С.Є. ЗЕЛЕНСЬКИЙ

Київський національний університет імені Тараса Шевченка
(Вул. Володимирська, 64/13, Київ 01601; e-mail: Zelensky@knu.ua)

АНІЗОТРОПІЯ ІНДУКОВАНОГО ЛАЗЕРОМ ТЕПЛОВОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ ШОРСТКИХ ВУГЛЕЦЕВИХ ПОВЕРХОНЬ

УДК 535.233, 536.331

У даній роботі досліджено видиме теплове випромінювання вуглецевих матеріалів при опроміненні інфрачервоними лазерними імпульсами наносекундної тривалості. Для шорстких вуглецевих поверхонь експерименти показують, що тривалість імпульсу індукованого лазером теплового випромінювання залежить від напрямку спостереження. Зокрема, при спостереженні вздовж поверхні матеріалу тривалість імпульсу випромінювання зазвичай на 20–40% більша, ніж у напрямку, перпендикулярному до поверхні. Для пояснення спостережуваної анізотропії кінетики лазерно-індукованого теплового випромінювання запропоновано розрахункову модель, яка враховує значну неоднорідність імпульсного лазерного нагріву шорстких поверхонь. Комп'ютерне моделювання передбачає, що вершини та западини рельєфу поверхні можуть бути нагріті до суттєво різних локальних температур, а температурна релаксація у відносно гарячих піках довша, ніж у відносно холодних долинах. Як наслідок, коли індуковане лазером теплове випромінювання спостерігається вздовж поверхні, долини затіняються піками, і ця обставина приводить до спостережуваної анізотропії кінетики теплового випромінювання. Результати комп'ютерного моделювання з урахуванням ефекту затінення узгоджуються з результатами вимірювань.

Ключові слова: анізотропія, індуковане лазером теплове випромінювання, кінетика, шорсткі поверхні, вуглець.

1. Вступ

Теплова дія лазерного випромінювання лежить в основі багатьох технологій лазерної обробки матеріалів [1–9]. Потужності сучасних лазерних систем достатньо для впровадження різноманітних технологій, від складних методів лазерної хірургії до потужної лазерної зброї та лазерного термоядерного синтезу. Завдяки відомим особливостям лазерних джерел світла, навіть не надто потужні імпульсні лазери (лабораторні лазери) здатні призводити до досить сильних теплових ефектів. Наприклад, коли світлопоглинальні матеріали опромінюються потужними лазерними імпульсами порядку 10^{-8} с, тонкі поверхневі шари опромінюваних матеріалів можуть нагріватися до температур у тисячі градусів. За таких умов навіть неозброєним оком можна спостерігати короткочасний спалах білого світіння опроміненої поверхні. Це вторинне випромінювання, викликане лазером, є тепловим за своєю природою і добре описується класичними законами теплового випромінювання, включаючи формулу Планка для випромінювання чорного тіла.

Цитування: Зеленський С.Є. Анізотропія індукованого лазером теплового випромінювання шорстких вуглецевих поверхонь. *Укр. фіз. журн.* **70**, №6, 357 (2025).

© Видавець ВД "Академперіодика" НАН України, 2025. Стаття опублікована за умовами відкритого доступу за ліцензією CC BY-NC-ND (https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/).

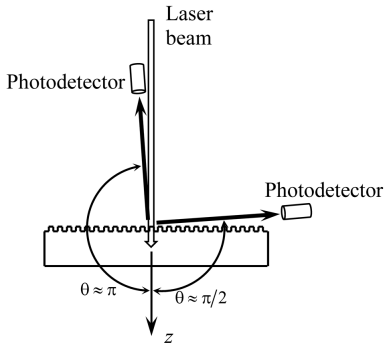


Рис. 1. Схема експерименту

Незважаючи на те, що фізичний механізм вищезгаданого індукованого лазером теплового випромінювання (ІЛТВ) добре вивчений, феноменологічні властивості цього свічення є досить складними. Зокрема, при реєстрації ІЛТВ у вузькому спектральному інтервалі (через монохроматор або смуговий фільтр) його інтенсивність нелінійно залежить від інтенсивності лазерного збудження. Крім того, поведінка амплітуди імпульсу та енергії імпульсу різна, оскільки форма імпульсів випромінювання залежить від інтенсивності лазерного збудження. У типових випадках форма імпульсу випромінювання несиметрична. Як правило, передній фронт імпульсів ІЛТВ майже вдвічі коротший за тривалість імпульсу збудження лазера. Що стосується заднього фронту, то він може мати складну форму: в деяких випадках на кривій загасання випромінювання можна виділити швидку і повільну компоненти.

Для імпульсного лазерного нагріву поверхневих шарів світлопоглинальних матеріалів комп'ютерне моделювання показує, що на характеристики ІЛТВ істотно впливає шорсткість опромінюваної поверхні [10–13]: шорсткі поверхні нагріваються неоднорідно, і цей факт впливає на кінетику загасання теплового випромінювання.

У цій роботі розглядається ще одна недосліджена властивість ІЛТВ. Як показують експерименти, тривалість імпульсу ІЛТВ залежить від відносного розташування лазерного променя, опромінюваної поверхні та напрямку спостереження. Така анізотропія ІЛТВ спостерігається на деяких шорстких світлопоглинальних поверхнях. У даній роботі досліджено анізотропію ІЛТВ шорстких вуглецевих поверхонь. Наскільки автору відомо, ця анізотропія ІЛТВ спостерігається вперше.

2. Методика

Вимірювання форми імпульсів ІЛТВ проводились, як описано в [13, 14], з використанням YAG : Nd-лазера з модуляцією добротності (довжина хвилі 1064 нм, тривалість імпульсу 20 нс), швидкодіючого фотопомножувача H1949-51 (час наростання 1,3 нс) і цифрового осцилографа (смуга пропускання 250 МГц). Для спектральної селекції випромінювання ІЛТВ в діапазоні 560 ± 20 нм використовувалися скляні світлофільтри. Густина потужності лазерного випромінювання становила $F_0 = 5$–10 МВт $\cdot$ см$^{-2}$ для різних матеріалів. Максимальна температура поверхні оцінювалася приблизно в 2500–3000 K. Вимірювання проводились в одноімпульсному режимі. Лазерний промінь спрямовувався перпендикулярно до опромінюваної поверхні, а напрямок спостереження змінювався від нормального (майже зворотного) ($\theta \approx \pi$, рис. 1) до тангенціального напрямку ($\theta \approx \pi/2$, рис. 1).

Для вимірювань використовувались такі вуглецеві матеріали: вугільні електроди спектроскопічного класу, деревне вугілля (дуб), фармацевтичне порувате активоване вугілля (у формі таблеток), вуглецевий чорний папір. Типові SEM зображення зразків наведено в [13, 14]. Перед вимірюваннями для видалення накопиченої під час зберігання вологи зразки нагрівались протягом 15 хвилин до температури близько 150 °C. Крім того, перед вимірюваннями зразки попередньо опромінювались послідовністю з 20–30 лазерних імпульсів підвищеної інтенсивності (F_0 ≈15 МВт $\cdot$ см$^{-2}$); така обробка значно зменшує вплив дози лазерного опромінення на інтенсивність і форму імпульсів ІЛТВ [12]. Усі вимірювання проводились при кімнатній температурі.

Для розрахунку форми імпульсних сигналів ІЛТВ вуглецевих матеріалів було проведено комп'ютерне моделювання динаміки температурного поля в поверхневому шарі опромінюваного матеріалу за допомогою класичного рівняння теплопровідності, аналогічно [13–15]. Сигнал випромінювання розраховувався за формулою Планка для теплового випромінювання чорного тіла у вузькому спектральному інтервалі. У розрахунках враховувалися поруватість матеріалу, наявність атмосферного повітря, а також температурна залежність теплових характеристик вуглецю та повітря (коефіцієнта теплопровідності та питомої теплоємності).

3. Результати та їх обговорення

Для комп'ютерного моделювання розподілу температури на шорсткій поверхні під дією імпульсного лазерного опромінення рельєф поверхні був представлений у вигляді ансамблю циліндричних виступів (один елемент поверхні зображено на рис. 2). Використовувалась циліндрична система координат з віссю z вздовж напрямку поширення лазерного променя, перпендикулярного до поверхні, що опромінюється. Припустимо, що діаметр циліндричного виступу дорівнює його висоті $2R_1 = h$, а також $R_2 = 2R_1$. Позначимо S_1 площу верхньої поверхні виступу, $S_2 + S_3$ – площу бічної циліндричної поверхні виступу ($S_2 = S_3$), S_4 – площу западини навколо виступу.

Що стосується вибору конкретних значень розмірів елементів шорсткості, а також співвідношення між ними, варто відмітити такі міркування. По-перше, усі досліджені в роботі зразки вуглецевих матеріалів мали шорсткі поверхні з елементами шорсткості різноманітних розмірів та форм, що створює умови для спостереження анізотропії ІЛТВ на різних зразках. По-друге, як показали попередні дослідження [13], неоднорідність нагрівання елементів шорсткості поверхні при імпульсному лазерному опроміненні найбільш сильно проявляється у випадку, коли розміри опромінюваного елемента за порядком величини відповідають характерним відстаням, які визначаються глибиною проникнення лазерного випромінювання в опромінюваний матеріал, а також довжиною теплової дифузії у матеріалі за час дії лазерного імпульсу. Нарешті, для комп'ютерного моделювання було вибрано таке співвідношення розмірів елементу шорсткості, яке дозволило значною мірою реалізувати неоднорідність його нагрівання і отримати максимальну відмінність форми сигналів ІЛТВ з різних ділянок поверхні виступів та западин. Зважаючи на очікуваний механізм виникнення анізотропії ІЛТВ, для проведення комп'ютерного моделювання для спрощення розрахунків було вибрано елемент поверхні з найпростішою формою.

Розглянемо результати розрахунків для матеріалу з пористістю 74%, що відповідає згаданому вище фармацевтичному активованому вугіллю. На рис. 3 показано результати розрахунків температури T (рис. 3, *b*) і світимості поверхні ϵ (рис. 3, *c*) у точці A (рис. 2). Рис. 3, *a* демонструє форму

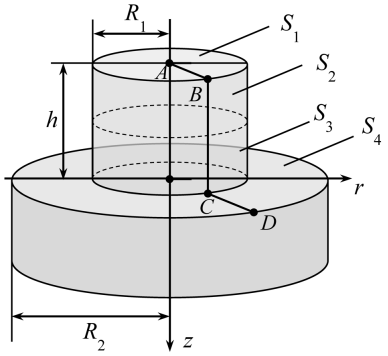


Рис. 2. Модель елемента шорсткої поверхні

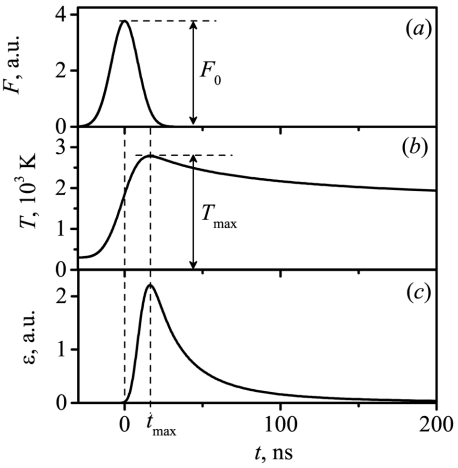


Рис. 3. Форма лазерного імпульсу (*a*) і розраховані часові залежності температури (*b*) і світимості (*c*) в точці A (рис. 2)

лазерного імпульсу. Момент часу $t_{\max}$ відповідає максимальному значенню температури (і, відповідно, максимальному значенню світимості) у вибраній точці A на вершині виступу. Світимість ϵ (рис. 3, *c*) обчислюється за формулою Планка у вузькому спектральному інтервалі близько 560 нм, що відповідає умовам експерименту.

Як передбачено в [11], для імпульсного лазерного опромінення шорсткої поверхні можна очікувати нерівномірний нагрів елементів рельєфу поверхні. Зокрема, у статті [11] представлені результати розрахунків, які передбачають значну різницю температур піків і западин на поверхні. Слід зазначити, що розрахунки в [11] проводились без урахування температурної залежності теплофізичних характеристик опромінюваного матеріалу. Як показано в [15], урахування темпера-

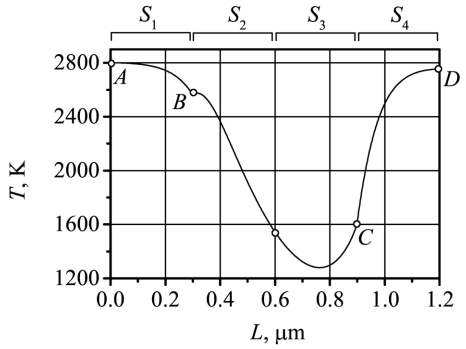


Рис. 4. Розрахований розподіл температури вздовж лінії $ABCD$ (рис. 2) у момент часу $t_{\max}$

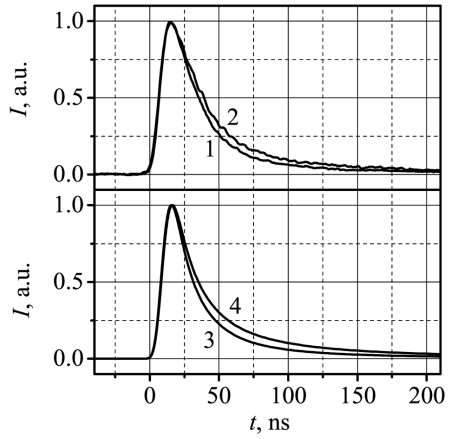


Рис. 5. Експериментальні нормовані осцилограми ІЛТВ зразка активованого вугілля для $\theta \approx \pi$ (крива *1*) і $\theta \approx \pi/2$ (крива *2*) та розрахункові нормовані осцилограми від областей $S_1 + S_2 + S_3 + S_4$ (крива *3*) і $S_1 + S_2$ (крива *4*)

турної залежності теплопровідності та теплоємності вуглецю є критично важливим для коректного опису кінетики загасання ІЛТВ таких матеріалів. Зокрема, у діапазоні температур, актуальних для спостереження ІЛТВ, коефіцієнт теплопровідності вуглецю зменшується на порядок (порівняно зі значенням при кімнатній температурі), що призводить до виникнення повільної компоненти у загасанні свічення. Як буде показано нижче, анізотропія ІЛТВ, що досліджується у даній роботі, найбільш сильно проявляється саме на задньому фронті імпульсу свічення.

На рис. 4 показано розрахунковий розподіл температури по лінії $ABCD$ (рис. 2) на поверхні в момент $t_{\max}$ з урахуванням температурної залежності коефіцієнта теплопровідності κ і питомої теплоємності c_p. Як видно з рис. 4, температури різних ділянок поверхні істотно відрізняються. Зокрема, області, віддалені від вертикальної стінки (наприклад, на верхній поверхні, біля точки A, рис. 2), мають найвищу температуру, тоді як області біля дна стінки (біля точки C) менше нагріваються.

Форма імпульсу теплового випромінювання залежить від кінетики температури у вибраній точці поверхні. Далі ми зосередимося на задньому фронті імпульсу випромінювання, який визначається кінетикою спадання температури. Як видно з рис. 3, стадія загасання ІЛТВ починається в момент часу $t_{\max}$, коли лазерний імпульс майже закінчився. Отже, кінетика зниження температури у вибраній точці поверхні визначатиметься (i) характеристиками матеріалу (коефіцієнтом теплопровідності, питомою теплоємністю), (ii) їх температурними залежностями та (iii) початковим розподілом температури під поверхнею (у момент $t_{\max}$). Цей початковий розподіл температури під поверхнею залежить від багатьох факторів, включаючи коефіцієнт поглинання на довжині хвилі лазера. Слід також зазначити, що кінетика спаду температури різна для різних значень $T_{\max}$, що проявляється в експериментах у вигляді залежності тривалості імпульсів ІЛТВ від густини енергії (Дж $\cdot$ см$^{-2}$) імпульсного лазерного збудження.

Таким чином, можна очікувати, що різні ділянки опроміненої шорсткої поверхні будуть випромінювати сигнали ІЛТВ, які відрізняються не тільки амплітудою, а і формою імпульсу. Інтегральний сигнал ІЛТВ всієї неоднорідно нагрітої поверхні можна розрахувати шляхом інтегрування світимості ϵ по площі $S_1 + S_2 + S_3 + S_4$.

Слід підкреслити, що в експериментах реєструються інтегральні сигнали випромінювання від ділянок поверхні, які потрапляють у поле зору фотоприймача. Розглянемо варіанти взаємного розташування лазерного променя та напрямку спостереження, зображені на рис. 1. Якщо розмістити фотоприймач так, щоб напрямок спостереження був приблизно протилежний напрямку лазерного променя (рис. 1, $\theta \approx \pi$), теплове випромінювання потраплятиме в поле зору фотоприймача переважно з областей S_1 і S_4, і частково з $S_2 + S_3$ (рис. 2). Якщо розташувати фотоприймач з напрямком спостереження по дотичній до поверхні (рис. 1, $\theta \approx \pi/2$), теплове випромінювання потраплятиме в поле зору фотоприймача переважно з

ділянок S_2 і частково S_1 (рис. 2), а області S_3 і S_4 будуть (принаймні частково) перекриватися (затінятися) сусідніми виступами. Таким чином, для вимірювань, виконаних відповідно до рис. 1, можна очікувати, що будуть спостерігатися різні форми сигналів ІЛТВ для $\theta \approx \pi$ і $\theta \approx \pi/2$.

Результати відповідних розрахунків наведено на рис. 5. Крива *3* на рис. 5 отримана шляхом інтегрування світимості ϵ в межах області $S_1+S_2+S_3+S_4$, що приблизно відповідає випадку $\theta \approx \pi$, і крива *4* є результатом інтегрування по $S_1 + S_2$, що приблизно відповідає $\theta \approx \pi/2$. Як видно з рисунка, розраховані імпульси випромінювання суттєво відрізняються.

На рис. 5 також показані типові експериментальні осцилограми, отримані на зразку активованого вугілля. Як видно з рис. 5, криві *1* і *2* помітно відрізняються, тобто експеримент підтверджує наявність анізотропії ІЛТВ шорсткої поверхні зразка активованого вугілля. Подібні результати були отримані на всіх зразках вуглецевих матеріалів, досліджених у цій роботі.

Як видно з рис. 5, різниця між імпульсами випромінювання, зареєстрованими в різних напрямках спостереження, найбільш виражена на відносно далекій стадії загасання ІЛТВ. З урахуванням цієї обставини для порівняння результатів розрахунків з результатами експериментів видається зручним вимірювати тривалість імпульсу ІЛТВ на рівні 0,1 від його максимуму (позначимо τ_{01}). На рис. 6 наведено результати розрахунків для різних можливих значень висоти h циліндричних виступів на поверхні (з відповідними значеннями радіуса $R = h/2$). Як видно з рис. 6, теплове випромінювання з різних областей $S_1 - S_4$ має істотно різні значення тривалості імпульсу τ_{01}.

Результати вимірювань наведено в таблиці. Як видно з таблиці та рис. 6, спостережувані в експериментах значення τ_{01} задовільно відповідають результатам розрахунків в інтервалі $h = 0{,}55$–$0{,}65$ мкм.

Виміряна тривалість імпульсу ІЛТВ

Матеріал	τ_{01}, нс	
	$\theta \approx \pi$	$\theta \approx \pi/2$
Активоване вугілля	77	92
Деревне вугілля	78	90–100
Вугільний електрод	52	70
Карбоновий папір	92	142

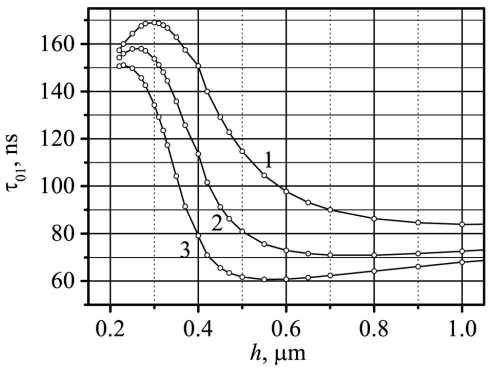


Рис. 6. Розраховані значення тривалості імпульсу ІЛТВ як функції висоти виступів h для площ поверхонь $S_1 + S_2$ (крива *1*), $S_1 + S_2 + S_3 + S_4$ (крива *2*), $S_3 + S_4$ (крива *3*) при $T_{\max} = 2800$ K на довжині хвилі 560 нм

Узгодженість результатів, наведених на рис. 6 та в таблиці, свідчить на користь запропонованого механізму анізотропії ІЛТВ шорстких поверхонь.

Наприкінці слід також зазначити, що геометрична модель анізотропії ІЛТВ, яка розглядається в цій роботі, частково подібна до теплофізичних моделей, які описують нагрівання та теплове випромінювання поверхонь безатмосферних планетарних астрономічних об'єктів з особливостями рельєфу [16–18] і поверхні Землі [19–21]. У згаданих вище теплофізичних моделях ключову роль відіграє ефект затінення окремих ділянок поверхні. Як наслідок, спостерігаються особливості поширення випромінювання в напрямках уздовж поверхні, і, наприклад, холодні пастки для води можуть утворюватися в постійно затінених областях на південному полюсі Місяця [16].

4. Висновки

Підсумовуючи, варто звернути увагу на такі обставини. Експерименти з індукованим лазером тепловим випромінюванням шорстких поверхонь показали, що відмінності тривалості імпульсів випромінювання досягають 20–40% на всіх досліджуваних зразках. Такий значний вплив необхідно враховувати як під час вимірювань, так і у відповідних розрахунках. Таким чином, результати, отримані в цій роботі, поглиблюють розуміння процесів лазерного нагріву шорстких світлопоглинальних по-

верхонь і сприятимуть розробці більш досконалих моделей формування імпульсних сигналів теплового випромінювання. Крім того, можливо, що виявлений ефект анізотропії кінетики індукованого лазером теплового випромінювання може бути використаний для моніторингу зміни шорсткості поверхні під час лазерної обробки, але це питання потребує окремого вивчення.

Робота виконана за підтримки Міністерства освіти і науки України відповідно до Договору №БФ/30-2021 від 04.08.2021.

1. C.Y. Yap, C.K. Chua, Z.L. Dong, Z.H. Liu, D.Q. Zhang, L.E. Loh, S.L. Sing. Review of selective laser melting: Materials and applications. *Appl. Phys. Rev.* **2**, 041101 (2015).
2. P. Hildinger, T. Seefeld, A. Bohlen. Characterization of optical emissions during laser metal deposition for the implementation of an in-process powder stream monitoring. *J. Laser Appl.* **35**, 042048 (2023).
3. Z. Yan, W. Liu, Z. Tang, X. Liu, N. Zhang, M. Li, H. Zhang. Review on thermal analysis in laser-based additive manufacturing. *Optics and Laser Technology* **106**, 427-41 (2018).
4. T. Shimotsuma, A. Geshiro, M. Tsuyama, M. Heya, H. Nakano. Double-pulse laser peening as a surface enhancement technology. *J. Laser Appl.* **36**, 042064 (2024).
5. E. Khalkhal, M. Rezaei-Tavirani, M.R. Zali, Z. Akbari. The evaluation of laser application in surgery: A review article. *J. Lasers in Med. Sci.* **10** (Suppl. 1), S104 (2019).
6. M. Bachmann, A. Artinov, X. Meng, S.N. Putra, M. Rethmeier. Challenges in dynamic heat source modeling in high-power laser beam welding. *J. Laser Appl.* **35**, 042003 (2023).
7. X. Zhang, C.J. Yocom, B. Mao, Y. Liao. Microstructure evolution during selective laser melting of metallic materials: A review. *J. Laser Appl.* **31**, 031201 (2019).
8. L. Hou, F. Yin, S. Wang, J. Sun, H. Yin. A review of thermal effects and substrate damage control in laser cleaning. *Optics and Laser Technology* **174**, 110613 (2024).
9. O. Ashraf, N.V. Patel, S. Hanft, S.F. Danish. Laser-induced thermal therapy in neuro-oncology: A review. *World Neurosurgery* **112**, 166 (2018).
10. S.E. Zelensky, L.V. Poperenko, A.V. Kopyshinsky, K.S. Zelenska. Nonlinear characteristics of laser-induced incandescence of rough carbon surfaces. *Proc. SPIE* **8434**, 8434H-1-6 (2012).
11. K.S. Zelenska, S.E. Zelensky, A.V. Kopyshinsky, S.G. Rozouvan, T. Aoki. Laser-induced incandescence of rough carbon surfaces. *Japanese J. Appl. Phys.: Conf. Proc.* **4**, 011106-1-6 (2016).
12. V. Karpovych, K. Zelenska, S. Yablochkov, S. Zelensky, T. Aoki. Evolution of laser-induced incandescence of porous carbon materials under irradiation by a sequence of laser pulses. *Thai J. Nanosci. Nanotechnol.* **2** (2), 14 (2017).
13. V. Karpovych, O. Tkach, K. Zelenska, S. Zelensky, T. Aoki. Laser-induced thermal emission of rough carbon surfaces. *J. Laser Appl.* **32**, 012010 (2020).
14. S.E. Zelensky, T. Aoki. Decay kinetics of thermal emission of surface layers of carbon materials under pulsed laser excitation. *Optics and Spectroscopy* **127**, 858 (2019).
15. S. Zelensky, O. Kolesnik, V. Yashchuk. The role of air in laser-induced thermal emission of surface layers of porous carbon materials. *Ukrainian J. Phys.* **68** (10), 652 (2023).
16. D.A. Paige, M.A. Siegler, J.A. Zhang, P.O. Hayne, E.J. Foote, K.A. Bennett, A.R. Vasavada, B.T. Greenhagen, J.T. Schofield, D.J. McCleese, M.C. Foote, E. Dejong, B.G. Bills, W. Hartford, B.C. Murray, C.C. Allen, K. Snook, L.A. Soderblom, S. Calcutt, F.W. Taylor, N.E. Bowles, J.L. Bandfield, R. Elphic, R. Ghent, T.D. Glotch, M.B. Wyatt, P.G. Lucey. Diviner lunar radiometer observations of cold traps in the Moon's south polar region. *Science* **330** (6003), 479 (2010).
17. B. Rozitis, S.F. Green. Directional characteristics of thermal-infrared beaming from atmosphereless planetary surfaces – a new thermophysical model. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **415** (3), 2042 (2011).
18. T.J. Warren, N.E. Bowles, H.K. Donaldson, J.L. Bandfield. Modeling the angular dependence of emissivity of randomly rough surfaces. *J. Geophysical Research: Planets* **124**, 585 (2019).
19. E.S. Krayenhoff, J.A. Voogt. Daytime thermal anisotropy of urban neighbourhoods: Morphological causation. *Remote Sens.* **8** (2),108 (2016).
20. D. Wang, Y. Chen, I. Hu, J.A. Voogt, X. He. Satellite-based daytime urban thermal anisotropy: A comparison of 25 global cities. *Remote Sensing of Environment* **283**, 113312 (2022).
21. B. Cao, Q. Liu, Y. Du, J.-L. Roujean, J.-P. Gastellu-Etchegorry, I.F. Trigo, W. Zhan, Y. Yu, J. Cheng, F. Jacob, J.-P. Lagouarde, Z. Bian, H. Li, T. Hu, Q. Xiao. A review of Earth surface thermal radiation directionality observing and modeling: Historical development, current status and perspectives. *Remote Sensing of Environment* **232**, 111304 (2019).

Одержано 27.01.25

S.E. Zelensky

ANISOTROPY OF LASER-INDUCED THERMAL EMISSION OF ROUGH CARBON SURFACES

In this paper, the visible thermal emission of carbon materials under the irradiation by nanosecond infrared laser pulses is investigated. For rough carbon surfaces, the experiments show that the pulse length of laser-induced thermal emission depends

on the direction of observation. In particular, in the case of observation along the material's surface, the duration of the emission pulse is typically 20÷40% longer than in the direction perpendicular to the surface. For the explanation of the observed anisotropy of the kinetics of laser-induced thermal emission, a calculation model is proposed, which accounts for significant heterogeneity of pulsed laser heating of rough surfaces. The computer modeling predicts that peaks and valleys of the surface relief can be heated to significantly different local temperatures, and the temperature relaxation in the relatively hot peaks is longer than in the relatively cold valleys. As a result, when the laser-induced thermal emission is observed along the surface, the valleys are shadowed by the peaks, and this circumstance leads to the observed anisotropy of thermal emission kinetics. The results of the computer simulations with regard for the effect of shadowing are consistent with the results of measurements.

Keywords: anisotropy, laser-induced thermal emission, kinetics, rough surfaces, carbon.