

ПРОНИКНОВЕНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В СВЕРХПРОВОДЯЩИЙ НИОБИЙ

С.Н.Ермолов, В.А.Марченко, А.Х.Чижев

Экспериментально обнаружена зависимость лондоновской глубины проникновения от величины магнитного поля в образцах сверхпроводящего ниобия, как в Мейсснеровском, так и в смешанном состоянии.

При помещении сверхпроводника в магнитное поле волновая функция электронов несколько изменяется, что приводит к зависимости глубины проникновения λ от величины поля ¹. В случае сверхпроводников первого рода для небольших значений параметра теории Гинзбурга – Ландау κ в ² получено соотношение

$$\lambda(H_e) = \lambda(0) \left\{ 1 + \frac{(\kappa + 2\sqrt{2})\kappa}{8(\kappa + \sqrt{2})^2} (H_e / H_{cm})^2 \right\}, \quad (1)$$

согласующееся с экспериментальными результатами ^{3, 4} (H_{cm} – термодинамическое критическое поле). Для сверхпроводников второго рода, насколько нам известно, зависимость $\lambda(H)$ ни теоретически, ни экспериментально не изучалась. Из общих соображений при $H_e < H_{c1}$ – нижнего критического поля – можно ожидать поведения, аналогичного случаю сверхпроводников первого рода; при $\kappa \gg 1$, что соответствует электродинамике Лондонов, глубина проникновения магнитного поля должна стать независимой от H_e . В полях $H_e > H_{c1}$ вопрос требует специального исследования.

В настоящей работе представлены экспериментальные результаты изучения отклика хорошо отожженных и сильно деформированных образцов ниобия на небольшое переменное поле h_m при разных статических полях H_e . Получена зависимость $\lambda(H)$, сделан вывод, что в материалах с сильным закреплением флюксоидов основной вклад в отклик и в полях $H_e > H_{c1}$, вызван изменением глубины проникновения λ с полем.

Измерения проводились на цилиндрических (отношение длины к диаметру $l/D = 8 \div 12$) образцах с закругленными концами, изготовленных из ниобия марки НБР-1 с отношением сопротивлений $\gamma \sim 500$. Деформация создавалась токарной обработкой с последующим выглаживанием поверхности обкаткой. Контрольными служили образцы, подвергнутые глубокой электрополировке с последующей термообработкой 2000°C , 2 часа, вакууме лучше 10^{-8} мм рт. ст. Контроль качества поверхности с помощью электронного микроскопа и профилометра показал, что на отожженных образцах имеются лишь эпизодические ямки со сглаженными краями, высота неровностей ниже предела разрешения профилометра (0,01 мкм). На поверхности деформированных (обкатанных) образцов наблюдаются отдельные канавки и задиры со средними размерами в плане $\sim 0,5 \times 5$ мкм², расстояние между которыми ~ 30 мкм. Высота неровностей 0,05 – 0,1 мкм. Оже-анализ выявил на деформированном образце повышенное содержание кислорода и углерода в поверхностных слоях с концентрацией, практически не зависящей от глубины при профилировании до 800 Å.

Эффективная глубина проникновения определялась из температурных зависимостей отклика образца (сигнала с намотанной на него катушки) на небольшое ($h_m = 0,1 \div 1$ Э) магнитное поле звуковой частоты при нулевом статическом поле по методике, близкой к описанной в ^{5, 6}. Ее величина для обкатанного образца составила $625 \text{ Å} \pm 10\%$, что совпадает со значением, полученным для холоднодеформированного ниобия ⁵; для отожженного $\lambda_{\text{эфф}}(0) = 420 \text{ Å} \pm 10\%$ – несколько превышает значение для свежих ниобиевых поверхностей ⁶, что может быть связано с небольшим временем отжига в нашем случае и длительным хранением образца на воздухе.

По известным формулам ⁷ с использованием $\lambda(0) = 315 \text{ Å}$ ⁶ и $\kappa = 0,74$ ⁸ и предполагая, что $H_{c\text{т}}$ поверхностных слоев не сильно отличается от его значения в объеме, получим для деформированного образца длину свободного пробега электронов $l \sim 80 \text{ Å}$, $\kappa = 3$, $H_{c1} = 250$ Э. Эти значения согласуются с результатами измерения магнитного момента, показанными на рис. 1. Деформированный образец (кривые 1) проявляет большую необратимость, заметный магнитный момент наблюдается до полей порядка $H_e = 6$ кЭ, что позволяет этой величиной оценивать значение верхнего критического поля приповерхностных, наиболее деформированных и загрязненных слоев. Заметное (в этом масштабе) проникновение поля происходит при $H_e = 2,45$ кЭ. Зависимости для отожженного образца (кривые 2) стандартны для почти бездефектного ниобия.

Для определения зависимости $\lambda(H)$ при постоянной температуре и различных значениях статического поля записывались компоненты отклика сверхпроводника при изменении поля модуляции. Типичная зависимость для деформированного образца при $H_e > H_{c1}$ показана на рис. 2. Сигналы U'_1 и U'' соответствуют напряжениям на катушке в фазе (U'') с полем модуляции и сдвинутой на $\pi/2$ (U'_1). Характерная особенность этих зависимостей – ненулевой наклон и линейность $U'_1(h_m)$ на начальном участке, при этом $U''(h_m) = 0$. Сразу отметим, что попытка интерпретировать эти зависимости в рамках модели упругих колебаний флюксоидов в потенциальных ямах пиннинга ^{9, 10} в нашем случае приводит к противоречию: расчет амплитуды колебаний флюксоидов из таких зависимостей, измеренных при различных H_e по модели ⁹ дает значения от $4 \cdot 10^3 \text{ Å}$ при $H_e = 1060$ Э до $3 \cdot 10^4 \text{ Å}$ при $H_e = 3000$ Э, что больше межвихревого расстояния – $a = \sqrt{\Phi_0/H_e}$, Φ_0 – квант потока – в этих полях ($1,4 \cdot 10^3 \text{ Å}$ и $8 \cdot 10^2 \text{ Å}$ соответственно). Так как амплитуда упругих ($U'' = 0$) колебаний в потенциальных ямах пиннинга не может превышать расстояния между флюксоидами, то этот механизм не может объяснить наблюдаемые зависимости $U(h_m)$. Ес-

ли основной вклад в линейный по h_m сигнал дает изменение глубины проникновения с полем, то величина сигнала при $h = h_m \cos \omega t$

$$U \sim \frac{d\Phi}{dt} = \omega \sin \omega t \left[\lambda(H_e) - \lambda(0) + \frac{\partial \lambda}{\partial H_e} H_e \right] h_m. \quad (2)$$

Измерения показывают, что в полях $H_e \leq H_{c1}$ для отожженного образца и $H_e \leq 2,45 \text{ Э}$ (при 4,2 К) для деформированного, линейный отклик почти квадратично растет с ростом H_e : $(\partial U / \partial h_m) \sim H_e^n$, где $n = 1,8 \div 2,2$. В более высоких H_e сигнал растет существенно сильнее и становится (для деформированного образца) нестабильным, что связывается с уменьшением силы пиннинга в нем и скачками магнитного потока, инициируемые полем модуляции. Рассчитанные по формуле (2) значения $\Delta\lambda(H) = \lambda(H_e) - \lambda(0)$ показаны на рис. 3. При $H = H_{cm}$ (4,2 К) = 1560 Э $\Delta\lambda$ в отожженном образце $\sim 70 \text{ \AA}$, в деформированном $\sim 35 \text{ \AA}$. Применение формулы (1) дает в этом поле для отожженного ($\kappa \sim 1$) $\Delta\lambda = 35 \text{ \AA}$, деформированного ($\kappa = 3$) $\Delta\lambda = 70 \text{ \AA}$, т. е. согласие достаточно хорошее. Усиление зависимости $\Delta\lambda(H)$ с температурой (отожженные образцы) согласуется с теоретически ^{2, 4} и экспериментальными ^{3, 4} данными для сверхпроводников первого рода.

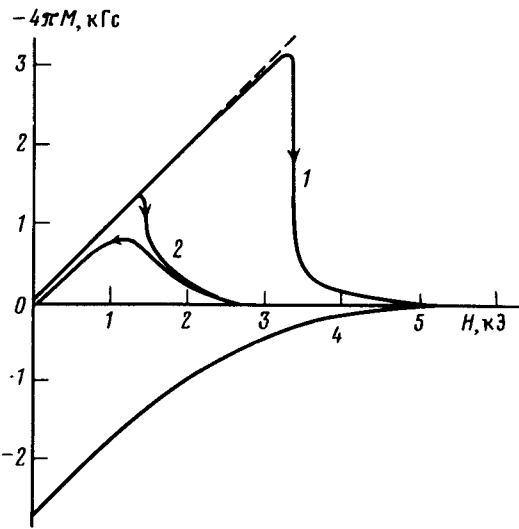


Рис. 1. Кривые намагничивания деформированного (1) и отожженного (2) образцов ниобия, $T = 4,2 \text{ К}$

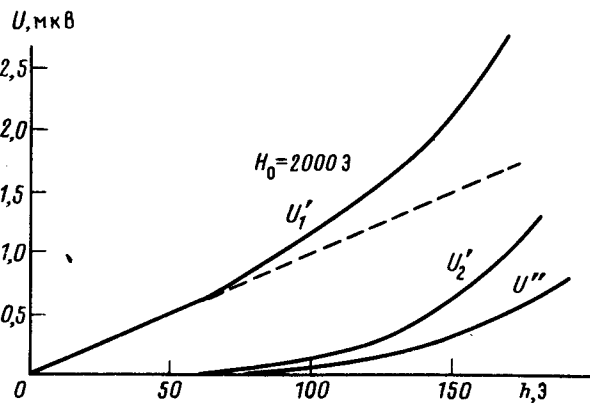


Рис. 2. Зависимость отклика отожженного образца от амплитуды поля модуляции

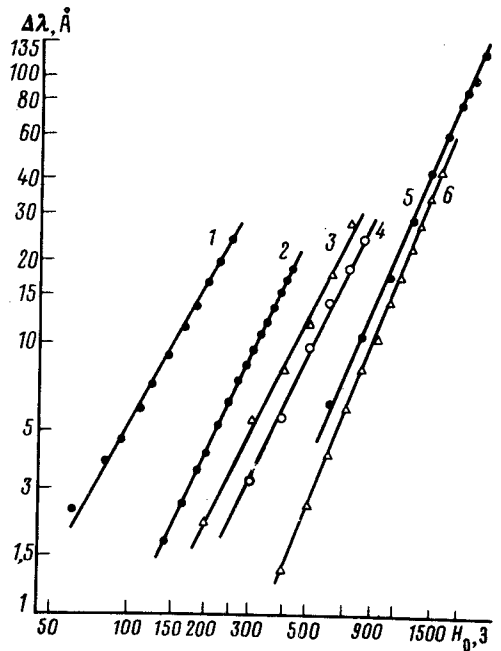


Рис. 3. Изменение глубины проникновения с полем: кривые 1 - 4 - отожженный образец, $1 - t = T/T_c = 0,91$, $2 - t = 0,86$, $3 - t = 0,76$, $4 - t = 0,67$, 5 - деформированный образец, $t = 0,46$, 6 - он же после съема $\sim 1000 \text{ А}$

В принципе, для неоднородного сверхпроводника с ослабленными вблизи поверхности значениями критических полей и температуры можно ожидать подавления сверхпроводимости во внешних слоях магнитным полем H_e , что также должно приводить к появлению линейного по h_m сигнала, растущего с H_e . Однако нужны специальные причины, чтобы толщина этих слоев росла квадратично с полем H_e . Против этого предположения говорит и то, что электрохимическое травление деформированного образца на толщину $\sim 1000 \text{ \AA}$ практически не повлияло на $\Delta\lambda(H_e)$ (рис. 3).

Меньшие значения $\Delta\lambda(H)$ деформированного образца, по сравнению с отожженным, вызваны, вероятно, тем, что по мере роста k электродинамика приближается к лондоновской.

Квадратичная по H_e зависимость сигнала на деформированном образце в полях выше H_{c1} говорит, по нашему мнению, о том, что в условиях сильного пиннинга сила Лоренца, действующая на флюксоиды, при небольшом поле модуляции не в состоянии заметно деформировать вихревую решетку, вклад в отклик от ее движения мал и удается наблюдать изменение $\Delta\lambda(H_e)$ в смешанном состоянии.

О сильном пиннинге свидетельствует не только вид кривой намагничивания, но и большая величина критического тока ($\sim 3 \cdot 10^7 \text{ A/cm}^2$ при $H_e = 1,5 \text{ кЭ}$), оцененная по описанному в ¹⁰ методу из скомпенсированных в заданном H_e зависимостей $U'_2(h_m)$ (рис.2).

Литература

1. Bardeen J. Phys. Rev., 1952, 87, 192.
2. Гинзбург В.Л., Ландау Л.Д. ЖЭТФ, 1950, 20, 1064.
3. Шарвин Ю.В., Гантмахер В.Ф. ЖЭТФ, 1960, 39, 1242.
4. Pippard A.V. Proc. Roy. Soc., 1950, A203, 210.
5. Schwartz W., Halbritter J. J. Appl. Phys., 1977, 48, 4618.
6. Varmazis C., Strongin M. Phys. Rev., 1974, B10, 1885.
7. Сан-Жам Д., Сарма Г., Томас Е. Сверхпроводимость второго рода, М.: Мир, 1970.
8. Марченко В.А., Сальников Г.И. ЖЭТФ, 1982, 82, 844.
9. Campbell A.M. J. Phys. C (Solid st. Phys.), 1969, 2, 1492.
10. Карасик В.Р., Каряев Е.В., Закосяренко В.М., Рикель М.О., Цебро В.И. ЖЭТФ, 1984, 87, 2114.
11. Deutscher G., de Gennes P.G. In "Superconductivity" ed. by R.D.Parks, v. 2, 1005, Marcel Dekker, New York, 1969.

Институт проблем технологии
микроэлектроники и особочистых материалов
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
16 сентября 1985 г.
После переработки
29 ноября 1985 г