

УДК 621.793

А. Ю. Андрейцев*, канд. фіз.-мат. наук,

І. В. Смирнов**, канд. техн. наук,

А. В. Чорний**, асистент

*Державний економіко-технологічний університет транспорту, м. Київ,

**Національний технічний університет України «КПІ», м. Київ

НАГРІВ ТА ПЛАВЛЕННЯ ЧАСТИНОК ПОРОШКУ В ПЛАЗМОВОМУ СТРУМЕНИ

Запропонована комплексна математична модель для визначення температурного режиму частинок порошку в умовах плазмового напилення з урахуванням зміни температури плазмового струменя. За допомогою методів математичної фізики отримано розв'язки крайових задач на різних ділянках напилення за умови зміни агрегатного стану частинок. Побудовані графічні температурно-часові залежності нагріву та плавлення частинок оксиду алюмінію і нікелю в плазмовому струмені.

Ключові слова: *теплопровідність, температура частинок, плазмовий струмінь, дистанція напилення, крайова задача.*

Постановка проблеми. Однією з головних умов, що визначає якість напилених захисних покриттів, є температурний режим частинок порошку при перебуванні в плазмовому струмені. Добре проплавлені і перегріті частинки забезпечують отримання щільних покриттів з міцним зчепленням з основою. Для успішного проведення процесу нагріву та плавлення частинок порошку, зазвичай, прагнуть збільшити потужність плазмотрону, тобто підвищити температуру плазмового струменя. Проте, це не завжди призводить до бажаного результату, а у ряді випадків до зниження ККД плазмотрону. Правильний підбір фракційного складу і швидкості частинок порошку може забезпечити стабільне їх проплавлення при плазмовому напиленні [1].

Теплофізичні процеси, що відбуваються при нагріві і плавленні частинок в умовах зміни швидкості і температури плазмового струменя, обумовлюють необхідність побудови та вдосконалення математичних моделей для визначення температурного режиму напилюваних частинок з метою оптимізації параметрів плазмового напилення та гранулометричного складу порошків.

Аналіз публікацій за темою дослідження. Аналіз процесів нагріву та плавлення частинок в двофазному плазмовому потоці проведено в ряді робіт [2—4]. При цьому, для полегшення розрахунків робилося припущення про сталість температури та швидкості плазмового струменя. Отримані в результаті залежності можна використовувати лише на початковому етапі перебування частинки в плазмовому струмені, коли різниці температур та швидкостей струменя і напилюваних частинок

досить високі. Визначення часу нагріву та плавлення для «термічно тонкої» сферичної частинки з урахуванням охолодження плазмового струменя проведене в [5], де температурно-часові залежності побудовані в критеріальній формі на основі рівняння теплового балансу, що не враховує кінетичні параметри плазмового струменя. Сучасні комп'ютерні пакети також дозволяють визначити температурні режими напильнення частинок порошку [6; 7]. Однак обмеженість закладених баз даних щодо матеріалів, конструктивних та технологічних параметрів плазмотронів не дає можливості проводити аналіз процесу напильнення в нестандартних умовах за межами визначених діапазонів. У цьому випадку виникає необхідність побудови математичних моделей для аналітичного визначення температурних залежностей для напильованих частинок.

Мета статті полягає у створенні комплексної математичної моделі для аналітичного визначення температурно-часових залежностей нагріву та плавлення частинок порошку за умови зміни їх агрегатного стану та кінетичних параметрів плазмового струменя вздовж дистанції напильнення.

Основна частина. Дослідження температурного режиму будемо проводити для частинок оксиду алюмінію та нікелю, для яких температурно-часові залежності на початковому етапі були побудовані в [8].

Для визначення температури частинки на етапі розігріву до температури плавлення скористаємось такою моделлю:

$$\frac{\partial T(r,t)}{\partial t} - a^2 \left(\frac{\partial^2 T(r,t)}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial T(r,t)}{\partial r} \right) = 0, \quad 0 \leq r \leq R, \quad (1)$$

$$\lambda \frac{\partial T(R,t)}{\partial r} = \alpha (T_g(t) - T(R,t)), \quad (2)$$

$$T(0,t) < +\infty, \quad (3)$$

$$T(r,0) = T_0 = const, \quad (4)$$

де $a^2 = \frac{\lambda}{c\rho}$; λ — коефіцієнт теплопровідності частинки, c — теплоємність частинки, ρ — її густина, R — радіус, α — коефіцієнт теплообміну між частинкою порошку та газом, $T_g(t)$ — температура плазмового струменя.

Розв'язок розглянутої крайової задачі визначається за формулою:

$$T(r,t) = T_g(t) - 2 \sum_{i=1}^{\infty} \frac{\sin k_i - k_i \cos k_i}{k_i - \sin k_i \cos k_i} \frac{\sin \frac{k_i r}{R}}{\frac{k_i r}{R}} \times \left((T_g(0) - T_0) e^{-\frac{a^2 k_i^2 t}{R^2}} + \int_0^t T_g'(\tau) e^{-\frac{a^2 k_i^2 (t-\tau)}{R^2}} d\tau \right), \quad (5)$$

де k_i — корені рівняння $tg k_i = \frac{k_i}{1 - Bi}$; $Bi = \frac{\alpha R}{\lambda}$ — число Біо.

В [9] було показано, що залежність температури плазми від часу перебування частинки в струмені на різних ділянках може бути апроксимована поліномами другого степеня:

$$T_g(t) = A + Bt + Ct^2. \quad (6)$$

У цих умовах температура частинки визначається за формулами

$$T(r, \tau_n) = A + B\tau_n + C\tau_n^2 - 2 \sum_{i=1}^{\infty} \frac{\sin k_i - k_i \cos k_i}{k_i - \sin k_i \cos k_i} \frac{\sin \frac{k_i r}{R}}{\frac{k_i r}{R}} \times \\ \times \left((A - T_0) e^{-\frac{a^2 k_i^2 \tau_n}{R^2}} + \frac{2CR^2}{a^2 k_i^2} \tau_n + \frac{R^2}{a^2 k_i^2} \left(B - \frac{2CR^2}{a^2 k_i^2} \right) \left(1 - e^{-\frac{a^2 k_i^2 \tau_n}{R^2}} \right) \right), \quad (7)$$

де $\tau_n = t - t_{n-1}$; n — номер ділянки, на якій визначається температура, t_{n-1} — початковий момент часу для цієї ділянки.

На етапі нагріву частинок в плазмовому струмені $A = T_g(0) = 10^4$. Згідно з [8], для оксиду алюмінію радіусом 15 мкм — $B = -2,619 \cdot 10^6$; $C = -5,76 \cdot 10^{10}$; для нікелю радіусом 35 мкм — $B = -8,493 \cdot 10^5$; $C = -1,33 \cdot 10^{10}$. Для забезпечення похибки обчислень не більше ніж 10°C у формулі (7) для частинок оксиду алюмінію обмежувались 46-ма членами ряду, для нікелю — 15-ма. Виходячи із (7) знаходимо, що частинки Al_2O_3 досягають температури плавлення за час $t_1^{\text{Al}_2\text{O}_3} = 1,3 \cdot 10^{-4}$ с, а частинки Ni — $t_1^{\text{Ni}} = 1,3 \cdot 10^{-4}$ с.

На стадії плавлення частинок будемо вважати потік тепла із плазми сталим. При цьому зазначимо, що температура плазми на цьому етапі перевищує температуру плавлення частинок Al_2O_3 більш ніж на 4000°C , а Ni навіть на 7000°C .

Для частинок металів (нікелю) можна вважати температуру розплавленої оболонки та нерозплавленого ядра однаковою, оскільки теплопровідність їх досить висока. Тоді можна вважати, що тепловий потік на границі фазового переходу відсутній. У цьому випадку рівняння теплового балансу на границі плавлення

$$Q = 4\pi R^2 \sigma \rho \frac{dR_k}{d\tau}, \quad (8)$$

а час плавлення частинки можна визначити за формулою

$$\tau_{пл} = \frac{R\rho\sigma}{3\alpha(T_g - T_{пл})}, \quad (9)$$

де τ — теплота плавлення; T_{nl} — температура плавлення частинки. R_k — радіус твердого ядра Згідно з формулою (9), час плавлення частинки нікелю, що розглядається дорівнює $1,1 \cdot 10^{-4}$ с.

Припущення про сталість температур при плавленні частинок оксидів є некоректним з декількох причин. По-перше, температура їх плавлення значно перевищує температуру плавлення напилованих металів. Тому, при однакових геометричних параметрах, вони починають плавитись пізніше. Різниця температур плазми і частинки в цьому випадку менша, а значить меншим є і тепловий потік. По-друге, тепловий опір оксидів на порядок вищий ніж у металів.

У цьому випадку припускаємо, що сталою є щільність теплового потоку на границі фазового переходу. Для керамічних частинок рівняння теплового балансу на границі плавлення має вигляд

$$Q + 4\pi R_k^2 S = 4\pi R_k^2 \sigma \rho \frac{dR_k}{d\tau}, \quad (10)$$

а час плавлення будемо визначати за формулою

$$\tau_{nl} = \frac{\rho\sigma}{S} \left(-R + \frac{1}{2} \sqrt{\frac{Q}{4\pi S}} \ln \left(\frac{\sqrt{\frac{Q}{4\pi S}} - R}{\sqrt{\frac{Q}{4\pi S}} + R} \right) \right), \quad (11)$$

де $S = \frac{(T_{nl} - T(0, t_1)) \lambda}{R}$; $Q = 4\pi R^2 \alpha (T_g - T_{nl})$.

Для частинки оксиду алюмінію радіусом 25 мкм час повного проплавлення дорівнює $9 \cdot 10^{-5}$ с при цьому температура поверхні приблизно на 200° перевищить температуру в центрі.

Таким чином,

$$t_2^{Ni} = t_1^{Ni} + 1,1 \cdot 10^{-4} = 3,1 \cdot 10^{-4};$$

$$t_2^{Al_2O_3} = t_1^{Al_2O_3} + 9 \cdot 10^{-5} = 2,2 \cdot 10^{-4}$$

На стадії польоту частинки в розплавленому стані знову розв'язуємо задачу (1)—(3) при початковій умові $T(r, t_3) = T_{nl} = const$. Для нікелю у формулах (6), (7) $A = 8700$; $B = -2 \cdot 10^7$; $C = 10^{10}$.

Слід зазначити, що при переході речовини частинки з твердого стану в рідкий, теплоємність і щільність суттєво не змінюється і можна покласти $c_T \approx c_f$ і $\rho_T \approx \rho_f$. Наприклад, для більшості металів теплоємність при плавленні змінюється всього на 1—5%.

Графік залежності температури від часу перебування частинки в плазмовому струмені наведено на рис. 1, з якого видно, що в момент часу $t = 7,5 \cdot 10^{-4}$ частинка досягає максимальної температури 2750°C .

Оскільки дана температура нижча за температуру кипіння нікелю ($T_{кип}^{Ni} = 3000\text{ }^\circ\text{C}$), то втрати матеріалу частинки через випаровування будуть незначними. Надалі температура буде спадати і в момент часу $t_3 = 1,76 \cdot 10^{-3}$ частинка знову досягає температури плавлення. Розрахунки часу затвердіння проводимо за формулою (9).

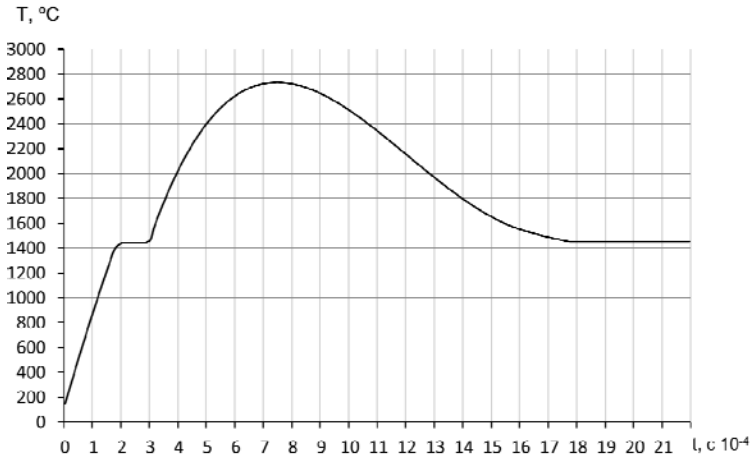


Рис. 1. Залежність температури частинки Ni від часу перебування в плазмовому струмені

При розрахунку температури оксиду алюмінію на етапі польоту в розплавленому стані враховувалось те, що температури в центрі та на поверхні частинки суттєво відрізняються. У цьому випадку початкова умова (4) має вигляд $T(r, t_2) = T_{nr} e^{\beta r}$, де $\beta \approx 68,2$ і відповідно розв'язок

$$T(r, \tau_3) = e^{-\beta(R-r)} \left(A + B\tau_3 + C\tau_3^2 - 2 \sum_{k_1=1}^{\infty} \frac{\sin k_1 - k_1 \cos k_1}{k_1 - \sin k_1 \cos k_1} \frac{\sin \frac{k_1 r}{R}}{\frac{k_1 r}{R}} \right) \times \left(\left(A - T_{nr} e^{\beta R} \right) e^{-\frac{a^2 k_1^2 \tau_3}{R^2}} + \frac{2CR^2}{a^2 k_1^2} \tau_3 + \frac{R^2}{a^2 k_1^2} \left(B - \frac{2CR^2}{a^2 k_1^2} \right) \left(1 - e^{-\frac{a^2 k_1^2 \tau_3}{R^2}} \right) \right).$$

На рис.2 зображено графік залежності температури поверхні даної частинки від часу перебування її в плазмовому струмені. Втрати матеріалу через випаровування, також будуть незначними ($T_{кип}^{Al_2O_3} = 2900\text{ }^\circ\text{C}$), а $t_3 = 7,2 \cdot 10^{-4}$. Розрахунок затвердіння оксиду алюмінію визначаємо за формулою (11).

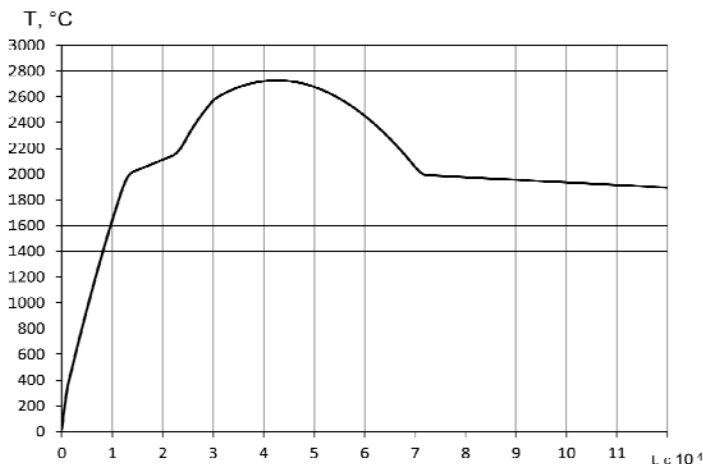


Рис. 2. Залежність температури частинки Al_2O_3 від часу перебування в плазмовому струмені

Маючи температурно-часову залежність можна побудувати залежність температури частинки від пройденого шляху. Звідки визначаємо, що для частинки нікелю процес затвердіння починається на відстані 10,4 см від зрізу сопла плазмотрону, для оксиду алюмінію на відстані 7,25 см. Таким чином, при дистанція напilenня 10 см частинка нікелю досягне поверхні основи в повністю розплавленому стані, а на поверхні частинки оксиду алюмінію утвориться тверда оболонка товщиною близько 0,6 мкм, яку можна визначити із розв'язку рівняння (10).

Аналізуючи отримані результати зазначимо, що дистанція напilenня складається з чотирьох ділянок: нагрів до початку плавлення (час t_1), плавлення частинки (t_2), політ частинки в розплавленому стані (t_3), кристалізація (ϕ_4). Таким чином, повний час польоту частинки в залежності від дистанції напilenня складає $t = t_1 + t_2 + t_3 + \phi_4$. Тут ϕ_4 , це час часткової кристалізації частинки. Важливо, що розрахункові формули для знаходження часу плавлення частинок оксидів та металів та крайові задачі для визначення їх температур на третій ділянці є різними, через відмінності їх тепло-фізичних характеристик. Крім цього, слід відзначити, що на всіх етапах важливу роль відіграє дисперсність матеріалів, які напilenються.

Подальші дослідження будуть присвячені аналізу температурних режимів для напilenня плакованих порошків, в яких тугоплавке ядро частинки покрито металевою оболонкою.

У цьому випадку для визначення температури окремої частинки отримуємо таку крайову задачу:

$$\frac{\partial T_1}{\partial t} - a_1^2 \left(\frac{\partial^2 T_1}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial T_1}{\partial r} \right) = 0, \quad 0 \leq r < \rho,$$

$$\frac{\partial T_2}{\partial t} - a_2^2 \left(\frac{\partial^2 T_2}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial T_2}{\partial r} \right) = 0, \quad \rho \leq r < R,$$

$$T_1(r, 0) = T_2(r, 0) = T_0,$$

$$T_1(0, t) < +\infty,$$

$$\lambda_2 \frac{\partial T_2(R, t)}{\partial r} = \alpha (T_g(t) - T_2(R, t)),$$

$$T_1(\rho, t) = T_2(\rho, t), \quad \lambda_1 \frac{\partial T_1(\rho, t)}{\partial r} = \lambda_2 \frac{\partial T_2(\rho, t)}{\partial r}.$$

Розв'язок цієї задачі ускладнюється рядом причин. Так, відмінності в температурах плавлення компонентів плакованої частинки, поверхневому натягу і інших фізико-хімічних характеристиках призводять до розвитку процесів взаємодії спочатку в системі тверде тіло — розплав, а потім між двома розплавами. При цьому кількість ділянок, на які розпадається дистанція напылення, збільшується.

Висновок. Отримані результати дають можливість розробити рекомендації з оптимізації режимних параметрів, дистанції напылення та гранулометричного складу сумішей для покращення якісних показників плазмових покриттів.

Список використаних джерел:

1. Ильющенко А. Ф. Формирование газотермических покрытий: теория и практика / А. Ф. Ильющенко, В. А. Оковитый, С. П. Кундас, Б. Форманек ; под общей редакцией д.т.н., профессора А. Ф. Ильющенко. — Мн. : Бестпринт, 2002. — 480 с.
2. Кудинов В. В. Нанесение покрытий плазмой / В. В. Кудинов, П. Ю. Пекшев, В. Е. Белашенко и др. — М. : Наука, 1990. — 406 с.
3. Барвинок В. А. Математическое моделирование и физика процессов нанесения плазменных покрытий из композиционных плакированных порошков / В. А. Барвинок, В. И. Богданович, И. А. Докукина, А. Н. Плотноков. — М. : Международный центр научной и технической информации, 1998. — 96 с.
4. Solonenko O. P. Complex investigation of thermophysical processes in plasma-jet spraying // Pure and Applied Chemistry. — 1990. — Vol. 62, № 9. — P. 1783—1800.
5. Иванов Е. М. Инженерный расчет теплофизических процессов при плазменном напылении / Е. М. Иванов. — Саратов : Из-во Саратов. ун-та, 1983. — 140 с.
6. Борисов Ю. С. Компьютерное моделирование процесса плазменного напыления / Ю. С. Борисов, И. В. Кривцун, А. Ф. Мужиченко, Е. Люгшайдер, У. Эритт // Автоматическая сварка. — 2000. — № 12. — С. 42—51.
7. Кундас С. П. Компьютерное моделирование процессов плазменного напыления покрытий / С. П. Кундас, А. П. Достанко, А. Ф. Ильющенко и др. — Мн. : Бестпринт, 1998. — 212 с.

8. Андрейцев А. Ю. Використання моделей теплопровідності для розрахунку нагріву частинок порошку в умовах плазмового напилювання / А. Ю. Андрейцев, І. В. Смирнов // Математичне та комп'ютерне моделювання. Серія: Технічні науки : зб. наук. праць / Кам'янець-Подільський національний університет, Інститут кібернетики імені В. М. Глушкова НАН України. — Кам'янець-Подільський : Кам'янець-Поділ. нац. уні-т ім. І. Огієнка, 2008. — Вип. 1. — С. 4—10.
9. Смирнов И. В. Моделирование процесса нагрева частиц порошка в плазменной струе при напылении композиционных покрытий / И. В. Смирнов, А. Ю. Андрейцев, А. В. Чорный, В. И. Копылов // Вестник ХНТУ. — 2008. — № 2 (31). — С. 449—454.

The complex mathematical model for determine of a temperature mode of the powder particles in plasma spraying taking into account change of plasma jet temperature is offered. By means of mathematical physics methods solutions for models on different parts of a spraying taking into account a aggregate state of particles are received. A graphical temperature and time dependence of heating and melting of particles of alumina and nickel in the plasma jet.

Key words: *thermal conductivity, temperature of the particles, the plasma jet, spraying distance, boundary problem.*

Отримано: 24.04.2011

УДК 519.6

А. Я. Бомба*, д-р техн. наук, професор,

Є. В. Савюк**, аспірант

*Рівненський державний гуманітарний університет, м. Рівне,

**Національний університет водного господарства та природокористування, м. Рівне

МЕТОД ФІКТИВНОЇ ФІЛЬТРАЦІЇ МОДЕЛЮВАННЯ ПРОЦЕСІВ РУХУ РІДИН У ВОДОЙМАХ З УРАХУВАННЯМ ВПЛИВУ ДЖЕРЕЛ ПОПОВНЕННЯ ТЕЧІЇ

Методологію моделювання процесів повільного руху рідин у водоймах, що ґрунтується на заміні реальної течії деяким фіктивним квазіідеальним фільтраційним полем з наступним застосуванням наближених методів квазіконформних відображень, перенесено на випадки наявності додаткових джерел поповнення течії.

Ключові слова: *квазіконформні відображення, гідродинамічна сітка, крайові задачі, метод фіктивної фільтрації.*

Вступ. Існує низка підходів до математичного моделювання процесів руху рідин у водоймах. Даній проблемі присвячено значну кількість робіт як закордонних так і вітчизняних вчених (див., напр., [5; 7; 9; 10; 11; 12; 13]). У роботах [5; 7; 12] нами запропоновано методологію моделювання процесів повільного руху рідин у водоймах,