

УДК 538.945

**ВЛИЯНИЕ ТОЛЩИНЫ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ ПЛЕНОК
НА МЕХАНИЗМЫ ПИННИНГА**С.Л. ПРИЩЕПА¹, К. АТТАНАСИО²¹Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники
П. Бровки, 6, Минск, 220013, Беларусь²CNR/INFN Laboratorio Regionale SuperMat and Dipartimento di Fisica "E.R. Caianiello",
Università degli studi di Salerno, Italy

Поступила в редакцию 6 ноября 2006

Исследовано влияние толщины пленок Nb на механизмы пиннинга в параллельном магнитном поле. Установлено наличие критической толщины d_c , при которой происходит изменение характера пиннинга. Ниже d_c пиннинг определяется взаимодействием изолированных вихрей с неоднородностями. Выше d_c реализуется коллективный пиннинг. Кроме того, в последнем случае при определенных магнитных полях наблюдается подстраивание периода вихревой решетки под толщину пленки, что приводит к росту силы пиннинга в этих полях.

Ключевые слова: сверхпроводимость, вихрь Абрикосова, пиннинг, плотность критического тока.

Основные теоретические положения

При прикладывании магнитного поля к идеальному сверхпроводнику на его поверхности возникают циркулирующие токи, создающие магнитный момент, препятствующий проникновению внешнего магнитного поля внутрь образца. В результате магнитная индукция в сверхпроводнике $\mathbf{B} = 0$ (эффект Мейснера). Однако плотность сверхпроводящего тока на поверхности не может превышать величину тока распаривания J_d [1]

$$J_d(T) = \frac{c\Phi_0}{12\sqrt{3}\pi^2\lambda^2(T)\xi(T)} \approx 0,54 \frac{H_c(T)}{\lambda(T)}, \quad (1)$$

где c — скорость света; Φ_0 — квант магнитного потока; λ — глубина проникновения магнитного поля; ξ — длина когерентности; H_c — критическое термодинамическое магнитное поле; T — температура. Величина $J_d(T)$ является фундаментальным верхним пределом плотности критического в сверхпроводнике. Для Nb, например, $J_d(0) \approx 2,8 \times 10^{12}$ А/м².

Следует отметить, что чистый Nb в массивном состоянии является "мягким" сверхпроводником II рода ($B_{c1} \approx 16$ мТ, $B_{c2} \approx 30$ мТ). Однако с ростом концентрации примесей, или при формировании материала в пленочном виде, нижнее критическое магнитное поле H_{c1} снижается, а верхнее критическое магнитное поле H_{c2} растет, что приводит к тому, что Nb становится "жестким" сверхпроводником II рода. В пользу этого однозначно свидетельствует, например, прямое наблюдение решетки абрикосовских вихрей в пленках Nb методом Лоренцевской электронной микроскопии [2]. В то время как в чистом Nb $\lambda \approx 40$ нм, $\xi \approx 38$ нм,

в пленках Nb λ достигает значения 100–150 нм, а $\xi \approx 6$ нм. В этом случае максимально возможный критический ток обуславливается эффектом пиннинга (зацепления) вихрей Абрикосова на неоднородностях материала.

Различают два основных подхода для описания критического тока J_c в сверхпроводниках II рода:

- (А) приближение изолированных вихрей;
- (Б) коллективный пиннинг вихрей.

В первом случае величина J_c определяется прямым суммированием элементарных сил пиннинга f_p по всем вихрям. Предполагается, что межвихревое взаимодействие не оказывает влияния на J_c [3]. В модели коллективного пиннинга, напротив, предполагается, что взаимодействие между вихрями намного превосходит их притяжение к центрам пиннинга. В этом случае вихревой ансамбль представляет собой непрерывную упругую среду [4]. Произвольный потенциал пиннинга слабо возмущает вихревую решетку. Вихри ведут себя когерентным образом в макроскопическом объеме $V_c = R_c^2 \cdot L_c$. В последнем выражении R_c — поперечная, а L_c — продольная длины когерентного пиннинга.

Наиболее эффективными центрами пиннинга являются неоднородности с размером порядка ξ . Когда плотность таких дефектов сравнительно невелика, $n_{2D} \ll \xi^{-2}$, и расстояние между ними сравнимо со средним расстоянием между вихрями $a_0 \propto \sqrt{\Phi_0/B}$, реализуется случай изолированных вихрей. Отсутствует противоборство между силой пиннинга и упругой силой вихревой среды F_{el} , что приводит к максимальному значению J_c . С ростом магнитного поля плотность вихрей возрастает, они формируют упругую решетку, возникает F_{el} , что приводит к снижению J_c . В общем случае кроссовер индивидуальный — коллективный пиннинг зависит от плотности и размеров дефектов [4, 5].

В образцах ограниченных размеров (например, в тонких пленках) значения силы пиннинга определяются дополнительно соотношением толщины пленки d с характерными размерами λ , L_c , и R_c , а также от ориентации вихрей (т.е. вектора индукции внешнего магнитного поля) относительно плоскости пленки. Наиболее хорошо изучен случай перпендикулярного магнитного поля. Установлено, что при $d > L_c(H)$ реализуется трехмерный (3D) пиннинг, значение J_c не зависит от d (рис. 1,а). При снижении толщины пленки до $d < L_c(H)$ (рис. 1,б), пиннинг становится двухмерным (2D), и J_c есть функция от d [6]. Такой 3D→2D кроссовер в механизме пиннинга сопровождается ростом J_c вследствие падения величины когерентного объема V_c .



Рис. 1. Топология вихревой нити в перпендикулярном поле: а — при 3D пиннинге; б — при 2D пиннинге

В параллельном поле независимо от толщины пленки всегда реализуется случай $w \gg L_c(H)$ (w — ширина образца). Поэтому величину d надо сравнивать с поперечной длиной пиннинга R_c . В толстых пленках ($d > \lambda$) $R_c \ll d$ и J_c не зависит от толщины. В тонких пленках ($d < \lambda$) характерное расстояние межвихревого взаимодействия λ необходимо заменить на $d/\pi \ll \lambda$ [7]. В результате вихревая решетка становится менее упругой и J_c растет с уменьшением d . Кроссовер коллективный – индивидуальный пиннинг в параллельном поле осуществляется при изменении R_c от $R_c > a_0(B)$ до $R_c < a_0(B)$ соответственно. Поскольку в тонких пленках $R_c(d) \propto d$, то условие $R_c(d) < a_0$ означает [7]

$$d < d_c = 35\lambda^2 \left[\frac{J_c^{bulk}}{cB\xi} \right]^{1/2}, \quad (2)$$

где J_c^{bulk} — плотность критического тока объемного образца в поле B . Уравнение (2) справедливо при условии $\xi \ll d \ll \lambda$ [7]. Для Nb оценки дают $d_c \approx 20\text{--}40$ нм.

Помимо фундаментальных причин на плотность критического тока в пленках влияет также микроструктура образца (например, его гранулированность, размер зерен, материал границ зерен и т.п.), которая может затушевывать описанные выше эффекты.

Изучение механизмов пиннинга тонких пленок в параллельных полях интересно и актуально тем, что в этом случае можно реализовать независимо друг от друга все описанные выше случаи. Кроме того, возможно также экспериментально установить влияние микроструктуры образцов на особенности кроссоверов в механизмах пиннинга. Подобные экспериментальные исследования ранее не проводились.

В данной статье сообщаются результаты по исследованию зависимостей $J_c(d, H)$ для пленок Nb разных толщин, осажденных методом катодного распыления. Результаты интерпретируются в рамках влияния толщины пленок d на особенности пиннинга вихрей Абрикосова в параллельных магнитных полях.

Эксперимент

Пленки Nb осаждались на подложки из Si ориентации (100) методом катодного распыления на постоянном токе. Всего было приготовлено 6 образцов с разными толщинами в диапазоне от 16,0 до 103,1 нм (см. таблицу). Далее с помощью фотолитографии в пленке формировали полосу шириной 20 мкм и длиной 90 мкм. Фотография одного из образцов, сделанная на сканирующем электронном микроскопе, с указанием направлений транспортного тока и вектора магнитной индукции приведена на рис. 2.

Измеренные и рассчитанные параметры образцов

d (нм)	T_c (К)	$\mu_0 H_{c2\parallel}$ (Т) при 4,2 К	ρ_{10} (мкОм×см)	Шероховатость пленок Nb (нм)
16,0	5,85	5,8	38,8	0,3
24,8	6,15	3,5	32,2	1,3
32,0	6,45	3,3	31,0	1,6
50,0	7,50	2,5	9,0	1,8
81,5	7,45	1,9	18,4	2,2
103,1	7,25	1,9	23,7	2,5

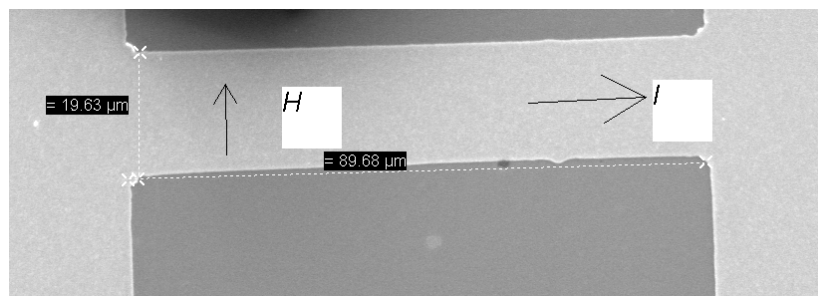


Рис. 2. Фотография полосы из пленки толщиной 50 нм с направлением тока и магнитного поля

Критический ток определялся из вольт-амперных характеристик (ВАХ), снятых с помощью импульсной техники для уменьшения степени перегрева образцов. Длина импульса тока составляла 30 мс. Критерий для определения J_c по электрическому полю составлял $E_c = 10^{-2}$ В/м.

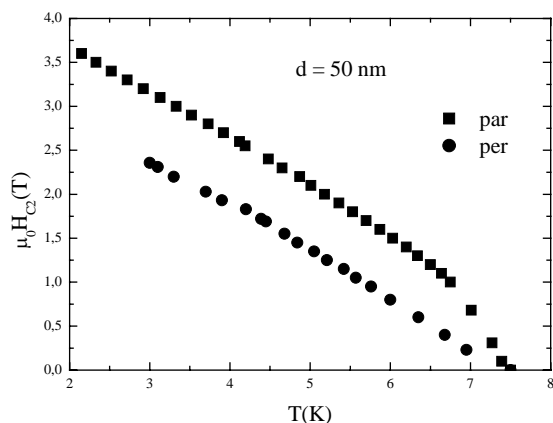


Рис. 3. Зависимость H_{c2} от температуры для перпендикулярной (кружки) и параллельной (квадраты) ориентаций магнитного поля для образца с $d = 50$ нм

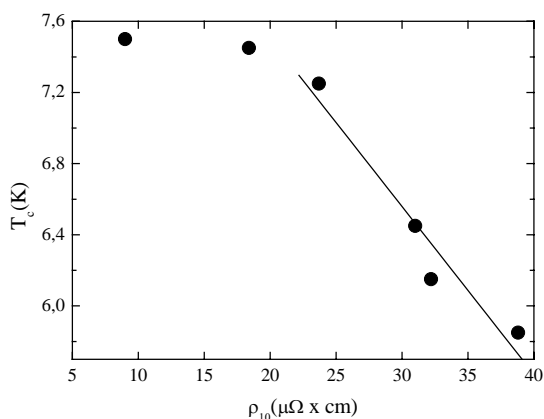


Рис. 4. Зависимость T_c от ρ_{10} . прямая линия соответствует наклону $dT_c/d\rho = -0,09 \text{ K} \times \text{мкОм}^{-1} \times \text{см}^{-1}$

Для всех образцов измерялись температурные зависимости перпендикулярного, $H_{c2\perp}(T)$, и параллельного, $H_{c2\parallel}(T)$, верхних критических магнитных полей. Измерения проводились в специальном криостате со сверхпроводящим соленоидом. Из зависимости $H_{c2\perp}(T)$ мы извлекали длину когерентности Гинзбурга–Ландау, ξ_{GL} [1]. Значения H_{c2} определялись по началу перехода в сверхпроводящее состояние из зависимостей $R(H)$, снятых при разных температурах. Значения ξ_{GL} были равны приблизительно 9 нм для всех образцов. Фазовая диаграмма в координатах H - T (для обеих ориентаций вектора магнитной индукции, параллельной и перпендикулярной) для образца толщиной 50 нм приведена на рис. 3. Значения $H_{c2\parallel}$ при $T = 4,2$ К для всех образцов собраны в таблице.

На рис. 4 приведена зависимость критической температуры пленок от их удельного сопротивления при $T = 10$ К, ρ_{10} . Сравнительно высокие значения ρ_{10} связаны с гранулированностью образцов, что было подтверждено результатами рентгенографических исследований [8]. Обращает внимание факт, что в диапазоне $\rho = 20$ – 40 мкОм \times см производная $dT_c/d\rho = -0,09 \text{ K} \cdot \text{мкОм}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ и находится в очень хорошем соответствии с результатами по исследованию T_c пленок Nb с контролируемым статическим беспорядком, создаваемым ионным облучением ($dT_c/d\rho = -0,10 \text{ K} \cdot \text{мкОм}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ [9]). Сильная гранулированность образцов объясняет также несколько сниженные значения T_c образцов.

Результаты и обсуждение

Важным следствием присутствия явно выраженной зернистости пленок является аномальная угловая зависимость $J_c(\theta)$ [10]. Дело в том, что границы зерен можно рассматривать как сильные центры пиннинга для вихрей Абрикосова при перпендикулярной ориентации магнитного поля. Это приводит к росту J_c для $\theta = \pi/2$ [10]. (Значения $\theta = \pi/2$ соответствует перпендикулярной, а $\theta = 0$ — параллельной ориентации вектора магнитной индукции относительно плоскости подложки) На рис. 5 показана зависимость $J_c(\theta)$ для двух образцов, $d = 103,1$ нм и $d = 16$ нм. Измерения проводились при $T = 4,2$ К, вращая образец в поле $\mu_0 H = 0,5$ Т. На более толстом образце наблюдается рост J_c при $\theta \rightarrow \pi/2$. Высота этого пика меньше, чем при $\theta = 0$, а ширина — намного больше. С другой стороны, для образца с $d = 16$ нм пик при $\theta = \pi/2$ отсутствует, несмотря на более высокие значения ρ_{10} . Это объясняется меньшими значениями $H_{c2\perp}$ для более тонкого образца в силу большего размагничивающего

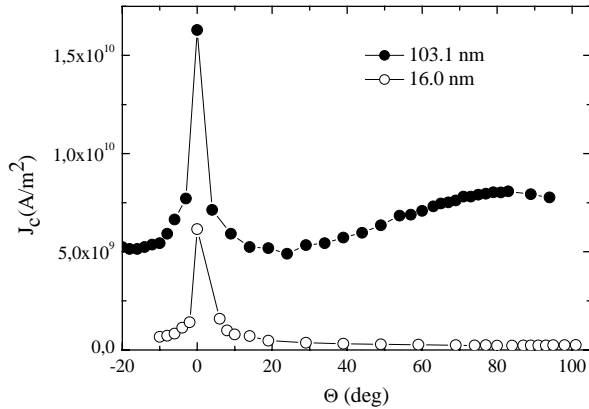


Рис. 5. Зависимость J_c от ориентации вектора магнитной индукции относительно плоскости подложки при $T = 4,2$ К и $\mu_0 H = 0,5$ Т для образцов с $d = 16$ нм и $d = 103,1$ нм

поля $h = H/H_{c2||} = 0,65; 0,75; \text{ и } 0,85$. Видно немонокотное поведение $J_c(d)$, заключающееся в первоначально резком росте J_c с толщиной, а затем — в спаде. Максимум J_c достигается при $d = 32$ нм. Отметим, что эта величина хорошо согласуется со значением $R_c = d_c$ для Nb ($\sim 20\text{--}40$ нм). Самостоятельный расчет R_c представляет сложную задачу. Так, для R_c справедливо выражение [4]

$$R_c = \frac{8\pi r_p^2}{w_p} C_{44}^{1/2} C_{66}^{3/2}, \quad (3)$$

где r_p — характерный размер центров пиннинга (обычно принимается равным порядка ξ); C_{66} и C_{44} — упругие модули сдвига и наклона вихревой структуры, соответственно; $w_p = n_p f_p^2$; n_p — плотность центров пиннинга; f_p — среднее значение элементарной силы пиннинга. Точно рассчитать поперечную корреляционную длину пиннинга в настоящее время не представляется возможным. Однако, используя соотношение $R_c = d_c$ для тонких пленок, появляется возможность прямого экспериментального измерения R_c .

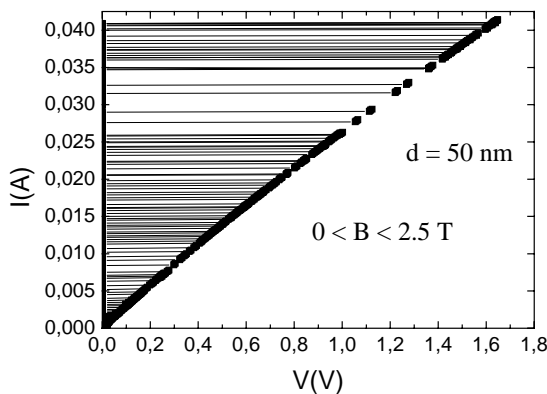


Рис. 6,а. ВАХ для образца с $d = 50$ нм, снятые при $T = 4,2$ К в диапазоне параллельных магнитных полей от 0 до 2,5 Т

фактора [1]. Это означает, что для $d = 103,1$ нм вихри при $\mu_0 H = 0,5$ Т проникают в основном в межзеренное пространство и хорошо пиннингуются. А для $d = 16$ нм образец становится магнитно-прозрачным при этом поле и вихри проникают внутрь зерен, что приводит к меньшему значению J_c и отсутствию пика при $\theta \rightarrow \pi/2$ [11].

На рис. 6,а показаны экспериментальные ВАХ, снятые для образца с $d = 50$ нм в диапазоне параллельных магнитных полей от 0 до 2,5 Т при температуре жидкого гелия. На рис. 6,б показаны экспериментальные зависимости $J_c(H)$ для всех исследованных образцов, снятые при этой же температуре. На рис. 7 приведены зависимости $J_c(d)$ для трех приведенных значений магнитного

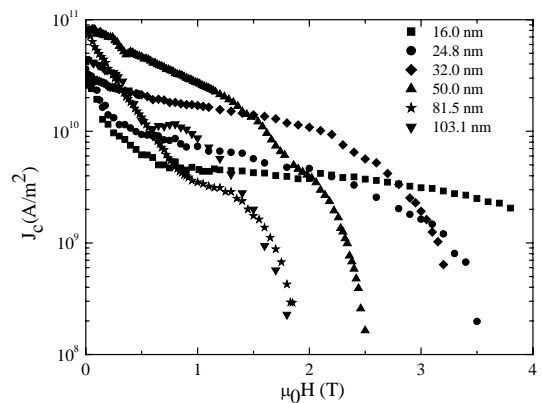


Рис. 6,б. Зависимость J_c от H для всех образцов при $T = 4,2$ К

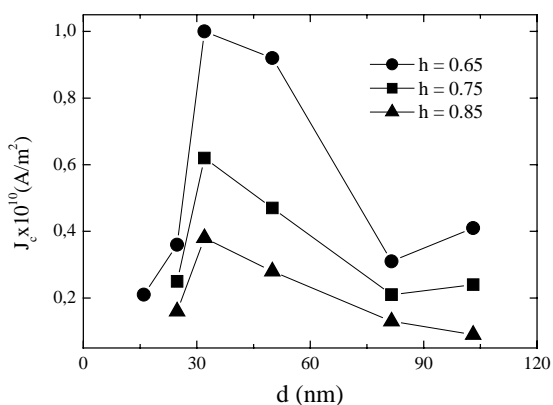


Рис. 7. Зависимость J_c от d для $h = 0,65; 0,75$ и $0,85$

На рис. 9 показаны зависимости $F_p(H)$ для более толстых образцов ($d \geq 50$ нм). Видно, что эти зависимости более сложные и не соответствуют случаю изолированного вихря. На них наблюдаются по 2 максимума. Так, для образца с $d = 103,1$ нм существенное увеличение силы пиннинга наблюдается при $\mu_0 H \approx 0,9$ Т. Для образца с $d = 50$ нм значение максимальной силы пиннинга $F_{p \max}$ достигается при этом же поле. Это значение магнитного поля соответствует среднему расстоянию между вихрями $a_0 \propto (\Phi_0/B)^{1/2} \propto 50$ нм. Поэтому логично связать усиление пиннинга в этих полях с эффектом подстраивания периода вихревой решетки под геометрические размеры пленки (в данном случае — толщину). Наблюдающееся "плечо" на зависимости $F_p(H)$ для образца с $d = 81,5$ нм также можно объяснить эффектом соизмеримости. В этом случае поле согласования ($\mu_0 H = 1,3$ Т), при котором расстояние между вихрями равняется половине толщины образца, находится в диапазоне полей, при котором происходит снижение F_p вследствие близости к H_{c2} .

Чтобы убедиться, что максимум в зависимости $J_c(d)$ действительно связан с изменением механизмов пиннинга, был проведен анализ поведения F_p для всех образцов. Сила пиннинга определялась из соотношения $F_p(H) = |\mathbf{J}_c \times \mathbf{H}|$ [1]. На рис. 8,а показаны зависимости $F_p(H)$ для образцов с $d \leq 32$ нм, а на рис. 8,б отложена приведенная сила пиннинга $f = F_p / F_{p \max}$ от h . Из данных рис. 8,б следует, что во всех образцах с $d \leq 32$ нм поведение $f(h)$ описывается единым законом: $f = h(1-h)$, что однозначно указывает на случай пиннинга изолированных вихрей для этих толщин пленок [3, 10].

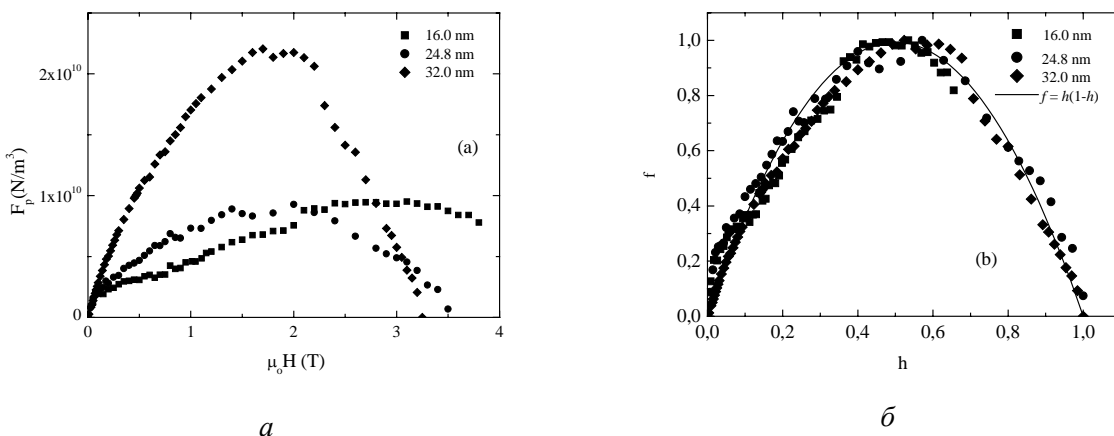


Рис. 8. Зависимость F_p от H (а) и $f(h)$ (б) для образцов с $d = 16; 24,8$ и 32 нм. Сплошная линия представляет зависимость $f = h(1-h)$

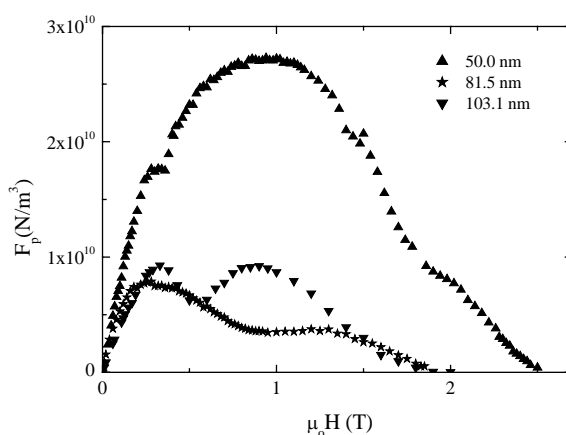


Рис. 9. Зависимость F_p от H для образцов с $d = 50; 81,5$ и $103,1$ нм

Заключение

В результате проведенных исследований зависимости $F_p(H, d)$ для пленок Nb экспериментально установлена критическая толщина, при которой происходит изменение механизмов пиннинга от индивидуального к коллективному. В последнем случае существенную роль на зависимость $F_p(H)$ оказывают эффекты согласования периода вихревой решетки с геометрическими размерами образца.

INFLUENCE OF THICKNESS OF SUPERCONDUCTING FILMS ON THE PINNING MECHANISMS

S.L. PRISCHEPA, C. ATTANASIO

Abstract

We have investigated the influence of thickness on the pinning properties of Nb films in a parallel magnetic field. The presence of a crossover in the pinning mechanisms at some critical thickness d_c was established. Below d_c pinning is due to individual vortices. Above d_c the collective pinning is realized. Moreover, the commensurability between the vortex period and the film thickness at some fields occurs in the last case, which causes the growth of the pinning force at these fields.

Литература

1. Шмидт В.В. Введение в физику сверхпроводников. М., 1982.
2. Tonomura A. *et al.* // Nature. 2001. Vol. 412. P. 620.
3. Brandt E.H. // Phys. Lett. A. 1980. Vol. 77. P. 484.
4. Larkin A.I., Ovchinnikov Yu.N. // J. Low Temp. Phys. 1979. Vol. 34. P. 409.
5. Brandt E.H. // Rep. Progress Phys. 1995. Vol. 58. P. 1465.
6. Wördenweber R., Kes P.H. // Phys. Rev. B. 1986. Vol. 34. P. 494.
7. Stejic G., *et al.* // Phys. Rev. B. 1994. Vol. 49. P. 1274–1288.
8. Prischepa S.L., *et al.* // Superc. Sci. Technol. 2006. Vol. 19. P. 1124–1129.
9. Camerlingo C., *et al.* // Phys. Rev. B. 1985. Vol. 31. P. 3121.
10. Дедю В.И., Лыков А.Н., Прищепина С.Л. // ЖЭТФ. 1990. Т. 97. № 3. С. 872–879.
11. Голямина Е.М., Дедю В.И., Лыков А.Н., Прищепина С.Л. // Сверхпроводимость. 1991. Т. 4. С. 1430.