Лекція 2

2.1 Теплофізичні закономірності лазерного нагрівання та плавлення поверхні

ЛВ, яке падає на поверхню, що обробляється, практично миттєво поглинається і переходить у теплову енергію в поверхневому шарі. Це призводить до різкого підвищення температури матеріалу в зоні лазерної дії (ЗЛД). Проте разом з цим одночасно відбувається і відвід тепла у більш глибокі шари матеріалу. Звичайно розподіл температури на поверхні відповідає просторовому розподілу ЛВ у поперечному перерізі.

Процеси теплообміну у твердих тілах при лазерному опроміненні можуть оцінюватися як теоретично, так і експериментально.

При теоретичних розрахунках розглядають, як правило, три типи розподілу енергії за поперечним перерізом пучка – точковий, нормальний та рівномірний і використовується диференціальне рівняння теплопровідності, яке розв'язується при певних крайових умовах, що відповідають даній задачі:

$$\nabla^2 T(x, y, z, t) - \frac{1}{a} \cdot \frac{\partial T(x, y, z, t)}{\partial t} = -\frac{1}{k} A(x, y, z, t), \qquad (2.1)$$

де T – температура (функція координат і часу);

k – коефіцієнт теплопровідності;

A – кількість теплоти, що виділяється в одиниці об'єму за одиницю часу (функція координат і часу);

a – коефіцієнт температуропроводності, який визначає швидкість сприйняття та передачі теплової енергії. Швидкість нагрівання матеріалу є пропорційною до його теплопровідності k, і обернено пропорційною до питомої теплоємності, розрахованої на одиницю об'єму, тобто добутку ρC (де ρ - густина, а C – питома теплоємність). Тоді

$$a = \frac{k}{\rho C}. \qquad (2.2)$$

Розв'язок рівняння (2.1) в загальному вигляді отримати неможливо. Тому можливими є лише розв'язки для конкретних випадків.

Припустимо, що маємо гаусівський розподіл питомого теплового потоку у плямі (що має місце у більшості випадків при імпульсній лазерній обробці матеріалів).

Тоді густина поглинутої енергії буде визначатися з виразу

$$q(x) = q_0 e^{-\frac{x^2}{r^2}}, \qquad (2.3)$$

де q_0 - густина потужності ЛВ у центрі плями;

r – радіус гаусівського пучка.

У цьому випадку розв’язком зведеного рівняння (2.1) буде

$$T(x,z,t) = \frac{q_{\max} r^2}{k} \cdot \left(\frac{a}{\pi}\right)^{\frac{1}{2}} \cdot \int_0^t \frac{P(t-t')dt' \exp\left[\frac{z^2}{4at} - \frac{x^2}{4at'}\right]}{\sqrt{t'}\left(4at' + r^2\right)}, \qquad (2.4)$$

де $q_{\max}$ – максимальна густина потужності випромінювання в центрі плями;

T – температура, як функція глибини z, яка відраховується від поверхні, радіальної відстані x від центру теплового джерела та часу t з моменту початку дії теплового імпульсу;

$P(t) = \frac{q(t)}{q_{\max}}$.

При оцінці температури в ЗЛД (для імпульсного лазеру) за цією залежністю (2.4) припускається, що коефіцієнт відбиття $R \to 0$ і теплота повністю виділяється на поверхні матеріалу; крім того, не враховується “пічкова” структура імпульсу.

Якщо розвя’зок рівняння (2.1) навіть для частинних випадків отримати аналітично неможливо, то використовують наближені методи розв’язків і знаходять температурні поля в ЗЛД за допомогою ЕОМ.

У випадку використання неперервного ЛВ при визначенні температурних залежностей можна розглядати джерело випромінювання як таке, що рухається зі швидкістю v вздовж напрямку осі x, і діє на поверхню напівнескінченного тіла. У цьому випадку температура поверхні у точці з координатами (x, y, z) в стаціонарному стані визначається співвідношенням

$$T = \frac{a}{4k\left(\frac{\pi}{a}\right)^{\frac{3}{2}}} \int_0^\infty \frac{dt}{\sqrt{t^3}} \int_{-\infty}^{+\infty} dx' \int_{-\infty}^{+\infty} q(x',y') \exp\left[-\frac{\left(x - x' + vt\right)^2 + \left(y - y'\right)^2 + z^2}{4at}\right] dy'. \qquad (2.5)$$

При більшості лазерних обробок поверхні в режимі ***оплавлення*** вибирають такі режими, щоб плавлення відбувалося без випаровування з поверхні.

Під час взаємодії імпульсного ЛВ з матеріалом плавлення поверхні при відсутності випаровування може існувати лише у досить вузькому інтервалі параметрів імпульсу випромінювання (мається на увазі густина потужності). Існує граничне значення густини потужності $q_{гр}$, вище від якого починаються процеси випаровування. ***Щоб збільшити глибину проплавлення при заданому значенні густини потужності*** q***, необхідно підвищити час дії ЛВ***.

Коефіцієнт температуропроводності a, що залежить від природи матеріалу, є важливою характеристикою, за допомогою якої можна визначити глибину та швидкість проплавлення. Експериментально встановлено, що числове значення a є більш високим для чистих металів, ніж для сплавів.

Іншою важливою характеристикою є теплова постійна часу t_n, яка характеризує тривалість дії імпульсу, необхідну для заданої глибини проникнення теплового потоку.

Якщо позначити через δ глибину проникнення теплового потоку за час t, то справедливою виявляється рівність

$$\delta = \sqrt{4at} . \qquad (2.6)$$

Розглянемо таблицю 2.1.

Таблиця 2.1.

Матеріал	a, см^2/с	t_n, мс при h, см (h - товщина зразка)			
		0,01	0,02	0,05	0,1
Al	0,19	0,029	0,118	0,74	2,94
Cu	1,14	0,022	0,088	0,55	2,19
Fe	0,21	0,124	0,495	3,09	12,38
Ni	0,24	0,114	0,454	2,84	11,36
Ti	0,08	0,593	-	14,8	-
W	0,62	0,969	-	1,5	-
Сплав на основі Al	0,474	0,053	0,211	1,32	5,27
Бронза	0,213	0,117	0,470	2,93	11,74
Нержавіюча сталь	0,056	0,446	1,786	11,16	44,64
Вуглецева сталь	0,119	0,210	0,840	5,25	21,01

З таблиці видно, що зі зростанням товщини зразка теплові постійні часу підвищуються настільки, що тепло не встигає проникати всередину зразка. Для деяких матеріалів величина t_n виявляється значно вищою від τ.

У випадку використання неперервного ЛВ величина t_n не відіграє суттєвої ролі, оскільки її можна вибрати будь-якою. Це дає можливість широкого використання неперервного ЛВ для різання металевих сплавів та для їх зварювання.

Розглянемо процеси ***ерозії*** матеріалу під час дії ЛВ.

Термін “***ерозія***” (зокрема “***лазерна ерозія***”) означає видалення матеріалу із ЗЛД або у вигляді розплаву, або у вигляді випаровування розплавленої фази. Для досягнення такого виду руйнування сплавів (в залежності від їх властивостей) необхідні досить високі значення густини потужності ЛВ ($10^5 \div 10^8$ Вт/см^2). При підвищенні густини потужності продукти лазерної ерозії викидаються вибухоподібно.

Для чого необхідно вивчати лазерну ерозію? Це дуже розповсюджене явище, яке зустрічається, наприклад, при прошивці отворів, розкроюванні та різці металів і сплавів, тощо.

Створити повну математичну картину процесу ерозії практично неможливо, оскільки при цьому необхідно враховувати багато різноманітних факторів: і плавлення, і фазові переходи, і випаровування і т.д. і т.д. Тому при теоретичній побудові механізму лазерної ерозії звичайно розглядають лише процеси випаровування, як домінуючі.

Розглянемо як відбувається процес ерозії при дії на матеріал імпульсного лазерного випромінювання. У цьому випадку можна скористатися теорією теплового руйнування, розробленою у ряді робіт Анісімова, Реді та інших авторів. У відповідності з цією теорією припускається, що видалення речовини відбувається лише за допомогою поверхневого випаровування. Тоді процес можна описати за допомогою рівнянь теплопровідності для конденсованої фази у системі координат, пов'язаною з рухомою межею, на якій і відбувається випаровування.

Для спрощення математичних розрахунків часову структуру імпульсу ЛВ розглядати не будемо. Знехтуємо також тим фактором, що на поверхні речовини знаходиться шар рідкої фази. Крім того, оскільки при високих густинах потужності ЛВ ($q > 10^5$ Вт/см^2) час виходу на квазістаціонарний режим з постійною швидкістю випаровування v_0 є незначним, то цю стадію процесу випаровування розглядати також не будемо. І у тому випадку, коли виконується нерівність

$$r >> \sqrt{a\tau_i}\,, \tag{2.7}$$

де r – радіус лазерної плями на поверхні;
a – коефіцієнт температуропровідності;
τ_i – тривалість імпульсу,

то задача про квазістаціонарний рух межі випаровування напівнескінченного тіла може бути розглянута у одномірній підстановці, тобто

$$\begin{cases} \dfrac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \dfrac{v_0}{a}\dfrac{\partial T}{\partial z} = 0; \\ -K\dfrac{\partial T}{\partial z} = q - \rho v_0 \Delta H, \; (z=0)\,, \\ T(z,0) = T(\infty, t) = 0 \end{cases} \tag{2.8}$$

де v_0 – швидкість руху фронту випаровування;

K – коефіцієнт теплопровідності;

ρ – густина речовини;

ΔH – різниця питомих ентальпій твердої та газоподібної фаз. Причому

$$\Delta H = L_u - \frac{R_0 T}{2}, \tag{2.9}$$

де L_u – питома теплота випаровування;

R_0 – універсальна газова стала.

Розв'язок системи рівнянь (2.8) у рухомій системі координат має вигляд

$$T(z,t) = T_0 e^{-\frac{z v_0}{a}}, \tag{2.10}$$

де між величинами v_0 і T_0 існує залежність

$$v_0 = \frac{q}{\rho\left(L_u + 2{,}5 R_0 T_0\right)}. \tag{2.11}$$

У формулу (2.11) входять два параметри: v_0 і T_0, для визначення яких необхідна додаткова умова. У тепловій моделі руйнування речовини такою умовою є рівняння кінетики випаровування

$$v_0 = s \exp\left(-\frac{L_u}{R_0 T_0}\right), \tag{2.12}$$

де s – величина, яка є близькою до швидкості звуку у металі і залежить від тієї моделі кристалічної гратки, яка приймається.

У випадку дебаєвської моделі гратки

$$s = \left[\frac{4\pi}{9}\left(s_l^{-3} + 2 s_t^{-3}\right)\right]^{-\frac{1}{3}}, \tag{2.13}$$

де s_l і s_t – швидкості поздовжній та поперечних хвиль.

Розв'язуючи спільно рівняння (2.11) та (2.12), можна виразити v_0 і T_0 через фізичні параметри речовини. Знаючи v_0 і T_0, переміщення фронту випаровування знаходять за формулою

$$\Delta z = v_0 \left(t - t_0\right), \tag{2.14}$$

де t_0 – час встановлення квазістаціонарного режиму, який визначається із співвідношення

$$t_0 = \frac{a}{v_0^2}\frac{9\pi}{4(p+2{,}5)^2}, \quad (2{,}15)$$

де $p = \frac{L_u}{R_0 T_0}$.

Якісний аналіз показує, що існує оптимальний режим випаровування даної речовини, який забезпечує максимальне значення випареної маси та переміщення фронту випаровування. При цьому максимальна тривалість імпульсу буде

$$\tau = \frac{0{,}15}{a}\left(\frac{Q}{\rho L_u}\right)^2 \frac{p}{p+0{,}5}, \quad (2.16)$$

де Q – густина енергії (Дж/см^2), величина p визначається як корінь трансцедентного рівняння

$$e^p = K\frac{2p+s}{2p-s}, \quad (2.17)$$

а $K = \frac{100s}{9\pi a\rho L_u}$.

Значний вплив на закономірності лазерної ерозії мають фізичні властивості матеріалів. Наприклад, зі зростанням теплоти і температури плавлення у чистих металах виявляється загальна тенденція до зменшення ерозії.

Врахувати вплив усіх фізичних властивостей матеріалу на його ерозію неможливо. Проте для ряду груп споріднених матеріалів існують певні критерії при лазерній обробці (наприклад, за електронною будовою, тощо).

Розглянемо процеси ***остигання*** матеріалу при лазерних обробках.

Після припинення дії ЛВ відбувається процес ***остигання*** раніше нагрітого чи розплавленого матеріалу. Лазерне випромінювання має високий ступінь локалізації. Це призводить до того, що тепло відвід здійснюється вглиб масиву виробу, що оброблюється, нормально до поверхні. В залежності від густини потужності ЛВ та тривалості імпульсу лазерна обробка дає можливість отримання швидкостей охолодження матеріалу у широкому діапазоні – від 10^2 до 10^{10} К/с. Це дозволяє отримувати поверхневі шари, які характеризуються високими значеннями твердості, а інколи навіть такі, що мають аморфну структуру.

У випадку одномірної задачі температура охолодження у будь-якій точці на осі z у різні моменти часу $t > \tau$ (τ - тривалість імпульсу) може бути обчислена з виразу

$$T(z,t) = \frac{2q\sqrt{a}}{K}\left[\sqrt{t}\cdot ierfc\frac{z}{2\sqrt{at}} - \sqrt{t-\tau}\cdot ierfc\frac{z}{2\sqrt{a}(t-\tau)}\right], \tag{2.18}$$

де t – час після завершення дії ЛВ;

τ – тривалість імпульсу;

q – густина потужності випромінювання;

K – коефіцієнт теплопровідності;

a – коефіцієнт температуропроводності;

$ierfc(x) = \int\limits_x^\infty erf(x)dx = \frac{1}{\sqrt{\pi}}\exp\left(-x^2\right) - x\cdot erfc(x)$;

$erfc(x)$ – ймовірносний інтеграл (береться з таблиць).

Для визначення температури на поверхні тіла у виразі (2.18) необхідно підставити $z = 0$, тобто

$$T(0,t) = \frac{2q\sqrt{a}}{K}\left[\frac{\sqrt{t}}{\sqrt{\pi}} - \sqrt{t-\tau}\cdot erfc\frac{r}{2\sqrt{a}(t-\tau)}\right], \tag{2.19}$$

де r – радіус лазерної плями.

Для малих значень проміжків часу $0 < t \le \tau$ вираз (2.19) спрощується і зводиться до наступного виразу для наближеного обчислення температури у точці $z = 0$ на поверхні тіла

$$T(0,t) = \frac{2q}{K}\sqrt{\frac{at}{\pi}}\,. \tag{2.20}$$

На практиці важливим є визначення глибини зони гартування під час лазерної обробки з використанням імпульсного ЛВ. У першому наближенні можна вважати, що глибина зони гартування визначається розмірами зони, у якій при нагріванні в результаті лазерної дії досягалася температура певної величини. Використання виразу (2.18) є надзвичайно трудомістким у зв’язку зі значною кількістю обчислень. У цьому випадку користуються виразом для обчислення температур у неявному вигляді, який отримують, припускаючи, що $r >> \sqrt{at}$, тобто

$$T(z,t) \approx \frac{q}{K}\left(2\sqrt{\frac{at}{\pi}} - z\right), \tag{2.21}$$

де z - глибина нагріву до $T(z,t)$.

З виразу (2.21) отримують просту формулу для наближеного визначення глибини загартованого шару $z_{гарт}$ при лазерному нагріванні імпульсом тривалістю τ

$$z_{гарт} \approx 2\sqrt{\frac{a\tau}{\pi}} - \frac{T_{гарт}K}{q}. \tag{2.22}$$

Згідно виразу (2.22) можна також дати оцінку розміру зони термічного впливу за глибиною, тобто по осі z. Для цього у формулу (2.22) необхідно підставити відповідне значення температури T замість $T_{гарт}$ та обчислити значення z, тобто визначити протяжність заглибиною зони нагріву до цієї температури T.

Одномірна теплова модель не дає змоги виконати розрахункову оцінку розмірів зони термічного впливу у радіальному напрямку, оскільки при цьому не враховується потік теплоти у даному напрямку. Щоб розрахувати ці параметри, необхідно враховувати об'ємний характер теплопровідності.

Одномірне уявлення про температурне поле дозволяє легко отримати значення швидкості охолодження матеріалу на поверхні ($z = 0$). Для цього необхідно розглянути процес охолодження за часом t після дії імпульсним випромінюванням, тобто $t > \tau$. Швидкість охолодження у точці $z = 0$ в залежності від часу t визначається за допомогою співвідношення

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{q}{\sqrt{\pi K c \rho}}\left(\frac{1}{\sqrt{t}} - \frac{1}{\sqrt{t-\tau}}\right), \tag{2.23}$$

де ρ – густина матеріалу;

c – питома теплоємність.

У багатьох випадках оцінку теплових процесів під час лазерної обробки імпульсним випромінюванням необхідно здійснювати з урахуванням об'ємного характеру теплопровідності. Тоді для коротких імпульсів з незначними розмірами лазерної плями можна скористатися формулою для миттєвого зосередженого джерела теплоти на поверхні напівнескінченного тіла

$$T(R,t) = \frac{2Q}{c\rho(4\pi a t)^{\frac{3}{2}}}\exp\left(-\frac{R^2}{4at}\right), \tag{2.24}$$

де T – температура у довільній точці тіла A з координатами x, y, z;

t – час від моменту введення теплоти;

Q – кількість теплоти, що виділилася в результаті лазерної дії на поверхні матеріалу на осі пучка;

$R^2 = x^2 + y^2 + z^2$ – квадрат відстані від джерела теплоти Q до точки A, що розглядається

Кількість теплоти Q можна отримати у вигляді добутку ефективного коефіцієнту поверхневого поглинання $A_{еф}$ і енергії імпульсу випромінювання E, тобто

$$Q = A_{еф} E. \tag{2.25}$$

У виразі (2.24) враховується об’ємний характер теплопровідності, тобто враховується той факт, що мають місце теплові потоки за всіма координатними напрямками у напівнескінченному тілі. У цьому випадку процес розповсюдження температури буде симетричним відносно точки, яка лежить на поверхні матеріалу на осі пучка (точка O, наприклад). Температура ж будь-якої точки буде визначатися значенням радіуса-вектора $\vec{R}$, тобто ізотермічними поверхнями будуть на півсфери з $\vec{R} = const$ і центром у точці O. Тоді поле температур у будь-який момент часу буде являти собою сімейство напівсферичних ізотермічних поверхонь. Вираз (2.24) задовільно співпадає з експериментами по визначенню температури у тих точках, у яких значення радіуса-вектора $\vec{R}$ у 3 – 5 разів перевищує радіус лазерної плями r на поверхні матеріалу, що оброблюється за допомогою імпульсного ЛВ.

Для того, щоб більш точно розрахувати значення температур, особливо для точок, що знаходяться поблизу джерела нагріву, необхідно враховувати реальні розміри джерела нагріву і характер розподілу густини потужності випромінювання на поверхні тіла.

Більшість технологічних імпульсних лазерів мають гаусівський розподіл густини потужності випромінювання в перерізі. У цьому випадку при дії такого імпульсу ЛВ в результаті поглинання на поверхні тіла виникає теплове джерело, яке також характеризується нормальним розподілом густини потужності, тобто нормально-кругове джерело.

Щоб визначити ефективну теплову потужність q такого нормально-кругового джерела необхідно проінтегрувати густину потужності по поверхні (згідно формули (1.11).