

УДК 539.292

© 1993

ТЕМПЕРАТУРНО-ТОКОВЫЕ ШНУРЫ В МЕТАЛЛЕ В СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

В. Н. Моргун, В. А. Бондарь, А. М. Кадигров, Н. Н. Чеботаяев

Впервые экспериментально обнаружены и исследованы температурно-токовые шнуры в металле — высококочистом кадмии — в сильном магнитном поле при гелиевых температурах в условиях джоулева разогрева образца постоянным током.

При сильном джоулевом разогреве металлических проводников с током возникает явление температурно-электрической неустойчивости, обусловленное наличием тепловой бистабильности [1–3]. В условиях тепловой бистабильности существуют два устойчивых однородных состояния проводника: одно из них — «холодное» с температурой $T = T_1$, другое — «горячее» с $T = T_3 > T_1$. Для возникновения тепловой бистабильности необходимо, чтобы условие баланса мощности, выделяемой в объеме и поглощаемой окружающей средой, выполнялось для трех или более значений температуры. Такая ситуация наблюдается в металлах при достаточно резком изменении удельного электросопротивления $\rho(T)$ в относительно узком интервале температур, а также при N -образной температурной зависимости теплоотвода, имеющей место при кризисе кипения охлаждающей жидкости [1–4]. Бистабильным системам присуще наличие нелинейных вольт-амперных характеристик (ВАХ — $j = f(E)$)¹ N - и S -типа с участком отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП) и образование связанных с ними пространственно-неоднородных состояний — температурно-электрических доменов (ТЭД) [1, 5] и температурно-токовых шнуров (ТТШ) [1, 4, 6], а также температурно-электрических волн переключения [4].

Проявление ТТШ неоднородности в металлических проводниках практически не изучено. Это и послужило предметом исследований настоящей работы, в которой экспериментально обнаружены и изучены температурно-токовые шнуры в высококочистом кадмии в сильном магнитном поле при гелиевых температурах в условиях джоулева разогрева образцов. Ранее авторами сообщалось о наблюдении S -образных ВАХ в металлах [7] и кратко о наблюдении температурно-токовых шнуров [6]. Отметим, что S -образные ВАХ наблюдались также в полуметаллах [8, 9] и хорошо известны для полупроводников [10–12].

1. Основные положения

Критерием возникновения ВАХ ($j = f(E)$) N - и S -типа с участком ОДП для образца металла в условиях разогрева электрическим током является выполнение неравенства [1]

¹ Здесь j — плотность электрического тока, E — напряженность электрического поля.

$$\sigma_{\text{дифф}} = \frac{\partial j}{\partial E} = \frac{\rho(T) [\sigma(T) q(T)]'_T}{[\rho(T) q(T)]'_T} < 0, \quad (1)$$

следующее из закона сохранения энергии и закона Ома, где $\sigma_{\text{дифф}}$ — дифференциальная проводимость; $\sigma(T)$ и $\rho(T) = 1/\sigma$ — удельные электропроводность и электросопротивление, зависящие от температуры; q — поток тепла с единицы поверхности образца S .

S -образные ВАХ наблюдаются для металлов, электросопротивление которых убывает с ростом температуры, при выполнении неравенства

$$[\rho(T) q(T)]'_T < 0. \quad (2)$$

Подобная зависимость сопротивления от температуры имеет место, в частности, для компенсированных металлов в сильном поперечном магнитном поле [13], для которых сопротивление описывается как

$$\rho_B = \rho_0 (1 + (\Omega t)^2). \quad (3)$$

Здесь ρ_B — сопротивление в магнитном поле B , ρ_0 — сопротивление при $B = 0$, $\Omega = eB/mc$ — циклотронная частота электрона в магнитном поле, $t^{-1} = t_{\text{пр}}^{-1} + t_{\text{эф}}$, где $t_{\text{пр}}$ и $t_{\text{эф}}(T)$ — электрон-примесное и электрон-фононное времена релаксации электрона.

Ниже будем рассматривать образец металла в виде пластины толщиной L_z , шириной $L_y \gg L_z$, длиной $L_x \gg L_y$ имея в виду, что оси координат выбраны следующим образом: ось $x \parallel j$ и направлена вдоль пластины, $z \parallel B$ и перпендикулярна плоскости пластины.

Температурно-токовая неустойчивость и образование шнура наблюдаются в образцах металлов с S -ВАХ, если ширина образца L_y много больше критической тепловой длины

$$l_{\text{кр}} = 2\pi (\kappa_B \rho_B d - (\rho_B q)_T)^{1/2}, \quad (4)$$

где $\kappa_B \equiv \kappa_{xx}$ — удельная теплопроводность в магнитном поле; $\rho_B \equiv \rho_{xx}$; d — геометрический фактор, равный отношению площади сечения образца к периметру.

Образование температурно-токового шнура в режиме заданного тока приводит к ряду характерных особенностей на ВАХ и в образце: а) скачки напряжения при некоторых критических значениях плотности тока $j_{1, 2}$; б) наличие гистерезисов на ВАХ по току при протяжке тока вверх—вниз (увеличение—уменьшение тока); в) наличие вертикального участка на ВАХ ($j = f(E)$), отвечающего постоянству напряжения на образце в довольно широком интервале токов (стабилизация напряжения); г) возникновение неоднородного распределения тока и температуры в поперечном сечении образца. Для образца в виде пластины ТТШ неоднородность возникает в направлении y .

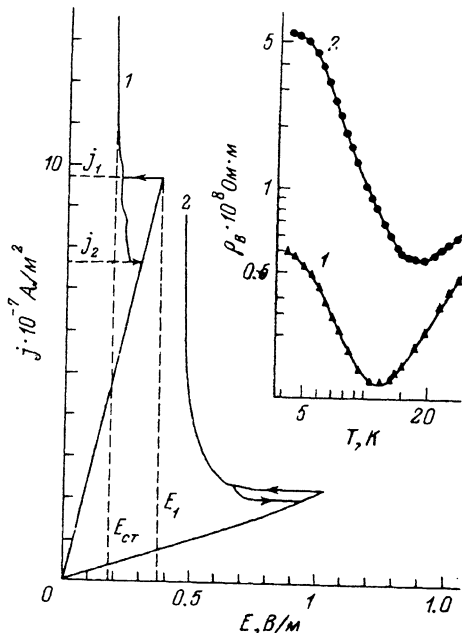
2. Методика эксперимента

Эксперименты выполнялись на поликристаллических образцах кадмия в виде пластин $0.1 \times 20 \times 30$ мм с $\rho_{293 \text{ К}}/\rho_{4.2 \text{ К}} \approx 2800$ (расстояние между потенциальными концами ~ 6 мм). Исходный массивный Cd имеет $\rho_{293 \text{ К}}/\rho_{4.2 \text{ К}} \approx 16000$. Ток $I = 0 \div 280$ А пропусклся вдоль образца (ось x), магнитное поле $B = 0 \div 5$ Тл было перпендикулярно току и поверхности пластины ($B \parallel z$). Отношение ρ_B/ρ_0 ($\rho_0 \equiv \rho_{4.2 \text{ К}}$) при $B = 4$ Тл составляло для пластины 2300. Теплоотвод осуществлялся жидким гелием. Исследуемые образцы подключались к источнику

Рис. 1. Вольт-амперные характеристики образца кадмия $j=f(E)$ в магнитном поле.

1 — $B=1$, 2 — $B=4$ Тл ($T=4.2$ К). На вставке — температурные зависимости магнитосопротивления этого образца в соответствующих магнитных полях.

стабилизированного тока, обеспечивающего линейное во времени изменение тока на образце со скоростью 1—30 А/мин при протяжке тока вверх—вниз. В эксперименте измерялись ВАХ ($U=f(I) \rightarrow j=f(E)$, где U — напряжение, I — ток) и температурно-токовые характеристики — ТТХ ($U_{\text{терм}}=f(I) \rightarrow T=f(j)$, где $U_{\text{терм}}$ — напряжение термопары). ТТХ измерялись с помощью набора дифференциальных термопар CuFe—Cu, расположенных поперек образца (вдоль оси y , как показано на вставке к рис. 2). Один спай термопары паялся непосредственно к образцу, а второй был электрически изолирован от образца и имел температуру 4.2 К. Градуировка термопар выполнена авторами в [14]. ТТХ записывались для всех термопар одновременно, что позволяло фиксировать распределение температуры поперек образца. В связи с тем что термопары омываются жидким гелием, их показания несколько занижены относительно реальной температуры образца, но качественно верно отражают исследуемую картину распределения температуры поперек образца. Исследования температурных и полевых зависимостей магнитосопротивления кадмия в линейном режиме показали, что сопротивление определяется главным образом вкладом от замкнутых орбит (см. вставку на рис. 1 и 4).



3. Результаты и обсуждение

На рис. 1 приведены ВАХ для кадмия в координатах $j=f(E)$, полученные при двух значениях магнитного поля (1 и 4 Тл) в режиме генератора тока и при охлаждении образца жидким гелием. При $B=0$ зависимость $j=f(E)$ была линейной. Включение сильного внешнего магнитного поля приводит к характерным особенностям ВАХ. При $B \neq 0$ наблюдаются скачки напряжения ΔE при $j=j_1$ и $j=j_2$, гистерезис по току Δj , имеющий место при увеличении—уменьшении тока, и вертикальный участок ВАХ с приблизительно постоянной напряженностью поля $E=E_{\text{стаб}} \sim B$ в большом интервале изменения тока. С увеличением магнитного поля уменьшается критический ток j_1 (и увеличивается E_1), при которых происходит скачок напряжения, уменьшается величина гистерезиса Δj , увеличивается скачок по напряжению ΔE . Удельная мощность, выделяющаяся в образце в критической точке на ВАХ ($q_1=U_1 I_1/S$), составляет 0.7 Вт/см² (соответствует кризису кипения гелия) и в пределах 10% не зависит от B , причем приблизительно выполняются зависимости $j_1 \sim B^{-1}$, $E_1 \sim B$, что согласуется с зависимостями, следующими из [1-3] при $L_y \gg l_{\text{кр}}$.

Наблюдения скачков напряжения, гистерезисов и участка стабилизации напряжения указывают на возможное образование ТТШ в образце. Однако, как известно [15], наличие кризиса кипения охлаждающей жидкости может приводить к аналогичным особенностям ВАХ без образования неоднородного состояния.

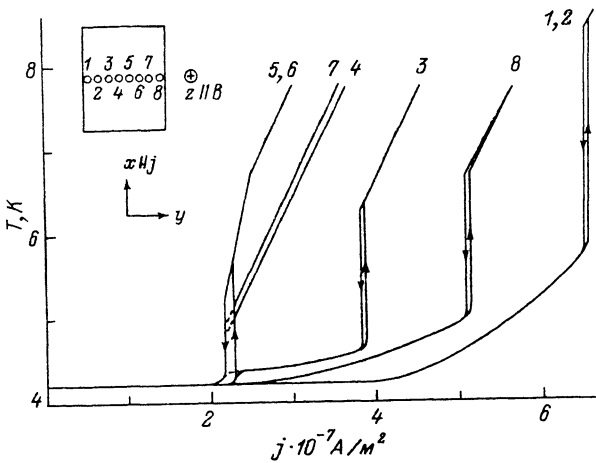


Рис. 2. Температурно-токовые характеристики образца кадмия $T=f(j)$ в магнитном поле $B=4$ Тл, записанные с разных термопар.

Расположение термопар поперек образца показано на вставке.

Поэтому необходимы прямые измерения наличия неоднородного распределения тока или температуры в образце.

На рис. 2 приведены записи ТТХ ($U_{\text{терм}}=f(I) \rightarrow T=f(j)$) при $B=4$ Тл для набора термопар, размещенных поперек образца, т. е. вдоль оси y . Как видно из рис. 1, 2, при $j=j_1$ на ВАХ имеет место скачок напряжения, а на ТТХ наблюдается одновременный скачок температуры только для термопар 5 и 6, расположенных в центре образца. Далее при увеличении тока наблюдаются последовательные скачки температуры и для других термопар.

На рис. 3 приведено распределение температуры поперек образца при двух значениях плотности тока ($j > j_1$), полученное из измерений ТТХ (рис. 2). Видно, что имеет место неоднородное распределение температуры трапецевидной формы и что с ростом тока горячая зона (L_2) расширяется.

Таким образом, наблюдаемое неоднородное распределение температуры в образце при $j > j_1$ и стабилизация напряжения говорят об образовании температурно-токового шнура с $T_{\text{шн}} \sim T$ при $\Omega_B \sim 1$ [6]. Стабилизация напряжения является следствием расширения токового шнура при увеличении тока. Из данных по температурной зависимости магнитосопротивления (см. вставку на рис. 1) температура шнура при $B=4$ Тл должна быть ~ 15 К. Отличие экспериментальных значений $T_{\text{шн}}$, измеряемых с помощью термопар, и рост $T_{\text{шн}}$ с увеличением тока, по-видимому, связаны с изменением толщины газовой пленки над горячей зоной образца.

Температурно-токовая электрическая неустойчивость, наблюдаемая в эксперименте, описывается уравнением теплопроводности с источниками (выделение джоулева тепла в объеме и теплоотвод через поверхность образца), дополненным условием постоянства заданного тока через пластину. Когда ширина пластины $L_y \gg l_{\text{кр}}$, выполнено условие (2) и $j > j_1$, поперек образца (ось y) спонтанно возникает ТТШ, а на ВАХ имеют место скачок E , гистерезис и стабилизация напряжения. Оценка $l_{\text{кр}}$, выполненная для исследуемых образцов кадмия, согласно (4), дает значения ~ 7 мм, что хорошо согласуется с экспериментом — $L_0 = 5$ мм. Полученные при расчетах зависимости $E_1, j_1, E_{\text{стаб}}, \Delta E, \Delta j$ от B также соответствуют эксперименту.

Нами было также исследовано сопротивление кадмия как функция магнитного поля в условиях отклонения от закона Ома. Результаты измерений $\rho_B \sim E =$

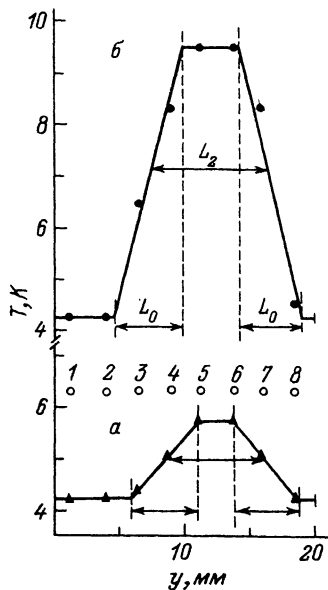


Рис. 3. Распределение температуры поперек образца $T = f(y)$ при $j > j_1$ в поле $B = 4$ Тл. Цифрами 1—8 обозначено расположение термопар на образце. Значение тока (10^7 А/м²): а — 2.3, б — 3.9.

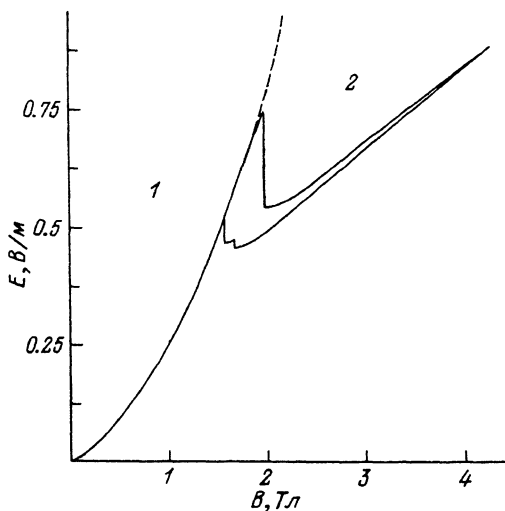


Рис. 4. Зависимость величины напряженности электрического поля в образце Cd от магнитного поля $E = f(B)$ при $j = \text{const} = 4.3 \cdot 10^{-7}$ А/м².

$= f(B)$ ($U = f(B)$) приведены на рис. 4. В области 1 наблюдается квадратичная зависимость E , $\rho_B \sim B^2$, типичная для компенсированных металлов. В области 2 наблюдается линейная зависимость E от магнитного поля. Переход от области 1 к области 2 сопровождается образованием ТТШ. Линейная зависимость $E = f(B)$ следует из стабилизации напряжения при ТТШ неустойчивости. Следовательно, наблюдаемое неомическое магнитосопротивление связано с образованием неоднородного температурно-токового состояния в отличие от результатов [16] для вольфрама, где наблюдаемый характер поведения магнитосопротивления связан, по-видимому, с кризисом кипения охлаждающей жидкости.

Таким образом, впервые в металлах в условиях джоулева саморазогрева образцов в сильном магнитном поле при низких температурах наблюдаются температурно-токовые шнуры. Качественно наблюдаемая картина образования ТТШ в металлах согласуется с наблюдением ТТШ в полупроводниках [10–12]. В то же время эффект отличается от своего полупроводникового аналога. Он существует в условиях электронейтральности и в отсутствие перегрева электронного газа относительно решеток. Эффект реализуется при значительных плотностях тока $j \geq 10^7$ А/м² и в относительно слабых электрических полях $E > 10^{-2}$ В/м.²

Авторы благодарят А. А. Слуцкина, Ю. Г. Гуревича за полезные обсуждения.

Список литературы

- [1] Кадигробов А. М., Слуцкин А. А., Кривошей И. В. // ЖЭТФ. 1984. Т. 87. № 4. С. 1314—1329.
- [2] Гуревич А. В., Минц Р. Г. // УФН. 1984. Т. 142. № 1. С. 61—98.

² Отметим, что в случае, когда магнитное поле было параллельно поверхности пластин ($B \perp j$), в образце реализовалась доменная стенка, т. е. образец разбивался на две области с высокой и низкой температурами.

- [3] Buttiker M., Landauer R. // *Nonlinear Phenomena at Phase Transition and Instabilities* / Ed. T. Ristler. Plenum, N. Y., London, 1982. P. 111.
- [4] Gurevich A. V., Mints R. G. // *Rev. Mod. Phys.* 1987. V. 59. N 4. P. 941—1000.
- [5] Слуцкий А. А., Кадигров А. М. // *Письма в ЖЭТФ.* 1978. Т. 28. № 4. С. 219—222.
- [6] Моргун В. Н., Кадигров А. М. // *Тез. докл. 26 Всесоюзного совещ. по физике низких температур.* Донецк, 1990. С. 136—137.
- [7] Бондарь В. А., Кадигров А. М., Моргун В. Н., Чеботаев Н. Н. // *Металлофизика.* 1991. Т. 13. № 11. С. 49—53.
- [8] Eastman P. C., Datar W. R. // *Canad. Phys.* 1963. V. 41. N 1. P. 161—166.
- [9] Захарченко С. И., Кравченко С. В. // *ФТТ.* 1986. Т. 28. № 11. С. 3531—3533.
- [10] Волков А. Ф., Коган Ш. М. // *ЖЭТФ.* 1967. Т. 52. С. 1647.
- [11] Бонч-Бруевич В. Л., Звягин И. П., Миронов А. Г. *Доменная электрическая неустойчивость в полупроводниках.* М.: Наука, 1972. 414 с.
- [12] Басс Ф. Г., Бочков В. С., Гуревич Ю. Г. *Электроны и фононы в ограниченных полупроводниках.* М.: Наука, 1984. 288 с.
- [13] Лифшиц И. М., Азбель М. Я., Каганов М. И. *Электронная теория металлов.* М.: Наука, 1971. 362 с.
- [14] Исаев А. В., Моргун В. Н., Чеботаев Н. Н. // *Тез. докл. III Всесоюзного совещ. по низкотемпературным теплофизическим измерениям и их метрологическому обеспечению.* М., 1982. С. 89—90.
- [15] Бойко В. В., Подрезов Ю. Ф., Климова Н. П. // *ФНТ.* 1986. Т. 12. № 3. С. 257—267.
- [16] Черепанов А. Н., Старцев В. Е., Марченко В. В., Егизарян К. Э. // *ФТТ.* 1991. Т. 33. № 3. С. 791—797.

Харьковский
государственный университет

Поступило в Редакцию
23 июня 1992 г.