ЛЕКЦИЯ 5. ПРОЦЕССЫ НАГРЕВА МАТЕРИАЛОВ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ.

В предыдущем разделе показано, что при воздействии лазерного излучения на поверхность металла, начиная с момента времени $t > \tau_{ep} \simeq 10^{-11} \div 10^{-12}$ с, происходит выравнивание температур электронного газа и решетки, что позволяет использовать понятие “источника тепла” для описания теплового воздействия лазерного излучения. Поскольку значительная часть технологических процессов выполняется при умеренных плотностях потока $q \leq 10^9$ Вт/см^2 и длительностях импульса $\tau_i \geq 10^{-8}$ с $\gg \tau_{ep}$, понятие “источник тепла” является вполне корректным. В соответствии с этим задачи о нагреве материалов лазерным излучением могут быть рассмотрены с использованием закономерностей обычной теплопроводности (линейной и нелинейной). Границей этого приближения можно условно считать времена $\sim 10^{-9}$ с.

Тепловой источник, эквивалентный действию луча лазера может быть поверхностным или объемным, сосредоточенным или распределенным в зависимости от поставленной задачи, выбираемой расчетной схемы и физических характеристик материала.

При указанных ограничениях на плотность потока излучения можно пренебречь потерями тепла за счет лучеиспускания и конвекции с нагреваемой поверхности. В ряде случаев учет температурной зависимости теплофизических и оптических постоянных не вносит больших изменений в конечный результат, что позволяет в первом приближении рассматривать более простые задачи с не зависящими от температуры коэффициентами.

Основными задачами теплофизики при лазерном нагреве материала является определение динамических характеристик температурного поля на поверхности и в глубине материала с целью получения информации о таких важнейших параметрах любого технологического процесса, как глубина прогретого фронта, критические плотности потока лазерного излучения, скорости нагрева и охлаждения поверхности, градиент температуры и др. Для нахождения значения температуры в любой точке облучаемого материала в любой момент времени необходимо найти решение $T(x,t)$ уравнения теплопроводности, которое в общем случае для полубесконечного тела и неподвижного источника тепла имеет вид:

$$\frac{\partial}{\partial t}(c\rho T) = \mathrm{div}(\varkappa \cdot \nabla T) + q_v, \tag{5.1}$$

где $\rho, c, \varkappa$– теплофизические коэффициенты (плотность, теплоемкость и теплопроводность), являющиеся в общем случае функциями температуры, пространственных координат и времени; q_v– плотность мощности объемного источника тепла.

На практике наибольший интерес представляют изотропные системы, у которых свойства одинаковы по всем направлениям, а теплофизические коэффициенты не зависят от температуры. В этом случае уравнение (5.1) принимает вид

$$\frac{\partial T}{\partial t} - a\Delta T = \frac{q_v}{\rho c}, \tag{5.2}$$

где $a = \varkappa/\rho c$– коэффициент температуропроводности, Δ– оператор Лапласа.

При воздействии лазерного излучения на металлы источник тепла является поверхностным, и q_v в (5.2) обращается в нуль. Тогда лазерное излучение, как источник тепла входит в граничное условие второго рода:

$$-\varkappa\frac{\partial T}{\partial x}\,|_{x=0}| = Aq_0, \tag{5.3}$$

где x– координата в глубину полубесконечного тела, q_0– плотность потока лазерного излучения на поверхности.

Аналитически уравнение теплопроводности решается лишь в ряде простейших случаев . Для точного определения $T(x,t)$ необходимо в каждом конкретном случае находить решение численными методами на компьютере. Однако анализ аналитических решений, полученных при разумных упрощениях позволяет выявить закономерности нагрева материалов, которые, как показывает опыт, достаточно хорошо описывают реальную картину нагрева материала.

Методы решения уравнения теплопроводности достаточно подробно изложены в целом ряде учебных пособий и справочников. Мы воспользуемся лишь результатами расчета для оценки процесса нагрева для трех случаев:

1) одномерная модель - $r_s \gg \sqrt{at}$, $\sqrt{at} \gg \delta$, где r_s - радиус пятна лазерного излучения, $\delta = 1/\alpha$, α- коэффициент поглощения;

2) острая фокусировка луча - $r_s \ll \sqrt{at}$, $\sqrt{at} \gg \delta$;

3) объемное поглощение, характерное для ряда полупроводников и диэлектриков - $\sqrt{at} \ll \delta$.

Для простоты анализа при выборе граничных условий считается, что температура ограничена при больших r и x так, что $T|_{x,r\to\infty} = 0$, а начальная температура во всех точках тела равна нулю, т.е. $T|_{t=0} = 0$. Для квазистационарного режима ($q = q_0$) при $t < \tau_i$ решение одномерной задачи ($r_s \gg \sqrt{at}$) имеет вид

$$T(x,t) = \frac{2Aq_0\sqrt{at}}{\varkappa}\,\mathrm{ierfc}\left(\frac{x}{2\sqrt{at}}\right), \tag{5.4}$$

$$T(0,t) = \frac{2Aq_0\sqrt{at}}{\sqrt{\pi}\varkappa}, \tag{5.5}$$

где $\mathrm{erfc}(u) = \frac{2}{\sqrt{\pi}}\int_u^\infty exp(-\xi^2)d\xi$ и $\mathrm{ierfc}(u) = \int_u^\infty \mathrm{erfc}(\xi)d\xi = \frac{1}{\sqrt{\pi}}e^{-u^2} - u\cdot\mathrm{erfc}(u)$– дополнительная функция интеграла вероятности и интеграл от нее.

Для острой фокусировки лазерного излучения ($r_s \ll \sqrt{at}$) решение принимает вид

$$T(x,t) = \frac{2Aq_0\sqrt{at}}{\varkappa}\left[\mathrm{ierfc}\left(\frac{x}{2\sqrt{at}}\right) - \mathrm{ierfc}\left(\frac{\sqrt{x^2+r_s^2}}{2\sqrt{at}}\right)\right]. \tag{5.6}$$

В пределе $t \to \infty$ возникает стационарный режим нагревания, определяемый выражением

$$T_{st}(x) = \frac{Aq_0}{\varkappa}\left(\sqrt{x^2+r_s^2} - x\right). \tag{5.7}$$

При этом стационарная температура центра светового пятна на поверхности

$$T_{st}(0) = \frac{Aq_0r_s}{\varkappa}. \tag{5.8}$$

Для объемного поглощения ($\sqrt{at} \ll \delta$) справедливы формулы

$$T(x,t) = \frac{Aq_0\alpha t}{\rho c}\exp\left(-\alpha x\right). \tag{5.9}$$

$$T(0,t) = \frac{Aq_0\alpha t}{\rho c}. \tag{5.10}$$

В практике некоторых технологических процессов принято оценивать зону термического влияния по глубине прогретого слоя x_q, условно определяемого из соотношения $T(x_q) = 0,05T(0)$. Используя полученные решения (5.4–5.10), легко получить для трех рассмотренных случаев следующие величины прогретых слоев: $x_q = 2,36\sqrt{at}$ при $r_s \gg \sqrt{at}$, $x_q = 10r_s$ при $r_s \ll \sqrt{at}$ и $x_q = 3\delta$ при $\delta \gg \sqrt{at}$.

Для острой фокусировки ($r_s \ll \sqrt{at}$) при достижении минимального пятна $r_s \simeq \lambda$ (где λ - длина волны излучения) легко получить оценочную формулу

$$P \simeq \pi\frac{\varkappa T\lambda}{A}. \tag{5.11}$$

позволяющую приблизительно определить необходимую мощность P лазера для достижения на поверхности конкретной температуры T.

Знание температурного поля в материале при действии лазерного излучения позволяет определить критические плотности потока излучения, требуемые для достижения в некоторой точке поверхности или объема материала заданной температуры. Используя решение уравнения теплопроводности для одномерной задачи нагрева полубесконечного тела (5.5), получаем соотношение для расчета интенсивности, требуемой для достижения на поверхности температуры плавления T_m

$$q_c^{(1)} = \frac{\sqrt{\pi}}{2}\frac{T_m \varkappa}{A\sqrt{a\tau_i}}, \tag{5.12}$$

где τ_i– длительность лазерного импульса.

Из (5.12) следует, что критическая плотность потока $q_c^{(1)}$ возрастает с увеличением температуры плавления материала, его теплопроводности, объемной теплоемкости и уменьшается с ростом длительности импульса излучения. Выражение (5.12) может быть использовано при оценке критической плотности потока, превышение которой нежелательно, например, в процессах термической обработки.

Аналогично из (5.5) может быть оценена критическая плотность потока, требуемая для достижения на поверхности материала температуры кипения T_b:

$$q_c^{(2)} = \frac{\sqrt{\pi}}{2}\frac{T_b \varkappa}{A\sqrt{a\tau_i}}. \tag{5.13}$$

Выражение (5.13) может быть использовано для оценки критической плотности потока, например, при сварке материалов лазерным излучением, поскольку в этом случае испарение материала из зоны расплава нежелательно.

Оценка критической интенсивности $q_c^{(3)}$, начиная с которой в балансе тепла превалирует процесс развитого испарения, может быть выполнена исходя из того, что в процессе поверхностного нагрева в глубину материала распространяется тепловая волна и фронт поверхности испарения. Если интенсивность мала, то скорость тепловой волны v_T существенно выше скорости фронта испарения v_b. При увеличении интенсивности скорость фронта испарения растет и при некотором значении $q_c^{(3)}$ сравнивается со скоростью нагрева. Это равенство можно использовать для оценки $q_c^{(3)}$. Поскольку $v_T \simeq \sqrt{\frac{a}{t}}$ и $v_b \simeq Aq_0/\rho L_b$, где ρL_b - удельная теплота испарения, то

$$q_c^{(3)} = \frac{\rho L_b}{A}\sqrt{\frac{a}{\tau_i}}. \tag{5.14}$$

Критическая плотность $q_c^{(3)}$ тем выше, чем больше удельная теплота испарения вещества и коэффициент температуропроводности и меньше длительность импульса τ_i. Для большинства материалов справедливы неравенства $q_c^{(1)} < q_c^{(2)} < q_c^{(3)}$. Численные оценки $q_c^{(1)}, q_c^{(2)}, q_c^{(3)}$ для ряда материалов при $A = 1$ представлены в таблице I.

Таблица I: Таблица

Материал	T_m, K	T_b, K	L_m, Дж/г	L_b, Дж/г	κ, Вт/см^2·К	a, см^2/с	$q_c^{(1)}$, Вт/см^2		$q_c^{(2)}$, Вт/см^2		$q_c^{(3)}$, Вт/см^2	
							$\tau_и = 10^{-8}$ с	$\tau_и = 10^{-3}$ с	$\tau_и = 10^{-8}$ с	$\tau_и = 10^{-3}$ с	$\tau_и = 10^{-8}$ с	$\tau_и = 10^{-3}$ с
Алюминий	660	2467	396	10571	2,23	0,91	$1{,}4 \cdot 10^7$	$4{,}3 \cdot 10^4$	$5{,}2 \cdot 10^7$	$1{,}65 \cdot 10^5$	$2{,}7 \cdot 10^8$	$9 \cdot 10^5$
Бериллий	1227	2970	1092	-	1,47	0,42	$2{,}5 \cdot 10^7$	$7{,}8 \cdot 10^4$	$6{,}1 \cdot 10^7$	$1{,}9 \cdot 10^5$	-	-
Хром	1875	2665	403	6564	0,67	0,20	$2{,}5 \cdot 10^7$	$7{,}8 \cdot 10^4$	$3{,}6 \cdot 10^7$	$1{,}1 \cdot 10^5$	$2{,}1 \cdot 10^8$	$6{,}7 \cdot 10^5$
Медь	1083	2595	214	4813	3,95	1,14	$3{,}6 \cdot 10^7$	$1{,}1 \cdot 10^5$	$8{,}4 \cdot 10^7$	$2{,}7 \cdot 10^5$	$4{,}6 \cdot 10^8$	$1{,}5 \cdot 10^6$
Золото	1063	2807	67	1873	2,98	1,18	$1{,}6 \cdot 10^7$	$5 \cdot 10^4$	$4{,}2 \cdot 10^7$	$1{,}3 \cdot 10^5$	$3{,}8 \cdot 10^8$	$1{,}2 \cdot 10^6$
Молибден	2610	4612	293	5140	1,43	0,51	$4{,}6 \cdot 10^7$	$1{,}6 \cdot 10^5$	$8{,}1 \cdot 10^7$	$2{,}6 \cdot 10^5$	$3{,}7 \cdot 10^8$	$1{,}2 \cdot 10^6$
Никель	1453	2730	309	6472	0,92	0,24	$2{,}4 \cdot 10^7$	$7{,}6 \cdot 10^4$	$4{,}5 \cdot 10^7$	$1{,}4 \cdot 10^5$	$2{,}8 \cdot 10^8$	$8{,}9 \cdot 10^5$
Кремний	1410	2355	1814	10647	0,84	0,53	$1{,}4 \cdot 10^7$	$4{,}5 \cdot 10^4$	$2{,}3 \cdot 10^7$	$7{,}4 \cdot 10^5$	$1{,}8 \cdot 10^8$	$5{,}7 \cdot 10^5$
Серебро	962	2212	105	2335	4,2	1,71	$2{,}7 \cdot 10^7$	$8{,}6 \cdot 10^4$	$6{,}2 \cdot 10^7$	$2{,}0 \cdot 10^5$	$3{,}2 \cdot 10^8$	$1{,}0 \cdot 10^6$
Тантал	2996	5425	155	4200	0,55	0,23	$3{,}0 \cdot 10^7$	$9{,}6 \cdot 10^4$	$5{,}4 \cdot 10^7$	$1{,}7 \cdot 10^5$	$3{,}3 \cdot 10^8$	$1{,}1 \cdot 10^6$
Вольфрам	3410	5660	184	4830	1,68	0,62	$6{,}4 \cdot 10^7$	$2{,}0 \cdot 10^5$	$1{,}1 \cdot 10^8$	$3{,}4 \cdot 10^5$	$7{,}4 \cdot 10^8$	$2{,}3 \cdot 10^6$

Используем решение одномерной модели нагрева (5.4) и (5.5) для оценки скоростей нагрева и охлаждения материала. Скорость нагрева получим, продифференцировав по времени соотношение (5.4):

$$v_T = \frac{\partial T(x,t)}{\partial t} = \frac{Aq_0}{\varkappa}\left[\sqrt{\frac{a}{t}}\,\mathrm{ierfc}\left(\frac{x}{2\sqrt{at}}\right) + \frac{x}{2t}\,\mathrm{erfc}\left(\frac{x}{2\sqrt{at}}\right)\right]. \tag{5.15}$$

На поверхности нагрева

$$v_T|_{x=0} = \frac{\partial T(0,t)}{\partial t} = \frac{Aq_0}{\varkappa}\sqrt{\frac{a}{\pi t}} = \frac{Aq_0}{\sqrt{\varkappa\rho c\pi t}}. \tag{5.16}$$

Максимального значения скорость нагрева v_T достигает в начальный момент времени.

Для расчета скорости охлаждения v_c необходимо получить выражение для температурного поля после прекращения действия источника теплоты. Проще всего воспользоваться понятием стока, т.е. источника теплоты с отрицательной плотностью потока q_0, который включается в момент выключения лазерного импульса. Это дает возможность, не решая задачи, записать формулу для температурного поля при $t \geq \tau_i$ на стадии остывания

$$T(x,t)|_{t>\tau_i} = \frac{2Aq_0}{\varkappa}\left[\sqrt{at}\,\mathrm{ierfc}\left(\frac{x}{2\sqrt{at}}\right) - \sqrt{a(t-\tau_i)}\,\mathrm{ierfc}\left(\frac{x}{2\sqrt{a(t-\tau_i)}}\right)\right]. \qquad (5.17)$$

Отсюда для скорости охлаждения v_c поверхности $(x = 0)$ после окончания действия импульса $t > \tau_i$ получим

$$v_c|_{t>\tau_i} = \frac{\partial T(0,t)}{\partial t} = \frac{Aq_0}{\pi\varkappa c\rho}\left(\frac{1}{\sqrt{t}} - \frac{1}{\sqrt{t-\tau_i}}\right). \qquad (5.18)$$

Скорость охлаждения, как и скорость нагрева, линейно зависит от плотности потока лазерного излучения.

Выражение для градиента температуры при нагреве полубесконечного тела источником теплоты с постоянной плотностью потока получим, продифференцировав (5.4) по x

$$\frac{\partial T(x,t)}{\partial t} = -\frac{Aq_0}{\varkappa}\,\mathrm{erfc}\left(\frac{x}{2\sqrt{at}}\right). \qquad (5.19)$$

Градиент температуры тем выше, чем больше отношение $q_0/\varkappa$ и в большой степени зависит от автомодельной переменной $\frac{x}{2\sqrt{at}}$. Если $t \to \infty$, или $x = 0$, градиент температуры имеет постоянное значение

$$\left.\frac{\partial T(x,t)}{\partial t}\right|_{\substack{x=0 \\ t\to\infty}} = -\frac{Aq_0}{\varkappa}. \qquad (5.20)$$