

## ПРОЯВЛЕНИЕ ГИДРОДИНАМИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА В ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ ВОЛЬФРАМА

А.Б.Батдалов, В.И.Тамарченко, С.С.Шалым

Исследована теплопроводность чистого монокристалла вольфрама в интервале 2 – 120°К. В области температур 15 – 40°К, где нормальные электрон-фононные процессы доминируют и имеются условия для установления гидродинамического механизма переноса, наблюдается аномальная температурная зависимость теплопроводности.

В очень чистых металлах при низких температурах нормальные электрон-фононные процессы рассеяния могут оказаться доминирующими. Тогда в электрон-фононной системе формируется локально-равновесное дрейфовое распределение и возникает гидродинамический механизм переноса. Особенностью компенсированных ("четных") металлов с закрытыми поверхностями Ферми в этом случае является проявление гидродинамического режима в процессе теплопроводности (при отсутствии электрического тока). Анализ этой ситуации, проведенный Гуржи и Конторовичем [1], привел к следующему результату для полной теплопроводности:

$$\kappa = C_e v_F l_{ЭН} + C_e v_F \left( \frac{T}{T_0} \right)^6 l_u, \quad (1)$$

где первое слагаемое соответствует диффузионной электронной теплопроводности (при электрон-фононном рассеянии, согласно теории Блоха – Вильсона  $l_{ЭН} \sim (T_0/T)^3$ ), а второе слагаемое составляет вклад дрейфового движения;  $C_e$  – электронная теплоемкость,  $T_0 \equiv s r_F^1$ ,  $l_u$  – длина свободного пробега электрона для процессов с потерей квазиимпульса. В (1) исключено паузейлевское течение и считается, что  $T_0^2 \gg T^2 > T_*^2 \equiv T_0^3 / \epsilon_F$ . Длина  $l_u$  с ростом температуры ограничивается в основном процессами электрон-фононного переброса, т. е.  $l_u \sim e^{\beta(\theta/T)}$ . Вывод об экспоненциальной температурной зависимости теплопроводности компенсированного металла содержится также в ра-

1)  $s$  – скорость звука,  $r_F$  – импульс на уровне Ферми.

боте Флерова [2]. Для проверки этого вывода теории подходящим объектом является вольфрам, который может быть получен в очень чистом виде.

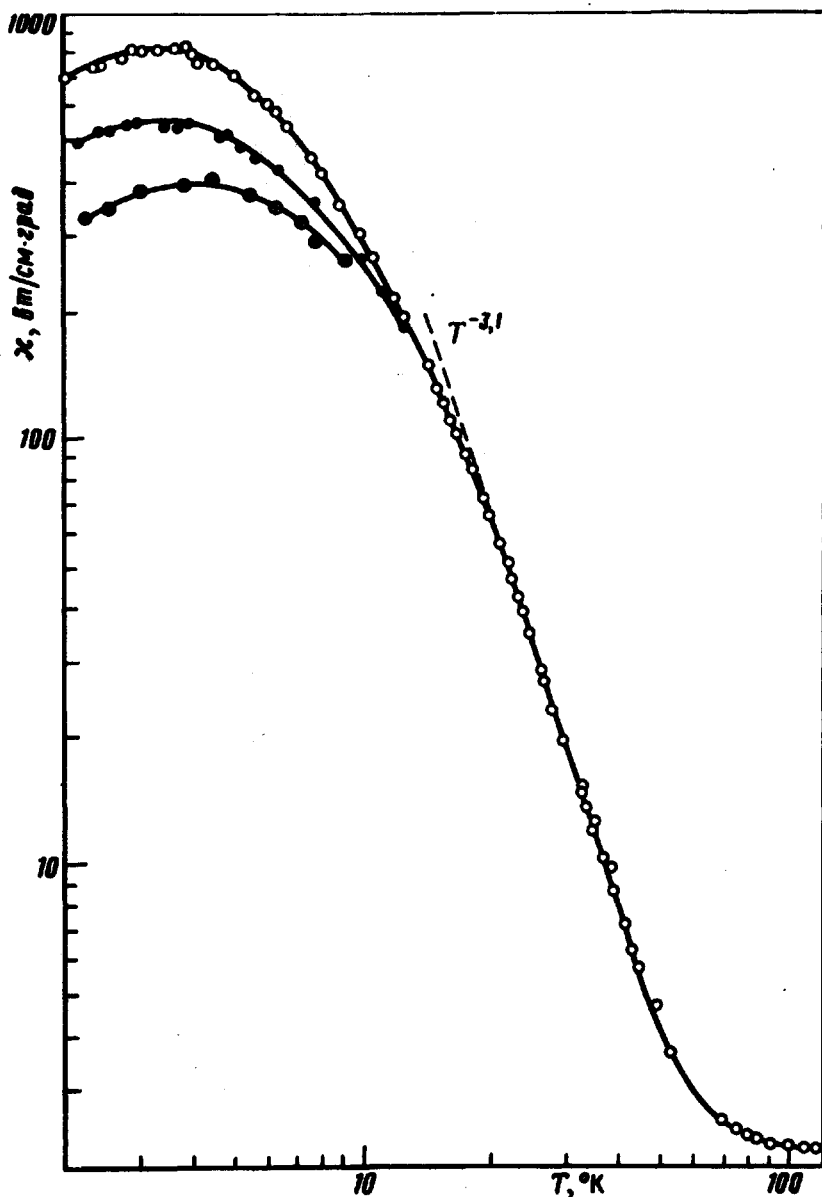


Рис. 1. Температурная зависимость теплопроводности вольфрама. Исходный монокристалл  $d = 3,2$  мм — о. Путем электро травления диаметр последовательно уменьшался до 1,4 мм — •, а затем до  $d = 0,8$  мм — •

Имеющиеся в настоящее время экспериментальные данные о теплосопротивлении чистого вольфрама относятся только к области гелиевых температур ( $1,5 - 6^{\circ}\text{K}$ ) [3], где основную роль в рассеянии носителей тока играет межэлектронное и примесное рассеяние. Для вы-

яснения интересующего нас вопроса измерения теплосопротивления вольфрама должны быть проведены в области  $T > 20^\circ\text{K}$ , где в исследованном нами образце основную роль играет электрон-фононное взаимодействие. Это обстоятельство было экспериментально выявлено при исследовании электросопротивления  $\rho$  этого образца, которое в области  $20 - 50^\circ\text{K}$  изменяется по закону  $\rho = BT^5$ , а  $B$  слабо зависит от концентрации примесей [4].

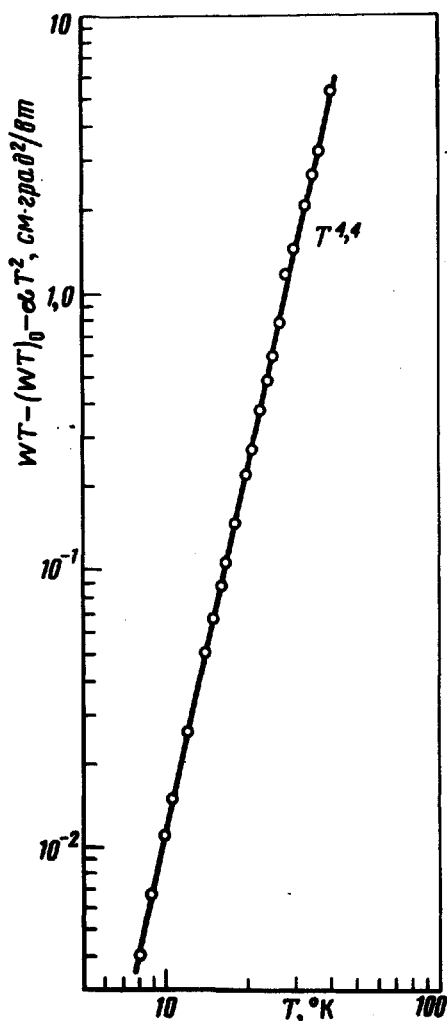


Рис. 2. Температурный ход для величины  $WT$  после исключения межэлектронного ( $\alpha T^2$ ) и примесного  $[(WT)_0]$  рассеяния

В настоящей работе измерялась теплопроводность монокристалла вольфрама диаметром 3,2 мм с отношением  $\rho_{273^\circ\text{K}}/\rho_{4,2^\circ\text{K}} = 86000$  в области температур  $2 - 120^\circ\text{K}$ . Из оценок, которые можно было сделать, изучая влияние магнитного поля на теплопроводность, следовало, что в сильном поле, т. е. при разрушенном дрейфовом режиме, перенос тепла при  $T < 40^\circ\text{K}$  осуществлялся в основном носителями тока. Поэтому для выяснения интересующего нас вопроса следовало определить температурный ход общей теплопроводности и на участке  $20 - 40^\circ\text{K}$

сравнить его с результатами теории Блоха – Вильсона<sup>1)</sup>. Для расширения этого температурного интервала в сторону низких температур следовало учесть другие механизмы рассеяния при  $T < 20^\circ\text{K}$ . Для этой цели в общем теплосопrotивлении  $\kappa$  были выделены аддитивные члены, соответствующие межэлектронному ( $\alpha T^2$ ) и примесному  $[(WT)_0]$  рассеянию и построена зависимость  $WT - (WT)_0 - \alpha T^2 = f(T)$ . Коэффициенты  $\alpha$  и  $(WT)_0$  определялись по ходу зависимости  $WT$  от  $T^2$  в области наиболее низких температур ( $2 - 6^\circ\text{K}$ ), где этот график имеет линейный вид и где, по этой причине можно пренебречь электрон-фононным рассеянием. Из рис. 1 видно, что на участке  $20 - 40^\circ\text{K}$  кривой общей теплопроводности наклон составляет  $-3,1$ , что заметно превышает по абсолютной величине значение  $-2$ , соответствующее теории Блоха – Вильсона. Выделение вклада межэлектронного рассеяния увеличивает наклон до  $-3,4$  и значительно расширяет в сторону низких температур область аномальной температурной зависимости теплопроводности (рис. 2). По предварительным данным зависимость теплосопrotивления "грязных" образцов приближается к виду:  $W \sim T^2$ .

Согласно (1), гидродинамический вклад в полную теплопроводность  $\Delta\kappa$  зависит от температуры по крайней мере как  $\kappa_{\text{эксп}} \sim T^{-3,4}$  и соответствует гораздо более крутой температурной зависимости величины  $l_u$  (по крайней мере  $l_u \sim T^{-1,0}$ ), что практически означает реализацию экспоненциальной зависимости длины свободного пробега  $l_u$ . Влияние размерного эффекта, показанное на рис. 1, демонстрирует тот факт, что энергетическая длина свободного пробега носителей тока в исследованном монокристалле вольфрама при низких температурах превышала его поперечные размеры, т. е. рассеяние на примесях было действительно очень мало. Учет влияния рассеяния носителей тока на поверхности может только увеличить интересующий нас наклон в области  $T < 12^\circ\text{K}$ , но в данном случае это было несущественно. С ростом температуры в самой фононной системе начинают преобладать процессы с потерей квазимпульса и гидродинамическое течение электрон-фононного газа разрушается.

Таким образом, можно считать экспериментально доказанным, что в компенсированном металле температурный ход теплопроводности в области взаимного электрон-фононного рассеяния может быть в заметной мере обусловлен возникновением гидродинамического режима, т. е. эффектом взаимного увлечения.

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

Поступила в редакцию  
16 июля 1974 г.

<sup>1)</sup> При переходе от диффузионного к дрейфовому режиму относительные вклады электронной и решеточной теплопроводности существенно меняются:

$$\frac{\kappa_e}{\kappa_p} \Big|_{\text{диф}} = \left(\frac{T_0}{T}\right)^4 \gg 1, \quad \frac{\kappa_e}{\kappa_p} \Big|_{\text{дрейф}} = \frac{T_0^2}{T^2} \lesssim 1.$$

## Литература

- [1] Р.Н.Гуржи, В.М.Конторович. ФТТ, 11, 3109, 1969.
  - [2] В.Н.Флеров. ФТТ, 16, 55, 1974.
  - [3] D. K. Wagner, I. C. Garland. R. Voners. Phys. Rev., B3, 3141, 1971.
  - [4] А.Б.Батдалов, В.И.Тамарченко, С.С.Шалыт. ФТТ, 10, 1974 (в печати).
-