

УДК 535.233.213

ИЗЛУЧАТЕЛЬНАЯ СПОСОБНОСТЬ СИЛИЦИРОВАННОГО КАРБИДА КРЕМНИЯ ПРИ ТЕМПЕРАТУРАХ 1400–2200 К

© 2019 г. А. В. Костановский¹, *, М. Г. Зеодинов¹, М. Е. Костановская¹, А. А. Пронкин¹¹Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

*E-mail: kostanovskiy@gmail.com

Поступило в редакцию 11.01.2018 г.

После доработки 06.07.2018 г.

Принято к печати 10.10.2018 г.

Впервые представлены результаты экспериментального исследования интегральной полусферической и спектральной нормальной излучательных способностей силицированного карбида кремния в диапазоне температур 1400–2200 К.

DOI: 10.1134/S0040364419020091

ВВЕДЕНИЕ

Отечественный силицированный карбид кремния является высокотемпературным материалом, который используется для изготовления нагревателей (работа на воздухе при 300–1400 К). Известно, что в инертной среде данный материал может применяться и при более высоких температурах. Излучательные характеристики силицированного карбида кремния в области высоких температур практически не исследованы.

Целью данной работы является определение интегральной полусферической ϵ и спектральной (на длине волны 0.65 мкм) нормальной ϵ_λ излучательных способностей (ИС) силицированного карбида кремния в интервале температур $T = 1400$ – 2200 К в среде аргона.

МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

В данной работе для определения ИС используется метод двух цилиндров, так как он позволяет рассчитать действительную температуру $T_{\text{ист}}$ на поверхности экспериментального образца [1, 2]. Получив $T_{\text{ист}}$ и измерив оптическим пирометром яркостную температуру $T_{\text{ярк}}$ поверхности образца из исследуемого материала, можно на основе известного подхода [1] определить ϵ_λ из выражения

$$\ln \epsilon_\lambda = \frac{c_2}{\lambda} \left(\frac{1}{T_{\text{ист}}} - \frac{1}{T_{\text{ярк}}} \right).$$

Для нахождения интегральной полусферической излучательной способности будем использовать баланс теплоты, записанный на поверхности экспериментального образца:

$$\frac{IU}{\pi D l_{\text{пр}}} = 5.67 \times 10^{-8} \epsilon (T_{\text{ист}}^4 - T_{\text{окр}}^4), \quad (1)$$

где I – сила тока, U – падение напряжения между зондами, D – внешний диаметр цилиндра, $l_{\text{пр}}$ – расстояние между зондами, установленными на изотермическом участке, $T_{\text{окр}}$ – температура окружающей среды. Напомним, что в предлагаемой экспериментальной реализации метода двух цилиндров вся подводимая внутренними источниками (создается прямым пропусканием постоянного электрического тока) теплота выделяется на внешней поверхности полого цилиндра и снимается радиационным тепловым потоком. Измерения величин I , U , D , $l_{\text{пр}}$, $T_{\text{окр}}$ и расчет $T_{\text{ист}}$ позволяют определить из выражения (1) значение ϵ .

Приведем описание основных моментов методики и экспериментальной реализации метода двух полых цилиндров [1]. Исходное стационарное одномерное дифференциальное уравнение теплопроводности в цилиндрических координатах в предположении постоянных свойств материала и объемной мощности внутренних источников теплоты q_v имеет вид

$$k \left(\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} \right) + q_v = 0, \quad (2)$$

где k – коэффициент теплопроводности, r – текущий радиус. Решение уравнения (2) для случая, когда теплота отводится через наружную поверхность цилиндра, позволяет определить падение температуры в стенке:

$$T_{r_1} - T_{r_2} = \frac{q_v r_1^2}{4k} \left[\left(\frac{r_2}{r_1} \right)^2 - 2 \ln \left(\frac{r_2}{r_1} \right) - 1 \right],$$

где r_1 и r_2 – радиусы внутренней и внешней поверхностей соответственно. Если удельные тепловые потоки с поверхности двух цилиндрических образцов имеют одинаковое значение $(q_{r2})_{i=1} =$

$= (q_{r2})_{i=2} = q_s$, то на изотермическом участке равны температуры $(T_{r2})_{i=1} = (T_{r2})_{i=2}$ ($r_2 = \text{idem}$). Тогда перепад температуры на первом $(\Delta T)_{i=1}$ и втором $(\Delta T)_{i=2}$ образцах может быть найден следующим образом:

$$(\Delta T)_{i=1,2} = (T_{r1})_{i=1,2} - (T_{r2})_{i=1,2} = \frac{q_s}{k} A_{i=1,2},$$

$$A_{i=1,2} = (r_2)_{i=1,2} \left[1 - \frac{2(r_1)_{i=1,2}^2}{(r_2)_{i=1,2}^2 - (r_1)_{i=1,2}^2} \ln \left(\frac{r_2}{r_1} \right)_{i=1,2} \right], \quad (3)$$

где $A_{i=1,2}$ – геометрические коэффициенты.

Решая систему уравнений (3), можно найти коэффициент теплопроводности и значение температуры на внешней поверхности цилиндра $T_{r2} = T_{\text{ист}}$:

$$k = \frac{q_s(A_{i=1} - A_{i=2})}{(T_{r1})_{i=1} - (T_{r1})_{i=2}}, \quad (4)$$

$$(T_{r2})_{i=1,2} = (T_{r1})_{i=1,2} - \frac{q_s A_{i=1,2}}{k}.$$

В эксперименте для каждого образца на изотермическом участке измеряются сила тока, падение напряжения между двумя зондами и действительная температура внутренней поверхности. Обработка экспериментальных данных сводится к построению кривых $q_s = f(T_{r1})$ для двух образцов. При одинаковом значении плотности тепловых потоков по формуле (4) можно определить $T_{r2} = T_{\text{ист}}$.

ЭКСПЕРИМЕНТ

Образцы силицированного карбида кремния были изготовлены в ОАО “Подольскогнеупор” методом холодного пластичного формования и последующего высокотемпературного (2400 К) спекания. Массовая доля $\text{SiC} + \text{Si} \geq 97\%$, пористость $\leq 30\%$. Средний размер частиц $\text{SiC} - 70-100$ мкм (микроскоп ИМЦ-100). Средняя шероховатость поверхности образцов до эксперимента, которая измерялась на микроинтерферометре МИИ-4, составляла ~ 30 мкм. Экспериментальные образцы представляли собой полые цилиндрические трубки длиной 33.5 мм и диаметрами $D/d = 8.2/3.5$ мм (образец № 1), $D/d = 8.2/3.84$ мм (№ 2). Предварительные эксперименты позволили определить длину изотермического участка, в центре которого было изготовлено отверстие диаметром 1.1 мм и длиной, равной толщине цилиндра. Данное отверстие использовалось в качестве модели абсолютно черного тела (АЧТ) для определения температуры на внутренней поверхности цилиндра. По краям полого цилиндра устанавливались заглушки для повышения степени совершенства модели АЧТ. Измерение температуры модели проводилось через окно камеры микропирометром, который работал на длине волны 0.65 мкм. Для определения действительной тем-

пературы вводились поправки на поглощение в стекле окна камеры, учитывалось совершенство геометрических размеров модели АЧТ. Оценка степени совершенства модели АЧТ выполнялась на основе решения [3], в котором модель рассматривалась как изотермическая трубка с отверстием в центре боковой поверхности. Данная поправка к температуре составила 1.5% при $T = 2200$ К. Определяющая температура для теплопроводности принималась равной средне-арифметическому значению между температурами внутренней и внешней поверхностей образца № 2, для ИС определяющая температура $T = T_{\text{ист}}$. Яркостная температура на поверхности образца измерялась на изотермическом участке на расстоянии не менее $3r_{\text{пр}}$ от сечения, где располагался зонд, и от отверстия для измерения температуры. Переотражение минимизировалось положением стекла окна камеры, которое было установлено под небольшим углом в $2^\circ-3^\circ$ от условного перпендикуляра к оси экспериментального образца. Это позволило исключить влияние взаимного отражения светового потока между образцом и окном камеры на результаты измерения температуры. Отражение от стенок камеры исключалось специальным чернением внутренней поверхности камеры графитом. Установка, описание которой подробно дано в [2], включает в себя камеру, газовакуумную и диагностическую системы. Использовался источник постоянного тока мощностью 15 кВт. Температурная диагностика основана на использовании монохроматического пирометра с чувствительностью 1 К и диаметром пятна визирования 0.3 мм. Система сбора данных состояла из 12-разрядного 4-канального АЦП марки L-Card L-780 и ЭВМ. Образец закреплялся горизонтально между токоподводами. Камера заполнялась аргоном высокой чистоты до давления 0.1–0.15 МПа. Оценки “сверху” показали, что отношение конвективного теплового потока к плотности радиационного теплового потока составляет $\sim 4\%$ при $T = 1400$ К и $\sim 2\%$ при $T = 2200$ К [4]. Эксперимент проводился в режиме пошагового увеличения подводимой к образцу мощности с выдержкой во времени до момента наступления стационарного режима. Для измерения падения напряжения на изотермическом участке были использованы два “точечных” зонда, описание конструкции которых приведено в [5]. Расстояние между центрами зондов $l_{\text{пр}} = 9.48$ мм для образца № 1 и $l_{\text{пр}} = 9.11$ мм для № 2. При расчете плотности теплового потока (1) вводилась поправка $\Delta(T)$ на увеличение диаметра D и расстояния между зондами в результате нагрева. Данная поправка была получена в предварительных исследованиях определения температурной зависимости относительного удлинения изучаемого силицированного карбида кремния [6]. Оценка выполнения одномерного приближения для поля температу-

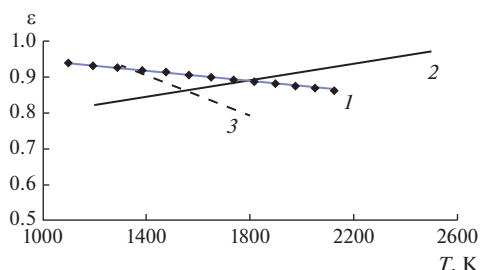


Рис. 1. Интегральная полусферическая излучательная способность SiC: 1 – данная работа, 2 – пиролитический карбид кремния [8], 3 – прессованный карбид кремния [9].

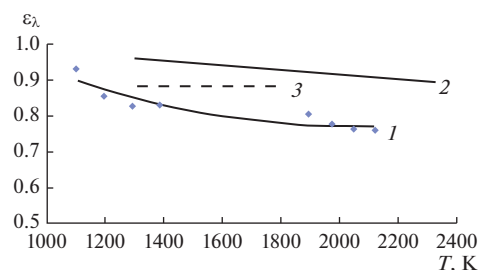


Рис. 2. Спектральная нормальная излучательная способность SiC: 1 – данная работа, 2 – пиролитический карбид кремния [8], 3 – прессованный карбид кремния [3].

ры по уравнению (2)) проводилась делением расстояния между зондами на обобщенный радиус сплошного цилиндра R_v , который находится как отношение объема между зондами к соответствующей площади поверхности образца [7]. Оценка показала, что для обоих образцов $l_{pr}/R_v \approx 5$. Длина изотермического участка была больше расстояния l_{pr} , поэтому можно предполагать, что одномерное приближение для поля температуры выполнялось.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Результаты экспериментального определения интегральной ϵ и ϵ_λ , ИС силицированного карбида кремния приведены на рис. 1 и 2. Значения ИС силицированного карбида кремния получены, по-видимому, впервые, поэтому сравнение с литературными данными проведено только для карбида кремния.

На рис. 1 показаны значения интегральной полусферической ИС карбида кремния из [8, 9], на рис. 2 приведено сравнение с данными спектральной нормальной излучательной способности для $\lambda = 0.65$ мкм [3, 8]. Излучательные характеристики силицированного карбида кремния уменьшаются при повышении температуры. Значения интегральной полусферической ИС изменяются в диапазоне 0.93–0.85, величины спектральной нормальной ИС составляют 0.9–0.75. Надежность полученных результатов обеспечена измерением ИС в идентичных экспериментальных условиях и нахождением температуры отнесения $T_{ист}$ методом двух цилиндров. Величина суммарной расширенной неопределенности значений ϵ и ϵ_λ составляет ~9% и, как известно [1], отличается от металлических материалов в большую сторону.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты данных исследований могут быть полезными при использовании силицированного карбида кремния в качестве нагревателей в инертной среде при высоких температурах.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 15-08-06279).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Петров В.А. Излучательная способность высокотемпературных материалов. М.: Наука, 1969. 78 с.
2. Костановский А.В., Зеодинов М.Г., Костановская М.Е. Теплопроводность и излучательная способность графита DE-24 при температурах 2300–3000 К // Изм. техника. 2010. № 12. С. 38.
3. Латышев Л.Н., Петров В.А., Чеховской В.Я., Шестаков Е.Н. Излучательные свойства твердых материалов. Спр. / Под ред. Шейдлина А.Е. М.: Энергия, 1974. 472 с.
4. Цветков Ф.Ф., Григорьев Б.А. Теплообмен. М.: МЭИ, 2011. 256 с.
5. Костановский А.В., Зеодинов М.Г., Костановская М.Е., Пронкин А.А. Удельное электрическое сопротивление силицированного карбида кремния // ТВТ. 2018. Т. 56. № 5. С. 841.
6. Костановский А.В., Зеодинов М.Г., Костановская М.Е., Пронкин А.А. Относительное удлинение силицированного карбида кремния при температурах 1150–2500 К // ТВТ. 2018. Т. 56. № 2. С. 310.
7. Лыков А.В. Теория теплопроводности. М.: Высшая школа, 1967. 599 с.
8. Петров В.А., Чеховской В.Я., Дымов Б.К., Емяшев А.В. Интегральная полусферическая излучательная способность пиролитического карбида кремния // ТВТ. 1969. Т. 7. № 1. С. 179.
9. Olson O.H., Morris J. Handbook of Thermophysical Properties of Solid Materials / Eds. Goldsmith A., Waterman T.E., Hirschhorn H.J. N.Y.: Pergamon Press, 1961. V. 3. 931 p.