

УДК 538.931

© 1991

ПУАЗЕЙЛЕВО ТЕЧЕНИЕ ФОНОННОГО ГАЗА ВИСМУТА В УСЛОВИЯХ РАЗМЕРНОГО ЭФФЕКТА

Н. А. Редько, В. Д. Каган

В совершенных образцах висмута при низких температурах ($3 < T < 8$ К) реализуется режим пуазейлева течения фононного газа $l_N < \sqrt{l_N l_U} < d$, где l_N , l_U — длины свободного пробега фононов для N - и U -процессов. Теплопроводность для массивных образцов \bar{W} при этих температурах ограничивается только фонон-фононными процессами переброса, и на эксперименте наблюдается экспоненциальная зависимость теплопроводности от температуры $\kappa_0 \sim l_U \sim e^{\theta/b \cdot T}$, где $\theta \simeq 120$ К, $b \simeq 3$. Теплопроводность висмута для образцов конечных размеров κ ограничивается как фонон-фононными процессами переброса, так и рассеянием фононов на поверхности кристаллов и меньше теплопроводности массивных образцов κ_0 на величину $\Delta \kappa = \kappa_0 - \kappa = 2\kappa_0 \sqrt{l_U l_N} / d \sim l_U^{3/2}$. Анализ экспериментальных данных подтверждает различие показателей степени экспонент в $3/2$ раза для температурных зависимостей поправки к теплопроводности образцов с конечными поперечными размерами и теплопроводности массивных образцов.

При исследовании теплопроводности висмута при низких температурах в [1, 2] было установлено, что для совершенных монокристаллов висмута реализуется режим пуазейлева течения фононного газа. Авторы [1, 2] подробно проанализировали поведение теплопроводности от температуры и поперечного размера образцов при температурах ниже температуры максимума теплопроводности ($T_M \simeq 3.5$ К). В настоящей работе проведен анализ поведения теплопроводности при температурах выше T_M .

1. Висмут является компенсированным полуметаллом с концентрацией носителей заряда $n = p \simeq 3 \cdot 10^{17}$ см⁻³, но вклад электронной теплопроводности в полную теплопроводность \bar{W} в области температур $2 < T < 20$ К является пренебрежимо малой величиной [3, 4]. В этом интервале температур перенос тепла осуществляется только фононами. Наличие носителей заряда в \bar{W} приводит к рассеянию фононов на них, которое, согласно данным [1], является достаточно заметным при температурах ниже 1 К и более слабым при $T > 1$ К. В висмуте отсутствует изотопическое рассеяние фононов, поскольку он является моноизотопом.

Единственной причиной фонон-фононного взаимодействия в \bar{W} , как в любом твердом теле, является ангармонизм колебаний решетки, приводящий к столкновениям двух типов: нормальным столкновениям с характерным временем τ_N и процессам переброса с характерным временем τ_U . В кристаллических образцах конечных размеров при низких температурах наряду с фонон-фононным взаимодействием появляется дополнительный механизм рассеяния — столкновения фононов с поверхностью кристалла с характерным временем $\tau_d \simeq d/s$, где d и s — наименьший поперечный размер образца и скорость звука.

Таким образом, теплосоппротивление кристаллической решетки \bar{W} может быть обусловлено резистивными процессами рассеяния фононов в объеме образца (U -процессами, рассеянием фононов на микроскопических дефектах упаковки кристаллической решетки и на носителях заряда),

а также рассеянием фононов на поверхности образца. Из резистивных процессов рассеяния фононов в объеме образца процессы переброса являются преобладающими в совершенных кристаллах Vi.

2. Экспериментальные исследования температурной зависимости ($1 < T < 8$ К) теплопроводности на совершенных монокристаллах висмута с различными поперечными размерами были проведены в [1]. Изучались монокристаллы висмута цилиндрической формы длиной до 8 см с эффективным диаметром для исходного образца $d = \sqrt{d_1 d_2} = 0.51$ см для серии образцов Vi2 и 0.48 см для серии образцов Vi4, где d_1, d_2 — наи-

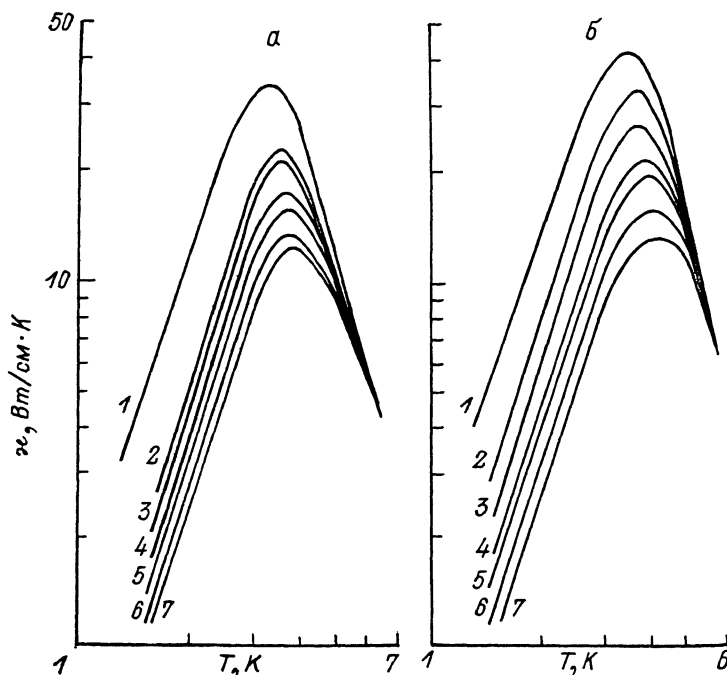


Рис. 1. Зависимость теплопроводности совершенных образцов от температуры и поперечного размера d .

a — образец Vi2, ось C_2 под углом $\sim 45^\circ$ к оси образца. 1 — исходный образец, 2—7 — после легкого травления. $d=0.51$ (1, 2), 0.45 (3), 0.39 (4), 0.33 (5), 0.30 (6), 0.26 см (7); *b* — образец Vi4, ориентация несколько отличается от ориентации Vi2. 1 — исходный образец, 2—7 — после легкого травления поверхности. $d=0.48$ (1, 2), 0.37 (3), 0.34 (4), 0.27 (5), 0.19 (6), 0.15 см (7).

меньший и наибольший диаметр овала в сечении образца. После измерения теплопроводности исходный образец травился в концентрированной азотной кислоте до меньшего размера, снова измерялся и снова травился и т. д. Результаты таких измерений теплопроводности для обеих серий монокристаллов Vi представлены на рис. 1. В [1, 2] отсутствует подробный анализ температурной зависимости теплопроводности и влияния на нее размерного эффекта при температурах выше $T_M \approx 3.5$ К. В настоящей работе мы остановимся подробнее на этом анализе.

В висмуте по экспериментальным данным, в том числе и из теплопроводности, найдены температурные зависимости длин свободного пробега фононов, участвующих в N - и U -процессах: $l_U = s\tau_U \approx 5 \cdot 10^{-5} e^{A_0/T}$ (см) [1], $l_N = s\tau_N \approx A T^{-4}$ (см), где $A \approx 0.4$ и 3 [5, 6], $s \approx 1.5 \cdot 10^5$ см/с — средняя скорость звука.

Как следует из приведенных температурных зависимостей, для l_U, l_N в висмуте при $T < 2$ К выполняется условие $d < l_N < l_U$. Это соответствует кнудсеновскому режиму течения фононного газа, когда фононы, двигаясь от границы к границе кристалла под действием градиента температуры, практически не сталкиваются в объеме. В этом случае эффективная длина свободного пробега фононов сравнивается с поперечными

размерами образца, а температурная зависимость теплопроводности определяется температурной зависимостью теплоемкости

$$\kappa \simeq \frac{1}{3} Csl_{\text{эфф}} \simeq A(T/\Theta)^3 d, \quad (1)$$

где $\Theta \simeq 120$ К температура Дебая Vi . На эксперименте подтверждается температурная зависимость $\kappa \sim T^{3.5}$.

С повышением температуры происходит переход к пуазейлевому режиму течения фононного газа и при $T=3$ К выполняется условие $l_N < d < \sqrt{l_U l_N}$. При этом в объеме образца наиболее частыми являются нормальные столкновения, которые непосредственно не влияют на теплосопротивление, поскольку полный квазиимпульс фононов при учете только N -процессов в кристалле сохраняется. Теплосопротивление в такой ситуации должно определяться взаимодействием фононов с поверхностью образца. В этом случае фонон, прежде чем дойдет до границы кристалла, испытывает множество нормальных столкновений. Движение фонона будет напоминать броуновские случайные блуждания частицы, и хотя эффективная длина свободного пробега будет определяться рассеянием на границах, но проходимый фононом путь между столкновениями с границей существенно увеличится по сравнению с d и $l_{\text{эфф}} = d^2/l_N$. Учитывая температурную зависимость тепловых фононов для N -процессов ($l_N \sim T^{-5}$) и теплоемкости ($C \sim T^3$), получим следующую зависимость теплопроводности от поперечных размеров и температуры:

$$\kappa = \frac{1}{3} Csl_{\text{эфф}} \simeq B(T/\Theta)^8 d^2. \quad (2)$$

На эксперименте не наблюдаются зависимости, предсказанные теорией. Зависимость теплопроводности от поперечных размеров образцов для одной серии $\text{Vi}2$ $\kappa \sim d^{1.2}$, а для другой $\text{Vi}4$ $\kappa \sim d^{1.4}$, но не d^2 . Температурная зависимость теплопроводности $\kappa \sim T^{3.5}$, и не наблюдается перехода к зависимости $\kappa \sim T^8$. Это связано с тем, что при повышении температуры буквально на десятые градуса условие $l_N < d < \sqrt{l_U l_N}$ пуазейлева течения фононного газа сменяется на другое условие $l_N < \sqrt{l_U l_N} < d$.

Это приводит к реализации на эксперименте диэлектрического максимума теплопроводности при $T_M \simeq 3.5$ К (рис. 1). Зависимость максимума теплопроводности от поперечных размеров для измеренных серий образцов близка к линейной ($\kappa \sim d$).

3. Условие $l_N < \sqrt{l_U l_N} < d$ для пуазейлева течения фононного газа реализуется в висмуте в достаточно широком температурном интервале $T_M < T < 8$ К. Величина теплопроводности в этом температурном интервале уменьшается с уменьшением поперечных размеров образцов в соответствии с предсказаниями теории [7]

$$\kappa \simeq \kappa_0 \left(1 - 2\sqrt{l_U l_N}/d\right). \quad (3)$$

Здесь κ_0 — теплопроводность массивных образцов, для которых выполняется условие $l_N < l_U < d$. В теплосопротивление висмута в этом случае вносят вклад фонон-фононные процессы переброса и $l_{\text{эфф}} = 3\kappa_0/Cs \simeq \simeq l_U \sim e^{\theta/2T}$. Экспоненциальная температурная зависимость $l_{\text{эфф}}$ подтверждается на эксперименте.

Согласно теоретической зависимости (3), может быть найдена разность теплопроводности между теплопроводностью массивного образца и теплопроводностью образца с поперечным размером d : $\Delta\kappa = \kappa_0 - \kappa = 2\kappa_0 \sqrt{l_U l_N}/d \sim \sim l_U^{3/2} = l_U^*$.

Таким образом, разность теплопроводности $\Delta\kappa$, как и теплопроводность массивного образца κ_0 , имеет экспоненциальную зависимость от температуры только с показателем степени, в $3/2$ раза большим, чем для массивного образца. Зависимость разности теплопроводности от размеров

образцов будет следующей: $\Delta x_1/\Delta x_2 = (x_0 - x_1)/(x_0 - x_2) = d_2/d_1$. На эксперименте эта зависимость реализуется при температурах вблизи $T=4$ К, а с повышением температуры наблюдается расхождение. Измеренная температурная зависимость теплопроводности на серии образцов Vi2 и Vi4 с различными поперечными размерами (рис. 1) позволяет определить разность теплопроводности. Образцы с наибольшими поперечными размерами $d=0.51$ см для серии Vi2 и $d=0.48$ см для серии Vi4 принимались за массивные, и теплопроводность для них обозначалась x_0 . Разность теплопроводности Δx находилась между значениями теплопроводности массивного образца ($d=0.51$ или 0.48 см) и образцом с наименьшим поперечным размером ($d=0.26$ см для серии образцов Vi2 или $d=0.15$ см для

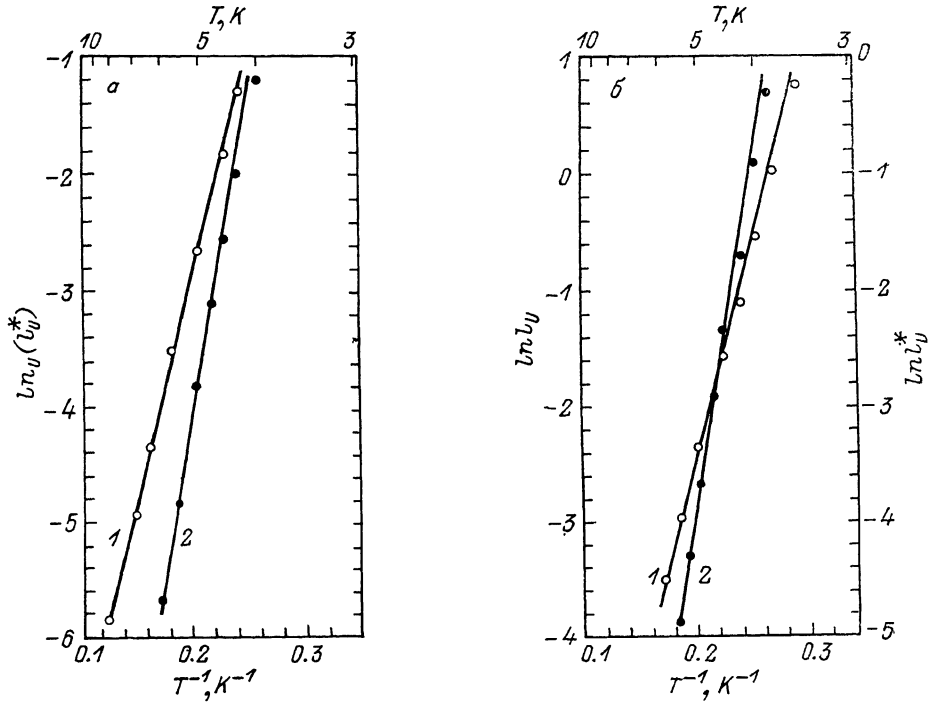


Рис. 2. Логарифмическая зависимость длин $l_U = 3x_0/Cs$ (1), $l_U^* = 3\Delta x/Cs$ (2), найденных по теплопроводности для серии Vi2 (а), Vi4 (б), x_0 (образец № 2), $\Delta x = x_0 - x$ (между образцами № 2 и 7), от обратной температуры.

серии Vi4). Температурная зависимость для l_U и l_U^* определялась по величине x_0 и Δx в интервале температур $T_M < T < 8$ К: $l_U = 3x_0/Cs$ и $l_U^* = 3 \times \Delta x/Cs$ с использованием значения удельной теплоемкости $C = 5.5 \cdot 10^{-5} \text{ Дж/см}^3 \cdot \text{К}^4$ и средней скорости звука $s = 1.5 \cdot 10^5 \text{ см/с}$.

По данным длин свободного пробега фононов l_U^* и l_U были построены графики в осях $\ln l_U$ и T^{-1} (рис. 2, а, б). Как видно из этих рисунков, значения l_U^* и l_U ложатся на прямые линии с различными наклонами. Это позволяет сделать утверждение, что температурная зависимость для l_U^* и l_U , найденная по экспериментальным данным разности теплопроводности и теплопроводности массивного образца, в интервале температур $T_M < T < 8$ К является экспоненциальной, но с разными показателями степени. Величина показателя степени экспонент находилась по наклону прямых (рис. 2, а, б) и равна $l_U^* \sim e^{6.4/T}$ и $l_U \sim e^{1.2/T}$ для серии образцов Vi2 и $l_U^* \sim e^{6.2/T}$ и $l_U \sim e^{1.0/T}$ для серии образцов Vi4. Различие показателей степени экспонент для l_U^* и l_U в 3/2 раза находится в согласии с результатами теории [7].

Найденная температурная зависимость теплопроводности для массивных образцов Vi2 и Vi4 является экспоненциальной $x_0 \sim e^{\theta/bT}$ с параметром θ/b , близким к 40 К, что позволяет определить коэффициент $b \approx 3$.

Таким образом, можно сделать вывод, что в совершенном висмуте при температурах выше диэлектрического максимума теплопроводности температурная зависимость фононной теплопроводности массивного образца κ_0 и поправки $\Delta\kappa$ к фононной теплопроводности образцов с конечными поперечными размерами определяется фонон-фононными процессами переброса. Найденные параметры экспоненциальной температурной зависимости по экспериментальным данным поправки к теплопроводности для образцов конечных размеров и фононной теплопроводности массивного образца различаются в $3/2$ раза в соответствии с теорией.

Список литературы

- [1] Копылов В. Н., Межов-Деглин Л. П. // ЖЭТФ. 1973. Т. 65. № 8. С. 720—734.
- [2] Межов-Деглин Л. П., Копылов В. Н., Медведев Э. С. // ЖЭТФ. 1974. Т. 67. № 9. С. 1123—1135.
- [3] Issi J.-P., Hermans J. // Proc. 15th Int. Conf. Thermal Conductivity. Ottawa, 1977. P. 63—67.
- [4] Коренблит И. Я., Кузнецов М. Е., Муждаба В. М., Шалыт С. С. // ЖЭТФ. 1969. Т. 57. № 12. С. 1867—1876.
- [5] Кузнецов М. Е., Оскотский В. С., Польшин В. И., Шалыт С. С. // ЖЭТФ. 1969. Т. 57. № 10. С. 1112—1117.
- [6] Narayanamurti V., Dines R. C. // Phys. Rev. Lett. 1972. V. 28. N 22. P. 1461—1465.
- [7] Гуржи Р. Н. // ЖЭТФ. 1964. Т. 46. № 2. С. 719—724; УФН. 1968. Т. 94. № 4. С. 689—718.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Поступило в Редакцию,
22 марта 1991 г.