Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

Г. Д. Гуреев, Д. М. Гуреев, Влияние временной формы лазерного импульса на характер изменения температуры поверхности на стадии нагрева, *Вестн. Сам. гос. техн. ун-та. Сер. Физ.-мат. науки*, 2008, выпуск 1(), 130–135

DOI: <https://doi.org/10.14498/vsgtu584>

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 3.85.73.92

26 апреля 2023 г., 13:28:24

Физика твёрдого тела

УДК 621.373.826

Г. Д. Гуреев, Д. М. Гуреев

ВЛИЯНИЕ ВРЕМЕННОЙ ФОРМЫ ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА НА ХАРАКТЕР ИЗМЕНЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ ПОВЕРХНОСТИ НА СТАДИИ НАГРЕВА

В одномерном линейном приближении осуществлено моделирование лазерного воздействия на поверхность полубесконечной среды импульсами различной временной формы. Проведен сравнительный анализ характера изменения температуры нагрева поверхности с течением времени лазерного воздействия. Выявлены временные параметры оптимизации лазерных технологических процессов модифицирования поверхности.

Для модифицирования локальных участков поверхности мелкогабаритных деталей из конструкционных материалов, а также режущего и штампового инструмента эффективно использование импульсного лазерного излучения [1, 2]. Импульсное лазерное воздействие миллисекундных длительностей ведёт к формированию на поверхности слоев с изменённым структурно-напряжённым состоянием толщиной 0,1–0,2 мм, в результате чего износостойкость поверхности возрастает в несколько раз. На практике толщина таких слоев варьируется путём изменения энергии и длительности лазерного импульса и, как правило, не рассматривается возможность существенного влияния его пространственно-временной структуры. Последнее как раз и является целью данной работы.

При выборе параметров лазерного излучения, необходимых для формирования в материале с определёнными оптическими и теплофизическими свойствами модифицированного слоя заданной толщины, в основном используют решение одномерного линейного уравнения теплопроводности в приближении полубесконечной среды, постоянства плотности мощности лазерного излучения в пределах пятна фокусировки и прямоугольной временной формы лазерного импульса:

$$T(z, t) = \frac{2q(1-R)\sqrt{at}}{\lambda} \operatorname{ierfc}\left(\frac{z}{2\sqrt{at}}\right), \quad T(0, t) = \frac{2q(1-R)\sqrt{at}}{\lambda\sqrt{\pi}}, \quad T_0(0, \tau) = \frac{2q(1-R)\sqrt{a\tau}}{\lambda\sqrt{\pi}}. \quad (1)$$

Здесь q — плотность мощности лазерного излучения, падающего на поверхность материала; R — коэффициент отражения излучения заданной длины волны поверхностью; a и λ — коэффициенты температуропроводности и теплопроводности материала соответственно; τ — длительность лазерного импульса; z и t — текущие координата и время; $\operatorname{ierfc}(x) = \frac{\exp(-x^2)}{\sqrt{\pi}} - x + x \operatorname{erf}(x)$, $\operatorname{erf}(x) =$

$= \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x \exp(-y^2) dy$ — функция интеграла вероятности, которая протабулирована, например, в [3].

Одномерность задачи для полубесконечной среды обосновывается тем, что лазерному модифицированию, как правило, подвергаются поверхности изделий, толщины которых наряду с поперечными размерами пятна фокусировки лазерного излучения намного превышают толщину модифицированного слоя. Равномерное распределение мощности излучения по пятну фокусировки реализуется использованием специальных оптических элементов [2]. Приближение прямоугольной временной формы лазерного импульса является весьма условным, однако в совокупности с приближением линейности задачи и введением коррекционного коэффициента позволяет с хорошей достоверностью предсказывать экспериментальные результаты [2]. Тем не менее реальная временная форма лазерного импульса далека от прямоугольной [4, 5].

В общем случае решение одномерного линейного уравнения теплопроводности в приближении полубесконечной среды и постоянства плотности мощности лазерного излучения в пределах пятна фокусировки записывается в виде [6]:

$$T(z, t) = \frac{q(1-R)\sqrt{a}}{\lambda\sqrt{\pi}} \int_0^t \frac{\varphi(t-x)}{\sqrt{x}} \exp\left(-\frac{z^2}{4ax}\right) dx, \quad (2)$$

где функция $\varphi(t)$ описывает временную форму лазерного импульса. Прямоугольной форме в пределах $0 \leq t \leq \tau$ соответствует функция $\varphi(t) = 1$. В дальнейшем для корректного сопоставительного анализа при задании функционального вида реальных временных форм лазерных импульсов будем исходить из того, что вне зависимости от функционального вида временной формы лазерного импульса энергия излучения в импульсе остаётся величиной постоянной. Последнее соответствует условию $\int_0^\tau \varphi(t)dt = \tau$ при прочих равных параметрах лазерного воздействия и оптических и теплофизических характеристиках материала. Будем использовать следующие аппроксимации реальных временных форм лазерных импульсов.

Треугольная временная форма:

$$\varphi(t) = \begin{cases} \varphi_1(t) = \frac{2}{\tau_0}t, & 0 \leq t \leq \tau_0 \\ \varphi_2(t) = \frac{2}{\tau - \tau_0}(\tau - t), & \tau_0 \leq t \leq \tau \end{cases}, \quad (3)$$

где временной параметр τ_0 характеризует крутизну переднего фронта импульса, $\varphi_1(\tau_0) = \varphi_2(\tau_0)$.

Треугольная временная форма с параболическим сглаживанием вершины:

$$\varphi(t) = \begin{cases} \varphi_1(t) = \frac{6(2\tau - \tau_1 - \tau_0)}{3\tau(\tau_1 + \tau_0) - 2(\tau_1^2 + \tau_1\tau_0 + \tau_0^2)}t, & 0 \leq t \leq \tau_0, \\ \varphi_2(t) = \frac{6[(\tau_1 + \tau_0)(\tau_1 - \tau_0)(\tau - t) - \tau(\tau_1 - t)^2]}{(\tau_1 - \tau_0)[3\tau(\tau_1 + \tau_0) - 2(\tau_1^2 + \tau_1\tau_0 + \tau_0^2)]}, & \tau_0 \leq t \leq \tau_1, \\ \varphi_3(t) = \frac{6(\tau_1 + \tau_0)}{3\tau(\tau_1 + \tau_0) - 2(\tau_1^2 + \tau_1\tau_0 + \tau_0^2)}(\tau - t), & \tau_1 \leq t \leq \tau, \end{cases} \quad (4)$$

где дополнительный временной параметр τ_1 определяет остроту сглаживания вершины импульса, $\varphi_1(\tau_0) = \varphi_2(\tau_0)$, $\dot{\varphi}_1(\tau_0) = \dot{\varphi}_2(\tau_0)$, $\varphi_2(\tau_1) = \varphi_3(\tau_1)$, $\dot{\varphi}_2(\tau_1) = \dot{\varphi}_3(\tau_1)$.

Временная форма, описываемая параболической и гиперболической функциями:

$$\varphi(t) = \begin{cases} \varphi_1(t) = -\frac{3\tau(\tau - \tau_0)}{\tau_0^3[3\tau \ln \frac{\tau_0}{\tau} + 2(\tau - \tau_0)]}t^2, & 0 \leq t \leq \tau_0, \\ \varphi_2(t) = -\frac{3\tau}{3\tau \ln \frac{\tau_0}{\tau} + 2(\tau - \tau_0)}\left(\frac{\tau}{t} - 1\right), & \tau_0 \leq t \leq \tau, \end{cases} \quad (5)$$

где $\varphi_1(\tau_0) = \varphi_2(\tau_0)$.

Временная форма, описываемая линейными функциями

$$\varphi(t) = \begin{cases} \varphi_1(t) = \frac{2n\tau}{\tau_0(\tau + n\tau_2 - \tau_0)}t, & 0 \leq t \leq \tau_0, \\ \varphi_2(t) = \frac{2(n-1)\tau}{(\tau_2 - \tau_0)(\tau + n\tau_2 - \tau_0)}\left(\frac{n\tau_2 - \tau_0}{n-1} - t\right), & \tau_0 \leq t \leq \tau_2, \\ \varphi_3(t) = \frac{2\tau}{(\tau - \tau_2)(\tau + n\tau_2 - \tau_0)}(\tau - t), & \tau_2 \leq t \leq \tau, \end{cases} \quad (6)$$

где дополнительный временной параметр τ_2 наряду с $n = \frac{\varphi_2(\tau_0)}{\varphi_2(\tau_2)}$ задаёт крутизну заднего фронта импульса, причём $\varphi_1(\tau_0) = \varphi_2(\tau_0)$, $\varphi_2(\tau_2) = \varphi_3(\tau_2)$.

Для временной формы (3) решение (2) будет иметь следующий вид:

$$T(z, t) = \begin{cases} T_1(z, t) = \frac{2}{3} \frac{t\sqrt{t}}{\tau_0\sqrt{\tau}} \left[3\sqrt{\pi} \left(1 + \frac{2}{3} \frac{z^2}{4at} \right) \operatorname{ierfc} \left(\frac{z}{2\sqrt{at}} \right) - \exp \left(-\frac{z^2}{4at} \right) \right] T_0, & 0 \leq t \leq \tau_0, \\ T_2(z, t) = T_1(z, \tau_0) + \frac{2}{3} \frac{(t - \tau_0)\sqrt{t - \tau_0}}{(\tau - \tau_0)\sqrt{\tau}} \left[\exp \left(-\frac{z^2}{4a(t - \tau_0)} \right) + \right. \\ \left. + 3\sqrt{\pi} \left(\frac{\tau - t}{t - \tau_0} - \frac{2}{3} \frac{z^2}{4a(t - \tau_0)} \right) \operatorname{ierfc} \left(\frac{z}{2\sqrt{a(t - \tau_0)}} \right) \right] T_0, & \tau_0 \leq t \leq \tau \end{cases} \quad (7)$$

и соответственно для температуры на поверхности:

$$T(0, t) = \begin{cases} T_1(0, t) = \frac{4}{3} \frac{t\sqrt{t}}{\tau_0\sqrt{\tau}} T_0, & 0 \leq t \leq \tau_0, \\ T_2(0, t) = T_1(0, \tau_0) + \frac{2}{3} \frac{(3\tau - \tau_0 - 2t)\sqrt{t - \tau_0}}{(\tau - \tau_0)\sqrt{\tau}} T_0, & \tau_0 \leq t \leq \tau, \end{cases} \quad (8)$$

где $T_0 = T_0(0, \tau)$ из (1). В дальнейшем ограничимся рассмотрением только температуры на поверхности.

Для сравнительного анализа результаты (1) и (8) для прямоугольной и треугольной временных форм (рис. 1) приведены на рис. 2. Здесь обращает на себя внимание тот факт, что для треугольной временной формы температура на поверхности достигает максимального значения не к концу импульса, как для прямоугольной временной формы, а к моменту времени $t_m = \frac{\tau + \tau_0}{2}$. При этом

$$T(0, t_m) = \frac{4}{3} \left(\sqrt{\frac{\tau_0}{\tau}} + \sqrt{\frac{1}{2} \left(1 - \frac{\tau_0}{\tau} \right)} \right) T_0, \quad (9)$$

$$T(0, \tau) = \frac{4}{3} \left(\sqrt{\frac{\tau_0}{\tau}} + \frac{1}{2} \sqrt{1 - \frac{\tau_0}{\tau}} \right) T_0 \quad (10)$$

и условия $T(0, t_m) \geq T_0$ и $T(0, \tau) \geq T_0$ выполняются при $\frac{\tau_0}{\tau} \geq \frac{11-2\sqrt{30}}{24}$ и $\frac{\tau_0}{\tau} \geq \frac{47-12\sqrt{11}}{100}$ соответственно. Максимальные же значения $T_m(0, t_m) = 2\sqrt{\frac{2}{3}} T_0$ и $T_m(0, \tau) = \left(\frac{2\sqrt{5}}{3} \right) T_0$ достигаются при $\left(\frac{\tau_0}{\tau} \right)_m = \frac{2}{3}$ и $\left(\frac{\tau_0}{\tau} \right)_m = \frac{4}{5}$ соответственно. Обобщённые результаты анализа приведены на рис. 3.

Для временной формы (4) имеем

$$T(0, t) = \begin{cases} T_1(0, t) = \frac{4(2\tau - \tau_1 - \tau_0)}{3\tau(\tau_1 + \tau_0) - 2(\tau_1^2 + \tau_1\tau_0 + \tau_0^2)} \frac{t\sqrt{\tau}}{\sqrt{\tau}} T_0, & 0 \leq t \leq \tau_0, \\ T_2(0, t) = T_1(0, \tau_0) + \frac{4(2\tau - \tau_1 - \tau_0)}{3\tau(\tau_1 + \tau_0) - 2(\tau_1^2 + \tau_1\tau_0 + \tau_0^2)} \times \\ \times \left[\frac{1}{2}\tau_0 + t - \frac{4}{5} \frac{\tau(t - \tau_0)^2}{(\tau_1 - \tau_0)(2\tau - \tau_1 - \tau_0)} \right] \frac{\sqrt{t - \tau_0}}{\sqrt{\tau}} T_0, & \tau_0 \leq t \leq \tau_1, \\ T_3(0, t) = T_2(0, \tau_1) + \frac{2(\tau_1 + \tau_0)}{3\tau(\tau_1 + \tau_0) - 2(\tau_1^2 + \tau_1\tau_0 + \tau_0^2)} \times \\ \times (3\tau - \tau_1 - 2t) \frac{\sqrt{t - \tau_1}}{\sqrt{\tau}} T_0, & \tau_1 \leq t \leq \tau. \end{cases} \quad (11)$$

Как и для треугольной временной формы, в данном случае (рис. 4) температура достигает своего максимального значения не к концу действия импульса, а при $t_m = \frac{\tau + \tau_1}{2}$ (рис. 5). Возможно также проявление второго максимума при

$$t_m = \tau_0 + \left(\frac{3}{8\tau} (\tau_1 - \tau_0) (2\tau - \tau_1 - \tau_0) \right) \left(1 + \sqrt{1 + \frac{8\tau\tau_0}{3(\tau_1 - \tau_0)(2\tau - \tau_1 - \tau_0)}} \right).$$

Рис. 1. Прямоугольная (1) и треугольные (2–8) временные формы лазерных импульсов; $\frac{\tau_0}{\tau}$: 2 – 0; 3 – 0,2; 4 – 0,33; 5 – 0,5; 6 – 0,67; 7 – 0,8; 8 – 1

Рис. 2. Временные зависимости температуры нагрева поверхности для прямоугольной (1) и треугольных (2–8) временных форм лазерных импульсов; $\frac{\tau_0}{\tau}$: 2 – 0; 3 – 0,2; 4 – 0,33; 5 – 0,5; 6 – 0,67; 7 – 0,8; 8 – 1

Само же значение максимальной температуры при определённых значениях временного параметра τ_1 превышает ее значение для треугольной временной формы с тем же исходным временным параметром τ_0 .

Для временной формы (5) имеем

$$T(0, t) = \begin{cases} T_1(0, t) = -\frac{8}{5} \frac{\tau(\tau-\tau_0)}{\tau_0^3 [3\tau \ln \frac{\tau_0}{\tau} + 2(\tau-\tau_0)] \sqrt{\tau}} t^2 \sqrt{t} T_0, & 0 \leq t \leq \tau_0, \\ T_2(0, t) = T_1(0, \tau_0) - \frac{3\tau}{3\tau \ln \frac{\tau_0}{\tau} + 2(\tau-\tau_0)} \times \\ \times \left(\frac{\sqrt{\tau}}{2\sqrt{t}} \ln \frac{\sqrt{t} + \sqrt{t-\tau_0}}{\sqrt{t} - \sqrt{t-\tau_0}} - \frac{\sqrt{t-\tau_0}}{\sqrt{\tau}} \right) T_0, & \tau_0 \leq t \leq \tau. \end{cases} \quad (12)$$

Рис. 3. Зависимости t_m (линия 1), $T(0, t_m)$ (линия 2) и $T(0, \tau)$ (линия 3) от τ_0 для треугольной временной формы лазерного импульса

Рис. 4. Треугольные (1–7) временные формы лазерных импульсов без (1) и с (2–7) параболическим сглаживанием вершины; $\frac{\tau_0}{\tau} = 0,1$; $\frac{\tau_1}{\tau}$: 1–0,1; 2–0,2; 3–0,3; 4–0,4; 5–0,5; 6–0,7; 7–0,9

Рис. 5. Временные зависимости температуры нагрева поверхности для треугольных временных форм лазерных импульсов без (1) и с (2–7) параболическим сглаживанием вершины. Отношения $\frac{\tau_0}{\tau} = 0,1$; $\frac{\tau_1}{\tau}$: 1–0,1; 2–0,2; 3–0,3; 4–0,4; 5–0,5; 6–0,7; 7–0,9

Рис. 6. Треугольные (1, 3) временные формы лазерных импульсов и описываемые параболической и гиперболической (2, 4) функциями; $\frac{\tau_0}{\tau}$: 1, 2–0,15; 3, 4–0,25

В данном случае сравнительный анализ с треугольной временной формой (рис. 6) показывает, что максимальное значение температуры достигается при $t_m < \frac{\tau + \tau_0}{2}$ (рис. 7), задаваемым уравнением

$$\ln \frac{\sqrt{t_m} + \sqrt{t_m - \tau_0}}{\sqrt{t_m} - \sqrt{t_m - \tau_0}} = \frac{2 \left(1 - \frac{t_m}{\tau}\right) \sqrt{t_m}}{\sqrt{t_m} - \tau_0}.$$

При этом само максимальное значение температуры превышает таковое для треугольной временной формы с тем же временным параметром τ_0 .

Для временной формы (6) можно записать

$$T(0, t) = \begin{cases} T_1(0, t) = \frac{4}{3} \frac{n\sqrt{\tau}}{\tau_0(\tau + n\tau_2 - \tau_0)} t \sqrt{t} T_0, & 0 \leq t \leq \tau_0, \\ T_2(0, t) = T_1(0, \tau_0) + \frac{2}{3} \frac{\sqrt{\tau}}{(\tau_2 - \tau_0)(\tau + n\tau_2 - \tau_0)} \times \\ \quad \times [3n(\tau_2 - \tau_0) - (3n - 4)(t - \tau_0)] \sqrt{t - \tau_0} T_0, & \tau_0 \leq t \leq \tau_2, \\ T_3(0, t) = T_2(0, \tau_2) + \frac{2}{3} \frac{\sqrt{\tau}}{(\tau - \tau_2)(\tau + n\tau_2 - \tau_0)} (3\tau - \tau_2 - 2t) \sqrt{t - \tau_2} T_0, & \tau_2 \leq t \leq \tau. \end{cases} \quad (13)$$

Здесь температура принимает максимальные значения при $t_m = \tau_0 + \frac{n}{3n-4}(\tau_2 - \tau_0)$ в интервале $\tau_0 \leq t \leq \tau_2$:

$$T_1(0, t_m) = \frac{4}{3} \frac{n\sqrt{\tau}}{\tau + n\tau_2 - \tau_0} \left[\sqrt{\tau_0} + \sqrt{\frac{n(\tau_2 - \tau_0)}{3n-4}} \right] T_0, \quad (14)$$

а при $t_m = \frac{\tau + \tau_2}{2}$ в интервале $\tau_2 \leq t \leq \tau$

$$T_2(0, t_m) = \frac{4}{3} \frac{\sqrt{\tau}}{\tau + n\tau_2 - \tau_0} \left(n\sqrt{\tau_0} + 2\sqrt{\tau_2 - \tau_0} + \sqrt{\frac{\tau - \tau_2}{2}} \right) T_0. \quad (15)$$

С практической точки зрения для возможной реализации трёхстадийного цикла лазерного модифицирования поверхности [2] интерес представляет условие $T_1(0, t_m) = T_2(0, t_m)$, которое выполняется при

$$\tau_{2\text{opt}} = \frac{\tau + 2 \left(n\sqrt{\frac{n}{3n-4}} - 2 \right)^2 \tau_0}{1 + 2 \left(n\sqrt{\frac{n}{3n-4}} - 2 \right)^2}. \quad (16)$$

Рис. 7. Временные зависимости температуры нагрева поверхности для треугольных (1, 3) временных форм лазерных импульсов и описываемых параболической и гиперболической (2, 4) функциями;
 $\frac{\tau_0}{\tau}$: 1, 2 — 0,15; 3, 4 — 0,25

Рис. 8. Временные формы лазерных импульсов, описываемые линейными функциями; $\frac{\tau_0}{\tau} = 0,1$; $n = 5$; $\frac{\tau_2}{\tau}$: 1 — 0,2; 2 — 0,289; 3 — 0,4

Рис. 9. Временные зависимости температуры нагрева поверхности для временных форм лазерных импульсов, описываемых линейными функциями; $\frac{\tau_0}{\tau} = 0,1$; $n = 5$; $\frac{\tau_2}{\tau}$: 1 — 0,2; 2 — 0,289; 3 — 0,4

Рис. 10. Зависимость $\tau_{2\text{opt}}$ от n ; $\frac{\tau_0}{\tau}$: 1 — 0,01; 2 — 0,1

При $\tau_2 < \tau_{2\text{opt}}$ выполняется неравенство $T_1(0, t_m) < T_2(0, t_m)$, а при $\tau_2 > \tau_{2\text{opt}}$ — неравенство $T_1(0, t_m) > T_2(0, t_m)$. Результаты анализа для рассматриваемых импульсов (рис. 8) приведены на рис. 9 и 10.

Таким образом, из анализа полученных результатов следует, что временная форма лазерного импульса оказывает существенное влияние на динамику нагрева поверхности. Последнее необходимо учитывать при оптимизации лазерных технологических процессов модифицирования поверхности с использованием существующих лазерных установок, а также предполагает значительное расширение возможностей импульсной лазерной техники при практической реализации контролируемого изменения временной формы лазерного импульса.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Коваленко, В. С. Упрочнение и легирование деталей машин лучом лазера [Текст] / В. С. Коваленко, Л. Ф. Головкин, В. С. Черненко. — Киев: Техніка, 1990. — 192 с.
2. Гуреев, Д. М. Основы физики лазеров и лазерной обработки материалов [Текст] / Д. М. Гуреев, С. В. Ямщиков. — Самара: СамГУ, 2001. — 393 с.
3. Рыкалин, Н. Н. Расчёты тепловых процессов при сварке [Текст] / Н. Н. Рыкалин. — М.: Машиностроение, 1951. — 296 с.
4. Реди, Дж. Промышленные применения лазеров [Текст] / Дж. Реди. — М.: Мир, 1981. — 640 с.
5. Взаимодействие лазерного излучения с металлами [Текст] / А. М. Прохоров, В. И. Конов, И. Урсу, И. Н. Михэилеску. — М.: Наука, 1988. — 550 с.
6. Рыкалин, Н. Н. Лазерная обработка материалов [Текст] / Н. Н. Рыкалин, А. А. Углов, А. Н. Кокора. — М.: Машиностроение, 1975. — 296 с.

Самарский государственный технический университет, г. Самара
aes@soniir.samara.ru

Поступила 29.12.2007

G. D Gureev, D. M Gureev

INFLUENCE OF TEMPORAL FORM OF LASER PULSE ON SURFACE TEMPERATURE CHANGE BY HEATING

A modeling of a laser influence on a half-endless medium surface by the pulses of a different temporal forms in the one-measured linear approximation was realized. A comparative analysis of a change of the surface heating temperature in time of a laser influence was conducted. The optimum temporal parameters of the laser technological processes of a surface modification were determined.

Samara State Technical University, Samara, Russia
aes@soniir.samara.ru

Received 29.12.2007