

Авторы выражают глубокую благодарность Ю.Н. Адیشهву, С.А. Воробьеву, А.П. Поталицину, Г.А. Плешкову, С.Р. Углову за помощь в проведении экспериментов и обработке результатов.

Л и т е р а т у р а

- [1] B a r y s h e v s k i i V.G., F e r a n c h u k I.D. – J. Physique, 1983, v. 44, N 8, p. 913–922.
- [2] А д и ш е в Ю.Н., Б а р ы ш е в с к и й В.Г., В о р о б ь е в С.А. и др. – Письма в ЖЭТФ, 1985, т. 41, в. 7, с. 295–297.
- [3] А в а к ы н Р.О., А в е т и с ы н А.Э., А д и ш е в Ю.Н. и др. – Письма в ЖЭТФ, 1987, т. 45, в. 1, с. 313–316.
- [4] А д и ш е в Ю.Н., В о р о б ь е в С.А., М у н В.В. и др. – Письма в ЖТФ, 1987, т. 13, в. 2, с. 83–85.
- [5] В о р о б ь е в С.А., К а л и н и н Б.Н., П а к С., П о т ы л и ц ы н А.П. – Письма в ЖЭТФ, 1985, т. 41, в. 1, с. 3–6.
- [6] Б а р ы ш е в с к и й В.Г., Г р у б и ч А.О., И в а ш и н А.В., Ф е р а н ч у к И.Д. – В кн.: Материалы ХУ1 Всес. совещ. по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами. М.: МГУ, 1987, с. 111–113.

Научно-исследовательский
институт ядерных проблем
при Белорусском
государственном университете
им. В.И. Ленина

Поступило в Редакцию
24 августа 1987 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 1

12 января 1988 г.

ГИСТЕРЕЗИСНЫЕ ПОТЕРИ В СВЕРХПРОВОДЯЩИХ КОМПОЗИТАХ СО СВЕРХТОНКИМИ ЖИЛАМИ

В.А. А л ь т о в, А.В. И о н о в, В.В. К у р г у з о в,
В.В. С ы ч е в

Уменьшение поперечного размера сверхпроводящих элементов в композиционных сверхпроводниках является эффективным способом снижения гистерезисных потерь в переменном магнитном поле, т. е. потерь энергии на перемагничивание жесткого сверхпроводника II рода [1]. При достижении в современных композиционных материалах микронных и субмикронных значений диаметров сверхпроводящих жил d (сверхтонкие жилы) с характерным расстоянием между ними $b \sim 100$ нм (т. е. порядка длины когерентности в материале матрицы) оказалось, что экспериментально измеряемые гистерезисные потери существенно превышают расчетные, получаемые на основе

существующих моделей [2, 3]. Характерные значения расстояний между жилами дают основание предположить существование сверхпроводящей связи между ними и кооперативное поведение жил в смысле проникновения магнитного поля и протекания процессов диссипации энергии [3, 4].

В работе предложена модель проникновения магнитного поля и протекания диссипативных процессов в композите со сверхпроводящей связью между элементами, проведены экспериментальные исследования степени объединения сверхпроводящих жил к композиту. Проведено сравнение расчетных и экспериментальных результатов.

В развитой модели сверхпроводящий композит представляется в виде системы N локально связанных сверхпроводящих элементов поперечным размером d_0 с анизотропией усредненных плотностей критических токов. Коэффициент анизотропии $K = \frac{j_{c\perp}}{j_c}$ характеризует отношение плотности $j_{c\perp}$ критического тока в перпендикулярном оси композита направлении, обусловленной свойствами локальных контактов, и плотности тока j_c в продольном направлении, определяемой свойствами самих сверхпроводящих жил. При изменении внешнего магнитного поля часть экранирующих сверхпроводящих токов, наводящихся в жилах, замыкается посредством локальных контактов через весь композит и образует внешний насыщенный слой толщиной Kd_1 , в котором проникновение внешнего магнитного поля происходит как в массивном сверхпроводнике второго рода (d_1 - поперечный размер всей системы). Внутри композита находится экранированный слой, состоящий из отдельных не связанных между собой элементов. Наведенные экранирующие сверхпроводящие токи во внутренних жилах не выходят за их границу, поскольку токовые возможности локальных контактов исчерпаны токами от внешнего слоя. Гистерезисные потери в композите определяются вкладом обоих слоев.

Поле полного проникновения в систему B_n определяется выражением: $B_n = \mu_0 j_c (Kd_1 + d_0) = \mu_0 j_c \left(K + \frac{1}{N}\right) d_1 = \mu_0 j_c (KN + 1) d_0$, где

μ_0 - магнитная проницаемость вакуума. Введем параметр $d_3 = \frac{B_n}{\mu_0 j_c \lambda}$,

характеризующий степень объединения сверхпроводящих жил (элементов), λ - коэффициент заполнения композита сверхпроводником. В дальнейшем будем называть этот параметр эффективным поперечным размером (диаметром) проникновения магнитного поля в композит.

В рассматриваемой системе $\lambda = 1$, $d_3 = (Kd_1 + d_0) = \left(K + \frac{1}{N}\right) d_1 = (KN + 1) d_0$.

При малых амплитудах колебаний магнитного поля

$$B_0 = \frac{\Delta B}{2} < \frac{1}{2} \mu_0 j_c K d_1$$

$$\frac{Q}{V} = \frac{\Delta B^3}{6 \mu_0^2 j_c d_1} \cdot$$

(1)

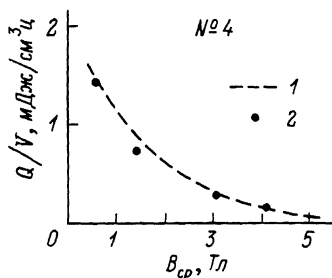
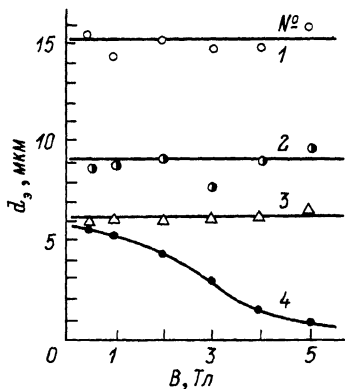


Рис. 1. Зависимости эффективного диаметра проникновения магнитного поля в композит от внешнего магнитного поля для четырех образцов с различными диаметрами сверхпроводящих нитей и с различными расстояниями между ними.

Рис. 2. Расчетные (1) и экспериментальные (2) гистерезисные потери в образце № 4 со сверхтонкими жилами при различных значениях среднего магнитного поля ($\Delta B = 0.5$ Тл).

При $\Delta B > B_n = \mu_0 j_c (K d_1 + d_0)$,

$$\frac{q}{V} = \frac{\mu_0 j_c^2 (K d_1 + d_0)^3}{6 d_1} + \frac{\mu_0 j_c d_0}{6} \left[(1-K) \frac{d_0}{d_1} \right] + \frac{j_c}{2} \left[K d_1^2 + (1-K) d_0 \right] \cdot \left[\Delta B - \mu_0 j_c (K d_1 + d_0) \right]. \quad (2)$$

Здесь q – гистерезисные потери, V – объем сверхпроводника. Выражение (1) совпадает с выражением для гистерезисных потерь в массивном сверхпроводнике толщиной d , т. е. при малых амплитудах изменения поля система ведет себя подобно сплошному сверхпроводнику. При $\Delta B \gg B_n$ $q/V \approx j_c/2 [K d_1^2 + (1-K) d_0] \Delta B$.

Полагая K близким 1, удельные потери можно приближенно выразить через один экспериментально определяемый параметр – поле полного проникновения B_n :

$$\frac{q}{V} \approx \frac{B_n^2}{2 \mu_0} \left(\frac{\Delta B}{B_n} - \frac{2}{3} \right) \quad \text{при} \quad \Delta B > B_n,$$

$$\frac{q}{V} \approx \frac{B_n \Delta B}{2 \mu_0} \quad \text{при} \quad \Delta B \gg B_n.$$

Проведенные экспериментальные исследования объединения сверхпроводящих жил основаны на анализе зависимости d_3 от магнитного поля. Необходимые для построения d_3 величины полей полного проникновения B_n измерялись по излому локальных кривых намагничи-

вания в различных внешних магнитных полях, значения j_c определялись из вольт-амперных характеристик композита по уровню напряжения 1 мкВ/см.

Рис. 1 демонстрирует зависимости эффективного диаметра проникновения от магнитного поля для композитов с непрерывными сверхпроводящими жилами из сплава Nb-Ti различной толщины и с различными средними расстояниями между ними. Композиты № 1-3 имеют толстые жилы и $b \gg \xi_{Cu}$. Для них d_2 приблизительно равен геометрическому диаметру жилы и не зависит от поля - объединения жил нет. Диаметр жил в композите № 4 $d \approx 1.33$ мкм, среднее расстояние между ближайшими жилами $\delta = 250$ нм, т. е. порядка длины когерентности в медной матрице ξ_{Cu} ($\xi_{Cu} \approx 350$ нм в чистом пределе и $\xi_{Cu} \approx 60$ нм - в грязном пределе). Здесь наблюдается сильное объединение сверхпроводящих элементов, уменьшающееся с ростом магнитного поля. Это значит, что сверхпроводящая связь между жилами подавляется магнитным полем, что характерно для эффекта близости. Критическое значение близостного сверхпроводящего тока уменьшается в магнитном поле по закону [5]:

$$j_{c1} \sim \exp \left[- \left(\frac{6\pi K_B T D e H}{c} \right)^{1/2} \cdot 2\delta (\hbar v_F)^{-1} \right] \equiv \\ \equiv \exp \left[- \left(\frac{H}{H_x} \right)^{1/2} \right]$$

(сильнополевой предел).

Здесь K_B - постоянная Больцмана, D - коэффициент диффузии электронов, \hbar - постоянная Планка, v_F - скорость Ферми, e - заряд электронов, H - напряженность магнитного поля, c - скорость света.

Аппроксимируя зависимость плотности критического тока сверхпроводящей жилы выражением $j_c = \frac{\alpha}{H + \beta}$, где α и β - постоянные (приближение Кима [6]), получаем зависимость относительного изменения „прибавки“ к реальному геометрическому поперечному размеру сверхпроводящего элемента: $\frac{\kappa(B)}{\kappa(0)} = \frac{d_2(B) - d_0}{d_2(0) - d_0} = e^{\frac{\sqrt{Hx}}{H_x}} \cdot \left(\frac{H + \beta}{\beta} \right)$.

Из последнего выражения видно, что эффективный диаметр проникновения поля в композит со сверхпроводящей связью элементов, обусловленной эффектом близости, убывает в магнитном поле медленнее, чем критическая плотность близостного сверхпроводящего тока, что и наблюдается в эксперименте.

На рис. 2 проводится сравнение экспериментально измеренных гистерезисных потерь в композите № 4 (точки) и результатов расчета на основе модели (пунктирная кривая). Видно вполне удовлетворительное совпадение расчетных и экспериментальных данных.

В заключение отметим, что понимание природы особенностей протекания диссипативных процессов в композитах со сверхтонкими жилами позволяет определить пути дальнейшего уменьшения потерь энергии в сверхпроводящих композитах, что является необходимым условием расширения области применения сверхпроводящих материалов.

- [1] M u r p h y J.H., W a l k e r M.S., C a r r W.J. - IEEE Trans. Ser. Magn., 1974, v. 10, p. 868-871.
- [2] D u b o t s P., F e v r i e r A., R e n a r d J.C., T a v e r g n i e r J.P., G o v e r J., H o - a n g G i a K y. - IEEE Trans. Ser. Magn., 1985, v. 21, N 2, p. 177-180.
- [3] H l a s n i k I., T a k a c s S., B u r j a k V.P., M a j o r o s M., K r a j c i k J., K r e m - p a s k y L., P o l a k M., G e r g e l M., K o r n e e v a T.A., M i r o n o v a O.N., I v a n I. - Cryogenics, 1985, vol. 25, N 10, p. 558-565.
- [4] T a k a c s S. - Czechosl. J. Phys. B, v. 36, p. 524-536.
- [5] H s i a n g T.Y., F i n n e m o r e D.K. - Phys. Rev. B, 1980, v. 22, N 1, p. 154-163.
- [6] K i m Y.B., H e m p s t e a d G.F., S t r n a d A.R. - Phys. Rev. Lett., 1962, v. 9, p. 306-309.

Всесоюзный
научно-исследовательский
институт метрологической службы,
Москва

Поступило в Редакцию
31 августа 1987 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 1

12 января 1988 г.

ДЛИННОВОЛНОВОЕ ОПТИЧЕСКОЕ ПОГЛОШЕНИЕ В p -GaSb

А.Н. Б а р а н о в, П.Е. Д ы ш л о в е н к о,
А.А. К о п ы л о в, В.В. Ш е р с т н е в

Антимонид галлия в настоящее время приобретает все большее значение, в том числе как основа семейства твердых растворов. Однако, несмотря на длительный период изучения, сведения об энергетическом спектре примесных состояний и дефектов в $GaSb$ весьма ограничены [1]. Имеющиеся данные получены в основном из электрических измерений, а также из исследования спектров люминесценции вблизи края собственного поглощения. Исследование длинноволнового оптического поглощения с участием примесных уровней проводилось только в области спектра с энергией фотонов более 50 мэВ ($\lambda < 25$ мкм) [2, 3].

В настоящей работе приводятся результаты исследования оптического поглощения в p - $GaSb$ в области спектра с длинами волн 16...500 мкм, проводившегося с целью получения информации об