

КВАНТОВАНИЕ МАГНИТНОГО ПОТОКА ПРИ ТЕМПЕРАТУРАХ ВЫШЕ ТЕМПЕРАТУРЫ СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО ПЕРЕХОДА

А.А.Шабло, Т.П.Нарбут, С.А.Тюрин, И.М.Дмитренко

Экспериментально исследовалось квантование магнитного потока в условиях флуктуационного спаривания. Осцилляции проводимости полых тонкостенных микроцилиндров Al в продольном магнитном поле наблюдаются до 8°К. Качественное согласие с теорией получается в предположении, что длина когерентности исследованных образцов аномально велика.

Флуктуационное спаривание в сверхпроводниках является в последние годы объектом пристального внимания как теории, так и эксперимента. Целью данной работы является изучение квантования флюксоида при температурах, превышающих температуру сверхпроводящего перехода T_c . Ранее Куликом показана возможность проявления квантовых когерентных эффектов [1] в условиях флуктуационного спаривания.

Методика эксперимента, используемая нами, аналогична той, которую используют при изучении эффекта Паркса – Литтла. Тонкостенные микроцилиндры получали напылением Al на стеклянную нить в атмосфере кислорода при давлении $7 \cdot 10^{-5}$ мм рт.ст. Диаметр (ϕ) образца определялся по периоду квантовых осцилляций. Критическая температура находилась из выражения [2, 3]

$$R_{\square}' = \frac{R_{\square}^N}{r_0 T_c} T - \frac{R_{\square}^N}{r_0}, \quad (1)$$

где $\frac{1}{R_{\square}'} = \frac{1}{R_{\square}(T)} - \frac{1}{R_{\square}^N}$; $r_0 = \frac{R_{\square}^N e^2}{16\hbar} = 1,52 \cdot 10^{-5} R_{\square}^N$, R_{\square}^N и $R_{\square}(T)$ -

сопротивления пленки на единицу площади в нормальном состоянии и при температуре T . Пересечение зависимости (1) с температурной осью происходит при $T = T_c$. На рис. 1 показана зависимость $R_{\square}'(T)$ образца, имеющего следующие характеристики: $\phi = 0,23 \text{ мк}$, толщина пленки 110 \AA , $R_{\square}^N = 17 (\Omega/\square)$, $\xi(0) = 780 \text{ \AA}$. Длина когерентности определялась из следующих соотношений: $\xi(0) = 0,85(\xi_0 l)^{1/2}$, $\rho_n l = 1,6 \cdot 10^{-11} \text{ ом} \cdot \text{см}^2$. Угол наклона зависимости $R_{\square}'(T)$ определяет величину $R_{\square}^N / r_0 T_c$. Найденное отсюда значение $(r_0)_{\text{эксп}}$ в пять - шесть раз больше $r_0 = 1,52 \cdot 10^{-5} R_{\square}^N$ что указывает на необходимость учета дополнительного члена [4] Маки - Томсона в соотношении, описывающем температурную зависимость флуктуационной проводимости. Аналогичное расхождение с r_0 наблюдалось также в ряде работ [3, 5], посвященных изучению проводимости пленок Al при $T > T_c$.

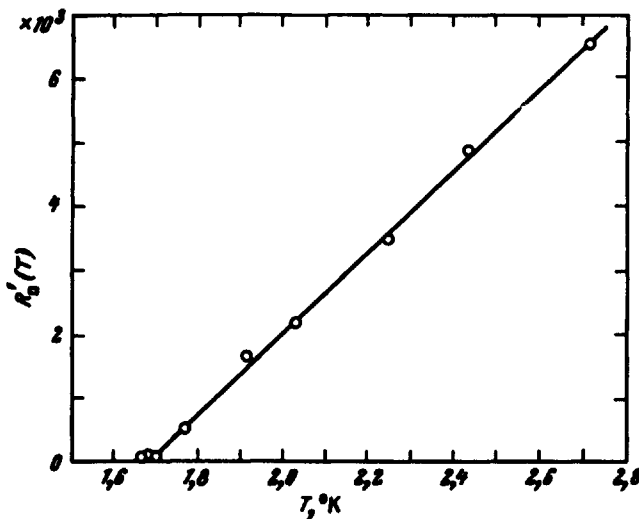


Рис. 1

Критическая температура, определяемая описанным выше способом, разграничивает две температурные области. В области ниже критической температуры T_c квантование флюксоида (эффект Паркса - Литтла) довольно полно исследовано большим числом авторов [6 - 9]. При температурах выше T_c исследования не проводились. Нами установлено, что квантовые осцилляции проводимости сохраняются в области $T > T_c$ и надежно наблюдаются до 8°K .

Полученная при автоматической записи зависимость $R(H)$ в области температур далеких от T_c показана на рис. 2. Скомпенсированный фон составляет примерно 8000 ом . Слева на рисунке показан масштаб осцилляций сопротивления.

Полученная Куликом температурная зависимость осциллирующей части флуктуационной проводимости имеет следующий вид:

$$\Delta\sigma = \sigma_{Al} \lambda \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{1}{\lambda} \exp(-\lambda), \quad (2)$$

где

$$\sigma_{AL} = \frac{e^2}{16\pi d} \frac{1}{\ln(T/T_c)}, \quad \lambda = \frac{L}{\xi(T)} = \frac{\pi\phi}{\xi(T)}, \quad \xi(T) = \frac{\xi_0}{\sqrt{\ln(T/T_c)}}$$

В выражении (2) σ_{AL} дополним поправкой Маки – Томсона и перепишем это соотношение в следующем виде:

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma'} = \lambda \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{1}{\lambda} \exp(-\lambda), \quad (3)$$

где $\sigma' = \sigma(T) - \sigma_N$.

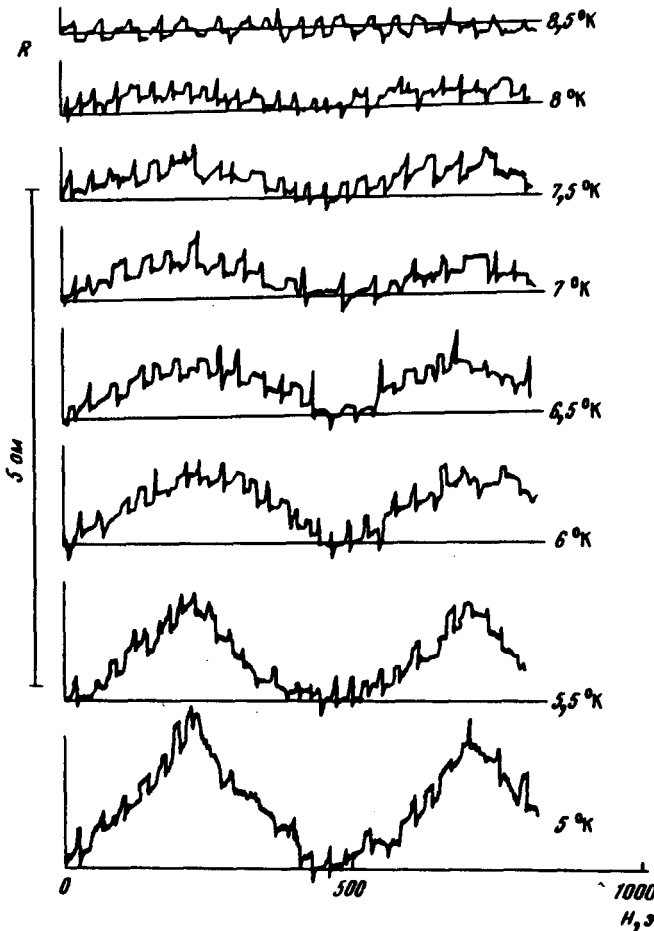


Рис. 2

Сравнение температурного хода, описываемого соотношением (3) с полученными экспериментальными значениями величины $\Delta\sigma/\sigma' = f(T)$, представлено на рис. 3. Данные, полученные экспериментально, показаны точками. Кривая *a* построена в соответствии с соотношением (3). На фоне ожидаемого резкого спада отношения $\Delta\sigma/\sigma' = f(T)$ с ростом температуры экспериментальные значения этой величины существенно не меняются во всем исследуемом температурном интервале.

Температурную зависимость отношения $\Delta\sigma/\sigma' = f(T)$, качественно подобную наблюдаемой экспериментально, можно получить, если предположить, что длина когерентности значительно больше $\xi(0) = 780 \text{ \AA}$. На рис. 3 кривые *b*, *c*, *d*, *e* построены соответственно при $\xi(0) = 3500, 5000, 8000$ и 10000 \AA . Однако для пленок Al толщиной порядка 100 \AA такие значения длин когерентности являются неоправданно завышенными.

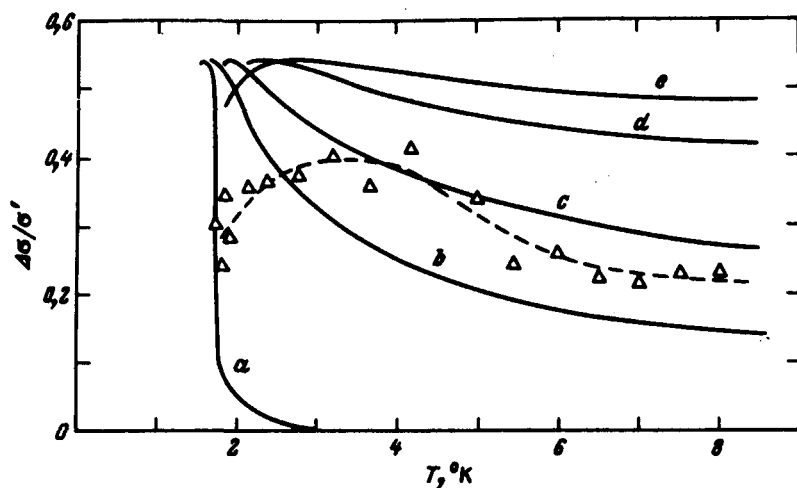


Рис. 3

Происхождение квантовых осцилляций проводимости при столь высоких температурах можно попытаться объяснить, используя тот факт, что критическая температура сверхпроводящего перехода пленок Al существенно зависит от их толщины. Допустим, что в наших образцах создается ситуация, при которой участки пленок различной толщины образуют замкнутые пояски на поверхности цилиндра. В этом случае критические температуры поясков будут различны и квантовые осцилляции проводимости будут наблюдаться до температуры, равной максимальной критической температуре одного из поясков. Однако наивысшая критическая температура [10, 11] тонких пленок Al, известная нам, не превышает 6°K . Пленки с такими параметрами получены напылением на подложки при криогенных температурах. Напыленные при комнатных температурах пленки алюминия имеют T_c , не превышающую $2,5^\circ\text{K}$ [3,5]. Следовательно, для получения качественного согласия этой модели с экспериментом необходимо допустить еще и возможность получения пленок Al, имеющих критическую температуру не ниже 8°K .

Таким образом, полученные данные позволяют сделать выводы:

1. Квантовые осцилляции проводимости тонкостенных микроцилиндров сохраняются до температур, превышающих T_c , по крайней мере, в четыре раза.
2. Температурный ход отношения осциллирующей части проводимости к величине парапроводимости качественно согласуется с теорией при допущении, что длина когерентности исследованных образцов аномально велика.

В заключение авторы выражают благодарность И.О.Кулику за полезные обсуждения.

Физико-технический институт
низких температур
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
26 декабря 1973 г.
25 февраля 1974 г.

Литература

- [1] И.О.Кулик. ЖЭТФ, 58, 2171, 1970; И.О.Кулик, К.В.Мальчуженко.ФТТ, 13, 2945, 1971.
 - [2] Л.Г.Асламазов, А.И.Ларкин. ФТТ, 10, 1104, 1968; Phys. Lett. 26A, 238, 1968.
 - [3] W.E.Masker, R.D.Parks. Phys. Rev., B1, 2164, 1970.
 - [4] R.S.Thompson. Phys. Rev., B1, 327, 1970.
 - [5] K.Kajimura, N.Mikoshiha. J. Low. Temp. Phys., 4, 331, 1971.
 - [6] W.Little, R.D.Parks. Phys. Rev. Lett., 9, 9, 1962.
 - [7] R.D.Parks, W.A.Little. Phys. Rev., 133, 97, 1964.
 - [8] R.P.Groff, R.D.Parks. Phys. Rev., 176, 567, 1968.
 - [9] L.Meyers, R.Mesewey. Phys. Rev., B4, 824, 1971.
 - [10] M.Stronqin, R.S.Thompson, O.F.Kammerer, J.E.Crow. Phys. Rev., B1, 1078, 1970.
 - [11] J.E.Crow, M.Stronqin. Phys. Rev., B3, 2365, 1971.
-