

УДК 533.9, 536.245

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ИСПАРЕНИЯ МОНОДИСПЕРСНЫХ КВАРЦЕВЫХ ЧАСТИЦ В ПОТОКЕ АРГОНОВОЙ ПЛАЗМЫ ИНДУКЦИОННОГО ПЛАЗМОТРОНА

© 2020 г. Ю. М. Гришин¹, Л. Мяо¹, *

¹Московский государственный технический университет
им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия

*E-mail: miaolongbmstu@gmail.com

Поступила в редакцию 06.12.2018 г.

После доработки 17.07.2019 г.

Принята к публикации 22.10.2019 г.

В рамках модели двухфазной бесстолкновительной монодисперсной смеси выполнено численное моделирование процессов нагрева и испарения кварцевых частиц в потоке аргоновой плазмы индукционного высокочастотного плазмотрона. Определены условия осуществления режимов течения с фронтальным вихрем кольцевого типа с полным и частичным проникновением частиц в высокотемпературную зону разряда. Показано влияние расхода твердых частиц на газодинамику дисперсного потока. Установлены зависимости эффективности испарения от основных рабочих параметров процесса переработки частиц, в первую очередь массового расхода кварцевых частиц, мощности плазмотрона, а также размера и угла ввода частиц в плазменный поток. Даны рекомендации по выбору оптимальных режимных параметров плазмотрона и параметров потока перерабатываемых частиц кварца. Показано, что плазмотрон мощностью около 5 кВт обеспечивает полное испарение потоков кварцевых частиц размером до 50–70 мкм с расходом до $(8–10) \times 10^{-5}$ кг/с при удельных энергетических затратах на уровне 50 МДж/кг.

DOI: 10.31857/S004036442001007X

ВВЕДЕНИЕ

Необходимость разработки высокоэффективных плазмохимических технологий получения особо чистых веществ, наночастиц и др. [1–4], включающих стадию испарения твердых металлических и керамических порошков, с применением индукционной плазмы на протяжении многих лет вызывает значительный интерес к расчетно-теоретическому изучению процессов в высокочастотных индукционных (ВЧИ) плазмотронах.

В большом количестве особенно ранних работ (см., например, [5–10]) использована упрощенная модель “одиночной частицы” для исследования испарения металлических (Cu, Mn) и керамических (ZrO_2 и Al_2O_3) порошков и кварцевых частиц. Результаты показали существенное влияние на эффективность испарения теплофизических свойств и размеров частиц, мощности и частоты тока разряда ВЧИ-плазмотрона. В работе [10] для случая переработки керамических частиц Al_2O_3 с размерами 10–100 мкм в канале ВЧИ-плазмотрона установлена связь траекторий частиц с местом и скоростью их ввода в плазменный поток из центральной трубки-инжектора. Показано, что при вводе частиц из периферийной части инжектора частицы с размерами меньше

50 мкм не могут поступить в высокотемпературную зону, а захватываются сформированным перед индуктором вихревым образованием.

В работах [11–19] применена модель двухфазной бесстолкновительной моно- и полидисперсной смеси, позволившая установить влияние расходов транспортирующего газа и частиц на термогидродинамические параметры поля течения и эффективность испарения частиц. В работе [11] изучен процесс испарения частиц Cu (размерами меньше 10 мкм) для ВЧИ-плазмотрона с малой мощностью (меньше 1 кВт). В [12] исследованы процессы нагрева и испарения металлических (Cu и Al) частиц в канале ВЧИ-плазмотрона мощностью до 10 кВт. Показано, что увеличение расходов транспортирующего газа и частиц приводит к снижению эффективности испарения частиц из-за того, что на оси ВЧИ-плазмотрона возможно образование относительно “холодного” газодисперсного потока (эффект “загрузки”). В работе [13] для случая осевой подачи частиц исследован процесс испарения частиц кремния. Установлено влияние расхода частиц на эффективность их испарения. При этом анализ ограничен рассмотрением частиц размерами меньше 30 мкм. В [14] изучен процесс нагрева и испарения металлических (Ni и W) и керамических

(Al_2O_3) частиц в ВЧИ-плазматроне в рамках 3D-модели. Определено влияние на траектории и температуру частиц мощности плазматрона, частоты тока разряда, а также начального диаметра частиц и координат точек ввода частиц в плазменный поток. Информация об эффективности испарения в этой работе отсутствует.

В работах [15–18] рассмотрено влияние осевой координаты (положение выходного сечения центрального инжекционного канала) и угла ввода частиц в поток на эффективность их нагрева и испарения. Показано, что в каждом конкретном случае необходим поиск оптимальных значений длины и формы выходного участка центрального инжекционного канала. В [15] установлено, что для подачи мелких частиц размером меньше 20 мкм в плазму дуговых плазматронов оптимальным является инжектор типа “double-flow”. В работе [16] определены зависимости максимального диаметра капель воды, при котором частица полностью испаряется к выходному сечению канала ВЧИ-плазматрона, от положения выходного сечения центрального инжекционного канала и угла ввода частиц в поток. В [17] показано на примере переработки дисперсного потока капель воды, что эффект “загрузки” может быть ослаблен за счет увеличения угла ввода частиц в поток.

В разрабатываемых плазменных технологиях переработки кварцевых частиц для получения поликристаллического кремния этап испарения частиц в плазменном потоке является особо важным [19], в известной степени определяющим итоговую эффективность всего процесса. Для обеспечения высокой чистоты получаемого кремния именно на этом этапе надо минимизировать загрязнение дисперсного плазменного потока испаряемых кварцевых частиц, а следовательно, проводить переработку кварцевых частиц в ВЧИ-плазматроне. Между тем к настоящему времени количественная информация об эффективности нагрева и испарения кварцевых частиц в плазменных потоках ВЧИ-плазматронов практически отсутствует. Задача оптимизации энерго-мощностных параметров ВЧИ-плазматрона и параметров испаряемых кварцевых частиц вызывает необходимость проведения широкого круга расчетных исследований.

В данной работе в рамках модели двухфазной бесстолкновительной монодисперсной смеси выполнено численное моделирование процессов нагрева и испарения кварцевых частиц в потоке аргоновой плазмы ВЧИ-плазматрона. Главной задачей являлось установление зависимости эффективности испарения от основных рабочих параметров процесса переработки частиц, в первую очередь массового расхода кварцевых частиц, мощности ВЧИ-плазматрона, а также размера и условий ввода частиц в плазменный поток.

ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Исследование проведено для типичной конфигурации технологического ВЧИ-плазматрона с осевой подачей газов (рис. 1). Размеры основных элементов: $Z_1 = Z_2 = 50$ мм, $Z_{\text{inf}} = 63$ мм, $Z_{\text{inl}} = 123$ мм, $Z_3 = 400$ мм, $R_1 = 1.7$ мм, $R_2 = 18.8$ мм, $R_3 = 25$ мм, $R_4 = 33$ мм, $d_{\text{coil}} = 6$ мм, $\delta_1 = 2$ мм, $\delta_2 = 2.2$ мм, $\delta_3 = 3.5$ мм. Внешняя расчетная область ограничена радиусом $R_5 = 125$ мм. Расходы плазмообразующего и охлаждающего газов $Q_2 = 3.4$ л/мин и $Q_3 = 35.4$ л/мин соответственно. Транспортирующий газ с расходом $Q_1 = 0.5–5$ л/мин, протекающий по центральной трубке (инжектору), обеспечивает подачу кварцевых частиц в зону разряда. Массовый расход дисперсного потока кварцевых частиц G_{SiO_2} варьировался в диапазоне $(10^{-3}–2 \times 10^{-1})G_{\text{Ar}}$ (массовый расход всех газов $G_{\text{Ar}} = 10^{-3}$ кг/с). Амплитуда тока в индукторе J_K , изменяющегося по синусоидальному закону с частотой $\omega = 3$ МГц, выбиралась из диапазона значений 150–250 А.

При формулировке расчетной модели полагалось, что спиральный индуктор может быть представлен как система цилиндрически-симметричных параллельных колец. При этом плотность тока равномерно распределена по поперечному сечению колец индуктора. Течение газа и потока твердых частиц на входе во все каналы плазматрона являлось азимутально симметричным и стационарным. Выполнение этих допущений позволило рассматривать [20, 21] электромагнитные и газодинамические процессы в ВЧИ-плазматроне как двухмерные в цилиндрической системе координат (r, z) .

Частицы имеют сферическую форму и начальные диаметры $d_{p0} = 30–100$ мкм. Как показали оценки [6], при $G_{\text{SiO}_2} = (10^{-3}–2 \times 10^{-1})G_{\text{Ar}}$ течение рассматриваемого дисперсного потока кварцевых частиц может быть отнесено к классу разреженных течений [22], в которых взаимодействием частиц между собой можно пренебречь. При характерном масштабе времени пребывания частиц

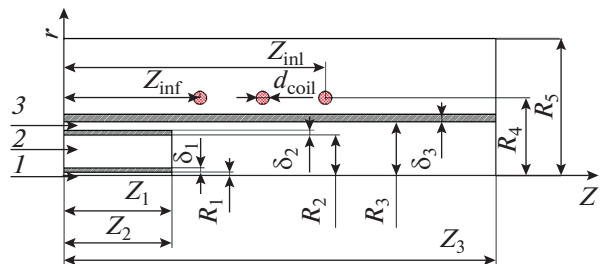


Рис. 1. Схема ВЧИ-плазматрона: 1 – канал подачи транспортирующего газа и кварцевых частиц, 2 – канал подачи плазмообразующего газа, 3 – периферийный щелевой канал подачи охлаждающего газа.

цы в потоке 10^{-2} с температура в кварцевых частицах размером менее 100 мкм может считаться равномерно распределенной.

Исследование дозвукового течения монодисперсных кварцевых потоков в плазме проведено в рамках двухфазной бесстолкновительной дискретно-траекторной модели “particle source in cell” [23–25] с учетом нагрева и испарения частиц. При средних значениях числа Рейнольдса, не превышавших 10^3 , стационарный плазменный поток в каналах плазмотрона являлся ламинарным [26].

Полная система уравнений включала систему уравнений Максвелла; систему уравнений плазмотермодинамики [2] газовой фазы с учетом сил взаимодействия с частицами, электромагнитных сил индукционных токов, джоулева тепловыделения и излучения; систему уравнений движения, нагрева и испарения частиц, а также уравнений теплообмена и массообмена между газовой и твердой фазами.

Уравнения Максвелла записаны в квазистационарном приближении через вектор-потенциал \mathbf{A} :

$$\nabla^2 \mathbf{A} = -\mu_0 (\mathbf{j}_K + \mathbf{j}_{\text{ind}}), \quad (1)$$

где \mathbf{j}_K – вектор плотности тока в витках катушки индуктора, \mathbf{j}_{ind} – вектор плотности индукционного тока в плазме [20, 21]. Отметим, что с учетом сделанного допущения о цилиндрической симметрии, векторы \mathbf{A} , \mathbf{j}_K и \mathbf{j}_{ind} имеют только азимутальные компоненты (изменяющиеся по синусоидальному закону с частотой $\omega = 3$ МГц). Компоненты электромагнитного поля и индукционного тока в плазме \mathbf{j}_{ind} вычисляются по следующим формулам:

$$B_r = -\frac{\partial A_\theta}{\partial z}, \quad B_z = -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r A_\theta), \quad E_\theta = -i\omega A_\theta, \\ j_{\text{ind}} = \sigma E_\theta = -i\sigma\omega A_\theta,$$

где $\sigma(T)$ – электропроводность плазмы аргона.

Уравнения непрерывности и движения записаны в виде

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial(r\rho v)}{\partial r} = -n \frac{dm_p}{dt}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial(\rho uv)}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial(r\rho v^2)}{\partial r} = -\frac{\partial P}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu \frac{\partial v}{\partial z} \right) + \\ + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r\mu \frac{\partial v}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial z} \right) + \\ + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r\mu \frac{\partial v}{\partial r} \right) + F_{mr} - F_{pr}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial(\rho uu)}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial(r\rho vu)}{\partial r} = -\frac{\partial P}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial z} \right) + \\ + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r\mu \frac{\partial u}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial z} \right) + \\ + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r\mu \frac{\partial u}{\partial r} \right) + F_{mz} - F_{pz},$$

где ρ – плотности газовой смеси; u, v – соответственно осевая и радиальная компоненты скорости газа; m_p – масса частицы кварца; n – концентрация частиц кварца; $-ndm_p/dt$ – объемная интенсивность источника массы из дисперсной в газовую фазу за счет испарения частиц. Осевые и радиальные компоненты электромагнитной силы F_m вычислялись по формулам [21]

$$F_{mr} = \frac{\sigma}{2} \text{Re} \left| E_\theta B_z^* \right| = \frac{\sigma}{2} (E_{\theta R} B_{zR} + E_{\theta I} B_{zI}), \\ F_{mz} = -\frac{\sigma}{2} \text{Re} \left| E_\theta B_r^* \right| = -\frac{\sigma}{2} (E_{\theta R} B_{rR} + E_{\theta I} B_{rI}).$$

Здесь B_z^* и B_r^* являются комплексно-сопряженными числами B_z и B_r , Re – символ действительной части комплексного числа, σ – коэффициент электропроводности плазмы.

Для расчета сил сопротивления между фазами F_p использованы следующие формулы [24]:

$$F_{pr} = (\rho C_D/8) A_p \sqrt{(u - u_p)^2 + (v - v_p)^2} (v - v_p), \\ F_{pz} = (\rho C_D/8) A_p \sqrt{(u - u_p)^2 + (v - v_p)^2} (u - u_p),$$

где u_p и v_p – соответственно осевая и радиальная компоненты скорости частиц, $C_D = 24/\text{Re}_p \times (1 + 0.15 \text{Re}_p^{0.687})$ – коэффициент сопротивления [25], $\text{Re}_p = \rho d_p \sqrt{(u - u_p)^2 + (v - v_p)^2} / \mu$ – число Рейнольдса для сферических частиц, $A_p = n S_p$ – площадь межфазной поверхности на единицу объема [27], $S_p = \pi d_p^2$ – площадь поверхности одной частицы, d_p – диаметр частиц.

Уравнение энергии имеет вид

$$\frac{\partial(\rho uh)}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial(r\rho vh)}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\lambda}{C_p} \frac{\partial h}{\partial z} \right) + \\ + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\lambda}{C_p} \frac{\partial h}{\partial r} \right) + \sum_{i=1}^2 \left[\frac{\partial}{\partial z} \left(\rho D h_i \frac{\partial Y_i}{\partial z} \right) + \right. \\ \left. + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \rho D h_i \frac{\partial Y_i}{\partial r} \right) \right] + Q_{\text{Joule}} - Q_{\text{Rad}} - \alpha A_p (T - T_p), \quad (4)$$

где λ и $h = \sum_{i=1}^2 h_i Y_i$ – коэффициент теплопроводности и удельная энтальпия смеси газов, Y_i – массовая доля i -й компоненты ($i = 1$ – газ Ar, $i = 2$ – кварцевый пар SiO_2), $\sum_{i=1}^2 Y_i = 1$, D – коэффициент взаимной диффузии в двухкомпонентной смеси аргона с кварцевым паром, $Q_{\text{Joule}} = (\sigma/2)(E_{R\theta}^2 + E_{I\theta}^2)$ – удельное значение джоулева тепловыделения, $Q_{\text{Rad}} = 4\sigma T^4/L_p(T, P)$ – удель-

ные потери энергии на излучение, $L_p(T, P)$ – средняя планковская длина пробега [28].

Уравнение диффузии кварцевых паров в аргоновом потоке запишем как

$$\frac{\partial(\rho u Y_2)}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial(r \rho v Y_2)}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho D \frac{\partial Y_2}{\partial z} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \rho D \frac{\partial Y_2}{\partial r} \right) - n \frac{dm_p}{dt} \quad (5)$$

Уравнения движения частиц:

$$\frac{d(m_p u_p)}{dt} = \frac{\rho C_D}{8} S_p \sqrt{(u - u_p)^2 + (v - v_p)^2} \times (u - u_p) + m_p g, \quad \frac{d(m_p v_p)}{dt} = \frac{\rho C_D}{8} \times S_p \sqrt{(u - u_p)^2 + (v - v_p)^2} (v - v_p), \quad (6)$$

где $m_p g$ – сила тяжести, $m_p = \rho_p \pi d_p^3 / 6$ – масса одной частицы.

Уравнения теплообмена и массообмена между фазами записаны в виде

$$C_{pm,p} m_p \frac{d(T_p)}{dt} = \alpha S_p (T - T_p) - S_p \varepsilon_p \sigma_s (T_p^4 - T_a^4) + \Omega \frac{dm_p}{dt}, \quad (7)$$

$$\frac{dm_p}{dt} = \min \left\{ \frac{-\alpha S_p (T - T_p)}{\Omega}, \rho k_c S_p \frac{M_{\text{SiO}_2}}{\bar{M}} \ln \left(\frac{1 - X_S}{1 - X_G} \right) \right\}. \quad (8)$$

Здесь $C_{pm,p}$ и ε_p – удельная теплоемкость и степень черноты кварцевых частиц; $\sigma_s = 5.67 \times 10^{-8}$ Вт/(м² К⁴) – постоянная Стефана–Больцмана; T_p – температура частиц; Ω – удельная теплота испарения частиц, T_a – температура стенки канала; α и k_c – коэффициенты теплоотдачи и массообмена между фазами, определяемые по формулам Ранца–Маршалла: $\alpha = \text{Nu} \lambda / d_p = (2 + 0.6 \text{Re}_p^{0.5} \text{Pr}^{0.3}) \lambda / d_p$, $k_c = \text{Sh} D / d_p = (2 + 0.6 \text{Re}_p^{0.5} \text{Sc}^{0.3}) D / d_p$ (при $0 < \text{Re}_p < 200$, $0 < \text{Pr} < 250$, $0 < \text{Sc} < 250$); Nu, Sh, Sc и Pr – числа Нуссельта, Шервуда, Шмидта и Прандтля; M_{SiO_2} и \bar{M} – молекулярная масса кварца и газовой смеси; X_S и X_G – молярная доля кварцевого пара соответственно на поверхности частиц и в аргоновой плазме. X_S определяется из уравнения Клапейрона–Клаузиуса [24]:

$$X_S = \exp \left[A - \frac{B}{T_p + C} \right], \quad \bar{M} = X_{\text{SiO}_2} M_{\text{SiO}_2} + (1 - X_{\text{SiO}_2}) M_{\text{Ar}}, \quad Y_{\text{SiO}_2} = \frac{M_{\text{SiO}_2}}{\bar{M}} X_{\text{SiO}_2},$$

где M_{Ar} – молекулярная масса аргона; A , B и C – постоянные коэффициенты, для кварца $A = 18$, $B = 46071$, $C = 58.83$ [29].

Теплофизические параметры плазмы определялись по расчетным данным [30]. Влиянием кварцевых паров на теплофизические свойства аргонной плазмы пренебрегалось. Предполагалось, что вводимые в поток частицы равномерно распределены по выходному сечению центральной трубки. Скорость частиц в выходном сечении центральной трубки имела значение, равное средней скорости транспортирующего газа в этом сечении. Угол наклона скорости частицы к оси плазмотрона (угол ввода частиц) в выходном сечении центральной трубки α варьировался от 0° до 10°. При нулевом значении α моделировалась ситуация с осевым направлением ввода частиц. Ненулевые величины α соответствовали вариантам с конусным вводом потока частиц в плазму. Теплофизические свойства кварцевых частиц определены по данным [31]. Коэффициент диффузии кварцевых паров в аргоне рассчитан с помощью теории Чепмена–Энскога [32].

Краевые и начальные условия для магнитного потенциала и уравнений газодинамики задавались в соответствии с [20]. Полная система уравнений (1)–(8) решена численно в ПК ANSYS методом конечных объемов.

ГАЗОДИНАМИКА ДИСПЕРСНОГО ПЛАЗМЕННОГО ПОТОКА

Известно [33–35], что при отсутствии подачи твердых частиц в плазменном потоке ВЧИ-плазмотрона в результате действия сжимающих электромагнитных сил индукционных токов при определенных условиях формируется фронтальный вихрь тороидальной формы, центр которого находится приблизительно в сечении, проходящем через первый виток индуктора. Вниз по потоку этот вихрь ограничен сечением, проходящим через середину индуктора и приосевую область с максимальным значением давления. При расходе транспортирующего газа Q_1 ниже его критического расхода $Q_{cr}(J_K) \approx 1.7\text{--}2.2$ л/мин [33] вихрь (вихрь типа Бенара) сомкнется на оси плазмотрона. В данном режиме течения в зоне контакта внутренних поверхностей вихревого тора на оси плазмотрона образуется поток, скорость которого направлена навстречу поступающим в разряд потокам транспортирующего и плазмообразующего газов. В случае расходов транспортирующе-

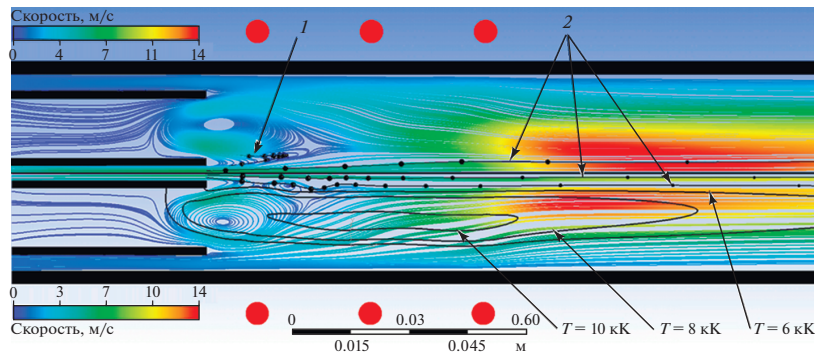


Рис. 2. Линии тока, изолинии температуры (черные линии на нижней полуплоскости) и траектории частиц с $d_{p0} = 50$ мкм (черные линии с точками) при угле ввода частиц $\alpha = 6^\circ$, $J_K = 170$ А, $Q_1 = 2.2$ л/мин и различных массовых расходах кварцевых частиц: $G_{SiO_2} = 0.03G_{Ar}$ (верхняя полуплоскость), $G_{SiO_2} = 0.1G_{Ar}$ (нижняя полуплоскость).

го газа Q_1 больше Q_{cr} образуется вихрь кольцевой формы с осевой полостью, через которую основная часть потока транспортирующего газа течет в осевом направлении непосредственно в высокотемпературную область разряда. Важно отметить, что скорости движения газа на внутренних поверхностях вихревого тора и скорости осевого потока противоположны [34, 36].

В отсутствие потока частиц температурное поле характеризуется высоким уровнем равномерности во всей области разрядной плазмы, достигая максимальных величин на оси системы уже в непосредственной близости от выходного сечения центральной трубки (2–4 калибра).

Кварцевые частицы могут оказать влияние на структуру вихря и их траектории только при массовых расходах $G_{SiO_2} \geq 1 \times 10^{-2} G_{Ar}$. При осевой подаче частиц с расходом $G_{SiO_2} \geq 1 \times 10^{-2} G_{Ar}$ и $Q_1 \geq 0.8Q_{cr}(J_K) \approx 1.4\text{--}1.7$ л/мин формирующийся фронтальный вихрь имеет кольцевую форму с осевой полостью, через которую протекает основная часть потоков транспортирующего газа и частиц кварца. При этом траектории движения частиц – практически прямые линии, параллельные оси плазматрона. Отметим, что такой режим может осуществляться и при меньшем расходе кварца $G_{SiO_2} = (10^{-3}\text{--}10^{-2})G_{Ar}$, но при несколько больших значениях расхода транспортирующего газа $Q_1 \geq Q_{cr}(J_K)$. Если $G_{SiO_2} \leq 0.01G_{Ar}$, а расход транспортирующего газа $Q_1 \leq 0.6Q_{cr}(J_K) \approx 1\text{--}1.2$ л/мин, то реализуется бенаров или кольцевой режим с частичным захватом относительно легких частиц ($d_{p0} \leq 50$ мкм) в вихревую зону.

Если $Q_1 \geq Q_{cr}$, $G_{SiO_2} \geq 10^{-2}G_{Ar}$ и ввод частиц из центральной трубки в плазменный поток осуществляется в пределах конуса с углом раскрытия 2α , то при $\alpha \leq 6^\circ$ осуществляется кольцевой вихревой режим с полным проникновением частиц в высо-

котемпературную зону разряда. В данных условиях траектории движения частиц группируются вокруг оси плазматрона (2 на рис. 2). При $\alpha > 6^\circ\text{--}8^\circ$, $Q_1 \leq 0.9Q_{cr}(J_K)$ и $G_{SiO_2} = (10^{-3}\text{--}10^{-1})G_{Ar}$ имеет место кольцевой режим с частичным захватом частиц в вихревую зону. Для таких режимов значительная часть частиц из периферийных областей потока захватывается вихрем и может быть выведена из зоны течения с попаданием на стенки плазматрона (1 на рис. 2).

При массовом расходе твердых частиц $G_{SiO_2} \geq 10^{-3}G_{Ar}$ течение дисперсного потока в канале ВЧИ-плазматрона в режиме с фронтальным кольцевым вихрем может быть условно разделено на две области: внешняя область потока – однофазное течение газовой смеси аргона и кварцевых паров; внутренняя приосевая область – типичный двухфазный дисперсный поток с испаряющимися частицами кварца в газовой смеси аргона и кварцевых паров.

Однофазный внешний поток в районе индуктора включает в себя кольцевой вихрь и характеризуется наличием высокотемпературной области (рис. 2). Приосевой двухфазный поток отличается значительно более низким уровнем температуры из-за наличия процессов теплообмена газа с частицами. Параметры потока в данной области течения наиболее существенно зависят от массового расхода кварца G_{SiO_2} , т.е. от эффекта “загрузки”.

Типичные распределения температуры и z -й компоненты скорости газового потока на оси плазматрона для различных G_{SiO_2} приведены на рис. 3. Для сравнения представлена зависимость $T(r = 0, z)$, полученная в рамках модели “одиночной частицы”. Наглядно видно, как увеличение расхода частиц приводит к снижению температуры газового потока. Обратим внимание, что

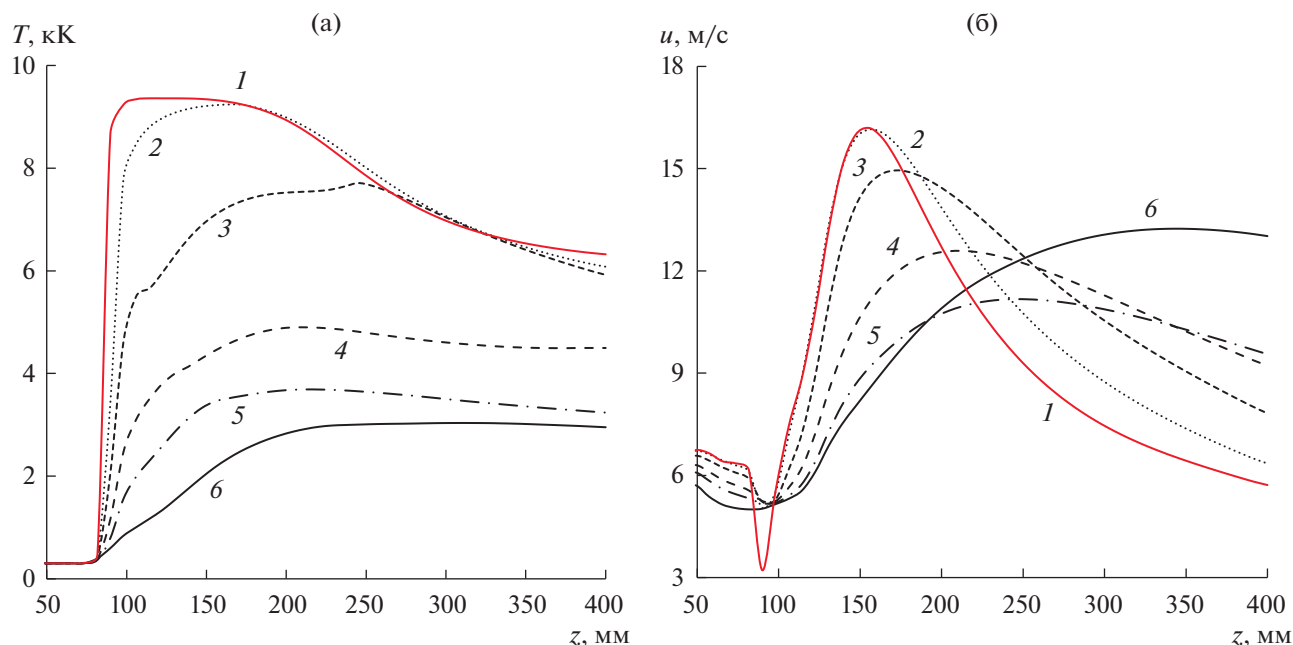


Рис. 3. Распределения температуры (а) и z -й компоненты скорости газового потока (б) вдоль оси при $d_{p0} = 50$ мкм, $J_K = 170$ А и $Q_1 = 2.2$ л/мин: 1 – одиночная модель, 2 – $G_{\text{SiO}_2}/G_{\text{Ar}} = 0.001$, 3 – 0.01, 4 – 0.03, 5 – 0.05, 6 – 0.1.

при значительном расходе частиц $G_{\text{SiO}_2} \geq (3-4) \times 10^{-5}$ кг/с температура газа достигает своего максимального значения в сечении с координатой около 200 мм и остается приблизительно постоянной вплоть до конца канала ($z = Z_3 = 400$ мм). Важно отметить, что при таких расходах частиц уровень максимальных температур потока на оси системы несколько ниже, чем требуется (около 5 кК) при реализации данной (испарительной) фазы технологического процесса переработки SiO_2 в Si [19].

Поведение z -й компоненты скорости газа $u(z)$ на оси в зависимости от z определяется процессами взаимодействия газа с потоком частиц и динамикой их испарения. На начальном этапе при $z \leq 150-200$ мм газовый поток тормозится потоком частиц (рис. 3): чем больше расход частиц кварца, тем меньше скорость газа. Ниже по потоку в результате испарения частиц темп снижения скорости газовой смеси уменьшается с увеличением расхода твердых частиц, и при расходе $G_{\text{SiO}_2} = 10^{-4}$ кг/с в выходной части канала ($z \geq 200$ мм) скорость газовой смеси остается практически постоянной, достигая максимальных значений.

Распределения осевой компоненты скорости и температуры по радиусу в различных сечениях (рис. 4) иллюстрируют динамику изменения этих гидродинамических параметров от плоскости последнего витка индуктора ($z = 120$ мм) до выходного сечения канала плазмотрона ($z = 400$ мм) при разных расходах кварцевых частиц. В сечении, проходящем через последний виток индук-

тора ($z = 120$ мм), еще четко видна неравномерность радиального распределения температуры с наличием приосевой “холодной” области потока. Причем для большого значения расхода кварцевых частиц степень “охлаждения” значительно выше. Аналогично ведет себя и скорость газа. По мере удаления от индуктора радиальная неоднородность распределения параметров уменьшается.

Температура потока приосевой области начинает приближаться к максимальной температуре внешнего газового потока, причем, как было установлено, они совпадают приблизительно в сечении, где частицы кварца полностью испарились. Осевая координата этого сечения Z_T зависит от массового расхода и начального диаметра частиц кварца. Например, при $d_{p0} = 50$ мкм, $J_K = 170$ А и расходах частиц кварца $G_{\text{SiO}_2}/G_{\text{Ar}} = 10^{-3}$, 10^{-2} и 3×10^{-2} координата Z_T равна соответственно 170, 220 и 360 мм. Потоки кварцевых частиц с расходом $G_{\text{SiO}_2}/G_{\text{Ar}} \geq 5 \times 10^{-2}$ не могут полностью испариться на длине канала 400 мм.

В случае осевой подачи кварцевых частиц с $d_{p0} = 50$ мкм их интенсивное испарение в зависимости от расхода кварцевого потока ($G_{\text{SiO}_2} = (10^{-3}-10^{-1})G_{\text{Ar}}$) происходит приблизительно в сечениях канала с координатами из диапазона $z = 100-260$ мм при $J_K = 170$ А и $Q_1 = 2.2$ л/мин. Вследствие эффекта “загрузки” увеличение расхода кварцевых частиц G_{SiO_2} приводит к увеличению длины зоны испарения. При заданной длине

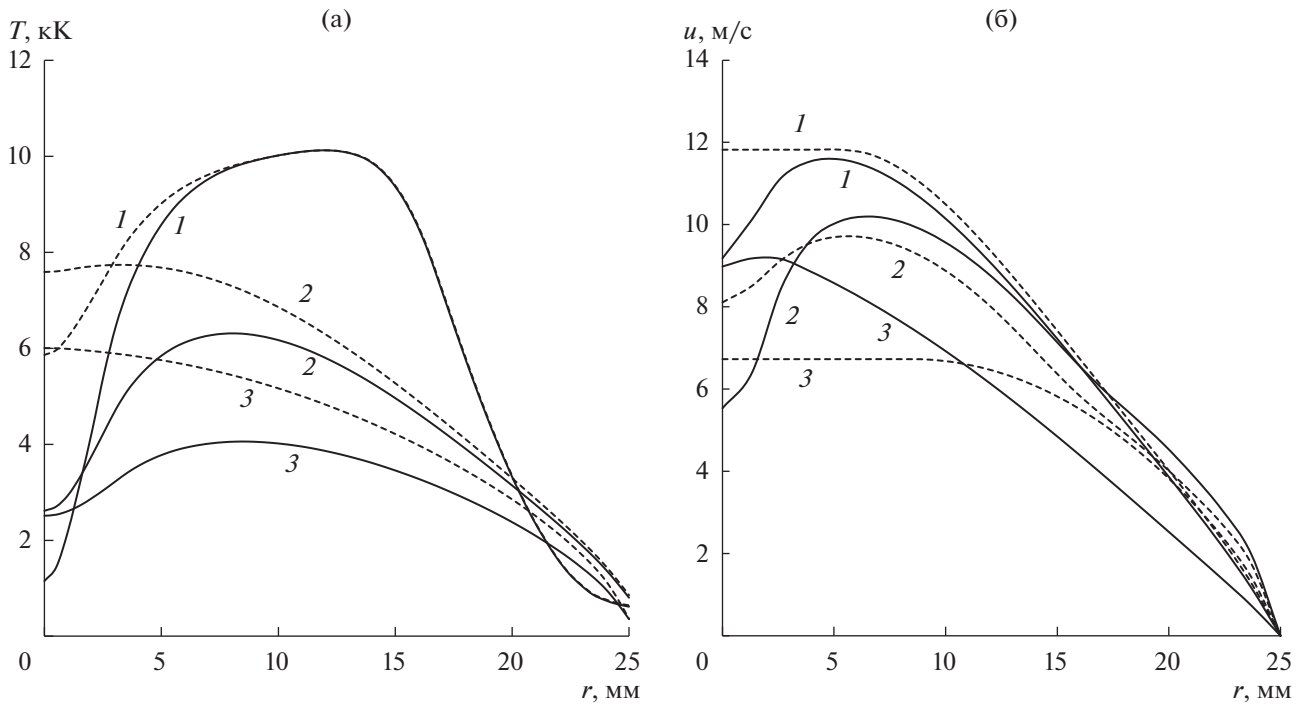


Рис. 4. Распределения температуры (а) и z -й компоненты скорости (б) по радиусу при $d_{p0} = 50$ мкм, $J_K = 170$ А, $Q_1 = 2.2$ л/мин и массового расхода кварца $G_{SiO_2} = 0.01G_{Ar}$ (штриховые линии), $G_{SiO_2} = 0.1G_{Ar}$ (сплошные) на различных сечениях: 1 – $z = 120$ мм, 2 – 230, 3 – 400.

канала 400 мм в данном плазмотроне полностью испаренными могут быть потоки кварцевых частиц размером менее 50 мкм и с расходом не выше $G_{SiO_2} \leq 0.03G_{Ar}$ (3×10^{-5} кг/с). Интересно отметить, что в рамках “одиночной модели” на данном ВЧИ-плазмотроне полностью испаренными могли бы быть кварцевые частицы с размером $d_{p0} = 120–130$ мкм.

Концентрация паров кварца всегда имеет максимальное значение на оси плазмотронов. Если частицы испаряются не полностью в течение всего времени их движения по каналу, концентрация паров на оси монотонно возрастает вниз по потоку. В случае, когда частицы полностью испаряются, распределение концентрации паров на оси от координаты z всегда имеет немонотонный характер. Например, при $G_{SiO_2} = 0.01G_{Ar}$ концентрация паров на оси плазмотрона сначала возрастает из-за интенсивного испарения частиц, максимальна при $z = 120$ мм и далее из-за интенсивной радиальной диффузии паров вниз по потоку уменьшается.

ЭФФЕКТИВНОСТЬ ИСПАРЕНИЯ КВАРЦЕВЫХ ЧАСТИЦ

Важнейшей интегральной характеристикой процесса тепломассобмена в дисперсном потоке является эффективность испарения частиц

$$\varepsilon(z) = 1 - (G_{SiO_2,g}(z)/G_{SiO_2}),$$

где $G_{SiO_2,g}(z)$ – массовый расход пара в сечении с координатой z .

Проверка численной модели была проведена сравнением расчетных и экспериментальных [7] данных, полученных при испарении кварцевых и корундовых частиц с начальными диаметрами $d_{p0} = 17$ мкм в канале аргонового ВЧИ-плазмотрона. В экспериментах [7] эффективность испарения частиц была определена по измерению относительной интенсивности R_A спектральных линий соответствующих элементов, а именно, Si для SiO_2 и Al для Al_2O_3 .

Значение R_A непосредственно связано с эффективностью испарения частиц ε . На рис. 5 показаны зависимости ε и R_A от осевой координаты. Результаты расчетов и экспериментов качественно совпадают. Интенсивное испарение кварцевых частиц имеет место на начальном участке от 10 до 30 мм, а для корундовых частиц – 10–40 мм. После этого участка величина R_A достигает максимального значения, соответствующего полному испарению потока частиц.

Ниже представлены результаты анализа выполненных расчетов испарения кварцевых частиц по разработанной математической модели. Зависимости эффективности испарения при осевом вводе частиц как функции координаты z при

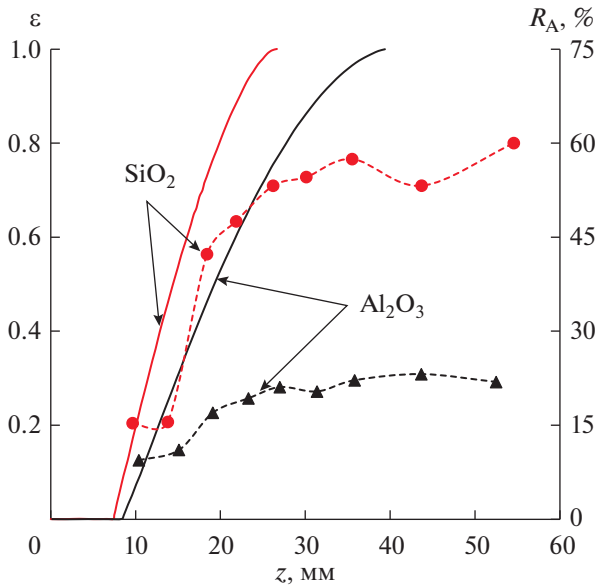


Рис. 5. Зависимости эффективности испарения кварцевых и корундовых частиц от осевой координаты в расчетных (сплошные линии) и экспериментальных [7] (штриховые линии с указанными экспериментальными точками) результатах.

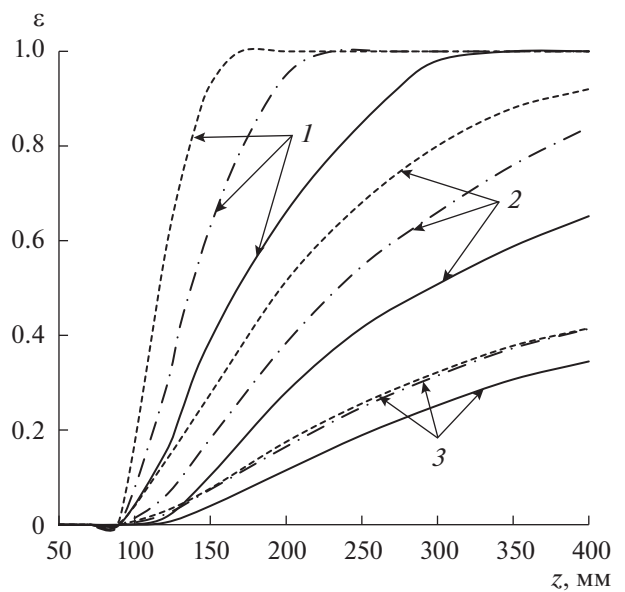


Рис. 6. Зависимости эффективности испарения частиц от осевой координаты при $J_K = 170$ А, $Q_1 = 2.2$ л/мин, различных массовых потоках частиц ($1 - G_{SiO_2}/G_{Ar} = 0.01$, $2 - 0.05$, $3 - 0.1$) и начальных диаметрах $d_{p0} = 30$ (штриховые линии), 50 (штрихпунктирные), 70 мкм (сплошные).

массовых потоках частиц $G_{SiO_2} = (0.01 - 0.1)G_{Ar}$ и начальных диаметрах $d_{p0} = 30 - 70$ мкм приведены на рис. 6. Частицы начинают испаряться после сечения $z \approx 100$ мм (около второго витка индуктора). Частицы указанного размера полностью могут испариться только при G_{SiO_2} менее $0.03G_{Ar}$. Эффективность испарения кварцевых частиц на выходе ВЧИ-плазматрона при $G_{SiO_2} \geq 0.1G_{Ar}$ всегда меньше 0.5.

Эффективность испарения частиц на выходе из канала $\varepsilon_K = \varepsilon(z = Z_3 = 400$ мм) существенно зависит от массового расхода кварца G_{SiO_2} и диаметра частиц d_{p0} . При увеличении расхода перерабатываемых частиц кварца ε_K снижается. Например, для частиц с диаметром $d_{p0} = 50$ мкм при $G_{SiO_2} \approx 0.05G_{Ar}$ эффективность испарения $\varepsilon_K \approx 0.8$, а при $G_{SiO_2} \approx 0.1G_{Ar}$ $\varepsilon_K \approx 0.4$ (рис. 7).

При одном и том же расходе частиц увеличение их начального диаметра приводит к снижению эффективности испарения. Это наиболее заметно при относительно малом расходе частиц $G_{SiO_2} < 0.05G_{Ar}$. Например, при $G_{SiO_2} = 0.01G_{Ar}$ частицы с $d_{p0} \leq 30$ мкм могут полностью испариться к сечению с координатой $Z_K \approx 160$ мм, частицы с диаметром $d_{p0} = 50$ мкм — $Z_K \approx 220$ мм, $d_{p0} = 70$ мкм — $Z_K \approx 320$ мм. Однако при увеличении

массового расхода кварцевых частиц степень этого влияния ослабевает. В частности, при

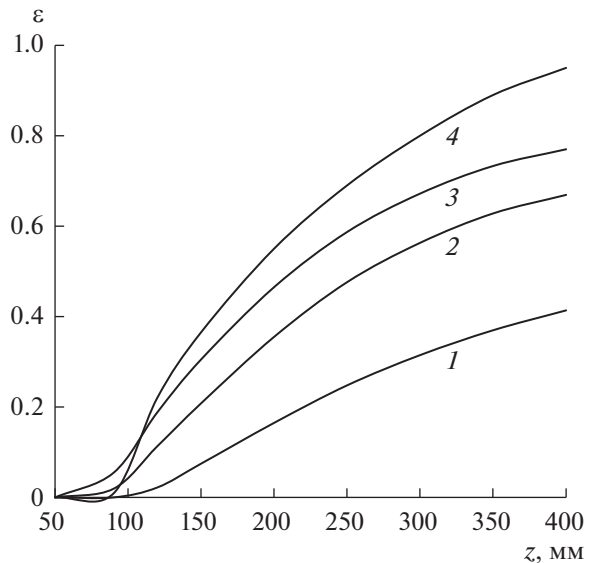


Рис. 7. Зависимости эффективности испарения от координаты z при $G_{SiO_2} = 0.1G_{Ar}$, $d_{p0} = 50$ мкм, $J_K = 170$ А, $Q_1 = 2.2$ л/мин и различных условиях инъекции частиц: $1 -$ осевой ввод частиц, $\alpha = 0^\circ$; $2 -$ конусный ввод частиц, $\alpha = 3^\circ$; $3 -$ конусный ввод частиц, $\alpha = 6^\circ$; $4 -$ кольцевой конусный ввод частиц, $\alpha = 6^\circ$.

$G_{\text{SiO}_2} = 0.1G_{\text{Ar}}$ кривые на рис. 6 для частиц с $d_{p0} = 30$ и 50 мкм практически совпадают.

При малом массовом расходе $G_{\text{SiO}_2} \leq 0.01G_{\text{Ar}}$ эффективность испарения почти не зависит от тока разряда (длина участка полного испарения Z_T даже несколько увеличивается с ростом J_K). При больших значениях массового расхода эффективность испарения частиц на выходе из канала $\epsilon_K(J_K)$ незначительно увеличивается с возрастанием тока разряда, например, при $G_{\text{SiO}_2} = 0.1G_{\text{Ar}}$ зависимость $\epsilon_K(J_K)$ для частиц с $d_{p0} = 50$ мкм при токах разряда $J_K = 160\text{--}230$ А описывается аппроксимационной формулой $\epsilon_K(J_K) = 1.5 \times 10^{-3}J_K + 0.155$. Указанная зависимость $\epsilon_K(J_K)$ связана с тем, что при увеличении тока разряда J_K возрастает температура газа в осевой области потока, что снижает эффект “загрузки”. Хотя при увеличении тока разряда несколько увеличивается скорость газа, а следовательно, уменьшается время пребывания частиц в плазме разряда, итоговый результат этих изменений приводит к возрастающей зависимости ϵ_K от J_K .

Использование системы ввода частиц в поток в пределах конуса с величиной угла раскрытия 2α значительно влияет на эффективность испарения частиц. В диапазоне изменения $2\alpha = 0^\circ\text{--}12^\circ$, в котором захват частиц в вихревую зону практически отсутствует, эффективность испарения частиц монотонно возрастает при увеличении угла раскрытия (рис. 7). Например, при переработке частиц с диаметром $d_{p0} = 50$ мкм эффективность испарения на выходе канала ϵ_K может быть в два раза увеличена при изменении угла раскрытия от нуля до 12° .

Важно обратить внимание, что дополнительное увеличение эффективности испарения на выходе из канала ϵ_K может быть получено за счет использования кольцевого конусного ввода частиц в поток, при котором частицы на выходе инжектора двигаются только в направлении образующей конуса. Так, при кольцевой конусной инжекции с углом наклона к оси 6° ВЧИ-плазмотрон мощностью 5 кВт ($J_K = 170$ А) может обеспечивать практически полное испарение частиц ($d_{p0} = 50$ мкм) с максимальным массовым расходом $G_{\text{SiO}_2} \approx 0.1G_{\text{Ar}}$ (на 20% больше, чем при конусном вводе). При изменении начального размера частиц соответствующим образом изменяется максимальное значение расхода перерабатываемых кварцевых частиц: при $d_{p0} = 30$ мкм — $G_{\text{SiO}_2, \text{max}} \approx 0.12G_{\text{Ar}}$, а при $d_{p0} = 70$ мкм — $G_{\text{SiO}_2, \text{max}} \approx 0.05G_{\text{Ar}}$.

При конусной инжекции частиц в поток и расходе кварца $G_{\text{SiO}_2} \geq 0.01G_{\text{Ar}}$ эффективность испарения

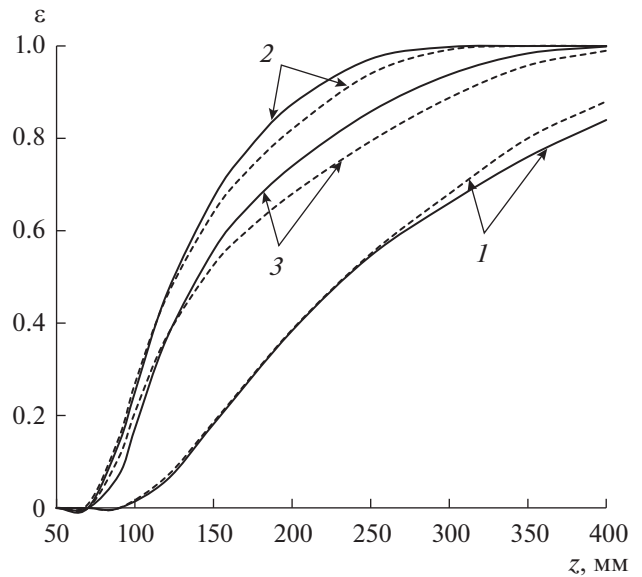


Рис. 8. Зависимости эффективности испарения от координаты z при $G_{\text{SiO}_2} = 0.05G_{\text{Ar}}$, $Q_1 = 2.2$ л/мин, $J_K = 170$ (сплошные линии) и 230 А (штриховые) и различных диаметрах и условиях инжекции частиц: 1 — $d_{p0} = 50$ мкм, осевой ввод; 2 — $d_{p0} = 50$ мкм, кольцевой конусный ввод, $\alpha = 6^\circ$; 3 — $d_{p0} = 70$ мкм, кольцевой конусный ввод, $\alpha = 6^\circ$.

рения превышает эффективность испарения при осевом вводе частиц из-за увеличения радиального размера приосевой области и роста средней температуры газового потока, т.е. в результате снижения эффекта “загрузки”. Интересно отметить различие в характере влияния тока разряда на ϵ_K для осевого и конусного ввода частиц. При осевом вводе увеличение тока приводит к росту ϵ_K . В условиях конусного ввода частиц при возрастании тока разряда температура в приосевой области хотя и увеличивается, но при этом одновременно заметнее растет скорость газа и уменьшается время пребывания частиц в газе, так что в результате (в отличие от случая с осевым вводом частиц) эффективность испарения частиц даже несколько снижается с возрастанием тока разряда от 170 до 230 А (рис. 8).

Интегральными энергетическими характеристиками эффективности испарения кварцевых потоков в канале ВЧИ-плазмотрона являются энергетическая эффективность λ и удельные затраты энергии на испарение η . Величина λ равна отношению мощности, затраченной на нагрев и испарение кварцевых частиц, к мощности джоулевого тепловыделения:

$$\lambda = \frac{[(1 - \epsilon_k)G_{\text{SiO}_2}C_p\Delta T_p^{\text{БЫХ}} + \epsilon_k G_{\text{SiO}_2}(C_p\Delta T_p^{\text{КНП}} + \Omega)]}{P},$$

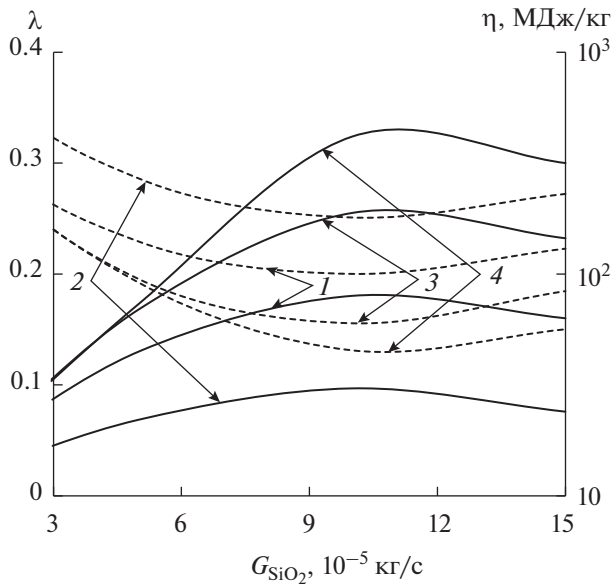


Рис. 9. Зависимости энергетической эффективности λ (сплошные линии) и удельных затрат энергии η (штриховые) от массового расхода кварцевых частиц при $d_{p0} = 50$ мкм, $Q_1 = 2.2$ л/мин и различных токах разряда и условиях инжекции: 1 – $J_K = 170$ А ($P = 5$ кВт), осевой ввод; 2 – 230 (10), осевой ввод; 3 – 170 (5), кольцевой конусный ввод, $\alpha = 3^\circ$; 4 – 170 (5), кольцевой конусный ввод, $\alpha = 6^\circ$.

где $\Delta T_p^{\text{ввых}} = T_p(Z_3) - T_p(Z_1)$, $\Delta T_p^{\text{кипп}} = T_p^{\text{кипп}} - T_p(Z_1)$, $T_p^{\text{кипп}}$ – температура частиц в условиях квазистационарного режима испарения. Удельные затраты энергии на испарение η равны отношению мощности джоулева тепловыделения к массовому расходу полученного кварцевого пара: $\eta = P / [\epsilon(Z_3)G_{\text{SiO}_2}]$. Как видно из рис. 9, более высокие значения энергетической эффективности λ и более низкие удельные энергозатраты η имеют ВЧИ-системы с кольцевым конусным вводом частиц по сравнению с осевым и конусным вводами частиц. Применение кольцевого конусного ввода частиц позволяет снизить удельные энергозатраты до уровня $\eta = 50\text{--}60$ МДж/кг. Важно отметить влияние мощности ВЧИ-плазмотрона: с ее увеличением от 5 до 10 кВт происходит ухудшение энергетических характеристик плазменной переработки кварцевых частиц в системе с осевым вводом частиц.

Интегральные энергетические характеристики эффективности испарения являются немонотонными функциями массового расхода перерабатываемых кварцевых частиц G_{SiO_2} . Величина λ имеет максимум, а η – минимум при некоторых значениях G_{SiO_2} , причем точки экстремумов λ и η приблизительно совпадают. Оптимальный (с энер-

гетической точки зрения) расход перерабатываемых кварцевых частиц $G_{\text{SiO}_2}^{\text{opt}} \approx (1\text{--}1.2) \times 10^{-4}$ кг/с. Следует помнить, что в каждом конкретном случае существует максимальное значение расхода кварцевых частиц $G_{\text{SiO}_2}^{\text{max}}$, при котором имеет место испарение всех частиц на выходе канала ВЧИ-плазмотрона ($\epsilon_K = 1$).

В частности (для случаев, указанных на рис. 9), при осевом вводе частиц размером 50 мкм величина $G_{\text{SiO}_2}^{\text{max}} = (3\text{--}3.3) \times 10^{-5}$ кг/с для $P = 5\text{--}10$ кВт и $G_{\text{SiO}_2}^{\text{max}} = 5 \times 10^{-5}$ кг/с для $P = 5$ кВт – при кольцевой конусной инжекции с $\alpha = 3^\circ$. Это означает, что 100%-ная переработка кварцевого потока в этих случаях происходит не при оптимальных энергетических характеристиках эффективности испарения. При кольцевой конусной инжекции с $\alpha = 6^\circ$ величина $G_{\text{SiO}_2}^{\text{max}} = 0.95 \times 10^{-4}$ кг/с близка к $G_{\text{SiO}_2}^{\text{opt}} = (1\text{--}1.2) \times 10^{-4}$ кг/с, а следовательно, осуществляется в условиях, близких к оптимальным.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Необходимым условием, обеспечивающим осуществление режима течения дисперсной смеси с фронтальным вихрем кольцевой формы, через осевую полость которого протекает основная часть потоков транспортирующего газа и частиц кварца (без захвата их в вихревое движение), является превышение расхода транспортирующего газа Q_1 некоторой критической величины $Q_{cr}(J_K) \approx 1.7\text{--}2.2$ л/мин.

Реализация режима с полным проникновением частиц в высокотемпературную зону разряда имеет место при расходе кварцевых частиц (с размерами $d_{p0} \geq 30$ мкм) $G_{\text{SiO}_2} \geq 10^{-2}G_{Ar}$ как при осевом вводе частиц, так и при вводе частиц из центральной трубки в плазменный поток под углом к оси плазмотрона в пределах конуса с углом раскрытия $2\alpha \leq 12^\circ$.

Эффективность испарения частиц на выходе из канала ϵ_K существенно зависит от массового расхода кварца G_{SiO_2} и диаметра частиц d_{p0} . При увеличении расхода перерабатываемых частиц кварца ϵ снижается. Например, для частиц с диаметром $d_{p0} = 50$ мкм при $G_{\text{SiO}_2} \approx 0.05G_{Ar}$ эффективность испарения около $\epsilon_K = 0.8$, а при $G_{\text{SiO}_2} \approx 0.1G_{Ar}$ $\epsilon_K \approx 0.4$.

Эффективность испарения частиц на выходе из канала ϵ_K при осевом вводе частиц незначительно увеличивается с возрастанием тока (мощности) разряда от 170 до 230 А, а при конусном вводе частиц даже, возможно, несколько снижается. Применение конусной инжекции частиц

с углом раскрытия $2\alpha \leq 12^\circ$ при прочих равных условиях повышает эффективность испарения частиц по сравнению с осевым вводом. Максимальная эффективность достигается при применении кольцевой конусной инжекции с $\alpha = 6^\circ$. Для ВЧИ-плазмотрона с мощностью 5 кВт при кольцевой конусной инжекции с $\alpha = 6^\circ$ величина полностью испаряемого расхода кварцевых частиц $G_{\text{SiO}_2}^{\text{max}} = 0.95 \times 10^{-4}$ кг/с близка к оптимальной $G_{\text{SiO}_2}^{\text{opt}} = (1-1.2) \times 10^{-4}$ кг/с, а следовательно, минимальны удельные энергетические затраты.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гришин Ю.М., Козлов Н.П., Скрябин А.С. Экспериментальные исследования плазмохимического метода прямого получения кремния из кварца // ТВТ. 2012. Т. 50. № 4. С. 491.
2. Colombo V., Ghedini E., Gherardi M., Sanibondi P. Evaluation of Precursor Evaporation in Si Nanoparticle Synthesis by Inductively Coupled Thermal Plasmas // Plasma Sources Sci. Technol. 2013. V. 22. P. 035010.
3. Mendoza Gonzalez N.Y., Morsli M.El., Proulx P. Production of Nanoparticles in Thermal Plasmas: A Model Including Evaporation, Nucleation, Condensation, and Fractal Aggregation // J. Therm. Spray Technol. 2008. V. 17. P. 533.
4. Новиков И.Н., Кручинин А.М. Обработка мелкодисперсных порошков силиката циркония в струе высокочастотного индукционного плазмотрона // Письма в ЖТФ. 2014. Т. 40. № 20. С. 76.
5. Гришин Ю.М., Мяо Л. Эффективность испарения кварцевых частиц в аргоновом потоке плазмы ВЧИ-плазмотрона // Наука и образование. 2017. № 5. С. 119. <https://technomagelpub.elpub.ru/jour/article/viewFile/1196/1090>
6. Grishin Yu.M., Miao L. Numerical Study of Heating and Evaporation Processes of Quartz Particles in RF Inductively Coupled Plasma // J. Phys.: Conf. Ser. 2017. V. 830. P. 012069.
7. Raeymaekers B., Graule T., Broekaert J.A.C., Adams F., Tschopel P. Characteristics of Nebulized Suspensions of Refractory Oxide Powders Used for the Production of Ceramics and their Evaporation Behaviour in an Inductively Coupled Plasma // Spectrochim. Acta B. 1988. V. 43. P. 923.
8. Wei D.Y.C., Farouk B., Apelian D. Melting Metal Powder Particles in an Inductively Coupled R.F. Plasma Torch // Metall. Mater. Trans. B. 1988. V. 19. P. 213.
9. Shigeta M., Sato T., Nishiyama H. Computational Simulation of a Particle-laden RF Inductively Coupled Plasma with Seeded Potassium // Int. J. Heat Mass Transfer. 2004. V. 47. P. 707.
10. Boulos M.I. Heating of Powders in the Fire Ball of an Induction Plasma // IEEE Trans. Plasma Sci. 1978. V. 6. P. 93.
11. Aghaei M., Bogaerts A. Particle Transport Through an Inductively Coupled Plasma Torch: Elemental Droplet Evaporation // J. Anal. At. Spectrom. 2016. V. 31. P. 631.
12. Proulx P., Mostaghimi J., Boulos M.I. Plasma-particle Interaction Effects in Induction Plasma Modeling under Dense Loading Conditions // Int. J. Heat Mass Transfer. 1985. V. 28. P. 1327.
13. Colombo V., Ghedini E., Sanibondi P. Three-dimensional Investigation of Particle Treatment in an RF Thermal Plasma with Reaction Chamber // Plasma Sources Sci. Technol. 2010. V. 19. P. 065024.
14. Bernardi D., Colombo V., Ghedini E., Mentrelli A., Trombetti T. 3-D Numerical Simulation of Fully-coupled Particle Heating in ICPTs // Eur. Phys. J. D. 2004. V. 28. P. 423.
15. Fauchais P.L., Heberlei J.R., Boulos M.I. Thermal Spray Fundamentals: from Powder to Part. N.Y.: Springer, 2014. 1587 p.
16. Qian L.J., Lin J.Z., Yu M.Z. Parametric Study on Suspension Behavior in an Inductively Coupled Plasma // J. Therm. Spray Technol. 2013. V. 22. P. 1024.
17. Shan Y.G. A Stochastic Spray Model for the Radio-Frequency Inductively Coupled Plasma // IEEE Trans. Plasma Sci. 2009. V. 37. P. 1747.
18. Guo J., Fan X., Dolbec R., Xue S., Jurewicz J., Boulos M. Development of Nanopowder Synthesis Using Induction Plasma // Plasma Sci. Technol. 2010. V. 12. P. 188.
19. Гришин Ю.М., Козлов Н.П., Скрябин А.С. Об эффективности плазмохимического метода получения кремния из кварца в аргоно-водородном потоке // ТВТ. 2016. Т. 54. № 5. С. 655.
20. Miao L., Grishin Yu.M. Numerical Investigation into the Characteristics of a Vortex in an Argon Inductively Coupled Plasma // Plasma Sources Sci. Technol. 2018. V. 27. P. 115008.
21. Xue S., Proulx P., Boulos M.I. Extended-field Electromagnetic Model for Inductively Coupled Plasma // J. Phys. D: Appl. Phys. 2001. V. 34. P. 1897.
22. Вараксин А.Ю. Обтекание тел дисперсными газовыми потоками // ТВТ. 2018. Т. 56. № 2. С. 282.
23. Crowe C.T., Sharma M.P., Stock D.E. The Particle-Source-in Cell (PSI-CELL) Model for Gas-droplet Flows // J. Fluids Eng. 1977. V. 99. P. 325.
24. Нигматулин Р.И. Динамика многофазных сред. Ч. 1. М.: Наука, 1987. 464 с.
25. Волков К.Н., Емельянов В.Н. Реализация лагранжеского подхода к описанию течений газа с частицами на неструктурированных сетках // Вычисл. методы и программирование. 2008. Т. 9. № 1. С. 19.
26. Boulos M.I. The Inductively Coupled R.F. (Radio Frequency) Plasma // Pure Appl. Chem. 1985. V. 57. P. 1321.
27. Вараксин А.Ю. Турбулентные течения газа с твердыми частицами. М.: Физматлит, 2003. 192 с.
28. Кацнельсон С.С., Ковальская Г.А. Теплофизические и оптические свойства аргоновой плазмы. Новосибирск: Наука, 1985. 147 с.

29. Chase M.W., Davies C.A., Downey J.R., Frurip D.J., McDonald R.A., Syverud A.N. JANAF Thermochemical Tables, Third Edition // J. Phys. Chem. Ref. Data. 1985. V. 14. Suppl. 1.
30. Boulos M.I., Fauchais P., Pfender E. Thermal Plasmas: Fundamentals and Applications. V. 1. N.Y.: Springer, 1994. 452 p.
31. Бабичев А.П., Бабушкина А.П., Братковский А.М. и др. Физические величины: Спр. М.: Энергоатомиздат, 1991. 1232 с.
32. Bird R.B., Stewart W.E., Lightfoot E.N. Transport Phenomena. 2nd ed. N.Y.: John Wiley & Sons, Inc., 2006. 905 p.
33. Гришин Ю.М., Мяо Л. Диаграмма режимов течения плазмы аргона в канале ВЧИ-плазмотрона // Прикл. физика. 2018. № 2. С. 15.
34. Мяо Л., Гришин Ю.М. О структуре и интенсивности вихря в аргоновой плазме ВЧИ-плазмотрона // Физика плазмы. 2018. Т. 44. № 11. С. 1.
35. Дресвин С.В. Основы теории и расчета высокочастотных плазмотронов. Л.: Энергоатомиздат. Ленингр. отд-ние, 1991. 312 с.
36. Miao L., Grishin Yu.M. Studies of Vortex Characteristics and Gas-dynamic Fields in Ar–H₂ Inductively Coupled Plasma // Int. J. Heat Mass Tran. 2019. V. 144. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2019.118671>