



СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ЛАЗЕРНОГО, ПЛАЗМЕННОГО И КОМБИНИРОВАННОГО СПОСОБОВ НАГРЕВА МЕЛКОДИСПЕРСНЫХ КЕРАМИЧЕСКИХ ЧАСТИЦ

А. И. БУШМА, инж., А. Т. ЗЕЛЬНИЧЕНКО, канд. физ.-мат. наук, И. В. КРИВЦУН, д-р техн. наук
(Ин-т электросварки им. Е. О. Патона НАН Украины)

Путем решения нестационарного уравнения теплопроводности для сферической частицы с объемным, поверхностным и комбинированным источниками тепла рассчитаны температурные поля в мелкодисперсных керамических частицах (Al_2O_3 и SiO_2), нагреваемых излучением CO_2 -лазера, потоком аргоновой плазмы и их комбинацией, с учетом зависимости оптических и теплофизических свойств материалов частиц от температуры. Показано существенное влияние способа нагрева, а также оптических и теплофизических свойств материала на пространственно-временное распределение температуры в указанных частицах.

Ключевые слова: лазерное излучение, плазменный поток, мелкодисперсные керамические частицы, источник тепла, температурное поле, комбинированный лазерно-плазменный нагрев

Наряду с известными технологиями газотермического нанесения покрытий, например такими, как плазменное напыление [1], в последнее время все большее развитие получают процессы лазерного напыления, основывающиеся на введении частиц порошка в лазерный пучок, их нагреве (плавлении) и осаждении на поверхности основного материала [2]. Принципиальное отличие этих технологических процессов состоит в использовании различных механизмов нагрева мелкодисперсных материалов. В одном случае нагрев напыляемых частиц осуществляется потоком горячего газа или плазмы (поверхностный источник тепла), а в другом — поглощением частицами лазерного излучения. Следует отметить, что при нагреве металлических частиц излучением CO_2 -лазера выделение тепла сосредоточено в очень тонком приповерхностном слое их материала [3], т. е. источник тепла также может считаться поверхностным. Картина существенно меняется в случае лазерного нагрева мелкодисперсных диэлектрических, например керамических частиц. В отличие от металлов большинство керамических материалов достаточно прозрачны для излучения CO_2 -лазера с длиной волны $\lambda = 10,6$ мкм и при $d/\lambda \cong 1$ (где d — размер частицы) поглощают его энергию во всем объеме частицы [4]. В этом случае источник тепла является объемным, причем в некоторых случаях сосредоточенным вблизи центра частицы [3, 4].

Таким образом, способы плазменного и лазерного напыления мелкодисперсных керамических материалов могут существенно отличаться не только по интегральным характеристикам источника тепла, определяющим скорость нагрева частиц, но и, что особенно важно, по распределенным характеристикам тепловыделения в напыляемых частицах. Поскольку керамические материалы обладают относительно низкой теплопроводностью,

температурные поля в керамических частицах могут быть достаточно неоднородными по сечению частицы и существенно зависеть от способа ее нагрева. Исходя из изложенного выше целью данной работы является исследование особенностей лазерного, плазменного и комбинированного (лазерно-плазменного) нагрева мелкодисперсных керамических частиц.

Исследуем указанные особенности на примере сферических частиц Al_2O_3 и SiO_2 , полагая, что радиус частицы соизмерим с длиной волны лазерного излучения. Поскольку неравномерность нагрева таких частиц может приводить к существенной неоднородности распределения оптических и теплофизических свойств материала частицы, зависящих от температуры, в дальнейшем будем считать частицы радиально-неоднородными.

При определении распределенных и интегральных характеристик поглощения лазерного излучения рассматриваемыми частицами можно использовать подход, предложенный в работе [4]. Пусть на частицу радиусом a в направлении оси Oz сферической системы координат (r, φ, ϑ) с началом в центре частицы падает плоская электромагнитная волна. Поглощаемая в единицу времени в единице объема частицы электромагнитная энергия может определяться с помощью известного соотношения [5]

$$D = -\operatorname{div} \mathbf{S},$$

где $\mathbf{S}(r, \varphi, \vartheta)$ — среднее по времени (за период колебания поля волны) значение вектора Пойнтинга электромагнитного поля, возбуждаемого в частице падающим излучением. Предполагая, что частица вращается вокруг собственной оси, перпендикулярной оси Oz , и считая исходное лазерное излучение неполяризованным, вместо $D(r, \varphi, \vartheta)$ можно ввести усредненную по углам мощность, выделяющуюся в единицу объема материала частицы:



$$D(r) = -\frac{1}{4\pi_0} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\pi \sin \vartheta \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} [r^2 S_r(r, \varphi, \vartheta)] d\vartheta.$$

Если период полного оборота частицы значительно меньше характерного времени изменения ее температуры, то тепловое поле частицы можно считать сферически симметричным, а неоднородность ее диэлектрической проницаемости — существенной только в радиальном направлении.

Для нахождения полей, возбуждаемых электромагнитной волной в радиально-неоднородной сферической частице, имеющей комплексную диэлектрическую проницаемость $\epsilon(r)$, и определения явного вида величины $D(r)$ воспользуемся методом слоистой аппроксимации [6]. Условно разделим частицу на N сферических слоев и положим, что диэлектрическая проницаемость ее материала ϵ постоянна в пределах каждого слоя:

$$\epsilon(r) = \epsilon_l \equiv \epsilon'_l + i\epsilon''_l; \quad a_{l-1} < r \leq a_l \quad (l = 1, 2, \dots, N),$$

где $\epsilon'_l, \epsilon''_l$ — соответственно действительная и мнимая часть диэлектрической проницаемости; a_l и a_{l-1} — внешний и внутренний радиусы l -го слоя ($a_0 = 0, a_N = a$). Очевидно, что путем увеличения количества слоев можно добиться сколь угодно точной аппроксимации оптических свойств неоднородно нагретой частицы. При этом следует отметить, что данный метод позволяет также на-

ходить распределения поглощаемой мощности в слоистых частицах, состоящих из различных материалов.

Используя аналитическое решение задачи дифракции плоской волны на слоисто-неоднородном шаре [7], находим

$$D(r) = \frac{S^{\text{inc}} \epsilon_l''}{8k} \sum_{m=1}^{\infty} (2m+1) \times \\ \times \sum_{\gamma=1,2} \left\{ |d_\gamma^{(l)}|^2 F_\gamma^{(l)}(r) + 2\text{Re} \left[d_\gamma^{(l)} \tilde{d}_\gamma^{(l)*} H_\gamma^{(l)}(r) \right] + |\tilde{d}_\gamma^{(l)}|^2 G_\gamma^{(l)}(r) \right\}, \\ a_{l-1} < r \leq a_l \quad (l = 1, 2, \dots, N). \quad (1)$$

Здесь S^{inc} — интенсивность падающего на частицу лазерного излучения; $k = 2\pi/\lambda$ — его волновой вектор; функции $F_{1,2}^{(l)}(r), H_{1,2}^{(l)}(r), G_{1,2}^{(l)}(r)$ и величины $d_{1,2}^{(l)}, \tilde{d}_{1,2}^{(l)}$ определены в работе [4]; звездочкой обозначена комплексно-сопряженная величина.

Решение задачи дифракции [7] позволяет, наряду с величиной $D(r)$, найти полные сечения поглощения Q^d и рассеяния Q^s электромагнитных волн радиально-неоднородной сферической частицы. Конечный результат расчета может быть представлен в следующем виде:

$$Q^e = -\frac{\pi}{k^2} \sum_{m=1}^{\infty} (2m+1) \sum_{\gamma=1,2} \text{Re}(q_\gamma), \\ Q^s = \frac{\pi}{2k^2} \sum_{m=1}^{\infty} (2m+1) \sum_{\gamma=1,2} |q_\gamma|^2,$$

где $Q^e = Q^d + Q^s$ — сечение экстинкции [8]; величины $q_{1,2}$ определены в [4]. На рис. 1 представлены результаты расчетов радиальных распределений мощности излучения CO_2 -лазера, поглощаемой однородными сферическими частицами Al_2O_3 и SiO_2 различного диаметра (оптические постоянные указанных диэлектрических материалов для излучения с $\lambda = 10,6$ мкм взяты из работы [9]). У частиц Al_2O_3 мощность лазерного излучения, диссипируемая в единице объема сферической частицы, убывает по направлению от ее поверхности к центру, причем с возрастанием значений a неравномерность нагрева усиливается (ср. кривые 1 и 2 рис. 1, а). У частиц SiO_2 наблюдается противоположная картина. Максимум зависимости $D(r)$, формирующийся внутри частицы, уменьшается с ростом ее радиуса (рис. 1, б), в результате нагрев частиц SiO_2 излучением CO_2 -лазера при увеличении ее радиуса происходит более равномерно. Полная мощность излучения Q^l , поглощаемая рассматриваемыми частицами, может быть определена как произведение соответствующего сечения поглощения на интенсивность падающего на частицу лазерного излучения, что при $S^{\text{inc}} = 1 \cdot 10^9$ Вт/м² дает $Q^l = 0,92$ Вт для частиц Al_2O_3 и $Q^l = 2,3$ Вт для частиц SiO_2 . В обоих случаях радиус частиц составлял 30 мкм.

При плазменном нагреве сферических частиц для описания обмена энергией между потоком плаз-

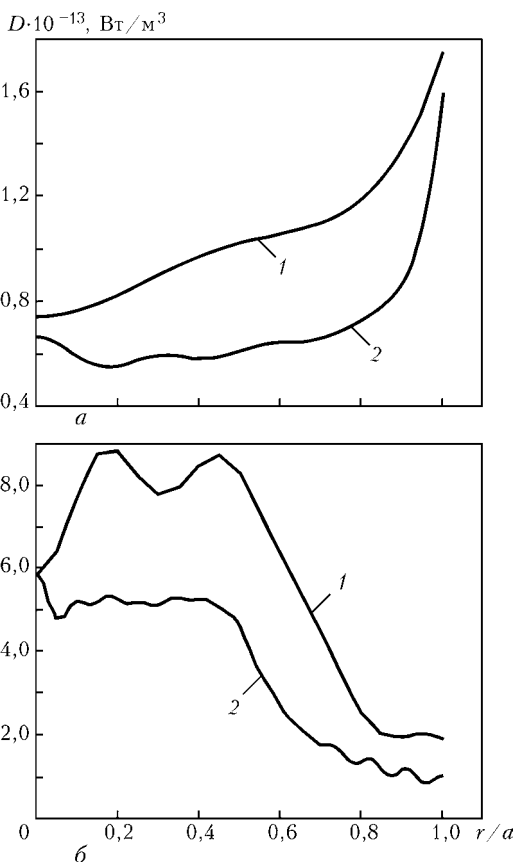


Рис. 1. Радиальные распределения мощности излучения CO_2 -лазера, поглощаемой однородными сферическими частицами Al_2O_3 (а) и SiO_2 (б), при $S^{\text{inc}} = 1 \cdot 10^9$ Вт/м²: а — $\epsilon' = 0,490; \epsilon'' = 0,028$; б — $\epsilon' = 4,750; \epsilon'' = 0,096$; 1 — $a = 10$; 2 — 30 мкм

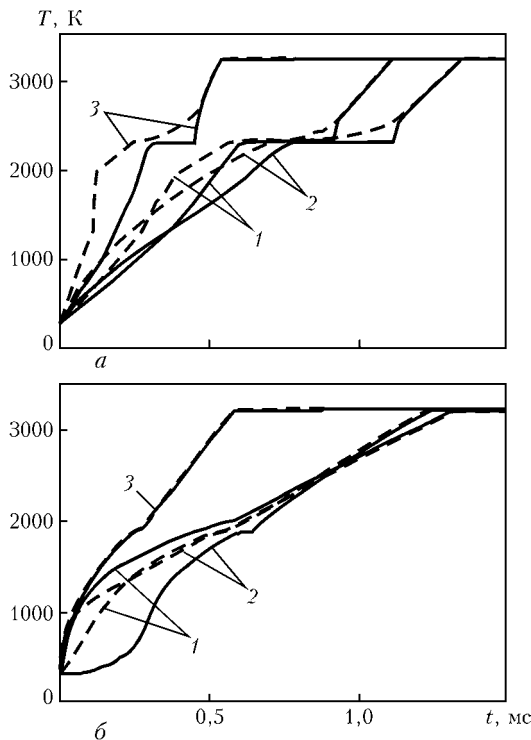


Рис. 2. Временные зависимости температуры в центре (сплошные кривые) и на поверхности (штриховые) сферических частиц Al_2O_3 (а) и SiO_2 (б) радиусом $a = 30$ мкм, нагреваемых излучением CO_2 -лазера (1), потоком аргоновой плазмы (2) и их комбинацией (3), при скорости обтекания частиц $u_p = 150$ м/с: 1 – $S^{inc} = 10^9$ Вт/м², $T_p = 300$ К; 2 – $S^{inc} = 0$, $T_p = 8000$ К; 3 – $S^{inc} = 10^9$ Вт/м², $T_p = 8000$ К

мы и частицей воспользуемся комбинированной моделью конвективно-радиационного теплообмена [10], согласно которой тепловой поток через поверхность частицы может быть представлен в виде

$$q = \alpha(T_p - T_s) + \xi\sigma_0(T_p^4 - T_s^4), \quad (2)$$

где α — коэффициент теплообмена; T_p — температура невозмущенного плазменного потока, набегающего на частицу; T_s — температура поверхности частицы; ξ — приведенная степень черноты для системы плазма–поверхность частицы; σ_0 — постоянная Стефана–Больцмана. Коэффициент конвективного теплообмена для сферической частицы может быть рассчитан на основе критериальной зависимости для обтекания сферы [11]:

$$Nu = 2\frac{\chi_s}{\chi_p} + 0,5Re^{0,5}Pr^{0,4}\left(\frac{\rho_p\eta_p}{\rho_s\eta_s}\right)^{0,2}. \quad (3)$$

Здесь $Nu = (\alpha 2a)/\chi_p$ — число Нуссельта; $Re = (\rho_p u_p 2a)/\eta_p$ — число Рейнольдса; $Pr = (C_p \eta_p)/\chi_p$ — число Прандтля; χ_p — коэффициент теплопроводности невозмущенной плазмы; ρ_p — ее плотность; C_p — коэффициент динамической вязкости; η_p — удельная теплоемкость (индексом s обозначаются соответствующие свойства плазмы при температуре поверхности частицы); u_p — скорость плазменного потока по отношению к частице. Например, при обтекании рассматриваемых частиц потоком аргоновой плазмы атмосферного давления с температурой $T_p = 8000$ К и

скоростью $u_p = 150$ м/с тепловой поток через поверхность частицы радиусом 30 мкм, рассчитанный по (2), (3), составляет $q = 2,0 \cdot 10^8$ Вт/м² (полная мощность, вкладываемая в частицу $Q^p = 2,3$ Вт) для Al_2O_3 и $q = 1,2 \cdot 10^8$ Вт/м² ($Q^p = 1,4$ Вт) для частиц SiO_2 , имеющих температуру 300 К (данные о необходимых теплофизических свойствах и коэффициенты переноса аргоновой плазмы взяты из работы [12]).

С учетом возможной неоднородности пространственного распределения температуры для расчета температурных полей в керамических частицах, нагреваемых лазерным излучением, потоком плазмы или их комбинацией, в общем случае будем использовать нестационарное уравнение теплопроводности с распределенным источником тепла. Принимая во внимание предположение о сферической симметрии температурного поля частицы и зависимость свойств ее материала от температуры, это уравнение можно записать в виде

$$\rho \bar{C} \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \chi \frac{\partial T}{\partial r} \right) + D(r, t), \quad 0 \leq r \leq a(t). \quad (4)$$

Здесь $\rho(T)$ — плотность вещества частицы; $\bar{C}(T)$ — его эффективная теплоемкость, вычисляемая с учетом скрытой теплоты плавления W_M и парообразования W_B ; $T(r, t)$ — пространственно-временное распределение температуры в частице; $\chi(T)$ — коэффициент теплопроводности; $a(t)$ — текущее значение ее радиуса;

$$\bar{C} = c + W_M \delta(T - T_M) + W_B \delta(T - T_B),$$

где $c(T)$ — удельная теплоемкость материала; T_M , T_B — соответственно температуры плавления и кипения; $\delta(x)$ — дельта-функция. Величина $D(r, t)$, описывающая выделение энергии в объеме частицы в случае лазерного и комбинированного нагрева, рассчитывается по (1) с учетом изменения во времени как пространственного распределения $\epsilon[T(r, t)]$, связанного с неоднородным нагревом частицы, так и радиуса частицы, например при ее испарении. При моделировании плазменного нагрева частицы объемный источник тепла в уравнении (4) полагается равным нулю.

Начальные и граничные условия для уравнения (4) можно записать в следующем виде:

$$T(r) |_{t=0} = T^0, \quad a |_{t=0} = a^0; \quad -\left(\chi \frac{\partial T}{\partial r} \right) |_{r=a} = q, \quad \frac{\partial T}{\partial r} |_{r=0} = 0,$$

где T^0 ; a^0 — исходные значения соответственно температуры и радиуса частицы. В случае плазменного и комбинированного нагрева величина q рассчитывается по (2), (3). При моделировании лазерного нагрева предполагается, что нагреваемая частица находится в потоке холодного газа с температурой T_{ext} и относительной скоростью u_{ext} . В этом случае для описания теплоотдачи с ее поверхности также можно воспользоваться соотношениями (2), (3), положив в них $T_p = T_{ext}$, $u_p = u_{ext}$.



Для численного решения уравнения (4) использовали полностью неявную разностную схему с дроблением шага по времени для полного учета скрытой теплоты плавления и парообразования. Предполагалось, что испаренный материал мгновенно удаляется с поверхности частицы, при этом он не ослабляет падающий на нее поток излучения и не влияет на условия теплообмена частицы с окружающей средой.

На рис. 2 показано изменение во времени t расчетных значений температуры в центре T_c и на поверхности T_s частиц Al_2O_3 и SiO_2 в процессе их нагрева излучением CO_2 -лазера, потоком аргоновой плазмы и их комбинацией (необходимые температурные зависимости теплофизических параметров и оптических свойств рассматриваемых материалов взяты из работы [4]). Как следует из рис. 2, неоднородное распределение объемного источника тепла в частицах, нагреваемых лазерным излучением (см. рис. 1), приводит к тому, что на начальных этапах нагрева температура на поверхности частицы Al_2O_3 возрастает быстрее, чем в ее центре (ср. штриховую и сплошную кривые 1 рис. 2, а), тогда как в случае SiO_2 наблюдается обратная картина (см. рис. 2, б). При плазменном (поверхностном) нагреве частиц температура на поверхности частицы возрастает быстрее, чем в ее центре для обоих материалов (кривые 2 рис. 2). Что касается комбинированного способа нагрева, то у частиц Al_2O_3 неоднородность нагрева заметно усиливается (кривые 3 рис. 2, а), а у частиц SiO_2 существенно ослабляется (кривые 3 рис. 2, б). В результате комбинированный нагрев частиц SiO_2 может происходить практически равномерно.

Проведенный численный анализ различных способов нагрева мелкодисперсных керамических материалов применительно к условиям напыления

позволяет сделать вывод о возможности управления пространственно-временным распределением температуры в напыляемых частицах путем определенной комбинации плазменного (поверхностного) и лазерного (объемного) способов нагрева, осуществляемой в рамках нового технологического процесса — гибридного плазменно-лазерного напыления.

1. Петров С. В., Карп И. Н. Плазменное газоздушное напыление. — Киев: Наук. думка, 1993. — 496 с.
2. Pawłowski L. Thick laser coatings: A rev. // J. Thermal Spray Technol. — 1999. — 8(2). — P. 279–295.
3. Bushma A. I., Krivitsun I. V. Peculiarities of absorption and scattering of different wavelength laser radiation by fine spherical particles // Lazer technologies in welding and materials processing: Proc. of the Intern. conf. — Katsiveli, Crimea, Ukraine. — Kiev: E. O. Paton Welding Institute, NASU, 2003. — P. 103–107.
4. Бушма А. И., Кривцун И. В. Особенности нагрева мелкодисперсных керамических частиц лазерным излучением // Физика и химия обраб. материалов. — 1992. — № 2. — С. 40–48.
5. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. — М.: Наука, 1982. — 620 с.
6. Бреховских Л. М. Волны в слоистых средах. — М.: Наука, 1973. — 344 с.
7. Излучение неоднородного плазменного шара / В. С. Гвоздецкий, А. Г. Загородний, И. В. Кривцун и др. — Киев, 1983. — 26 с. — (Препр. / АН УССР. Ин-т теорет. физики; 83-167 P).
8. Борн М., Вольф Е. Основы оптики. — М.: Наука, 1968. — 719 с.
9. Золоторев В. М., Морозов В. Н., Смирнова Е. В. Оптические постоянные природных и технических сред: Справочник. — Л.: Химия, 1984. — 215 с.
10. Кутателадзе С. С. Основы теории теплообмена. — М.: Атомиздат, 1979. — 416 с.
11. Цветков Ю. В., Панфилов С. А. Низкотемпературная плазма в процессах восстановления. — М.: Наука, 1980. — 359 с.
12. Boulos M. I., Fauchais P., Pfender E. Thermal plasmas: Fundamentals and applications. — New York, London: Plenum press, 1997. — Vol. 1. — 454 p.

Temperature fields in finely dispersed ceramic particles (Al_2O_3 and SiO_2) heated by the CO_2 -laser radiation, argon plasma flow and their combination, using the volume, surface and combined heat sources, have been calculated through solving the non-stationary equation of heat conduction for a spherical particle, allowing for dependence of optical and thermal-physical properties of particle materials upon the temperature. Shown is the effect of a heating method, as well as optical and thermal-physical properties of materials on space-time distribution of temperature for the above methods.

Поступила в редакцию 20.11.2003