

Решение задачи испарения материалов в потоке плазмы инертного газа для оптимизации плазмохимического способа производства наноструктурированных материалов и покрытий

А. Л. Кусов

ЦНИИ машиностроения, E-mail: kusov_al@mail.ru

Проведено исследование сублимации частиц порошка различных материалов в потоке плазмы инертного газа. С помощью численного моделирования методом прямого статистического моделирования Монте-Карло показано, что потоки массы и энергии от испаряющихся частицы могут быть с хорошей точностью рассчитаны по формулам для свободномолекулярного потока в диапазоне чисел Кнудсена от 0.25 до 25. Проведён анализ скорости испарения частиц для оптимизации режима работы установки с высокочастотным плазмотроном с целью максимизации испаряющегося вещества при отработке плазмо-химического способа получения наноструктурированных материалов и покрытий.

Ключевые слова: плазмо-химический способ производства наноструктурированных материалов и покрытий, прямое статистическое моделирование Монте-Карло, течение разреженного газа, сублимация, высокочастотный индукционный плазмотрон.

Powder particles sublimation in the inert plasma jet of different materials is under the consideration. In the numerical simulation using direct simulation Monte-Carlo method it was shown that energy and mass fluxes can be determined with good accuracy by free molecular regime formulas in the Knudsen number range from 0.25 to 25. Analysis of sublimation rate was made for the optimization of high frequency plasmotron operation regime to maximize of evaporated matter output. Such analysis was made for the optimization of plasma-chemical way of nanomaterials and nanosized films formation.

Key words: plasma-chemical way of nanomaterials and nanosized films formation, direct numerical simulation Monte-Carlo, free molecular flow, sublimation, high frequency plasmotron.

Введение

В ЦНИИ машиностроения был предложен и опробован плазмохимический способ производства наноструктурированных материалов и покрытий на установке с высокочастотным плазмотроном [1]. Этот способ основан на испарении исходного материала в виде порошка или жидких капель в потоке плазмы инертного газа. Для исследования процессов испарения была разработана расчётно-теоретическая методика и создана программа для ЭВМ [1, 2]. Цель проведенных исследований — нахождение оптимальных условий работы установки — температуры, которая определяется энерговыделением, давления газа, соотношения расходов плазмообразующего газа и вещества материала, состава газа и способа подачи порошка в плазменный поток, при которых происходит наиболее полное испарение частиц. Расчётная методика включает решение уравнений движения, сохранения энергии и массы испаряющейся частицы. Расчёты проводились при давлении $P = 0,1$ атм. В этом случае длина свободного пробега молекул газа сравнима с размером испаряющихся частиц (~ 10 мкм) и имеет место переходный режим обтекания от режима сплошной среды к свободномолекулярному потоку.

Решение задачи об испарении материала

В табл. 1 представлены параметры некоторых металлов и оксидов [4, 5], для которых исследовалась возможность их испарения в ВЧ плазмотроне. Введены следующие обозначения: M_W , г/моль — молярная масса, ρ_S , кг/м³ — плотность, C_{PS} , Дж/(кг·К) — теплоёмкость, λ , Вт/м·К — теплопроводность, t_{II} , °С — температура плавления, t_K , °С — температура кипения, ΔH_{II} , кДж/моль — теплота плавления, ΔH_K , кДж/моль — теплота кипения, E_S , МДж/кг — энергия, необходимая для испарения (или сублимации) единицы массы вещества, ε — степень черноты поверхности материала, данные взяты из [5]. В табл. 2 приведено давление насыщенных паров исследованных материалов.

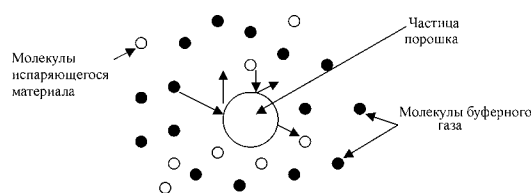


Рис. 1. Частица порошка в потоке буферного газа.

Таблица 1

Тепло-физическо-химические свойства и числа Фурье испаряемых частиц

	M_W	ρ_S	C_{PS}	λ	t_{II}	t_K	ΔH_{II}	ΔH_K	E_S	ε	Fo
Zn	65,4	7133	390	110	420	906	7,2	115,3	1,88	0,06	40
ZnO	81	5700	600	100	1975				1,10	0,95	30
C	12,01	2000	2000	130	4200 (суб)				30	0,85	32
Ti	47,9	4540	833	21	1608	3287	15,1	410	9,83	0,3	6
W	183,5	19350	170	120	3407	5555	46,9	829	4,77	0,4	36
Al	26,98	2690	1100	200	660	2520	10,8	293	11,25	0,06	67
Si	28,1	2330	1000	50	1415	3300	49,8	356	14,45	0,65	21
Cu	63,54	8900	494	332	1083	2543	13,0	302	4,92	0,05	75
Mo	95,94	10220	294	112	2620	4700	36	582	6,44	0,3	37
Pt	195,1	21450	165	79	1772	3827	20	511	2,72	0,2	22
Ni	58,7	8910	616	72	1455	2800	17,6	370	6,6	0,1	13
Ta	181	16654	163	60	2996	5350	35	745	4,31	0,25	22
Zr	91,22	6450	344	24	1852	4340	14,6	558	6,28	0,25	11
V	50,94	5960	714	36	1917	3392	17,6	445	9,08	0,25	8,5
Co	58,93	8900	674	100	1492	2957	16,3	376	6,66	0,1	17
TiO ₂	80	3840	1250	5	1912	2927	68	619,2	7,75	0,2	1

Таблица 2

Давление насыщенных паров испаряемых частиц

	Давление насыщенных паров, Па	Литература
Zn	$P_S(T) = 5 \cdot 10^{10} \exp(-15200/T)$	[5]
ZnO	$P_S(T) = 1,7 \cdot 10^7 \exp(-10700/T)$	
C	$P_S(T) = 5 \cdot 10^{14} \exp(-90000/T)$	[1]
Ti	$P_S(T) = 7,63 \cdot 10^{11} \exp(-56000/T)$	[4, 5]
W	$P_S(T) = 1,66 \cdot 10^{13} \exp(-106000/T)$	[5]
Al	$P_S(T) = 3,7 \cdot 10^{10} \exp(-35860/T)$	[4]
Si	$P_S(T) = 5,37 \cdot 10^{11} \exp(-43400/T)$	[5]
Cu	$P_S(T) = 3,78 \cdot 10^{10} \exp(-37600/T)$	[5]
Mo	$P_S(T) = 3,91 \cdot 10^{11} \exp(-74600/T)$	[5]
Pt	$P_S(T) = 1,42 \cdot 10^{12} \exp(-65100/T)$	[5]
Ni	$P_S(T) = 1,72 \cdot 10^{12} \exp(-39400/T)$	[5]
Ta	$P_S(T) = 2,33 \cdot 10^{12} \exp(-93900/T)$	[5]
Zr	$P_S(T) = 4,69 \cdot 10^{11} \exp(-70800/T)$	[5]
V	$P_S(T) = 1,42 \cdot 10^{12} \exp(-59300/T)$	[5]
Co	$P_S(T) = 1,36 \cdot 10^{12} \exp(-40500/T)$	[5]
TiO ₂	$P_S(T) = 1,47 \cdot 10^{11} \exp(-56200/T)$	[4]

Для упрощения решения этих уравнений необходимо провести оценку безразмерных комплексов для решаемой задачи. Среднее расстояние l между частицами в потоке и плотность частиц n_p определяется как:

$$\frac{l}{D} = \left(\frac{\pi \rho_S}{6 \rho_g} \frac{1}{f_p} \right)^{1/3}, \quad n_p = \frac{1}{l^3} = \frac{1}{D^3} \left(\frac{D}{l} \right)^3, \quad (1)$$

где ρ_g — плотность буферного газа, f_p — отношение массовых расходов частиц и газа, D — диаметр частиц материала. Для характерных условий в ВЧ-плазматроне $f_p = 0,01 - 0,3$, тогда $l/D \sim 100$.

Число Фурье, определяющее время выхода на квазистационарный режим прогрева, для частиц подаваемого материала равно

$$Fo = \frac{\lambda t}{D^2 \rho_S C_{PS}}, \quad t = \frac{L}{U} \sim 10^{-2} \text{ с},$$

где $D < 100$ мкм — диаметр частиц порошка, t — время пролёта частиц внутри ВЧ-плазматрона, $L \sim 1$ м — расстояние от точки подачи материала в ВЧ-плазматрон до напыляемой поверхности, $U \sim 100$ м/с — скорость потока. Как видно из табл. 1 число Фурье $Fo > 5$, то есть можно считать, что частицы подаваемого материала в каждый момент времени прогреты равномерно.

Число Фруда, которое определяет отношение сил инерции к силе тяготения, для частиц углерода равно:

$$Fr = \frac{U^2}{gD} > 10^7,$$

где g — ускорение свободного падения, то есть влиянием силы притяжения Земли на траекторию движения частиц можно пренебречь и, следовательно, вопрос о горизонтальной или вертикальной схеме установки не имеет принципиального значения.

Число Рейнольдса для частицы углерода ($T \sim 10^4$ К, $P \sim 10^4$ Па, $U \sim 100$ м/с) равно:

$$Re = \frac{\rho_g U D}{\mu} < 5,$$

где μ — вязкость газа вблизи частицы. Частица движется под действием силы сопротивления внешнего газа F , которая для малых чисел Рейнольдса определяется формулой Стокса:

$$F = 0,5 \rho_g U_0^2 S C_X, \quad C_X = 24/Re, \quad S = 0,25 \pi D^2, \quad (2)$$

где U_0 — скорость частицы углерода относительно внешнего потока, C_X — коэффициент сопротивления. Уравнение, описывающее изменение скорости частицы, после некоторых упрощений имеет вид:

$$\frac{dV}{dt} = -\frac{V-U}{\tau}, \quad \tau = \frac{1}{18} \rho_S \frac{D^2}{\mu}, \quad (3)$$

где V — скорость частицы, τ — характерное время, за которое первоначально покоящаяся частица углерода приобретёт скорость потока. Для характерных условий в ВЧ-плазматроне $\tau < 0,005$ с и $U \sim 100$ м/с скорость частицы углерода может заметно отличаться от среднемассовой скорости потока на длине $L \sim 0,5$ м.

Уравнение баланса энергии в частице углерода выглядит следующим образом:

$$\frac{1}{6} D \rho_S C_{PS} \frac{dT}{dt} = q - \varepsilon \sigma T^4 - \dot{m}_W E_S, \quad (4)$$

где T — температура частицы углерода, q — поток тепла к частице углерода, $\varepsilon \sigma T^4$ — радиационный поток тепла, \dot{m}_W — поток массы от частицы углерода, возникающий при её сублимации. Уравнение (4) справедливо при следующих предположениях: 1) частица углерода имеет форму сферы; 2) частицы углерода равномерно прогреты (что подтверждают проведенные оценки); 3) пренебрегается радиационными тепловыми потоками на частицу и нагревом частиц электромагнитным полем.

Равновесная температура для частицы углерода, как следует из уравнения (4), определяется следующим выражением:

$$q - \varepsilon \sigma T^4 - \dot{m}_W E_S = 0. \quad (5)$$

Уравнение изменения радиуса частицы углерода в процессе сублимации имеет вид:

$$\frac{dR}{dt} = \frac{\dot{m}_W}{\rho_S} \quad (6)$$

Критерием испарения бóльшей массы подаваемого порошка является уменьшение массы частицы в 10 раз.

Для определения потоков массы и энергии q и \dot{m}_W необходимо решать задачу внешнего обтекания частиц порошка потоком плазмы инертного газа. Длина свободного пробега и число Кнудсена для однокомпонентного газа равны:

$$\lambda \sim \frac{1}{n\sigma} = \frac{KT_f}{P\sigma}, \quad Kn = \frac{\lambda}{D},$$

где σ — газодинамическое сечение рассеяния, $P = nKT_f$ — давление газа. Для характерных параметров $T_f = 10^4$ К, $P = 10^4$ Па, дна свободного пробега равна $\lambda = 25$ мкм и число Кнудсена для условий задачи меняется в пределах $Kn = 0,25 - 25$. Зависимость числа Кнудсена от размера частиц показана на рис. 2, откуда следует, что течение около частиц с размерами, меньше 20 мкм, фактически является свободномолекулярным ($Kn > 3$), а для частиц с размерами 30 – 100 мкм реализуется переходный режим течения от сплошной среды к свободномолекулярному ($0,01 < Kn < 3$). В переходном режиме течения для решения задачи внешнего обтекания либо решают уравнения для сплошной среды с граничными условиями скольжения [7], либо уравнение Больцмана [2, 6]. В данной работе для исследования переходного режима используется метод прямого статистического моделирования Монте-Карло (DSMC) [2].

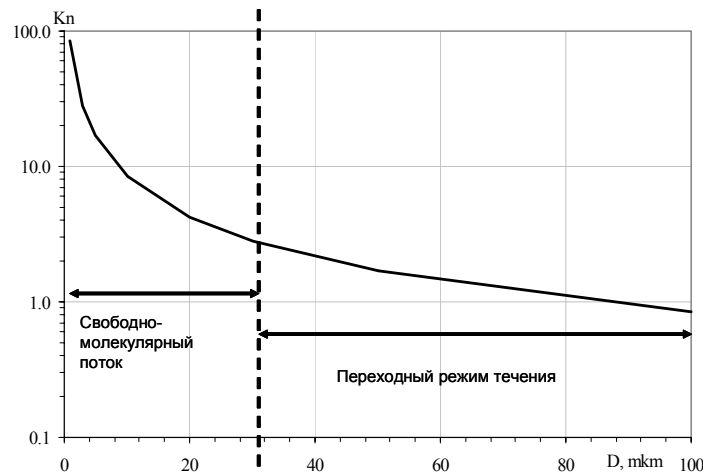


Рис. 2. Зависимость числа Кнудсена от размера частиц

В свободномолекулярном режиме унос массы материала с поверхности частицы ($\text{кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$), обусловленный процессом сублимации, можно оценить, используя формулу Кнудсена-Ленгмюра [6]:

$$\dot{m}_{FM} = \frac{\alpha_e}{4} \sqrt{\frac{8m_p}{\pi KT_W}} P_S(T_W) \left(1 - \frac{P}{P_S} \sqrt{\frac{T_W}{T_f}} \right), \quad (7)$$

где T_f и P — температура и давление плазмы, α_e — вероятность адсорбции молекул испаряемого вещества частицей порошка (коэффициент прилипания к поверхности), T_W — температура поверхности частицы, $P_S(T_W)$ — давление насыщенных паров материала частицы, m_p — молярная масса испаряющегося материала. Зависимость давления насыщенных паров от температуры в градусах Кельвина для некоторых материалов приведена в табл. 1

Было сделано предположение, что обратным потоком молекул из газовой фазы на частицу можно пренебречь по сравнению с потоком молекул от испаряющейся частицы, то есть $P/P_S \sqrt{T_W/T} \ll 1$. Справедливость данного предположения показана ниже. При сделанных предположениях формула для потока массы (7) упрощается и принимает вид:

$$\dot{m}_{FM} = \frac{\alpha_e}{4} \sqrt{\frac{8m_p}{\pi K T_W}} P_S(T_W). \quad (8)$$

Тепловой поток к поверхности частицы для свободномолекулярного течения можно определить из следующей формулы:

$$q_{FM} = \frac{\alpha_W}{2} \sqrt{\frac{8KT_f}{\pi m_g}} P \left(1 - \frac{T_W}{T_f} \right) - 2KT_W \dot{m}_{FM}, \quad (9)$$

где α_W — коэффициент аккомодации поступательной энергии при столкновении молекулы с поверхностью (как правило, $\alpha_W \sim 1$), m_g — масса молекул буферного газа.

Для определения потоков массы и энергии q и \dot{m}_W было проведено численное моделирование процесса сублимации частиц в потоке плазмы инертного газа на основе метода прямого статистического моделирования Монте-Карло (ПСМ) [2]. Этот метод основан на построении процесса, который имитирует движение молекул газа, столкновение их между собой и взаимодействие молекул с границами расчётной области. Для определения диаметра сталкивающихся молекул использовалась модель твёрдых сфер переменного диаметра с изотропной индикатрисой рассеяния сталкивающихся молекул [2]. В процедуре молекулярных столкновений использовалась модель мажорантной частоты [2]. Для моделирования течений смеси газов с существенно различными концентрациями компонент использовался усовершенствованный метод Бойда Я.Д. [2]. Схема моделирования сублимации в методе ПСМ описана в [2].

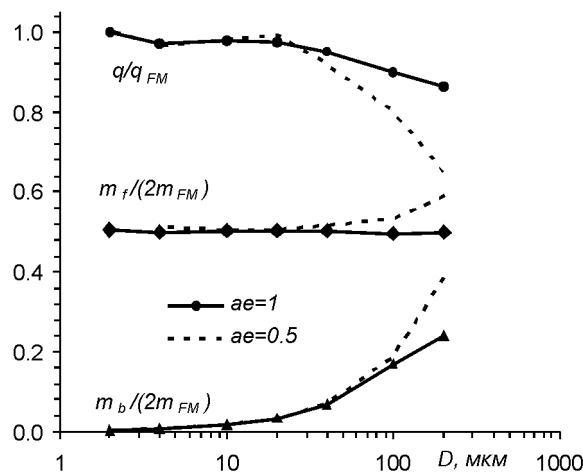


Рис. 3. Расчётное отклонение теплового потока и потока массы от свободномолекулярного режима.

Решается задача о течении газа между двумя соосными сферами. Диаметр внутренней сферы равен диаметру частицы, диаметр внешней сферы брался в 10 раз больше. Рассматривалось испарение углерода в виде C_2 (это связано с усреднением по всем испаряющимся фракциям углерода от C_1 до C_{18}). Температура частицы бралась $T_W = 3500K$, температура плазмы $T_f = 10^4 K$. На рис. 3 представлены результаты численного моделирования: безразмерный тепловой поток (q/q_{FM}), поток массы от частицы (m_f/m_{FM}) и поток массы из газовой фазы на поверхность частицы (m_b/m_{FM}). Расчёты проводились при двух различных значениях коэффициента прилипания к поверхности a_e : $a_e = 1$ (сплошная линия) и $a_e = 0,5$ (пунктирная линия). Видно, что с точностью до 20% $q/q_{FM} \sim 1$. Поток массы от поверхности частицы в газовую фазу с точностью до 5% $\dot{m}_f/m_{FM} \sim 1$. Предположение о том, что обратным потоком молекул из газовой фазы на поверхность частицы можно пренебречь по сравнению с прямым потоком \dot{m}_f оправдано лишь для частиц с размерами $D < 30$ мкм. Проведенный анализ показал, что для определения потоков массы и энергии при испарении (сублимации) частиц можно использовать формулы для свободномолекулярного потока. Суммарный поток массы может быть для обоих коэффициентов прилипания, $a_e = 0,5$ и $a_e = 1$ аппроксимирован выражением:

$$\frac{\dot{m}_W}{\dot{m}_{FM}} = \frac{\dot{m}_f - \dot{m}_b}{\dot{m}_{FM}} = \exp\left(-\frac{D}{D_0}\right), \quad D_0 = 400 \text{ мкм.}$$

Результаты

На рис. 4 для частиц различного начального диаметра приведено изменение радиуса в зависимости от пройденного пути. Расчеты проводились при условиях характерных для ВЧ-плазмотрона ($P = 10^4$ Па, $U = 100$ м/с). Для испарения большей части массы подаваемого в ВЧ-плазмотрон порошка графита желателно использовать частицы размером $D \leq 30$ мкм или увеличивать расстояние от индуктора до сажеуловителя.

На рис. 5 для частиц углерода различного начального диаметра приводится изменение температуры частицы в зависимости от пройденного пути. Из-за потерь тепла, связанных с излучением и уносом массы с поверхности, температура выходит на постоянное значение ~ 3300 К и больше не изменяется. Это значение температуры было подтверждено экспериментально ($T = 3200$ К). При этом давление насыщенных паров углерода составляет 715 Па, а массовая концентрация паров $C_w = 0,07$. Несмотря на довольно малое давление паров по сравнению с давлением плазмообразующего газа ($P = 10^4$ Па), унос массы углерода с поверхности частицы составляет $G = 1,6$ кг/м²/с, что при плотности углерода ~ 2000 кг/м³, составляет 0,8 мм/с. Температура частиц на квазистационарном участке практически не зависит от размеров частиц, что объясняется слабой зависимостью теплового потока от размеров частиц в рассматриваемых условиях.

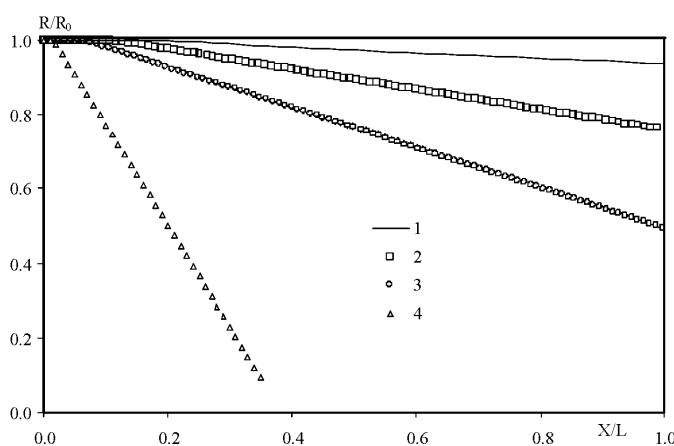


Рис. 4. Изменение радиуса частицы углерода для различных начальных диаметров D : 100 (1), 10 (2), 5 (3), 1 (4) мкм.

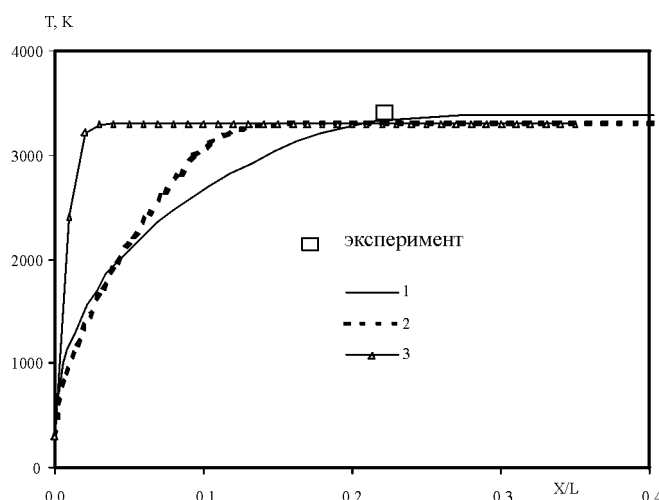


Рис. 5. Изменение температуры частицы углерода для различных начальных диаметров D : 100 (1), 10 (2), 1 (3) мкм.

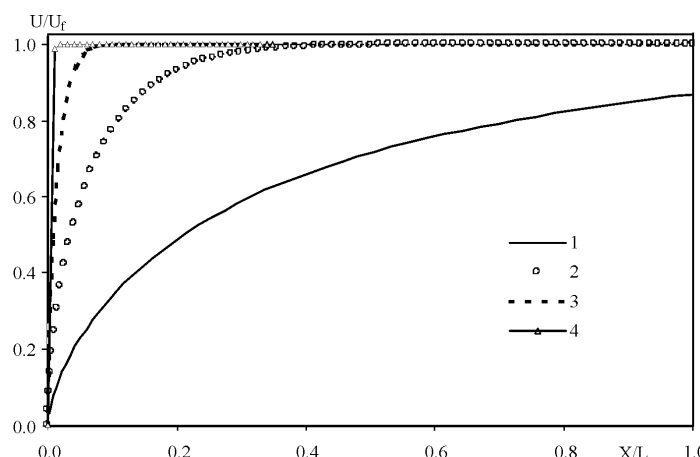


Рис. 6. Изменение скорости частицы углерода для различных начальных диаметров частиц D : 100 (1), 30 (2), 10 (3), 1 (4) мкм.

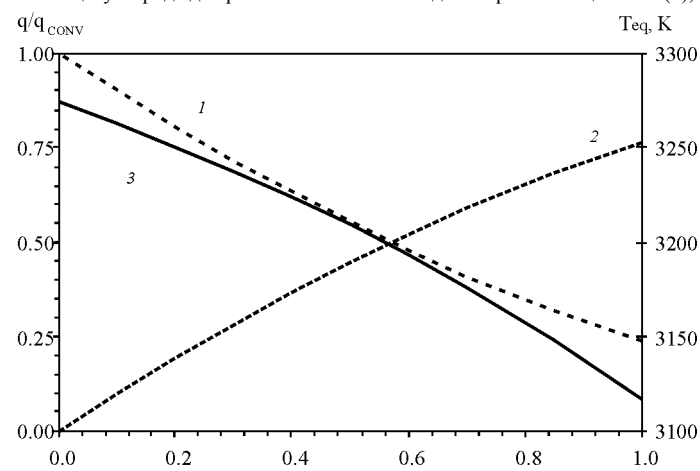


Рис. 7. Энергия, затрачиваемая на сублимацию (1) и на излучение поверхностью частицы (2), а также равновесная температура (3) частицы в зависимости от излучательной способности её поверхности в квазистационарном режиме теплообмена.

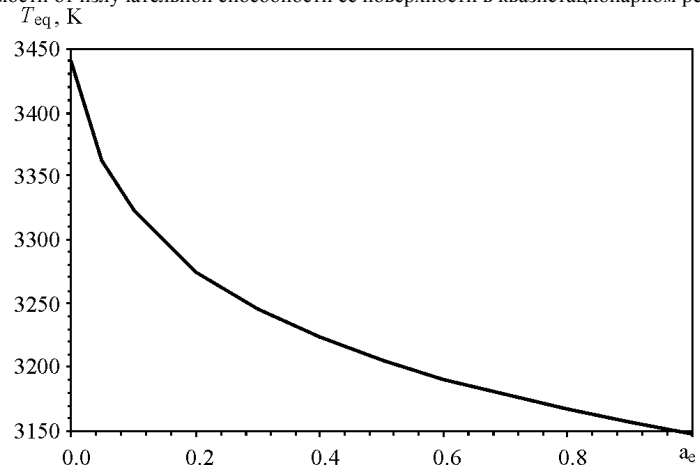


Рис. 8. Зависимость равновесной температуры частиц от коэффициента прилипания молекул испаряемого вещества к поверхности

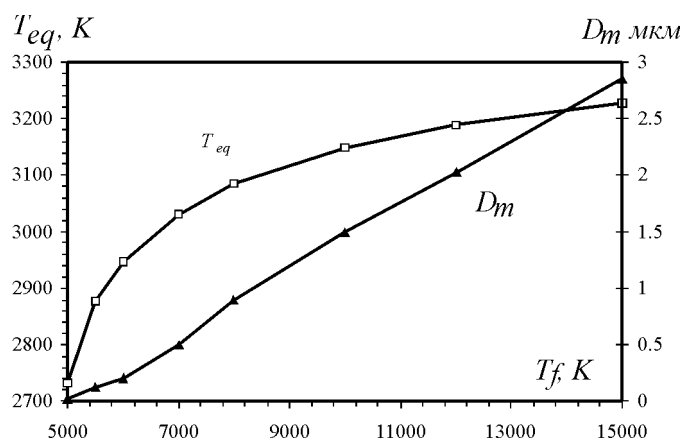


Рис. 9. Зависимость равновесной температуры частиц и минимального диаметра полного испарения от температуры плазмы

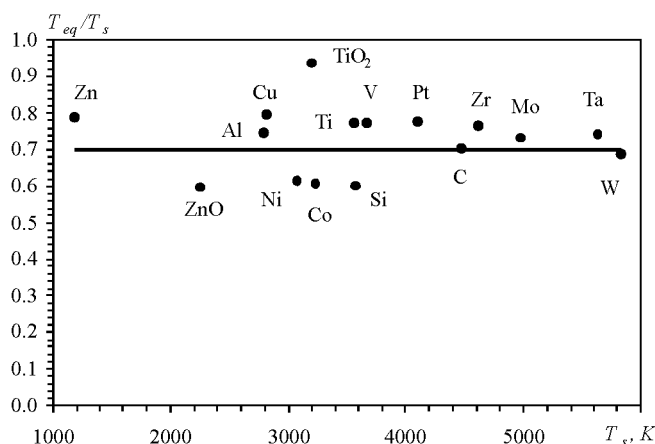


Рис. 10. Равновесная температура в зависимости от температуры кипения

На рис. 5 для частиц углерода различного начального диаметра приводится зависимость скорости от пройденного пути при условии, что они поступают в поток с нулевой скоростью.

На рис. 7 показаны зависимости отношений количеств тепла, затрачиваемых на сублимацию GE_s/q_{conv} и на излучение поверхностью частицы $\varepsilon\sigma T_w^4/q_{conv}$, к конвективному тепловому потоку и равновесной температуры T_{eq} частицы от излучательной способности её поверхности ε в квазистационарном режиме теплообмена. Равновесная температура определяется из уравнения (5). В данном случае T_{eq} слабо зависит от величины ε частицы ввиду того, что при фиксированном значении подводимого теплового потока уменьшение доли излучаемой частицей энергии $\varepsilon\sigma T_w^4/q_{conv}$ за счет уменьшения ε , приводит к возрастанию T_{eq} и компенсируется увеличением давления насыщенных паров и возрастанием доли энергии, идущей на унос массы.

На рис. 8 показана зависимость равновесной температуры частиц углерода от коэффициента прилипания молекул испаряемого вещества к поверхности. Видно, что при изменении a_e от 0 до 1 равновесная температура изменяется на 10%. Эта величина может быть измерена экспериментально и, таким образом, можно экспериментально определить коэффициент прилипания a_e .

Частицы порошка могут двигаться в слоях плазмы с различной температурой от 300 до 10^4 К [1] в зависимости от способа подачи порошка. Был проведён расчёт равновесной температуры частиц углерода и минимального диаметра D_m при котором происходит полное испарение частиц в зависимости от температуры плазмы (рис. 9). При варьировании температуры плазмы T_f в пределах от 5000 до 15000 К равновесная температура отличается на 500 градусов. Минимальный диаметр испарения частиц углерода может быть аппроксимирован выражением

$$D_m = T_f / T_1 - D_1, \quad D_1 = 1,41 \text{ мкм}, \quad T_1 = 3333 \text{ К}.$$

В табл. 3 приведены: T_{eq} , К — равновесная температура частиц, подаваемых в поток плазмы; T_{exp} , К — экспериментальное значение равновесной температуры; T_s , К — температура кипения (сублимации).

Также приведены расчётные значения минимальных диаметров, необходимые для испарения частиц порошка, D_1 , мкм — начальный диаметр при котором происходит полное испарение частиц порошка, D_2 , мкм — минимальный диаметр при котором диаметр частиц в процессе испарения уменьшается на 10%. В расчетах полагалось $a_e = 1$, $T_f = 10^4$ К, $P = 10^4$ Па. Получено хорошее совпадение расчётного и экспериментального значений равновесную температуру испаряющихся частиц графита, что позволяет сделать вывод о правильности предложенной методики. Экспериментальная температура определялась на основе анализа спектра плазмы аргона с летящими сублимирующими частицами углерода. Результирующий спектр включал сумму спектра чёрного тела (по нему определяли температуру частиц), спектры атомов углерода и аргона [3].

Таблица 3

Равновесная температура частиц, подаваемых в поток плазмы и значения минимальных диаметров, необходимые для испарения частиц

	T_{eq}	T_{exp}	T_s	D_1	D_2
Zn	930		1179	33	>1000
ZnO	1345		2248	60	>1000
C	3148	3200	4473	1,5	120
Ti	2745		3560	5,2	600
W	4018		5828	0,12	1.2
Al	2090		2793	10	>100
Si	2152		3573	8	>100
Cu	2242		2816	6,5	>100
Mo	3647		4973	1,4	14
Pt	3180		4100	3,7	>100
Ni	1890		3073	5,2	>100
Ta	4177		5623	0,87	8.2
Zr	3532		4613	3,6	42
V	2828		3665	4,3	42
Co	1964		3230	5,1	>100
TiO ₂	2997		3200	7,4	65

На рис. 10 представлена зависимость равновесной температуры от температуры кипения (сублимации) для различных материалов. Равновесная температура T_{eq} оказывается меньше температуры кипения T_s и зависит от неё в среднем как $T_{eq} = 0,7T_s$.

На рис. 11 показана зависимость минимального диаметра полного испарения частиц порошка от энтальпии испарения для различных материалов. Полученные расчётные точки можно аппроксимировать зависимостью

$$D_1 (\text{мкм}) = 84 \exp(-\Delta H (\text{кДж/моль})/149).$$

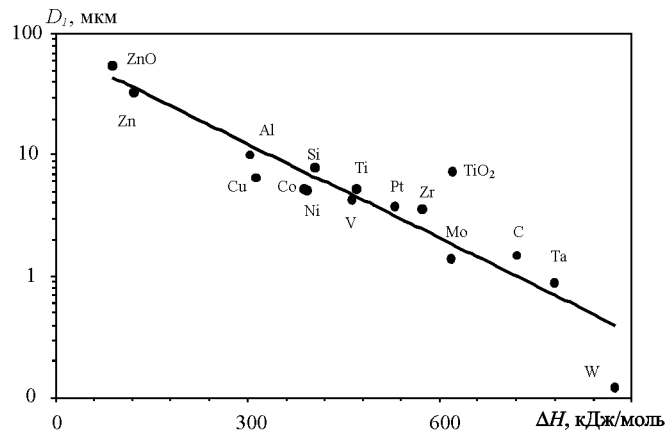


Рис. 11. Минимальный диаметр испарения частиц в зависимости от энтальпии испарения

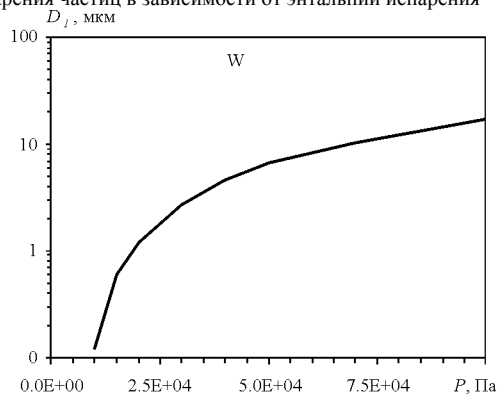


Рис. 12. Зависимость минимального диаметра полного испарения частиц порошка вольфрама от давления в рабочей камере ВЧ-плазмотрона

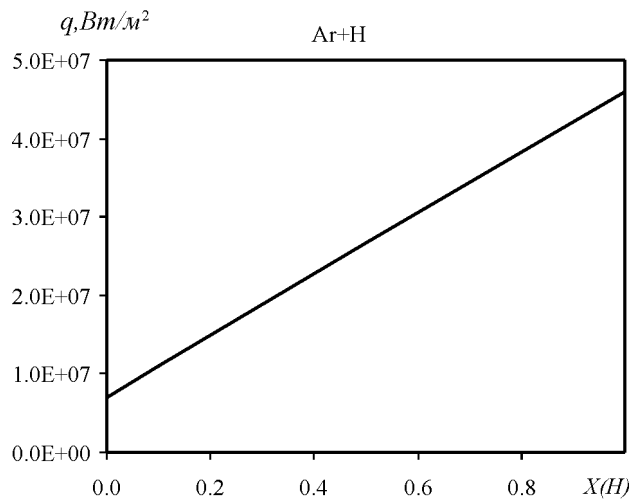


Рис. 13. Зависимость теплового потока к испаряемым частицам от мольной доли водорода для смеси аргон/водород

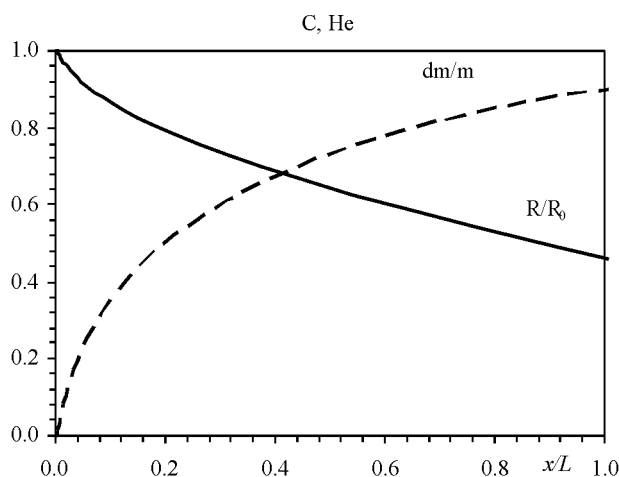


Рис. 14. Зависимость радиуса испаряемых частиц графита в потоке плазмы гелия от пройденного частицей пути.

Как показывают расчёты, самым тугоплавким материалом является вольфрам, для того, чтобы показать возможность его полного испарения в ВЧ-плазмотроне, был проведён расчёт минимального диаметра испарения D_1 в зависимости от давления в рабочей камере ВЧ-плазmotрона, результаты расчёта представлены на рис. 12. При атмосферном давлении полностью испаряются частицы размера 20 мкм, это значит, что можно с уверенностью утверждать, что на данной установке с высокочастотным индукционным плазмотроном можно испарить любой элемент таблицы Менделеева.

На рис. 13 показана зависимость теплового потока к испаряемым частицам от мольной доли водорода для смеси аргон/водород. Видно, что добавление 10% водорода по объёму к аргону увеличивает суммарный тепловой поток к испаряющимся частицам в два раза.

На рис. 14 представлена зависимость радиуса испаряемых частиц графита от пройденного частицей пути. Начальный диаметр $D_0 = 15$ мкм. Радиус частиц уменьшается в два раза, из рис. 14 следует, что при этом испаряется 90% частиц порошка графита по массе. Расчёты показывают, что максимально возможная доля по массе добавляемого в поток порошка $f_p = 0,01$. При этом плазма не успевает существенно охладиться добавляемым порошком. Типичный расход газа 5 – 6 г/с, то есть на сажеуловитель приходится 0,05 – 0,06 г/с, что соответствует росту плёнки со скоростью 50 мкм/с. Это максимальная скорость роста плёнки, она может быть снижена в случае необходимости.

Выводы

Проведенные исследования процесса испарения порошков различных материалов в потоке плазмы, генерируемой в ВЧ-плазмотроне, показали, что:

- разработана методика и программа расчета процесса сублимации частиц подаваемого в поток инертного газа порошка;
- проведены расчетно-теоретические исследования по оптимизации процесса полноты испарения частиц порошка в части выбора параметров установки, состава плазмообразующего газа, дисперсности порошка, соотношения расходов газа и порошка;
- рассчитанная температура частиц углерода $T = 3100 - 3400$ К хорошо согласуется со значением, полученным в результате спектральных измерений ($T = 3100$ К);
- удельный тепловой поток, подводимый к частицам порошка в плазменном потоке может составлять до 20 МВт/м^2 и более, что позволяет испарять частицы углерода, вольфрама, а также самые тугоплавкие металлы, сплавы, керамики и т.д.;
- эффективность процесса сублимации частиц углерода растет с увеличением энерговклада (температуры плазмы), давления газа, использовании плазмообразующих газов с меньшей молекулярной массой и уменьшением размеров частиц порошка;
- течение около частиц диаметром менее 30 мкм является свободномолекулярным;
- столкновениями частиц между собой можно пренебречь;

— частицы порошка в каждый момент времени прогрета равномерно, количество радиационной энергии, поглощаемой частицами мало по сравнению с излучаемой, а интегральная излучательная способность материала слабо влияет на температуру частицы;

— поток молекул испаряемого вещества, падающих на частицу из газовой фазы мал по сравнению с потоком сублимирующих молекул;

— добавление 10% водорода по объёму к аргону увеличивает суммарный тепловой поток к испаряющимся частицам в два раза;

— максимально возможная доля по массе добавляемого в поток порошка $f_p = 0,01$, при этом плазма не успевает существенно охладиться добавляемым порошком;

— максимально возможная скорость роста плёнки 50 мкм/с, она может быть снижена в случае необходимости.

Литература

1. Власов В.И., Залогин Г.Н., Кусов А.Л. Сублимация частиц углерода в плазменном потоке, генерируемом в высокочастотном индукционном плазмотроне. Журнал Технической Физики, 2007, т. 77, вып. 1, **СТР ОТ И ДО**.
2. Кусов А.Л., Лунев В.В. Применение метода Прямого Статистического Моделирования Монте-Карло при решении задачи о нестационарном разлёте разреженного газа в случае его испарения с перегретой поверхности материала в вакуум. Космонавтика и ракетостроение, 2010, № 1(58), с. 36 – 45.
3. Zalugin G.N., Krasil'nikov A.V., Plastinin Yu.A., Rudin N.F., Szhenov E.Yu. Application of the basic technological parameters monitoring system in process of nanostructure materials synthesis by a plasmochemical way at high-frequency induction plasmotron. Abstracts of the 2nd Nanotechnology International Forum., 6 – 8 October 2009, Moscow, Exprocenter.
4. Термодинамические свойства индивидуальных веществ: Справочник. Т.2. Под ред. В.П.Глушко, М.: Наука, 1979.
5. Григорьев И.С., Мейлихов Е.З. Физические величины: Справочник. М.: Энергоатомиздат, 1991.
6. Коган М.Н., Макашев Н.К. О роли слоя Кнудсена в теории гетерогенных реакций и в течениях с реакциями на поверхности, Изв. АН СССР. МЖГ. 1971, № 6, с. 3 – 11.
7. Кирютин Б.А., Тирский Г.А. Граничные условия скольжения на каталитической поверхности в многокомпонентном потоке газа, Изв. РАН. МЖГ. 1996, № 1, с. 159 – 168.