

УДК 533.72; 533.59
PACS 51.20.+d, 81.90.+c

Влияние неоднородности температурного поля на перенос паров кремния от зеркала расплава к изделию в ходе высокотемпературного силицирования

В. А. Демин^{1*}, В. Э. Зинурова^{1,2}

¹ Пермский государственный национальный исследовательский университет, Пермь

² Институт механики сплошных сред УрО РАН, Пермь

*demin@psu.ru

Рассматривается модифицированная физико-математическая модель высокотемпературного переноса паров кремния в разреженной несущей среде в условиях среднего вакуума от зеркала расплава до поверхности поглощающего образца пористой среды. В роли пористой среды выступает углеродное волокно искусственного происхождения. Ранее уже были изучены процессы переноса газообразного кремния от зеркала расплава к поверхности изделия в случае однородного распределения температуры в пространстве. Однако в реальном технологическом процессе в общем случае это условие не выполняется. Таким образом, возникает задача исследования влияния этого фактора на интенсивность массопереноса паров кремния в случае навязанного условиями эксперимента неоднородного распределения температуры. Показано, что физико-математическая модель переноса по-прежнему допускает описание процесса с помощью одного нелинейного дифференциального уравнения в частных производных для концентрации.

Ключевые слова: углеродное волокно; пары кремния; диффузионный транспорт; средний вакуум

Поступила в редакцию 10.04.2023; после рецензии 29.05.2023; принята к опубликованию 01.06.2023

Influence of the temperature field inhomogeneity on the transfer of silicon vapor from the melt mirror to the product during high-temperature siliconization

V. A. Demin^{1*}, V. E. Zinurova^{1,2}

¹ Perm State University, Perm, Russia

² Institute of Continuous Media Mechanics UB RAS

*demin@psu.ru

We study a modified physical and mathematical model of high-temperature transfer of silicon vapor from the melt mirror to the surface of an absorbing sample of a porous medium that occurs in a rarefied carrier medium under medium vacuum conditions. Carbon fiber of artificial origin acts as a porous medium. The process of gaseous silicon transfer from the melt mirror to the surface of the

product was previously studied in the case of a uniform temperature distribution in space. However, in a real technological process this condition is generally not fulfilled. Thus, this phenomenon needs to be studied in the case of an inhomogeneous temperature distribution. It is shown that, as was the case in the previous study, the physical and mathematical model of transfer allows the description of the process with the help of one nonlinear partial differential equation for the concentration.

Keywords: carbon fiber; silicon vapor; diffusive transport; medium vacuum

Received 10 April 2023; revised 29 May 2023; accepted 01 June 2023

doi: 10.17072/1994-3598-2023-2-51-58

1. Введение

В качестве одного из перспективных активно развиваемых направлений современного материаловедения выступает совершенствование подходов и технологий производства высокотемпературных композиционных материалов. Типичным примером композиционного материала, который обладает высокими огнеупорными и антиокислительными свойствами, является кремний-углеродное волокно. Технология создания композиционного материала, которая состоит в насыщении объема исходной пористой матрицы парами кремния при высокой температуре, называется силицированием [1]. Однако актуальной проблемой является не только реализация самого процесса насыщения пористой среды связующим, но и доставка паров кремния от зеркала расплава к изделию.

В данной работе рассматривается модельный теоретический подход к описанию доставки паров к изделию, согласно которому газообразный кремний, как некий флюид, фильтруется через несущую среду за счет того, что атомы кремния рассеиваются на точечных, более тяжелых, но, тем не менее подвижных атомах аргона. Ввиду того, что данный процесс осуществляется в условиях среднего вакуума и при чрезвычайно высоких температурах выше точки плавления кремния, считается, что диффузия играет большую, но не решающую роль в обеспечении транспорта газообразного кремния от зеркала расплава к изделию.

2. Теоретическая модель переноса паров кремния

2.1. Система уравнений

Ранее в работе [2] в одномерной постановке были изучены процессы переноса газообразного кремния от зеркала расплава к поверхности изделия в случае однородного распределения температуры в пространстве. Однако в реальном технологическом процессе это условие, как следует из анализа динамики прогрета пространства внутри реторты, не выполняется. Схематически конфигу-

рация технологического процесса представлена на рис. 1. Пары кремния генерируются на правой границе при температуре T_2 , переносятся за счет диффузии между атомами несущего газа и полностью поглощаются на левой границе. Таким образом, возникает задача исследования влияния неоднородности теплового поля в реторте в случае каких-либо реалистичных предположений о распределении температуры при математической формулировке задачи.

Сначала рассмотрим проблему в общей постановке. А именно, следуя [3], проанализируем уравнение Навье – Стокса, которое описывает движение вязких жидкостей и газов в пористой среде.

В гидродинамике пористых сред следует отличать поровую скорость \vec{v} и скорость фильтрации \vec{v} . Скорость фильтрации определяется через общий расход флюида и связана с поровой скоростью соотношением $\vec{v} = \phi \vec{v}$. Здесь ϕ – пористость материала.

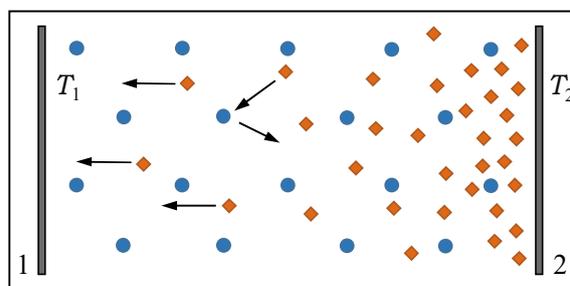


Рис. 1. Двухкомпонентный газ: кружки – атомы несущей среды (аргон), ромбики – атомы кремния; 1 – поверхность образца, 2 – зеркало расплава

Для поровой скорости в среде имеем исходное уравнение движения [3]:

$$\rho_f \left(\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \nabla) \vec{v} \right) = -\nabla p - \frac{\eta}{\kappa} \vec{v}, \quad (1)$$

где ρ_f – плотность прокачиваемого флюида, η – динамическая вязкость, κ – проницаемость среды, p – поле давления. В этом уравнении вязкое слагаемое определяется линейной зависимостью от ско-

рости фильтрации. Переходя в уравнении (1) полностью к скорости фильтрации, получаем

$$\rho_f \left(\phi^{-1} \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \phi^{-2} (\vec{v} \nabla) \vec{v} \right) = -\nabla p - \frac{\eta}{\kappa} \vec{v}. \quad (2)$$

Как следует из опыта, парциальное давление аргона отвечает условиям среднего вакуума и равно по порядку величины 100 Па. В то же время парциальное давление паров кремния на порядок меньше и составляет всего 10 Па.

2.2. Формула Козени-Кармана

Ввиду крайней разреженности несущей среды, в роли которой выступает аргон, ожидается, что проницаемость κ по отношению к фильтрационному потоку паров кремния будет иметь аномально большое значение. Проследим, как выводится формула Козени-Кармана для обоснования ее дальнейшей применимости при оценке проницаемости

$$\kappa = \frac{\kappa_0 \phi^3}{(1-\phi)^2},$$

здесь κ_0 – константа Козени-Кармана.

Будем основываться на утверждении, согласно которому площадь омываемых препятствий предполагается равной площади поверхности всех пустотелых трубочек, по которым течет флюид. Предположим, что пористая среда представляет собой твердый массив с искривленными случайным образом трубочками, ориентированными преимущественно по направлению движения жидкости (рис. 2).

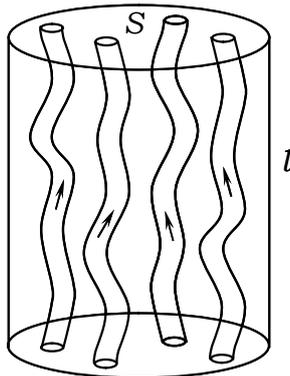


Рис. 2. Модель пористой среды

В теории пористых сред расход через такой материал определяется законом Дарси [4,5]:

$$Q = \frac{\kappa S \Delta p}{\rho \nu l} = \frac{\kappa S \Delta p}{\eta l}. \quad (3)$$

Здесь κ – проницаемость среды, S – общая площадь сечения, ρ – плотность жидкости, ν и η – соответственно, кинематическая и динамическая вяз-

кости, Δp – перепад давления на торцах, l – длина массива.

В то же время через один каналец протекает флюид, расход которого определяется формулой Пуазейля [6]. Не вдаваясь в детали множителя перед формулой и предполагая, что по порядку величины длина криволинейного канала в пористом массиве равна длине образца, имеем

$$q = \frac{r^4 \Delta p}{\eta l}, \quad (4)$$

где r – средний радиус трубочки.

Введем понятие пористости среды ϕ . Традиционно она определяется так:

$$\phi = \frac{V'}{V} = \frac{S'l}{V} = \frac{N'r^2l}{V}. \quad (5)$$

А именно, пористость – это объем пор V' , отнесенный к общему объему массива V . Здесь N' – число трубочек. По порядку величины $S' = N'r^2$ (общая площадь каналов в поперечном сечении). Пусть N – число омываемых препятствий. Заметим, что N и N' – в общем случае являются независимыми величинами. Если a – характерный размер препятствий, то их объем составляет

$$a^3 N = V - V'. \quad (6)$$

Отсюда имеем

$$N = \frac{V - V'}{a^3} = \frac{V - \phi V}{a^3} = \frac{(1-\phi)V}{a^3}. \quad (7)$$

Общая площадь омываемых препятствий в поперечном сечении равна $a^2 N$. Далее с учетом (5) получаем:

$$N' = \frac{S'}{r^2} = \frac{\phi V}{r^2 l}. \quad (8)$$

В результате, возвращаясь к основной идее вывода, приравниваем боковые площади всех трубочек и площадь омываемых препятствий:

$$a^2 N = \frac{(1-\phi)V}{a} = N'r l = \frac{\phi V}{r}. \quad (9)$$

Здесь произведение радиуса каналца на его длину дает по порядку величины площадь его боковой поверхности. Из формулы (9) выражаем радиус каналца:

$$r = \frac{\phi a}{(1-\phi)}. \quad (10)$$

Заметим, что параметры r и a хотя и формально пропорциональны друг другу, но на самом деле их связь имеет более сложный характер, т.к. в дополнение пористость тоже является функцией r и a .

Это отличает формулу (10) от моделей, в которых предполагается плотная упаковка препятствий. Тем не менее в пределе плотной упаковки препятствий реализуемый подход тоже дает значения проницаемости, хорошо согласующиеся с известными формулами в теории пористых сред [7].

Полный расход жидкости складывается из всех расходов через отдельные трубочки

$$Q = qN' = \frac{r^4}{\eta} \frac{\Delta p}{l} N'. \quad (11)$$

Принимая во внимание формулу (3) и сравнивая ее с (11), получаем нетривиальное по смыслу соотношение

$$\kappa S = r^4 N'.$$

Отсюда выражаем проницаемость

$$\kappa = \frac{r^4 N'}{S}. \quad (12)$$

Подставляем в (12) соотношение (8) и с учетом, что $S' = N'^2$, получаем

$$\kappa = \frac{S' r^2}{S}.$$

Отношение площадей всех трубочек в поперечном сечении к общей площади образца дает пористость $\phi = S'/S$, а r выражается формулой (10). В итоге приходим к окончательной формуле

$$\kappa = \phi r^2 = \frac{\phi^3 a^2}{(1-\phi)^2} = \frac{\kappa_0 \phi^3}{(1-\phi)^2}. \quad (13)$$

Заметим, что константа Козени – Кармана κ_0 в формуле (13) пропорциональна квадрату характерного размера препятствия.

В нашем случае среда представляет собой систему из небольших твердых сферических центров, которые омываются гидродинамическим потоком. Из логики вывода (13) следует, что эта формула вполне применима к нашей модели.

Оценим величину каждого слагаемого в уравнении (1), принимая во внимание, что пористость такой среды в виду ее крайней разреженности близка к единице:

$$\left| \rho_f \phi^{-2} (\bar{v} \nabla) \bar{v} \right| \sim \rho_f \frac{v^2}{L} = 2.86 \cdot 10^{-4} \frac{41^2}{0.5} = 0.96,$$

$$\left| \rho_f \phi^{-1} \frac{\partial \bar{v}}{\partial t} \right| \rightarrow 0,$$

$$\left| \frac{\eta \bar{v}}{\kappa} \right| = \frac{3.5 \cdot 10^{-4} \cdot 41}{3.1 \cdot 10^{-5}} = 463.$$

Из этих оценок видно, что вязкое слагаемое является доминирующим в этом уравнении. А именно,

как инерционное слагаемое, так и слагаемое, отвечающее за нестационарность процессов, пренебрежимо малы по сравнению с вязким членом

$$\left| \frac{\eta \bar{v}}{\kappa} \right| \gg \left| \rho_f \phi^{-2} (\bar{v} \nabla) \bar{v} \right|.$$

В результате из (2) приходим к выражению для скорости в виде известного закона Дарси [2]

$$\bar{v} = -\frac{\kappa}{\eta} \nabla p_\kappa.$$

2.3. Учет неоднородности температурного поля

За счет испарения на зеркале расплава и поглощения на изделии имеется некий средний градиент плотности паров кремния. Так как давление идеального газа пропорционально плотности, это порождает градиент давления кремния, который может выступать в роли дополнительной движущей силы помимо диффузии. Согласно уравнению состояния идеального газа:

$$\frac{p_\kappa V}{T} = \frac{R}{\mu_\kappa} m_\kappa,$$

где m_κ – масса кремния, μ_κ – его молярная масса, p_κ – парциальное давление паров кремния, R – универсальная газовая постоянная, T – абсолютная температура газа. Следовательно,

$$p_\kappa = \frac{R}{\mu_\kappa} T \rho_\kappa. \quad (14)$$

По определению под массовой концентрацией необходимо понимать

$$C = \frac{\rho_\kappa}{\rho_a + \rho_\kappa}.$$

Откуда

$$\rho_\kappa = \frac{C}{1-C} \rho_a.$$

Далее следует подставить данное выражение в формулу для парциального давления кремния (14)

$$p_\kappa = \frac{R}{\mu_\kappa} \frac{C}{1-C} \rho_a T.$$

Затем необходимо разложить множитель $C/(1-C)$ в ряд по малым C , после чего ограничимся в итоговом выражении первым не исчезающим членом:

$$\frac{C}{1-C} \approx C, \quad p_\kappa = \frac{\rho_a R T}{\mu_\kappa} C.$$

Рассмотрим ситуацию, когда температура неоднородна в пространстве между поверхностью изделия и зеркалом расплава. Для простоты будем

в дальнейшем решать одномерную задачу. В этом случае температура является функцией только одной переменной $T(x)$. Подставив этот результат в закон Дарси, получаем

$$\vec{v}_k = -\frac{\kappa R}{\eta \mu_k} (T \nabla C + C \nabla T).$$

Общее уравнение переноса примеси с учетом дополнительного конвективного транспорта газа как сплошной среды [8] записывается в виде

$$\frac{\partial C}{\partial t} + (\vec{V} \nabla) C = D \Delta C.$$

Здесь \vec{V} – макроскопическая скорость физически малого элемента газа, D – коэффициент диффузии. Выразим в уравнении для переноса примеси сред- немассовую скорость:

$$\begin{aligned} \vec{V} &= \frac{\rho_a \vec{v}_a + \rho_k \vec{v}_k}{\rho_a + \rho_k} \approx \frac{\rho_k \vec{v}_k}{\rho_a} = \\ &= -\frac{\kappa \rho_k R}{\eta \mu_k} (T \nabla C + C \nabla T), \end{aligned}$$

так как $\rho_k / \rho_a \ll 1$. Окончательно получаем уравнение вида

$$\frac{\partial C}{\partial t} - \frac{\kappa \rho_k R}{\eta \mu_k} (T (\nabla C)^2 + C \nabla T \cdot \nabla C) = D \Delta C. \quad (15)$$

В отличие от работы [2] в уравнении (15) присутствует дополнительный член пропорциональный градиенту температуры.

В уравнение (15) входят такие нетривиальные параметры для разреженной газовой среды, как коэффициент диффузии D и коэффициент динамической вязкости η . Эти параметры требуют дополнительного обсуждения и могут быть вычислены с высокой степенью достоверности с помощью, в некотором смысле, точных формул молекулярно-кинетической теории газов [9]:

$$\begin{aligned} D &= \frac{3}{8} \frac{kT}{\sigma_{12} p} \sqrt{\frac{\pi kT}{2 \mu_{12}}} = \frac{3}{8} \frac{(kT)^{3/2}}{d_{Si}^2 p \sqrt{\pi m_0}}, \\ \eta &= \frac{1}{3} \left(\frac{2}{\pi} \right)^{3/2} \frac{(m_0 kT)^{1/2}}{d_{Ar}^2}. \end{aligned}$$

Здесь σ_{12} – эффективное сечение рассеяния для двух частиц, μ_{12} – приведенная масса. Для двух примерно одинаковых по массе и размерам частиц имеем $\sigma_{12} = \pi d^2$, $\mu_{12} = m_0$. Масса одного атома кремния равна $m_0 = \mu_k / N_A = 0.028$ кг/Моль / $6.02 \cdot 10^{23}$ 1/Моль = $4.7 \cdot 10^{-26}$ кг. Из табличных данных известно, что диаметр атома кремния равен $d_{Si} = 0.23 \cdot 10^{-9}$ м. Таким образом, имеются все воз-

можности для аккуратной оценки значений коэффициентов диффузии и динамической вязкости.

3. Программная реализация

При численном решении одномерной задачи с помощью метода конечных разностей была использована явная схема решения дифференциального уравнения в частных производных. Для реализации устойчивости схемы пространственные производные вычислялись как односторонние разности «назад». Число узлов в сетке принималось равным $N = 85$. Компьютерный код был реализован на языке программирования FORTRAN-90. В соответствии с явной схемой данные на следующем шаге по времени находятся непосредственно из данных на предыдущем шаге.

Материальные параметры среды, использованные в ходе вычислений, имеют следующие значения: проницаемость вычислялась по формуле (13) и оказалась равной $\kappa = 2 \cdot 10^{-3}$ м², динамическая вязкость $\eta = 3.5 \cdot 10^{-4}$ Па·с, коэффициент диффузии $D = 0.7$ м²/с, молярные массы кремния и аргона равны соответственно $\mu_k = 0.028$ кг/моль, $\mu_a = 0.04$ кг/моль.

Расстояние между изделием и поверхностью расплава менялось в реалистичных пределах. Ниже будут представлены результаты расчетов для $L = 0.9$ м, и 1.6 м. Температуры расплава T_2 и образца T_1 соответственно менялись в интервале $1720 \div 1770$ К. Рассматривались два возможных варианта: $T_2 > T_1$ и $T_2 < T_1$. Предполагалось, что распределение температуры зависит от координаты по линейному закону.

4. Результаты расчетов

Как показывают расчеты, система выходит на установившийся режим фильтрации за очень короткое время. В результате вне зависимости от разности температур в расчетах время выхода примерно составляло $t_e = 1$ с. Столь малое время установления объясняется высокой степенью разреженности среды. Как уже неоднократно указывалось выше, обсуждаемый технологический процесс происходит в условиях среднего вакуума. В ходе вычислений были получены распределения концентраций кремния для двух расстояний между поверхностью изделия и зеркалом расплава, а также величина потока кремния и его среднее значение на левой границе в зависимости от времени.

На рис. 3 и 4 представлены результаты расчета концентрации паров кремния в пространстве между образцом и зеркалом расплава. Зависимость, изображенная прямой штрихпунктирной линией 1, представляет собой стационарное решение при учете только диффузионного механизма переноса.

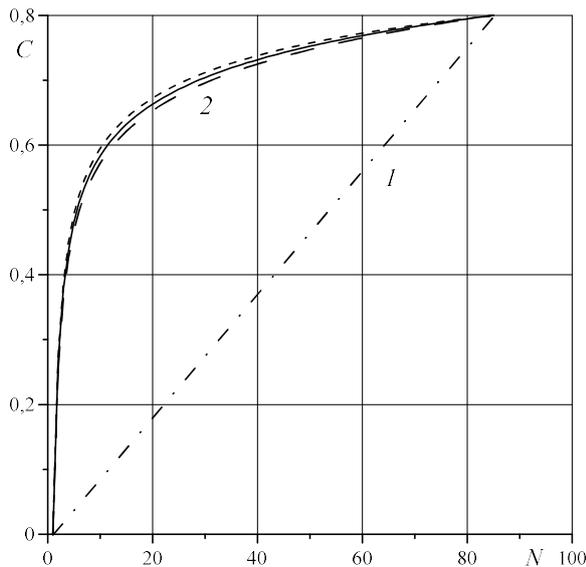


Рис. 3. Концентрация паров кремния между изделием и зеркалом расплава при $L = 1.6$ м; штрихпунктирная линия 1 соответствует расчетам с помощью классического уравнения диффузии [8] без учета конвективного переноса, семейство кривых 2 отвечает модифицированному уравнению (15), сплошная линия – $T_1 = T_2$, штриховая с короткой чертой – $T_2 > T_1$, штриховая с длинной чертой – $T_1 > T_2$

Семейство кривых 2 получено с учетом нелинейных слагаемых в уравнении (15). Видно, что при учете дополнительного макроскопического механизма переноса кремний начинает заполнять все пространство внутри реторты и его концентрация резко убывает только вблизи изделия.

Это приводит к возникновению достаточно высокого градиента концентрации кремния на левой границе, что обеспечивает наблюдаемый приток кремния в образец. Сплошная линия в семействе кривых 2 описывает распределение паров кремния в отсутствие градиента температуры. Кривая с коротким штрихом лежит выше сплошной линии и соответствует условию $T_2 > T_1$, что вполне закономерно, т.к. более высокая температура расплава обеспечивает дополнительное приращение давления на правой границе. В противоположном случае, когда образец разогревается до более высокой температуры нежели расплав, наблюдается замедление массопереноса кремния от зеркала расплава к изделию.

Заметим, что относительные изменения концентрации в задаче велики, т.к. на правой границе за счет испарения имеет место ее определенное значение, а на левой границе предполагается полное поглощение паров кремния пористой средой. В то же время относительная разница температур в расчетах не может быть большой, т.к. она отражает реальные условия технологического процесса. В расчетах максимальное значение $\Delta T/T$ составляло

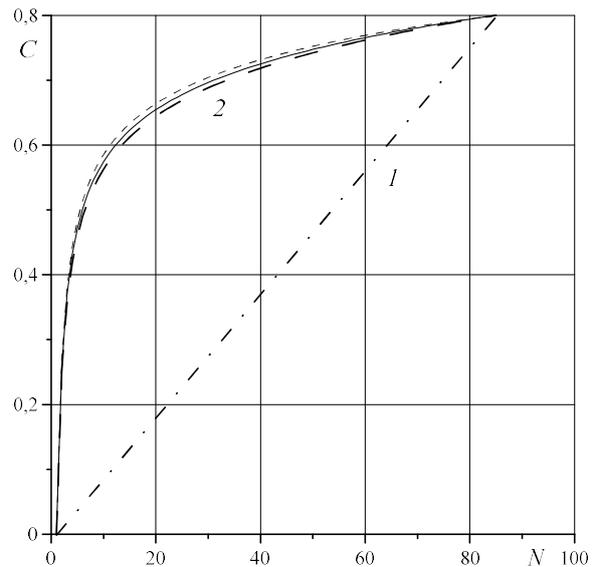


Рис. 4. Концентрация паров кремния между изделием и зеркалом расплава при $L = 0.9$ м; штрихпунктирная линия 1 соответствует расчетам с помощью классического уравнения диффузии [8] без учета конвективного переноса, семейство кривых 2 отвечает модифицированному уравнению (15), сплошная линия – $T_1 = T_2$, штриховая с короткой чертой – $T_1 > T_2$, штриховая с длинной чертой – $T_2 > T_1$

примерно 0.03, поэтому эффект неоднородности температурного поля в рабочем пространстве печи не оказывает существенного влияния на распределение паров кремния. При увеличении разности температур этот эффект закономерно должен стать сильнее. Также при рассмотрении семейств кривых 2 на рис. 3 и 4 можно увидеть, что включение разности температур не изменяет качественно форму решения. В работе [2] для распределения концентрации в стационарном одномерном случае аналитически был получен логарифмический профиль. При включении разности температур на левой и правой границах расчетной области в задаче не удастся получить аналитическое решение. Однако из численных расчетов видно, что профиль концентрации качественно не меняется.

Следует отметить, что в связи с добавлением фактора неоднородности температуры возникает необходимость немного изменить подход к определению управляющих параметров в задаче.

Как было показано в [2], при постоянной температуре и плотности кремния $\rho_k = 1.87 \cdot 10^{-5}$ кг/м³ стационарное распределение концентрации, а именно, крутизна графика, характеризуется всего одним знакоположительным управляющим параметром

$$\psi = \frac{\eta \mu_k D}{\kappa R T \rho_k}.$$

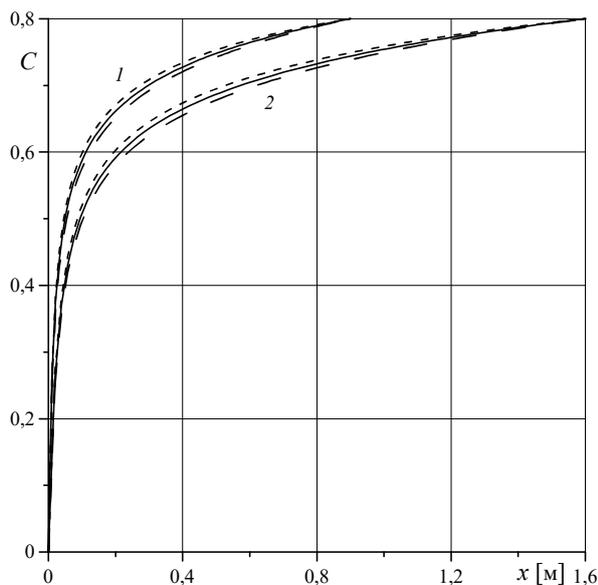


Рис. 5. Семейства кривых концентрации паров кремния между изделием и зеркалом расплава для разных L : 1 – $L = 0.9$ м, 2 – 1.6 м, сплошная линия – $T_1 = T_2$, штриховая (с короткой чертой) – $T_2 > T_1$, штриховая (с длинной чертой) – $T_1 > T_2$

Параметр ψ является безразмерным и представляет собой отношение коэффициента диффузии к блоку параметров, которые в совокупности отвечают за формирование градиента давления в реторте вследствие испарения кремния. Таким образом, он отвечает за вклад конвективного слагаемого в общий транспорт паров кремния. Для приведенных выше значений материальных параметров среды имеем $\psi \sim 0.012$. Это означает, что конвективное слагаемое вносит существенный вклад в общий массоперенос кремния.

Теперь температура меняется от точки к точке, и механизмы массопереноса развязаны. Однако размерный комплекс

$$\gamma = \frac{\kappa R \rho_k}{\eta \mu_k} = 0.32,$$

стоящий перед скобкой в левой части уравнения (15), по-прежнему отвечает за величину суммарного конвективного массопереноса в системе, и он не является малым параметром в задаче по сравнению с еще одним параметром в правой части уравнения (15) $D = 0.7$ м²/с.

Помимо сравнения решений модифицированного уравнения (15) и обычного уравнения диффузии имеет смысл наложить друг на друга профили концентраций в реальном масштабе, полученные для разных расстояний между образцом и зеркалом расплава. Два семейства кривых для $L = 0.9$ м и 1.6 м представлены рис. 5. В результате можно видеть, что с ростом расстояния L массоперенос в системе происходит менее интенсивно, что визуально определяется меньшей крутизной графиков вблизи левой границы.

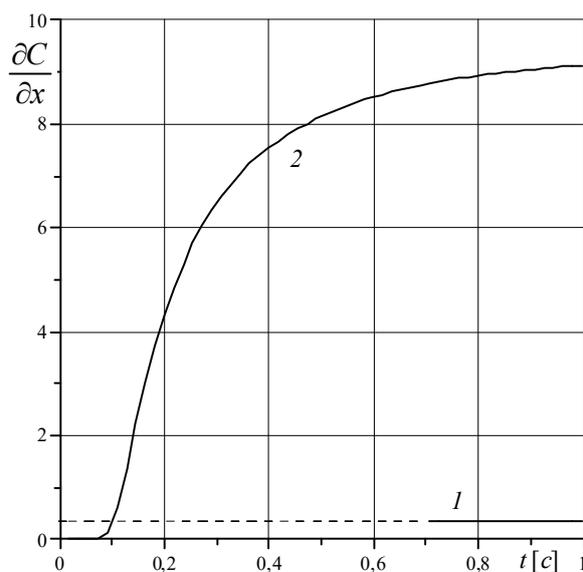


Рис. 6. Значение производной от концентрации кремния (линия 1), вычисленное исходя из простейшего уравнения диффузии, и аналогичная производная (кривая 2) при решении уравнения (15) в зависимости от времени

На рис. 6 изображен график производной концентрации кремния по поперечной координате x на границе изделия в зависимости от времени (кривая 2). Сначала эта производная имеет нулевое значение (при $t < 0.08$ с кремний еще не успевает дойти до левой границы), далее можно наблюдать ее резкий рост и быстрое приближение к асимптотическому значению.

Поток кремния в образец в каждый момент времени определяется тангенсом угла наклона графика концентрации на левой границе расчетной области. В свою очередь, значение производной, которое определяется из простейшего уравнения диффузии (линия 1), конечно, тоже как-то меняется с течением времени, но после ее выхода на асимптотическое значение (сплошной участок) данное значение заметно меньше, чем при учете дополнительного конвективного переноса паров кремния. Таким образом, расчеты показывают, что при добавлении конвективного массопереноса имеет место превышение потока кремния в образец больше чем на порядок по сравнению с ситуацией, когда рассматривается только диффузионный механизм переноса.

5. Заключение

Выполнено теоретическое исследование влияния неоднородности температурного поля на перенос газообразного кремния от зеркала расплава к изделию при реализации технологического процесса высокотемпературного силицирования в условиях среднего вакуума. Показано, что реалистичные значения перепадов температуры между зеркалом расплава и изделием незначительно вли-

яют на интенсивность переноса. Тем не менее, установлено, что превышение температуры расплава над температурой изделия усиливает массоперенос. В противоположном случае имеет место ослабление потока кремния к изделию.

Список литературы

1. Демин В. А., Марышев Б. С., Меньшиков А. И. Численное моделирование процесса высокотемпературного силицирования углеродного пористого материала // Вестник Пермского университета. Физика. 2021. № 3. С. 56–62. DOI: 10.17072/1994-3598-2021-3-56-62
2. Демин В. А., Демина Т. В., Марышев Б. С. Физико-математическая модель переноса газообразного кремния в ходе высокотемпературного силицирования углеродных композитных материалов // Вестник Пермского университета. Физика. 2022. № 3. С. 48–55. DOI: 10.17072/1994-3598-2022-3-48-55
3. Nield D. A., Bejan A. *Convection in Porous Media*. New York: Springer, 2006. 654 p.
4. Лейбензон Л. С. Движение природных жидкостей и газов в пористой среде. М.: Гостехиздат. 1947. 244 с.
5. Баренблатт Г. И., Ентов В. М., Рыжик В. М. Движение жидкостей и газов в природных пластах. М.: Недра, 1984. 211 с.
6. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика сплошных сред. М.: Наука, 1953. 788 с.
7. Леонтьев Н. Е. Основы теории фильтрации: учебное пособие. М.: МАКС Пресс, 2017. 88 с.
8. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Курс теоретической физики. Т. 6. Гидродинамика. М.: Физматлит, 2001. 736 с.
9. Гиршфельдер Дж., Кертисс Ч., Берд Р. Молекулярная теория газов и жидкостей. М.: Изд-во ин. лит-ры. 1961. 929 с.

References

1. Demin V. A., Maryshev B. S., Menshikov A. I. Numerical modelling of a high temperature silicification process in the carbon-carbon porous medium. *Bulletin of Perm University. Physics*, 2021, no. 3, pp. 56–62. DOI: 10.17072/1994-3598-2021-3-56-62.
2. Demin V. A., Demina T. V., Maryshev B. S. Physical and mathematical model of gaseous silicon transfer during high-temperature siliconization of carbon composite materials. *Bulletin of Perm University. Physics*, 2022, no. 3, pp. 48–55. DOI: 10.17072/1994-3598-2022-3-48-55.
3. Nield D. A., Bejan A. *Convection in Porous Media*. New York: Springer, 2006. 654 p.
4. Leibenzon L. S. *Dvizhenie prirodnykh zhidkosti i gazov v poristoi srede* [The Movement of Natural Fluids and Gases in a Porous Medium]. Moscow: Gostekhizdat, 1947. 244 p. (In Russian).
5. Barenblatt G. I., Yentov V. M., Ryzhik V. M. *Dvizhenie zhidkosti i gazov v prirodnykh plastakh* [The Movement of Liquids and Gases in Natural Reservoirs]. Moscow: Nedra, 1984. 211 p. (In Russian)
6. Landau L. D., Lifshitz E. M. *Mekhanika sploshnykh sred* [Continuum Mechanics]. Moscow: Nauka, 1953. 788 p. (In Russian)
7. Leontiev N. E. *Osnovy teorii fil'tratsii* [Fundamentals of the Theory of Filtration]: a study guide. Moscow: MAKS Press, 2017. 88 p. (In Russian)
8. Landau L. D., Lifshitz E. M. *Fluid Mechanics: Course of Theoretical Physics, Vol. 6*. Oxford: Butterworth-Heinemann, 1987. 554 p.
9. Hirschfelder J. O., Curtiss C. F., Bird R. B. *Molecular Theory of Gases and Liquids*. New York: Wiley, 1954. 1219 p.

Просьба ссылаться на эту статью в русскоязычных источниках следующим образом:

Демин В. А., Зинурова В. Э. Влияние неоднородности температурного поля на перенос паров кремния от зеркала расплава к изделию в ходе высокотемпературного силицирования // Вестник Пермского университета. Физика. 2023. № 2. С. 51–58. DOI: 10.17072/1994-3598-2023-2-51-58

Please cite this article in English as:

Demin V. A., Zinurova V. E. Influence of the temperature field inhomogeneity on the transfer of silicon vapor from the melt mirror to the product during high-temperature siliconization. *Bulletin of Perm University. Physics*, 2023, no. 2, pp. 51–58. doi: 10.17072/1994-3598-2023-2-51-58

Сведения об авторах

1. Виталий Анатольевич Демин, доктор физ.-мат. наук, профессор, заведующий кафедрой теоретической физики, Пермский государственный национальный исследовательский университет, ул. Букирева, 15, Пермь, 614990
2. Вероника Эдуардовна Зинурова, студентка физического факультета, Пермский государственный национальный исследовательский университет, ул. Букирева, 15, Пермь, 614990

Author information

1. Vitaly A. Demin, Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Professor, Head of the Department of Theoretical Physics, Perm State University; 15, Bukireva st., Perm, 614990, Russia
2. Veronika E. Zinurova, Student of the Faculty of Physics, Perm State University; 15, Bukireva st., Perm, 614990, Russia