

<https://doi.org/10.3176/phys.math.1981.2.11>

УДК 537.312.62 : 536.74

В. БОГОМОЛОВ, Ю. КУМЗЕРОВ, В. ПИМЕНОВ

ИЗМЕРЕНИЕ ТЕПЛОЕМОСТИ ТОНКИХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ НИТЕЙ В ОБЛАСТИ СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО ПЕРЕХОДА

V. BOGOMOLOV, J. KUMZEROV, V. PIMENOV. PEENTE METALLNIITIDE SOOJUSMAHTUVUSE
MÕOTMINE ÜLIJUHTIVA SIIRDE PIIRKONNAS

V. BOGOMOLOV, Y. KUMZEROV, V. PIMENOV. MEASURING THE HEAT CAPACITY OF FINE
METAL FILAMENTS IN THE FIELD (REGION) OF SUPERCONDUCTIVE TRANSITION

(Представил Э. Липпмаа)

Физические свойства металлов в мелкодисперсном состоянии, в том числе тонких металлических пленок и нитей, в настоящее время интенсивно изучаются. Теплоемкость является важной характеристикой таких объектов, особенно в области фазовых переходов, где проявляются ее особенности. Однако измерения ее обычными калориметрическими методами весьма затруднительны из-за малых объемов исследуемых образцов. Поэтому при измерении теплоемкости тонких металлических пленок используют неравновесные методы [1]. В данной работе описан неравновесный метод измерения теплоемкости ультратонких металлических нитей в области сверхпроводящего перехода при подогреве образца током с разделением частот полезного сигнала и нагревателя.

Металлические нити Hg, Ga, In, Sn диаметрами от 20 до 100 Å получались вдавливанием жидкого металла в каналы природного хризотилового асбеста [2]. Образцы представляли собой пучки асбестовых волокон диаметром в несколько десятых долей мм, длиной ~ 1 см и содержали около 10^6 параллельных металлических нитей со средним расстоянием между ними ~ 200 Å. На пучок волокон наматывалась манганиновая проволока с сопротивлением в несколько Ом (см. рис. 1).

Теплоемкость измерялась следующим образом. На нагреватель 4 (рис. 1) подавался сигнал с частотой ν . Переменный тепловой поток удвоенной частоты 2ν , затухая, доходил до нитей и вызывал колебания их температуры, обратно пропорциональные теплоемкости нитей. Выражение для теплоемкости имеет вид

$$C(T) = Q/4\pi\nu\Delta T(T), \quad (1)$$

где ΔT — амплитуда колебаний температуры нитей с частотой 2ν , $Q/4\pi\nu$ — количество тепла, затраченное на нагрев образца за $1/2$ периода тепловой волны.

Таким образом, при постоянной мощности нагревателя для определения температурной зависимости теплоемкости надо измерить температурную зависимость ΔT . В качестве термометра в данном случае использовался сам сверхпроводящий переход, поскольку он существует

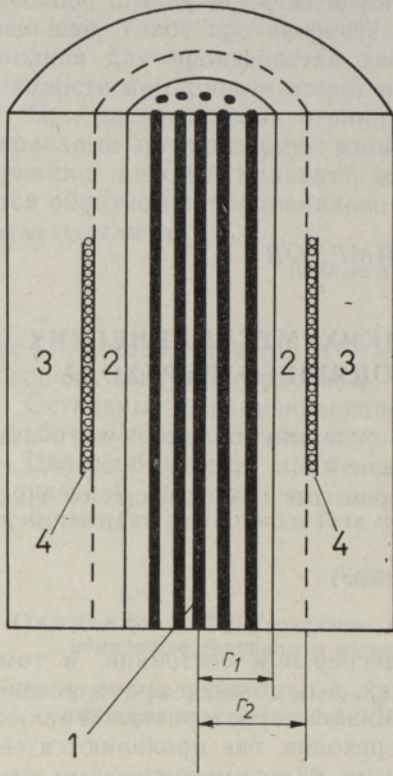


Рис. 1. Схематическое изображение образца: 1 — асбестовая матрица с каналами, заполненными металлом; 2 и 3 — эпоксидная смола; 4 — нагреватель; $r_1 \cong 0,05 \cdot 10^{-3}$ м, $r_2 \cong 0,15 \cdot 10^{-3}$ м.

на значительном температурном интервале («размытие» сверхпроводящего перехода за счет флуктуаций составляет порядка 2 градусов для нитей диаметром 20 Å [3]). Для вычисления ΔT необходимо знать R — сопротивление нитей в области сверхпроводящего перехода и $U_{2\nu}$ — переменный сигнал частоты 2ν , которые связаны с ΔT формулами

$$\frac{1}{\Delta T} = \frac{\partial R}{\partial T} \cdot \frac{1}{\Delta R}, \quad \Delta R = U_{2\nu}/I_0, \quad (2)$$

где I_0 — постоянный ток, пропускаемый через образец. И хотя определенная таким образом теплосмкость относится не только к нитям, но и к матрице, помешать качеству измерений это не может, так как у матрицы никаких особенностей в этой области температур нет.

В целях уменьшения затухания тепловой волны на пути нагреватель—тонкие нити измерения проводились на низкой частоте ~ 10 Гц. Корректность метода проверялась измерением теплоемкости на частотах 10—50 Гц и расчетом средней абсолютной величины теплоемкости всего исследуемого образца. Для оценки последней величины рассчитывалось затухание теплового потока на пути нагреватель—матрица с тонкими нитями (см. рис. 1). При расчете образец считался бесконечным цилиндром, а нагреватель — сосредоточенным на границах областей 2 и 3. Затухание тепловой волны на тонких нитях вследствие их большой температуропроводности (по сравнению с температуропроводностью асбестовой матрицы) не учитывалось. В принятых приближениях исходные уравнения имеют следующий вид:

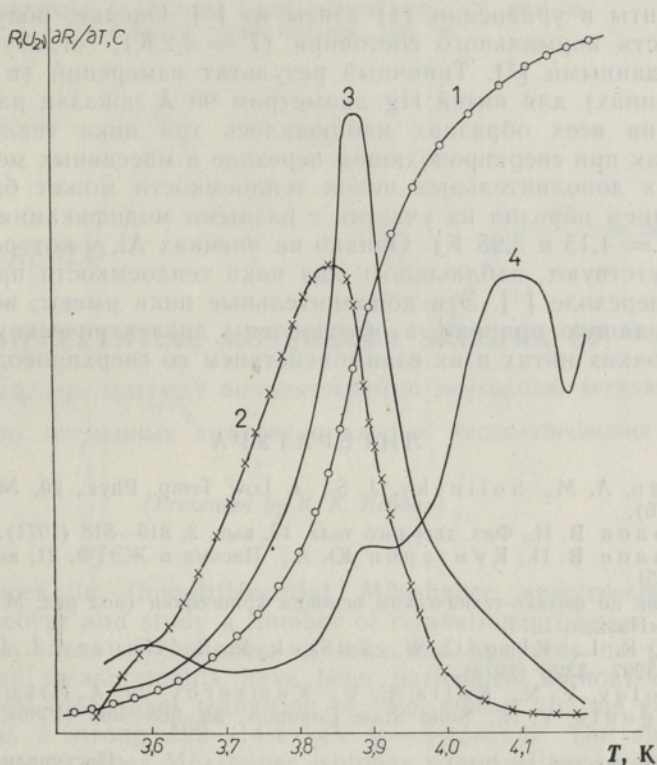


Рис. 2. Результат измерения теплоемкости нитей Hg:
1 — $R(T)$, 2 — U_{2v} , 3 — $\partial R / \partial T$, 4 — $C(T)$.

$$c_j Q_j \frac{\partial T_j}{\partial \tau} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\lambda_j r \frac{\partial T_j}{\partial r} \right), \quad j=1, 2, 3, \quad (3)$$

где c_j , Q_j , λ_j — теплоемкость, плотность и теплопроводность соответственно областей j . Граничные условия:

$$T_3 \Big|_{r \rightarrow \infty} \rightarrow \text{огр}, \quad \frac{\partial T_1}{\partial r} \Big|_{r=0} = 0,$$

$$T_j \Big|_{r=r_{j-1}} = T_{j-1} \Big|_{r=r_{j-1}}, \quad \lambda_j \frac{\partial T_j}{\partial r} \Big|_{r=r_{j-1}} = \lambda_{j-1} \frac{\partial T_{j-1}}{\partial r} \Big|_{r=r_{j-1}} + q_j, \quad q_j = \begin{cases} q_n, & \text{если } j=3, \\ 0, & \text{если } j=2, \end{cases}$$

$q_n = q_0 \exp(i\omega\tau)$, $\omega = 4\pi\nu$, q_0 — амплитуда теплового потока от нагревателя.

Решение ищется в виде $T_j = T_{\omega j} \exp(i\omega\tau)$. Искомое распределение теплового потока в области l имеет вид

$$q(r)/q_0 = |Z| \cdot |I_1(\varphi_1 r)|, \quad (4)$$

где $I_1(\varphi_1 r)$ — функция Бесселя мнимого аргумента, Z — дробно-линейная функция от функций Бесселя мнимого аргумента, $\varphi_1 = \sqrt{i} \sqrt{4\pi\nu/a_1}$, $a_1 = \lambda_1/c_1 Q_1$.

Константы в уравнении (4) взяты из [4]. Оценки, полученные для теплоемкости нормального состояния ($T = 4,2$ К), согласуются с табличными данными [4]. Типичный результат измерений (в относительных величинах) для нитей Hg диаметром 90 Å показан на рис. 2.

Итак, на всех образцах наблюдалось три пика теплоемкости, а не один, как при сверхпроводящем переходе в массивных металлах. Наличие двух дополнительных пиков теплоемкости может быть связано с расслоенным образцом на участки с разными модификациями Hg (α и β Hg с $T_h = 4,15$ и 3,95 К). Однако на пленках Al, у которого модификации отсутствуют, наблюдалось два пика теплоемкости при сверхпроводящем переходе [5]. Эти дополнительные пики имеют, возможно, не сверхпроводящую природу, а обусловлены диэлектрическими флуктуациями в тонких нитях и их взаимодействием со сверхпроводящим переходом [6].

ЛИТЕРАТУРА

1. Goldman, A. M., Solinsky, J. S., J. Low Temp. Phys., **20**, № 3/4, 339—363 (1975).
2. Богомолов В. Н., Физ. твердого тела, **13**, вып. 3, 815—818 (1971).
3. Богомолов В. Н., Кумзеров Ю. А., Письма в ЖЭТФ, **21**, вып. 7, 434—438 (1975).
4. Справочник по физико-техническим основам криогеники (под ред. М. П. Малкова), М., «Наука», 1973.
5. Greene, K. L., King, C. W., Zubeck, R. B., Hauser, I. I., Phys. Rev., **В6**, 3297—3326 (1972).
6. Богомолов, V. N., Kolla, E. V., Kumzerov, Ju. A., Okuneva, N. M., Prigodin, V. N., Solid State Commun, **35**, 363—366 (1980).

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
4/XII 1980