

Спиральная кочтракция тлеющего разряда проявляется также и в другом газе — ксеноне.

Обнаруженное в работе явление спиральной контракции разряда в виде устойчивой структуры в неоднородном пространстве может, по-видимому, проявляться и в других системах, например в плазме полупроводников.

Институт химической
физики АН СССР, Москва

Поступило в Редакцию
18 февраля 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 14

26 июля 1988 г.

ТЕПЛОВАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ СТАБИЛИЗИРОВАННЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ С ВЫСОКИМИ T_c .

В.А. А л ь т о в, А.А. А х м е т о в,
В.В. С ы ч е в

Появление высокотемпературных сверхпроводников (ВТС), обладающих значительной токонесущей способностью [1, 2], ставит вопрос о возможности и методах стабилизации в них сверхпроводящего состояния. На начальном этапе рассмотрения проблемы не имеет принципиального значения форма стабилизируемого нормальным металлом сверхпроводника, будь то находящиеся в контакте между собой пленки или сверхпроводящие включения (например, жилы) в нормальной матрице (композит). Отметим, что до настоящего времени в последнем случае не достигнуто несомненных результатов.

В работе рассмотрена задача об эволюции теплового импульса в сверхпроводнике, находящемся в идеальном тепловом и электрическом контакте с нормальным металлом и несущем транспортный ток. С этой целью выполнено численное решение одномерного нестационарного уравнения теплопроводности [3]:

$$c(\theta) \frac{\partial \theta}{\partial \tau} = \frac{\partial}{\partial x} \left[\lambda(\theta) \frac{\partial \theta}{\partial x} \right] - q(\theta) + g(\theta), \quad (1)$$

где $\theta = \frac{T - T_0}{T_c - T_0}$, T — температура композита (K), T_0 — температура хладагента, T_c — критическая температура, τ и x — время и координата вдоль композита, нормированные на тепловое время и тепловую длину при T_0 [3], $c = c(\tau)/c(T_0)$ и $\lambda = \lambda(\tau)/\lambda(T_0)$ — теплоемкость и теплопроводность, нормированные на их значения при T_0 . Было принято, что теплоотвод в хладагент q описывается ломаной линией (1), изображенной на рис. 1,а. Излом отражает здесь кризис кипения хладагента, приводящий к резкому ухудшению теплоотдачи в результате перехода от пузырькового к пленочному режиму кипения

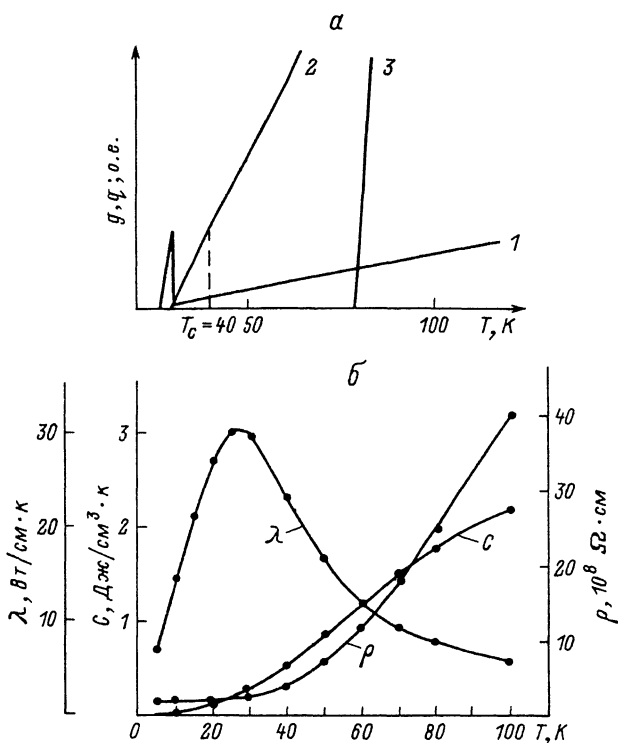


Рис. 1. Зависимости от температуры.

а - тепловода в хладагент (кривая 1), тепловыделения для композитов А и Б (кривые 2 и 3) в относительных единицах; б - теплоемкости, теплопроводности и электросопротивления меди.

при $T > T_{cr}$. Тепловыделение в композите g зависит от транспортного тока, приведенного к критическому току при температуре хладагента $i = \frac{I}{I_c(T_0)}$. Для q и g можно записать:

$$q = \begin{cases} \theta; & \theta < \theta_{cr} \\ m\theta; & \theta \geq \theta_{cr}; \end{cases} \quad g = \alpha i^2 \frac{\rho(T(\theta))}{\rho(T(0))} r(i, \theta); \quad r = \begin{cases} 0 & \theta \leq 1-i \\ \frac{\theta+i-1}{i}, & 1-i \leq \theta \leq 1, \\ 1 & \theta > 1 \end{cases} \quad (2)$$

где ρ - удельное сопротивление матрицы, α - параметр стабильности Стекли [3], определенный по отношению к пузырьковому кипению и величине $\rho(0)$. Нетрудно показать, что выражение (2) соответствует линейной зависимости критического тока ВТС от тем-

пературы. Кроме того, в записи (2) предполагается, что удельное сопротивление ВТС в нормальном состоянии много больше ρ .

Уравнение (1) с не зависящими от температуры величинами λ , c , ρ и $q = \theta$ решалось в [4]. Было отмечено, что тепловой импульс, созданный в проводнике, исчезает за конечное время либо трансформируется в волну переключения [3, 5], переводящую проводник в стационарное нормальное состояние. Однако условие λ , c , $\rho = const$ не применимо в случае $T_0 > 20$ К, где температурная зависимость электросопротивления матрицы оказывает решающее влияние на эволюцию нормальной зоны. Ниже для расчетов были выбраны параметры: $T_0 = 27$ К, $T_{cr} = 30$ К, $m = 0.03$, упрощенно описывающие охлаждение композита в жидком неоне. Используемые зависимости $\rho = \rho(T)$ и $c = c(T)$ получены из экспериментальных данных для технической меди с $\frac{\rho(273\text{К})}{\rho(4.2\text{К})} = 100$ (теплоемкость ВТС из-за малого относительного объема в композите предполагалась пренебрежимо малой). Соответствующие кривые приведены на рис. 1, б совместно с кривой $\lambda = \lambda(T)$, полученной из зависимости $\rho = \rho(T)$ по правилу Видемана-Франца. Из рисунка видно, что кривая теплопроводности при $T > 30$ К является падающей (см. также экспериментальные данные в [6]). В этом же интервале температур величина ρ начинает заметно увеличиваться.

Эволюция нормальной зоны проиллюстрирована ниже на примере двух проводников с параметрами: $T_c = 40$ К, $\alpha = 0.2$, $i = 0.8$ (композит А) и $T_c = 100$ К, $\alpha = 0.5$, $i = 0.3$ (композит Б). Соответствующие кривые тепловыделения (2 и 3) приведены на рис. 1, а. Используя их совместно с зависимостями $\lambda = \lambda(\theta)$ и $q = q(\theta)$, легко найти неоднородные стационарные решения уравнения (1). Такие решения (критические зародыши [5]), являющиеся при $i = const$ неустойчивыми [3, 5], показаны на рис. 2, а, б пунктирными линиями. Нестационарные температурные распределения для различных моментов времени τ были получены численным решением уравнения (1) с начальными условиями, соответствующими появлению в момент $\tau = 0$ прямоугольного теплового импульса с температурой θ_0 и длиной $|x| \leq \alpha = 1$. На рис. 2, а распределения $\theta = \theta(x, \tau)$ показаны для композита А и $\theta_0 = 1.2$. Из рисунка видно, что с некоторого момента начинается непрерывное возрастание температуры нормальной зоны. В течение всего процесса увеличивается полуширина температурного распределения (ширина, определенная на половине высоты), обозначенная на вставках к рис. 2, а, б как l .

Изменяя температуру θ_0 , легко определить значение θ_{0s} , граничное по отношению к процессам разрушения и восстановления сверхпроводимости. При $|\Delta\theta_0| = |\theta_{0s} - \theta_0| \leq \theta_0$ характер эволюции определяется за времена $\tau \approx 1$. Напротив, в случае $|\Delta\theta_0| \ll \theta_0$ существует длительный период, в течение которого нестационарное распределение температуры приближается к форме критического зародыша, причем при $|\Delta\theta_0| \rightarrow 0$ длительность указанного периода возрастает, как и степень приближения нестационарного и стационарного температурных распределений. Сказанное здесь справедливо

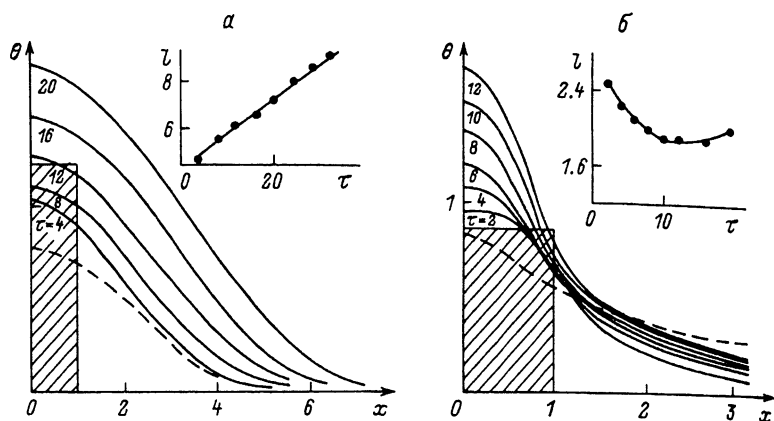


Рис. 2. Зависимости $\theta = \theta(x)$ для различных моментов времени τ . а - композит А, $\theta_0 = 1.2$; б - композит Б, $\theta_0 = 0.86$.

для сравнительно узкого импульса $a = 1$. При увеличении длины импульса до значений $a \gg 1$ квазистационарное температурное распределение температуры не реализуется, однако зависимость $l = l(\tau)$ остается возрастающей.

Иная ситуация складывается для проводника Б, представленного на рис. 1, а более крутой кривой тепловыделения (3). Здесь также легко определить величину $\theta_{0в}$, однако при $a = 1$ и $|\Delta\theta_0| \leq \theta_0$ квазистационарное температурное распределение отсутствует. Кроме того, эволюция импульса характеризуется здесь следующей особенностью: в течение некоторого интервала времени возрастание температуры в центре нормальной зоны сопровождается уменьшением полуширины температурного распределения (см. рис. 2, б и вставку к нему, где приведены результаты для $\theta_0 = 0.86 > \theta_{0в}$). Уменьшение величины l в течение всего процесса характерно для образования т.н. областей метастабильной локализации [7, 8]. Соответствующие исследования выполнялись в [7, 9] на примере уравнения (1) при условии: $c = 1$, $q = 0$, $\lambda = \theta^{\beta}$, $g = \theta^{\alpha}$, где $\beta > 0$, $\alpha > \beta + 1$. Численно изученное в настоящей работе уравнение имеет особенности, сближающие его с задачей, [7-9] (см. приведенные на рис. 1, б кривые $\Lambda(\tau)$ и $\rho(\tau)$, однако соответствие решений является ограниченным, по-видимому из-за резкой температурной зависимости теплоемкости и наличия зависящего от температуры охлаждения.

С точки зрения практического использования композитов на основе ВТС рассмотренная особенность перегрева является, очевидно, нежелательной. Следует в заключение отметить, что возможная неидеальность электрического контакта между сверхпроводником и нормальным металлом способна качественно изменить характер распространения нормальной зоны [10]. Такой случай (с учетом зави-

симостей Δ , C и ρ от температуры) требует отдельного рассмотрения.

Л и т е р а т у р а

- [1] E n o m o t o Y., M u r a k a m i T., S u z u k i M., M o r i w a k i K. - Jap. J. Appl. Phys., 1987, v. 26, N 7, p. 1248-1250.
- [2] C h a u d h a r i P., K o s c h R.H., L a i b o w i t z R.B. et al. - Phys. Rev. Lett., 1987, v. 58, N 25, p. 2684-2686.
- [3] А л ь т о в В.А., З е н к е в и ч В.Б., К р е м л е в М.Г., С ы ч е в В.В. Стабилизация сверхпроводящих магнитных систем, М.: Энергия, 1975. 332 с.
- [4] C h e n W.G., P u r s e l l J.R. - Appl. Phys. Lett., 1977, v. 31, N 2, p. 127-129.
- [5] Г у р е в и ч А.В., М и н ц Р.Г. Тепловые автоволны в нормальных металлах и сверхпроводниках, М.: ИВТАН, 1987. 167 с.
- [6] М а л к о в М.П., Д а н и л о в И.Б., З е л ь д о - в и ч А.Г., Ф р а д к о в А.Б. Справочник по физико-техническим основам криогеники, М.: Энергоатомиздат, 1985. 431 с.
- [7] С а м а р с к и й А.А., З м и т р е н к о Н.В., К у р д ю м о в С.П., М и х а й л о в А.П. - ДАН СССР, 1976, т. 227, № 2, с. 321-324.
- [8] В а с и л ь е в В.А., Р о м а н о в с к и й Ю.М., Я х н о В.Г. - УФН, 1979, т. 128, в. 4, с. 625-666.
- [9] С а м а р с к и й А.А., З м и т р е н к о Н.В., К у р д ю м о в С.П., М и х а й л о в А.П. - Письма в ЖТФ, 1977, т. 26, с. 620-623.
- [10] А х м е т о в А.А., М и н ц Р.Г. - Письма в ЖТФ, 1983, т. 9, № 21, с. 1306-1310.

Всесоюзный научно-исследовательский институт метрологической службы (ВНИИМС), Москва

Поступило в Редакцию
14 апреля 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 14

26 июля 1988 г.

О СТРУКТУРЕ СРЕДЫ ВБЛИЗИ ПОРОГА ПРОТЕКАНИЯ В ДВУМЕРНОМ СЛУЧАЕ

С.П. Л у к ь я н е ц, А.А. С н а р с к и й

Структура среды вблизи порога протекания и ее связь с эффективной проводимостью исследуется давно. Первая модель для случая $\rho > \rho_c$ (ρ - концентрация металла, ρ_c - порог протекания) была