

**ДОСЛІДЖЕННЯ ПРОЦЕСІВ ТЕРМІЧНОГО РОЗТРИСКУВАННЯ
БЕТОННИХ ЗРАЗКІВ ПРИ ДІЇ ЛАЗЕРНОГО ОПРОМІНЕННЯ**

**RESEARCH OF THERMAL CRACKING PROCESSES OF CONCRETE
SAMPLES UNDER THE ACTION OF LASER IRRADIATION**

Добрянський І.М., д.т.н., професор, ORCID ID: 0009-0008-7203-9736 (Івано-Франківський національний технічний університет нафти і газу), **Ільчук Н.І., к.т.н., доц., ORCID ID: 0000-0002-7419-2661** (Луцький національний технічний університет), **Добрянська Л.О., к.е.н., доцент, ORCID ID: 0009-0001-8720-7561X** (Івано-Франківський національний технічний університет нафти і газу).

Dobryanskyu I.M., Doctor of Engineering., Professor, ORCID ID: 0009-0008-7203-9736 (Ivano-Frankivsk National Technical University of Oil and Gas), **Ichuk N.I., Ph.D. of Engineering, Associate Professor, ORCID ID: 0000-0002-7419-2661** (Lutsk National Technical University University), **Dobryanska L.O., Ph.D. of Economics, Associate Professor, ORCID ID: 0009-0001-8720-7561X** (Ivano-Frankivsk National Technical University of Oil and gas).

В дослідженнях використано схему для побудови розв'язку незв'язаної задачі квазістатичної термопружності для півбезмежного тіла за змішаних граничних умов, що піддається нагріванню в обмеженій області граничної поверхні тепловим потоком і на основі виконаного розв'язку проведеного обґрунтованого підходу до здійснення розрахунку необхідних параметрів для терморозтріскування, який проведено з використанням критеріального рівняння (Грифітса та МакКлінтока-Велша) з механіки крихкого руйнування. Загальна схема була випробувана на бетонних зразках двох різних типів, які мали різну міцність на стиск.

The research used a scheme for constructing a solution of an uncoupled problem of quasi-static thermoelasticity for a semi-infinite body under mixed boundary conditions, which is subject to heating in a limited region of the boundary surface by a heat flux, and based on the constructed solution, an approach to calculating the parameters of thermal separation was developed, which uses criterion levels. (Griffiths and McClintock-Welsh) mechanics of brittle fracture. The scheme was tested on concrete samples of two types with different compressive strengths.

The effect of forced cooling on the thermal stress state in deformable solids under the conditions of action of concentrated heat flows was studied in

works, where the conditions under which the effect of cooling is significantly felt are established. Experimental studies of temperature regimes have shown that in the absence of forced cooling systems, the heat transfer in the process of short-term (with Fourier numbers less than ten) heating can be less than 5% of the total amount of heat received.

The general results can also be the basis for further research on the influence of different laser sources on the processes of heat treatment of building materials and structures.

A review of the works in which approaches to finding the non-stationary temperature and quasi-static temperature stresses in a half-space with a uniform thermal flow of heat were initiated show that the surface outside the contact area is thermally insulated. However, taking into account convective heat transfer shows the problem more precisely.

It is necessary to consider the general order of construction of the solution of the problem of quasi-static unbound thermoelasticity for a semi-infinite body heated by a uniformly distributed heat flux under mixed boundary conditions. Next, on this basis, we will present an approach to the calculation of parameters of laser thermal cracking, which uses some criterion equations of the mechanics of brittle fracture.

Ключові слова: конвективне охолодження, температура, температурні напруження, концентровані теплові потоки, критеріальні рівняння механіки крихкого руйнув

convective cooling, temperature, temperature stresses, concentrated heat flows, criterion equations of brittle fracture mechanics, concrete.ання, бетон.

Вступ. Загальний вплив примусового охолодження на термонапружений стан, який виникає у деформівних твердих тілах, які можуть або перебувають в умовах дії різних концентрованих теплових потоків, було досліджено у працях [1–6], де було встановлено умови, за яких суттєво відчутним був вплив охолодження. Експериментальні дослідження температурних режимів показали, що при відсутності систем примусового охолодження тепловіддача в процесі короткочасного (для чисел Фур'є менше десяти) нагрівання складає значно менше, ніж 5% від загальної кількості тепла, яке виділяється. Таке припущення буде тим точніше, чим меншим за значенням буде число Рейнольдса для повітряного потоку, який обтікає тіло. Саме тому, адіабатичність вільної поверхні для контактуючих тіл буде вносити значні спрощення до процесу розв'язання теплової задачі. Для проведення оцінки по максимальній величині критерію Біо $Bi = ha / K$ при обтіканні сфери радіуса R повітрям можна скористатись даними роботи [6]. Коефіцієнт тепловіддачі h може бути знайденим за критерієм Нуссельта $h = (K_b / R)Nu$, де $K_b = 0,025$ Вт/(м·К) - теплопровідність сухого повітря при

температурі 20 0С. Отже $Bi = (K_b a / KR)Nu$. При вимушеній конвенції повітря критерій Нуссельта є функцією числа Рейнольдса Re і виражається емпіричною залежністю: $Nu = 2 + 0,027 Re^{0,54} + 0,312 Re^{0,58}$. При цьому максимальне значення для числа Рейнольдса, при дослідженні фізичних процесів та технічних явищ в машинобудуванні, не перевищує 108. При $Re = 10^8$ з формули для числа Нуссельта знаходимо $Nu = 1,41 \cdot 10^4$. Покладаючи, що сфера виготовлена з низьколегованої сталі з середнім значення коефіцієнта теплопровідності $K = 20$ Вт/(м·0С) і приймаючи до уваги, що при локальному контакті в рамках теорії Герца $a/R < 0,1$, з виразу для числа Біо було отримано, що $Bi < 1,8$. Слід зазначити, що дана оцінка була отримана із значним запасом в сторону до збільшення, так як, по-перше: теплопровідність для більшості сталей є вища від прийнятої; а по-друге: як правило $Re < 10^6$.

Аналіз досліджень. При проведенні огляду робіт, у яких було започатковано різні підходи до визначення нестационарної температури та квазістатичних температурних напружень саме у півпросторі, який має неоднорідний тепловий потік тепла, було вказано, що поверхня, яка знаходиться поза ділянкою контакту є теплоізованою. Однак, саме врахування конвективного теплообміну більш точніше відображає існуючу проблему.

Мета і задачі дослідження. Розглянути процедуру для побудови розв'язку задачі з квазістатичної незв'язаної термопружності, яка діє для півбезмежного тіла, яке нагрівається під впливом рівномірно розподіленого теплового потоку у змішаних граничних умовах. Потім на цій основі подано підхід щодо розрахунку параметрів лазерного терморозтріскування, який може використовувати деякі критеріальні рівняння механіки для крихкого руйнування. Саме для цього, на основі визначеного нестационарного розподілу температури потрібно знати квазістатичний термонапружений стан для півбезмежного тіла, яке нагрівається в круговій області граничної поверхні при дії теплового потоку і має нормальний (гаусовим) розподіл потужності.

Відповідно до поставленої мети вирішується наступне завдання:

- вивчення процесів термовідколювання на початкових стадіях нагрівання в околі зони центру плями нагріву;
- посилення відколювання складових бетону в напрямку від кратера при подальшому опроміненні лазером.

Вивчення процесів термовідколювання на початкових стадіях нагрівання в околі зони центру плями нагріву.

Для визначення нестационарного температурного поля $T(r, z, t)$ у системі в будь-якій довільній точці $0 \leq r \leq \infty, 0 \leq z \leq \infty$ та у момент часу $t > 0$

в загальному припущенні, що загальні теплофізичні властивості не залежать від температури, можемо отримати рівняння нестационарної теплопровідності, а також нульову початкову умову, та умови зникнення безмежності та загальну змішану граничну умову на поверхні:

$$K \frac{\partial T}{\partial z} = \begin{cases} -q, & r \leq a, z = 0, \\ hT, & r > a, z = 0. \end{cases} \quad (1)$$

Розв'язок відповідної задачі для теплопровідності при заданій умові (1) не знайдено, тому вирішення даної проблеми саме в математичному плані є доволі складною. Розглянемо побудову цієї задачі, використовуючи деякі припущення. Заміняємо умову (1) на таку

$$K \frac{\partial T}{\partial z} = -qH(a-r) + hT \quad \text{при} \quad r \geq 0, z = 0. \quad (2)$$

Суть пропонованого методу полягає в наступному. Замінімо температуру в правій частині умови (2) в області нагріву $0 \leq r \leq a$ середньою температурою в цій області у відповідності до формули

$$\theta = \frac{2}{a^2} \int_0^a T(r,0,t) r dr \quad (3)$$

Тоді з використанням (3) матимемо таку умову

$$K \frac{\partial T}{\partial z} = -q + h\theta \quad \text{при} \quad 0 \leq r \leq a, z = 0. \quad (4)$$

Умова (4) співпадає з умовою (1) в області нагріву з точністю до деякого сталого множника λ , який слід вибрати із залежності

$$-q = \lambda(-q + h\theta) \quad (5)$$

Тоді на основі (5) матимемо

$$\lambda = \frac{1}{1 - h\theta/q} > 1 \quad (6)$$

Тому, наближений розв'язок вихідної змішаної задачі теплопровідності можна представити як

$$T(r, z, t) = \lambda T_0(r, z, t), \quad (7)$$

де $T_0(r, z, t)$ є розв'язком рівняння нестационарної теплопровідності при сформульованій граничній умові (2). Ввівши безрозмірні змінні $\rho = r/a$, $Z = z/a$, $Fo = kt/a^2$, $\Lambda = q_0 a/K$ запишемо крайову задачу для знаходження розподілу $T_0(r, z, t)$

$$\frac{\partial^2 T_0}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial T_0}{\partial \rho} + \frac{\partial^2 T_0}{\partial Z^2} = \frac{\partial T_0}{\partial Fo}, \quad \rho \geq 0, Z \geq 0, Fo > 0 \quad (8)$$

$$T_0(r, z, 0) = 0, \quad T_0(\infty, z, t) = T_0(r, \infty, t) = 0 \quad (9)$$

$$K \frac{\partial T_0}{\partial Z} = -\Lambda H(1 - \rho) + BiT_0 \quad \text{при } \rho \geq 0, Z = 0, \quad (10)$$

де для λ із (6) отримуємо $\lambda = \frac{1}{1 - Bi\theta/\Lambda} > 1$, причому згідно залежності (3) матимемо

$$\Theta = 2 \int_0^1 T(r, 0, t) \rho \, d\rho \quad (11)$$

Розв'язок для сформульованої крайової задачі може бути побудовано з використанням інтегральних перетворен, а саме: застосування інтегрального перетворення Ганкеля по радіальній координаті ρ , а також інтегрального перетворення Фур'є по узагальненому тригонометричному ядрі по змінній Z для виду $N(Z, \zeta) = \zeta \cos(\zeta Z) + Bi \sin(\zeta Z)$ [6, 7], що дає наступний вираз для розв'язання вихідної крайової у задачі (8)–(10)

$$T_0(r, z, t) = \Lambda \int_0^\infty \xi \varphi(\xi) \Phi_0(\xi, Z, Fo) J_0(\xi \rho) \, d\xi \quad (12)$$

$$\Phi_0(\xi, Z, Fo) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^\infty \frac{N(Z, \zeta)}{\zeta^2 + Bi^2} \tilde{\Phi}_0(\xi, \zeta, Fo) \, d\zeta$$

Саме тому, розв'язок (12), для змішаної задачі теплопровідності, було записано у вигляді інтеграла Ганкеля, який містить певну невідому поки що функцію, і яку було записано як інтеграл Фур'є. Для розв'язку задачі, було використано довідкові дані як при обчисленні інтегралів, так і при формулюванні відповідної задачі згідно методики, яку викладено у роботах [3, 6], отримано такий вираз:

$$\begin{aligned} \Phi_0(\xi, Z, Fo) = & \frac{1}{2} \left[\frac{e^{-\xi Z}}{Bi + \xi} \operatorname{erfc} \left(\frac{Z}{2\sqrt{Fo}} - \xi\sqrt{Fo} \right) + \frac{e^{\xi Z}}{Bi - \xi} \operatorname{erfc} \left(\frac{Z}{2\sqrt{Fo}} + \xi\sqrt{Fo} \right) \right] - \\ & - \frac{Bi e^{BiZ}}{Bi^2 - \xi^2} e^{(Bi^2 - \xi^2)Fo} \operatorname{erfc} \left(\frac{Z}{2\sqrt{Fo}} + Bi\sqrt{Fo} \right) \end{aligned} \quad (13)$$

Стационарна температура в центрі круга нагрівання ($\rho = 0, Z = 0$) при $Fo \rightarrow \infty$ на основі співвідношень (11)–(13) визначається так

$$T_0(0,0,\infty) = \Lambda \int_0^\infty \frac{J_1(\xi)}{Bi + \xi} d\xi =$$

$$= \Lambda \left\{ 1 + \frac{1}{Bi} + \frac{\pi}{2} [Y_1(Bi) - H_1(Bi)] \right\}$$

Сталий множник λ , який залежить від параметра Біо та значення усередненої температури в області нагріву, знаходився на основі отриманих співвідношень чисельним шляхом.

Після перемноження знайденої температури T_0 (12), яка відповідає випадку теплообміну по всій граничній поверхні, на множник λ було отримано необхідний температурний розподіл, який і буде відповідати розв'язку для вихідної задачі без врахування теплообміну в області нагріву.

При знаходженні відповідного термонапруженого стану, обумовленого нестационарним температурним розподілом (12), було застосовано залежність осесиметричної квазістатичної задачі термопружності, де загальне напруження було виражено через термопружний потенціал для переміщень Ψ та за функцією Лява L . Повне поле квазістатичних температурних напружень σ_{ij}^t отримуємо суперпозицією напружень, що відповідають потенціалу переміщень Ψ та функцію Лява. Після проведення необхідних перетворень представимо їх вирази у вигляді

$$\sigma_{ij}^* = \int_0^\infty \varphi(\xi) S_{ij}(\xi, \rho, Z, Fo) d\xi - T^* \varepsilon_{ij} \quad (14)$$

причому величини $S_{ij}(\xi, \rho, Z, Fo)$ визначаються через дві функції $\Phi_1(\xi, Z, Fo)$ і $\Phi_2(\xi, Z, Fo)$, які визначені у роботі.

Посилення відколювання складових бетону в напрямку від кратера при подальшому опроміненні лазером.

Метод керованого лазерного терморозколювання отримав теоретичне обґрунтування. Загальна розрахункова схема методу має такий вид: визначення температурного поля, яке виникає у результаті дії опромінення на поверхню термопружного тіла тепловим потоком, що діє на ділянці, яка має радіус a граничної поверхні. За умови перевищення градієнтом температурного значення термостійкості матеріалу визначаються оптимальні параметри для процесу лазерного терморозтріскування, а саме: віддаль від границі лазерної плями до фронту охолодження та інші.

Зазначену математичну модель для осесиметричної квазістатичної задачі термопружності, яка враховує конвективний теплообмін з оточуючим

середовищем, було використано для числового моделювання терморозтріскування різних конструктивних матеріалів.

При виконанні побудови чисельного алгоритму було вивчено зародження зон, таких як передруйнування і терморозтріскування для звичайного бетону (вид I, $\sigma_c = 30$ МПа) та бетону підвищеної міцності (вид II, $\sigma_c = 65$ МПа), було використано числові дані термопружних параметрів. При обчисленнях було прийнято, що густина теплового потоку, емітованого лазером, змінювалась за нормальним законом, а коефіцієнт теплового поглинання складав $A = 0,6$.

Як показують числові дослідження головних напружень, обчислених з використанням залежностей (14), напруження σ_1 є додатнім, тобто розтягуючим, і досягає свого найбільшого значення в точці $z \approx 0,1$ мм; тоді як головне напруження σ_3 є стискаючим в зоні $0 \leq z \leq 0,06$ мм і для значень глибини $z > 0,06$ мм воно повністю зникає.

Підставляючи величини σ_1 і σ_3 в критеріальні рівняння і здійснюючи відповідні розрахунки, встановлено, що виникає три зони напруженого стану, обумовлені лазерним опроміненням. В області $0 \leq z \leq 0,02$ мм, тобто безпосередньо під нагрітою поверхнею, загальний напружений стан було визначено за умовою McClintock-Walsh, яка передбачає руйнування стиском. В зоні $0,02 \leq z \leq 0,05$ мм визначальними є зсувні напруження, які знаходяться у відповідності до модифікованого критерія Griffith. Область розтягуючих напружень розміщується нижче за $z > 0,05$ мм; в цій області використовується класичний критерій Griffith.

Для набору параметрів, який використовується при числовому аналізі, дія розтягуючих напружень виявляється в зоні $z > 0,05$ мм і при цьому визначальними при оцінці стану передруйнування є головні напруження.

В межах зони розтягу ($z > 0,05$ мм), поверхня, по якій відбувається розкол, відповідає тій координаті по глибині, де головне напруження досягає межі міцності конкретного матеріалу. Відповідні траєкторії попереднього передруйнування (тобто зародження і росту розколу матеріалу) при значенні $\sigma_T / C = 0,63 \cdot 10^{-3}$ для звичайного бетону (тип I) і $\sigma_T / C = 0,72 \cdot 10^{-3}$ для стійкішого бетону (тип II) представлено на рис. 1. Враховуючи, що попередній ріст тріщини відбувався по нормалі у напрямку дії саме основного головного напруження, то і поверхні, які мають однаковий рівень напружень, і які є перпендикулярними саме до напрямку дії головного напруження, що виникає в кожній точці бетонного масиву, являються поверхнями, по яких відбувається відкол. Загальна величина для приведеного

головного напруження співпадає з глибиною, тому всі криві для еквівалентних напружень в умовах їх одноосного деформування при розтягненні бетону, визначають максимально можливе поширення тріщини.

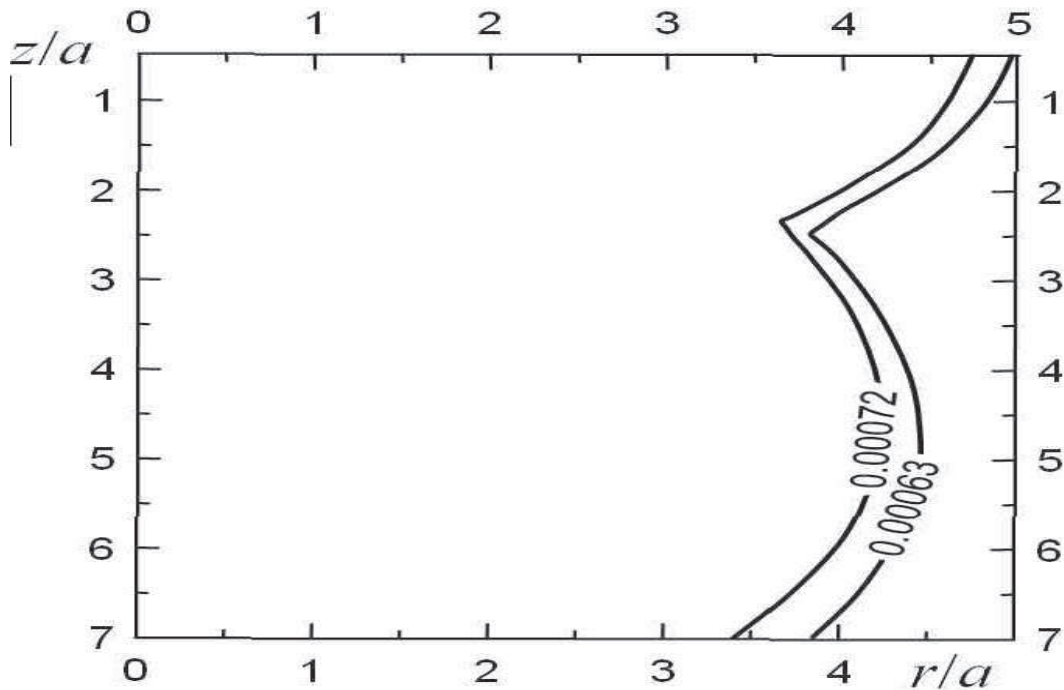


Рис. 1. Поверхня, по якій відбувається розкол: для звичайного бетону (тип I), для стійкішого бетону (тип II)

Висновки. Розглянута модель терморозтріскування підтверджує, що усі процеси термовідколювання можуть відбуватися лише на початкових стадіях нагрівання в околі зони центру плями нагріву. Відкол складових бетону в напрямку від кратера може посилюватись при подальшому опроміненні лазером. Загальний числовий аналіз показав, що температури в околі зони дії лазера, також можуть сягати значень близько кількох тисяч градусів за Цельсієм, які значно перевищують встановлені відповідні величини температур фазового переходу для складових бетону. Саме це свідчить, що явище відколювання матеріалу можливе на площі діаметром від 1 до 2 мм.

Всі отримані результати також можуть стати основою для подальшого вивчення ефектів дії лазерних джерел при виконанні процесів термообробки різних будівельних матеріалів та конструкцій.

1. Добрянський І.І. Механізм розвитку корозії бетону при низьких від'ємних температурах / Добрянський І.В., Грицевич А.В. // Архітектура та господарське будівництво: Вісник Львівського національного аграрного університету – Львів, 2006. №7 - С.84-87.

Dobrianskyi I.I. Mekhanizm rozvytku korozii betonu pry nyzkykh vidiemnykh temperaturakh / Dobrianskyi I.V., Hrytsevych A.V. // Arkhitektura ta hospodarske budivnytstvo: Visnyk Lvivskoho natsionalnoho ahrarnoho universytetu – Lviv, 2006. №7 - S.84-87. .

2. Добрянський І.Д. Деформація бетонної основи при низьких негативних температурах / І.Добрянський, А.Грицевич // Архітектура та господарське будівництво: Вісник Львівського національного аграрного університету – Львів, 2005. №6 - С.123-128.

Dobrianskyi I.D. Deformatsiia betonnoi osnovy pry nyzkykh nehatyvnykh temperaturakh / I.Dobrianskyi, A.Hrytsevych // Arkhitektura ta hospodarske budivnytstvo: Visnyk Lvivskoho natsionalnoho ahrarnoho universytetu – Lviv, 2005. №6 - S.123-128.

3. Грицевич А.В. Вплив температури замерзання-відтавання на несучу здатність сталобетонних балок / І.Добрянський, Ю.В. Фамуляк // Ресурсозберігаючі матеріали, конструкції, будівлі та споруди: Збірник наукових праць НУВГІ – Рівне, 2014. №29. – С.137-142.

Hrytsevych A.V. Vplyv temperatury zamerzannia-vidtavannia na nesuchu zdattnist stalebetonnykh balok / I.Dobrianskyi, Yu.V. Famuliak // Resursozberihaiuchi materialy, konstruktsii, budivli ta sporudy: Zbirnyk naukovykh prats NUVHI – Rivne, 2014. №29. – S.137-142.

4.Грицевич А.А. Обґрунтування вибору розрахункової схеми сталобетонної балкової конструкції в умовах періодичних теплових впливів Грицевич А.А. // Архітектура та господарське будівництво: Вісник Львівського національного аграрного університету – Львів, 2017 №18 - С.97-103.

Hrytsevych A.A. Obgruntuvannia vyboru rozrakhunkovoi skhemy stalebetonnoi balkovoi konstruktsii v umovakh periodychnykh teplovykh vplyviv Hrytsevych A.A. // Arkhitektura ta hospodarske budivnytstvo: Visnyk Lvivskoho natsionalnoho ahrarnoho universytetu – Lviv, 2017 №18 - S.97-103.

5. Сала А. Випромінювальні властивості матеріалів / А. Сала. – Варшава : Польська наук. опубл., 1986. – 479 с.

Sala A. Vyprominiuvalni vlastyvosti materialiv / A. Sala. – Varshava : Polska nauk. opubl., 1986. – 479 s.

6. Roźniakowski K. Деякі експериментальні результати взаємодії лазерного променя з поверхневим шаром цегли / К. Roźniakowski, Р. Klemm, А. J. Klemm // Building and Environment. – 2000. – Вип. 36, № 4. – С. 485-491.

Roźniakowski K. Deiaci eksperymentalni rezultaty vzaiemodii lazernoho promenia z poverkhnevym sharom tsehly / K. Roźniakowski, P. Klemm, A. J. Klemm // Building and Environment. – 2000. – Vyp. 36, № 4. – S. 485-491.