

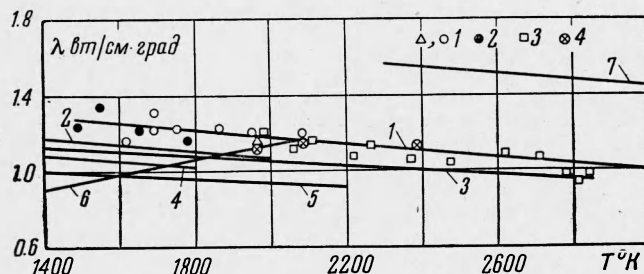
## ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ ВОЛЬФРАМА ПРИ ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

Ю. Н. Симонова, Л. П. Филипов (Москва)

Расширение исследований тепловых свойств твердых тел посредством детальных измерений имеет значение и для тех материалов, для которых в литературе уже имеются экспериментальные данные. Новые результаты способствуют определению достоверных, эталонных значений тепловых свойств, что является особенно важным для области высоких температур. Руководствуясь этими соображениями, авторы предприняли измерения теплопроводности вольфрама при 1500—3000° К. Для измерений была использована методика и аппаратура, описанные нами ранее [1,2]. Измерения теплопроводности сводились к определению распределения температуры вдоль проволоки или полоски фольги, нагреваемой током, на участке, где это распределение является экспоненциальным. Для создания такого распределения температуры на участок проволоки (фольги) с постоянной температурой вешался рейтер, создававший локальную температурную неоднородность. Распределение температуры измерялось при помощи специально сконструированного дифференциального оптического пирометра [1]. Теплопроводность определялась по формуле

$$\lambda = \frac{4I^2\rho}{S^2T_0k^2}(1-\Delta) \quad \left( \Delta = \frac{1}{2} \frac{d \ln T_0^2 / I}{d \ln T_0}, \quad k = \frac{d \ln (T - T_0)}{dx} \right) \quad (1)$$

Здесь  $k$  — показатель экспоненты распределения температуры вдоль проволоки (фольги),  $T_0$  — температура в отсутствие рейтера,  $I$  — сила тока,  $\rho$  — удельное сопротивление,  $S$  — поперечное сечение. Величина  $\Delta$  представляет собой малую поправку, учитывающую зависимость электропроводности и интегральной степени черноты от температуры.



Последовательность измерений была такова. При помощи дифференциального пирометра сначала определялось распределение температуры вдоль исследуемого объекта в отсутствие рейтера. Это давало возможность выявить небольшие искажения температуры объекта, вызванные существованием дефектов, нарушающих его однородность (как правило, эти неоднородности температуры не превосходили долей градуса). Затем на образец вешался рейтер и определялось распределение температуры, вызванное его присутствием. Полученные значения температуры отсчитывались от результатов измерений без рейтера. Измерения распределения температуры производились на участке длиной ~ 20 мм; максимальная разность температур составляла 20°. Результаты измерений зависимости разности температур  $T - T_0$  от координаты  $x$  вдоль образца наносились на график в полулогарифмическом масштабе. По углу наклона получавшейся при этом прямой линии определялась величина  $k$ .

Полученные результаты измерения теплопроводности приведены на фигуре. При этом экспериментальные точки 1 получены для полосок фольги 2 мм 60 мк, точки 2 для 3 мм 60 мк, точки 3 и 4 — для проволоки диаметром 0,3 и 0,2 мм. Все эти результаты достаточно хорошо согласуются, систематическое различие отсутствует. Максимальное отклонение отдельных точек от средней кривой 1 составляет 7%, среднее отклонение равно 4%. Кривые на фигуре построены по литературным данным: (2) — [4], (3) — [3], (4) — [8], (5) — [6], (6) — [5], (7) — [7]. Наиболее близкими к нашим оказались результаты измерений Д. Л. Тимрота и В. Э. Пелецкого [3], Осборна [4], Катлера и Ченя [8].

Результаты измерения теплопроводности вольфрама использованы для определения температурной зависимости числа Лоренца. При этом найдено, что число Лоренца в изученном интервале температур монотонно уменьшается от значения  $3,40 \cdot 10^{-8}$  при 1500° К до  $2,81 \cdot 10^{-8}$  вт ом/град<sup>2</sup> при 3000° К. Такие значения числа Лоренца свидетельствуют о существовании заметного вклада решеточной теплопроводности.

Поступила 15 X 1964

## ЛИТЕРАТУРА

1. Филиппов Л. П. и Симонова Ю. Н. Измерение теплопроводности металлов при высоких температурах. I. Теплофизика высоких температур, 1964, т. 2, № 1, стр. 3.
2. Филиппов Л. П. и Симонова Ю. Н. Измерение теплопроводности металлов при высоких температурах. II. Теплофизика высоких температур, 1964, т. 2, № 2, стр. 188.
3. Тимрот Д. Л. и Пелецкий В. Э. Применение электронного обогрева в исследовании коэффициента теплопроводности тугоплавких сплавов и соединений. Теплофизика высоких температур, 1963, т. 1, № 2, стр. 168.
4. Osborn R. H. Thermal Conductivities of Tungsten and Molybdenum at Incandescent Temperatures. J. Opt. Soc. America, 1941, vol. 31, p. 428.
5. Worthing A. I. The Thermal Conductivities of Tungsten, Tantalum and Carbon at Incandescent Temperatures by an Optical Pyrometer Method. Phys. Rev., 1914, vol. 4, p. 535.
6. Гуменюк В. С., Иванов В. Е., Лебедев В. В. Определение теплопроводности металлов при температурах выше 1000° С. Сб. «Тепло- и массоперенос», т. I, Минск, 1962.
7. Allen R. D., Glasier L. F., Jordan P. L. Spectral Emissivity, Total Emissivity and Thermal Conductivity of Molybdenum, Tantalum and Tungsten. J. Appl. Phys., 1960, vol. 31, p. 8.
8. Cutler M., Cheney G. T. Measurement of Thermal Conductivity of Electrical Conductors at High Temperatures. J. Appl. Phys., 1963, vol. 34, p. 1714.

## К КИНЕТИКЕ УДАРНОГО ПЛАВЛЕНИЯ ПОЛИКРИСТАЛЛОВ

*Н. М. Бузнецов (Москва)*

Перегретый кристалл термодинамически устойчив относительно малых возмущений в его объеме. Однако экспериментальное осуществление перегрева затруднено тем, что имеется большое возмущение термодинамического состояния кристалла со стороны поверхности (которая, как правило, смачивается жидкой фазой того же вещества [1, 2]). Это возмущение, разумеется, нельзя устранить при сколь угодно медленном нагревании. Перегрев кристалла возможен только в динамических условиях — в тех случаях, когда время нагревания меньше времени установления фазового равновесия. Это условие в принципе может выполняться при быстром объемном выделении тепла, например, при ударном сжатии вещества.

Ниже рассматривается время плавления быстро нагретого поликристаллического твердого тела. Предполагается, что температура плавления  $T_*$  и теплота плавления  $q$  в процессе установления фазового равновесия не изменяются, что, вообще говоря, справедливо только при постоянном давлении.

В релаксационной зоне фазового перехода в ударной волне давление  $P$  изменяется на некоторую величину  $\Delta P$ , которая, однако, обычно удовлетворяет условию  $P^{-1}\Delta P \ll 1$  (исключение составляет случай, когда ударная адиабата и кривая плавления пересекаются под малым углом). Изменение  $T_*$  при этом составляет по порядку величины [3]

$$\frac{\Delta T_*}{T_*} \sim \frac{n-1}{n} \frac{\Delta P}{P + \pi} \quad \text{или} \quad \frac{\Delta T_*}{T_*} \ll 1, \quad \frac{\Delta q}{q} \ll 1$$

При этом учитывалось, что  $n > 1$ ,  $\pi \sim 10^4 - 10^5 \text{ атм}$ . Вследствие этого при решении уравнения теплопроводности можно принять  $T_* = \langle T_* \rangle$ ,  $q = \langle q \rangle$ , где  $\langle T_* \rangle$  и  $\langle q \rangle$  — средние значения  $T_*$  и  $q$  в релаксационной зоне.

Второе предположение состоит в том, что очагами плавления являются только поверхности монокристаллов. Такое предположение не ограничивает общности рассмотрения, если монокристаллы достаточно малы для того, чтобы процесс плавления закончился раньше, чем образуются зародыши жидкой фазы в объеме монокристалла.

Поскольку, однако, кинетика объемного образования зародышей и количественный критерий малости кристалла в указанном выше смысле здесь не рассматриваются, то приводимую далее оценку следует рассматривать как оценку верхней границы времени плавления  $\tau$  монокристаллов произвольных размеров. Процессы, происходящие на поверхности плавления, можно в определенных пределах перегрева, до тех пор, пока скорость плавления лимитируется теплопроводностью, считать безынерционными<sup>1</sup>. Границы применимости такого рассмотрения обсуждаются в дальнейшем.

<sup>1</sup> Исключение составляют случаи аномально медленной кинетики поверхностного плавления, характерной для веществ, жидкая фаза которых является стеклообразной и отличается чрезвычайно большой вязкостью. Такие вещества могут быть значительно перегреты тепловым потоком с поверхности [4].