Физика низких температур, 1995, т. 21, № 8, с. 867–871 УДК 537.292

Температурно-электрический домен в биметаллической пластине

И. И. Логвинов, Ю. Н. Цзян

Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины, Украина, 310164, г. Харьков, пр. Ленина, 47
E-mail: logvinov@ilt.kharkov.ua

Статья поступила в редакцию 27 января 1995 г., после переработки 9 февраля 1995 г.

Исследованы условия возбуждения температурно-электрического домена в чистом нормальном металле, находящемся в контакте с другим («грязным») металлом, через который осуществлялся направленный отвод тепла в термостат с температурой 4,2 К. Параметры биметаллической системы обеспечивали получение «низкотемпературного» домена с температурой, значительно меньшей дебаевской. Возбуждение домена осуществлено квазистационарным током при индуктивной связи системы с источником тока. Измерены вольт-амперные характеристики дискретных участков системы по всей ее длине в бистабильном состоянии. Оценена термоэлектрическая скорость домена, проведен анализ условий пиннинга домена на протяженной неоднородности, обусловленной неидеальностью сечения образца.

Досліджено умови збудження температурно-електричного домену у чистому нормальному металі , що знаходиться у контакті з іншим («брудним») металом, крізь який здійснювався напрямлений відвід тепла у термостат з температурою 4,2 К. Параметри біметалічної системи забезпечували отримання «низькотемпературного» домену з температурою, значно нижчою за дебаєвську. Збудження домену здійснено за допомогою квазістаціонарного струму при індуктивному зв'язку системи з джерелом струму. Виміряно вольт-амперні характеристики дискретних частин системи уздовж всієї її довжини у бістабільному стані. Оцінено термоелектричну швидкість домену, зроблено аналіз умов пінінгу домену на подовженій неоднорідності, зумовленій неідеальністю перерізу зразка.

Режим сильной электрической нелинейности проводящих систем, характеризуемый изменением знака производной их вольт-амперных характеристик (ВАХ), обычно связывается с сильными электрическими полями. Однако доказано [1], что даже в нормальных металлах, где имеют дело со слабыми электрическими полями, подобная нелинейность проводимости также достижима. Один из возможных путей ее получения, реализованный на практике [2-5], — использование особенностей механизмов обмена энергией между электронами, фононами и средой, окружающей металлический образец. При выполнении условий, обеспечивающих появление режима сильной нелинейности указанного характера, возникает возможность наблюдения ряда необычных для простых металлов эффектов, два из которых были ранее обнаружены и изучены. Один из них — автоколебательный процесс возбуждения такого режима [5]. Второй — возникновение пространственно неоднородного распределения электрического поля и температуры по образцу: возникновение доменной температурно-электрической неустойчивости [3]. В последней ситуации мог бы возникать еще один, возможно, наиболее интересный, не обнаруженный до сих пор эффект, аналогичный эффекту Ганна в полупроводниках, — перемещение доменного распределения в пространстве. При температурно-электрической природе такого распределения силы, способные перемещать его, имеют термоэлектрическое происхождение. В металле они весьма малы, так что в исследованных ранее условиях доменное распределение эффективно пиннинговалось на неоднородностях даже в тщательно изготовленных монометаллических образцах при использовании обычных механизмов теплоотвода (газ, жидкость) [3,5,6].

В настоящей работе исследуются новые условия возбуждения доменного состояния в металле, способные существенно ослабить силы пиннинга домена и, как показано в работе [7], необходимые для получения значительных скоростей перемещения доменного распределения.

Постановка эксперимента

Указанные условия заключаются в использовании гетерометаллического образца — металлического кольца, состоящего из двух частей: теплоотводящего кольца из нержавеющей стали толщиной $D = 0{,}25$ мм и шириной $H = 6$ мм и наплавленной на него кольцевой полоски шириной $h = 1$ мм и толщиной $d = 0{,}3$ мм из чистого олова (RRR = 10^4) — основной части образца, проводимость которой

© И. И. Логвинов, Ю. Н. Цзян, 1995

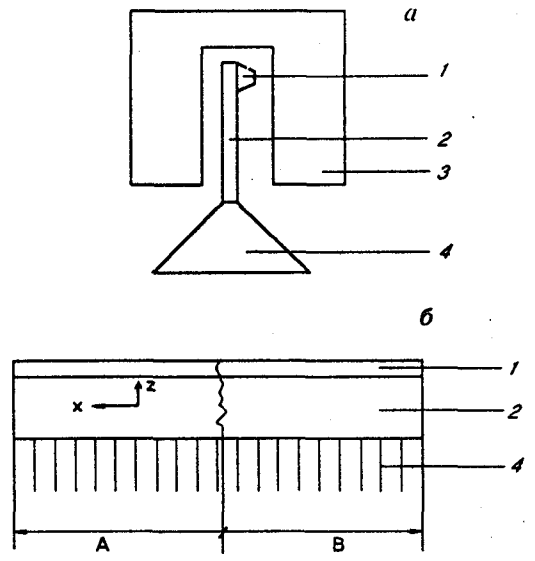

Рис. 1. Схематическое изображение низкотемпературного блока для исследования температурно-электрических доменов в металлах: поперечное сечение (*а*); развертка образца (*б*); *1* — слой чистого металла; *2* — кольцо из нержавеющей стали; *3* — диэлектрический стакан; *4* — рассеивающий тепло радиатор; *A* — «холодная» зона; *B* — зона домена.

изменяется при изменении температуры из-за Джоулева разогрева (рис. 1). К нижней части теплоотводящего кольца припаяна теплорассеивающая батарея медных радиаторов с общей площадью поверхности ≈ 50 см^2, позволяющая избежать кризиса кипения жидкого гелия, в котором она находится (рис. 1,*б*). Длина биметаллического кольца L выбрана так, чтобы выполнялось условие $L >> H >> D$ ($L = 2\pi R$, $R = 25$ мм — радиус кольца). Проводимости обеих частей кольца удовлетворяли условиям $\sigma_2 < \sigma_1$ (σ_1 и σ_2 — проводимости материалов полоски и теплоотводящей части соответственно) при достаточно низких температурах, когда током, протекающим по теплоотводящей части кольца, можно пренебречь, и

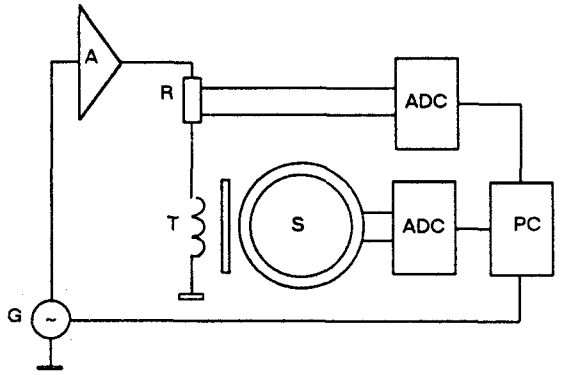

Рис. 2. Электрическая схема измерений: G — генератор переменного тока; A — усилитель; R — образцовое сопротивление; T — трансформатор; S — биметаллическое кольцо (образец); ADC — аналогоцифровые преобразователи; PC — компьютер.

$\sigma_2 > \sigma_1$ при более высоких температурах, когда ток ответвлялся в теплоотводящую часть образца.

Биметаллическое кольцо помещалось в стакан из диэлектрика (рис. 1,*а*), а вся система охватывала тороидальный магнитопровод, являясь вторичной обмоткой трансформатора, погруженного в жидкий гелий. На рис. 2 показана электрическая схема измерений. По всему периметру биметаллического кольца от каждого третьего радиатора (всего их 24) теплорассеивающей батареи отведены измерительные проводники, позволяющие получать картину распределения электрического поля вдоль кольца.

Как известно [8], температурно-электрические процессы в однородном металле при пропускании постоянного тока можно описать системой уравнений

$$\begin{cases} c_V \dfrac{\partial T}{\partial t} + \operatorname{div} \mathrm{q} - q_V = 0 ; \\ \mathrm{j} = \sigma \mathrm{E} . \end{cases} \qquad (1)$$

Здесь c_V — теплоемкость; q — плотность потока тепла; q_V — удельная мощность внутренних источников тепла. Та же структура уравнений сохраняется и для квазистационарных токов, используемых нами [5].

Поскольку $H << L$, а теплопроводность металла на несколько порядков выше теплопроводности газообразного гелия, окружающего пластину в стакане, для поиска изотропного металла с удельным сопротивлением ρ уравнения (1) сводятся к системе одномерных уравнений (оси координат указаны на рис. 1,*б*)

$$\begin{cases} c_V \dfrac{\partial T}{\partial t} + \dfrac{\partial q_x}{\partial x} = f(T, j_x) ; \\ \rho(T) j_x = E_x , \end{cases} \qquad (2)$$

где $f(T, j_x) = q_V = j_x^2 \rho(T) - q(T)$;

$$q(T) = \frac{1}{H} \int_{z_0}^{z} \kappa_S \frac{dT}{dz}\, dz = \frac{1}{H} \int_{T_0}^{T} \kappa_S\, dT$$

— удельная мощность теплоотвода через границу $z = z_0$ ($T_{z_0} = T_0 = 4{,}2$ K — температура термостата), κ_S — теплопроводность «грязного» металла; q_x определяется из уравнения переноса

$$q_x = \alpha T E_x - \beta \frac{\partial T}{\partial x} ,$$

где $\alpha = \Pi\sigma(T)$, $\beta = \kappa + (\alpha^2/\sigma)T$ (Π — дифференциальная термоэдс; κ — теплопроводность материала образца).

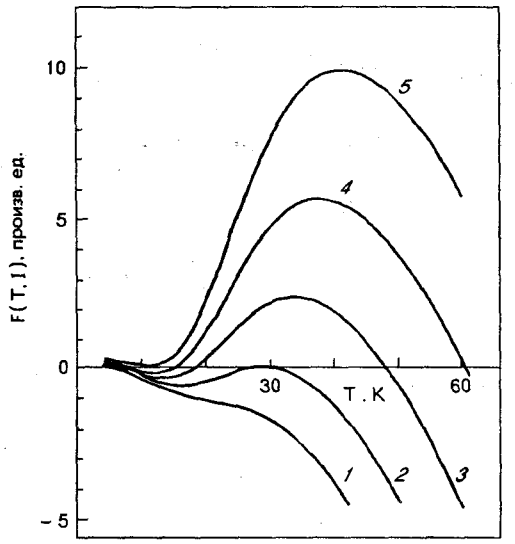

Рис. 3. Рассчитанная функция теплового баланса $F(T, I) \sim f(T, j_x)$ для исследованной биметаллической системы с линейной температурой зависимостью теплопроводности ее «грязной» части для токов I, А: 40 (*1*); 50 (*2*); 60 (*3*); 70 (*4*); 80 (*5*).

В итоге уравнение теплопроводности для одномерного проводника запишем в виде

$$c_V \frac{\partial T}{\partial t} + j_x T \frac{d\Pi}{dT} \frac{\partial T}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial x}\left[\kappa(T) \frac{\partial T}{\partial x}\right] = f(T, j_x) . \quad (3)$$

Видно, что в условиях теплового баланса $f(T, j_x) = 0$ ($j^2 = \sigma(T)q(T) \equiv \chi$) уравнение имеет однородное решение $T = \text{const}$. Фононный механизм рассеяния электронов в сочетании с типичными функциями $q(T)$ позволяет реализовать обращение в нуль функции теплового баланса $f(T, j_x)$ при нескольких температурах (рис. 3), что является необходимым условием температурно-электрической бистабильности — режима сильной нелинейности. Если длина образца L больше некоторой критической длины L_c, определяемой как

$$L_c^2 = 4\pi^2 \left[\frac{\kappa\sigma d}{|d\chi/dT|}\right]_{T=T_0} ,$$

то бистабильность приводит к температурно-электрическому доменному (ТЭД) состоянию [8], которое ранее изучено в условиях теплоотвода в газ и жидкость [9]. В исследованном нами образце ТЭД возбуждался и изучался в условиях теплоотвода по металлу.

Результаты эксперимента и их обсуждение

Измерения проводились на переменном токе частотой $f = 25$–75 Гц и в импульсном режиме при температуре термостата 4,2 К.

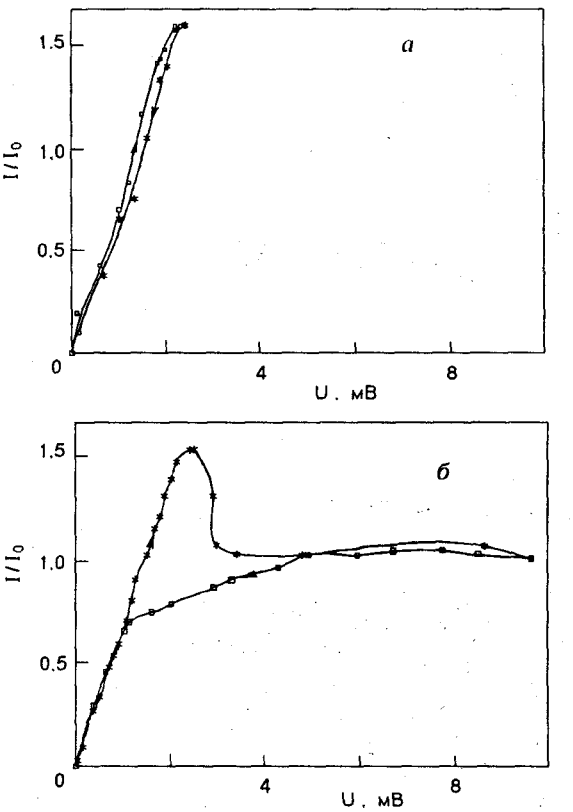

Рис. 4. Динамические вольт-амперные характеристики участков образца в бистабильном состоянии: в «холодной» зоне A (*а*); в зоне домена B (*б*).

На рис. 4 приведены динамические ВАХ биметаллического кольца для участков A и B, расположенных симметрично относительно середины развертки кольца (рис. 1,*б*), причем участок B соответствует области, в которой при определенных условиях существовал ТЭД. Видно, что на участке A ВАХ линейна при всех амплитудах приложенного напряжения, а на участке B — только при малых амплитудах. С ростом напряжения по-

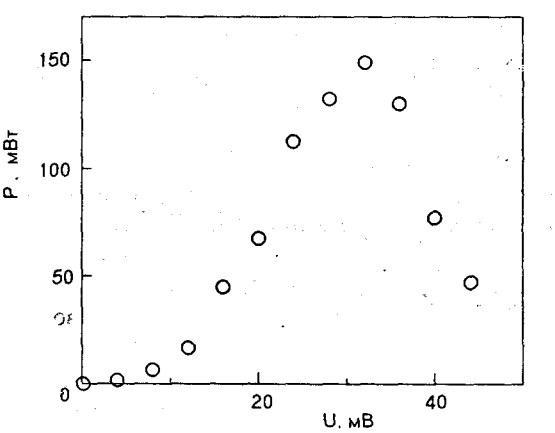

рис. 5. Зависимость площади гистерезиса (площадь между кривыми на рис. 4,*б*) для зоны домена B от амплитуды напряжения на образце.

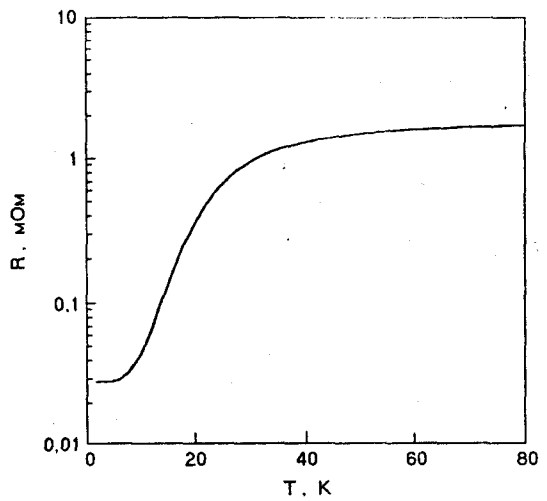

Рис. 6. Температурная зависимость сопротивления образца.

является нелинейность и ВАХ приобретает N-образный вид с гистерезисом, площадь которого зависит от амплитуды этого напряжения (рис. 5). Наличие гистерезиса на ВАХ одного из участков образца при ее линейности на другом свидетельствует о существовании ТЭД [7,9]. Максимум площади гистерезиса соответствует случаю, когда ТЭД занимает примерно половину длины образца. При бо́льших напряжениях ТЭД распространяется по всей его длине, а, поскольку время тепловой релаксации образца становится больше времени, в течение которого подводимая мощность меньше необходимой для поддержания ТЭД, вид динамической ВАХ снова приближается к линейному в соответствии с температурной зависимостью сопротивления образца при температурах вблизи температуры ТЭД.

Зная сопротивление участка B из ВАХ и температурную зависимость сопротивления образца (рис. 6), мы оценили температуру разогретой области домена $T_h \approx 50$ K. Такое заметно низкое значение T_h обусловлено тем, что теплоотвод от разогретой части осуществлялся в основном за счет электрон-фононного механизма передачи энергии в термостат.

При включении прямоугольного импульса тока измерено время образования домена $\tau \approx 0{,}6$ мкс, дающее представление о порядке величины тепловых времен в исследованной системе.

Использование металлического теплоотвода, высокая теплопроводность которого обусловлена наличием электронов проводимости, дает возможность увеличить предельные токи и снизить температуру в области ТЭД. Этого, однако, оказалось недостаточно, чтобы наблюдать движение домена. Для выяснения причин пиннинга последнего и перспектив его преодоления в исследованных условиях сравним влияние возможных неоднородностей с величиной нечетных по току термоэлектрических сил, способных вызвать движение домена, как это следует из уравнения (3).

Как известно, пиннинг устойчивого температурно-электрического домена связан с дополнительным по сравнению с однородной ситуацией локальным тепловым возмущением на пути перемещающегося домена [9]. Использование теплоотвода по металлу выгодно отличает этот тип теплоотвода высокой технологичностью в реализации однородных условий теплообмена с образцом. В связи с этим наиболее существенным источником локальных тепловых возмущений представляется неоднородность сечения S образца по его длине, связанная с неравномерностью геометрических размеров по ширине и толщине, отклонения которых от средних значений составляли около 10%. В этой ситуации для неоднородности размером l порядка длины самого домена (около 7 см) дополнительное тепловыделение составит $\Delta W_1 = \rho \Delta j^2 l = \rho j^2 (\Delta S/S) l$. В то же время нечетная по току теплота Пельтье на краях домена, способная передвинуть домен, определяется как $\Delta W_2 = j\,\Pi(T_D - T_0)$. Таким образом, отношение этих величин составит

$$\frac{\Delta W_1}{\Delta W_2} = U \frac{\Delta S/S}{\Pi(T_D - T_0)} \gtrsim 10$$

($\Delta S/S = 0{,}2$; $U \approx 3 \cdot 10^{-3}$ В; $(T_D - T_0) = 40$ K; $\Pi \lesssim 10^{-6}$ В/K — дифференциальная термоэдс олова при $T_D = 45$ K). Различие приведенных выше величин всего лишь на порядок указывает на то, что пиннинг домена на неоднородности рассмотренного типа в исследованной системе в принципе преодолим, если достичь постоянства геометрических параметров образца с точностью не хуже 1%, например путем его напыления. Более серьезным препятствием для наблюдения движения домена в условиях индукционной методики представляется невыгодное соотношение между термоэлектрической скоростью домена $v_D \approx j\,\Pi/c_V \approx 0{,}2$ мм/с ($c_V = 0{,}5$ Дж/(см$^3 \cdot$K) для Sn при $T = 50$ K) и периодом накачки тока в образец, который не может превосходить $5 \cdot 10^{-2}$ с. В этих условиях смещение домена за период наблюдения на 0,01 мм не превысит характерную ширину его границ (порядка тепловой длины), а следовательно, не может быть зафиксировано. Однако несомненно, что только использование металлического теплоотвода, с помощью которого можно задать требуемый режим теплоотвода, позволит наблюдать движение домена, правда, в несколько иной постановке эксперимента, которую мы в скором времени надеемся осуществить.

1. А. А. Слуцкин, А. М. Кадигробов, *Письма в ЖЭТФ* **28**, 219 (1978).
2. Ю. Н. Цзян, Л. Г. Ордынец, *ФНТ* **5**, 1279 (1980).
3. Ю. Н. Цзян, И. И. Логвинов, *ФНТ* **8**, 774 (1982).
4. В. В. Бойко, Ю. Ф. Подрезов, Н. П. Климова, *Письма в ЖЭТФ* **31**, 124 (1982).
5. А. М. Кадигробов, Ю. Н. Цзян, И. И. Логвинов, *ФТТ* **28**, 3380 (1986).
6. Ю. Н. Цзян, И. И. Логвинов, А. М. Кадигробов, *ФНТ* **12**, 1248 (1986).
7. А. М. Кадигробов, А. А. Слуцкин, *ФНТ* **20**, 283 (1994).
8. А. М. Кадигробов, А. А. Слуцкин, И. В. Кривошей, *ЖЭТФ* **87**, 1314 (1984).
9. A. Ul. Gurevich and R. G. Mints, *Rev. Mod. Phys.* **59**, 941 (1987).
10. Г. И. Абрамов, А. В. Гуревич, С. И. Захарченко, Р. Г. Минц, Л. М. Фишер, *ФНТ* **27**, 2210 (1981).

A temperature-electric domain in a bimetallic plate

I. I. Logvinov and Yu. N. Chiang

We have investigated the conditions of excitation of a temperature-electric domain in a pure normal metal contacting another («dirty») metal, through which directed heat transfer into a thermostat with 4.2 K is realized. The parameters of the bimetallic system allowed a «low-temperature» domain with a temperature much lower than the Debye temperature to be produced. The domain was excited by quasi-stationary current with inductive coupling of the system and the current source. The current-voltage characteristics of the discrete parts of the system were measured along its whole length in the bistable state. The domain thermoelectric velocity was estimated. The conditions of domain pinning at an extended non-uniformity which is due to the non-ideal character of the sample cross section are analyzed.