

07;12

## **Конические лазерные пучки в селективной лазерной наплавке**

© Ю.А. Чивель

Институт молекулярной и атомной физики НАН Беларуси, Минск  
E-mail: yuri@only-mail.com

Поступило в Редакцию 28 июня 2004 г.

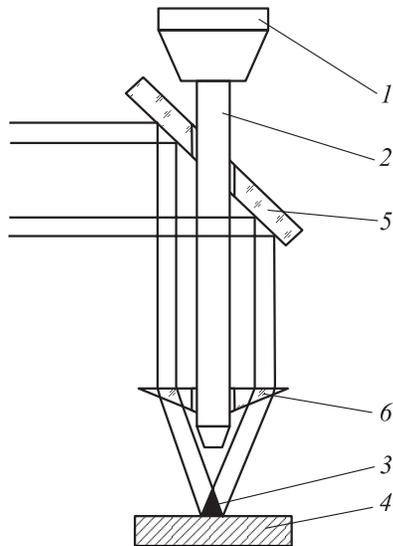
Представлен новый метод ввода энергии лазерного излучения (ЛИ) в порошковую струю при селективной лазерной наплавке (СЛН), основанный на уникальных свойствах конических лазерных пучков. Проведены расчеты прохождения лазерного излучения конической геометрии и нагрева частиц в тонких плотных порошковых струях. Показано увеличение эффективности процесса селективной наплавки на порядок в сравнении с известными процессами, при одновременном увеличении точности изготовления изделий и коэффициента использования порошка.

### **Введение**

В известном методе СЛН [1] частицы порошка вводятся в область фокусировки лазерного луча на поверхности детали сбоку, что приводит при высоких концентрациях частиц к затенению поверхности и частиц друг другом и к крайне малым временам пребывания частиц порошка в области разогрева лазерным излучением. Для обеспечения расплавления частиц и формирования изделия значительные мощности затрачиваются на поддержание ванны расплава на поверхности в области фокусировки лазерного излучения, что к тому же значительно снижает точность изготовления изделия, которая не превышает  $100\ \mu\text{m}$ .

## Описание метода

В разработанном методе ввода энергии лазерного излучения в порошковую струю [2] лазерное излучение подводится к цилиндрической струе порошка равномерно по всей поверхности цилиндра. В этих условиях энергия лазерного излучения эффективно вкладывается в частицы при практически выключенной теплопроводности. Формирование соответствующей структуры лазерного излучения производится с помощью конических оптических элементов [3], обеспечивающих возможность получения бездифракционных лазерных пучков. Один из вариантов устройства для реализации нового метода представлен на рис. 1. Лазерное излучение в виде кольцевого пучка с помощью поворотного зеркала 5 направляется на коническую линзу-аксикон 6. В области схождения конического пучка в результате интерференции формируется фокальный отрезок 3 длиной  $\Delta Z = \Delta R \operatorname{tg} \gamma$ , где  $\gamma$  — угол схождения конического пучка. Поперечное распределение интенсивности в фокальном отрезке при распространении в прозрачной среде описывается функцией Бесселя нулевого порядка, с шириной центрального



**Рис. 1.** Оптическая схема ввода энергии ЛИ в порошковую струю.

максимума  $2.4\lambda/\pi \sin \gamma$  (рис. 1). В фокальную область 3, опирающуюся на подложку 4, с помощью устройства подачи 1, 2 вводится порошок в виде плотной струи. При наличии сильнопоглощающей и рассеивающей среды поперечная структура пучка существенно меняется. Коэффициент когерентного пропускания дисперсного слоя частиц из крупных оптически жестких неоднородностей ( $\pi d/\lambda > 1$ ,  $\pi d/\lambda(n-1) \gg 1$ ) можно записать в виде [4]:

$$T = \exp(-Q_n \eta), \quad (1)$$

где  $Q_n = 1/1.5C_3 \ln[1 + 1.5C_3 Q \exp(1.5C_3 Q)]$  — эффективный фактор ослабления отдельной частицы при данной концентрации частиц,  $Q$  — фактор ослабления частицы,  $C_3 = 0.74(d/l)^3$  — фактор заполнения пространства ( $l$  — среднее расстояние между частицами). Выражение (1) приводим к виду:

$$T = \exp[-\mu(R-r)], \quad (2)$$

где  $(R-r)$  — глубина проникновения излучения в струю,  $\mu$  — показатель поглощения порошковой среды.

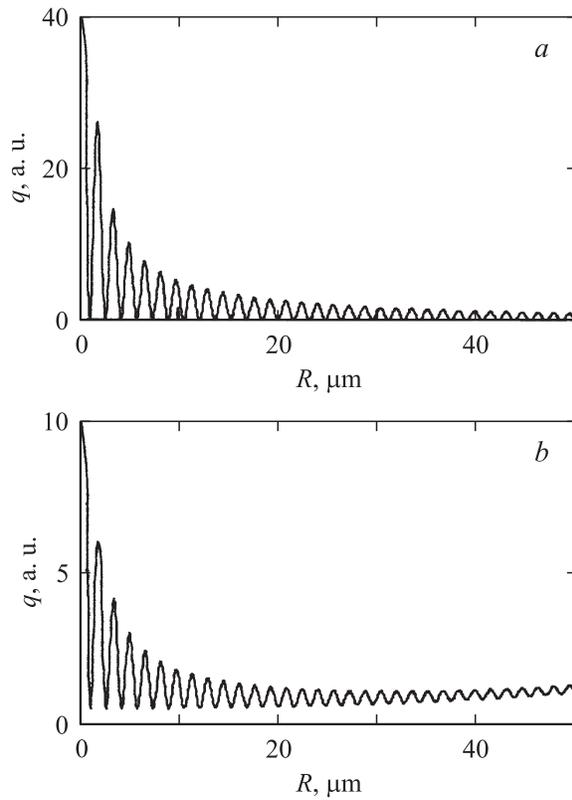
Рассеянное на частицах излучение в столь плотной среде будет эффективно поглощаться при многократном рассеянии, и его показатель ослабления по расчетам близок к показателю для когерентной составляющей. Структура лазерного пучка будет существенно зависеть от концентрации частиц.

Проведенные расчеты показали, что в струе диаметром  $10-100 \mu\text{m}$  при концентрации  $N = 10^{12}-10^8 \text{ cm}^{-3}$  сферических металлических частиц диаметром  $1-10 \mu\text{m}$  соответственно интерференционная структура будет подавлена и будет наблюдаться только в области центрального максимума (рис. 2). Вне его распределение интенсивность лазерного излучения будет описываться выражением

$$q = q_0 R/r (e^{-\mu(R-r)} + e^{-\mu(R+r)}), \quad (3)$$

где  $R$  — радиус струи частиц,  $r$  — текущая координата ( $r > 0$ ),  $q_0$  — интенсивность лазерного излучения на границе струи,  $\mu = 0.03 \mu\text{m}^{-1}$ , например, для частиц диаметром  $d = 10 \mu\text{m}$  при концентрации частиц  $N = 10^8 \text{ cm}^{-3}$ .

Проведены модельные расчеты нагрева струй частиц порошка диаметром  $1$  и  $10 \mu\text{m}$  при указанных концентрациях частиц и скоростях подачи  $10 \text{ m/s}$ . В качестве материала частиц был выбран титан. Установлено, что для нагрева частиц в таких микроструях до температуры



**Рис. 2.** Распределение интенсивности лазерного излучения по сечению конического пучка: *a* — в прозрачной среде, *b* — при вводе частиц (плотность  $10\ \mu\text{m}$  частиц в струе  $-10^8\ \text{cm}^{-3}$ ).

плавления потребуется подвод мощности лазерного излучения с длиной волны  $\lambda = 1.06\ \mu\text{m}$ , не превышающей 3 и 30 W соответственно для рассматриваемых вариантов струй 1 и  $10\ \mu\text{m}$  частиц. Разогрев поверхности подложки в области осаждения частиц струи обеспечивается как непосредственно лазерным излучением (ЛИ) при соответствующем расположении подложки в фокальной области, так и частицами порошка при их соударении с подложкой.

Рассматриваемый метод ввода энергии ЛИ в порошковую струю создает перспективы для прецизионного спекания наноразмерных частиц путем создания систем подачи порошка с минимальным возмущением движения частиц. Исследован нагрев наноразмерных частиц при их свободном падении в каустике бесселева пучка. При падении частиц с высоты 10 мм скорости при соударении с поверхностью детали 4 составят 0.4 м/с, а время пребывания в зоне нагрева  $\sim 0.04$  с. При таких временах для нагрева струи диаметром 10  $\mu\text{m}$  титановых частиц диаметром 0.1  $\mu\text{m}$  при плотности  $10^{14} \text{ cm}^{-3}$  до температуры плавления  $\sim 2$  кК необходима мощность излучения на границе струи порошкового материала на уровне  $W \sim 64 \cdot 10^{-2} \text{ W}$ .

Расчеты показали, что основным негативным фактором при нагреве наночастиц являются большие излучательные потери вследствие развитой поверхности частиц. Однако при переходе к нанопорошкам резко возрастает вклад поверхностной энергии в свободную энергию частицы и температура их спекания падает в соответствии с зависимостью [5]:

$$T_{НС}/T_M = \exp[-C(d_0 - d)/d], \quad (4)$$

где  $T_M$  — температура спекания для  $d_0 = 1 \text{ nm}$ ,  $C$  — постоянная, зависящая от свойств материала и равная, например, для нитрида титана  $\sim 10^{-5}$ . Для частиц диаметром  $\sim 10 \text{ nm}$  температура спекания составит  $\sim 0.3 T_M$ , а для частиц диаметром 5 nm  $\sim 0.1 T_M$ . Кроме того, плотная струя излучает как поверхностный излучатель вследствие самопоглощения излучения.

Для увеличения эффективности энерговклада в струю при низких концентрациях частиц в струе и снижения излучательных потерь разработана многопроходная оптическая схема на основе конического и цилиндрического зеркал, позволяющая свести к минимуму излучательные потери и обеспечить полное использование энергии лазерного излучения на нагрев порошка даже при достаточно низких плотностях частиц в струе.

## Заключение

Сравнение с известными процессами СЛН показало, что энергетические затраты на спекание 3-D-объектов с использованием нового метода ввода энергии лазерного излучения составляют  $2 \cdot 10^3 \text{ J/g}$  и эффективность процесса селективной наплавки на порядок выше в

сравнении с известными DLF, LENS процессами, при одновременном увеличении на порядок точности изготовления изделий и увеличении коэффициента использования порошка.

## Список литературы

- [1] *Thoma D., Lewis G. et al.* // Proc. XV ITSC. 1998. P. 1205–1210.
- [2] *Chivel Yu.* // Proceedings SPIE. 2004. V. 5399. P. 228–233.
- [3] *McLeod J.* // J. Opt. Soc. Am. 1954. V. 44. P. 592–596.
- [4] *Иванов А.П., Лойко В.А., Дик В.П.* // Распространение света в плотноупакованных дисперсных средах. Минск, 1988. 190 с.
- [5] *Асиновский Е.И., Полак Л.С.* // Химия высоких энергий. 1992. Т. 26. С. 276.