

## О ПРИРОДЕ ЗАКРЕПЛЕНИЯ ВИХРЕЙ В БИКРИСТАЛЛАХ Nb

Л.Я.Винников, В.Г.Глебовский, С.И.Москвин

Исследовались критические токи бикристаллов Nb в смешанном состоянии. Наблюдается закрепление вихрей на границе зерен, связанное с анизотропией сверхпроводящих свойств Nb.

Принято считать, что границы зерен в сверхпроводниках второго рода являются эффективными центрами пиннинга, однако до сих пор остается не ясным механизм закрепления вихрей на границах зерен. Большинство экспериментов, посвященных этому вопросу, выполнены на поликристаллических сверхпроводниках и интерпретация этих результатов обязательно связана с рядом трудно поддающихся анализу факторов: геометрией зерен, текстурой материала, сложным суммированием индивидуальных сил пиннинга. Наиболее прямыми, очевидно, являются эксперименты с бикристаллическими образцами, в которых исследуется взаимодействие вихревой системы с одной кристаллографически определенной границей зерна.

В настоящей работе ориентация границы и образцов из бикристаллов выбрана таким образом, чтобы иметь возможность оценить вклад анизотропии сверхпроводящих свойств и роль примесей в пиннинге на границе бикристалла. Измерялась зависимость критического тока  $I_c$  от угла  $\phi$  между плоскостью границы и направлением постоянного магнитного поля  $\mathbf{H}$  при  $T = 4,2^\circ \text{K}$ . Ток пропусклся вдоль цилиндрического образца перпендикулярно  $\mathbf{H}$ . Образцы приготавливались из крупных, выращенных электронно-лучевой зонной плавкой бикристаллов ниобия с несимметричной границей наклона, рис. 1. Из каждого бикристалла электроискровым способом вырезались цилиндрические гантелеобразные образцы вдоль и поперек оси наклона. Поверхностный наклепанный слой снимался химической полировкой. Затем для уменьшения поверхностного пиннинга [1] образцы окислялись на воздухе при  $300^\circ$ , 10 минут. Ох-

лаждение до азотной температуры проводилось возможно более медленно для предотвращения выделения мелких частиц гидридов Nb [ 2 ], сильно пиннингирующих вихревую систему. Описанная процедура позволила довести уровень критического тока при критерии  $E_k = 10^{-8}$  В/см до 3 – 6 А/см<sup>2</sup>. Отношение сопротивлений  $\gamma$  измеренных образцов составляло 200 – 250.  $I_c(\phi)$  для бикристаллов с углом наклона  $\theta = 21^\circ$  приведены на рис.2. На угловой зависимости критического тока наблюдался узкий пик при тех углах поворота образца, когда магнитное поле  $H$  оказывалось параллельным плоскости границы, рис.2, б, однако лишь для образцов, вырезанных вдоль оси наклона. Полуширина пика около  $1^\circ$ . В некоторых случаях мы наблюдали раздвоенные пики на кривых  $I_c(\phi)$  см. рис.3. Такой характер угловой зависимости, по-видимому, может быть связан с небольшим искривлением границы внутри образца.

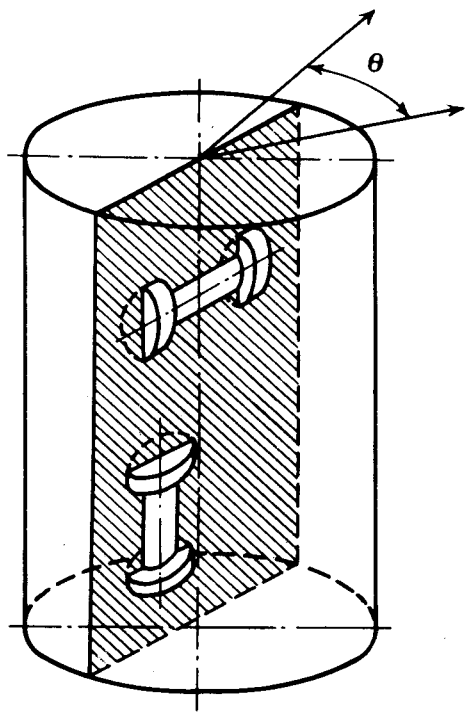


Рис. 1. Схема иллюстрирует приготовление образцов из большого бикристалла: сверху образец вырезан поперек оси наклона, внизу — вдоль нее.  $\theta$  — угол между кристаллографически одинаковыми направлениями в разных частях бикристалла — угол наклона

В образцах тех ориентаций, для которых наблюдался пик на кривых  $I_c(\phi)$ , вектору магнитного поля, параллельному плоскости границы соответствовали кристаллографически различные направления в разных частях бикристалла. Такая ориентация для анизотропного сверхпроводника означает наличие скачка индукции магнитного поля на границе зерен. Этого условия достаточно для объяснения результатов эксперимента исходя из модели Дью-Хьюза и Уиткомба [ 3 ]. Заметим, что наблюдаемая зависимость  $I_c$  от направления транспортного тока также не противоречит идее закрепления вихрей границей зерен за счет анизотропии сверхпроводящих свойств материала, например,  $H_{c2}$ . Так, в теории Мкртчяна и Шмидта построенной для материалов с большим  $\kappa$  [ 4 ] потенциальная яма для вихрей на границе зерна может обладать различной кривизной стенок.

В единственной известной нам работе, выполненной на бикристаллах ниобия с отношением сопротивлений  $\gamma = 70 - 90$  [5], ориентация границы выбрана таким образом, что исключается возможность действия механизма закрепления вихрей, связанного с анизотропией сверхпроводящих свойств ниобия. Тем не менее авторы наблюдали узкий пик критического тока при направлении магнитного поля, параллельном плоскости границы, и связывали его с примесями или сегрегациями на границе зерна. Мы не можем объяснить наши результаты исходя из концепции закрепления на примесных облаках у границы, как это делают авторы работы [5]. И действительно, с точки зрения предложенного ими механизма, взаимодействие вихревой системы с границей зерен не должно существенно отличаться для ориентаций изображенных на рис. 2.

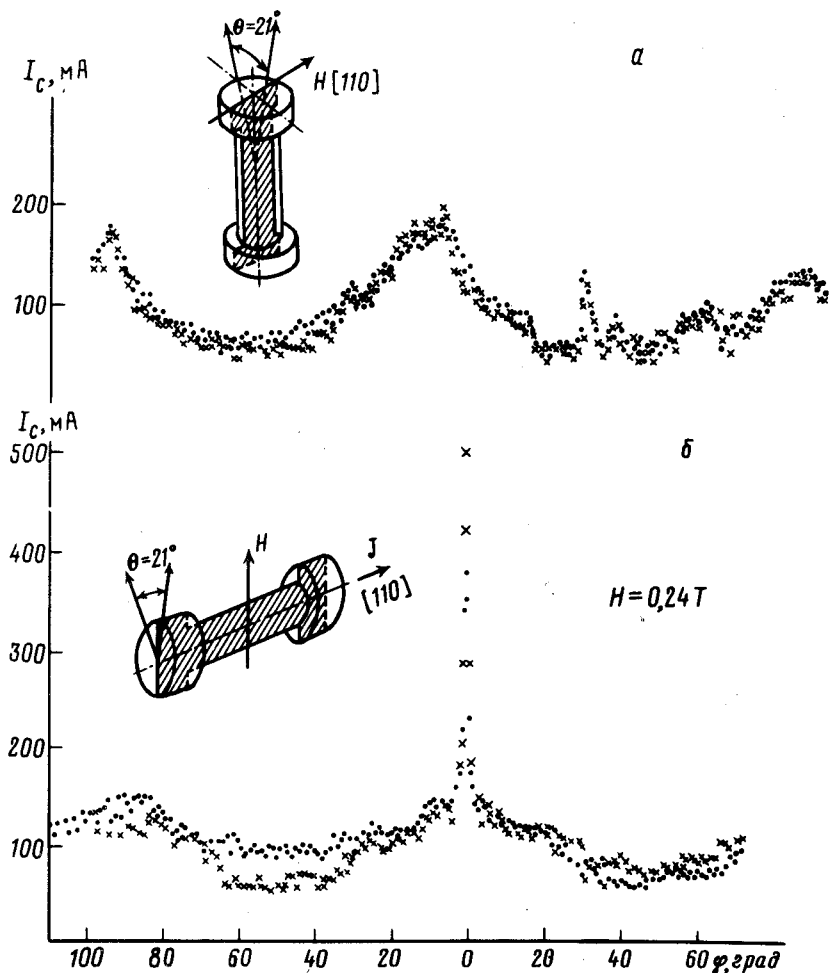


Рис. 2. Угловая зависимость критического тока  $I_c(\phi)$  бикристаллов Nb. Здесь и далее на рисунках o, x — прямое и обратное направление тока: а) образец вырезан поперек оси наклона, б) образец вырезан вдоль оси наклона. Направления перпендикулярные оси наклона [110] и параллельные плоскости границы зерен близки к  $[1\bar{1}5]$  в одной и к  $[\bar{3}35]$  в другой части бикристалла

Оценим силы взаимодействия вихрей с границей для наших кристаллов. Как и в [5] для наших образцов очевидно справедливо такое выражение для индивидуальной силы взаимодействия вихря с границей:

$$f_p = (I_c - I_{c_0}) B a_0 / D. \quad (1)$$

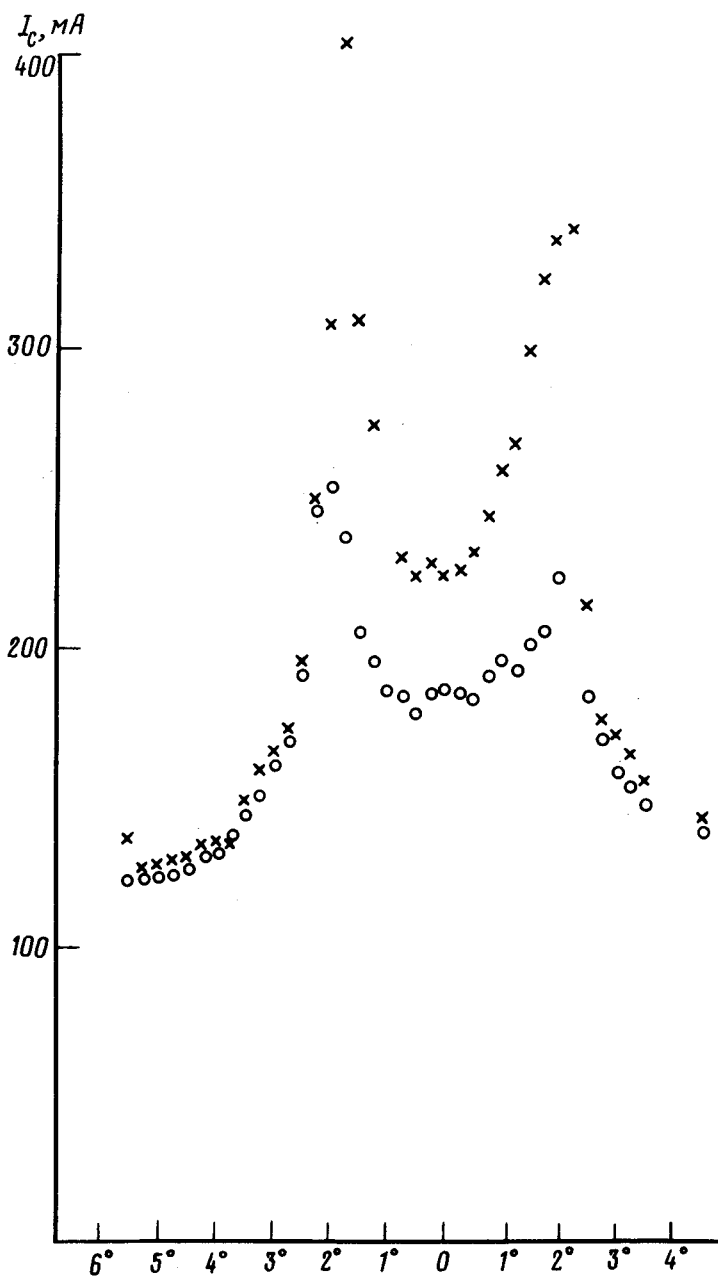


Рис. 3.  $I_c(\phi)$  для кристаллов Nb с разориентировкой  $\theta = 50^\circ$ , образец вырезан вдоль оси наклона (аналогично рис. 2, б). Направления перпендикулярные оси наклона 110 и параллельные плоскости границы зерен близки к  $[00\bar{1}]$  в одной и  $[111]$  в другой части бикристалла

Здесь  $I_{c_0}$  — уровень фона,  $B$  — индукция магнитного поля,  $a_0 \approx \sqrt{\Phi_0/B}$  — параметр решетки вихрей,  $\Phi_0$  — квант магнитного потока,  $D$  — диаметр образца. Подставляя наши экспериментальные данные ( $D = 2$  мм), получим:  $f_p = 4,3 \cdot 10^{-6}$  н/м. Так как эксперимент проводился на Nb, материале с малым  $\kappa$ , основную роль вероятно играет пиннинг остова вихревой нити — по сути разность в энергиях конденсации. Тогда из [6]:

$$f_p = \pi \mu_0 \left( \frac{H_{c_2}}{\sqrt{2} \kappa} \right)^2 \xi (1 - b) \frac{\Delta H_{c_2}}{H_{c_2}}. \quad (2)$$

Здесь  $b$  — приведенная индукция,  $\xi$  — длина когерентности,  $\kappa$  — люстонаянная теории Гинзбурга — Ландау,  $\Delta H_{c_2}$  — разность верхних критических полей частей бикристалла. По нашим данным  $H_{c_2} \approx 700$  Э, а  $\Delta H_{c_2} / H_{c_2} = 2 \cdot 10^{-2}$  для  $\theta = 21^\circ$ . Тогда получим  $f_p = 6 \cdot 10^{-6}$  н/м. Хорошее совпадение экспериментальных и расчетных значений  $f_p$ , по нашему мнению, также говорит в пользу механизма взаимодействия, связанного с анизотропией сверхпроводящих свойств.

Авторы выражают благодарность В.В.Шмидту и О.В.Жарикову за полезные обсуждения, а Ю.А.Осипьяну и Ю.В.Шарвину за интерес к работе и замечания сделанные при прочтении рукописи.

Институт физики твердого тела  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
24 декабря 1980 г.

После переработки  
29 января 1981 г.

### Литература

- [1] G.P. Van Der Mey, P.H.Kes, D.De Klerk. Physica, 95B, 369, 1978.
- [2] Л.Я.Винников, О.В.Жариков, Ч.В.Копецкий, В.М.Половов. ФНТ, 3, 11, 1977.
- [3] D.Dew-Hughes, M.I.Witcomb. Phil. Mag., 26, 73, 1972.
- [4] Г.С.Мкртчян, В.В.Шмидт. ЖЭТФ, 68, 313, 1968.
- [5] A.Das Gupta, S.S.Koch, D.M.Kroeger, Y.T.Chou. Phil. Mag., 38B, 367, 1978.
- [6] A.M.Campbell., J.E.Evetts. Adv. Phys., 21, 199, 1972.