XXXIV Неделя науки СПбГПУ. Материалы межвузовской научно-технической конференции.
Ч.III: С.163-164, 2006.

УДК 539.21

А.А.Абдурахманов (асп., каф. СиЛТ), В.А.Лопота, д.т.н., проф.

ПОЛУЧЕНИЕ НАНОПОРОШКОВ ИЗ КВАРЦЕВОГО СТЕКЛА ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Изложена математическая модель расчета температурного поля в кварцевом стержне с учетом испарения материала при воздействии на его торец или на его вращающуюся поверхность импульсов миллисекундного диапазона CO_2-лазера (длина волны 10,6 мкм, плотность мощности 10^4-10^6 Вт/см^2).

Высокоинтенсивное испарение поверхностных слоев кварцевого стекла с помощью излучения CO_2 лазера с высокой плотностью мощности позволяет получить высокодисперсные нанопорошкн SiO_2. Лазерная мощность, поглотившись тонким слоем кварцевого стекла, нагревает его до температур испарения без образования жидкой фазы (возгонка). Процесс осуществляется при плотности мощности более 10 кВт/см^2, когда практически вся энергия лазерного излучения расходуется на испарение поверхностного слоя. Данный порошок применяется для высококачественной полировки, в качестве носителей химически активных веществ, используемых в качестве катализаторов химических реакций.

Рассмотрим процесс нагревания стержня при воздействии на его торец лазерного излучения. Возьмем для рассмотрения тонкий полубесконечный теплопроводящий стержень, боковая поверхность которого теплоизолирована. Тогда температура *T(x,t)* будет удовлетворять одномерному уравнению теплопроводности:

$\frac{\partial T}{\partial t} = \chi \cdot \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2}\right)$, $0 < x < \infty$, $t > 0$ (1), со следующими граничными условиями:

$-\lambda_t \cdot \left.\frac{\partial T}{\partial t}\right|_{z=0} + j_\Sigma(T(t)) = \eta \cdot I(t)$, $T_{x\to\infty} = 0$ (2), начальное условие: $T(x,0) = 0$.

где χ – коэффициент температуропроводности материала; λ_t – коэффициент теплопроводности материала; η – коэффициент поглощения лазерного излучения материалом; *I(t)* – интенсивность падающего лазерного излучения.

Для получения более точной модели, необходимо из потока падающей энергии вычесть поток энергии, который связан с испарением материала. Плотность соответствующего потока энергии равна: $j_\Sigma(T(t)) = \frac{\alpha}{k \cdot T_k} \cdot v \cdot \lambda \cdot e^{-\frac{\lambda}{k \cdot T}} \cdot e^{\frac{\lambda}{k \cdot T_k}}$ (3), где, v – величина порядка скорости звука; k – постоянная Больцмана; λ – удельная теплота испарения материала; α – коэффициент, учитывающий влияние кнудсеновского слоя в соответствии с моделью Анисимова.

Воспользовавшись для решения задачи косинус-преобразованием Фурье, получим решение поставленной задачи в виде:

$T(x,t) = \frac{\sqrt{\chi / \pi}}{\lambda_t} \cdot \int\limits_0^t \frac{\eta \cdot I(\tau) - \frac{\alpha}{k \cdot T_k} \cdot v \cdot \lambda \cdot e^{-\frac{\lambda}{k \cdot T}} \cdot e^{\frac{\lambda}{k \cdot T_k}}}{\sqrt{t-\tau}} \cdot e^{-\frac{x^2}{4 \cdot \chi \cdot (t-\tau)}} \cdot d\tau$ (4), где $I(\tau) = I_0 \tau \frac{-\tau}{\tau_0}$,

τ_0 – длительность импульса, с; I_0 – интенсивность лазерного излучения, Вт/(см^2·с).

Данное выражение определяет температуру поверхности кварцевого стержня при воздействии на его торец лазерного излучения

Для определения массы испарения необходимо проинтегрировать по времени выражение для потока массы:

$$m = \int_0^t \left(\frac{\alpha}{k \cdot T_k} \cdot v \cdot \lambda \cdot e^{\frac{-\lambda}{k \cdot T(t)} + \frac{\lambda}{k \cdot T_k}} \right) \cdot \frac{m_{SiO_2}}{\frac{3}{2} \cdot k \cdot T(t) + \lambda} \cdot dt$$

(5). Выражение для скорости испарения имеет вид: $v = \frac{m}{\tau_0 + \tau_p}$ (6), где τ_p – пауза между импульсами, с; m_{SiO2} - масса молекулы кварца, г.

Рассмотрим теперь случай нагревания стержня, когда лазерное излучение действует на его вращающуюся поверхность.

Выражение для определения температурного поля при нагреве поверхности стержня может быть представлена как сумма тепловых полей от двух источников, первый из которых – быстродвижущийся источник, описывающий лазерный луч. Распределенный поверхностный тепловой источник будем представлять как сумму точечных источников движущихся в одном направлении с одинаковой скоростью. Влияние предыдущих кольцевых проходов может быть учтено путем введения дополнительных кольцевых источников. Общее тепловое поле может быть описано следующим выражением:

$$T(t) = \frac{I_0 \cdot \eta \cdot e^{-k\left((x_i)^2 + (y_j)^2\right)} - \frac{\alpha}{k \cdot T_k} \cdot v \cdot \lambda \cdot e^{\frac{-\lambda}{k \cdot T(t)} + \frac{\lambda}{k \cdot T_k}}}{2 \cdot \pi \cdot \lambda_t \cdot \sqrt{(x' - x_i)^2 + (y' - y_j)^2 + (z')^2}} \cdot e^{\frac{-\upsilon \cdot \left[-(x' - x_i) + \sqrt{(x' - x_i)^2 + (y' - y_j)^2 + (z')^2} \right]}{2 \cdot \chi}} +$$

$$+ \sum_{n=0}^{N} \frac{2 \cdot I_0 \cdot \eta \cdot e^{-k\left((x_i)^2 + (y_j)^2\right)} - \frac{\alpha}{k \cdot T_k} \cdot v \cdot \lambda \cdot e^{\frac{-\lambda}{k \cdot T(t)} + \frac{\lambda}{k \cdot T_k}}}{V_x \cdot R \cdot c \cdot \sqrt{4 \cdot \pi \cdot \chi \cdot t_n}} \cdot e^{\frac{-(X_n)^2}{4 \cdot \chi \cdot t_n} - \frac{2 \cdot \alpha_t \cdot t_n}{c \cdot R}} \cdot \Phi_n(r, t_n) \qquad (7)$$

где x_i = -2·d+4·d·(i/50) и y_j = -2·d+4·d·(j/50) – координаты точек на поверхности материала в пределах пятна нагрева: $-d < x_i < d$ и $-d < y_j < d$; d – диаметр пятна нагрева, см.; Ф(r,t) – Функция, выражающая процесс выравнивания теплоты в тонком круглом диске без теплоотдачи при мгновенном выделении теплоты по кольцу на его наружной поверхности; α_t – коэффициент теплоотдачи с поверхности, Вт/(см^2 · К); υ – скорость вращения стержня, см/с.

Учет потока испарения существенно влияет на характер изменения температурного поля нагреваемого образца. В определенный момент времени отток тепла с испарением уравновешивает падающей поток лазерной энергии. За счет этого рост температуры прекращается.

Анализ математической модели показывает, что скорость испарения начинает существенно возрастать при плотности мощности $2 \cdot 10^3$ Вт/(см^2·с). Построенная математическая модель позволила получить зависимость скорости испарения массы вещества от времени при различных формах импульсов, но неизменной энергии в импульсах. При импульсах длительностью 0,001с наблюдается наибольшая скорость испарения вещества, и как показывают расчеты, масса испарившегося вещества при этой длине импульса наибольшая.