

ДИСКРЕТНЫЙ ХАРАКТЕР ВОЗНИКНОВЕНИЯ ПАРАМАГНИТНОГО ЭФФЕКТА В СВЕРХПРОВОДНИКЕ С ТОКОМ

В. А. Фролов

*Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт»,
г. Харьков, Украина; E-mail: gane_f@ukr.net*

Экспериментально установлено, что при наложении слабого продольного магнитного поля на оловянный монокристаллический цилиндр, по которому протекает надкритичный ток, его относительная кажущаяся магнитная проницаемость μ^* нарастает в процессе кинетики парамагнитного эффекта квазидискретным образом. Число N волнообразных «ступенек» на кинетических кривых не зависит от величины надкритичности тока (т.е. от величины восстановленного током электросопротивления), а зависит лишь от скорости процесса и равно 4 для очень малых скоростей $d\mu^*/dt \sim 1 \text{ мин}^{-1}$ и 2 для скоростей на порядок больших. Наблюденные особенности кинетики могут быть обусловлены скачкообразной перестройкой топологии границ между нормальными и сверхпроводящими доменами в результате смены кругового поля тока геликоидальным результирующим полем.

ВВЕДЕНИЕ

В промежуточном состоянии (ПС), которое создает постоянный ток (I) в сверхпроводящем (s) цилиндре в присутствии слабого продольного магнитного поля (H_z , z – ось цилиндра), возникает так называемый парамагнитный эффект (ПМЭ) [1,2], который состоит в генерации внутри цилиндра собственного продольного магнитного поля того же направления, что и H_z . В большинстве работ эффект регистрировался по измерению внутри цилиндра магнитного потока (Φ), превышавшего поток в нормальнопроводящем (n) состоянии – $\Phi_0 = \pi a^2 \mu_0 H_z$, a – радиус цилиндра, μ_0 – магнитная проницаемость вакуума. При этом кажущаяся относительная магнитная проницаемость, определяемая как

$$\mu^* = \frac{1}{\pi a^2 \mu_0 H_z} \int_0^a 2\pi r B_z(r) dr = \frac{\Phi}{\Phi_0} \quad (1)$$

(где B_z – z -компонента макроскопической магнитной индукции), в пике могла достигать значений $\sim 10 \dots 15$.

Все предыдущие работы, посвященные этому явлению, ставили своей целью изучение его равновесного (статического) аспекта, т.е. изучение состояния, которое устанавливается в образце по окончании переходных процессов, проходящих после включения I и H_z . Самым существенным стало выяснение, что эффект обязан геликоидальной составляющей транспортного тока – ПМЭ отсутствует в цилиндре, разрезанном вдоль оси [3]. После обнаружения порогового характера по H_z [4] стал ясен и его принципиальный механизм – такая топологическая перестройка границ между n - и s -областями, которая обеспечивает прохождение части тока по геликоидальным траекториям. Как конкретно это происходит, до сих пор неизвестно, что не в послед-

нюю очередь связано со сложностью постановки и проведения эксперимента, близкого к идеальному.

В представляемой работе впервые сделана попытка изучения кинетического аспекта ПМЭ. При этом, понимая, что наименее сложным истолкование результатов будет при отсутствии сомнений в отношении того, какова конкретная конфигурация n и s доменов в результате суперпозиции полей тока (H_I) и внешнего (H_z), мы ограничились областью полей H_z , удовлетворяющих условию

$$\varphi = H_z/H_I \ll 1. \quad (2)$$

В этом случае, если H_z накладывается на равновесную структуру ПС, которая предварительно создана током $I > I_c$ (I_c – критический ток), можно с достаточной уверенностью считать конечную структуру ПС, близкой к исходной.

Наиболее полно теория восстановления резистивности сверхпроводящего цилиндра током в отсутствие H_z дана в работах Лондона [4] и Андреева [5]. Одной из характерных черт процесса является значительный токовый интервал, в котором относительное электросопротивление (R/R_n) изменяется от 0 до 1 (R_n – нормальное значение). По этой причине величина R/R_n исходной структуры рассматривалась в нашей работе в качестве одного из задающих кинетику параметров. Конкретно целью работы было измерение временных зависимостей кажущейся относительной магнитной проницаемости $\mu^* = f(t)$, (t – время) в интервале от момента наложения H_z на равновесную структуру ПС, которая предварительно была сформирована током $I > I_c$, до окончания переходных процессов, т.е. до установления равновесной структуры, задаваемой суперпозицией полей H_I и H_z . При этом мы полагали, что максимальная информация будет получена при минимальной скорости кинетики. Ряд условий этого сформулирован и выполнен.

МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ И ОБОСНОВАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Суть методики измерения зависимости $\mu^*(t) = \Phi(t) / \Phi_0$ заключается в отслеживании и регистрации временной зависимости величины наводимого в сверхпроводящем кольце (датчик Φ), охватывающем образец, тока i , который является реакцией на изменение потока внутри образца. Для этого применен описанный в [7] флюксометр, работающий на принципе сохранения потока в замкнутом сверхпроводящем контуре (рис.1). Процессуально измерение Φ состоит в нахождении такого тока I_N , который, делясь в точке В между параллельно включенными для него индуктивностями $L+L_G$ и L_N (L – индуктивность датчика; L_G – входная индуктивность нуля-детектора G ; L_N – стандартная индуктивность), балансирует схему

$$I_G = 0. \quad (3)$$

При этом выполняется соотношение $\Phi = I_N L_N$, позволяющее измерять Φ в единицах стандартного потока. Момент баланса регистрируется визуально по выведенным на периферию показаниям нуля-детектора G , который реагирует на изменения I_G практически мгновенно. Немалым достоинством методики является то, что в момент измерения балансирующего тока суммарный ток через датчик равен нулю, т.е. измерение проводится нулевым методом и не оказывает влияния на образец.

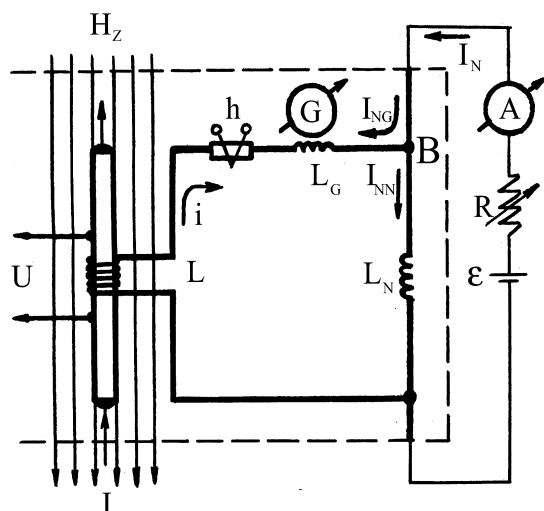


Рис. 1. Схема измерения магнитного потока Φ :

G – нуля-детектор; L – датчик Φ ; L_N – эталонная индуктивность; L_G – входная индуктивность нуля-детектора G ; h – тепловой сверхпроводящий ключ; A – амперметр; R – реостат; ϵ – источник э.д.с. Толстыми линиями изображены сверхпроводящие элементы, низкотемпературная часть обведена штриховой линией

Объектом исследования был монокристаллический цилиндр диаметром 5 мм, длиной примерно 80 мм, изготовленный из очень чистого олова с $\rho_{4,2} / \rho_{300} = 2 \cdot 10^{-5}$ (ρ – удельное электросопротивление). H_z создавалось соленоидом, надетым на гелиевый дьюар. Установка размещалась внутри пермаллового экрана, снижавшего поле Земли не менее чем в 50 раз. Температура в криостате поддерживалась автоматически с точностью $\approx \pm 3 \cdot 10^{-4}$ К. Более подробное описание других методик (измерение R/R_n , определение порогового магнитного поля H_{Zlim} и т.п.) можно найти в работах [8, 4].

В отношении скорости кинетики мы полагали, что чем она меньше, тем большее число характерных особенностей процесса удастся «рассмотреть» (аналогия с визуальным мониторингом деталей объекта, движущегося относительно наблюдателя со скоростью $v > 0$). Обращаясь к первопричине кинетики – затуханию вихревых токов, наводимых в n областях при перемещении фазовых n - s -границ, можно указать ряд факторов, ее определяющих. Во-первых, для получения малой скорости благоприятно уменьшение удельного электросопротивления n фазы, чему и служит выбор металла высокой чистоты. Во-вторых, скорость кинетики должна снижаться при уменьшении вынуждающей силы, пропорциональной $\varphi = H_z / H_c \approx H_z / H_c$. Тем самым выбранная ранее по другим соображениям область экспериментирования $\varphi \ll 1$ благоприятна и в смысле получения малой вынуждающей силы. Естественно, что минимальна она вблизи нижнего конца интервала существования ПМЭ, рядом с пороговым значением φ_{lim} (ниже которого ПМЭ не возникает [4]). Наконец, существует такой тормозящий движение границ фактор, как силы «сухого» трения. Правда, пытаться его увеличить значило бы ухудшать качество кристалла, однако, если экспериментировать вблизи T_c , то из-за уменьшения H_c уменьшается при выбранном φ и H_z относительно повышая торможение. По этой причине эксперименты проведены очень близко к T_c . Не будет излишним отметить, что близость к T_c , кроме сказанного, обеспечивает изотермичность токового s - n -перехода, другими словами, получение не искаженной тепловыми эффектами электродинамической картины.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

«Медленная» кинетика. Данные измерения проведены при температуре $T_l = T_c - 4 \cdot 10^{-2}$ К. Для нее предварительно было найдено (см. подробнее методику в [4]), что $\varphi_{lim}(T_l) \approx 0,0176$. Испытуемое φ взято на самом конце интервала существования ПМЭ: $\varphi = 0,018$. Порядок измерений был следующим. В отсутствие H_z током I создавалось ПС, электросопротивление которого R/R_n измерялось. Далее включалось H_z и измерялась зависимость $\mu^* = f(t)$ до тех пор, пока в образце не устанавливалось равновесие. Подобные измерения проделаны для различных ис-

ходных состояний, характеризуемых параметром R/R_n (рис.2).

Установлено, что минимальное исходное R/R_n , при котором наблюдается ПМЭ, равно 0,46. Ниже этого значения (подчеркиваем при данных T и φ !) собственное поле не генерируется. Как видно из рис.2, полное кинетическое время очень велико и составляет 5...10 мин в зависимости от R/R_n . Несколько моментов заслуживают особо пристального внимания. Во-первых, это наличие вдоль каждой кривой одинакового количества - четырех - волнообразных «ступенек», свидетельствующих, что процесс проходит в четыре стадии. Во-вторых, это продолжительный начальный интервал протяженностью ~ 2 мин, где нет ПМЭ, на кривой $0,71R_n$. Этот промежуток времени имеет смысл инкубационного периода. И в-третьих, это увеличение продолжительности кинетики при увеличении исходного R/R_n , что выглядит, на первый взгляд, парадоксальным – было бы понятнее, чем ближе образец к нормальному, тем меньше кинетическое время.

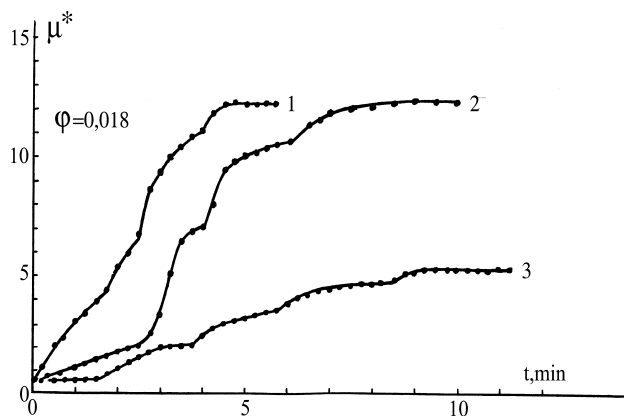


Рис. 2. Зависимость относительной кажущейся магнитной проницаемости μ^* от времени для $T_1 = T_C - 4 \cdot 10^{-2}$ К и $\varphi = 0,018$: 1 - $R/R_n = 0,46$; 2 - $R/R_n = 0,563$; 3 - $R/R_n = 0,71$

«Быстрая» кинетика. Измерения проведены при $T_2 = T_C - 2,04 \cdot 10^{-2}$ К и $\varphi \approx 0,078$. Как и ожидалось, из-за увеличения φ более чем в 4 раза скорости протекания кинетики существенно возросли (в десятки раз) (рис.3). Кроме такого количественного отличия наблюдаются и качественные: на кривых только по две волнообразные «ступеньки» вместо четырех и нет периода инкубации ни при каком R/R_n .

Самое любопытное в приведенных данных это волнообразность кривых, свидетельствующая, что кинетика - сфазированный по длине образца коллективный процесс, что не удивительно ввиду хорошего качества кристалла. Следующая примечательность – четность ступенек в обоих типах кинетики. В принципе эти особенности не противоречат модели ПМЭ [9], базирующейся на лондоновской конструкции ПС цилиндра с током [5]. Эта конструкция представляет собой вереницу неподвижных сверхпроводящих дисков, разделенных

резистивными слоями (рис.4). Согласно [9] наложение H_z приводит к топологической перестройке n - s -границ индивидуальных s -доменов, лежащих в периферическом слое толщиной порядка глубины проникновения магнитного поля λ . Суть перестройки заключается в ориентации этих границ вдоль результирующего геликоидального поля. Достичь геликоидальности указанных участков границ возможно единственным способом разрывом сплошности периферических частей s -доменов в некоторых точках и удалением концов разрывов в противоположные стороны по образующей (см. рис.4). Почти не вызывает сомнений, что четность числа ступенек связана с симметрией решетки монокристалла, которая приводит к образованию двух пар разрывов во взаимно перпендикулярных направлениях. Снижение вдвое количества волн на «быстрых» кривых несомненно связано с ухудшением своеобразной «разрешающей способности» увеличившейся вынуждающей силы по сравнению с «разрешающей способностью» малой вынуждающей силы, которая чувствует различие сверхпроводящих свойств даже точек, лежащих вдоль одной кристаллографической оси. Что касается причины образования разрыва в том или ином конкретном месте, то, скорее всего, ею должна быть анизотропия коэффициента поверхностного натяжения на n - s -границах.

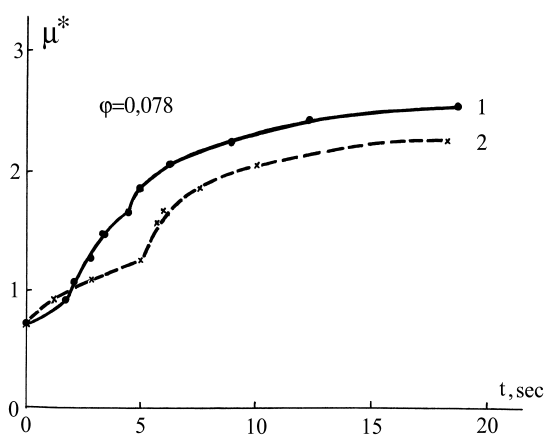


Рис. 3. Зависимость кажущейся магнитной проницаемости μ^* от времени для $T_2 = T_C - 2,04 \cdot 10^{-2}$ К и $\varphi = 0,078$: 1 - $R/R_n = 0,55$, 2 - $R/R_n = 0,71$

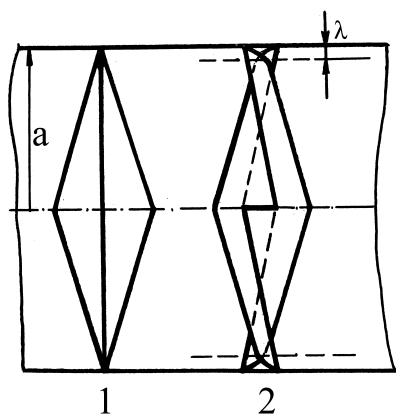


Рис. 4. Лондоновский сверхпроводящий домен в отсутствие H_z (1) и топология n - s -границ при наложении H_z (2)

Отмеченный выше парадокс увеличения кинетического времени с увеличением R/R_n объяснить известными причинами не удастся. Если, однако, принять его за данность, из него вытекает, что относительное количество s -фазы в рассматриваемом ПС растёт с увеличением R/R_n .

Выражаю благодарность О.П. Леденеву за обсуждение результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. K.Steiner, H.Schoeneck // *Phys. Z.* 1937, v.38,

- p.887.
2. K.Steiner. Eine magnetische Erscheinung beim Eintritt der Supraleitung // *Z. Naturforschung* 1949, №4, p. 271-275.
 3. H. Meissner. Paramagnetic effect in superconductors. I. Theoretical aspects // *Phys.Rev.* 1955, v.97, №6, p.1627-1633.
 4. В.А. Фролов. Обнаружение порогового поля парамагнитного эффекта в промежуточном состоянии сверхпроводника // *ФНТ* 1985, т.11, №10, с.1031-1034.
 5. F. London. *Superfluids*. New York: Willey, 1950, 231 с.
 6. А.Ф. Андреев. О разрушении сверхпроводимости током // *ЖЭТФ*. 1968, т.54, №5, с.1510-1519.
 7. В.А. Фролов, Я.С. Кан. О пороговом токе парамагнитного эффекта в сверхпроводниках // *ФНТ*. 1979, т.5, № 5, с.455-460.
 8. .С. Кан, В.А. Фролов. Исследование структуры промежуточного состояния, создаваемого током в монокристаллических и поликристаллических цилиндрических сверхпроводниках. I. Измерения на олове вблизи T_c // *ФНТ*. 1978, т.4, № 1, с.17-31.
 9. . В.А. Фролов, Я.С. Кан. Парамагнитный эффект в сверхпроводниках и его применение для изучения промежуточного состояния // *ФНТ*. 1978, т.7, № 10, с.1235-1244.

ДИСКРЕТНИЙ ХАРАКТЕР ВИНИКНЕННЯ ПАРАМАГНІТНОГО ЕФЕКТУ В НАДПРОВІДНИКУ ІЗ СТРУМОМ

В.А. Фролов

Експериментально встановлено, що при накладенні слабкого подовжнього магнітного поля на олов'яний монокристалічний циліндр, по якому протікає надкритичний струм, його відносна уявна магнітна проникність μ^* зростає в процесі кінетики парамагнітного ефекту квазідискретним чином. Число N хвилюподібних «сходинок» на кінетичних кривих не залежить від величини надкритичності струму (тобто, від величини відновленого струмом електроопору), а залежить лише від швидкості процесу і дорівнює 4 для дуже малих швидкостей $d\mu^*/dt \sim 1 \text{ мин}^{-1}$ і 2 для швидкостей на порядок більших. Спостережені особливості кінетики можуть бути обумовлені стрибкоподібною перебудовою топології меж, розділюючих нормальні і надпровідні домени, в результаті зміни кругового поля струму гелікоїдальним результуючим полем.

DISCRETE CHARACTER OF ORIGIN OF PARAMAGNETIC EFFECT IN THE SUPERCONDUCTOR WITH THE CURRENT

V.A. Frolov

Experimentally it fixed that at superposition of a weak longitudinal magnetic field on the tin monocrystalline cylinder through which runs a supercritical current, its relative apparent magnetic permeability μ^* builds up during kinetic of paramagnetic effect in a quasidiscrete manner. The number N of "steps" on kinetic curves does not depend on magnitude of a current (i.e., on magnitude of reduced by current resistance), and depends only on a process velocity and is equal 4 for very small velocities - $d\mu^*/dt \sim 1 \text{ min}^{-1}$, and 2 for order major velocities. Kinetic singularities observed can be stipulated by the jump reorganization of topology of boundaries between normal and superconducting domains as a result of changeover of a circular current field to a helical resulting field.