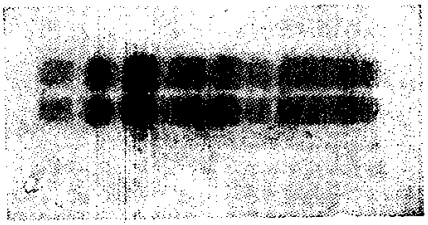
вым числом. Так как при $p=10^{-2}$—10^{-3} *тор* $\lambda_e \gg l$, следовательно, электроны не производят ионизации. Ионизаторами являются кванты рентгеновского излучения, образующиеся при торможении электронов катодного пучка на коллекторе. В результате ионизации атомов рентгеновским излучением образуются фотоэлектроны и фотоионы. При достаточно коротких длинах волн рентгеновских лучей величина кванта энергии становится уже достаточной для удаления более прочно связанного электрона, причем удаление таких электронов происходит в таком случае особенно часто (90%). Кинетическая



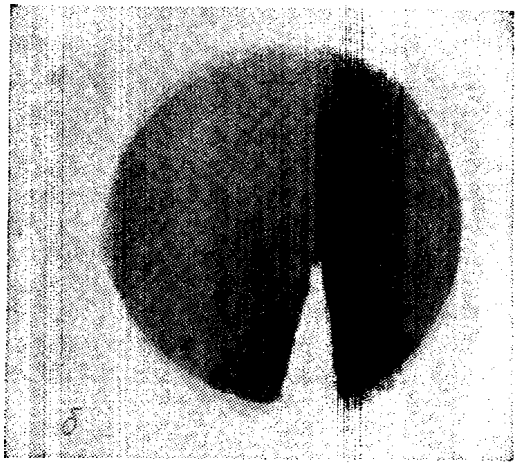


Рис. 2. Рентгенограммы, полученные пропусканием излучения через клиноподобный катод

энергия фотоэлектронов $E=h\nu-E_g$, где E_g — энергия атомного уровня, с которого удаляется электрон. Так как электрон появляется в поле действия электрических сил, то полная энергия фотоэлектрона будет $E_п=h\nu-E_g+E_{уск}$. Так, при абсорбции $h\nu$ атомами Cu при $u_{уск}=5000$ *в* $E_п=5000$ *эв*—951 *эв*+5000 *эв*, т. е. $E_п=9049$ *эв*, что лежит довольно близко к экспериментально измеренной энергии электрона $E_э=9240$ *эв*.

Образовавшийся таким путем фотоион неустойчив. Процессы фотоионизации в газовой среде проходят сложным путем, основное количество быстрых электронов могут составлять не первичные фотоэлектроны, а вторичные или третичные Оже-электроны, поэтому точного совпадения энергий электронов экспериментально измеренной и рассчитанной по формуле (1) может не наблюдаться.

Экспериментально установлено, что ионизованные атомы распыленного вещества следуют по пути электронного потока и, адсорбируясь на внутреннем коллекторе, образуют пленку — осадок только в тех местах, куда попадает электронный пучок. По данным эксперимента рассчитана энергия таких фотоионов Cu: $E_i=0{,}07$ *эв* (при $u_{уск}=5000$ *в* и $l=2$ *см*).

Автор благодарен проф. В. И. Иверонове за обсуждение полученных результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Крохина А. И. «Изв. АН СССР», сер. физич., 33, 5, 831, 1969.
2. Блохин М. А. *Физика рентгеновских лучей*. М., ГИТТЛ, 1957.

Поступила в редакцию
18.7 1969 г.

Кафедра
электроники

УДК 536.212 : 536.63

**А. В. АРУТЮНОВ, И. Н. МАКАРЕНКО,
Л. Н. ТРУХАНОВА, Л. П. ФИЛИППОВ**

ТЕПЛОВЫЕ СВОЙСТВА ТАНТАЛА ПРИ ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

Изучение свойств тугоплавких металлов при высоких температурах представляет интерес в связи с возможностью исследования области состояний, характеризуемой относительно большими величинами отношения абсолютной температуры к дебаевской. В частности, актуально изучение закономерностей теплоемкости, таких, как ангармо-

низм колебаний решетки, электронная теплоемкость и влияние вакансионного вклада. В исследованиях теплопроводности важно выяснить роль решеточной теплопроводности и закономерности, свойственные температурной зависимости электронного компонента теплопроводности в связи со спецификой механизма переноса в области высоких температур. Существующий экспериментальный материал является в значительной мере противоречивым, не дает возможности сделать уверенных выводов об основных закономерностях тепловых свойств. Это относится, в частности к танталу. Так, из четырех работ, где имеются данные по теплопроводности для температур выше 2500° К, в двух был получен отрицательный температурный коэффициент, в двух — положительный; различия между абсолютными значениями теплопроводности в этих работах составляют несколько десятков процентов [1].

Ниже излагаются результаты измерений тепловых свойств тантала, являющиеся частью систематических исследований свойств твердых и жидких металлов при высоких температурах. Измерения проведены с помощью двух разработанных в МГУ методов [1—4], каждый из которых позволяет получать на одной и той же установке комплекс основных тепловых параметров: теплопроводности, температуропроводности, теплоемкости, а также электропроводность и излучательные характеристики.

Методом переменного индукционного нагрева были исследованы два образца тантала. Первый из них (1) представлял собой литой полированный цилиндр диаметром 7,3 *мм*, длиной 66 *мм* состава: 99,61% Ta, 0,33% Nb, 0,01% Fe, Ti<0,01%, Si<0,01%. Удельное электрическое сопротивление образца при комнатной температуре (20° С) составляло 13,7 *мком·см*, плотность 16,57 *г/см*^{3}. Второй образец (2), полученный методом металлокерамики, имел диаметр 11,96 *мм*, длину 98 *мм* и содержал 99,78% Ta, 0,13% Nb, W+Mo<0,01%, 0,003% Ti, 0,01% Si, 0,01% Fe и 0,006% C. Сопротивление образца при 20° С равнялось 13,49 *мком·см*, а плотность — 16,65 *г/см*^{3}. Проволочный образец (3) диаметром 0,2 *мм* имел состав: 99,9% Ta, 0,05% Mo, 0,02% Nb, 0,01% Si, 0,01% Ti, 0,01% Al.

Значения удельного электрического сопротивления ρ, спектрального $\varepsilon_{\lambda T}$ и суммарного ε_T коэффициентов черноты излучения для каждого из образцов приведены в таблице.

T°K	ρ, *мком·см*			ε_T	$\varepsilon_{\lambda, T}$
	1	2	3		
1100	49,6	46,9	—	0,140	—
1200	53,6	51,0	—	0,149	—
1300	57,3	54,6	—	0,159	0,449
1400	60,9	58,2	59,0	0,168	0,441
1500	64,4	61,8	63,0	0,178	0,435
1600	67,8	65,2	66,5	0,187	0,431
1700	71,2	68,5	70,0	0,196	0,427
1800	74,4	71,8	73,5	0,204	0,424
1900	77,6	75,2	76,5	0,213	0,421
2000	81,0	78,5	80,0	0,221	0,418
2100	84,4	81,8	83,0	0,230	0,416
2200	87,6	85,1	86,5	0,238	0,414
2300	91,0	88,4	89,2	0,246	0,412
2400	94,3	91,0	92,2	0,255	0,410
2500	97,7	95,0	95,2	0,263	0,408
2600	—	—	98,0	0,271	0,406
2700	—	—	101,0	0,280	0,404
2800	—	—	104,0	0,288	0,402
2900	—	—	107,0	0,296	0,400
2945	—	—	108,5	0,300	0,398

Результаты измерений теплоемкости, изображенные на рис. 1 практически совпадают для всех образцов. (○ — образец 1, ⊗ — образец 2, △ — образец 3). Среднее квадратичное отклонение экспериментальных точек от усредняющей кривой составляет 1,5%. До температур порядка 2200° К полученные данные хорошо согласуются со значениями, рекомендованными в монографии [4] в качестве наиболее вероятных: различие не превосходит 1,5%.

Заслуживает внимания отсутствие подъема теплоемкости в области температур выше 2400° К, которое наблюдалось в ряде работ [5, 6] и связывалось с вкладом термических вакансий. В связи с этим следует упомянуть, что линейный ход темплоемкости обнаружен нами также для молибдена и ниобия [7]. Измерения в области температур

выше 2500° К проводилось особенно тщательно: было исследовано восемь образцов, в опытах варьировалась амплитуда колебаний температуры. Полученные данные позволяют заключить, что в настоящее время характер температурной зависимости C_p в области высоких температур нельзя считать окончательно установленным.

На рис. 2 представлены результаты измерений теплопроводности тантала. Экспериментальные точки на этом рисунке соответствуют результатам непосредственных измерений теплопроводности проволочного образца 3. Среднее квадратичное отклонение экспериментальных точек от сглаживающей кривой составляет 4,7%. Для образцов 1 и 2 приведены данные, полученные по сглаженным кривым $C_p(T)$ и $a(T)$. Результаты наших измерений в пределах погрешности эксперимента согласуются между собой и близки к данным работ [8, 9], а до 1900° К к данным [10]. Результаты работ [11] и [12] лежат значительно ниже наших.

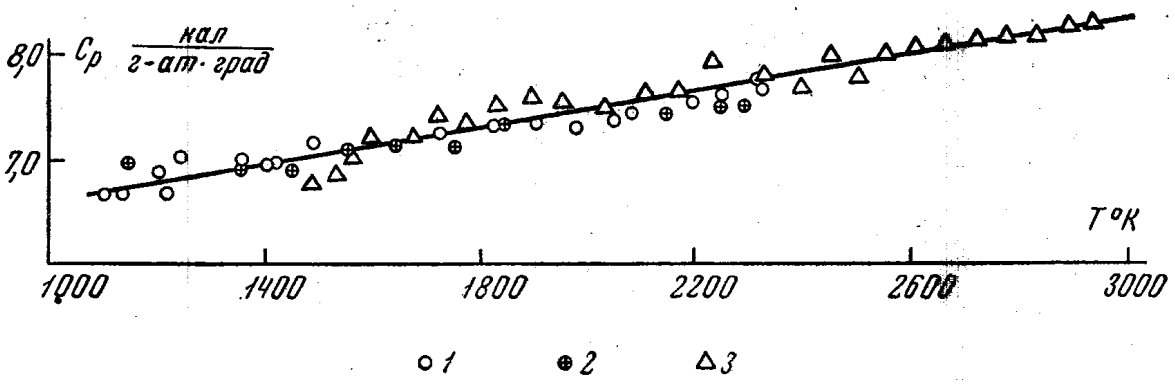


Рис. 1

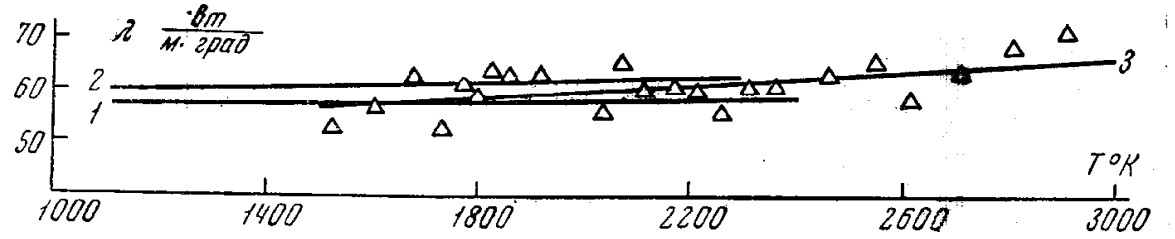


Рис. 2

Для всех исследованных образцов характерно слабое возрастание теплопроводности с температурой. Аналогичные зависимости теплопроводности от температуры обнаруживаются также у ванадия и ниобия [7]. По-видимому, положительный температурный коэффициент теплопроводности следует считать особенностью металлов пятой группы периодической системы элементов.

Числа Лоренца L, рассчитанные для разных образцов, имеют близкие значения. При температурах выше 1500° К L не превышают теоретическое значение для электронной теплопроводности. Таким образом, решеточная теплопроводность, по-видимому, существенна лишь при температурах ниже 1500° К. Сопоставление приведенных результатов с аналогичными данными, полученными нами для ванадия и ниобия [7], позволяет сделать вывод об уменьшении роли решеточной теплопроводности с возрастанием атомного номера в пятой группе периодической системы элементов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Филиппов Л. П. «Вестн. Моск. ун-та», физ. астроном., № 4, 1964.
2. Filippov L. P. Int. Journ. Heat Mass Trausfer., **11**, 331, 1968.
3. Filippov L. P. Int. Journ. Heat Mass Trausfer., **9**, 681, 1966.
4. Филиппов Л. П. Измерение тепловых свойств твердых и жидких металлов при высоких температурах. Изд-во МГУ, 1967.
5. Крафтмахер Я. А. «Прикладная математика и теоретическая физика», № 2, 158, 1963.
6. Taylor R. E., Finch R. A. Journ. Less-Common Metals., **6**, No. 4, 283, 1964.
7. Филиппов Л. П. и др. Сб. «Тепло- и массоперенос», т. 7. Минск, 1968.
8. Пелецкий В. Э., Воскресенский В. Ю. ТВТ, **4**, № 3, 336, 1966.
9. Raysor N. S., Me Clelland J. D. Rev. Sci. Instr., **31**, No. 6, 595, 1960.
10. Неймарк Б. Е., Воронин Л. К. ТВТ, **6**, № 6, 1044, 1968.

11. Гуменюк В. С., Иванов В. Е., Лебедев В. В. Сб. «Тепло- и массоперенос», т. 1. Минск, стр. 94, 1962.
12. Allen R. D., Glasier L. F., Jordan P. L. J. Appl. Phys., 31, 8, 1960.

Поступила в редакцию
14.6 1969 г.

Кафедра
молекулярной физики

УДК 519.217

Б. В. АЛЕШИН

О КОЛЕБАНИЯХ НЕЛИНЕЙНЫХ СИСТЕМ ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ МАЛЫХ СЛУЧАЙНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ

Рассмотрим механическую систему с одной степенью свободы, гамильтониан которой зависит от медленно меняющихся параметров $x=(x_1, \ldots, x_n)$ и равен

$$H=\frac{p^2}{2m(x)}+V(x, q).$$

Пусть на систему воздействуют малые детерминированные и случайные возмущения, такие, что поведение возмущенного движения описывается системой стохастических уравнений Ито вида:

$$\begin{gathered} dq=\left[\frac{p}{m(x)}-\varepsilon f^{(p)}(x, q, p)\right]dt+\sqrt{\varepsilon}\left[\sigma_{11}(x, q, p)\,dW_1+\sigma_{12}(x, q, p)\,dW_2\right], \\ dp=\left[-Q(x, q)+\varepsilon f^{(q)}(x, q, p)\right]dt+\sqrt{\varepsilon}\left[\sigma_{21}(x, q, p)\,dW_1+\sigma_{22}(x, q, p)\,dW_2\right], \\ dx=\varepsilon X(x, q, p)\,dt. \end{gathered} \tag{1}$$

Здесь $Q(x, q)=\dfrac{\partial V}{\partial q}$, $X(x, q, p)$ — n-мерная векторная функция, $W_1(t)$ и $W_2(t)$ — независимые винеровские процессы, $MW_i=0$, $MW_i^2=t$, ε — малый параметр, $\varepsilon\in[0, \varepsilon_0]$.

Предположим, что невозмущенное движение системы является чисто периодическим, с периодом T_0, зависящим от параметров x и начальных условий, причем координата q на одном периоде имеет один максимум F_1 и один максимум F_2. (Можно рассмотреть и случай, когда невозмущенное движение является вращательным.) В силу этих предположений невозмущенное движение можно представить в виде $q=q(x, F_1, \psi)$, $p=p(x, F_1, \psi)$, где q и p периодически, с периодом 2π, зависят от фазы $\psi=\dfrac{2\pi}{T_0}(t-t_0)+h$, h — произвольная постоянная, F_1 — вторая произвольная постоянная, за которую в дальнейшем мы будем принимать одно из возможных максимальных отклонений системы от положения равновесия, $x=\text{const}$.

Очевидно:

$$V(x, F_1)\equiv V(x, F_2)=\frac{p^2}{2m(x)}+V(x, q). \tag{2}$$

Если p и q — случайные процессы, удовлетворяющие системе (1), то соотношение (2) для любого момента времени t определяет два возможных, уже случайных максимальных отклонения F_1 и F_2 от положения равновесия.

В настоящей заметке приведены усредненные стохастические уравнения для F_1 и F_2 в случае возмущенного движения системы, полученные на основании принципа усреднения (см. [1], [2]). Аналогичные вопросы рассматривались в [3] и [4].

В системе (1) сделаем замену переменных, перейдя от x, q, p к переменным x, F_1, ψ. В новой системе «медленными» переменными будут F_1 и x. Воспользовавшись формулой Ито (см. [5], стр. 506) и (2), можно получить следующие стохастические уравнения:

$$\begin{gathered} dF_1=\frac{\varepsilon}{Q(x, F_1)}A(x, q, p)\Big|_{\substack{q=q(x, F_1, \psi)\\ p=p(x, F_1, \psi)}}dt+ \\ +\frac{\sqrt{\varepsilon}}{Q(x, F_1)}\left[B_1(x, q, p)\,dW_1+B_2(x, q, p)\,dW_2\right]\Big|_{\substack{q=q(x, F_1, \psi)\\ p=p(x, F_1, \psi)}}, \end{gathered} \tag{3}$$