

УДК 537.523:533.924

С.Г.Зверев (асп. каф. ЭиЭ), Д.В.Иванов (асп. каф. ЭиЭ), О.Н.Фейгенсон (асп. каф. ЭиЭ),
М.В.Артеменко (6 курс, каф. ЭиЭ), С.В.Дресвин, д.т.н., проф.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ТЕПЛО- И МАССООБМЕНА ПРИ ДВИЖЕНИИ МЕЛКОЙ ОДИНОЧНОЙ ЧАСТИЦЫ В ПЛАЗМЕ

В настоящее время существует большое количество технологий, связанных с нагревом порошковых материалов в плазме: напыление тугоплавких покрытий, сфероидизация и дисперсизация порошков, испарение веществ, спектральный анализ и др. [1...6]. Поэтому изучение поведения мелкодисперсных частиц в плазме актуально.

Успешное выполнение представленных выше технологических задач (плавление или испарение частиц) определяется взаимодействием плазмы и частицы. Данная работа посвящена математическому моделированию поведения одиночной частицы в плазменном потоке и включает в себя решение следующих двух задач:

- 1) исследование динамики движения частицы в плазме (расчет траектории и скорости движения частицы);
- 2) исследование нагревания частицы в плазме (расчет изменения температуры и массы частицы).

Эти задачи взаимосвязаны, и решать их необходимо совместно. В расчетах используются свойства и параметры плазмы (распределения температуры и скорости плазмы в расчетной области ВЧИ-плазмотрона) [7...9].

Движение одиночной частицы в потоке плазмы подчиняется второму закону Ньютона, который может быть записан следующим образом [10]:

$$m_s \cdot \frac{d\vec{v}_s}{dt} = \vec{F}_D + \vec{F}_{TH} + \vec{F}_g, \quad (1)$$

где m_s – масса частицы; \vec{v}_s – скорость частицы; \vec{F}_D – сила газодинамического напора плазмы; \vec{F}_{TH} – сила термофореза; \vec{F}_g – внешние силы.

Как показано в [10, 11], наибольшее влияние на движение частицы в плазме оказывает сила газодинамического напора \vec{F}_D . Кроме того, для частиц малого размера (<10 мкм) значительное влияние оказывает сила термофореза \vec{F}_{TH} [10]. Из внешних сил, действующих на частицу, будем рассматривать только силу тяжести \vec{F}_g .

Сила вязкостного сопротивления определяется по формулам, приведенным в [12, 13]. Коэффициент лобового сопротивления C_d , входящий в эти формулы, удобно записывать как функцию числа Рейнольдса Re . Существует большое количество полуэмпирических формул зависимостей коэффициента лобового сопротивления C_d от числа Re [10, 12, 14]. Будем ос-

новываться на формуле, рекомендованной авторами работы [14] на основе сравнения с обширными экспериментальными данными. Эта формула хорошо усредняет значения C_d , полученные экспериментально при различных значениях разности температур плазмы и частицы, т.е. при различном изменении свойств плазмы в пограничном слое, окружающем частицу. Следует заметить, что при расчете C_d необходимо учитывать изменение свойств плазмы в пограничном слое и влияние испарения, а при обработке ультрадисперсных частиц (<10 мкм) – нарушение сплошности среды [10].

При нагреве частица проходит следующие стадии:

- 1) нагревание твердой частицы до температуры плавления;
- 2) плавление частицы при постоянной температуре – температуре плавления (вся энергия идет на разрыв кристаллических связей);
- 3) нагревание жидкой капли до температуры кипения; на этой стадии частица теряет массу за счет процесса испарения;
- 4) кипение частицы при постоянной температуре – температуре кипения.

Безградиентное нагревание одиночной частицы в плазме подчиняется хорошо известной формуле, связывающей скорость нагрева частицы $\frac{dT_s}{dt}$ с ее массой m_s , удельной теплоемкостью c_{ps} и мощностью, передаваемой частице:

$$m_s \cdot c_{ps} \cdot \frac{dT_s}{dt} = \sum_i P_i = P_p - P_{rad} - P_{melt} - P_{vap} - P_{boil} - P_{cloud}, \quad (2)$$

где $\sum_i P_i$ – суммарная мощность, передаваемая в плазму, представляющая собой сумму мощностей всех рассматриваемых (на данной стадии нагрева частицы) механизмов передачи энергии; P_p – мощность конвективно-кондуктивной теплопередачи от плазмы к частице; P_{rad} – мощность излучения частицы; P_{melt} , P_{vap} , P_{boil} – мощность, затрачиваемая на плавление, испарение (мощность, уносимая испарившейся массой), кипение; P_{cloud} – мощность, затрачиваемая на нагрев парового облака.

Конвективно-кондуктивная теплопередача от плазмы – это единственный (в данной модели) источник энергии для частицы. Мощность этого источника может быть определена по формуле Ньютона:

$$P_p = \alpha \cdot (T_p - T_s) \cdot S_{пов-сти}, \quad (3)$$

где α – коэффициент теплопередачи; $S_{пов-сти} = \pi \cdot d_s^2$ – площадь поверхности частицы.

Коэффициент теплопередачи α связан с числом Нуссельта Nu следующим образом:

$$\alpha = Nu \cdot \frac{\lambda_p}{d_s} \quad (4)$$

где λ_p – теплопроводность плазмы (для воздушной плазмы теплопроводность усредняется по пограничному слою, для аргоновой – берется по потоку).

Число Нуссельта Nu обычно выражают как функцию чисел Рейнольдса Re и Прандтля Pr . Классическая формула Ранца-Маршалла для теплообмена между частицей и потоком

имеет следующий вид [15]

$$\text{Nu} = 2 + 0.6 \cdot \text{Re}^{0.5} \cdot \text{Pr}^{0.33} . \quad (5)$$

Поток плазмы имеет свои особенности – большой градиент температуры в пограничном слое частицы, поэтому формула (5) должна быть скорректирована для случая плазмы. В литературе существует большое количество таких скорректированных полуэмпирических зависимостей числа Нуссельта для плазмы [15...17].

При сравнении различных формул для числа Нуссельта с результатами экспериментов для воздушной плазмы выяснилось, что формулы, не учитывающие теплообмен за счет теплопроводности (первое слагаемое в формуле (5)), наиболее близки к экспериментальным данным. В то же время кондуктивный теплообмен нельзя отбрасывать совсем, иначе получится, что частица, неподвижная относительно плазмы и имеющая температуру, много меньшую, чем температура плазмы, не будет нагреваться. Следовательно, для кондуктивного теплообмена необходима поправка, обусловленная особенностями теплообмена в плазме. Так, в работе [3] показано, что теплообмен за счет теплопроводности снижается из-за разности температур плазмы и частицы, приведена формула для числа Нуссельта, дающая хорошее совпадение с экспериментальными данными. В то же время существует другая гипотеза: теплообмен за счет теплопроводности уменьшается из-за наличия конвективного теплообмена, т.е. по сути, из-за разности скоростей частицы и плазмы. В этом случае можно записать следующую формулу для числа Нуссельта:

$$\text{Nu} = 2 \cdot \left(\frac{v_s}{v_p} \right)^n + 0.6 \cdot \text{Re}^{0.5} \cdot \text{Pr}^{0.33} , \quad (6)$$

где n – некоторое число.

Таким образом, встает вопрос: чем определяется уменьшение теплообмена за счет теплопроводности – разностью в скоростях частицы и плазмы или разностью в их температурах? Ответ на этот вопрос может дать только эксперимент, при котором измерялся бы тепловой поток от плазмы к частице при близких скоростях их движения (и если причина лежит в разности скоростей, то эксперимент позволит оценить и степень n).

К сожалению, авторы данной работы не обладают информацией о подобных экспериментах. Поэтому при расчете мы будем основываться на формулах, дающих хорошее совпадение с существующими экспериментальными данными: для воздушной плазмы – из [3], для аргоновой – из [17].

Подробный анализ остальных процессов при нагревании частицы в плазменном потоке (излучение, плавление, испарение и кипение частицы, нагрев парового облака, а также физические процессы, связанные с потерями массы при кипении и испарении) в данном изложении опущен.

Для расчета движения и нагревания одиночной частицы в плазме используется метод конечных участков [11]. Суть этого метода заключается в разбиении расчетной области на малые зоны, в пределах которых температура и скорость плазмы считается постоянными. Движение и нагревание частицы рассчитывается внутри каждой такой зоны, причем температура и скорость частицы, полученные в конце некоторой зоны, являются начальными ус-

ловиями расчета в следующей зоне.

Математические расчеты проводились для струй ВЧИ-плазмотронов, различной мощности и конструкций. Для подтверждения правильности математической модели были проведены экспериментальные исследования обработки различных порошков на горизонтальной плазменной установке частотой 5,28 МГц и мощностью 60 кВт [9, 18]. Результаты расчета дают хорошее совпадение с экспериментальными данными.

Математическое моделирование является эффективным методом исследования, поэтому предлагаемая методика позволяет наилучшим образом оценить режимы разнообразных плазменных технологий (на основе дуговых или ВЧ плазмотронов) и подобрать оптимальные рабочие параметры установок, влияющие на качество получаемых продуктов и производительность.

ЛИТЕРАТУРА:

1. Дресвин С.В. и др. ВЧ- и СВЧ-плазмотроны. – Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1992.
2. Дашкевич И.П. Высокочастотные разряды – промышленное применение / Под ред. А.Н.Шамова. – 2-е изд., перераб. и доп. - Л.: Политехника, 1991.
3. Донской А.В., Клубникин В.С. Электроплазменные процессы и установки в машиностроении. – Л.: Машиностроение. 1979.
4. Жуков М.Ф., Солоненко О.П. Высокотемпературные запыленные струи в процессах обработки порошковых материалов Новосибирск. ИТ СО АН СССР. 1990.
5. Плазменная металлургия / Ю.В. Цветков и др. – Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1992 – 265 с. – (Низкотемпературная плазма. Т. 8).
6. Зверев С.Г., Фейгенсон О.Н., Дресвин С.В. Плазменная установка для производства ультрадисперсных порошков SiO₂ сферической формы (см. настоящий сборник).
7. Теория столба электрической дуги / В.С. Энгельшт и др. – Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1990. – 376 с. (Низкотемпературная плазма. Т. 1).
8. Thermal plasmas: fundamentals and application. Volume 1. Maher I. Boulos, Pierre Fauchair, and Emil Pfender. Plenum Press, New York, 1994.
9. Иванов Д.В., Фейгенсон О.Н., Зверев С.Г., Артеменко М.В., Дресвин С.В. Расчет параметров плазмы в ВЧИ-плазмотроне для сфероидизации порошков (см. настоящий сборник).
10. Pfender E., Lee Y. C. Particle Dynamics and Particle Heat and Mass Transfer in Thermal Plasmas. Part I. The Motion of a Single Particle without Thermal Effects. Plasma Chem. Plasma Process., 1985, vol. 5 (3).
11. Физика и техника низкотемпературной плазмы / С. В. Дресвин, А. В. Донской, В. М. Гольдфарб, В. С. Клубникин; под общ. ред. С. В. Дресвина. – М.: Атомиздат, 1972.
12. Boulos M. I., Barnes R. M. Plasma Modeling and Computer Simulation // Inductively Coupled Plasma Emission Spectroscopy / Ed. P. W. J. M. Boumans. – Wiley, New York, 1987.
13. Humbert P. Mise au point d'une installation pilote de purification du silicium par plasma thermique inductif et modelisation des phenomenes de transfert de matiere et de chaleur plasma-particule, PhD Thesis, Universite de Pierre et Marie Curie, 1991.
14. Dresvin S. V., Mikhalkov S. M. Aerodynamic Resistance (Drag Coefficient) of Small Particles Moving in Plasma Flow at Low Reynolds Numbers // Heat and Mass Transfer under Plasma Condi-

tions: Proceedings of International Symposium on Heat and Mass Transfer under Plasma Conditions / Ed. P. Faushais. – Begell House, New York – Wallington (UK), 1995.

15. Сурис А. Л. Плазмохимические процессы и аппараты. – М.: Химия, 1989.

16. Lee Y. C., Chyou Y. P., Pfender E. Particle Dynamics and Particle Heat and Mass Transfer in Thermal Plasmas. Part II. Particle Heat and Mass Transfer in Thermal Plasmas. Plasma Chem. Plasma Process, 1985, vol. 5 (4).

17. Young R. M., Pfender E. Nusselt Number Correlations for Heat Transfer to Small Spheres in Thermal Plasma Flows. Plasma Chem. Plasma Process, 1987, vol. 7 (2).

18. Фейгенсон О.Н., Зверев С.Г., Зарембо Р.Ю., Дресвин С.В. Экспериментальные исследования процесса сфероидизации порошка SiO_2 в ВЧИ плазме // XXIX Неделя науки СПбГТУ. Ч.I: Материалы межвуз. науч. конф. СПб.: Изд-во СПбГТУ, 2001, с. 93-95.