

ПОДОБИЕ ПРОДОЛЬНЫХ И ПОПЕРЕЧНЫХ КРИТИЧЕСКИХ ТОКОВ В СВЕРХПРОВОДЯЩИХ СПЛАВАХ С ЖЕСТКО ЗАКРЕПЛЕННОЙ ВИХРЕВОЙ РЕШЕТКОЙ

И.Ф.Бычков, В.Г.Верещагин, М.Т.Зуев, В.Р.Карасик,
Г.Б.Курганов, В.А.Мальцев

Ниже сообщается об обнаруженном нами подобии продольных ($j \parallel H$) и поперечных ($j \perp H$) критических токов в сверхпроводящих сплавах, содержащих мелкодисперсные несверхпроводящие включения, способные жестко закреплять вихревую решетку.

Известно [1], что в холоднодеформированных однофазных сплавах продольные критические токи резко отличаются от поперечных как по характеру зависимости от магнитного поля, так и по порядку величины. Этот факт объясняют действием Лорентцовой силы, максимальной при $H \perp j$ и стремящейся к нулю при $H \parallel j$ [2]. Иного результата следует ждать в сплавах с жестко закрепленной вихревой решеткой [3], где сила Лоренца не работает и возможная анизотропия $j_c H$ должна быть связана только с размагничивающим фактором. Чтобы проверить это предположение, мы исследовали критические токи в сплавах ниобия с титаном и цирконием, содержащих изотропно распределенные включения ω - или α -фазы [3]. Измерения j_{cH} и $j_{c\perp}$ проводились на одних и тех же образцах. Состав и характеристики образцов приведены в таблице.

№ образца	Состав в атомных %	Диаметр, мм	Режим термообработки
4в	Ti - 22 Nb	0,23	800°С - 1 час, закалка, отпуск 390°С - 1 час
8	Ti - 22 Nb	0,11	Холодная деформация, сопровождающаяся распадом твердого раствора с выделением α -фазы
12	Zr - 20Nb	0,22	800°С - 1 час, закалка, отпуск 350°С - 3 час
2п	Ti - 36Nb	0,17	Холодная деформация на 90,975% без распада твердого раствора

Методика измерений поперечных токов не отличалась от описанной в [3]. При исследовании продольных токов необходимо было изготовить контакты, надежно работающие в сильном магнитном поле при плотнос-

тях тока в образцах, достигающих 10^6 а/см². Задачу удалось решить с помощью ультразвукового лужения [4] индием. Проверка показала, что выбранный режим лужения не меняет сверхпроводящих свойств наших образцов. Исследуемый отрезок проволоки, залуженный с концов индием, помещался в медный держатель, конструкция которого исключала возможность перемещения образца под действием пондеромоторных сил. При монтаже особое внимание уделялось достижению соосности образца и соленоида, создающего магнитное поле. Образец снабжался латунным шунтом, имеющим при 4,2° К сопротивление $2 \cdot 10^{-6}$ ом. Сопротивление контактов при диаметре сверхпроводящей проволоки 0,11 мм, токе 100 а и напряженности внешнего магнитного поля 55 кэ не превышало $2 \cdot 10^{-8}$ ом. Переход из сверхпроводящего состояния в нормальное фиксировался по скачку напряжения на шунте.

Полученные результаты приведены на рис. 1-3. Из сравнения рис. 1а и 1б видно существенное различие в поведении критических токов у образцов, содержащих несверхпроводящие включения (рис. 1, а), и у однофазных холоднодеформированных образцов (рис. 1, б). При увеличении магнитного поля продольный критический ток однофазного образца (рис. 1, б) растет, формируя характерный купол, в полном согласии с [1], а поперечный ток падает и выходит на плато. Отношение i_{cH}/i_{cL} достигает 80. У двухфазного образца (рис. 1, а) продольный и поперечный токи одинаковым образом меняются с магнитным полем, а максимальная величина i_{cH}/i_{cL} не превышает 5. Более наглядно подобие критических токов в образцах с несверхпроводящими включениями показано на рис. 1, в и 1, г, из которых следует, что если графики поперечных и продольных токов совместить в одной точке, то они совпадут во всех других точках. Это означает, что зависимость i_{cL}/i_{cH} от напряженности магнитного поля в сплавах с жестко закрепленной вихревой решеткой описывается одними и теми же уравнениями. На рис. 1, в и 1, г приведены два типа зависимости с пиком и без пика на кривой $i_c(H)$. Пик соответствует "пробоям" сверхпроводимости включений, и наблюдается, когда включения близки по размерам к длине когерентности. Если включения сильно обогащены титаном или цирконием, а их средний линейный размер больше размера сверхпроводящей пары, то поле пробоя обращается в нуль и пик исчезает (рис. 1, г).

Сравнение результатов, для $i_{cH}(T)$, приведенных на рис. 2, с соответствующими данными для $i_{cL}(T)$ (рис. 1, в [5]) показывает, что подобие i_{cH} и i_{cL} проявляется не только в их зависимости от напряженности магнитного поля, но и в зависимости от температуры.

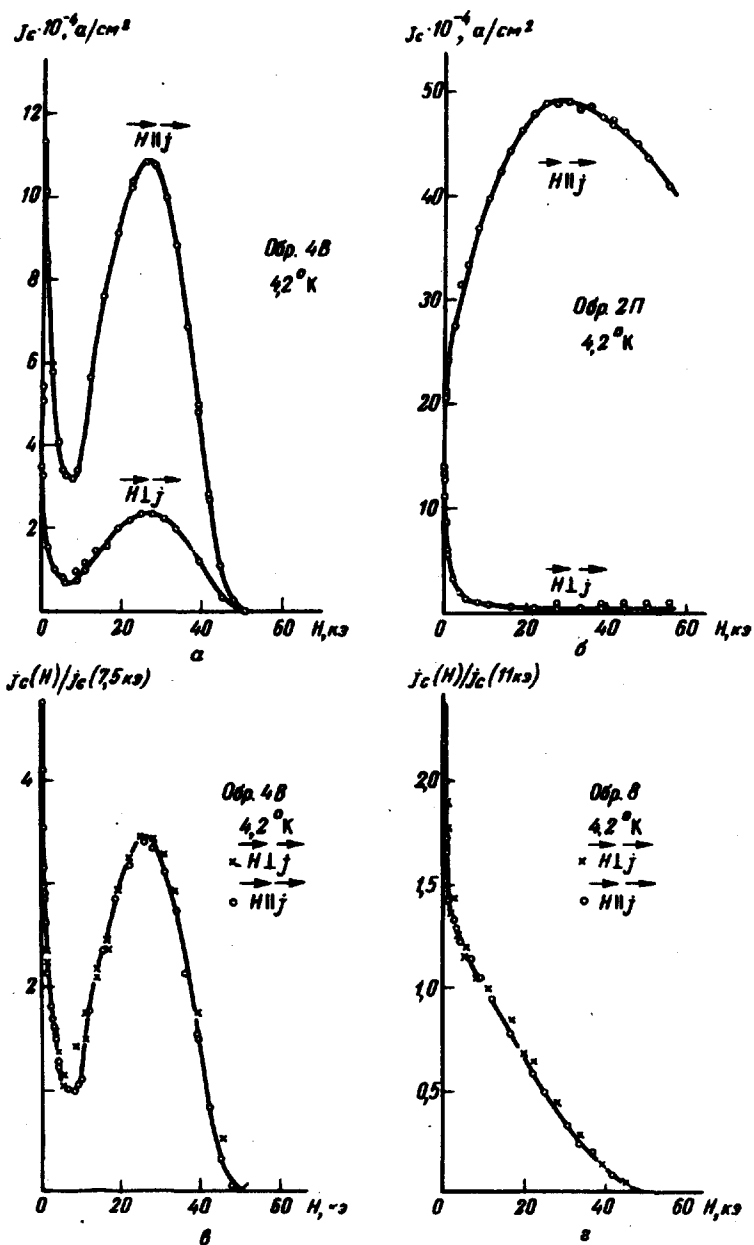


Рис.1. Зависимость плотности критического тока от внешнего магнитного поля: а, б — плотность тока в абсолютных единицах; в, г — плотность тока в относительных единицах. Данные об образцах приведены в таблице

Что касается различия в абсолютных значениях i_{cH} и i_{cL} (рис. 1, а), то его можно объяснить следующим образом. В предельном случае слабых магнитных полей ($H < H_{c1}$) напряженность магнитного поля на поверхности цилиндрического образца при $H \perp j$ может превышать вдвое значение невозмущенного внешнего поля. В сильных магнитных полях

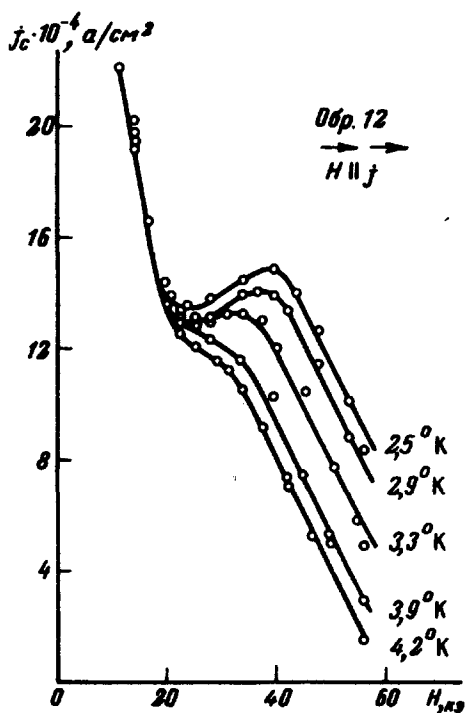


Рис.2. Зависимость плотности продольного критического тока образца 12 от внешнего магнитного поля при различных температурах

($H \sim H_{c2}$) поле на поверхности равно внешнему. Таким образом, при движении от H_{c1} к H_{c2} максимальное поле на поверхности меняется от $2H$ до H . С другой стороны, при $H \parallel j$ $H_{\text{поверхн}} \equiv H$. Если учесть также, что j_c резко падает с ростом H и что несверхпроводящие выделения определенным образом ориентированы относительно оси проволоки [6], то различие в абсолютных значениях продольных и поперечных токов становится понятным.

В заключение укажем на крутой и узкий пик на кривой $i_{cH}(H)$, обнаруженный в слабых магнитных полях на всех образцах с несверхпроводящими включениями. Этот пик, представленный на рис. 3 связан, по-видимому, с заполнением поперечного сечения образца током [7]. Локальная плотность тока падает с магнитным полем, а площадь, заполняемая током, вначале растет. Совокупность двух противоположных тенденций и приводит к появлению максимума.

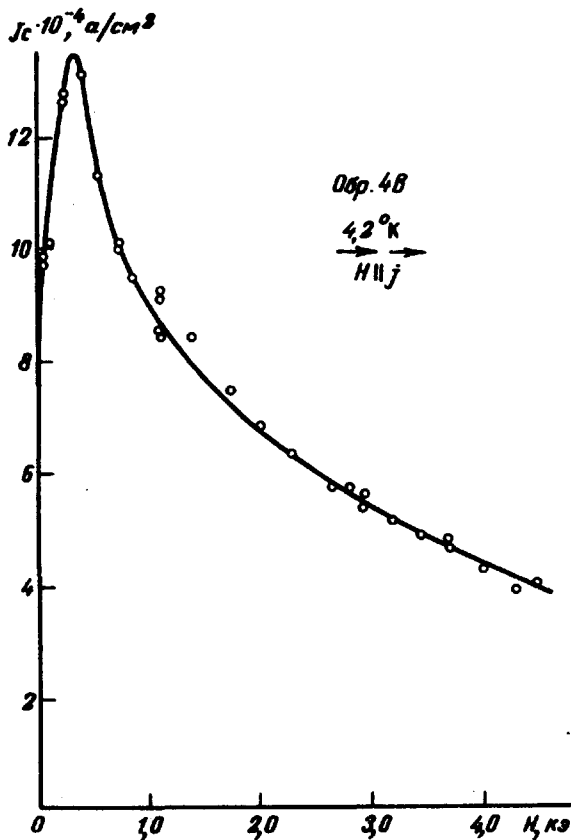


Рис.3. Пик на кривой $i_{cH}(H)$, наблюдаемый в слабых магнитных полях
Образец 4в

Авторы благодарны Б.М.Вулу за внимание к работе и ценные советы, Г.Т.Никитиной и Д.В.Пронкину за помощь при проведении экспериментов и обработке результатов измерений.

Физический институт
им.П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
5 мая 1969г.

Литература

[1] S.T. Sekula, R.W. Boom, C.L. Bergeron. Appl. Phys. Lett., 2, 102, 1963.
 [2] C.L. Bergeron. Appl. Phys. Lett., 3, 63, 1963.
 [3] Ю.Ф.Бычков, В.Г.Верещагин, В.Р.Карасик, Г.Б.Курганов, В.А.Мальцев. ЖЭТФ, 56, 505, 1969.
 [4] P.R. Aron, H.C. Mitchcock. J. Appl. Phys., 33, 2242, 1962.

- [5] Ю.Ф.Бычков, В.Г.Верещагин, М.Т.Эуев, В.Р.Карасик, Г.Б.Курганов, В.А.Мальцев. Письма в ЖЭТФ, 9 451, 1969.
- [6] В.А.Матт, J.A.Roberts. Acta Metall., 8, 575, 1960.
- [7] G.W.Cullen, G.D.Cody, I.P.McEvoy. Phys. Rev., 132, 577, 1963.
-