

УДК 539.377

ОЦЕНКА ЭФФЕКТИВНОГО КОЭФФИЦИЕНТА ПОГЛОЩЕНИЯ НА ОСНОВЕ ЯВЛЕНИЯ МАРТЕНСИТНОГО ПРЕОБРАЗОВАНИЯ СТРУКТУРЫ МЕТАЛЛОВ ПРИ ЛАЗЕРНОМ ОБЛУЧЕНИИ

А. А. Евтушенко, Е. Г. Иваник*, К. Рожняковский**,
И. М. Добрянский***

Политехника Бялостоцка, Бялысток, Польша

*Институт прикладных проблем механики и математики им. Я. С. Подстригача
НАН Украины, 79053 Львов, Украина

**Политехника Лодзька, 93-590 Лодзь, Польша

***Львовский государственный аграрный университет, 80381 Львов, Украина

Предложена методика определения эффективной поглощательной способности металла при действии импульсного лазера, основанная на решении осесимметричной краевой задачи теплопроводности для полупространства с использованием результатов металлографических измерений размеров зоны полиморфных преобразований в облучаемом материале. Апробация методики проведена для образца из монокристалла кобальта и стали марки Ст.45.

Ключевые слова: лазер, температура, коэффициент поглощения, упрочнение металлов.

Введение. Определение коэффициента отражения R (поглощательной способности $A = 1 - R$) при импульсном воздействии на металлы концентрированных потоков тепла является сложной задачей, требующей одновременного учета многих факторов: интенсивности падающего лазерного излучения, пространственно-временного распределения импульсов излучения, длины электромагнитной волны, физических свойств материала (в основном его химического состава), чистоты обработки рабочей поверхности металла, а также свойств окружающей среды [1–3]. Обычно эти измерения проводятся калориметрическими методами, которые являются недостаточно точными. Кроме того, следует учитывать, что отраженная часть излучения содержит диффузионную составляющую, регистрация которой требует использования калориметров специальной конструкции, обладающих большим углом обзора и большой поглощательной способностью [4–13].

При определенных значениях температуры, не превышающих температуры плавления, в металлах происходят полиморфные превращения или характерные изменения структуры (рекристаллизация, рост зерен и т. п.), вследствие чего появляется новая кристаллическая структура. В частности, при высоких скоростях охлаждения образуется так называемая мартенситная структура, основной составляющей которой является мартенсит — пересыщенный раствор углерода в α -железе. Участки материала с мартенситной структурой имеют повышенную твердость и устойчивость к износу, что используется при создании поверхностного защитного слоя во многих конструктивных элементах современных машин. При локальном лазерном нагревании сталей образуется мартенситный слой, глубину которого можно очень точно измерить металлографическими методами с применением сканирующего микроскопа [14–17].

Целью данного исследования является разработка теоретико-экспериментальной методики определения эффективного коэффициента поглощения на основе аналитического решения осесимметричной краевой задачи теплопроводности для полуограниченного тела с использованием результатов измерения размеров зоны структурных изменений, происходящих в металлах под действием лазерного облучения. Случай одномерного (по пространственной координате) распределения температурного поля рассмотрен в работах [3, 18].

1. Постановка задачи. Действие луча лазера на металл при интенсивности излучения $10^4 \div 10^8$ Вт/м² эквивалентно его нагреванию распределенным поверхностным источником заданной удельной мощности (тепловым потоком с известной интенсивностью) [1]. Предполагая, что удельная мощность излучения оптического квантового генератора такова, что плавление и испарение приповерхностного слоя не происходят, потери тепловой энергии вследствие радиации и конвекции с поверхности облучаемого образца незначительны, а теплофизические свойства материала не зависят от температуры, сформулируем осесимметричную краевую задачу теплопроводности для полубесконечного тела в виде

$$\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = \frac{1}{\varkappa} \frac{\partial T}{\partial t}, \quad r \geq 0, \quad z > 0, \quad t > 0; \quad (1)$$

$$T(r, z, 0) = 0, \quad r \geq 0, \quad z \geq 0; \quad (2)$$

$$k \frac{\partial T}{\partial z} = -Aq(r)H(t_s - t), \quad r \geq 0, \quad z = 0, \quad t > 0; \quad (3)$$

$$T(\infty, z, t) = T(r, \infty, t) = 0, \quad t > 0. \quad (4)$$

Здесь T — температура; q — интенсивность излучения; A — эффективная (среднеинтегральная за время действия) поглощательная способность; k , \varkappa — тепло- и температуропроводность соответственно; r , z — радиальная и аксиальная координаты в цилиндрической системе координат с началом в центре пятна нагрева; t — время; t_s — продолжительность излучения; H — единичная функция Хевисайда.

В случае равномерного распределения удельной мощности излучения в круге радиуса a на поверхности тела имеем

$$q(r) = q_0 H(a - r), \quad r \geq 0. \quad (5)$$

Плотность потока падающего излучения можно также представить в виде [19]

$$q(r) = q_f^* q^*(r), \quad q^*(r) = [f + (1 - f)Kr^2] \exp(-Kr^2), \quad r \geq 0, \quad (6)$$

где K — коэффициент, определяющий остроту пика распределения теплового потока; q_f^* — некоторое характерное значение плотности потока q ; $0 \leq f \leq 1$ — параметр, характеризующий пространственное распределение интенсивности излучения. При $f = 1$ из соотношения (6) получаем часто используемое в исследованиях нормальное (гауссово) распределение удельной мощности лазерного излучения, а при $f = 0$ — кольцевое распределение.

Распределения (5), (6) связаны коэффициентом сосредоточенности K [1]:

$$K = B_f a^{-2}. \quad (7)$$

Числовой множитель B_f в равенстве (7) определим из условия [3]

$$Q_f/Q = (1 - 1/e) \approx 0,632, \quad (8)$$

где с учетом соотношения (6)

$$Q = 2\pi \int_0^{\infty} q(r)r dr = \frac{q_f^*}{B_f} \pi a^2; \quad (9)$$

$$Q_f = 2\pi \int_0^a q(r)r dr = \{1 - [1 + (1 - f)B_f] \exp(-B_f)\}Q. \quad (10)$$

Подставляя значения полной мощности излучения Q (9) и мощности Q_f (10), приходящейся на круг радиуса a на поверхности полупространства, в условие (8), получим нелинейное уравнение относительно B_f

$$[1 + (1 - f)B_f] \exp(-B_f) = 1/e \approx 0,3678. \quad (11)$$

Зависимость корней B_f уравнения (11) от параметра f является линейной: $B_f = B_0(1 - f) + f$ ($B_0 = 2,1462$ — значение B_f при $f = 0$).

Из условия (9) дополнительно к соотношениям (5), (6) получаем

$$q_f^* = B_f q_0. \quad (12)$$

Введя безразмерные переменные и параметры

$$\rho = \frac{r}{a}, \quad Z = \frac{z}{a}, \quad \text{Fo} = \frac{\alpha t}{a^2}, \quad \text{Fo}_s = \frac{\alpha t_s}{a^2}, \quad \Lambda = \frac{q_0 a}{k}, \quad (13)$$

с учетом связи (7) и (12), (13) запишем краевую задачу (1)–(4) в виде

$$\frac{\partial^2 T}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial T}{\partial \rho} + \frac{\partial^2 T}{\partial Z^2} = \frac{\partial T}{\partial \text{Fo}}, \quad \rho \geq 0, \quad Z > 0, \quad \text{Fo} > 0; \quad (14)$$

$$T(\rho, Z, 0) = 0, \quad \rho \geq 0, \quad Z \geq 0; \quad (15)$$

$$\frac{\partial T}{\partial Z} = -\Lambda \Lambda q^*(\rho) H(\text{Fo}_s - \text{Fo}), \quad \rho \geq 0, \quad Z = 0, \quad \text{Fo} > 0; \quad (16)$$

$$T(\infty, Z, \text{Fo}) = T(\rho, \infty, \text{Fo}) = 0, \quad \text{Fo} > 0, \quad (17)$$

где

$$q^*(\rho) = B_f [f + (1 - f)B_f \rho^2] \exp(-B_f \rho^2). \quad (18)$$

Графики функции $q^*(\rho)$ (18) для трех значений параметра f представлены на рис. 1. На рис. 1–7 сплошные кривые соответствуют значению $f = 1$ (нормальному распределению плотности излучения (6)), штриховые — $f = 0,5$, штрихпунктирные — $f = 0$.

2. Температурное поле. Решение краевой задачи теплопроводности (14)–(17), построенное путем последовательного применения интегральных преобразований Ганкеля нулевого порядка по радиальной переменной r и преобразования Лапласа по времени t , имеет вид

$$T(r, z, t) = \Lambda \Lambda \int_0^\infty \varphi(\xi) \Phi(\xi, Z, \text{Fo}) J_0(\xi \rho) d\xi, \quad r \geq 0, \quad z \geq 0, \quad t \geq 0; \quad (19)$$

$$\varphi(\xi) = \int_0^\infty \rho q^*(\rho) J_0(\xi \rho) d\rho = \frac{1}{2} \left[f + (1 - f) \left(1 - \frac{\xi^2}{4B_f} \right) \right] \exp \left(-\frac{\xi^2}{4B_f} \right), \quad \xi \geq 0; \quad (20)$$

$$\Phi(\xi, Z, \text{Fo}) = \Phi_0(\xi, Z, \text{Fo}) H(\text{Fo}) - \Phi_0(\xi, Z, \text{Fo} - \text{Fo}_s) H(\text{Fo} - \text{Fo}_s); \quad (21)$$

$$\Phi_0(\xi, Z, \text{Fo}) = \frac{1}{2} \left[\exp(-\xi Z) \text{erfc} \left(\frac{Z}{2\sqrt{\text{Fo}}} - \xi \sqrt{\text{Fo}} \right) - \exp(\xi Z) \text{erfc} \left(\frac{Z}{2\sqrt{\text{Fo}}} + \xi \sqrt{\text{Fo}} \right) \right], \quad (22)$$

где J_m — функция Бесселя первого рода порядка m ; $\text{erfc}(\cdot) = 1 - \text{erf}(\cdot)$; $\text{erf}(\cdot)$ — функция ошибок.

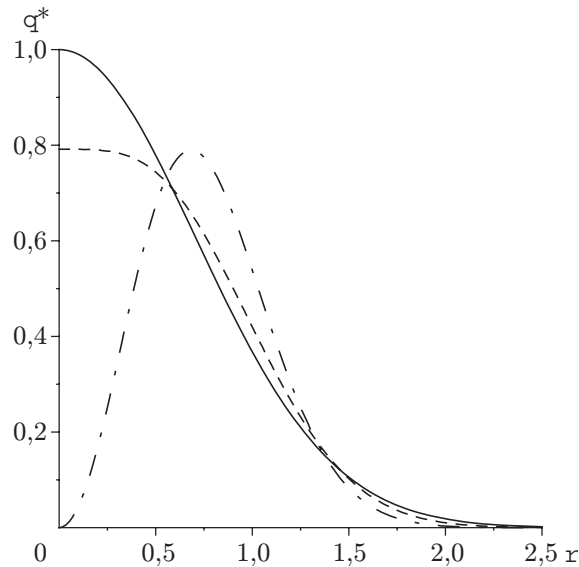


Рис. 1. Распределение безразмерного теплового потока q^* (18) на поверхности полупространства

Рассмотрим некоторые частные случаи, вытекающие из решения (19)–(22). При $t_s \rightarrow \infty$ ($Fo_s \rightarrow \infty$) из соотношения (21) следует $\Phi(\xi, Z, Fo) = \Phi_0(\xi, Z, Fo)$ и выражение (19) совпадает с решением для непрерывного режима излучения [19, 20]. Переходя в соотношении (22) к пределу при $t \rightarrow \infty$ ($Fo \rightarrow \infty$), получаем $\Phi_0(\xi, Z, Fo) = \exp(-\xi Z)$, и решение (19) принимает вид

$$T(r, z, \infty) = A\Lambda \int_0^{\infty} \varphi(\xi) \exp(-\xi Z) J_0(\xi \rho) d\xi, \quad r \geq 0, \quad z \geq 0. \quad (23)$$

Полагая дополнительно в соотношении (23) $z = 0$, находим стационарную температуру на поверхности полупространства

$$T(r, 0, \infty) = A\Lambda \int_0^{\infty} \varphi(\xi) J_0(\xi \rho) d\xi, \quad r \geq 0. \quad (24)$$

С учетом вида функции $\varphi(\xi)$ (20) и значений интегралов [21]

$$\begin{aligned} \int_0^{\infty} \exp\left(-\frac{\xi^2}{4B_f}\right) J_0(\xi \rho) d\xi &= \sqrt{\pi B_f} \exp\left(-\frac{B_f \rho^2}{2}\right) I_0\left(\frac{B_f \rho^2}{2}\right), \\ \int_0^{\infty} \xi^2 \exp\left(-\frac{\xi^2}{4B_f}\right) J_0(\xi \rho) d\xi &= \int_0^{\infty} \xi \exp\left(-\frac{\xi^2}{4B_f}\right) \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} [\rho J_1(\xi \rho)] d\xi = \\ &= \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \left\{ \rho^2 B_f \sqrt{\pi B_f} \exp\left(-\frac{B_f \rho^2}{2}\right) \left[I_0\left(\frac{B_f \rho^2}{2}\right) - I_1\left(\frac{B_f \rho^2}{2}\right) \right] \right\}, \end{aligned}$$

где I_m — модифицированная функция Бесселя первого рода порядка m , из (24) получаем

$$\begin{aligned} T(r, 0, \infty) &= A\Lambda \frac{\sqrt{\pi B_f}}{2} \exp\left(-\frac{B_f \rho^2}{2}\right) \left\{ \left[1 - (1-f) \frac{1 - B_f \rho^2}{2} \right] I_0\left(\frac{B_f \rho^2}{2}\right) - \right. \\ &\quad \left. - (1-f) \frac{B_f \rho^2}{2} I_1\left(\frac{B_f \rho^2}{2}\right) \right\}, \quad r \geq 0. \quad (25) \end{aligned}$$

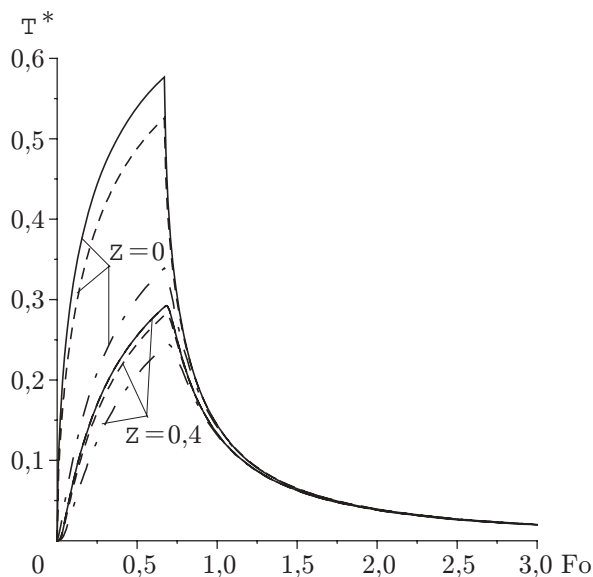


Рис. 2

Рис. 2. Эволюция безразмерной температуры T^* на поверхности ($\rho = 0, Z = 0$) и внутри ($\rho = 0, Z = 0,4$) облучаемого тела

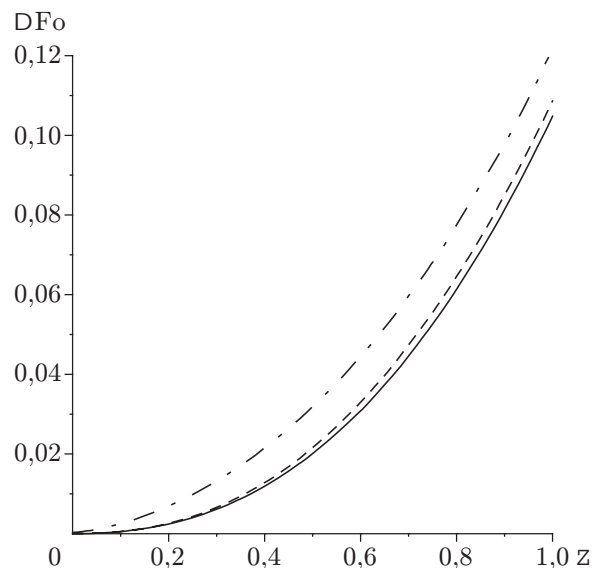


Рис. 3

Рис. 3. Изменение безразмерного времени запаздывания ΔFo по толщине Z облучаемого тела вдоль аксиальной оси при $Fo = 0,672$

Аналогично из (23) находим распределение температуры вдоль оси $\rho = 0$:

$$T(0, z, \infty) = A\Lambda \left\{ \frac{Z}{2} (1 - f) + \left[\frac{1}{2} (1 + f) - (1 - f)Z^2 \right] \frac{\sqrt{\pi B_f}}{2} \exp(B_f Z^2) \operatorname{erfc}(\sqrt{B_f} Z) \right\}. \quad (26)$$

Из соотношений (25), (26) следует, что стационарная температура в центре теплового источника в общем случае пространственного распределения интенсивности лазерного излучения (6) равна

$$T(0, 0, \infty) = A\Lambda \sqrt{\pi B_f} (1 + f) / 4. \quad (27)$$

В случае нормального распределения интенсивности облучения ($f = 1, B_f = 1$) из формулы (27) получаем [22]

$$T(0, 0, \infty) = A\Lambda \sqrt{\pi} / 2 \approx 0,8862 A\Lambda,$$

а в случае кольцевого распределения ($f = 0, B_f = 2,1462$) имеем

$$T(0, 0, \infty) = A\Lambda \sqrt{\pi B_f} / 2 \approx 0,6492 A\Lambda.$$

Эволюция безразмерной температуры $T^* = T/(A\Lambda)$ на поверхности в центре теплового источника ($\rho = 0, Z = 0$) и внутри тела ($\rho = 0, Z = 0,4$) показана на рис. 2. Следует отметить, что максимум температуры на поверхности тела соответствует моменту включения лазера $t = t_s$ ($Fo = Fo_s$), а в приповерхностных слоях — моменту $t = t_h = t_s + \Delta t$ (в безразмерных переменных $Fo_h = Fo_s + \Delta Fo$, где $\Delta Fo = k\Delta t/a^2$). При удалении от рабочей поверхности тела время задержки Δt (ΔFo) быстро увеличивается (рис. 3). На фиксированной глубине значение Δt наименьшее для нормального распределения удельной мощности излучения, а наибольшее для кольцевого распределения.

Характер распределения удельной мощности излучения q^* (18) существенно влияет лишь на температуру рабочей поверхности. В случае нормального распределения интенсивности облучения максимальная температура достигается в центре пятна нагрева

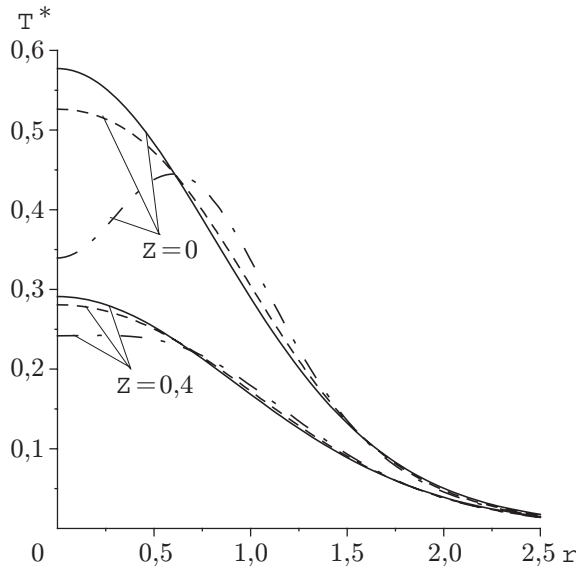


Рис. 4

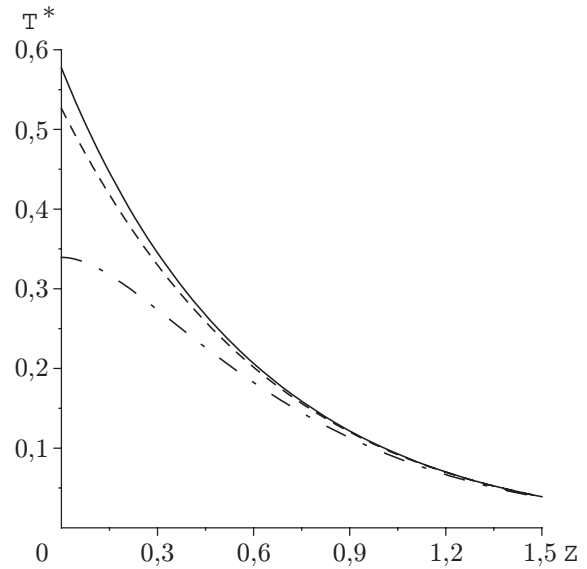


Рис. 5

Рис. 4. Распределение безразмерной температуры T^* вдоль радиальной переменной ρ на поверхности ($Z = 0$) и внутри ($Z = 0,4$) полупространства при $Fo = 0,672$

Рис. 5. Изменение безразмерной температуры T^* по толщине Z облучаемого тела вдоль аксиальной оси при $Fo = 0,672$

($r = 0$), а в случае кольцевого — ближе к краю этой области ($r = 0,6a$) (рис. 4). Эффективная глубина прогревания (расстояние от поверхности облучения, на котором температура составляет 5 % максимальной температуры) практически не зависит от характера распределения интенсивности падающего теплового потока и для безразмерного времени облучения $Fo_s = 0,672$ равна $1,5a$ (рис. 5).

3. Коэффициент поглощения. Время задержки Δt определим из условия достижения температурой T максимального значения внутри тела в точке с координатами (r, z) :

$$\left. \frac{\partial T(r, z, t)}{\partial t} \right|_{t=t_h} = 0, \quad r \geq 0, \quad z \geq 0. \quad (28)$$

Продифференцировав решение (19)–(22) по времени t , получаем

$$\frac{\partial T(r, z, t)}{\partial t} = A\Lambda \frac{\varkappa}{a^2} [M(\rho, Z, Fo)H(Fo) - M(\rho, Z, Fo - Fo_s)H(Fo - Fo_s)]; \quad (29)$$

$$M(\rho, Z, Fo) = \int_0^\infty \varphi(\xi) \frac{\partial \Phi_0(\xi, Z, Fo)}{\partial Fo} J_0(\xi\rho) d\xi; \quad (30)$$

$$\frac{\partial \Phi_0(\xi, Z, Fo)}{\partial Fo} = \frac{\xi}{\sqrt{\pi Fo}} \exp\left(-\left(\frac{Z^2}{4Fo} + \xi^2 Fo\right)\right). \quad (31)$$

Учитывая вид функции $\varphi(\xi)$ (20) и значение производной (31), интеграл $M(\rho, Z, Fo)$ (30) представим в виде

$$M(\rho, Z, Fo) = [fM_1(\rho, Z, Fo) + (1 - f)M_2(\rho, Z, Fo)] \exp(-Z^2/(4Fo))/(2\sqrt{\pi Fo}), \quad (32)$$

где согласно [21]

$$M_1(\rho, Z, \text{Fo}) = \int_0^\infty \xi \exp\left(-\xi^2\left(\frac{1}{4B_f} + \text{Fo}\right)\right) J_0(\xi\rho) d\xi = \frac{2B_f}{1 + 4B_f \text{Fo}} \exp\left(-\frac{B_f\rho^2}{1 + 4B_f \text{Fo}}\right); \quad (33)$$

$$\begin{aligned} M_2(\rho, Z, \text{Fo}) &= \int_0^\infty \left(1 - \frac{\xi^2}{4B_f}\right) \xi \exp\left(-\xi^2\left(\frac{1}{4B_f} + \text{Fo}\right)\right) J_0(\xi\rho) d\xi = \\ &= \left[1 - \frac{1}{1 + 4B_f \text{Fo}} \left(1 - \frac{B_f\rho^2}{1 + 4B_f \text{Fo}}\right)\right] M_1(\rho, Z, \text{Fo}). \end{aligned} \quad (34)$$

Подставив соотношения (33) и (34) в равенство (32), получаем

$$\begin{aligned} M(\rho, Z, \text{Fo}) &= \frac{B_f[(1 + 4B_f \text{Fo})(f + 4B_f \text{Fo}) + (1 - f)B_f\rho^2]}{(1 + 4B_f \text{Fo})^3 \sqrt{\pi \text{Fo}}} \times \\ &\times \exp\left(-\left(\frac{B_f\rho^2}{1 + 4B_f \text{Fo}} + \frac{Z^2}{4\text{Fo}}\right)\right). \end{aligned} \quad (35)$$

С учетом соотношений (29) и (35) условие (28) приводит к нелинейному функциональному уравнению относительно безразмерного времени задержки ΔFo

$$C_1 C_2^3 D_f(\rho) = \exp[-(C_3\rho^2 + C_4 Z^2)], \quad \rho \geq 0, \quad Z \geq 0, \quad (36)$$

где

$$C_1 = \sqrt{1 - \frac{\text{Fo}_s}{\text{Fo}_h}}, \quad C_2 = 1 - \frac{4B_f \text{Fo}_s}{1 + 4B_f \text{Fo}_h}; \quad (37)$$

$$C_3 = \frac{4B_f \text{Fo}_s}{(1 + 4B_f \Delta \text{Fo})(1 + 4B_f \text{Fo}_h)}, \quad C_4 = \frac{\text{Fo}_s}{4\Delta \text{Fo} \text{Fo}_h}; \quad (38)$$

$$D_f(\rho) = \frac{(1 - f)B_f\rho^2 + (1 + 4B_f \text{Fo}_h)(f + 4B_f \text{Fo}_h)}{(1 - f)B_f\rho^2 + (1 + 4B_f \Delta \text{Fo})(f + 4B_f \Delta \text{Fo})}. \quad (39)$$

Прологарифмировав равенство (36), получаем

$$C_3\rho^2 + C_4 Z^2 = \ln[C_1 C_2^3 D_f(\rho)]^{-1}, \quad \rho \geq 0, \quad Z \geq 0. \quad (40)$$

Уравнение (40) определяет изотерму температурного максимума для заданных значений Fo_s и ΔFo (рис. 6).

В случае нормального распределения интенсивности облучения ($f = 1, B_f = 1$) функция $D_f(\rho)$ (39) не зависит от радиальной переменной и равна

$$D_f(\rho) = D_1 = (1 + 4\text{Fo}_h)^2 / (1 + 4\Delta \text{Fo})^2 = C_2^{-2} \quad (41)$$

(коэффициент C_2 определяется соотношением (37)). С учетом связи (41) равенство (40) принимает вид

$$\rho^2/\alpha^2 + Z^2/\beta^2 = 1, \quad |\rho| \leq \alpha, \quad 0 \leq Z \leq \beta, \quad (42)$$

где

$$\alpha^2 = \ln(C_1 C_2)^{-1}/C_3, \quad \beta^2 = \ln(C_1 C_2)^{-1}/C_4, \quad (43)$$

коэффициенты C_k ($k = 1, 2, 3, 4$) вычисляются по формулам (37), (38).

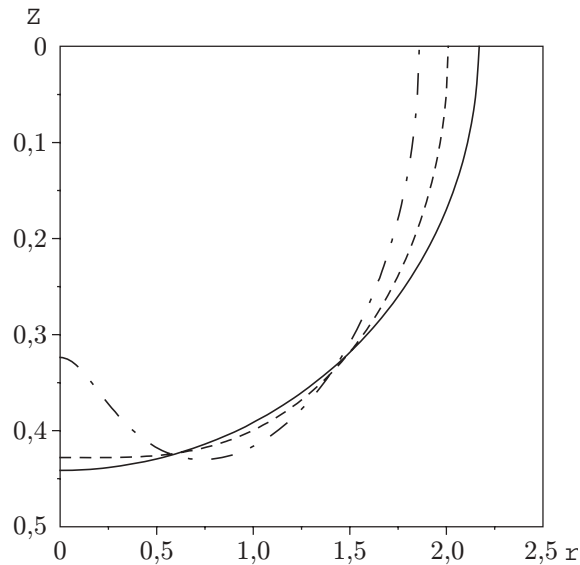


Рис. 6. Линии максимальной безразмерной температуры T_{\max}^* при $Fo_s = 0,672$, $\Delta Fo = 0,0054$

Таким образом, линия максимальной безразмерной температуры при гауссовом распределении удельной мощности излучения оптического квантового генератора имеет вид полуэллипса (42) с осями, определяемыми выражениями (43) (рис. 6). Размерные длины осей этого полуэллипса соответственно равны $r_h = \alpha a$, $z_h = \beta a$. В случае кольцевого распределения интенсивности излучения изотерма имеет вид кривой со смещенным от аксиальной оси максимумом.

Уравнение (40) можно рассматривать и с другой точки зрения. Предположим, что известны форма и размеры (параметры ρ , Z) зоны фазовых изменений, образующейся в теле при достижении температурой некоторого характерного для данного материала значения T_h . Тогда из уравнения (40) или (42) можно определить безразмерное время задержки ΔFo . Далее, из условия $T(r, z, t_h) = T_h$, где температура T определяется соотношениями (19)–(22), получаем расчетную формулу для эффективного коэффициента поглощения:

$$A = T_h A^* / \Lambda, \quad (44)$$

где

$$A^* = \left(\int_0^\infty \varphi(\xi) [\Phi_0(\xi, Z, Fo_s) - \Phi_0(\xi, Z, \Delta Fo)] J_0(\xi \rho) d\xi \right)^{-1}. \quad (45)$$

Зависимость параметра A^* от безразмерного времени задержки ΔFo для трех типов распределений плотности теплового потока показана на рис. 7. Вычисления проводились по формуле (45) при $\rho = 0$ и безразмерной глубине Z , удовлетворяющей равенству (40).

4. Сравнение с экспериментальными данными. Результаты исследований лазерного облучения образца монокристалла кобальта представлены в работе [23]. Известно, что такой монокристалл может иметь гексагональную либо кубическую структуру. Переход из одной фазы в другую, называемый мартенситным преобразованием, происходит при температуре $T_h = 693$ К.

В гексагональной фазе наблюдается сильная магнитная анизотропия вдоль оси [0001], которая приводит к возникновению магнитного поля над плоскостью, ортогональной оси анизотропии, т. е. в этом случае выполнены условия образования открытых магнитных

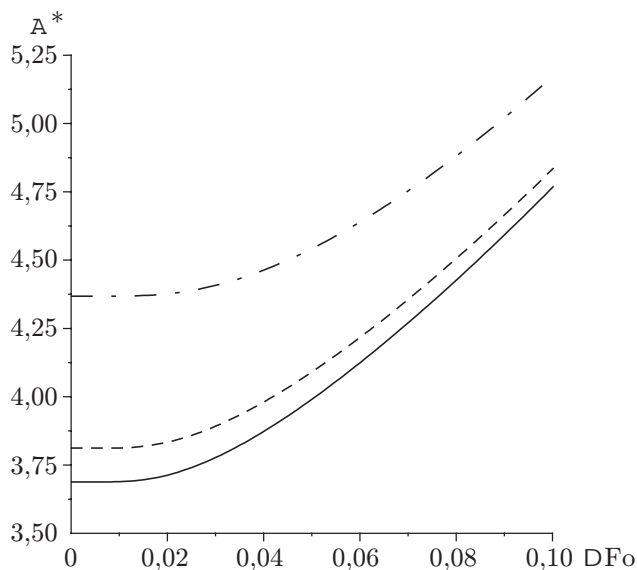


Рис. 7. Зависимость параметра A^* от безразмерного времени задержки ΔFo при $Fo_s = 0,672$

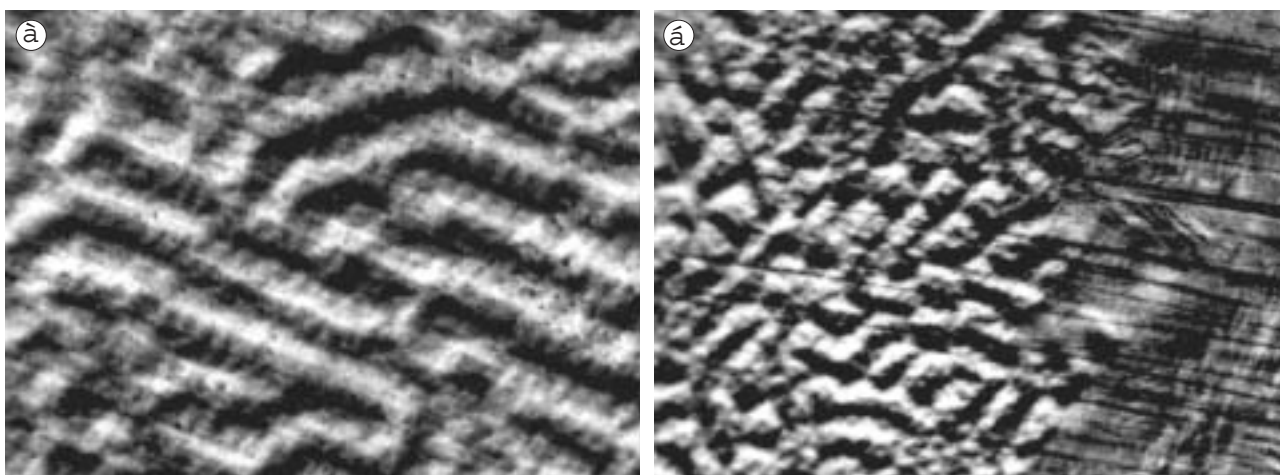


Рис. 8. Область на поверхности монокристалла кобальта, подвергнутая нагреванию лазерным излучением:
a — структура магнитных доменов со средней шириной 75 мкм перед облучением; *б* — структура магнитных доменов после сошлифовки слоя толщиной 100 мкм

доменов (областей типа Киттеля). Фотография поверхности материала с такой структурой, полученная с помощью сканирующего электронного микроскопа, показана на рис. 8, *a*. В кубической фазе наблюдается образование открытых магнитных доменов типа Ландау — Лифшица (рис. 8, *б*).

Образец монокристалла кобальта толщиной 5 мм вырезался таким образом, чтобы плоскость лазерного излучения, наблюдаемая с помощью микроскопа, была ортогональна оси магнитной анизотропии [0001]. Находящийся в воздухе при комнатной температуре образец облучался в различных местах импульсами лазера “Квант-15” с энергией излучения $E = 8$ Дж, длительностью $t_s = 4,5$ мс, длиной волны $\lambda = 1,06$ мкм, радиус пятна нагрева $a = 0,35$ мм. Плотность излучения оптического квантового генератора нормальной (гауссовой) моды подбиралась так, чтобы оплавлялся лишь тонкий слой материала

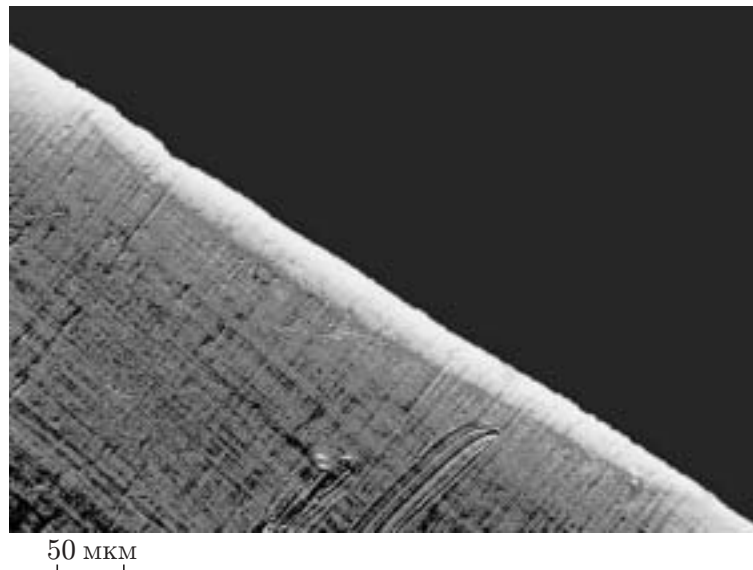


Рис. 9. Область закалки стали марки Ст.45

(менее 3 мкм). В этой области, а также в ее окрестностях не наблюдались открытые домены типа Киттеля. Медленная, тщательная сошлифовка слоя материала толщиной около 100 мкм позволила наблюдать домены этого типа. Следовательно, приповерхностный слой был нагрет до температуры не ниже характерной для кобальта температуры полиморфных превращений $T_h = 693$ К.

Теплопроводность кобальта $k = 70,9$ Вт/(м·К), коэффициент температуропроводности $\varkappa = 1,83 \cdot 10^{-5}$ м²/с. Максимальная глубина зоны мартенситных превращений $z_h \leq 100$ мкм [23]. Удельная мощность лазера в центре пятна нагрева $q_0 = E/(\pi a^2 t_s) = 4,62 \cdot 10^9$ Вт/м². В этом случае $\Lambda = 0,228 \cdot 10^5$ К. Безразмерная длительность облучения $Fo_s = 0,672$, безразмерная глубина области мартенситных превращений в центре пятна нагревания $Z_h = z_h/a = 0,286$. Согласно данным, приведенным на рис. 3, это соответствует безразмерному времени запаздывания $\Delta Fo = 0,0054$. Определив по формуле (45) $A^* = 3,688$, из соотношения (44) находим эффективную поглощательную способность $A = 11,2$ %, что удовлетворительно согласуется со значением $A = 10$ %, приведенным в работах [3, 23].

В работе [24] приведены результаты экспериментальных исследований лазерного упрочнения стали марки Ст.45 ($T_h = 850$ °С, $k = 33,5$ Вт/(м·К), $\varkappa = 15 \cdot 10^{-6}$ м²/с). Образец в виде кругового цилиндра диаметром 20 мм и толщиной 6 мм облучался в различных местах импульсами неодимового лазера Nd:YAG на стекле в стандартном режиме генерации ($E = 1,5$ Дж, $t_s = 2$ мс). После получения микрошлифов образовавшегося закаленного слоя и их травления в спиртовом растворе азотной кислоты измерялись максимальные длина r_h и глубина z_h области закалки с помощью металлографического микроскопа ЕРІТУР-2 (рис. 9). Установлено, что глубина закаленного слоя z_h в большей степени зависит от удельной мощности излучения q_0 , которая изменялась фокусировкой. Расплавление облученных участков начиналось при $q_0 > 85 \cdot 10^7$ Вт/м². При $q_0 = 58 \cdot 10^7$ Вт/м² получено значение $z_h = 40$ мкм. Радиус поверхностного теплового источника $a = 0,64$ мм, и, следовательно, безразмерная длительность облучения $Fo_s = 0,073$. Из уравнения (42) при $\rho = 0$, $Z \equiv z_h/a = 0,062$ находим безразмерное время задержки $\Delta Fo = 0,329 \cdot 10^{-3}$. Для таких значений безразмерных геометрических и временных параметров из соотношения (45) получаем $A^* = 4,5$, а из формулы (44) определяем значение коэффициента

поглощения $A = 41,8\%$, находящееся в диапазоне значений $A = 30 \div 50\%$, полученных в экспериментах [24].

5. Выводы. При определении изотерм, ограничивающих область фазовых изменений, возможно появление связанных с инерционностью закалки стали ошибок в оценке температуры [18], что ограничивает выбор материалов, к которым применима данная методика. Такими материалами являются металлы и их сплавы, для которых, во-первых, известна температура фазовых изменений, во-вторых, существует возможность экспериментального (лабораторного) наблюдения границы этих изменений в металлографическом сечении.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Рыкалин Н. Н., Углов А. А., Кокора А. Н.** Лазерная обработка материалов. М.: Машиностроение, 1975.
2. **Анисимов С. И., Имас Я. А., Романов Г. С., Ходыко Ю. В.** Действие излучения большой мощности на металлы. М.: Наука, 1970.
3. **Roźniakowski K.** Application of laser radiation for examination and modification of building materials properties. Warsaw: BIGRAF, 2001.
4. **Бонч-Бруевич А. М., Имас Я. А., Романов Г. С. и др.** Изменение отражательной способности металлов за время действия импульса ОКГ // Журн. техн. физики. 1968. Т. 38, вып. 5. С. 851–855.
5. **Kikuo Ujihara.** Reflectivity of metals at high temperatures // J. Appl. Phys. 1972. V. 43, N 5. P. 2376–2383.
6. **Добровольский И. П., Углов А. А.** О нагреве твердых тел излучением лазера с учетом температурной зависимости поглощательной способности // Квантовая электрон. 1974. Т. 1, № 6. С. 1423–1427.
7. **Бессараб А. В., Жидков Н. В., Корнер С. Б. и др.** Изменение отражательной способности металлических зеркал под воздействием лазерного излучения // Квантовая электрон. 1978. Т. 5, № 2. С. 325–330.
8. **Коротченко А. И., Самохин А. А., Успенский А. Б.** О поведении поглощательной способности металлов при воздействии лазерного излучения // Квантовая электрон. 1979. Т. 6, № 1. С. 210–217.
9. **Корнеев В. В., Явохин А. И.** Способ определения температурных полей и эффективного коэффициента поглощения при обработке поверхности металла движущимся лазерным лучом // Физика и химия обраб. материалов. 1980. № 2. С. 7–10.
10. **Либенсон М. Н., Романов Г. С., Имас Я. А.** Учет влияния температурной зависимости оптических постоянных металла на характер его нагрева излучением ОКГ // Журн. техн. физики. 1968. Т. 38, вып. 7. С. 1116–1119.
11. **Углов А. А., Смуров И. Ю., Волков А. А.** К расчету нагрева металлов непрерывным лазерным излучением в окислительной атмосфере // Квантовая электрон. 1983. Т. 10, № 2. С. 289–294.
12. **Caruso A., Strangio C.** Space time structure of the light reflected in an experiment on solid matter irradiation by laser light // Laser Particle Beams. 1986. V. 4, N 3/4. P. 499–506.
13. **Великих В. С., Картавец В. С., Романенко А. В., Терентьев В. Ф.** Влияние лазерной закалки на механические свойства стали 45 с различной предварительной термической обработкой // Физика и химия обраб. материалов. 1984. № 2. С. 12–17.
14. **Chen C.-C., Tao C.-J., Shyu L.-T.** Eutectoid temperature of carbon steel during laser surface hardening // J. Mater. Res. 1996. V. 11, N 2. P. 458–468.

15. **Bokota A., Iskierka S.** Numerical prediction of the hardened zone in laser treatment of carbon steel // *Acta Mater.* 1996. V. 44, N 2. P. 445–450.
16. **Bokota A., Iskierka S.** Effect of phase transformation on stress state in surface layer of laser hardened carbon steel // *ISIJ Intern.* 1996. V. 36, N 11. P. 1383–1391.
17. **Kuilboer R. B., Kirner P.K., Meijer J., et al.** Laser beam transformation hardening: transferability of machining parameters report on a co-operative work in STC'E' // *Ann. CIRP.* 1994. V. 43, N 2. P. 585–592.
18. **Бреховских В. Ф., Кокора А. Н., Углов А. А.** Определение вида пространственного распределения мощности теплового источника при действии луча лазера на сталь // *Физика и химия обраб. материалов.* 1967. № 6. С. 3–10.
19. **Hector L. G., Hetnarski R. B.** Thermal stresses in materials due to laser heating // *Thermal stresses IV.* Amsterdam: Elsevier, 1996. P. 453–531.
20. **Евтушенко А. А., Иваник Е. Г., Матысяк С. И.** Об одной модели лазерного термораскалывания // *Изв. РАН. Механика твердого тела.* 2001. № 2. С. 132–138.
21. **Прудников А. П., Брычков Ю. А., Маричев О. И.** Интегралы и ряды. Специальные функции. М.: Наука, 1983.
22. **Бардыбахин А. И., Чубаров Е. П.** Влияние формы локального источника тепла на предельную температуру тонкой пластины // *Физика и химия обраб. материалов.* 1996. № 4. С. 27–35.
23. **Roźniakowski K.** Laser-excited magnetic change in cobalt monocrystal // *J. Mater. Sci.* 1991. V. 26. P. 5811–5814.
24. **Рожняковский К., Влодарчик С., Дробник А.** Определение температуры стали 45, облученной импульсами неодимового лазера // *Квантовая электрон.* 1985. Т. 12, № 1. С. 205–207.

*Поступила в редакцию 25/III 2003 г.,
в окончательном варианте — 25/VI 2003 г.*
