

С. В. Николаев, К. Н. Югай

Омский государственный университет им. Ф. М. Достоевского
 пр. Мира, 55а, Омск, 644077, Россия
 E-mail: 25sergeyn@mail.ru

ДИНАМИКА ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА В СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ НАНОПРОВОЛОКЕ

В настоящей работе исследуется процесс разрушения сверхпроводящего состояния в нанопроволоке с током. Для этого используется одномерное нестационарное уравнение Гинзбурга – Ландау. Численные расчеты позволили воссоздать картину разрушения сверхпроводящего состояния в присутствии динамических центров проскальзывания фазы (ЦПФ). Также было проведено исследование отклика данной системы на локальное тепловое возмущение при различных параметрах этого возмущения.

В одномерных сверхпроводниках – нанопроволоках – возникают физические явления, которые не наблюдаются в объемных сверхпроводниках. Прежде всего, это возникновение сопротивления при токе, значительно ниже критического, в отсутствие внешнего магнитного поля. Впервые это явление было установлено экспериментально в работах [1; 2]. Последующие экспериментальные и теоретические исследования [3–7] позволили сделать важные заключения о роли тепловых флуктуаций в этом явлении: они вызывают процесс проскальзывания фазы. В случае протекающего в нанопроволоке тока близкого к критическому ситуация существенно меняется. Даже в случае постоянного тока в системе развиваются процессы, зависящие от времени [8].

Отличие от [8; 9] мы вводим новый параметр u и определяем его как параметр характеризующий «чистоту» сверхпроводящего материала. Было обнаружено, что в случае длинной сверхпроводящей нанопроволоки с длиной гораздо большей длины когерентности и при $u > 1$ («чистый» предел) существуют два значения критического тока j_{c1} и j_{c2} [10; 11]. При $j < j_{c1}$ полный ток является только сверхпроводящим, а при $j > j_{c2}$ нормальным. В области значений плотности тока $j_{c1} < j < j_{c2}$ полный ток состоит из сверхпроводящей и нормальной компоненты, что приводит к появлению разности потенциалов на нанопроволоке. Анализируя спектры излучения и пространственно-временные распределения функции $|\psi|$ (модуль параметра порядка), были обнаружены области регулярного и хаотического режимов. При $u < 1$ («грязный» предел) сущест-

вует только одно значение критического тока, равного критическому току теории Гинзбурга – Ландау.

Эволюцию параметра порядка в сверхпроводящей нанопроволоке можно описать нестационарным одномерным уравнением Гинзбурга – Ландау в виде:

$$\frac{\partial}{\partial t} \psi + i\mu\psi = \frac{\partial^2}{\partial x^2} \psi + \psi - |\psi|^2 \psi, \quad (1)$$

$$j = \text{Im} \left(\psi^* \frac{\partial}{\partial x} \psi \right) - u \frac{\partial}{\partial x} \mu,$$

где использованы следующие нормировки:

$$x \rightarrow \frac{x}{\xi}, \quad \psi \rightarrow \frac{\Delta}{\Delta_0}, \quad t \rightarrow \frac{t}{t_0},$$

$$t_0 = \frac{\pi \hbar}{8k(T_c - T)}, \quad \mu \rightarrow \frac{\mu}{\mu_0},$$

$$\mu_0 = \frac{8k(T_c - T)}{\pi}, \quad j \rightarrow \frac{j}{j_0}, \quad j_0 = \frac{eN\hbar}{2m\xi}.$$

Здесь ξ – длина когерентности, Δ_0 – равновесное значение энергетической щели, t_0 – время релаксации параметра порядка, μ – электрохимический потенциал, j – плотность полного тока, m – масса электрона, N – плотность электронов проводимости.

Поскольку время между двумя последовательными рассеяниями электрона $\tau_l = l/V_F$, где l – длина свободного пробега электрона, а V_F – скорость электрона на поверхности Ферми, то параметр u можно записать в виде:

$$u = 0,46 \frac{l}{\xi_0} \quad (2)$$

В такой записи становится понятен физический смысл этого параметра. Случай $u < 1$

($l \ll \xi_0$) соответствует «грязному» сверхпроводнику, а $u > 1$ ($l \gg \xi_0$) – «чистому».

В ходе численного интегрирования системы уравнений (1) была обнаружена область значений параметров j и u [11], в которой функция модуля параметра порядка $|\psi|$ имеет неоднородные нестационарные решения. Центр проскальзывания фазы (ЦПФ) вводится как локальная область сверхпроводника, в которой происходит подавление параметра порядка до нуля, в результате чего становится возможен скачок фазы волновой функции ψ на 2π .

Численные расчеты показали, что с увеличением параметра j происходит рост числа ЦПФ в сверхпроводящей нанопроволоке. При достижении параметром j некоторого определенного значения при заданной длине проволоки происходит «насыщение» сверхпроводящей нанопроволоки центрами проскальзывания фазы. После чего, при дальнейшем увеличении параметра j , начинается процесс разрушения сверхпроводящего состояния нанопроволоки [10].

Можно ввести понятие плотности ЦПФ следующим образом:

$$\rho = \frac{n}{L}, \quad (3)$$

где n – число ЦПФ, L – длина сверхпроводящей нанопроволоки в единицах ξ . Оказалось, что при определенном значении параметра j плотность ЦПФ достигает своего критического значения ρ_c . Зная ρ_c (в нашем случае $\sim 1/5$), можно определить характерный размер одиночного ЦПФ, который составил $\sim 5\xi$.

Если проанализировать пространственно-временные распределения, то можно увидеть, что в регулярной области возникает строгая периодическая структура одиночных ЦПФ. В хаотической области подобной одиночной периодичности не возникает, но проявляется периодичность некоторых пространственно-временных групп ЦПФ. Причем с увеличением параметра j эти группы видоизменяются. При дальнейшем увеличении параметра j (выше значения, соответствующего критической плотности ЦПФ) возникает обратный механизм уменьшения числа ЦПФ за счет разрушения сверхпроводящей нанопроволоки, что приводит к регуляризации спектра напряжения и пространственно-временных распределений. Разрушение сверхпроводящего состояния при симметричных граничных условиях

($|\psi(0,t)| = |\psi(L,t)|$) происходит с середины нанопроволоки (рис. 1). Центральные ЦПФ, соединяясь вместе, образуют единую нормальную область, к которой при увеличении параметра j (т. е. плотности тока) присоединяются соседние ЦПФ. Это продолжается, пока вся нанопроволока не становится нормальной, при этом вольт-амперная кривая выходит на омическую зависимость [11].

Исследование резистивной области необходимо начать с детального изучения одиночного ЦПФ. Для этой цели было предложено ввести тепловую неоднородность, которая спровоцирует образование подобного центра проскальзывания фазы.

Локальное тепловое возмущение можно ввести, используя еще один параметр, входящий в уравнение Гинзбурга–Ландау – температуру. Уравнения (1) можно записать в виде:

$$\frac{\partial}{\partial t}\psi + i\mu\psi = \frac{\partial^2}{\partial x^2}\psi + (1 - \Delta\tau)\psi - |\psi|^2\psi, \quad (4)$$

где $\Delta\tau = \frac{\Delta T}{T_c - T_0}$ – относительная величина локального теплового возмущения, T_0 – температура образца.

В этом случае функция температуры имеет следующий вид (от времени не зависит): $T = \begin{cases} T_0, & a < x < b; \\ T_0 + \Delta T, & x > b, x < a. \end{cases}$

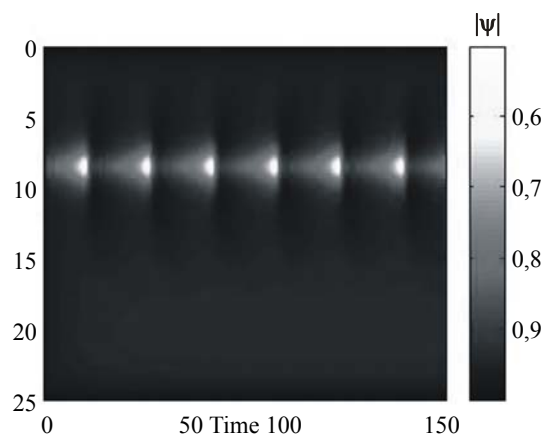


Рис. 1. Пространственно-временные распределения модуля параметра порядка $|\psi|$. Длина сверхпроводящей нанопроволоки $L = 25\xi$,

параметр $u = 5$, плотность полного тока $j = 0,38$. Параметры области возмущения: ширина $\Delta L = 1\xi$, температура возмущения $\Delta\tau = 0,8$

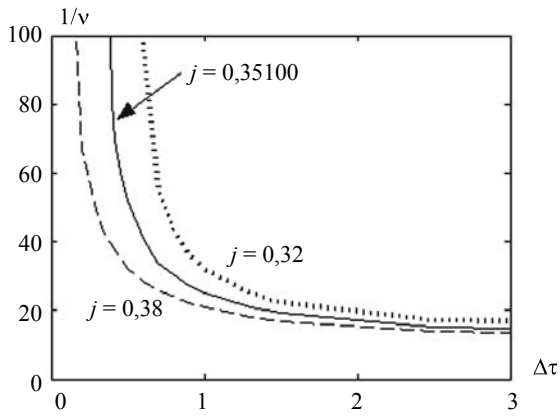


Рис. 2. Зависимость периода скачков фазы от величины температуры возмущения при величине полного тока $j = 0,32; 0,35; 0,38$. Длина сверхпроводящей нанопроволоки $L = 25\zeta$, параметр $u = 5$, ширина области возмущения $\Delta L = 1$

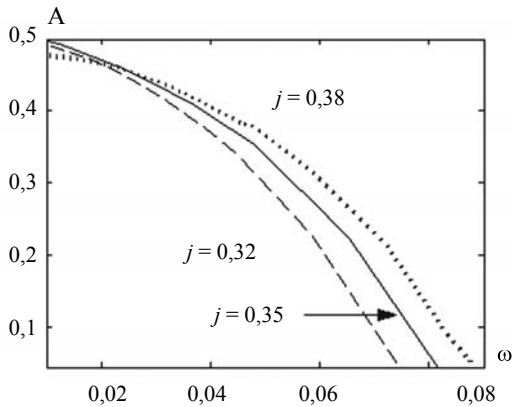


Рис. 3. Зависимости амплитуды напряжения от частоты скачков фазы при величине полного тока $j = 0,32; 0,35; 0,38$. Длина сверхпроводящей нанопроволоки $L = 25\zeta$, параметр $u = 5$, ширина области возмущения $\Delta L = 1\zeta$

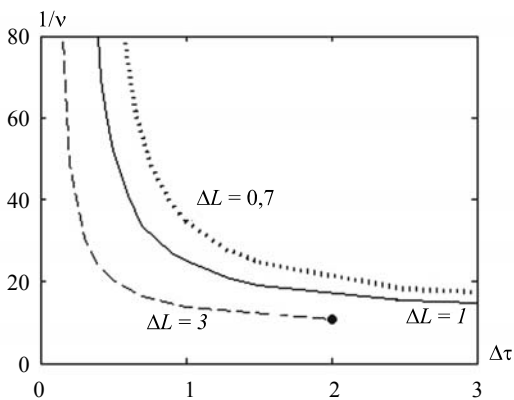


Рис. 4. Зависимость периода скачков фазы от величины температуры возмущения при ширине области возмущения $\Delta L = 0,7\zeta; 1,0\zeta; 3,0\zeta$. Длина сверхпроводящей нанопроволоки $L = 25\zeta$, параметр $u = 5$, плотность полного тока $j = 0,35$

Локальное тепловое возмущение приводит к образованию центра проскальзывания фазы.

Но, как показали расчеты, возникновение ЦПФ возможно только при определенных характеристических параметрах этого возмущения. Исследование системы с локальным тепловым возмущением выявило следующие зависимости частоты скачков фазы: от величины теплового возмущения; от величины полного тока; от ширины области возмущения. Как видно из рис. 2, величина теплового возмущения Δt имеет некоторое критическое значение, ниже которого ЦПФ не наблюдается (т.е. период образования ЦПФ стремится к бесконечности). Причем величина этого критического значения зависит от полного тока j , с увеличением которого она уменьшается.

Численное интегрирование показало, что с увеличением частоты образования ЦПФ амплитуда напряжения на нанопроволоке уменьшается. Изменение полного тока приводит к изменению амплитудно-частотной характеристики (АЧХ). Причем приближение полного тока к $j_{cl} = 0,3849$ уменьшает амплитуду в области малых частот (рис. 3). Изменение ширины области возмущения не приводило к существенному изменению АЧХ при фиксированном значении полного тока.

Период образования ЦПФ как функция от величины теплового возмущения зависит от ширины области этого возмущения. Так же как в токовой зависимости, критическая величина теплового возмущения уменьшается с увеличением ширины области возмущения. Такое поведение можно объяснить сильным влиянием невозмущенной части сверхпроводящей нанопроволоки (эффект близости). Точка на графике (рис. 4) при значении ширины области возмущения $\Delta L = 3$ означает разрушение сверхпроводящего состояния в данной области нанопроволоки.

В заключение подчеркнем основные результаты работы. Во-первых, численно воссоздана картина разрушения сверхпроводящего состояния в присутствии динамических центров проскальзывания фазы (ЦПФ). Во-вторых, исследовано влияние тепловой неоднородности на процесс образования одиночного центра проскальзывания фазы.

Список литературы

1. Lukens J. E., Warburton R. J., Webb W. W. Onset of quantized thermal fluctuations in «one-dimensional» superconductors // Phys. Rev. Lett. 1970. Vol. 25. P. 1180.
2. Newbower R. S., Beasley M. R., Tinkham M. Fluctuation effects on the superconducting transition of tin whisker crystals // Phys. Rev. B. 1972. Vol. 5. P. 864.
3. Giordano N. Dissipation in a one-dimensional superconductor: evidence for macroscopic quantum tunneling // Phys. Rev. B. 1990. Vol. 41. P. 6350.
4. Bezryadin, Lau C. N., Tinkham M. Quantum suppression of superconductivity in ultrathin nanowires // Nature. 2000. Vol. 404. P. 971.
5. Little W. A. Decay of persistent currents in small superconductors // Phys. Rev. 1967. Vol. 156. P. 396.
6. Langer J. S., Ambegaokar V. Intrinsic resistive transition in narrow superconducting channels // Phys. Rev. 1967. Vol. 164. P. 498.
7. McCumber D. E., Halperin B. I. Time scale of intrinsic resistive fluctuations in thin superconducting wires // Phys. Rev. B. 1970. Vol. 1. P. 1054.
8. Ивлев Б. И., Копнин Н. Б. Теория токовых состояний в узких сверхпроводящих каналах // УФН. 1984. Т. 142. С. 435.
9. Ивлев Б. И., Копнин Н. Б. Маслова Л. А. Динамика резистивного состояния сверхпроводников // ЖЭТФ. 1980. Т. 78. С. 1963.
10. Nikolaev S. V., Yugay K. N., Kim J. U. et al. Dynamical phase slipping in superconducting nanowires // J. Supercond. 2005. Vol. 18. P. 261.
11. Николаев С. В., Югай К. Н. Динамические свойства сверхпроводящей нанопроволоки // ЖЭТФ. 2006. Т. 129. С. 371.

Материал поступил в редколлегию 28.11.2006