

УДК 621.7

О ВЛИЯНИИ ДАВЛЕНИЯ ОТДАЧИ ПРИ ИСПАРЕНИИ НА ДВИЖЕНИЕ ЧАСТИЦ ПОРОШКА В СВЕТОВОМ ПОЛЕ ПРИ ЛАЗЕРНОЙ НАПЛАВКЕ

И. О. Ковалева, О. Б. Ковалев

Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН,
630090 Новосибирск
E-mail: kovalev@itam.nsc.ru

Предложена модель, учитывающая ускорение частиц порошка за счет действия силы, обусловленной отдачей паров материала с облученной части поверхности частицы. Представлены результаты численного анализа процессов тепло- и массообмена при движении одиночных частиц порошка из нержавеющей стали в потоке газа и световом поле лазерного излучения в условиях лазерной наплавки. Установлено, что ускорение частиц зависит от их диаметра, скорости несущего газа, свойств материала порошка, а также от мощности лазерного излучения и степени ослабления плотности мощности в пучке в направлении его воздействия на подложку. Проведено сравнение результатов расчета и данных эксперимента по светореактивному ускорению одиночных частиц (алюминия, оксида алюминия и графита) под действием импульсного лазерного излучения.

Ключевые слова: лазерная наплавка, частицы порошка, несущий газ, лазерное излучение, давление отдачи паров, светореактивное движение, моделирование.

Введение. Технология лазерной наплавки широко известна и применяется в различных отраслях машиностроения, в частности при восстановлении изношенных деталей машин и механизмов. Например, восстанавливаемые методом лазерной наплавки детали коленчатых валов большегрузных автомобилей имеют ресурс работы, сравнимый с ресурсом работы нового изделия. При этом стоимость восстановления составляет 30–40 % стоимости нового коленчатого вала.

Исследованию лазерно-порошковой наплавки посвящено большое количество работ, обзоры которых приведены в ряде монографий [1, 2]. В частности, в [3] описана технология лазерного изготовления изделия, форма которого близка к окончательной (laser engineered net shaping (LENS)). В технологии LENS используется лазер мощностью от 500 Вт до 2 кВт для расплавления металлического порошка и получения объемной заготовки с плотностью, равной плотности основного материала. Металлический порошок транспортируется с помощью разработанной компанией Optomes системы подачи порошка, позволяющей точно регулировать его расход. В данной технологии, в отличие от других технологий лазерной наплавки и прототипирования, сопло в системе LENS является некоаксиальным (рис. 1, а): центральное сопло, через которое подается лазерное излучение, окружено некоторым количеством газопорошковых сопел.

На рис. 1, б представлена схема устройства лазерно-порошковой головки. Характерный размер частиц $20 \div 80$ мкм, диаметр лазерного луча $100 \div 600$ мкм. Подача присадочного

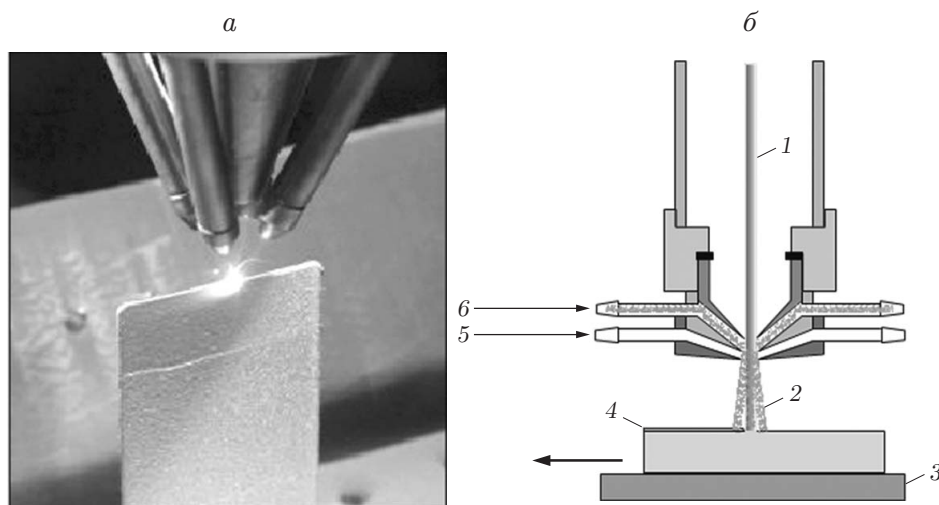


Рис. 1. Процесс лазерной наплавки:

а — наплавочная лазерно-порошковая головка и обрабатываемая деталь; *б* — схема устройства лазерно-порошковой головки (1 — лазерный луч, 2 — частицы, 3 — подложка, 4 — слой наплавки, 5 — защитный газ, 6 — несущий газ с частицами)

материала является важным элементом процесса. Параметры газового потока и излучения должны быть оптимизированы для обеспечения плавления частиц и их столкновения с подложкой в соответствующей области. Мощность лазерного излучения, его фокусировка, плотность распределения энергии излучения в пучке, а также расходы газа и частиц являются управляющими параметрами, контролирующими наплавку.

В работе [4] численно исследован процесс нагрева частиц порошка из нержавеющей стали расфокусированным лучом в условиях, приближенных к условиям коаксиальной лазерной наплавки. Для расчета движения и нагрева одиночной сферической частицы в потоке несущего газа (аргона) используется известная траекторная модель, дополненная простыми полуэмпирическими моделями плавления, тепло- и массообмена с окружающим газом, в которых соотношения осреднены по размеру частицы. В расчетах показано, что лазерный нагрев приводит к повышению температуры порошка в целом. При этом испарение частиц при высокой мощности излучения вызывает значительные потери массы материала порошка, которые для стальных частиц диаметром $20 \div 200$ мкм при мощности излучения до 3000 Вт могут достигать 25 %.

Одним из результатов взаимодействия лазерного излучения с газопорошковой средой является реактивное движение частиц в световом поле. Силы, обусловленные наличием лазерного источника, могут быть достаточно велики и оказывать влияние на перемещение малых частиц в различных средах. Движение частиц в лучах мощного лазерного излучения исследуется начиная с 60-х гг. XX в., когда появились первые лазеры. Движение частиц может быть обусловлено действием светового давления, а также реактивной и фотофоретической сил. Возникновение реактивной и фотофоретической сил обусловлено неравномерным нагревом поверхности частицы лазерным светом [5].

В работе [6] сформулирована задача о светореактивном ускорении макрочастиц вещества, размеры которых составляют порядка 0,1 мм, до скоростей, равных $10^4 \div 10^5$ м/с. Использовались частицы металлических опилок и порошка корунда, помещенные в поле излучения рубинового лазера. Показано, что давление отдачи при испарении превышает световое давление на 3–4 порядка и обуславливает лазерное ускорение частиц при нормальных условиях.

В работе [7] исследовалась возможность ускорения заряженных частиц за счет поверхностного испарения при наличии мощного лазерного излучения. Алюминиевые частицы диаметром 25 мкм, свободно подвешенные в изменяющемся со временем электрическом поле, обладающем фокусирующими свойствами, находились внутри фокального пятна диаметром 100 мкм, создаваемого стандартным рубиновым лазером с плотностью мощности 10^{10} Вт/м² и энергией порядка 0,1 Дж. Лазерные импульсы вносили вклад в поэтапное ускорение частиц и одновременно обеспечивали возможность визуализации их траекторий. За счет давления отдачи при испарении материала получены скорости порядка 200 м/с, направление которых совпадает с направлением луча. Представленные результаты удовлетворяют закону сохранения импульса, в котором учтено частичное испарение материала частиц.

В [8] представлены результаты теоретического анализа процесса абляционного ускорения алмазных частиц небольшого размера (от 25 мкм до 1 мм) до экстремально высоких скоростей (порядка 10^5 м/с) с помощью сверхмощного лазерного излучения (плотность мощности более 10^{13} Вт/м²). Показано, что неравномерность нагрева и испарения поверхности вызывает вращение частицы и как следствие колебания скорости в направлении, перпендикулярном направлению излучения. Эти колебания могут привести к изменению направления движения частицы и выходу ее из зоны луча. Предложен способ стабилизации движения частиц в луче за счет выбора распределения плотности интенсивности в пучке.

В работе [9] теоретически и экспериментально изучено светореактивное движение углеродных частиц в лазерном поле. Частицы с размером, приближенно равным 100 мкм, облучались периодическим (с периодом $\tau = 1$ мс) излучением неодимового лазера с длиной волны 1,06 мкм и плотностью мощности в пучке, приблизительно равной 10^8 Вт/м². Одиночная частица подвешивалась на кварцевой нити. Исследования показали, что при средней интенсивности лазерного излучения $3,3 \cdot 10^8$ Вт/м² максимальная скорость частицы составляет 29 м/с. Наблюдался интенсивный выброс массы нагретого вещества навстречу лазерному лучу. Характер траектории движения твердой частицы свидетельствует о существенной неоднородности температуры поверхности частицы и об отсутствии выбросов массы в теневой области частицы.

В [10] приведены результаты экспериментального исследования влияния плотности лазерной энергии на скорость твердых сапфировых частиц, ускоряемых в поле субмиллисекундного импульса лазера YAG:Er, работающего в режиме генерации на длине волны, равной 2,94 мкм. Установлено, что в период действия лазерного импульса скорость частиц увеличивается с увеличением плотности энергии излучения. Для частиц оксида алюминия (Al₂O₃) диаметром 12 мкм в диапазоне значений плотности энергии от $40 \cdot 10^{-4}$ до $250 \cdot 10^{-4}$ Дж/м² значение скорости увеличивается с 65 до 250 м/с.

Сила отдачи, обусловленная выбросом паров с поверхности твердого тела при использовании лазерного источника для создания реактивной тяги, исследовалась в работах [11, 12]. В настоящее время существуют лазерные двигатели, в основе работы которых лежит реактивная тяга, возникающая за счет воздействия сфокусированного излучения на вещество, выполняющее роль топлива [12].

При лазерной наплавке обычно используется луч мощностью до 5 кВт с пятном фокусировки на подложку диаметром 4 ÷ 6 мм, что обеспечивает удельную мощность порядка $10^8 \div 10^9$ Вт/м² [1, 2]. Однако влияние механизма лазерного испарения на движение частиц в газовом потоке при лазерной наплавке до сих пор не исследовалось.

Данная работа посвящена изучению процессов нагрева и транспортировки частиц порошка в газовом потоке при воздействии лазерного излучения, вызывающего светореактивное ускорение частиц при лазерной наплавке.

1. Основные уравнения и метод решения. При внешнем подводе тепла к частице металла, находящейся в потоке газа или плазмы, происходят ее нагрев и плавление. С увеличением температуры жидкая частица начинает испаряться, при этом интенсивность испарения возрастает по мере приближения температуры частицы к температуре кипения. Далее происходит интенсивный процесс испарения, в результате которого диаметр частицы уменьшается, а температура остается постоянной и равна температуре кипения. Движение частицы в потоке газа осуществляется за счет действия следующих гидродинамических сил, обусловленных взаимодействием этой частицы с газом [13]: силы сопротивления за счет вязкости газа F_d , суммы сил F_p различной гидродинамической природы (силы Магнуса, силы присоединенных масс, силы термофореза и др.). При необходимости учитывается также сила тяжести.

Рассмотрим законы сохранения, имеющие место при движении одиночных частиц металла в потоке газа и излучения. Помимо перечисленных выше сил, действующих на частицу, введем в рассмотрение силу F_r , обусловленную испарением материала частицы за счет одностороннего воздействия на нее прямого лазерного излучения. Если на частицу попадает лазерный луч, то на облученной части ее поверхности могут возникать различные режимы испарения, которые зависят от интенсивности лазерного излучения.

При плотности мощности в пучке I_λ , не превышающей порогового значения I_{th} (пороговое значение для стали $I_{th} = 30 \cdot 10^8 \text{ Вт/м}^2$ [11]), имеет место режим нагрева, при котором тепло, подводимое к поверхности частицы, успевает отводиться внутрь частицы за счет теплопроводности. Частица разогревается, плавится, а при достижении температуры кипения T_b (при нормальном атмосферном давлении) интенсивно испаряется. Такой режим будем называть медленным режимом испарения. В случае, когда плотность мощности в пучке превышает пороговое значение ($I_\lambda > I_{th}$), имеет место быстрый режим испарения, при котором поверхностный слой частицы плавится и испаряется настолько быстро, что весь объем частицы не успевает прогреться. В обоих случаях имеет место отдача паров материала с облученной поверхности частицы, в результате которой возникает реактивная сила.

При построении физико-математической модели используются следующие предположения и упрощения:

- рассматривается плоская постановка задачи в декартовой системе координат x, z ;
- направление вектора скорости несущего газа $\mathbf{V}_g = (0, w_g)$ совпадает с направлением действия луча и силы тяжести;
- температура газа T_g постоянна и равна начальной температуре $T_a = 300 \text{ К}$;
- используется излучение CO_2 -лазера с длиной волны $10,6 \text{ мкм}$, распределение плотности мощности лазерной энергии $I_\lambda(x, z)$ описывается функцией Гаусса;
- предполагается, что газ прозрачен для излучения, т. е. не взаимодействует с лазерным лучом;
- рассматривается N одиночных частиц сферической формы с одинаковым радиусом $r_i \equiv r_0, i = 1, 2, \dots, N$;
- вводится средний по сечению частицы A_i коэффициент поглощения лазерного излучения K_{ab} , который считается постоянным;
- столкновения между частицами отсутствуют;
- за счет давления отдачи паров при испарении возникает реактивная сила $\mathbf{F}_{ri} = (0, f_{ri})$, направление действия которой совпадает с направлением луча;
- вращением частиц пренебрегается.

1.1. *Уравнения движения и тепломассообмена частиц порошка в потоке газа и световом поле лазерного излучения.* Предполагается, что одиночной частице сферической формы с радиусом r_i соответствуют вектор скорости центра масс $\mathbf{V}_i = (u_i, w_i)$ и средняя

по объему частицы температура T_i . Законы сохранения для такой частицы записываются в лагранжевых переменных с учетом уравнения механики тела переменной массы [14], при этом поле течения газа считается заданным. С учетом заданных распределений скорости \mathbf{V}_g и температуры T_g газа, а также плотности мощности лазерного излучения $I_\lambda(x, z)$ уравнения движения и тепломассообмена одиночной частицы могут быть записаны в виде

$$\frac{d\mathbf{X}_i}{dt} = \mathbf{V}_i, \quad \mathbf{X}_i = (x_i, z_i), \quad \mathbf{V}_i = (u_i, w_i); \quad (1)$$

$$m_i \frac{d\mathbf{V}_i}{dt} = \frac{1}{2} \rho_g A_i |\mathbf{V}_g - \mathbf{V}_i| (\mathbf{V}_g - \mathbf{V}_i) C_{Di} + \mathbf{F}_{gi} + \mathbf{F}_{ri}; \quad (2)$$

$$\frac{dm_i E_i}{dt} = A_i I_\lambda K_{ab} - H_{gi} (T_i - T_g) S_i - \varepsilon \sigma (T_i^4 - T_g^4) S_i; \quad (3)$$

$$\frac{dm_i}{dt} = -S_i \dot{\omega}_i, \quad \dot{\omega}_i = K_{gi} \frac{M_g}{\gamma R T_g} P_a \ln \frac{P_a}{P_a - P_{ei}}, \quad m_i = \frac{4}{3} \pi r_i^3 \rho; \quad (4)$$

$$T_i = \begin{cases} E_i/c_s, & E_i \leq c_s T_m, \\ T_m, & c_s T_m < E_i \leq c_s T_m + L_f, \\ T_b, & c_s T_m + L_f + c_m (T_b - T_m) < E_i \leq \\ & \leq c_s T_m + L_f + c_m (T_b - T_m) + L_e, \\ T_m + (E_i - c_s T_m - L_f - L_e)/c_m, & E_i \geq c_s T_m + L_f + c_m (T_b - T_m) + L_e; \end{cases} \quad (5)$$

$$E_i = \int_{T_a}^{T_i} c(T_i) dT, \quad I_\lambda(x, z) = \frac{2W}{\pi \omega_z^2} \exp\left(-\frac{2x^2}{\omega_z^2}\right), \quad (6)$$

$$\omega_z^2 = \omega_0^2 + K_\lambda^2 (z - z_f)^2, \quad K_\lambda = \frac{\lambda}{\pi \omega_0},$$

$$\mathbf{F}_{ri} = (0, f_{ri}), \quad f_{ri} = \begin{cases} 0, & T_i < T_m, \quad I_\lambda < I_{th}, \\ A_i P_{si}, & T_i \geq T_m, \quad I_\lambda < I_{th}, \\ A_i P_{fi}, & I_\lambda \geq I_{th}. \end{cases}$$

Здесь t — время; x, z — координаты декартовой системы; $\mathbf{X}_i = (x_i, z_i)$, $\mathbf{V}_i = (u_i, w_i)$ — координаты центра масс и вектор скорости i -й частицы; $\mathbf{V}_g = (u_g, w_g)$ — вектор скорости газа; T_i, T_g — температуры частицы и газа соответственно; $r_i, m_i, S_i = 4\pi r_i^2, A_i = \pi r_i^2$ — радиус, масса, площадь поверхности, площадь миделевого сечения i -й частицы соответственно; ρ, ρ_g — плотности материала частицы и газа; T_m — температура плавления; T_b — температура кипения; L_e — удельная теплота испарения; L_f — удельная теплота плавления; c_s, c_m — удельные теплоемкости частицы в твердом и жидком состояниях; ε — степень черноты; σ — постоянная Стефана — Больцмана; M_g — молекулярная масса пара; W, K_{ab} — мощность и коэффициент поглощения излучения; H_{gi}, K_{gi} — коэффициенты тепло- и массообмена; $\mathbf{F}_{gi} = (0, m_{ig}), \mathbf{F}_{ri} = (0, f_{ri})$ — массовая и светореактивная силы; g — ускорение свободного падения; $\lambda = 10,6$ мкм — длина волны излучения; z_f — координата фокуса линзы; ω_0 — радиус пучка в фокальной плоскости; P_a — атмосферное давление.

В случае режима быстрого испарения при любой температуре частицы T_i и плотности мощности $I_\lambda \geq I_{th}$ выражение для давления отдачи паров имеет вид [11]

$$P_{fi} = I_\lambda K_{ab} u_e / L_e,$$

а в случае режима медленного испарения при $T_i \geq T_m$, $I_\lambda < I_{th}$ — вид [15]

$$P_{si} = 0,54P_{ei}(T_i).$$

Здесь $u_e = \sqrt{0,65\gamma RT_e/M_g}$ — скорость истечения паров материала с поверхности частицы при температуре испарения $T_b \leq T_e \leq 1,6T_b$ [11]; γ — отношение удельных теплоемкостей газа; R — универсальная газовая постоянная.

Равновесное давление насыщенного пара рассчитывается с использованием уравнения Клаузиуса — Клапейрона

$$P_{ei}(T) = P_a \exp\left(A_e - \frac{B_e}{T_i}\right), \quad A_e = \frac{M_g L_e}{RT_b}, \quad B_e = \frac{M_g L_e}{R}.$$

Коэффициент теплообмена $H_{gi} = \text{Nu} \lambda_g / (2r_i)$ вычисляется с использованием чисел Нуссельта $\text{Nu}_i = 2 + 0,6 \text{Pr}^{1/3} \text{Re}_i^{1/2}$, Прандтля $\text{Pr} = c_g \mu_g / \lambda_g$ и Рейнольдса $\text{Re}_i = 2r_i |\mathbf{V}_g - \mathbf{V}_i| \rho_g / \mu_g$ (μ_g , c_g , λ_g — вязкость, удельная теплоемкость, теплопроводность газа соответственно). Коэффициент массообмена $K_{gi} = \text{Sh}_i D_g / (2r_i)$ рассчитывается с использованием чисел Шервуда $\text{Sh}_i = 2 + 0,6 \text{Sc}^{1/3} \text{Re}_i^{1/2}$ и Шмидта $\text{Sc} = \mu_g / (D_g \rho_g)$ (D_g — коэффициент диффузии в газе). Для вычисления коэффициента сопротивления C_{Di} использовалась аппроксимация стандартной зависимости кривой сопротивления сферы в несжимаемой жидкости $C_{Di} = (24 / \text{Re}_i)(1 + 0,179 \text{Re}_i^{0,5} + 0,013 \text{Re}_i)$ при $\text{Re}_i < 1000$.

1.2. *Метод численного решения.* Исходные уравнения (1)–(6) преобразуются и приводятся к системе обыкновенных дифференциальных уравнений вида $d\mathbf{Y}/dt = \mathbf{F}(\mathbf{Y})$, которая является автономной, поскольку ее правая часть не зависит от времени t . Здесь $\mathbf{Y} = \{x_i(t, x, z), z_i(t, x, z), u_i(t, x, z), w_i(t, x, z), E_i(t, x, z), r_i(t, x, z)\}$ ($i = 1, 2, \dots, N$) — искомая вектор-функция. Для получения численного решения использовался метод Рунге — Кутты четвертого порядка точности с переменным шагом по времени и автоматическим регулированием задаваемой точности вычислений.

1.3. *Начальные условия.* В начальный момент времени $t = 0$ точки с координатами $x_i(0, x_{i0}, 0) = x_{i0}$, $z_i(0, x_{i0}, 0) = 0$ (центры масс частиц) размещались на отрезке AB произвольно (рис. 2). Для каждой частицы модуль вектора скорости задавался одинаковым по величине V_0 , но с некоторым случайным отклонением δV_i : $|\mathbf{V}_i(0, x_{i0}, 0)| = V_0 \pm \delta V_i$, $i = 1, 2, \dots, N$. Направления векторов скоростей $\mathbf{V}_i = (u_i, w_i)$ частиц фокусировались в

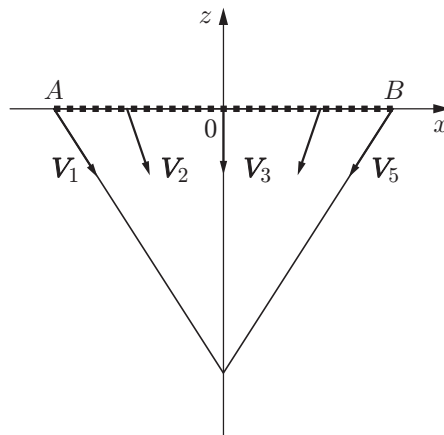


Рис. 2. Схема ввода и фокусировки частиц порошка в начальный момент времени

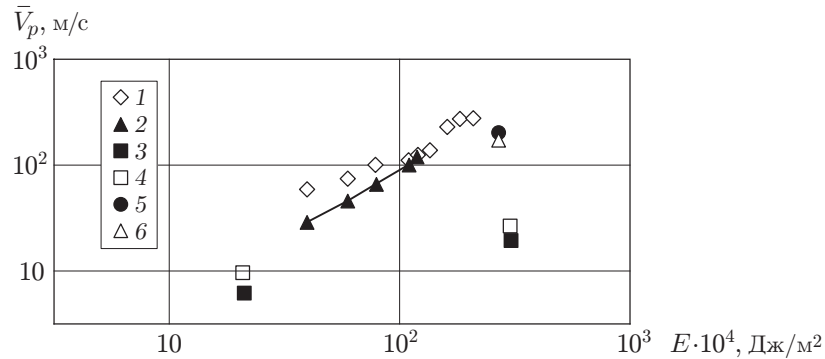


Рис. 3. Зависимость скорости движения частиц от плотности энергии лазерного импульса:

1 — эксперименты [10], 2 — расчеты для частиц Al_2O_3 (диаметр $d_p = 12$ мкм, длительность импульса $\tau_0 = 40$ мкс); 3 — эксперименты [9], 4 — расчеты для частиц графита ($d_p = 180$ мкм, $\tau_0 = 1$ мс); 5 — эксперимент [7], 6 — расчет для частиц Al ($d_p = 25$ мкм, $\tau_0 = 0,45$ мс)

некоторой точке на оси луча с координатами $(0, z_0)$:

$$u_i(0, x_{i0}, 0) = -\frac{(V_0 \pm \delta V_i)x_{i0}}{\sqrt{x_{i0}^2 + z_0^2}}, \quad w_i(0, x_{i0}, 0) = -\frac{(V_0 \pm \delta V_i)z_0}{\sqrt{x_{i0}^2 + z_0^2}}.$$

Значения температуры и радиуса частиц в начальный момент задавались постоянными: $T_i(0, x_{i0}, 0) = T_a$, $r_i(0, x_{i0}, 0) = r_0$.

2. Результаты расчетов. Ниже приведены результаты расчета движения частиц в потоке газа при наличии лазерного излучения.

2.1. *Ускорение одиночных частиц в световом поле импульсного лазерного излучения.* Тестирование предложенной выше модели проводилось на примере решения задачи для одиночных частиц, светореактивное движение которых индуцировалось импульсным лазерным излучением. На рис. 3 представлены зависимости скорости движения частиц от плотности энергии лазерного импульса в логарифмической системе координат для различных материалов. В расчетах использовались физические параметры материалов частиц: алюминия (Al), оксида алюминия (Al_2O_3), углерода (графита) и нержавеющей стали (см. таблицу). На рис. 3 приведены также экспериментальные данные работ [7, 9, 10] для Al, Al_2O_3 и графита.

2.2. *Движение частиц порошка в потоке газа и световом поле луча при лазерной наплавке.* Результаты расчетов, представленные в данном подпункте, показывают, что характеристики частиц порошка (скорость, температура, траектория, диаметр) изменяются во времени и пространстве в зависимости от положения этих частиц в световом поле лазерного пучка, характеристик излучения и начальных параметров частиц и газа.

В расчетах особое внимание уделялось исследованию влияния давления отдачи паров на движение частиц, при этом использовались характеристики нержавеющей стали, приведенные в таблице.

На рис. 4, 5 показано характерное изменение параметров частиц в направлении оси z в потоке газа и излучения при вариации мощности в пучке W , а также в отсутствие ($\mathbf{F}_{ri} \equiv 0$) или при наличии ($\mathbf{F}_{ri} \neq 0$) светореактивной силы. Расчеты проведены для 100 частиц одинакового радиуса $r_0 = 45$ мкм. Использовался расфокусированный гауссов пучок с радиусом в перетяжке $\omega_0 = 300$ мкм. Движение частиц рассматривалось в расчетной области $\Omega(x, z)$: $x \in [-15 \text{ мм}, +15 \text{ мм}]$, $z \in [0, 150 \text{ мм}]$.

Термофизические характеристики материала частиц порошка и лазерного излучения

Материал	T_m , К	T_b , К	L_f , кДж/кг	L_c , кДж/кг	ρ_s , кг/м ³	ρ_m , кг/м ³	c_s , Дж/(кг·К)	c_m , Дж/(кг·К)	K_{ab}	M_g , г/моль	$I_{th} \cdot 10^8$, Вт/м ²	λ , мкм
Нержавеющая сталь	1809	3137,6	272	6100	6900	6610	477	810	0,30	56	30*	10,60
Алюминий	933	2792	1060	12000	2700	2289	929	1090	0,07	27	240*	1,06
Оксид алюминия (Al ₂ O ₃)	2323	3253	1070	19390	3970	2540	770	1600	0,07 ÷ 0,15	101,96	30	2,94
Углерод (графит)	3823	4300	8750	59240	2300	1900	840	2000	0,718 ÷ 0,878	12	60**	1,06

Примечание. Данные, приведенные в таблице, указаны на сайте <http://ru.wikipedia.org/>.

* Данные работы [1].

** Данные работы [11].

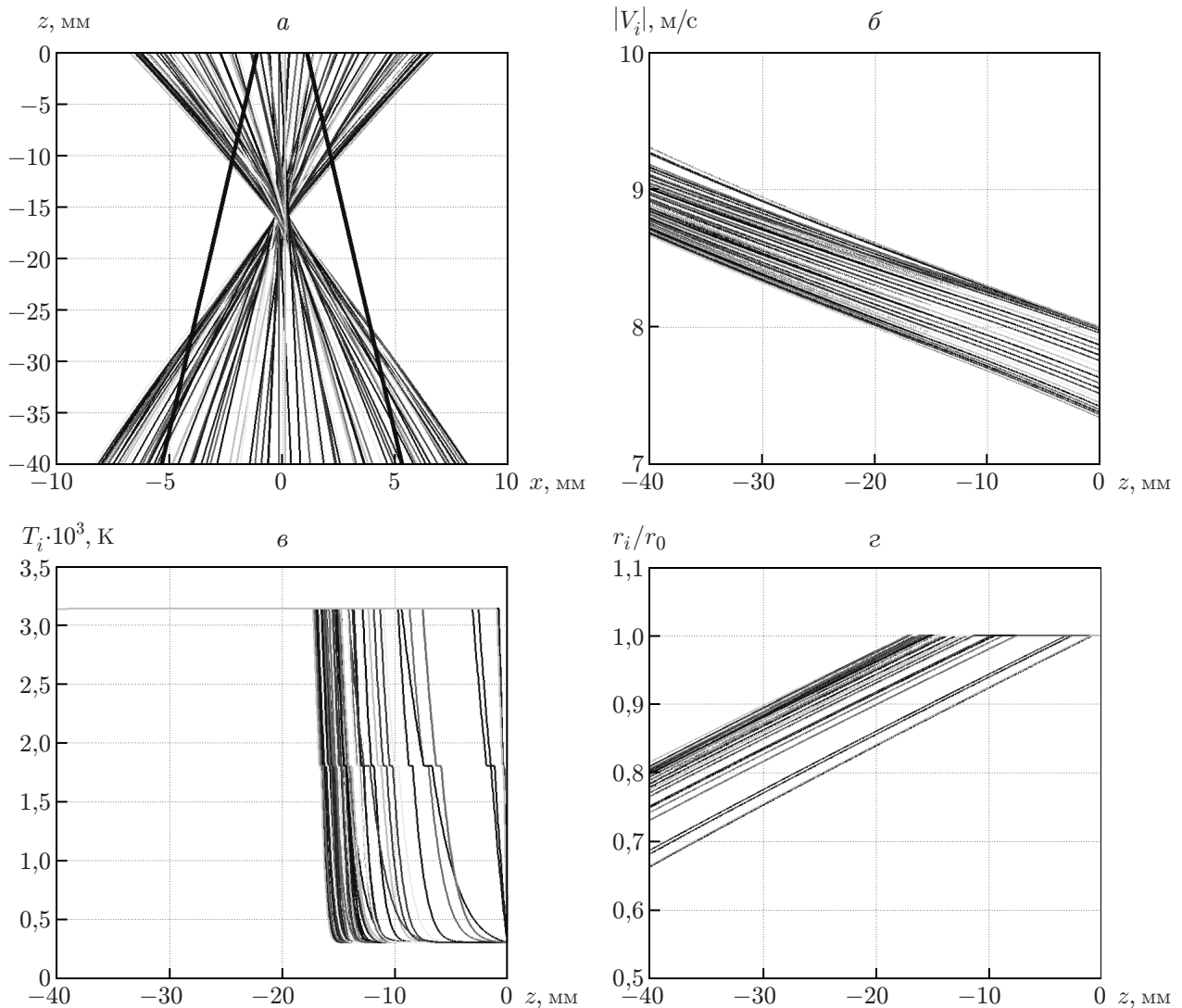


Рис. 4. Траектории и параметры частиц в световом поле лазерного луча в отсутствие светореактивной силы ($F_{ri} \equiv 0$, $W = 3000$ Вт):

a — траектории частиц в световом поле лазерного луча, *б-г* — распределение параметров частиц по оси z (*б* — скорость, *в* — температура, *г* — радиус)

Расчеты без учета светореактивной силы. На рис. 4, *a* приведены траектории частиц. Движение частиц начинается с линии $z = 0$. В случае $F_{ri} \equiv 0$ их практически прямые траектории сходятся в некоторой окрестности точки ($x = 0$, $z = -17$ мм), а затем расходятся. Как и следовало ожидать, без учета реактивной силы ($F_{ri} \equiv 0$) скорости частиц монотонно возрастают от значений $|V_i(0, x_{i0}, 0)| = (7,5 \pm 0,4)$ м/с до значений, близких к скорости газа $|V_g| = 15$ м/с (см. рис. 4, *б*).

При мощности излучения $W = 3000$ Вт на малом участке длиной около 15 мм температура частиц существенно изменяется от начального значения $T_a = 300$ К до значения, равного температуре кипения T_b , при этом каждая частица успевает расплавиться (см. рис. 4, *в*). Те частицы, движение которых начинается в световом поле и которые не выходят из зоны луча, находятся в нем в течение максимального времени. Температура этих частиц почти мгновенно становится равной температуре кипения. Другие частицы могут входить в световое поле под некоторым углом к оси z и свободно выходить из него.

В отсутствие светореактивной силы лазерное излучение не оказывает влияния на скорость и траектории частиц. На рис. 4,з видно, что радиус частиц изменяется за счет испарения. Температура почти мгновенно повышается до значения, близкого к температуре кипения T_b . Частица интенсивно испаряется, что приводит к существенному уменьшению ее диаметра (на 20–30 % относительно начального значения). Следует отметить, что этот результат согласуется с полученными в [4] результатами расчетов, которые также были проведены без учета светореактивного движения частиц.

Таким образом, при повышении мощности излучения в отсутствие реактивной силы все частицы интенсивно испаряются. Это означает, что потеря массы наплавляемого материала должна быть существенной. Однако в реальности она незначительна (в противном случае эффективность лазерной наплавки была бы низкой).

Расчеты с учетом светореактивной силы. Ниже показано, что в случае учета в законе сохранения импульса (2) светореактивной силы ($F_{ri} \neq 0$) частицы вводимого в поток порошка могут приобретать дополнительный импульс, который обеспечивает их значительное ускорение с минимальными потерями массы частиц вследствие испарения.

Представляет интерес исследование изменения траекторий частиц в зоне луча (см. рис. 5,а). За счет давления отдачи частицы отклоняются в направлении, совпадающем с направлением действия излучения, их траектории сгущаются, что при наплавке позволяет локализовать подачу порошка на подложку.

При попадании частиц в световое поле наблюдается резкое увеличение модуля их скорости. На рис. 5,б видно, что при увеличении мощности в пучке скорости одиночных частиц изменяются вдоль оси z . Скорости частиц, траектории которых проходят вблизи оси луча, где интенсивность действующего на них излучения $I_\lambda(x_i, z_i)$ достаточно высока или максимальна, монотонно возрастают начиная от области входа частицы в освещенную зону. На рис. 5,б–е видно, что параметры двух частиц отличаются от параметров остальных частиц. Это обусловлено тем, что в начальный момент эти частицы сразу попадают в зону действия луча, нагреваются и получают наибольшее ускорение за счет реактивной силы. С увеличением мощности давление отдачи возрастает, траектории частиц сгущаются, оставаясь при этом в световом поле. В результате скорость частиц достигает максимальных значений порядка $200 \div 350$ м/с при мощности излучения $W = 3000$ Вт (см. рис. 5,б).

Температура частиц существенно зависит от распределения плотности мощности в пучке, а также от их скорости и траектории движения в световом поле. Только вблизи подложки ($z = -40$ мм) температура частиц становится близкой к температуре кипения или равной ей (см. рис. 5,в). На графиках зависимости температуры одиночных частиц от координаты z имеются характерные плато, которые возникают в точках плавления и кипения материала частиц (для частиц из стали $T_m = 1800$ К, $T_b = 3137,6$ К). Таким образом, повышение мощности лазерного излучения при наплавке не всегда оправданно. Вследствие действия светореактивной силы частицы быстро покидают зону луча, не успев нагреться до необходимой температуры.

Наличие светореактивной силы не позволяет частицам нагреться до температуры, при которой они начинают терять свою массу. Следовательно, в данном случае изменения диаметра частиц либо не происходит, либо оно составляет менее 0,1 % (см. рис. 5,з).

На рис. 5,д,е показаны изменения безразмерных давления отдачи P_{ri}/P_a и интенсивности в пучке $I_\lambda(x_i, z_i)/I_{th}$, действующих на частицы вдоль их траекторий движения. В случае если интенсивность излучения не превышает порогового значения $I_{th} = 30 \cdot 10^8$ Вт/м², для некоторой группы частиц имеет место режим медленного испарения со светореактивной силой, определяемой по формуле $f_{ri} = 0,54A_i P_{ei}(T_i)$. Быстрый режим испарения наблюдается для более нагретых частиц. В случае если интенсивность излучения $I_\lambda(x_i, z_i)$

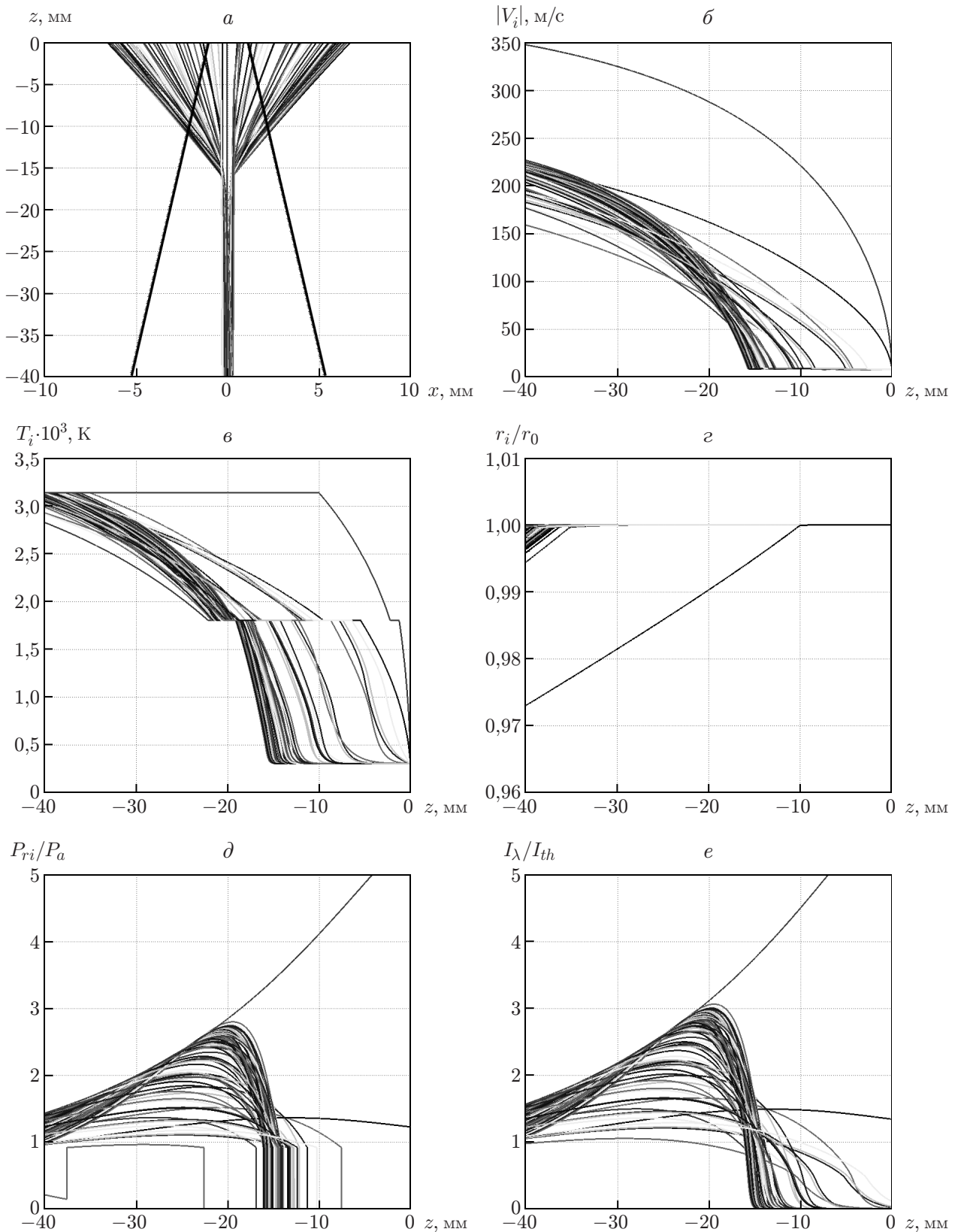


Рис. 5. Траектории и параметры частиц в световом поле лазерного луча при наличии светореактивной силы ($W = 3000$ Вт):

a — траектории частиц; $б-г$ — распределения параметров частиц по оси z ($б$ — скорость, $в$ — температура, $г$ — радиус); $д, е$ — изменение параметров вдоль траектории частиц ($д$ — давление отдачи, $е$ — интенсивность излучения)

превышает пороговое значение I_{th} (см. рис. 5, *e*) и $f_{ri} = A_i I_\lambda(x_i, z_i) K_{ab} u_e / L_e$, поверхностный слой частиц испаряется настолько быстро, что они не успевают нагреться до температуры кипения. Уменьшение интенсивности излучения $I_\lambda(x, z)$ с уменьшением координаты z приводит к уменьшению теплоподвода. За счет теплообмена с более холодным несущим газом температура частицы может начать быстро уменьшаться.

Заключение. В работе предложена модель, учитывающая ускорение частиц порошка за счет действия силы, обусловленной отдачей паров материала с облученной части поверхности частицы при лазерной наплавке. Проведенные расчеты показали, что наличие светореактивной силы приводит к значительному ускорению частиц в направлении действия излучения, при этом их скорость может существенно превышать скорость несущего газа.

Рассматривались частицы порошка из нержавеющей стали диаметром 45 мкм при мощности излучения СО₂-лазера, равной 3000 Вт. Установлено, что ускорение частиц за счет лазерного испарения зависит от их диаметра и материала порошка, степени фокусировки и интенсивности излучения в направлении его распространения. При наличии реактивной силы диаметр частицы практически не изменяется, потери массы наплавляемого материала вследствие испарения пренебрежимо малы.

Для подтверждения адекватности предлагаемой математической модели проведено сравнение результатов расчетов и данных экспериментов по светореактивному ускорению одиночных частиц алюминия, оксида алюминия и графита под действием импульсного лазерного излучения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Григорьянц А. Г. Технологические процессы лазерной обработки: Учеб. пособие для вузов / А. Г. Григорьянц, И. Н. Шиганов, А. И. Мисюров. М.: Моск. гос. техн. ун-т, 2007.
2. Панченко В. Я. Лазерные технологии обработки материалов: современные проблемы фундаментальных исследований и прикладных разработок / В. Я. Панченко, В. С. Голубев, В. В. Васильцов и др. М.: Физматлит, 2009.
3. LENS: technology laser engineered net shaping [Электрон. ресурс]. Режим доступа: <http://www.optomec.com>, свободный.
4. Liu Chang-Yi, Lin J. Thermal processes of a powder particle in coaxial laser cladding // Optics Laser Technol. 2003. V. 35. P. 81–86.
5. Эшкин А. Давление лазерного излучения // Успехи физ. наук. 1973. Т. 110, вып. 1. С. 101–116.
6. Аскарьян Г. А., Рабинович М. С., Савченко М. М. и др. Светореактивное ускорение макрочастиц вещества // Письма в ЖЭТФ. 1967. Т. 5, вып. 8. С. 258–260.
7. Waniek R. W., Jannuz P. J. Acceleration of microparticles by laser-induced vapor emission // Appl. Phys. Lett. 1968. V. 12, N 2. P. 52–54.
8. Goela J. S., Green B. D. Ablative acceleration of small particles to high velocity by focused laser radiation // J. Opt. Soc. Amer. B. 1986. V. 3, N 1. P. 8–14.
9. Букатый В. И., Кронберг Т. К. Светореактивное движение углеродной частицы в мощном лазерном поле // Изв. Алт. гос. ун-та. 1996. Т. 1, № 1. С. 50–53.
10. Беликов А. В. Исследование динамики частиц Al₂O₃, ускоренных в поле субмиллисекундного импульса YAG:Er лазера // Журн. техн. физики. 2005. Т. 75, вып. 5. С. 137–139.
11. Бункин Ф. В., Прохоров А. М. Использование лазерного источника энергии для создания реактивной тяги // Успехи физ. наук. 1976. Т. 119, вып. 3. С. 425–446.

12. **Прохоров А. М.** Взаимодействие лазерного излучения с металлами / А. М. Прохоров, В. И. Конов, И. Урсу и др. М.: Наука, 1988.
13. **Волков К. В.** Течение газа с частицами / К. В. Волков, В. Н. Емельянов. М.: Физматлит, 2008.
14. **Мещерский И. В.** Работы по механике тел переменной массы. 2-е изд. М.: Гостехтеоретиздат, 1952.
15. **Анисимов С. И.** Действие излучения большой мощности на металлы / С. И. Анисимов, Я. А. Имас, Г. С. Романов, Ю. В. Ходыко. М.: Наука, 1970.

*Поступила в редакцию 11/XI 2010 г.,
в окончательном варианте — 12/V 2011 г.*
