

Math-Net.Ru

All Russian mathematical portal

D. K. Palchaev, B. P. Pashaev, V. G. Revelis, Удельное электросопротивление таллия и свинца в интервале температур 300–1050 К,
TVT, 1978, Volume 16, Issue 4, 878–880

<https://www.mathnet.ru/eng/tvt6970>

Use of the all-Russian mathematical portal Math-Net.Ru implies that you have read and agreed to these terms of use

<https://www.mathnet.ru/eng/agreement>

Download details:

IP: 18.97.9.174

May 13, 2025, 14:17:37



УДЕЛЬНОЕ ЭЛЕКТРОСОПРОТИВЛЕНИЕ ТАЛЛИЯ И СВИНЦА В ИНТЕРВАЛЕ ТЕМПЕРАТУР 300—1050 К

Палчаев Д. К., Пашаев Б. П., Ревелис В. Г.

Исследована температурная зависимость удельного электросопротивления таллия и свинца в твердом и жидком состояниях. Измерения электросопротивления проводились с учетом методических погрешностей, имеющих, на наш взгляд, в предыдущих работах. Измерительная ячейка установки представлена на рис. 1. Исследуемый расплав 1, нагретый до температуры примерно на 50° выше точки плавления, заливался под вакуумом (0,2 мм рт. ст.) при непрерывном встряхивании в ампулу 2 диаметром 4 и длиной 90 мм. Ампула выполнена в виде сообщающихся сосудов, одним из колен является алундовая трубка, вторым — капилляр, удаляемый после заливки. На концах ампулы закрепляются графитовые электроды 3. Ампула с образцом закладывается в разъемный медный блок 4, устанавливаемый по оси нагревателя 5, и центрируется тоководами 6. Нагреватель представляет собой бифилярный виток, выполненный в виде цилиндра из нержавеющей стали и экранированный системой экранов 7. В торцах медного блока помещены нагреватели 8 для установления нулевого градиента вдоль образца. Термодары 9 контролируют распределение температуры вдоль блока. Головки двух хромель-алюмелевых термодаров 10 зачеканиваются в графитовые штифты, диаметром острия ~0,35 мм, вставленные в радиальные сверления ампулы на расстоянии 60 мм. Однородные провода термодаров служат потенциальными зондами. Третья термодара 11, изолированная кварцевым чехлом, помещается непосредственно в расплав со стороны верхнего электрода и учитывает радиальные градиенты при фазовых превращениях и различных скоростях нагрева и охлаждения.

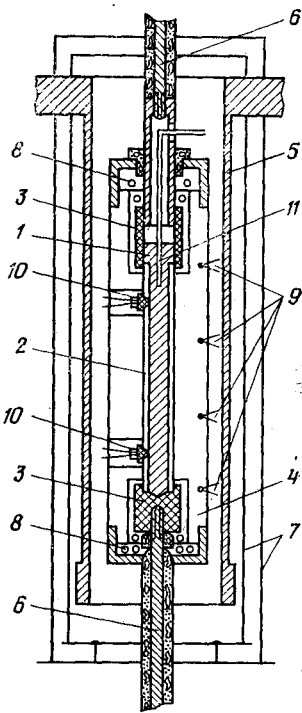


Рис. 1. Измерительная ячейка установки

Среднеквадратичная погрешность измерений, рассчитанная согласно [1, 2], не выше 0,5%. Сечение тигля определялось гидростатическим взвешиванием. Основной вклад в величину погрешности вносила неопределенность длины рабочего участка образца, не превышающая величину диаметра потенциального зонда. Измерения проводились в среде инертного газа (гелий высокой чистоты) при избыточном давлении 10–30 мм рт. ст.

Экспериментальные результаты по удельному электросопротивлению для таллия Тl-1 и свинца С-000 в твердом и жидком состояниях, полученные при многократном нагревании и охлаждении, приведены на рис. 2. Температурная зависимость электросопротивления таллия в твердом состоянии линейна до и после температуры полиморфного превращения, (508 К) и описывается соответственно уравнениями

$$T < 508 \text{ К} \quad \rho = -7,34 + 8,65 \cdot 10^{-2} T,$$

$$T > 508 \text{ К} \quad \rho = -19,32 + 0,1 T.$$

Анизотропия сил между атомами гексагональной плотной (ГП) структуры с повышением температуры проявляется сильнее, обуславливая переход к более симметричной гранцентрированной кубической (ГЦК) структуре. Этот переход регистрируется скачком электросопротивления $\rho_{\text{ГП}}/\rho_{\text{ГЦК}} = 1,16$. При медленном охлаждении наблюдается переход в ГП-структуру через метастабильное состояние. Это, по-видимому, связано с постепенным увеличением концентрации кристалликов с ГП-структурой. Величина скачка электросопротивления при плавлении составляет -1,97. Результаты, полученные для удельного электросопротивления в жидком состоянии, могут быть аппроксимированы полиномом

$$\rho = 58,84 + 2,9 \cdot 10^{-2} T,$$

что удовлетворительно согласуется с данными работ [3–5].

Температурная зависимость электросопротивления свинца в твердом состоянии нелинейна и совпадает с результатами работы [6], описываемыми полиномом

$$\rho = 0,15 + 6,304 \cdot 10^{-2} T + 3,28 \cdot 10^{-5} T^2 \quad (300 - 600 \text{ К}).$$

Отклонения от линейности авторы [6] связывают с образованием вакансий и подробно обсуждают этот вопрос. При плавлении электросопротивление увеличивается скачком *как это и должно быть*. Для жидкого свинца в интервале температур от 600 до 1050 К результаты описываются уравнением

$$\rho = 65,21 + 50,3 \cdot 10^{-3} T.$$

В работе [7] приводятся соображения по поводу «двухструктурной модели» для жидкого свинца, которые основываются на незначительном (0,2%) непрерывном отклонении температурной зависимости электросопротивления от линейности, и указывается на корреляцию с результатами [8]. Однако эти работы не свободны от недо-

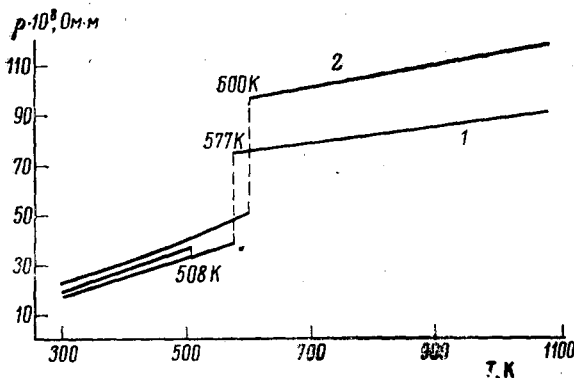


Рис. 2. Удельное электросопротивление таллия (1) и свинца (2)

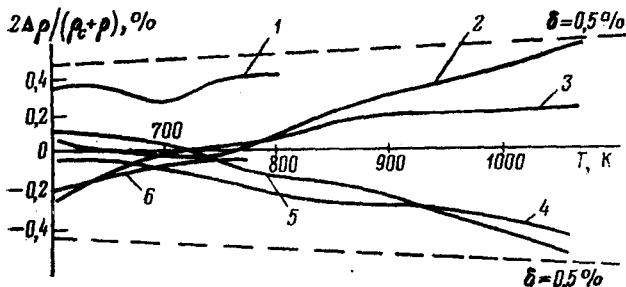


Рис. 3. Отклонение обобщенных данных различных авторов от средних значений: 1 - [8]; 2 - [7]; 3 - [4]; 4 - данные авторов; 5 - [11]; 6 - [10]

статков. В первой нет эффективного контроля аксиальных и радиальных градиентов температуры непосредственно на образце при длине последнего 200 см. Во второй работе, в отличие от первой, температурный коэффициент удельного электросопротивления изменяется скачком, что может быть объяснено капиллярными явлениями для образца в виде нити диаметром 0,5 мм и длиной 20 см. В связи с этим вопрос о чувствительности электросопротивления к наличию упорядоченных микрообластей остается открытым.

Удельное электросопротивление свинца в жидком состоянии, в отличие от таллия, изучено лучше [3, 4, 7-11]. В этих работах исследовались образцы свинца 99,999% чистоты. Разброс всех указанных данных в интервале от температуры плавления до 1050 К не превышает $\pm 1,5\%$. При исключении работ [3, 9] коридор данных сужается до $\pm 0,5\%$. На основе анализа каждой работы, нами проведена статистическая обработка данных согласно [2, 12]. Работы [3, 9] нами не учитывались, так как температурные коэффициенты, обнаруженные в этих работах, резко отличаются от значений, приводимых во всех других работах, в том числе от результата, полученного позже тем же методом [11]. Разногласия могут быть обусловлены ошибкой при учете теплового расширения тигля и плотности расплава, характерной для бесконтактного метода исследования электросопротивления. При математической обработке даны следующие веса: наши данные - 1,0; [4] - 1,0; [7] - 0,9; [8] - 0,8; [10] - 0,8; [11] - 0,5. Полученные средние значения аппроксимируются уравнением

$$\rho_c = 65,86 + 4,89 \cdot 10^{-2} T$$

с предельной погрешностью для каждого значения температур, рассчитываемой по уравнению

$$\pm \delta_p = -0,48 + 0,95 \cdot 10^{-3} T.$$

Отклонения обобщенных данных различных авторов от средних значений приведены на рис. 3. Пунктирной линией указаны пределы максимального разброса данных δ в процентах.

Дагестанский государственный университет им. В. И. Ленина

Поступило в редакцию
24 I 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Н. Зайдель. Элементарные оценки ошибок измерений. «Наука», 1968.
2. А. О. Сергеев. Метрологические основы теплофизических измерений. Изд. стандартов, 1972.
3. A. Roll, H. Motz. Z. Metallkunde, 48, 272, 1957.
4. N. Cusack. Rept. Progr. Phys., 26, 361, 1963.
5. S. Takeuchi, S. Ikeda. J. Japan. Inst. Met., 32, № 7, 607, 1968.
6. A. I. Leadbetter, D. M. T. Newsham, N. H. Picton. Phil. Mag., 13, № 122, 371, 1966.
7. M. Pokorny, H. Aström. Phys. Chem. Liquids, 3, 2, 115, 1972.
8. H. A. Davies, J. S. Zzewelyn Leach. Phys. and Chem. Liquid. 2, 1, 1970.
9. S. Takeuchi, H. Endo. Trans. Jap. Inst. Met., 3, 30, 1962.
10. P. D. Adams, J. S. Leach. Phys. Rev., 156, 178, 1967.
11. H.-U. Tschirner. Z. Metallkunde, Bd. 60, H. 1, 1969.
12. R. A. Савченко, Э. Э. Шпильрайн. ТВТ, 7, № 6, 1969.

УДК 532.5:539.24

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛООБМЕНА В ОБЛАСТИ ГАЗОВОЙ ЗАВЕСЫ ПРИ НАЛИЧИИ ПРОДОЛЬНОГО ГРАДИЕНТА ДАВЛЕНИЯ

Барышев Ю. В., Леонтьев А. И., Пейкер Н. К.

В работе [1] экспериментально показано, что закон теплообмена [2]

$$St_0 = 0,0128 Re_r^{** - 0,25} Pr^{-0,75}, \quad Re_r^{**} \leq 10^4 \quad (1)$$

справедлив в области газовой завесы за пронизаемым участком в дозвуковом турбулентном пограничном слое при отсутствии продольного градиента давления. При этом безразмерный коэффициент теплоотдачи рассчитывается по разности между действительной температурой стенки T_w и температурой в адиабатических условиях T_{wa} и учитываются особенности развития затопленного теплового пограничного слоя.

В [3] исследовалось влияние продольного градиента давления на теплообмен в области газовой завесы при щелевом вдуве охлаждающего газа. Безразмерные коэффициенты теплоотдачи рассчитывались по уравнению (1), физические параметры потока определялись по методике [4]. Показано, что градиент давления практически не влияет на теплообмен. В [5] также исследовался щелевой вид организации газовой завесы ($dp/dx < 0$). Экспериментально показано, что коэффициент теплоотдачи зависит от ускорения основного потока, причем сильное ускорение $u_0/u_1 \approx 2,5$ вызывает ламинизацию основного потока и уменьшение турбулентного переноса у стенки и коэффициентов теплоотдачи.

Авторам не известны работы по исследованию конвективного теплообмена в области газовой завесы за пронизаемым участком при $dp/dx \neq 0$.

В данной работе исследуется справедливость закона теплообмена (1) при наличии отрицательного и положительного градиентов давления в области газовой завесы (интенсивность вдува до 0,04).

Эксперименты проводились в Институте механики МГУ в дозвуковой аэродинамической трубе непрерывного действия. Параметры потока не изменялись в процессе опыта и составляли: скорость над пронизаемой пластиной 50 м/с, температура 290–300 К, степень турбулентности 0,2–0,3%. Верхней стенкой в аэродинамической трубе служила модель, нижняя была гибкой и позволяла изменять высоту рабочей части в зависимости от интенсивности вдува так, чтобы скорость над пронизаемой пластиной оставалась постоянной, а над непроницаемой устанавливался заданный продольный градиент давления. Экспериментальная модель состояла из пронизаемой