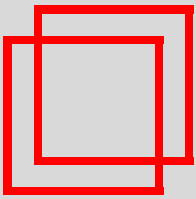


Math-Net.Ru

All Russian mathematical portal

A. A. Men', A. Z. Chechelnitskiy, О теплопроводности плавленого кварца,
TVT, 1973, Volume 11, Issue 6, 1309–1312

https://www.mathnet.ru/eng/tvt10002

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
August 12, 2025, 06:26:55

Дифференциальную термо-э.д.с. определяли графическим дифференцированием данных, полученных при градуировке исследуемых металлов в паре с платиной. Дифференциальную термо-э.д.с. вольфрама измеряли также и дифференциальным методом [5]. Однако этот метод менее точен и дает несколько завышенные значения термо-э.д.с. Поэтому приведенные нами данные дифференциальных термо-э.д.с. измерены интегральным методом. При изучении дифференциальной термо-э.д.с. большой интерес представляло определение ее абсолютной термо-э.д.с., так как в этом случае получаем термо-э.д.с. исследуемого металла независимо от свойств электрода сравнения. Абсолютную термо-э.д.с. W, Mo, Nb, Ta и Re находили из уравнения Томсона – Нернста [11]

$$e=\varepsilon_x-\varepsilon_0, \qquad (2)$$

где e – абсолютная дифференциальная термо-э.д.с. исследуемого металла; ε_0 – абсолютная дифференциальная термо-э.д.с. платинового электрода сравнения, значения которой взяты из [1]; ε_x – дифференциальная термо-э.д.с. исследуемого металла в паре с электродом сравнения.

Полученные по (2) значения абсолютной термо-э.д.с. монокристаллов тугоплавких металлов приведены на рисунке. Следует отметить сложный характер поведения термо-э.д.с. переходных металлов. Анализ ее, проведенный в работе [10], демонстрирует непригодность модели свободных электронов.

Расчет термо-э.д.с. переходных металлов в модели $s-d$-рассеяния дает результаты, качественно согласующиеся с экспериментальными [8].

Количественные расхождения объясняются трудностью учета влияния при высоких температурах эффектов взаимодействий электрон – электрон, электрон – фонон и электрон – парамагнон на плотность состояний и положение уровня Ферми. Не исключено также, что использование предложенной В. Г. Самсоновым [12] модели твердого тела с учетом указанных эффектов даст возможность объяснить экспериментальные результаты по термо-э.д.с. переходных металлов.

«Термоприбор»
г. Львов

Поступило в редакцию
29 I 1973

ЛИТЕРАТУРА

1. *С. К. Данишевский.* Измерительная техника, № 5, 1959.
2. *И. П. Дружинина и др.* Измерительная техника, № 4, 48, 1966.
3. *И. П. Дружинина и др.* Измерительная техника, № 3, 42, 1970.
4. *И. П. Дружинина и др.* Теплофизика высоких температур, № 3, 654, 1971.
5. *Е. М. Савицкий и др.* В сб. Электронная техника, № 1, 1972.
6. *Е. М. Савицкий и др.* В сб. Структура и свойства монокристаллов тугоплавких металлов. «Наука», 1973.
7. *B. Abeles.* J. Appl. Phys., **36**, 2045, 1956.
8. *T. Aisaka, M. Shimizu.* J. of the Phys. Soc. of Japan, **28**, 646, 1970.
9. *C. T. Sims, R. I. Jaffee.* J. Metals, **8**, 913, 1956.
10. *M. V. Vedernikov.* Advances in Physics, **18**, 337, 1969.
11. *В. Нернст.* Теоретические и опытные основания нового теплового закона. ГИЗ, М.– Л., 1929.
12. *В. Г. Самсонов и др.* Конфигурационная модель вещества. «Наукова думка», Киев, 1971.

УДК 536.21:548

О ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ ПЛАВЛЕНОГО КВАРЦА

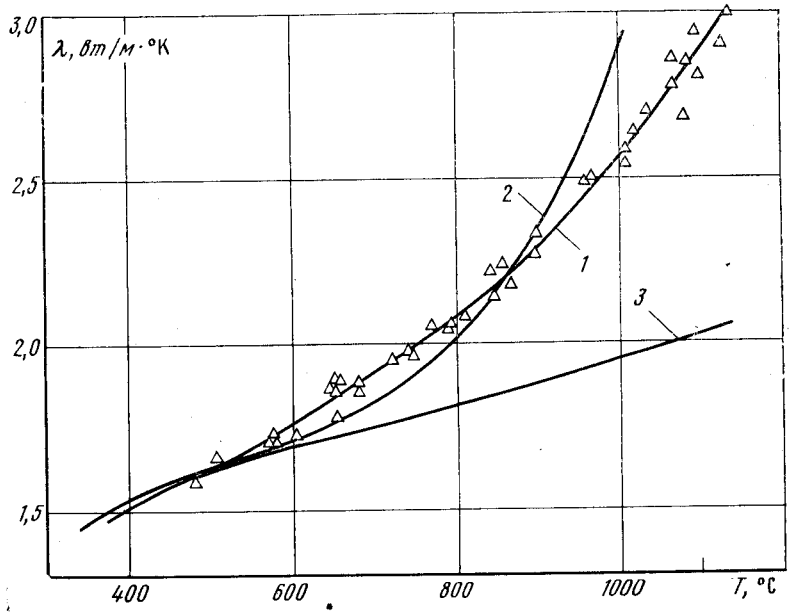
А. А. Мень, А. З. Чечельницкий

Плавленый кварц относится к числу наиболее часто исследуемых. Невозможно в одной статье привести библиографию и анализ всех работ, посвященных теплопроводности SiO_2. Даже неполный перечень таких работ, опубликованный в справочном издании [1], содержит более 120 наименований. Повышенный интерес к плавленому кварцу объясняется несколькими обстоятельствами: 1) SiO_2 обладает высокой стабильностью свойств в силу того, что технология его получения хорошо отработана; 2) SiO_2, являясь типичным представителем аморфных твердых тел, служит объектом проверки различных теоретических гипотез; 3) SiO_2 работает в широком температурном интервале (от низких температур до 1500° С), оставаясь твердым диэлектриком, и потому имеет многочисленные и разнообразные технические приложения.

Несмотря на это, данные о теплопроводности SiO_2, полученные разными авторами, сильно различаются, о чем неоднократно упоминалось в литературе [1–6]. На-

зывались различные причины такого несоответствия. По нашему мнению, одна из основных причин та, что в плавленом кварце большую роль играет лучистая составляющая теплопереноса, зависящая от условий проведения опыта и, к сожалению, чаще всего не принимаемая во внимание. Лучистый перенос, сопутствующий кондуктивному, особенно возрастает при высоких температурах, и расхождения между данными различных авторов и ростом температуры также увеличиваются [1, 4–6].

Фотонная составляющая в плавленом кварце достигает 50–100% и более в зависимости от температуры и условий эксперимента. Поэтому применение упрощенных моделей для расчета лучистой компоненты эффективной теплопроводности может



Зависимость теплопроводности кварцевого стекла от температуры:

1 — эффективная теплопроводность по данным авторов; *2* — по данным [7]; *3* — истинная теплопроводность SiO_2 (расчет)

приводить к значительным ошибкам. Видимо по этой причине даже в обстоятельных исследованиях свойств плавленого кварца [2, 7] авторы предпочитали умалчивать о влиянии излучения. Наряду с этим появились работы, в которых исследователи предлагали отказаться от использования плавленого кварца в сравнительных методах изучения теплопроводности (SiO_2 очень часто применяется в качестве стандартного вещества), так как излучение не удавалось учесть с требуемой точностью [3].

Оказалось, что сложный характер теплообмена ставит под сомнение те преимущества SiO_2, о которых упоминалось выше.

По мере развития теории сложного теплообмена оказалось возможным разрешить возникшее противоречие. Для всех полупрозрачных материалов существуют две взаимосвязанные проблемы: получение истинных значений теплопроводности (не отягощенных радиационной компонентой) и использование этих значений в конкретных условиях в системах, где перенос тепла происходит как теплопроводностью, так и излучением. Предлагаемое сообщение посвящено первой проблеме. Методы и расчеты радиационно-кондуктивного теплообмена описаны в [8–11].

Выполнено непосредственное измерение эффективной теплопроводности плавленого кварца марки КВ на установке [5]. Измерения проводились абсолютным стационарным методом плоского слоя. Перепад температур на образцах измерялся хромель-алюмелевыми термопарами (индивидуально отградуированными), которые помещались в медные блоки нагревателя и холодильника вблизи поверхности. Измерения проводились в атмосфере гелия при давлении $1{,}7 \cdot 10^5$ *па*. Для устранения термических контактных сопротивлений на границах раздела металл – стекло, плоскости образца и обеих медных пластин шлифовались, а затем полировались оптическим методом (отклонения от плоскости не более 0,3 *мк*, классы чистоты поверхностей медных пластин ∇ 12 – ∇ 13, образца – ∇ 14). Кроме того, в измерительном блоке создавалось прижимное усилие 700 *н*. Специальные серии измерений, в которых термопары помещались внутри кварцевого образца, показали, что обе методики обнаруживают сходимость данных в пределах 2% (измерения проводились при $T \leqslant 300°$ С). Это свидетельствует об отсутствии систематических погрешностей, связанных с наличием контактных сопротивлений.

Принятые меры позволили избавиться от влияния излучения на термопары и создать условия для точного и строгого учета граничных эффектов при определении фотонной составляющей расчетным путем.

Результаты измерения эффективной теплопроводности представлены на рисунке. Там же приведена сглаженная кривая *1*, полученная методом наименьших квадратов при обработке экспериментальных данных по всем сериям измерений (всего было проведено пять серий с полной переборкой измерительного блока). Погрешность измерений составляла 3% в области температур 350–700° К и несколько возрастала (до 5%) при температурах, достигающих 1100° К. Экспериментальные точки, полученные авторами, лежат ниже данных других авторов из-за того, что применение медных пластин с высоким отражением резко снижает долю лучистого переноса, связанную с излучением границ. На это обстоятельство указывалось ранее в [12]. На рисунке для сравнения приведены данные работы [7] (кривая *2*). Еще ниже лежат экспериментальные точки [13], где для уменьшения роли излучения применялась цилиндрическая геометрия с нитевидным нагревателем. В [13] авторы лишь качественно оценили влияние излучения и, кроме того, допустили ряд методических неточностей в определении эффективной теплопроводности.

Вычисление истинной теплопроводности проводилось по методике [14]. Данные о спектральном коэффициенте поглощения при разных температурах взяты такими же, как и в [6]. Спектральный показатель преломления n_ν хорошо известен и очень слабо изменяется с температурой. Спектральный коэффициент отражения медных пластин в ИК-области измерялся многократно до начала испытаний и по окончании измерений (после нагрева до 1100° К). Значения R_ν при высоких температурах получались экстраполяцией от комнатных температур по формуле Хагена – Рубенса [15]. Вариация R_ν для спектральной области $1 \div 40$ *мк* составляла 92–98%. Поскольку формула Хагена – Рубенса применима в области $l > 5$ *мк* [16], для проверки влияния возможных отклонений R_ν от принятых значений проводились контрольные расчеты при $T = 1100°$ К с разными значениями R_ν. Расчеты показали, что в этой области длин волн колебания R_ν от 0,93 до 0,96 соответствовали изменениям истинной теплопроводности λ на 4%, что лежит в пределах случайной погрешности измерений. Все три зависимости $n(\nu)$, $k(\nu)$ и $R(\nu)$ аппроксимировались при расчетах отрезками прямых и парабол. Результаты расчета показаны на рисунке (кривая *3*). Как видно, истинная теплопроводность SiO_2 по мере роста температуры практически переходит в линейную функцию (отклонения расчетных точек от прямой линии не превышают $1 \div 4$%). Такой же вывод был получен ранее совершенно иным путем [6]. На основе измерений эффективной температуропроводности плавленого кварца методом монотонного разогрева и определения расчетным способом лучистой компоненты находились истинные значения температуропроводности. Затем с помощью литературных данных о теплоемкости и плотности вычислялась истинная теплопроводность λ. Полученные значения λ' приведены в таблице вместе с результатами данного исследования. Максимальные расхождения в истинной теплопроводности при $T = 1100°$ К не превосходят 5,9%. Из таблицы видно, что лучистая составляющая в опытах с хорошо отражающими границами достигает 45%. Того же порядка (41% при $T = 1100°$ К) лучистая компонента в экспериментах с монотонным разогревом. Учитывая столь значительный вклад излучения, а также и то, что погрешности $\lambda_{эф}$ и $\alpha_{эф}$, лежащие соответственно в пределах 5 и 4%, непосредственно переносятся на расчетные значения λ и a, расхождение величин, указанных в таблице, следует считать вполне приемлемым. Возможная систематика в расхождении связана с неточностью R_ν границ в методе монотонного разогрева в ([6] применялось черное покрытие обеих поверхностей, коэффициент отражения которого при расчетах, приведенных в таблице, составлял 0,1 и не был так подробно исследован, как для медных пластин). Таким образом, можно утверждать, что при строгом учете лучистого теплопереноса истинная теплопроводность плавленого кварца определялась не хуже, чем экспериментально найденные эффективные значения суммарной теплопроводности.

T, °К	680	790	865	1007	1137
$\lambda_{эф}$	1,88	2,06	2,22	2,60	3,02
λ	1,73	1,80	1,83	1,95	2,06
λ'	1,71	1,76	1,79	1,86	1,96

Всесоюзный научно-исследовательский
институт метрологии
им. Д. И. Менделеева

Поступило в редакцию
31 I 1973

ЛИТЕРАТУРА

1. *R. W. Powell, C. J. Ho, P. E. Liley.* NSRDS – NBS8, Cathegory 5, Thermodyn. and Trans. Prop., 1966.
2. *A. Sugawara.* J. Appl. Phys., **39**, 5994, 1968.
3. *А. Г. Ромашин.* Теплофизика высоких температур, **7**, № 4, 1969.
4. *W. D. Kingery.* JACS, 38, 251, 1955.
5. *А. З. Чечельницкий.* Теплофизика высоких температур, **10**, № 2, 1972.

6. *А. А. Мень, О. А. Сергеев.* Докл. АН СССР, **203**, № 6, 1972.
7. *Т. Д. Девяткова, И. А. Смирнов, А. И. Петров, В. Я. Мойжес.* Физика твердого тела, **2**, № 4, 1960.
8. *А. А. Мень, О. А. Сергеев.* Теплофизика высоких температур, **9**, № 2, 1971.
9. *А. А. Мень.* Тр. ВНИИМ, вып. 129, 189, 1971.
10. *Т. Б. Бузовкина, А. А. Мень.* Инж.-физ. ж., **23**, № 3, 1972.
11. *А. А. Бурка, Н. А. Рубцов.* ПМТФ, № 1, 156, 1971.
12. *А. А. Мень, А. З. Чечельницкий, О. А. Сергеев.* Тепло- и массообмен, **7**. «Наука и техника», Минск, 1972.
13. *K. D. Wray, A. P. Connoly.* J. Appl. Phys., **30**, № 11, 1959.
14. *А. А. Мень.* Теплофизика высоких температур, **11**, № 2, 1973.
15. *E. Hagen, H. Rubens.* Ann. d. Phys., **11**, 873, 1903.
16. *Д. Я. Свет.* Температурное излучение металлов и некоторых веществ. «Металлургия», 1964.

УДК 536.629.7

ВЛИЯНИЕ РАЗМЕРОВ КАПЕЛЬ НА МАССОПЕРЕНОС В ДВУХФАЗНОМ ПОТОКЕ

П. Л. Кириллов, И. П. Смогалев

Анализ ряда теоретических расчетов траекторий движения частиц в двухфазных потоках [1–4] позволяет сделать вывод, что при определенных условиях эти частицы или капли имеют тенденцию скапливаться в центральной части потока. С увеличением размера и относительного отставания (скольжения) капель эта тенденция должна проявляться более отчетливо. Авторы [1–4] объясняют это действием подъемной силы, возникающей при градиентном обтекании частицы потоком газа

$$\mathbf{F}=2\rho'' V_к[(\mathbf{u}''-\mathbf{u}'),\ \mathrm{rot}\,\mathbf{u}''].$$

Есть несколько косвенных экспериментов, подтверждающих эти выводы. Измерения теплоотдачи к запыленным потокам, например в [5], показали, что несмотря на наличие достаточно большого по весу количества частиц в таком потоке, теплоотдача к нему остается неизменной и даже несколько меньшей, чем теплоотдача к чистому газу. Это наблюдается в довольно широкой области чисел Re до концентрации равной $n_{гр}$. С превышением $n_{гр}$ теплоотдача начинает возрастать, что свидетельствует о взаимодействии частиц со стенкой канала, тогда как при $n<n_{гр}$ этого взаимодействия не наблюдается.

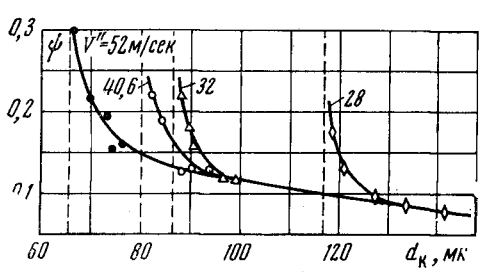


Рис. 1. Доля жидкости в пленке в зависимости от среднего диаметра капель, подаваемых на вход в канал

В [6] измерялись следы, оставленные каплями на стенке стеклянной трубки, покрытой окисью магния. Анализ результатов позволил сделать вывод, что чем меньше размер капель, тем интенсивней взаимодействие их со стенкой, тогда как для капель, размер которых больше 100 *мк*, это взаимодействие менее интенсивно. В [2] на основании теоретического расчета и измерений показано, что вблизи стенки пар более сухой, чем на некотором удалении от нее.

В данной работе для изучения распределения капель по сечению двухфазного потока проведены опыты на водовоздушной установке. На вход в рабочий участок подавалась смесь воздуха с каплями воды. Средний размер капель, образующихся в специальном распылителе, соответствовал расчетному размеру по формуле Никуяма и Таназава [7]

$$d_к=(1{,}83/\Delta u)\sqrt{\sigma/\gamma'},\ м.$$

На выходе из рабочего участка длиной 1000 и диаметром 11 *мм* устанавливалась камера отбора образующейся пленки. Камера представляла собой щелевой зазор с изменяющейся шириной щели. Измерения доли жидкости, образующейся в пленке ψ, приведены на рис. 1. Как видно из рисунка, с уменьшением среднего размера, подаваемых в канал капель, доля жидкости, образующейся в пленке, возрастает. Для каждой скорости воздуха имеется граничный размер капель, при приближении к которому возрастание происходит особенно резко. В опытах особое внимание уделялось созданию условий гидродинамической неравновесности потока. Эксперимент указывает на сильное влияние размера капель на интенсивность их осаждения на стенку.