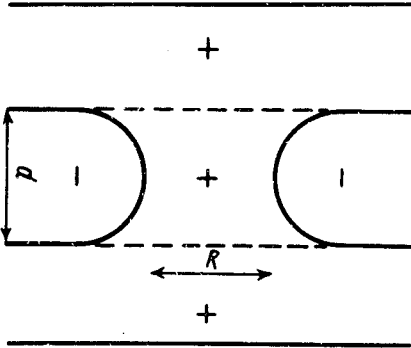


Рис.2

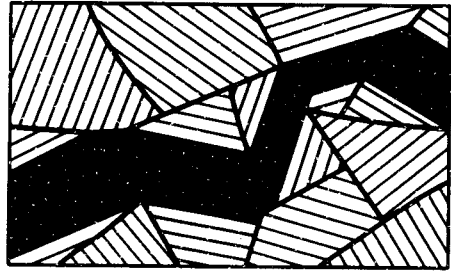


Рис.3

Рис. 2. Антифазный зародыш с  $\psi > 0$  в домене с  $\psi < 0$ . Знаки  $\pm$  соответствуют знакам  $\psi$

Рис. 3. Токковый путь в поликристаллической пленке (зачернен). Жирные и тонкие линии показывают границы зерен и АДГ соответственно

Таким образом, при  $T = T_c$  энергия  $J(T) \ll T$  и в сверхпроводнике возникает неоднородное состояние с числом АДГ  $N_A \sim N$ . В рамках функционала свободной энергии Гинзбурга–Ландау  $F\{\psi\}$  эти АДГ устойчивы относительно малых возмущений модуля и фазы  $\psi$ . Действительно, расчет показывает, что  $\delta^2 F / \delta |\psi|^2 > 0$ ,  $\delta^2 F / \delta \mathbf{H}^2 > 0$  ( $\delta \mathbf{H}(\mathbf{r})$  – вариация магнитного поля). Вывод об устойчивости АДГ относительно малых возмущений электрического поля следует, например, из нестационарных уравнений теории БКШ<sup>9</sup>.

Образовавшись при  $T = T_c$ , структура с  $N_A \approx N$  "замораживается" вплоть до  $T_{c0}$ . Из-за пиннинга АДГ двойниками или неоднородностями границ кристаллитов изменение  $N_A$  с уменьшением температуры может происходить лишь в результате флуктуационного зарождения антифазных зародышей. Рассмотрим, например, домен с  $\psi < 0$  и шириной  $d$ , в котором возник зародыш с  $\psi > 0$ , соединяющий между собой два домена с  $\psi > 0$  (рис. 2). Если характерный диаметр зародыша  $R$  превышает критический  $R_c \approx d$ , то дальнейший рост  $R$  будет приводить к уменьшению поверхностной энергии АДГ и, следовательно, к ее исчезновению. Для  $\xi(T) \ll d$  и  $T < T_{c0}$  энергия критического зародыша  $W \sim \sigma d^2$ , где  $\sigma = \sqrt{2} \xi H_c^2 / 3\pi$  – поверхностное натяжение АДГ. Используя зависимости  $H_c$  и  $\xi$  от  $T$ , получаем, что  $W < T$ , если

$$|T - T_c| \lesssim 10^2 T_{c0} \left( \frac{\lambda(0)}{d} \right)^{4/3} \left( \frac{T \xi(0)}{\phi_0^2} \right)^{2/3}, \quad (5)$$

где  $\Phi_0$  — квант потока,  $\lambda(T)$  — лондоновская глубина. Для  $d \approx 2\lambda$ ,  $\xi \approx 20 \text{ \AA}$  величина  $W < T$  в узком интервале  $|T - T_{c0}| \lesssim 6 \cdot 10^{-4} T_{c0}$ , попадающем в критическую область для  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ <sup>8</sup>. При уменьшении температуры с конечной скоростью в этом узком интервале  $T$  все АДГ исчезнуть не успевают и при  $T < T_{c0}$  в образце остаются замороженные АДГ. Наличие в каждой из них плоскости, где сверхпроводящая щель  $\Delta = 0$  и определяет аномальные свойства состояний с АДГ.

В магнитном поле  $H < H_{c1}$  в окрестность уединенной АДГ длиной  $l$  входит магнитный поток  $\Phi_A = 2\lambda H \cos\theta$ , где  $\theta$  — угол между  $H$  и плоскостью АДГ. Таким образом, проникновение магнитного потока в окрестность метастабильных АДГ приводит к неполному анизотропному эффекту Мейсснера, причем в случае  $\lambda < d$  в образец входит магнитный поток  $\Phi = N_A \Phi_A$ . Для поликристаллов, а также монокристаллов с различными направлениями двойникования эффект Мейсснера, оставаясь неполным, становится изотропным. Отметим, что проникновение магнитного потока в АДГ делает их образование во внешнем магнитном поле термодинамически выгодным, если  $H > H_k$ , где  $H_k$  определяется балансом свободных энергий:  $J = \lambda S H_k^2 / 8\pi$ . Для  $\lambda = 2000 \text{ \AA}$  и приведенных выше значений параметров находим, что  $H_k = 5 \cdot 10^{-2} \text{ Э}$  при  $L/\xi_c = 15$  и  $H_k = 4 \cdot 10^{-5} \text{ Э}$  при  $L/\xi_c = 30$ . Обе эти величины существенно меньше магнитного поля Земли.

Сверхпроводящий ток может течь лишь параллельно АДГ, так как пересечение током плоскости, где  $\psi = 0$  сопровождается появлением электрического поля<sup>9</sup>. Если имеются различные направления двойникования, это приводит к снижению критического тока из-за возникновения на границах трех кристаллитов "ловушек" тока<sup>10</sup>. На рис. 3, в качестве примера, показан случай поликристаллической пленки, где токовый "канал" занимает лишь малую часть образца.

Наличие в АДГ области, где  $\Delta(x) \ll T_c$  приводит к появлению локализованных состояний электронов с энергиями  $\epsilon \ll T_c$ . В результате, возникает неэкспоненциальный вклад в электронную теплоемкость при  $T \ll T_c$ , аналогичный вкладу от остовов вихрей.

Авторы благодарны А.А.Абрикосову, А.И.Буздину, Л.Н.Булаевскому и Д.И.Хомскому за полезные обсуждения.

#### Литература

1. Хайкин М.С., Хлюстикова И.Н. Письма в ЖЭТФ, 1981, 31, 167.
2. Буздин А.И., Булаевский Л.Н. Письма в ЖЭТФ, 1981, 34, 118.
3. Андреев А.Ф. Письма в ЖЭТФ, 1987, 46, 463.
4. Абрикосов А.А., Буздин А.И. Письма в ЖЭТФ, 1988, 47, 204.
5. Хлюстикова И.Н., Буздин А.И. УФН, 1988, 155, 47.
6. Осипьян Ю.А., Афоникова Н.С., Емельченко Г.А. и др. Письма в ЖЭТФ, 1987, 46, 189.
7. Гуревич А.Вл., Минц Р.Г. УФН, 1984, 142, 61.
8. Inderhess S.E. et al. Phys. Rev. Lett., 1988, 60, 1178.
9. Ivlev V.I., Kornin N.V. Adv. Phys., 1984, 33, 47.
10. Дрейзин Ю.А., Дыхне А.М. ЖЭТФ, 1983, 84, 1786.