



УДК 621.315.592

Н.А. ПОКЛОНСКИЙ

ИНЕРЦИОННОЕ ЭКРАНИРОВАНИЕ ИНДУКЦИОННОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ В РЕЗИСТОРЕ ПРИ ВКЛЮЧЕНИИ ЕГО В СВЕРХПРОВОДЯЩУЮ ЦЕПЬ

It is shown that the observed potential difference between the resistor and the screen surrounding the circuit is caused by resistor polarization due to the kinetic energy of electrons of the superconducting coil.

Эдвардс и др. [1, 2] наблюдали появление квадратичного по току I электрического потенциала на резисторе, образующем замкнутую цепь со сверхпроводящей катушкой, относительно заземленного экрана (рисунок). Резистор и электростатический экран были выполнены из латуни. Установлено, что разность потенциалов между центром резистора R и экраном $\Phi_r \propto bI^2$, где b – длина сверхпроводящей проволоки. Величина Φ_r практически не зависела от конфигурационной индуктивности катушки L_c , минимизированной бифилярной намоткой. При токе $I=16$ А, $b \sim 700$ м, $L_c \approx 800$ мГн и $R=82$ мкОм типичное значение $\Phi_r \approx 5$ мВ. Постоянная времени контура $\tau = L_c/R \approx 10$ с. Сверхпроводящая проволока (NbTi, а также чистый Nb, Pb) диаметром $2a \sim 127$ мкм была покрыта слоем меди (толщиной 19 мкм), электрическое сопротивление которого много больше R . Катушка и резистор погружались в жидкий гелий; сигнальный провод электрометра V присоединялся к центру резистора.

В продолжение работ [3, 4] дадим интерпретацию экспериментов [1, 2]. Опираясь на методические заметки [5–7], прежде всего выясним что именно измеряет вольтметр V . В частности, оценим возникающую в условиях опыта максимальную величину потенциала $\Phi_r \approx \Phi_p$, не рассматривая динамику спада Φ_r во времени.

Далее исходим из того, что полная энергия сверхпроводящей катушки с током I есть сумма энергии магнитного поля $L_c I^2/2$ и кинетической энергии направленного движения электронов K_m . Для катушки, намотанной проволокой диаметром $2a$ и длиной b , кинетическая энергия электронов [8]:

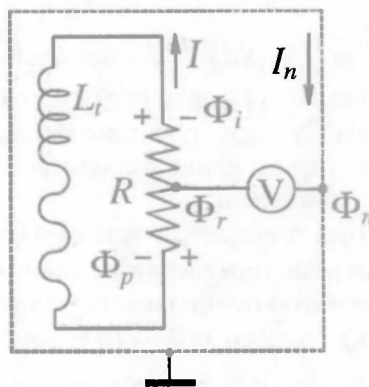


Схема измерений электрического потенциала контура сверхпроводящая катушка-резистор [1, 2] по [3]

$$K_m = \frac{L_k I^2}{2} = \frac{\mu_0 \lambda b}{8\pi a} I^2, \quad (1)$$

где L_k – кинетическая индуктивность, $L_t = L_c + L_k \sim L_c$ – полная индуктивность катушки, $\lambda \ll a$ – лондоновская глубина возбуждения тока в проволоке, μ_0 – магнитная постоянная.

После включения в сверхпроводящую цепь резистора происходит затухание тока во времени t и возникает индукционное электрическое поле, направленное по току (правило Ленца). Индукционная разность потенциалов на концах резистора $U_i \approx L_c dI/dt = IR$; потенциал центра резистора $\Phi = U_i/2$ (здесь и далее относительно бесконечно удаленной точки, где потенциал полагается равным нулю). Вследствие взаимной индуктивности контура и экрана в точке заземления электрометра возникает потенциал Φ_n , пропорциональный току в катушке. Ясно, что Φ_n из-за вихревого характера токов I_n имеет разные значения (и знак) в различных участках экрана.

В начальный момент при включении в цепь металлический резистор проявляет себя "диэлектриком", и сверхпроводящие электроны катушки наносят "инерционный" удар. Происходит смещение всех N электронов проводимости резистора на длину свободного пробега l относительно атомных остатков в противоположном току направлении. В качестве меры смещения зарядов возьмем именно величину l , поскольку при изотропном рассеянии скорость направленного движения электрона проводимости в среднем полностью теряется при одном соударении [9]. В результате резистор поляризуется, потребляя на это часть запасенной в сверхпроводящей катушке энергии [10, 11]. Потенциальная энергия поляризации $W = EP/2$, где E – напряженность электрического поля, $P = qlN$ – дипольный момент, q – модуль заряда электрона. Следовательно, поляризационная разность потенциалов на концах резистора длиной d есть $U_p = Ed$; потенциал центра резистора $\Phi_p = U_p/2$. Фактически электрическое поле поляризации U_p/d "экранирует" индукционное поле U_i/d .

Так как потребляемая на поляризацию резистора энергия W ограничена K_m , то из соотношения $U_p P/2d = L_k I^2/2$ с учетом (1) получаем оценку

$$\Phi_p = \frac{L_k I^2 d}{2qlN} = \frac{\mu_0 \lambda b}{8\pi qalSn} I^2, \quad (2)$$

где $n = N/(Sd)$ – концентрация электронов проводимости в резисторе с площадью поперечного сечения S и длиной d .

Из (2) следует, что поляризационный потенциал Φ_p пропорционален квадрату тока I и длине b сверхпроводящего участка цепи, но не зависит от длины резистора d .

При температуре жидкого гелия вклад добавочного сопротивления перехода резистор–сверхпроводник (критическая температура ≈ 10 К) в создание разности потенциалов на концах резистора пренебрежимо мал [8].

Как только $q(U_p - IR) = 2q(\Phi_p - \Phi_i)$ станет меньше ширины энергетической щели сверхпроводника (≈ 3 мэВ), ток в контуре прекратится.

Таким образом, измеряемая в опытах [1–2] разность потенциалов между резистором и экраном есть $\bar{\Phi}_i = \bar{\Phi}_p - \bar{\Phi}_n$, где $\bar{\Phi}_p = \Phi_p - \Phi_i$ – потенциал центра резистора (точки присоединения сигнального провода), Φ_n – потен-

циал точки заземления электрометра. Знак $\Phi_i = \Phi_r - \Phi_n$ не должен зависеть от направления тока в контуре для заданной конфигурации электрической схемы.

Проведем количественные оценки. Из параметров латунного резистора $R=82$ мкОм, $d=14$ мм и $S\approx 0,1$ см² находим его удельную электропроводность $\sigma\approx 1,6\cdot 10^5$ Ом⁻¹·см⁻¹. Концентрация электронов проводимости в латуни ($\text{Cu}_{1-x}\text{Zn}_x$) с атомной плотностью $8,65$ г·см⁻³ при $x\approx 2$ по данным [12] есть $n\approx 9,8\cdot 10^{22}$ см⁻³. При температуре жидкого гелия средняя длина свободного пробега электрона проводимости $l=p_F\sigma/(q^2n)$ определяется квазиимпульсом $p_F=\hbar(3\pi^2n)^{1/3}$ на поверхности Ферми. Подстановка в (2) значений $\lambda\approx 38$ нм (для Nb и Pb) и $l\approx 10$ нм (для латуни) при $I=16$ А дает $\Phi_p\approx 4$ мВ и $\Phi_n\approx 0,65$ мВ. Разности потенциалов $\Phi_i\approx \Phi_r-\Phi_n\approx 3,3$ мВ (при $\Phi_n=0$) сопоставима с экспериментальной величиной. Энергия магнитного поля $L_c I^2/2\approx 102$ мДж, кинетическая индуктивность $L_k\approx 41$ нГн, кинетическая энергия электронов сверхпроводящего участка цепи $K_m=L_k I^2/2\approx 5,3$ мкДж.

Заметим, что из (2) при $l\propto p_F/n$ следует:

$$\Phi_p = \frac{q\mu_0\lambda b}{8\pi a S \sigma p_F} I^2,$$

т. е. по измерению $\Phi_i\approx \Phi_p$ можно определить фермиевский квазиимпульс электрона p_F в резисторе.

Итак, в опытах Эдвардса и др. [1, 2] квадратичное по току электрическое поле контура сверхпроводящая катушка-резистор обусловлено преобладанием электрического поля поляризации резистора над индукционным полем. В известном смысле эти опыты дополняют опыты Толмена и др. (см. [13]), в которых измерялся затухающий ток в замкнутой цепи, обусловленный движением электронов проводимости по инерции после остановки вращающейся несверхпроводящей катушки.

Автор благодарит С.А. Вырко и С.Ю. Лопатина за обсуждения работы.

1. Edwards W.F., Kenyon C.S., Lemon D.K. // Phys. Rev. 1976. Vol.D14. №4. P.922.
2. Lemon D.K., Edwards W.F., Kenyon C.S. // Phys. Lett. 1992. Vol.A162. №2. P.105.
3. Поклонский Н.А., Лопатин С.Ю. // Письма в ЖТФ. 1998. Т.24. №2. С.7.
4. Митянок В.В., Поклонский Н.А. // ЖТФ. 1993. Т.63. №1. С.189.
5. Караханова Х.М., Ковязин Л.М., Трофимов В.А. // УФН. 1990. Т.160. №3. С.145.
6. Ромер Р. // Физика за рубежом (сер. Б): Сб. статей М., 1984. С.79.
7. Фейнберг Е.Л. // УФН. 1997. Т.167. №4. С.455.
8. Шмидт В.В. Введение в физику сверхпроводников. М., 1982.
9. Киреев П.С. Физика полупроводников. М., 1975.
10. Полевой В.Г. // Изв. вузов. Радиофиз. 1990. Т.33. №7. С.818.
11. Миллер М.А. // Изв. вузов. Радиофиз. 1986. Т.29. №9. С.991.
12. Физические величины: Справ. /Под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. М., 1991.
13. Цидильковский И.М. // УФН. 1975. Т.115. №2. С.321.

Поступила в редакцию 21.03.2000.