Краткие сообщения по физике № 12-1989 г.

УДК 621.3 /3.826

НАГРЕВ И ПЛАВЛЕНИЕ ДИСПЕРСНЫХ ЧАСТИЦ, ДВИЖУЩИХСЯ ВДОЛЬ ЛАЗЕРНОГО ЛУЧА

В.И. Игошин, С.Ю. Пичугин

Исследованы нагрев и плавление дисперсных частиц, движущихся с газовым потоком вдоль параллельного пучка непрерывного лазерного излучения. Получены выражения для скорости газового потока и длины пути частиц, при которых достигается наибольшая эффективность использования энергии лазерного излучения на плавление диспергированных в газе частиц.

В технологических процессах широко используются разнообразные материалы в виде дисперсных частиц, распыленных в газе. При этом актуальной является проблема эффективного нагрева и плавления таких частиц. Нагрев и плавление дисперсных частиц в высокотемпературном газовом (плазменном) потоке путем теплообмена между горячим газом (плазмой) и частицами характеризуется низкой эффективностью (~ 1%) /1/. Поэтому заслуживают внимания другие методы нагрева и плавления частиц, диспергированных в газе.

Рассмотрим процесс нагрева и плавления дисперсных частиц, движущихся с газовым потоком вдоль параллельного пучка непрерывного лазерного излучения с постоянной скоростью V. Частицы полностью плавятся на расстоянии l от места их входа в поток (начала действия лазерного излучения). Считаем, что концентрация частиц n постоянна по объему на длине l, а сечение Q ослабления частицей лазерного излучения на длине волны λ не изменяется при ее нагреве (это верно для частиц с размерами, много большими λ). Эффективность плавления частиц лазерным излучением представляет собой отношение энергии, переданной всем частицам, расплавленным под действием лазерного излучения за некоторое время, к энергии, излученной лазером за это же время. В данном случае эффективность определяется выражением $\eta = \Delta E n S l / P \Delta t$, где ΔE – количество энергии, которое необходимо передать частице, чтобы она нагрелась до температуры плавления T_1 и полностью расплавилась; S – площадь поперечного сечения лазерного пучка; P – мощность лазера; Δt – время прохождения частицей расстояния l. Так как $l = V\Delta t$ и $P = SI$, где I – (средняя) интенсивность лазерного излучения до входа в поток с частицами, то

$$\eta = \Delta E n V / I. \qquad (1)$$

Таким образом, для заданных величин n и I наибольшая эффективность плавления частиц η_{max} достигается при максимальной скорости V_{max}, при которой частицы еще могут полностью расплавиться на расстоянии l, двигаясь вдоль лазерного пучка. При $V > V_{max}$ частицы уносятся газовым потоком, не успев расплавиться.

В случае $V = V_{max}$ интенсивность лазерного излучения на расстоянии плавления l составит $I \exp(-al) = I_m$, где $a = nQ$ – коэффициент ослабления излучения частицами в газе (полагаем, что газ прозрачен для лазерного излучения), I_m – минимальная интенсивность лазерного излучения, необходимая для нагрева одиночной частицы в газе до температуры плавления T_1. Эта интенсивность определяется из условия равенства поглощаемой и теряемой энергий для частицы, нагретой до температуры T_1, при постоянной интенсивности действующего на нее излучения. Зная I_m, можно найти длину плавления l, при которой достигается наибольшее значение η: $l = \ln(I/I_m)/a$.

Соответствующие значения V_{max} и Δt находят, решая уравнения теплового баланса для частицы, нагреваемой и расплавляемой лазерным излучением в газовом потоке. Эти уравнения для сферической частицы с радиусом r_0, записанные в предположении однородности и квазистационарности ее нагрева, имеют вид:

$$dT_0/dt = F(t, T_0), \quad 0 \leqslant t \leqslant \Delta t_1, \quad t > \Delta t, \tag{2}$$

$$dE/dt = (4/3)\pi r_0^3 c_0(T_1)\rho_0 F(t, T_1), \quad \Delta t_1 \leqslant t \leqslant \Delta t, \tag{3}$$

где $F(t, T_0) = [3K_a(T_0) I/4r_0\rho_0 c_0(T_0)]\exp(-aVt) - [3\mu_\infty T_\infty/(q+1) r_0^2\rho_0 c_0(T_0)][(T_0/T_\infty)^{q+1} - 1] - [3\epsilon\sigma T_0^4/r_0\rho_0 c_0(T_0)]$; T_0 – температура частицы, ϵ – интегральная излучательная способность частицы при температуре T_0, σ – постоянная Стефана – Больцмана, $c_0(T_0)$ и ρ_0 – удельная теплоемкость и плотность вещества частицы, $K_a(T_0)$ – фактор эффективности поглощения частицы на длине волны лазерного излучения, T_∞ – температура газа, μ_∞ – коэффициент теплопроводности газа μ при температуре T_∞; предполагается следующая зависимость: $\mu(T) \doteq \mu_\infty(T/T_\infty)^q$, Δt_1 – время нагрева частицы до температуры плавления. Используя (2), находим

$$I_m = [4\mu_\infty T_\infty/(q+1) r_0 K_a(T_1)][(T_1/T_\infty)^{q+1} - 1] + 4\epsilon\sigma T_1^4/K_a(T_1). \tag{4}$$

В общем случае уравнения (2), (3) решают численно. Для определения V_{max} с помощью (2), (3) сделаем несколько упрощений. Пренебрежем вторым и третьим членами в (2) по сравнению с первым, то есть пренебрежем потерями на теплопроводность и излучение при нагреве частицы от T_∞ до T_1. Тогда $\Delta t_1 = -\ln(1 - aV\Delta T/A)/aV$, где $\Delta T = T_1 - T_\infty$, $A = 3K_a I/(4r_0\rho_0 c_0)$, K_a и c_0 – средние значения $K_a(T)$ и $c_0(T)$ в интервале температур $T_\infty - T_1$. Интегрируя (3) от Δt_1 до Δt и учитывая, что $I\exp(-aV\Delta t) = I_m$ при $V = V_{max}$, получаем

$$-\ln(1 - aV_{max}\Delta T/A) - aV_{max}Lb/c_0 A + (1 - aV_{max}\Delta T/A)b - 1 = \ln b,$$

где $b = I/I_m$, L – теплота плавления вещества частицы. Полагая в этом выражении $\ln(1 - aV_{max}\Delta T/A) \approx -aV_{max}\Delta T/A$, получаем

$$aV_{max} \approx \frac{Ac_0 K_a(T_1)(b - \ln b - 1)}{b[LK_a + \Delta T c_0 K_a(T_1)] - \Delta T c_0 K_a(T_1)}. \tag{5}$$

Используя (1) и (5), и учитывая, что $\Delta E = (4/3)\pi r_0^3\rho_0(L + c_0\Delta T)$, находим

$$\eta_{max} \approx \frac{K_a}{K} \, \frac{(L + c_0\Delta T)(b - \ln b - 1)}{[LK_a/K_a(T_1) + c_0\Delta T]b - c_0\Delta T}, \tag{6}$$

где $K = Q/\pi r_0^2$. Если пренебречь в знаменателе (6) значением $c_0\Delta T$ и считать, что $K_a \cong K_a(T_1)$, то получим простое выражение

$$\eta_{max} \approx (K_a/K)(1 - \ln b/b - 1/b). \tag{7}$$

Из (6) и (7) видно, что при увеличении параметра $b = I/I_m$ максимальная эффективность возрастает, стремясь при $I \gg I_m$ к значению K_a/K, которое является верхним пределом для эффективности нагрева и плавления диспергированных в газе частиц лазерным излучением. Таким образом, при больших значениях K_a/K эффективность плавления дисперсных частиц может быть весьма велика в случае $I \gg I_m$ (для крупных сильнопоглощающих частиц $K_a/K \cong 50\%$ /2/).

Приведем оценки нагрева и плавления под действием излучения непрерывного CO_2 лазера частиц корунда Al_2O_3 с радиусом 50 мкм, распыленных в потоке воздуха с температурой $T_\infty = 300$ К. Комплексный показатель преломления Al_2O_3 на длине волны 10,6 мкм при температуре T составляет $0{,}8 + i(1{,}94 \cdot 10^{-2} + T \cdot 1{,}02 \cdot 10^{-4})$ $(300 \leqslant T \leqslant 2320$ К) /3/. Расчеты по формулам теории Ми /2/ показывают, что для частиц Al_2O_3 с $r_0 = 50$ мкм $K_a(T) = 0{,}66$ при $T = 300$ К с увеличением температуры $K_a(T)$ быстро возрастает и достигает практически постоянного значения $K_a \cong 0{,}9$ вплоть до $T = T_1 = 2320$ К. При этом $K \cong 2$ для всех T. Поэтому можно положить $K_a \approx K_a(T_1) \approx 0{,}9$, так что верхний предел для η_{max} составляет 45%. Для простоты также полагаем $c_0 \cong c_0(T_1)$. Используя (4), находим, что в рассматриваемом случае ($q = 0{,}8$) $I_m \cong 1{,}5$ кВт/см^2.

В расчетах значения aV_{max} находили с помощью численного решения уравнений (2), (3) и из выражения (5). Результаты расчетов aV_{max} и η_{max} для различных значений I приведены в табл. 1. Выражение (5) дает практически те же значения aV_{max}, что и найденные из численного решения (2), (3). Соответствующие значения η_{max}, найденные по формуле (6), совпадают с расчетными значениями η_{max}. Конкретные значения длины плавления l и скорости частиц V_{max} определяются объемной концентрацией частиц n. Например, при $n = 10^3$ см$^{-3}$ $a \cong 2\pi r_0^2 n \cong 0{,}16$ см$^{-1}$ и, в частности, для $I = 8$ кВт/см^2 $l \cong 11$ см, а $V_{max} \cong 6{,}1$ м/с.

Таблица 1

Результаты расчетов aV_{max} и η_{max} для нагрева и плавления частиц корунда излучением CO_2 лазера

I, кВт/см^2	aV_{max}, с$^{-1}$		η_{max}, %
	расчет	формула (5)	
4	10	12	13
8	36	38	24
16	96	97	32
24	158	159	35

Таким образом, в настоящей работе исследован лазерный нагрев и плавление диспергированных в газовом потоке частиц. Получены простые приближенные выражения для скорости частиц, времени плавления, при которых достигается наибольшая эффективность плавления частиц под действием лазерного излучения. Эти выражения дают значения, близкие к значениям параметров, найденных в численных расчетах. Расчетная эффективность плавления сильнопоглощающих частиц (например, Al_2O_3) под действием излучения непрерывного CO_2 лазера составит 25 – 35% при интенсивности лазерного излучения 10–20 кВт/см^2, что намного превосходит эффективность плавления частиц в высокотемпературном газовом потоке.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кудинов В. В., Иванов В. М. Нанесение плазмой тугоплавких покрытий. М., Машиностроение, 1981.
2. Хюлст Г. Ван де. Рассеяние света малыми частицами. М., ИЛ, 1961.
3. Негин А. Е., Осипов В. П., Пахомов А. В. Квантовая электроника, 13, 2208 (1986).

Поступила в редакцию 22 сентября 1989 г.