

ВЛИЯНИЕ ПРИМЕСЕЙ НА ПРОНИКНОВЕНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ТОНКОСТЕННЫЙ СВЕРХПРОВОДЯЩИЙ ЦИЛИНДР

Р. М. Арутюнян, Г. Ф. Жарков

УДК 536.48

Показано, что примеси оказывают существенное влияние на характер проникновения магнитного поля внутрь тонкостенных сверхпроводящих цилиндров. Грязные сверхпроводящие цилиндры становятся более прозрачными (ввиду ослабления их экранирующих свойств). При этом область возможных гистерезисных эффектов расширяется.

В наших работах /1,2/ на основе теории Гинзбурга - Ландау был детально изучен характер проникновения магнитного поля внутрь тонкостенных сверхпроводящих цилиндров. Рассмотрение в /1,2/ было ограничено главным образом случаем цилиндров, изготовленных из чистых сверхпроводников I рода с $\kappa < 1/\sqrt{2}$. Ниже приводятся результаты, иллюстрирующие поведение тонкостенных цилиндров, изготовленных из грязных сверхпроводников или сверхпроводящих сплавов с $\kappa > 1/\sqrt{2}$ (сверхпроводники II рода). Будет видно, что примеси существенно влияют на характер проникновения поля.

Мы будем исходить из полученного в /1/ выражения для свободной энергии тонкостенного цилиндра

$$f = \psi^4 - 2\psi^2 + \frac{2\lambda(\Phi/\Phi_0^* - n)^2\psi^2}{1 + \mu\psi^2/2} + c \left(\frac{\Phi}{\Phi_0^*}\right)^2 \psi^2, \quad (I)$$

где $\lambda = \xi^2(T)r_1^{-2}(1 + d/2r_1)$, $c = (2/3)d^2\xi^2(T)r_1^{-4}(1 + d/r_1)^{-1}$,
 $\mu = r_1d\delta^{-2}(T)(1 + 3d/2r_1)$, $\Phi_0^* = \Phi_0(1 + d/r_1)^{-1}$, $\Phi_0 = hc/2e$

квант потока, d - толщина стенки цилиндра, r_1 - его радиус ($d \ll r_1$, $d \ll \delta(T)/\psi$). Здесь ψ - модуль параметра порядка сверхпроводника, $\xi(T)$ - зависящая от температуры длина когерентности, $\delta(T)$ - глубина проникновения поля в сверхпроводник, $\alpha = \delta(T)/\xi(T)$ - параметр теории Гинзбурга - Ландау, H_0 - внешнее поле, $\Phi = H_0 \pi r_1^2$. Магнитное поле внутри полости цилиндра равно Φ/I

$$H_1 = H_0 + \frac{\mu\psi^2/2}{1 + \mu\psi^2/2} \frac{\Phi_0^*}{\pi r_1^2} \left(n - \frac{\Phi}{\Phi_0^*} \right). \quad (2)$$

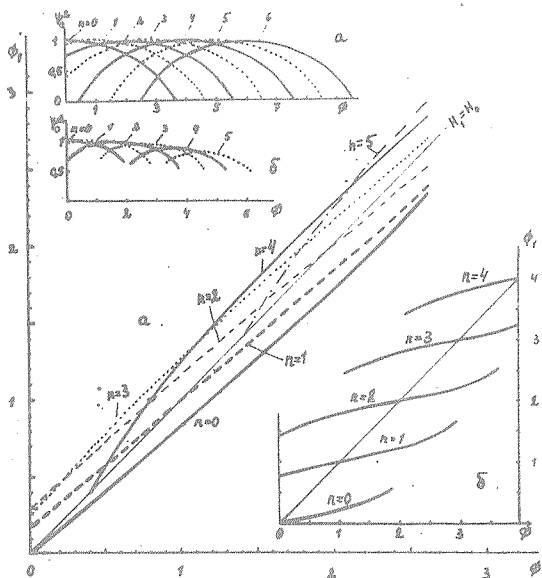
В интересующем нас случае грязных сверхпроводников ($\xi_0 \gg l$) справедливы формулы /3,4/

$$\xi_{\text{dirty}}(T) = 0,85(\xi_0 l)^{1/2} (1 - T/T_c)^{-1/2}, \quad \alpha_{\text{dirty}} = 0,725 \delta_L(0)/l, \quad (3)$$

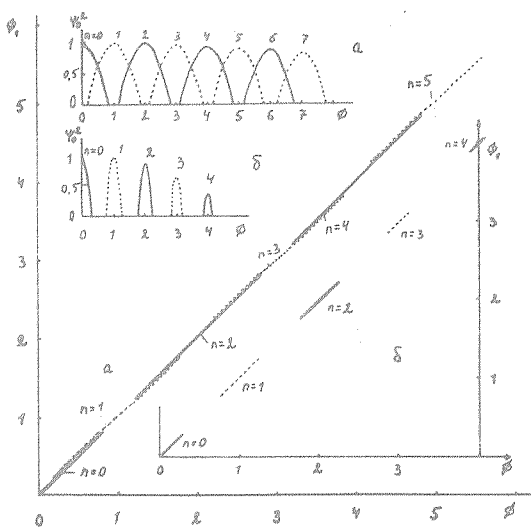
где $\delta_L(0)$ - лондоновская глубина проникновения для чистого сверхпроводника при $T = 0$, l - длина свободного пробега электронов, ξ_0 - длина корреляции при $T = 0$. Учитывая, что в чистом случае имеем /3,4/ $\xi_{\text{clean}}(T) = 0,74\xi_0 (1 - T/T_c)^{-1/2}$, $\alpha_{\text{clean}} = 0,96\delta_L(0)/\xi_0$, легко получить соотношение $\alpha_{\text{dirty}} = 0,755(\xi_0/l)\alpha_{\text{clean}}$ для материалов с одинаковыми $\delta_L(0)$, но различным количеством примесей. Таким образом $\alpha_{\text{dirty}} \gg \alpha_{\text{clean}}$, $\xi_{\text{dirty}} \ll \xi_{\text{clean}}$.

Нас в основном будет интересовать зависимость величины поля H_1 внутри полости от внешнего приложенного поля H_0 . Для нахождения зависимости $H_1(H_0)$ необходимо при данном H_0 найти значение ψ из условия минимума (I) ($\partial f/\partial \psi = 0$), и использовать это значение в (2). В общем случае такая процедура требует численного расчета, результаты которого иллюстрируются на рис. 1,2. При численных расчетах мы использовали значения $\xi_0 = 2 \cdot 10^{-5}$ см, $l = 1 \cdot 10^{-6}$ см, $\alpha_{\text{clean}} = 0,2$ (олово), $\alpha_{\text{dirty}} = 5$ и два набора геометрических параметров: Φ_{DF} ($d = 1,4 \cdot 10^{-4}$ см, $r_1 = 7 \cdot 10^{-4}$ см) и Φ_{LP} ($d = 0,7 \cdot 10^{-5}$ см, $r_1 = 0,8 \cdot 10^{-4}$ см), отвечающих условиям экспериментов /5,6/ со сверхпроводящими цилиндрами.

Как видно из приведенных рисунков, введение примесей в образец при сохранении других его параметров существенно меняет вид кривых. Кривые $H_I(H_0)$, отвечающие разным значениям числа n квантов потока внутри полости, меняют свой наклон и приближаются к биссектрисе $H_I = H_0$, что указывает на более свободное проникновение поля внутрь цилиндра (ослабление экранировки). Вместе с тем кривые с разными n более сильно перекрываются, что свидетельствует о расширении области, где возможны гистерезисные эффекты (поскольку при наличии нескольких состояний возможны перескоки системы с уровня на уровень при одинаковом внешнем поле H_0).



Р и с. I. Зависимость параметра порядка ψ_0^2 и поля внутри цилиндра H_I от приложенного поля H_0 для цилиндра с параметрами ϕ_{DF} при $t = 1 - T/T_c = 5 \cdot 10^{-4}$ в состояниях с разными n , $\phi_I = \pi r_1^2 H_1 / \Phi_0$; $\phi = \pi r_1^2 H_0 / \Phi_0$; а - грязный случай ($\mu = 0,42$, $n_{\max} = 36$), б - чистый случай ($\mu = 7,24$, $n_{\max} = 10$)



Р и с. 2. То же, что на рис. 1, но для цилиндра с параметрами Φ_{LP} при $t = 2 \cdot 10^{-3}$; а - грязный случай ($\mu = 8 \cdot 10^{-3}$, $n_{\max} = 17$), б - чистый случай ($\mu = 0,14$, $n_{\max} = 4$)

Поскольку коэффициент C при квадратичном по полю члене в (I) уменьшается при введении примесей, максимальное число захваченных в цилиндре квантов потока растет (в соответствии с формулой $I/n_{\max} = [\sqrt{2/C}]$). При этом возрастает число осцилляций на кривых $N_1(N_0)$, $\psi_0^2(N_0)$ и $T_C^*(N_0)/I$ (величина ψ_0 - решение уравнения $\partial f / \partial \psi = 0$). Как видно из зависимостей параметра порядка $\psi_0^2(N_0)$, исчезновение решений уравнения $\partial f / \partial \psi = 0$ при данном n происходит в случае грязных образцов путем фазового перехода II рода (т.е. решение $\psi_0^2(N_0)$ исчезает плавно при $\psi_0^2 \rightarrow 0$), в то время как в таких же чистых образцах решения исчезают скачком при конечном ψ_0^2 (фазовый переход I рода) (ср.

кривые $\psi_0^2(H_0)$ на рис. 1,2)^ж). Отметим любопытное обстоятельство: введение примесей способствует фазовым переходам II рода и вместе с тем приводит к расширению области гистерезисных эффектов. При этом однако величина гистерезисных скачков в грязных образцах существенно уменьшается по сравнению с чистым случаем.

Отмеченные изменения зависимостей обусловлены увеличением значений μ в грязных образцах по сравнению с чистым случаем. При этом в грязном образце уменьшается фактор экранировки μ в (1), который в ряде случаев можно считать малым ($\mu \ll 1$). Тогда выражение (1) упрощается и условие $\delta f / \delta \psi = 0$ дает решение

$$\psi_0^2 = 1 - A(\phi - n)^2 - (1/2)C\phi^2, \quad \phi = \Phi / \Phi_0^*, \quad (5)$$

причем ψ_0^2 обращается в нуль (переход II рода) в точках

$$\phi_c = \left\{ An \pm \left[A + \frac{1}{2} C - \frac{1}{2} CAn^2 \right]^{1/2} \right\} / \left(A + \frac{1}{2} C \right). \quad (6)$$

Формулы (5), (6) и (2) описывают поведение кривых $\psi_0^2(H_0)$ и $H_I(H_0)$ на рис. 1,2 при $\mu \ll 1$.

Приведем также формулу для осцилляций критической температуры тонкого цилиндра, которая в случае грязного сверхпроводника принимает вид (ср. /1/):

$$\frac{T_c - T^*}{T_c} = 0,73 \frac{\xi_0^2 l}{r_1^2} \left[\left(1 + \frac{d}{2r_1} \left| \frac{\Phi}{\Phi_0^*} - n \right| \right)^2 + \frac{d^2}{3r_1^2 (1 + d/r_1)} \left(\frac{\Phi}{\Phi_0^*} \right)^2 \right].$$

Эта формула отличается от приведенной в /7/ членами порядка d/r_1 и наличием квадратичного по полю члена. Наконец, если вдоль цилиндра протекает транспортный ток I , то сверхпроводимость всегда разрушается путем фазового перехода I рода (даже

^ж) Это можно понять также из критерия существования фазовых переходов I рода в полых цилиндрах /1/: $(d/z^2 r_1) |n - \Phi / \Phi_0^*|^2 > 1$. Поскольку $d/r_1 \ll 1$ и $|n - \Phi / \Phi_0^*| \ll 1$, то этот критерий может выполняться только для сверхпроводников I рода с достаточным малым значением z .

для грязных сверхпроводников) и для осцилляций критической температуры имеем

$$\frac{T_c - T^*}{T_c} = 0,73 \kappa^2 \frac{\kappa_0 l}{r_1 d} \left\{ 3 \left(\frac{d}{2 r_1} \right)^{1/3} \left[\left(\frac{\Phi}{\Phi_0} - n \right)^2 + \left(\frac{\Phi_I}{\Phi_0} \right)^2 \right]^{1/3} + \frac{d^3}{3 \kappa^2 r_1^2} \left(\frac{\Phi}{\Phi_0} \right)^2 - 2 \right\}$$

при $\mu \psi_0^2 > 1$, и

$$\frac{T_c - T^*}{T_c} = 0,73 \frac{\kappa_0 l}{r_1^2} \left\{ \left(\frac{\Phi}{\Phi_0} - n \right)^2 + \frac{d^2}{3 r_1^2} \left(\frac{\Phi}{\Phi_0} \right)^2 + 3 \left(\frac{\Phi_I}{\Phi_0} \right)^{2/3} \left(\frac{\kappa^2 r_1}{d} \right)^{2/3} \right\}$$

при $\mu < 1$ и $\mu \psi_0^2 \ll 1$. Здесь ψ_0^2 отвечает минимуму термодинамического потенциала (I); $\Phi_I = \pi r_1^2 H_I$, $H_I = 2I / c r_1$.

Поступила в редакцию
31 декабря 1980 г.

Л и т е р а т у р а

1. Р. М. Арутюнян, Г. Ф. Барков, ЖЭТФ, **78**, 1530 (1980).
2. Р. М. Арутюнян, Г. Ф. Барков, ЖЭТФ, **79**, 245 (1980).
3. П. Де Жен, Сверхпроводимость металлов и сплавов, "Мир", М., 1968 г.
4. Д. Сан Жам, Г. Сарма, Е. Томас, Сверхпроводимость второго рода, "Мир", М., 1970 г.
5. B. S. Parks, W. A. Little, Phys. Rev., **A132**, 97 (1964).
6. B. S. Deaver jr., W. M. Fairbank, Phys. Rev. Lett., **7**, 43 (1961); R. Doll, M. Nabauer, Phys. Rev. Lett., **7**, 51 (1961).
7. М. Тинкхам, Введение в сверхпроводимость, Атомиздат, М., 1980 г.