

УДК 537.523:533.924

Д.В.Иванов (асп. каф. ЭиЭ), Е.Ю.Кириянов (4 курс, каф. ЭиЭ),
С.В.Дресвин, д.т.н., проф.

АНАЛИЗ НАГРЕВАНИЯ МЕЛКОЙ ОДИНОЧНОЙ ЧАСТИЦЫ В ПЛАЗМЕ

В настоящее время существует большое количество плазменных технологий обработки мелких частиц (порошков) в плазме. Математическое моделирование поведения мелкой частицы в плазменной струе позволяет определить скорость частицы, ее траекторию и температуру [1]. Следовательно, математическое моделирование может использоваться для выбора оптимального режима работы плазменной установки.

Однако выявление факторов, непосредственно влияющих на нагрев, с помощью расчета нагревания и движения частиц в конкретных плазменных струях, представляет собой трудоемкий и не всегда эффективный процесс. Так, в работе [2] уменьшение температуры частицы при испарении объясняется уменьшением температуры плазмы, и, соответственно, уменьшением теплового потока от плазмы к частице (хотя температура плазмы все еще много больше температуры частицы). Это объяснение нуждается в проверке. Существует другое объяснение: уменьшение температуры частицы связано с потерями энергии частицей при ее испарении.

Для выяснения факторов, влияющих на нагрев частицы, предлагается рассматривать модель нагрева частицы в некоторой идеализированной плазме с постоянной температурой, определенными свойствами газа и постоянной скоростью частицы относительно плазмы. Такое упрощение позволяет моделировать нагрев частицы, и уже потом, выбрав заданный процесс нагрева, синтезировать необходимую плазменную струю с необходимыми свойствами, такими как средняя температура, время пролета, скорость плазмы, длина струи для заданного диаметра частицы.

В данной работе изучался нагрев до полного испарения частицы кремния Si в аргоновой и воздушной плазме. Полное испарение частиц требуется в таких плазменных технологиях, как спектральный анализ и плазмохимия. Основные допущения модели: нагрев безградиентный; давление в плазме 1 атм; пренебрегаем изменением свойств плазмы за счет испарения частицы. Рассматривались следующие процессы: нагрев частицы до температуры плавления, плавление, нагрев частицы до температуры кипения с учетом ее испарения и нагрева образованного парового облака до температуры плазмы, кипение частицы с одновременным нагревом парового облака.

В модели различаются процессы испарения и кипения. Испарение – это процесс массовых потерь, вызываемый разницей концентраций пара у поверхности частицы и в плазме. Кипение – процесс массовых потерь, при котором температура частицы равна температуре кипения.

Полное описание модели приведено в работах [3, 4]. Теплофизические свойства кремния Si взяты из базы данных NIST [5]. Теплофизические свойства аргона и воздуха взяты из

работы [6]. Система дифференциальных уравнений, описывающих нагрев частицы, решалась методом Кутты-Мерсона [7].

Для определения скорости испарения в работах [4, 8] приводится следующая формула:

$$\dot{m}_{исн} = h_m \cdot S_{нов-сти} \cdot p \cdot \ln\left(\frac{p}{p - p_v(T)}\right) \quad (1)$$

где $\dot{m}_{исн}$ – скорость испарения; h_m – коэффициент массообмена; $S_{нов-сти}$ – площадь поверхности частицы; p – полное давление плазмы; $p_v(T)$ – парциальное давление пара на поверхности частицы (давление насыщенного пара, зависящее от температуры частицы).

В работе [4] показано, что эту формулу нельзя использовать при $T \rightarrow T_{кип}$, так как при этом $p \rightarrow p_v(T)$ и $\dot{m}_{исн} \rightarrow \infty$. Однако очевидно, что максимальная скорость потерь массы – скорость потерь массы при кипении, т.е. скорость кипения. Поэтому вводится следующее ограничение на скорость испарения: если $\dot{m}_{исн} > f(T) \cdot \dot{m}_{кип}$, то $\dot{m}_{исн} = f(T) \cdot \dot{m}_{кип}$, где $\dot{m}_{кип}$ – скорость кипения при текущей мощности, передаваемой в плазму; $f(T)$ – функция, зависящая от температуры частицы; $0 \leq f(T) \leq 1$. К сожалению, в работе [4] не приводится вид этой функции.

Эту проблему – проблему ограничения скорости испарения при использовании формулы (1), можно решить с использованием следующей формулы:

$$\dot{m}_{исн} = \frac{\dot{m}_{исн(1)} \cdot \dot{m}_{кип}}{\dot{m}_{исн(1)} + \dot{m}_{кип}} \quad (2)$$

где $\dot{m}_{исн(1)}$ – скорость испарения, полученная по формуле (1). Эта формула справедлива в двух предельных случаях (при $T \rightarrow T_{кип}$ имеем $\dot{m}_{исн} \rightarrow \dot{m}_{кип}$, при $T \ll T_{кип}$ имеем $\dot{m}_{исн} \rightarrow \dot{m}_{исн(1)}$), что позволяет ее использовать во всем диапазоне температур $T \in [T_{пл}, T_{кип}]$, где $T_{пл}$ – температура плавления.

Расчет времени полного испарения частиц кремния Si проведен для диапазонов температур и скоростей плазмы, характерных для ВЧИ-плазмотронов. Результаты расчета показаны в табл. 1 и 2.

Таблица 1

Результаты расчета для аргоновой плазмы

Диаметр частицы, мкм	Время испарения частиц при относительной скорости 10 м/с в зависимости от температуры плазмы, с				Время испарения частиц при температуре плазмы 6000 К в зависимости от относительной скорости, с			
	T=4000 К	T=6000 К	T=8000 К	T=10000 К	V=0.5 м/с	V=5 м/с	V=20 м/с	V=50 м/с
1	$1.257 \cdot 10^{-4}$	$3.398 \cdot 10^{-5}$	$1.846 \cdot 10^{-5}$	$9.031 \cdot 10^{-6}$	$3.438 \cdot 10^{-5}$	$3.41 \cdot 10^{-5}$	$3.377 \cdot 10^{-5}$	$3.323 \cdot 10^{-5}$
5	$3.395 \cdot 10^{-4}$	$8.494 \cdot 10^{-5}$	$4.593 \cdot 10^{-5}$	$2.236 \cdot 10^{-5}$	$8.766 \cdot 10^{-5}$	$8.616 \cdot 10^{-5}$	$8.406 \cdot 10^{-5}$	$8.147 \cdot 10^{-5}$

	-3	-4	-4	-4	-4	-4	-4	-4
10	$1.615 \cdot 10^{-2}$	$3.447 \cdot 10^{-3}$	$1.83 \cdot 10^{-3}$	$8.901 \cdot 10^{-4}$	$3.6 \cdot 10^{-3}$	$3.511 \cdot 10^{-3}$	$3.387 \cdot 10^{-3}$	$3.248 \cdot 10^{-3}$
20	$9.465 \cdot 10^{-2}$	$1.442 \cdot 10^{-2}$	$7.417 \cdot 10^{-3}$	$3.542 \cdot 10^{-3}$	$1.538 \cdot 10^{-2}$	$1.482 \cdot 10^{-2}$	$1.403 \cdot 10^{-2}$	$1.317 \cdot 10^{-2}$
50	2.46	$1.076 \cdot 10^{-1}$	$4.922 \cdot 10^{-2}$	$2.238 \cdot 10^{-2}$	$1.235 \cdot 10^{-1}$	$1.127 \cdot 10^{-1}$	$1.013 \cdot 10^{-1}$	$9.088 \cdot 10^{-2}$
100	39.54	$7.191 \cdot 10^{-1}$	$2.255 \cdot 10^{-1}$	$9.205 \cdot 10^{-2}$	1.07	$8.455 \cdot 10^{-1}$	$6.221 \cdot 10^{-1}$	$4.989 \cdot 10^{-1}$
200	1013	16.47	1.488	$4.073 \cdot 10^{-1}$	48.61	21.79	12.13	7.141

Таблица 2

Результаты расчета для воздушной плазмы

Диаметр частицы, мкм	Время испарения частиц при относительной скорости 10 м/с в зависимости от температуры плазмы, с				Время испарения частиц при температуре плазмы 6000 К в зависимости от относительной скорости, с			
	T=4000 К	T=6000 К	T=8000 К	T=10000 К	V=0.5 м/с	V=5 м/с	V=20 м/с	V=50 м/с
1	$2.8 \cdot 10^{-5}$	$6.049 \cdot 10^{-6}$	$1.864 \cdot 10^{-6}$	$8.859 \cdot 10^{-7}$	$6.111 \cdot 10^{-6}$	$6.068 \cdot 10^{-6}$	$5.982 \cdot 10^{-6}$	$5.947 \cdot 10^{-6}$
5	$7.032 \cdot 10^{-4}$	$1.492 \cdot 10^{-4}$	$4.603 \cdot 10^{-5}$	$2.182 \cdot 10^{-5}$	$1.527 \cdot 10^{-4}$	$1.504 \cdot 10^{-4}$	$1.472 \cdot 10^{-4}$	$1.438 \cdot 10^{-4}$
10	$2.859 \cdot 10^{-3}$	$5.942 \cdot 10^{-4}$	$1.825 \cdot 10^{-4}$	$8.66 \cdot 10^{-5}$	$6.125 \cdot 10^{-4}$	$6.002 \cdot 10^{-4}$	$5.824 \cdot 10^{-4}$	$5.632 \cdot 10^{-4}$
20	$1.197 \cdot 10^{-2}$	$2.357 \cdot 10^{-3}$	$7.186 \cdot 10^{-4}$	$3.421 \cdot 10^{-4}$	$2.481 \cdot 10^{-3}$	$2.403 \cdot 10^{-3}$	$2.302 \cdot 10^{-3}$	$2.194 \cdot 10^{-3}$
50	$9.206 \cdot 10^{-2}$	$1.475 \cdot 10^{-2}$	$4.399 \cdot 10^{-3}$	$2.101 \cdot 10^{-3}$	$1.602 \cdot 10^{-2}$	$1.523 \cdot 10^{-2}$	$1.422 \cdot 10^{-2}$	$1.319 \cdot 10^{-2}$
100	$7.036 \cdot 10^{-1}$	$6.065 \cdot 10^{-2}$	$1.717 \cdot 10^{-2}$	$8.267 \cdot 10^{-3}$	$6.824 \cdot 10^{-2}$	$6.311 \cdot 10^{-2}$	$5.725 \cdot 10^{-2}$	$5.166 \cdot 10^{-2}$
200	16.72	$2.641 \cdot 10^{-1}$	$6.772 \cdot 10^{-2}$	$3.22 \cdot 10^{-2}$	$3.19 \cdot 10^{-1}$	$2.829 \cdot 10^{-1}$	$2.418 \cdot 10^{-1}$	$2.086 \cdot 10^{-1}$

Расчеты, проведенные с помощью вышеописанной модели, показали, что при нагреве частицы в плазме с постоянной температурой не происходит уменьшения температуры частицы. Следовательно, уменьшение температуры частицы действительно связано с уменьшением температуры плазмы, т.е. объяснение, данное в работе [2], верно.

Результаты расчетов показали, что с ростом диаметра частицы время ее испарения рез-

ко возрастает; увеличение относительной скорости значительно слабее влияет на время испарения, чем увеличение температуры плазмы (здесь необходимо помнить, что в реальных плазменных струях скорость струи определяет время нахождения частицы в струе, и, следовательно, саму возможность нагрева); с увеличением диаметра частицы влияние относительной скорости на время испарения возрастает; время испарения в воздушной плазме примерно на порядок меньше, чем в аргоновой плазме при равных диаметрах частицы, температурах и скоростях плазмы.

Результаты расчета могут использоваться для оценочного выбора параметров плазменных струй в технологии обработки частиц кремния Si.

ЛИТЕРАТУРА:

1. Зверев С.Г. и др. Моделирование процессов тепло- и массообмена при движении мелкой одиночной частицы в плазме (см. настоящий сборник).
2. Yoshida T. and Akashi K. Particle Heating in a Radio-Frequency Plasma Torch // J. Appl. Phys. – 1977. – v. 48. – № 6. – p. 2252-2260.
3. 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. – 352 с.
4. 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. – v. 5. – № 4. – p. 391-414.
5. NIST Chemical Database, www.webbook.nist.gov
6. Теория столба электрической дуги / В. С. Энгельшт, В. Ц. Гурович, Г. А. Десятков и др. – Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1990. – 376 с. (Низкотемпературная плазма. Т. 1).
7. Мудров А. Е. Численные методы для ПЭВМ на языках Бейсик, Фортран и Паскаль. – Томск: МП «Раско», 1991. – 272 с.
8. Сполдинг Д. Б. Горение и массообмен. Перев. с англ. – М.: Машиностроение, 1985. – 240 с. УДК 537.523:533.924