

ков Е.Г., Букин Г.В. // ДАН СССР, 1988, Т. 256, № 2, С. 373-376.

- [3] Пестряков Е.В., Трунов В.И., Алимпиев А.И., Солнцев В.П. // Изв. АН СССР, Сер. физич. 1988, Т. 52, № 6, С. 1184-1191.
- [4] Букин Г.В., Волков С.Ю., Матросов В.Н., Севастьянов Б.К., Тимошечкин М.И. // Квантовая электроника, 1978, Т. 5, С. 1168-1169.
- [5] Архангельская В.А., Феофилов П.П. // Квантовая электроника, 1980, Т. 7, № 6, С. 1141-1160.
- [6] Парфинович И.А., Хулугуров В.М., Лобанов Б.Д., Максимова Н.Т. // Изв. АН СССР, Сер. физич. 1979, Т. 43, № 6, С. 1125-1132.
- [7] Токарев А.Г., Мартынович Е.Ф., Зипов С.А. // Изв. вузов. Физика, 1987, № 10, С. 41-46.
- [8] Лушик Ч.Б. // Тр. инст. физики и астрономии АН СССР, 1955, В. 5, С. 230.
- [9] Войценья Т.И., Грицына В.Т., Сикора А.В. // Укр. физич. журн. 1987, Т. 32, №7, С. 1042-1047.
- [10] Валбис Я.А., Кулис П.А., Тале И.А. // Тез. докл. IУ Всесоюз. симп. „Люминесцентные приемники и преобразователи рентгеновского излучения“. Иркутск, 1982, С. 13.

Поступило в Редакцию
1 февраля 1991 г.

Письма в ЖТФ, том 17, вып. 8

26 апреля 1991 г.

05.4

© 1991

НАРУШЕНИЕ ЗАКОНА ПОДОБИЯ В СЛОИСТЫХ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ СТРУКТУРАХ

А.Н. Лыков, В.И. Здравков

Экспериментальному исследованию пиннинга вихрей в сверхпроводниках посвящено большое количество работ [1]. Однако обычно эти работы носят качественный характер. При этом большое внимание уделяется эмпирическим закономерностям. Так, в работе Крамера [2] при анализе экспериментальных результатов, полученных в процессе исследования токонесущей способности сверхпроводников 2-го рода с большим κ -параметром Гинзбурга-Ландау, обнаружен закон подобия для объемной силы пиннинга:

$$P_{\sigma} = B j_c = [H_{c2}(T)]^2 f(\kappa), \quad (1)$$

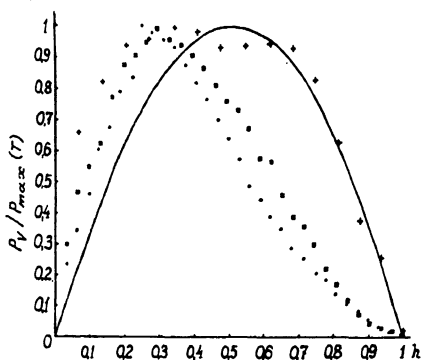


Рис. 1.

Параметры использованных пленок

№№	$d, \text{Å}$	T_c, K	j	n
1	600	6,4	1,6	19
2	300	6,95	1,93	13

где j_c - плотность сверхпроводящего тока, B и H - индукция и напряженность магнитного поля, $H_{c2}(T)$ - зависящая от температуры (T) напряженность верхнего критического магнитного поля, n - некое число, обычно $1 \leq n \leq 3$ и $f(h)$ - функция приведенного магнитного поля - $h = H/H_{c2}(T)$. При использовании сверхпроводников с упорядоченной структурой неоднородностей, к примеру, многослойных структур, имеются дополнительные возможности как определения элементарного пиннинга, так и нахождения объемной силы пиннинга, то есть получения уже не только качественных, но и количественных закономерностей. Особенно интересны в этом плане сверхпроводящие структуры S/I -типа (сверхпроводник изолятор). С одной стороны, параллельное критическое магнитное поле в них существенно больше, чем в массивном сверхпроводнике [3], а с другой стороны, окисные прослойки являются эффективными центрами закрепления вихрей. Последнее важно также по той причине, что можно пренебречь поверхностным пиннингом, который в нашем случае оказывается менее эффективным по сравнению с объемным [3].

В нашей работе исследовались многослойные структуры типа Nb/NbO_x . Образцы приготавливались методом магнетронного напыления. Формирование окисных слоев происходило при напуске воздуха в рабочую камеру. Для предотвращения диффузии кислорода вглубь слоев температура подложек в процессе напыления не превышала 70°C . Толщина слоев ниобия (d) была 300 и 600 Å . Для измерений критических токов при помощи фотоплюмиграфии формировалась серия узких полосок длиной 100 мкм, ши-

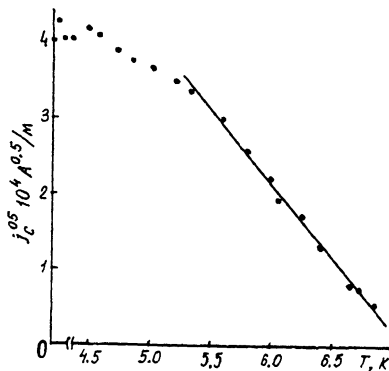


Рис. 2.

рина которых варьировалась от 5 до 50 мкм. В случае узких пленок магнитное поле транспортного тока мало и при анализе экспериментальных результатов им можно пренебречь. Малые транспортные токи позволяют, кроме того, уменьшить влияние перегрева и проводить исследования температурных зависимостей критического тока и силы пиннинга. Магнитное поле напряженностью до 70 кЭ создавалось сверхпроводящим соленоидом. Образец помещался в вакуумируемую низкотемпературную вставку, снабженную для регулировки температуры микропечью.

В таблице η - отношение сопротивления образцов при комнатной температуре к остаточному, T_c - их критическая температура.

На рис. 1 показаны примеры нормированных зависимостей объемной силы пиннинга (P_V) от внешнего магнитного поля при разных температурах одного из образцов, приготовленного на основе первой пленки. H_{c2}'' - в данном случае верхнее критическое магнитное поле в параллельном слоем направлении. Нами было обнаружено, что характер зависимости $P_V(h, T)$ определяется соотношением H_m/H_{c2}'' , где $H_m = \sqrt{3}\Phi_0/2\mu_0 d^2$ - поле согласования вихревой решетки со слоистой структурой, Φ_0 - квант магнитного потока, μ_0 - магнитная постоянная. Здесь учитывается то, что период слоистой структуры близок к толщине слоев ниобия. Для данного образца $H_m = 5$ кЭ. В случае $(H_m/H_{c2}'') > 1$ плотность центров пиннинга превышает плотность вихрей. При этом, когда элементарные силы пиннинга превышает упругое взаимодействие вихрей в решетке, реализуется случай прямого суммирования элементарных сил пиннинга и $P_V(h)$ подчиняется известному закону $P_V(h) \sim h(1-h)$. Для слоистых структур с большим периодом, когда $H_m/H_{c2}'' < 1$, вблизи H_{c2}'' пиннинг определяется сдвиговой деформацией вихревой решетки и $P_V \sim (1-h)^2$. В этом случае при уменьшении H_{c2}'' с увеличением температуры наблюдается качественное изменение зависимости $P_V(h)$ и, как видно из рис. 1, с изменением температуры нарушается закон подобия для силы пиннинга. При $T=4.18$ К, когда $H_{c2}'' = 18$ кЭ, $\max P_V(h)$ наблюдается вблизи H_m , а при $h \rightarrow 1$

$\rho_j(h) \rightarrow (I-h)^2$. С увеличением температуры максимум $\rho_j(h)$ сдвигается в область больших h , и при $T = 5.4$ К, когда $H_{c2}'' \approx H_m$, $\rho_j(h)$ близка в сильных полях к виду $\rho_j(h) \sim h(1-h)$. Для слабых полей это выражение непригодно [1].

При прямом суммировании элементарных сил пиннинга для нахождения объемной силы пиннинга в S/I структурах можно использовать следующую формулу [3]:

$$\rho_j(h) \sim \frac{\pi \mu_0^2}{4 \alpha^2 \Phi_0} d_i (H_{c2}^{\perp})^2 H_{c2}'' h(1-h), \quad (2)$$

где d_i — толщина окисных прослоек. Из соотношения (2) следует, что:

$$j_c \approx \frac{\pi \mu_0^2}{4 \alpha^2 \Phi_0} d_i [H_{c2}^{\perp}(T)]^2 h(1-h), \quad (3)$$

и вблизи T_c (за исключением области критических флуктуаций [4]) должно быть: $I_c(T, h = \text{const}) \sim (T_c - T)^2$. Экспериментальные зависимости $I_c(T, h = \text{const})$ для образцов с малым периодом слоистой структуры подтверждают справедливость формулы (3). На рис. 2 приведен пример зависимости $I_c^{0.5}(T)$ при $h = 0.5$ для слоистой структуры с $d = 300$ А. H_m для нее равно 20 кЭ. Как видно из рисунка, в согласии с формулой [3] наблюдается линейная зависимость в довольно широком диапазоне температур.

Таким образом, в слоистых сверхпроводящих структурах наблюдается нарушение закона подобия для силы пиннинга. Это явление объясняется на основе зависимости механизма пиннинга от соотношения H_m/H_{c2}'' . Для слоистых структур с большим периодом при увеличении температуры, когда H_{c2}'' приближается к H_m , происходит разрушение вихревой решетки и переход в режим жидкого течения вихрей, что и меняет характер зависимости $\rho_j(h)$.

В заключение авторы благодарят В.И. Дедю и С.Л. Прищепу за помощь в работе.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] К е м п б е л л А., И в е т с Дж. Критические токи в сверхпроводниках. М.: Мир, 1975. 332 с.
- [2] К р а т е р Е.Д. // J. Appl. Phys. 1973. V. 44. N 3. P. 1360-1370.
- [3] Д е д ю В.И., Л ы к о в А.Н., П р и щ е п а С.Л. // ЖЭТФ. 1990. Т. 97. № 3. С. 872-879.
- [4] Ш а п и р о Б.Я. // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 46. № 11. С. 451-453.