

# Магнитотермоэдс и соотношение Видемана–Франца для монокристаллов вольфрама в условиях статического скин-эффекта

© А.Б. Батдалов, Ш.Б. Абдулвагидов, А.М. Алиев

Институт физики Дагестанского научного центра Российской академии наук,  
367003 Махачкала, Россия

E-mail: kamilov@datacom.ru

(Поступила в Редакцию 2 ноября 1999 г.  
В окончательной редакции 28 декабря 1999 г.)

Приведены результаты экспериментального исследования теплопроводности, термоэдс, эффекта Нернста и магнитосопротивления тонких монокристаллических пластин вольфрама в условиях статического скин-эффекта в области  $T = 2–18$  К и в магнитных полях до 28 кОе. Показано, что полевая зависимость магнитотермоэдс следует предсказаниям теории гальвано- и термомагнитных явлений в сильных полях и проявляет анизотропию, связанную как с формой образца, так и с отражательными свойствами поверхности кристалла. Исследована температурная зависимость магнитотермоэдс и обнаружен вклад фононного увлечения. Выделен поверхностный вклад в электро- и теплопроводность в условиях статического скин-эффекта и прослежена температурная зависимость числа Лоренца для поверхностного рассеяния.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (проект № 96-02-17736а).

Известно, что в сильных поперечных магнитных полях в компенсированных металлах с закрытой поверхностью Ферми возникает статический скин-эффект [1] — вытеснение постоянного электрического тока к поверхности образца. Концентрация тока у поверхности образца происходит из-за того, что электроны, движущиеся в приповерхностном слое и сталкивающиеся с границей, оказываются более подвижными, чем в объеме образца.

В магнитном поле, параллельном плоскости образца, с границей сталкиваются почти все электроны, перемещающиеся в пограничном слое толщиной порядка ларморовского радиуса, что приводит к разрыву орбит и поступательному движению электронов вдоль границы образца, причем степень зеркальности поверхности образца является существенным фактором, определяющим его электронные свойства.

Поведение гальваномагнитных коэффициентов компенсированных металлов в таких условиях достаточно хорошо изучено как экспериментально [2], так и теоретически [1], однако очевидно, что скин-эффект оказывает определенное влияние и на поведение других кинетических коэффициентов, связанных с потоком тепла, переносимого электронами проводимости, в частности на теплопроводность, термоэдс, термомагнитные эффекты.

Локализация теплового потока, переносимого электронами, в приповерхностном слое монокристаллической пластинки вольфрама впервые наблюдали авторы [3]. В образце с градиентом температуры  $\nabla_x T$ , помещенном в поперечное магнитное поле  $H_z$ , возникает радиальное распределение плотности теплового потока сложной формы, обусловленное скин-эффектом с соответствующими последствиями для кинетических коэффициентов.

В данной работе приводятся результаты экспериментального исследования магнитотермоэдс, эффекта

Нернста, соотношения Видемана–Франца монокристаллов вольфрама в условиях статического скин-эффекта  $r \ll l < d$  ( $r$  — ларморовский радиус,  $l$  — длина свободного пробега электронов,  $d$  — поперечный размер образца) в зависимости от магнитного поля, температуры и отражательных свойств поверхности кристаллов. Исследовались две тонкие монокристаллические пластинки вольфрама, вырезанные из одного массивного монокристалла с отношением сопротивлений  $\rho_{300\text{K}}/\rho_{4.2\text{K}} \sim 10^5$  таким образом, чтобы широкие плоскости образцов совпадали с кристаллографическими гранями (100) и (110), которые отражают электроны соответственно диффузно и зеркально [4]. В дальнейшем образец с широкой диффузной плоскостью будем обозначать W-1, а с зеркальной — W-2. Характерные размеры образцов  $40 \times 4.0 \times 0.4$  мм, длинная ось кристаллов совпадала с кристаллографическим направлением  $\langle 110 \rangle$ .

Измерения полевой и температурной зависимостей теплопроводности, термоэдс, эффекта Нернста проводились методом стационарного теплового потока, магнитосопротивление измерялось по общепринятой четырехконтактной методике на постоянном токе. Датчиками температуры служили угольные термомпары сопротивления фирмы "Allen-Bready", которые калибровались по давлению насыщенных паров гелия над жидкостью (1.8–4.2 К) и с помощью калиброванного термометра сопротивления ТСУ-2 (4–18 К). Перепады температур на образце составляли 0.3–1.0 К. В качестве потенциальных зондов использовались тонкие сверхпроводящие проволочки диаметром 0.08 мм, что позволяло измерять абсолютные значения термоэдс. Погрешность измерений абсолютных величин кинетических коэффициентов не превышала 5–8%.

## 1. Экспериментальные результаты и обсуждение

1.1. Магнитотермоэдс и эффект Нернста. Термоэдс металлов весьма чувствительна к особенностям энергетического спектра квазичастиц и характеру их рассеяния, поэтому ее исследованию уделяется большое внимание. Как правило, термоэдс металлов при низких температурах имеет сложную температурную зависимость и ее можно представить как сумму двух слагаемых, одно из которых ответственно за диффузионную термоэдс  $S_d \sim T$ , а другое —  $S_{\text{drag}} \sim T^3$  и обусловлено эффектом увлечения электронов фононами, возникающим вследствие неравновесности фононной функции распределения,

$$S = S_d + S_{\text{drag}} = aT + bT^3. \quad (1)$$

Термоэдс вольфрама не является исключением: с понижением температуры  $S$  вольфрама дважды меняет знак, достигая отрицательного пика при  $T = 80$  К, а затем положительного небольшого максимума при  $T = 5-10$  К, причем температура инверсии знака  $S$  и величина низкотемпературного максимума смещаются в сторону низких значений с уменьшением количества примесей в образце. Принято считать [5], что низкотемпературный положительный пик в  $S(T)$  вольфрама является следствием совместного действия двух механизмов — положительной по знаку диффузионной термоэдс, линейно растущей с температурой, и отрицательной по величине и резко растущей с температурой термоэдс фононного увлечения с максимумом при  $T \approx 70$  К.

Измерения термоэдс металлов в магнитном поле показали [6], что, как и при отсутствии магнитного поля,  $S$  может быть представлена как сумма, одно из слагаемых которой линейно зависит от  $T$ , другое — пропорционально  $T^3$ . Общим для термоэдс металлов в магнитном поле можно считать рост  $S$  в магнитном поле независимо от знака термоэдс, причем растет как  $S_d$ , так и  $S_{\text{drag}}$ . Следует отметить, что экспериментальные исследования термоэдс компенсированных металлов сопряжены с определенными трудностями, обусловленными особенностями этих металлов. В компенсированных металлах в проводимости в равных количествах участвуют электроны и дырки, поэтому их термоэлектрические вклады вычитаются и измеряемая на опыте  $S^m$  выступает как малая разность примерно равных по величине чисел, что затрудняет ее теоретический анализ и точное измерение при гелиевых температурах.

В то же время на малую измеряемую величину  $S^m$  может наложиться довольно большой паразитный сигнал от эффекта Нернста (появление поперечного по отношению к магнитному полю  $H_z$  и тепловому потоку  $q_x$  поля  $E_y$ ) вследствие несимметричного расположения измерительных зондов относительно направления теплового потока. Эффект Нернста меняет свой знак в зависимости от

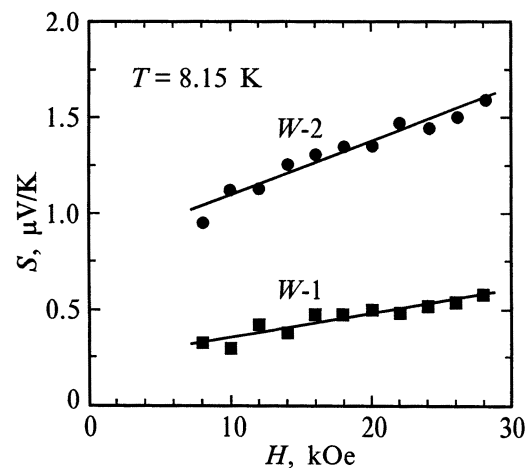


Рис. 1. Полевая зависимость магнитотермоэдс для случая, когда магнитное поле параллельно плоскости образца.

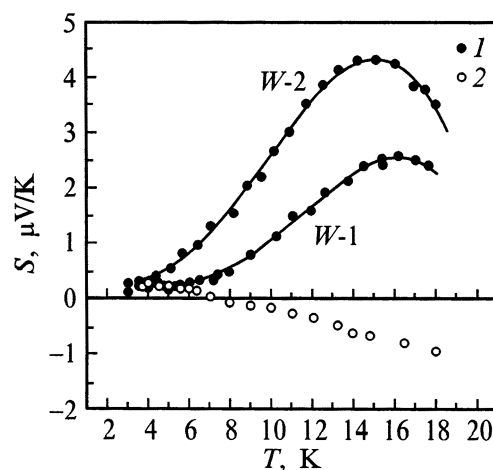


Рис. 2. Температурная зависимость термоэдс в магнитном поле 28 кОе (1) и в отсутствие поля (2). Магнитное поле параллельно плоскости образца.

направления магнитного поля. Это является причиной того, что измеряемые на опыте величины  $S^m(+H)$  и  $S^m(-H)$  часто не равны между собой, более того, они могут иметь разные знаки, в то время как  $S(H)$  — четная по отношению к магнитному полю функция, и должно было быть  $S^m(+H) = S^m(-H)$ . На это обстоятельство впервые обратили внимание авторы [7], которые показали, что термоэдс в таких случаях следует определять так:

$$S = \frac{1}{2} [S^m(+H) + S^m(-H)]. \quad (2)$$

Поэтому для надежного определения  $S(H, T)$  необходим тщательный монтаж образца, все измерения следует проводить при двух направлениях магнитного поля, а расчеты — по формуле (2). Полученные таким образом температурные и магнитопольные зависимости термоэдс исследуемых образцов приведены на рис. 1 и 2.

Теоретически вопрос о влиянии магнитного поля на адиабатический коэффициент термоэдс компенсированных металлов рассмотрен в работах [8,9], а измерения магнитотермоэдс массивного образца вольфрама в узкой области гелиевых температур провели авторы [7]. Согласно [8], коэффициент термоэдс, определяемый как  $E_x / \frac{\Delta T}{\Delta x}$ , равен

$$S = -\rho_{xx}\varepsilon_{xx} \left(1 - \frac{\gamma_{yx}}{\gamma_{xx}} \frac{\rho_{yx}}{\rho_{xx}}\right) + \rho_{yx}\varepsilon_{yx} \left(1 + \frac{\gamma_{yx}}{\rho_{yx}} \frac{\rho_{xx}}{\gamma_{xx}}\right), \quad (3)$$

где  $\rho$  и  $\gamma$  с индексами — соответствующие компоненты тензоров магнитосопротивления и электронного теплосопротивления,  $\varepsilon_{xx}$  и  $\varepsilon_{yx}$  — компоненты термоэлектрического тензора.

Как видно из (3),  $S$  является сложной функцией не только термоэлектрических, но и других кинетических коэффициентов. Задача нахождения  $S$  упрощается, если измерения проводятся в сильных магнитных полях  $\omega\tau \gg 1$  ( $\omega$  — циклотронная частота,  $\tau$  — время релаксации), что надежно соответствует условиям нашего эксперимента при  $T < 18$  К и  $H = 28$  кОе. Даже для самых больших орбит (наименее подвижных носителей заряда) при  $T = 18$  К и  $H = 28$  кОе  $\omega\tau > 10$ . В таком случае для компенсированных металлов в сильном поле верны соотношения  $\rho_{xx} \gg \rho_{yx}$ ,  $\gamma_{xx} \gg \gamma_{yx}$  [9], вследствие чего вторым членом в первой скобке можно пренебречь, а член  $\left(\frac{\gamma_{yx}}{\rho_{yx}}\right)\left(\frac{\rho_{xx}}{\gamma_{xx}}\right) \approx 1$ , поэтому выражение (3) можно переписать в виде

$$S = -\rho_{xx}\varepsilon_{xx} + 2\rho_{yx}\varepsilon_{yx}. \quad (4)$$

Рассмотрим полевую зависимость магнитотермоэдс. Наши измерения показывают, что для любых взаимных ориентаций магнитного поля и плоскостей образца с достаточной точностью  $\rho_{xx} \sim H^2$ . Установлено также, что недиагональная компонента тензора магнитосопротивления  $\rho_{yx}$  при скин-эффекте растет квадратично с полем как для диффузной, так и для зеркальной грани [2]. В то же время согласно теории термомагнитных явлений в сильных магнитных полях  $\varepsilon_{xx} \sim H^{-2}$ , а  $\varepsilon_{yx} \sim H^{-1}$  [9]. Таким образом, первое слагаемое в выражении (4) не зависит от  $H$ , а второе должно линейно расти с полем.

Учитывая сказанное выше и наблюдаемую на эксперименте (рис. 1) линейную, хотя довольно слабую магнитополевую зависимость  $S$  можно утверждать, что теория находится в разумном согласии с экспериментом.

Известно, что экспериментальным подтверждением существования статического скин-эффекта является эффект формы образца, т.е. появление дополнительной анизотропии, обусловленной ее формой: проводимость пластины в поле, параллельном плоскости образца, превышает ее величину для перпендикулярной ориентации. При этом весьма существенна степень зеркальности поверхности: поверхностная проводимость для диффузной границы оказывается в  $(l/r)$  меньше, чем для зеркальной [1], что должно привести к дополнительной анизотропии.

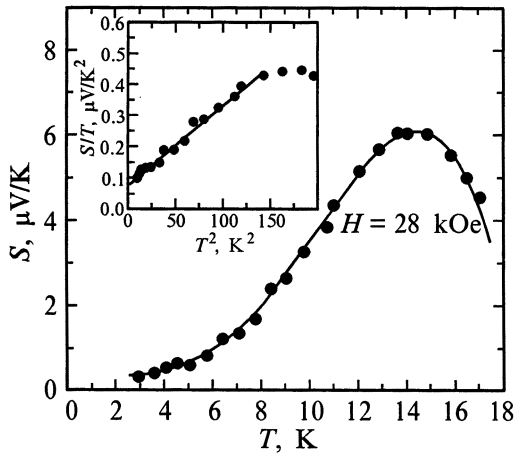
Поскольку известная формула Мотта для диффузионной термоэлектродвижущей силы  $S_d = L_0 e T \times (\partial \ln \sigma / \partial \varepsilon)_\eta$ , где  $L_0$  — число Лоренца,  $\sigma$  — электропроводность,  $\varepsilon$  — энергия электронов на уровне Ферми  $\eta$ , включает, как и выражение (4), члены, зависящие от формы образца и отражательных свойств поверхности кристалла, то можно ожидать проявления соответствующей анизотропии и в поведении магнитотермоэдс. Необходимо также отметить, что диффузионная компонента магнитотермоэдс имеет такую же полевую зависимость, как магнитотермоэдс фононного увлечения [10].

Как видно из рис. 1, где приведена магнитополевая зависимость  $S$  для обоих образцов при одинаковой геометрии эксперимента, когда магнитное поле находится в плоскости образца, такая анизотропия наблюдается: абсолютная величина магнитотермоэдс для грани (110) значительно превышает ее значение для зеркальной грани (100), что находится в соответствии с теоретическими представлениями и нашими данными по  $\rho_{xx}(H, T)$ .

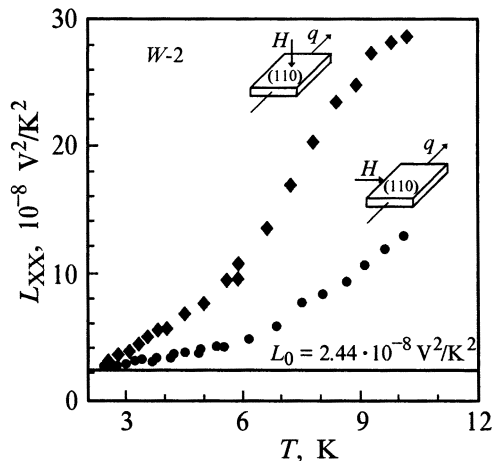
Температурная зависимость магнитотермоэдс при  $H = 28$  кОе для обоих образцов приведена на рис. 2. Как и следовало ожидать, значения  $S$  для зеркальной грани превышают по величине магнитотермоэдс диффузной грани, в то же время сам ход  $S(T)$  имеет неодинаковый для обоих случаев характер:  $S(T)$  для зеркальной грани проходит через максимум при  $T \approx 14$  К, а для диффузной грани максимум выражен менее четко и сдвинут в сторону более высоких температур. На этом же рисунке представлена зависимость  $S(T)$  в нулевом поле, причем мы не обнаружили существенного различия в поведении термоэдс обоих образцов. Видно, что зависимость термоэдс от температуры в поле и без поля носит совершенно различный характер. По мнению авторов [11], инверсия знака термоэдс является прямым следствием того, что в формировании температурной зависимости термоэдс вольфрама участвуют как положительные, так и отрицательные заряды, относительная роль которых с температурой меняется.

Обычная процедура выделения диффузионной части и фононного вклада в термоэдс заключается в представлении зависимости  $S(T)$  в виде  $S/T = a + bT^2$ , где  $a$  соответствует диффузионному вкладу,  $bT^2$  — вкладу увлечения электронов фононами. Авторы [7] попытались найти таким путем фононный вклад в термоэдс монокристалла вольфрама значительно меньшей чистоты ( $\rho_{300\text{К}}/\rho_{4.2\text{К}} \approx 30\,000$ ) в области гелиевых температур (1.5–4.2 К) и потерпели неудачу. Возможно, это связано с тем, что измерения проводились в очень узком интервале низких температур, где фононный спектр все еще слабо возбужден и все процессы определяются электрон-примесным взаимодействием.

Для разделения  $S_d$  и  $S_{\text{drag}}$  измерили  $S(H, T)$  образца W-1 в более широкой области температур  $T = 2.5$ –18 К в геометрии эксперимента, когда магнитное поле перпендикулярно плоскости образца. При такой геометрии влияние поверхностного рассеяния минимальное. В этом же эксперименте исследовался



**Рис. 3.** Температурная зависимость магнитотермоэда образца W-1. Магнитное поле перпендикулярно плоскости образца. На вставке — график зависимости  $S/T = f(T^2)$ .



**Рис. 4.** Температурная зависимость числа Лоренца для "зеркального" образца.  $H = 28$  кОе.

и эффект Нернста. На рис. 3 приведена зависимость  $S(T)$ , а на вставке —  $S/T = f(T^2)$ . Как видно из рисунка, в области  $T < 12$  К кривая  $S(T)$  хорошо описывается уравнением  $S/T = a + bT^2$  ( $a = 0.075$ ,  $b = 2.40 \cdot 10^{-3} \mu\text{V/K}^4$ ) и соответствуют аналогичным литературным данным [6], что позволяет сделать вывод о том, что заметный вклад в магнитотермоэд вольфрама при низких температурах вносит эффект увлечения электронов фононами. Исследование явления Нернста также подтверждает ранее полученный результат [12] о действии эффекта электрон-фононного увлечения в вольфраме. Как и следовало ожидать, измерения при параллельной ориентации магнитного поля и широкой плоскости кристалла, когда доминирует поверхностное рассеяние, не обнаруживают фононный вклад в  $S(H, T)$ .

На рис. 4 представлены экспериментальные кривые по исследованию закона Видемана–Франца для образца W-2 при различной геометрии эксперимента. Закон

Видемана–Франца устанавливает связь между электронной теплопроводностью  $\kappa^e$  и электропроводностью  $\sigma$  твердого тела

$$L = \frac{\kappa^e}{\sigma T} = \frac{\pi^2}{3} \left( \frac{K_B}{e} \right)^2 \frac{\tau_\kappa}{\tau_\sigma} = \frac{\tau_\kappa}{\tau_\sigma} L_0, \quad (5)$$

где  $\tau_\sigma$  и  $\tau_\kappa$  — времена релаксации электронов для электрических и тепловых процессов соответственно,  $K_B$  — постоянная Больцмана,  $L$  — число Лоренца, равное его зоммерфельдовскому значению  $L_0 = 2.44 \cdot 10^{-8} \text{V}^2/\text{K}^2$ , если рассеяние электронов упругое, т.е. если  $\tau_\sigma = \tau_\kappa$ , что для чистых металлов имеет место либо при очень низких температурах, когда доминируют электрон-примесные столкновения, либо при высоких температурах  $T \geq \Theta$ , ( $\Theta$  — температура Дебая).

Экспериментально  $\kappa^e$  находится как разность между измеренной величиной  $\kappa_{xx}^m$  и фононной теплопроводностью  $\kappa_{ph}$ , которая определяется методом подавления  $\kappa^e$  сильным магнитным полем [13]. Эксперимент также показал, что характер рассеяния электронов на поверхности не оказывает влияния на экстраполяционную процедуру выделения  $\kappa_{ph}$ : и для зеркальной, и для диффузной грани  $\kappa_{ph} \approx 0.5 \cdot 10^{-3} T^2 \text{W/cm} \cdot \text{K}$ .

В сильном магнитном поле ( $\omega\tau \gg 1$ ), когда оно направлено вдоль оси симметрии высокого порядка, каждый из механизмов рассеяния вносит строго аддитивный вклад в электропроводность  $\sigma_{xx}$ , а не в  $\rho_{xx}$  [13], и закон Видемана–Франца имеет вид

$$L_{xx}(H \rightarrow \infty) = \frac{\kappa_{xx}^e}{\sigma_{xx} T} = \frac{\tau_\sigma}{\tau_\kappa} L_0, \quad (6)$$

где  $\kappa_{xx}^e$  и  $\sigma_{xx}$  — поперечные компоненты тензоров электронной теплопроводности и электропроводности. При упругом рассеянии электронов число Лоренца в сильном магнитном поле  $L_{xx}(H \rightarrow \infty) = L_0$  [14], т.е. исследование  $L_{xx}(T)$  в сильном поле, можно фактически использовать для оценки упругости электронных столкновений. Из рис. 4, на котором приведена зависимость  $L_{xx}(T)$  для образца W-2 в поле 28 кОе, видно, что  $L_{xx}(\mathbf{H} \parallel \square)$  и  $L_{xx}(\mathbf{H} \perp \square)$  сильно отличаются: при параллельной ориентации магнитного поля реализуются условия для возникновения скин-эффекта, электроны преимущественно взаимодействуют с поверхностью кристалла, столкновения с которой считаются чисто упругими [15], и  $L_{xx}(\mathbf{H} \parallel \square)$  значительно ближе к  $L_0$  (при чисто граничном упругом рассеянии должно быть  $L_{xx}(\mathbf{H} \parallel \square) = L_0$ ), нежели  $L_{xx}(\mathbf{H} \perp \square)$ , когда граничное рассеяние минимально и преобладают объемные процессы в виде неупругих электрон-фононных столкновений (примесное рассеяние одинаково сказывается для обоих случаев и на суть рассуждений не влияет). Следует также отметить, что степень анизотропии  $L_{xx}(\mathbf{H} \parallel \square)/L_{xx}(\mathbf{H} \perp \square)$ , связанная с формой образца и состоянием поверхности кристалла, для "зеркального" образца значительно больше, чем для "диффузного". Последнее имеет простое объяснение, заключающееся в том, что "физическая" анизотропия,

связанная с топологией поверхности Ферми вольфрама (минимум магнитосопротивления при  $\mathbf{H} \parallel \langle 100 \rangle$  [16]), накладывается с "геометрической" анизотропией, обусловленной скин-эффектом. В одном случае они усиливают друг друга (образец W-2), в другом — ослабляют (образец W-1).

Одновременное измерение теплопроводности и электропроводности в условиях статического скин-эффекта позволяет провести с помощью соотношения Видемана–Франца экспериментальную проверку утверждения об упругости столкновения электронов проводимости с поверхностью кристалла. Насколько нам известно, такие измерения ранее не проводились.

Если приписать наблюдаемую в эксперименте разницу в проводимости ( $\sigma_{xx}$ ,  $\kappa_{xx}$ ) при параллельной и перпендикулярной по отношению к магнитному полю ориентации широкой плоскости кристалла (при этом магнитное поле в обоих случаях должно быть направлено вдоль эквивалентной кристаллографической оси, чтобы исключить влияние "физической" анизотропии) только поверхностной проводимости и предположить, что поверхностное рассеяние — упругое,<sup>1</sup> то можно записать

$$L_{xx}^{\text{surf}} = \frac{\kappa_{xx}^{\text{surf}}}{\sigma_{xx}^{\text{surf}} T} = \frac{\Delta \kappa_{xx}}{\Delta \sigma_{xx} T} = L_0. \quad (7)$$

Такую процедуру желательно бы провести на одном и том же образце, но для этого необходим монокристалл, геометрическая ось которого совпала бы с осью симметрии четвертого порядка  $\langle 100 \rangle$ . В нашем же случае можно воспользоваться результатами измерений  $\kappa_{xx}$  и  $\sigma_{xx}$  для разных образцов (W-2 при параллельной ориентации магнитного поля и W-1 — при перпендикулярной), так как оба образца вырезаны из одного и того же монокристалла, однако ошибка в определении  $L_{xx}^{\text{surf}}$  при этом может несколько увеличиться. С учетом сказанного выше, выражение (7) примет вид

$$L_{xx}^{\text{surf}} = \frac{\Delta \kappa_{xx}}{\Delta \sigma_{xx} T},$$

где (при  $\mathbf{H} \parallel \langle 100 \rangle$ )

$$\Delta \kappa_{xx} = \kappa_{xx}(\mathbf{H} \parallel \square) - \kappa_{xx}(\mathbf{H} \perp \square),$$

$$\Delta \sigma_{xx} = \sigma_{xx}(\mathbf{H} \parallel \square) - \sigma_{xx}(\mathbf{H} \perp \square).$$

Такой метод анализа удобен еще и тем, что позволяет избавиться от влияния величины  $\kappa_{\text{ph}}$ , которая всегда входит в измеряемую величину  $\kappa_{xx}^m$  и не зависит от магнитного поля.

Результаты такой обработки экспериментальных данных показывают, что в ограниченном интервале температур (2.5–7 К), где  $\Delta \kappa_{xx}$  и  $\Delta \sigma_{xx}$  можно определить с

<sup>1</sup> Как отмечают авторы [17], в некоторых случаях поверхностное рассеяние может быть и неупругим: сталкивающиеся с поверхностью электроны могут обмениваться энергией с поверхностными колебаниями и примесными атомами. Однако большинство экспериментов в настоящее время удается описать в рамках упругого рассеяния.

разумной точностью,  $L_{xx}^{\text{surf}}$  остается постоянной и равна  $(2.7 \pm 0.3) 10^{-8} \text{ V}^2/\text{k}^2$ , что несколько превышает теоретическое значение  $L_0$ , однако учитывая способ определения  $L_{xx}^{\text{surf}}$ , результат можно считать вполне соответствующим теории [15], и является дополнительным экспериментальным аргументом, подтверждающим вывод об упругости поверхностного рассеяния электронов.

Таким образом, проведены исследования магнитополовой и температурной зависимостей магнитотермоэдса и числа Лоренца тонких пластин вольфрама в условиях статического скин-эффекта. Показано, что поведение магнитотермоэдса следует предсказаниям теории гальвано- и термомагнитных явлений в сильных магнитных полях и проявляет анизотропию, связанную с формой образца и отражательными свойствами поверхности кристалла.

На температурной зависимости магнитотермоэдса при минимальном граничном рассеянии выявлен эффект увлечения электронов фононами.

Путем исследования соотношения Видемана–Франца в условиях статического скин-эффекта получено экспериментальное подтверждение об упругости электронных столкновений с поверхностью кристалла.

Авторы выражают благодарность А.Н. Черепанову за предоставленные для исследований монокристаллы.

## Список литературы

- [1] В.Т. Песчанский, М.Я. Азбель. ЖЭТФ **55**, 1980 (1968).
- [2] Н.Н. Волкенштейн, М. Глиньский, В.В. Марченков, В.Е. Старцев, А.Н. Черепанов. ЖЭТФ **95**, 6, 2103 (1989).
- [3] А.Б. Батдалов, А.Н. Черепанов, В.Е. Старцев, В.В. Марченков. ФММ **75**, 6, 85 (1993).
- [4] О.А. Панченко, П.П. Луцишин, Ю.Г. Птушинский. ЖЭТФ **66**, 6, 2191 (1974).
- [5] J.C. Garland, D.J. Van Harlinger. Phys. Rev. **B10**, 12, 4825 (1974).
- [6] Ф.Дж. Блатт, П.А. Шредер, К.Л. Фойлз, Д. Грейг. Термоэлектродвижущая сила металлов. Металлургия, М. (1980). 248 с.
- [7] V.J. Blumenstock, P.A. Schroeder. J. Low. Temp. Phys. **38**, 5/6, 605 (1980).
- [8] R. Fletcher, J.L. Opsal, V.J. Thaler. J. Phys. F: Met. Phys. **7**, 8, 1489 (1980).
- [9] И.М. Лифшиц, М.Я. Азбель, М.И. Каганов. Электронная теория металлов. Наука, М. (1971). 415 с.
- [10] J.L. Opsal. J. Phys. F: Met. Phys. **7**, 11, 2349 (1977).
- [11] R. Carter, A. Davidson, P.A. Schroeder. J. Phys. Chem. Solids **31**, 2374 (1970).
- [12] А.Б. Батдалов, Н.П. Катрич, Н.А. Редько, В.И. Тмарченко, С.С. Шальт. ФТТ **19**, 3, 672 (1977).
- [13] А.Б. Батдалов, Н.А. Редько. ФТТ **22**, 4, 1141 (1980).
- [14] D.K. Wagner. Phys. Rev. **B5**, 2, 336 (1972).
- [15] А.Ф. Андреев. УФН **105**, 1, 113 (1971).
- [16] E. Wawcett. Phys. Rev. **128**, 154 (1962).
- [17] В.Ф. Гантмахер, И.Б. Левинсон. Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках. Наука, М. (1984). С. 219.