

С.Є. ЗЕЛЕНСЬКИЙ, О.С. КОЛЕСНИК, В.П. ЯЩУК

Київський національний університет імені Тараса Шевченка
(Вул. Володимирська, 64/13, Київ 01601; e-mail: Zelensky@knu.ua)**РОЛЬ ПОВІТРЯ В ІНДУКОВАНОМУ ЛАЗЕРОМ
ТЕПЛОВИМУ ВИПРОМІНЮВАННІ ПОВЕРХНЕВИХ
ШАРІВ ПОРУВАТИХ ВУГЛЕЦЕВИХ МАТЕРІАЛІВ**

УДК 535.211, 536.331

Досліджено вплив оточуючого повітря на амплітуду і форму імпульсів теплового випромінювання (на довжині хвилі 430 нм) при нагріванні поверхневого шару поруватого вуглецевого матеріалу (до температур порядку 2000–3000 К) випромінюванням неодимового лазера з модуляцією добротності. Експерименти показали, що при зменшенні тиску оточуючого повітря до умов форвакууму спостерігається півтораразове збільшення амплітуди імпульсних сигналів теплового випромінювання і зростання часу загасання світіння приблизно на третину. Проведено чисельні розрахунки динаміки температурного поля у поверхневому шарі матеріалу при опроміненні наносекундними лазерними імпульсами. У розрахунках використано удосконалену модель, яка враховує (i) поруватість матеріалу і (ii) температурні залежності коефіцієнтів теплопровідності та теплоємності вуглецю і повітря. Для розрахунку теплопровідності поруватого матеріалу використано модель кубічного масиву квадратних стрижнів, що перетинаються. Отримано задовільну узгодженість результатів розрахунків з результатами експериментів. Вищезазначені удосконалення розрахункової моделі дозволили узгодити оцінки теплових характеристик поверхневих шарів вуглецю, отримані за даними загасання світіння, з довідковими даними, опублікованими у літературі.

Ключові слова: індуковане лазером теплове випромінювання, поруватий вуглець, повітря.

1. Вступ

Індуковане лазером теплове випромінювання (ІЛТВ) спостерігається при нагріванні поверхневих шарів світлопоглинальних матеріалів імпульсним або модульованим лазерним випромінюванням [1–9]. Якщо матеріал має достатньо великий коефіцієнт поглинання на довжині хвилі лазерного випромінювання, при опроміненні наносекундними

лазерними імпульсами можна легко досягти температур поверхні порядку декількох тисяч градусів, що дає можливість спостерігати теплове випромінювання у видимому діапазоні з використанням високочутливих і швидкодіючих фотоприймачів. У даній роботі розглядатиметься тільки це високотемпературне ІЛТВ.

Характерна особливість ІЛТВ – широкий спектр і сильно-нелінійна залежність від інтенсивності лазерного збудження [10, 11]. У деяких випадках, при реєстрації ІЛТВ на фіксованій довжині хвилі (через монохроматор) залежність інтенсивності теплового випромінювання від інтенсивності імпульсного лазерного збудження можна апроксимувати степеневою функцією з показником степеня порядку 10. Крім того, варто відмітити, що характери-

Цитування: Зеленський С.Є., Колесник О.С., Ящук В.П. Роль повітря в індукованому лазером тепловому випромінюванні поверхневих шарів поруватих вуглецевих матеріалів. *Укр. фіз. журн.* **68**, № 10, 654 (2023).

Citation: Zelensky S.E., Kolesnik O.S., Yashchuk V.P. The role of air in laser-induced thermal emission of surface layers of porous carbon materials. *Ukr. J. Phys.* **68**, No. 10, 652 (2023). <https://doi.org/10.15407/ujpe68.10.652>.

стики ІЛТВ можуть залежати від зовнішніх чинників (атмосферний тиск, температура, вологість) [12], від шорсткості поверхні [13–15], а також від попередньої історії лазерного опромінення зразків [16, 17].

ІЛТВ спостерігалось на різноманітних вуглецевих матеріалах [10–17], а також деяких напівпровідниках (Si, Ge, GaSb, InSb) [18, 19].

Зазвичай для опису лазерного збудження теплового випромінювання поверхневого шару використовують класичні рівняння теплопровідності сумісно з законом Бугера для лазерного випромінювання, що дає можливість розрахувати кінетику температурного поля у поверхневому шарі опромінюваного матеріалу [15, 17]. Оптичні сигнали ІЛТВ розраховують з використанням формули Планка для теплового випромінювання чорного тіла. У деяких випадках враховують процеси плавлення опромінюваного матеріалу [19].

Очевидно, ІЛТВ несе інформацію про індуквані лазером процеси в поверхневому шарі, а також про оптичні і теплові характеристики матеріалу. Важливу інформацію про перебіг процесів лазерного нагрівання поверхневих шарів світлопоглинальних матеріалів дають дослідження кінетики ІЛТВ. Як правило, для збудження ІЛТВ використовують лазерні імпульси тривалістю порядку 10^{-8} с. При такому збудженні, у багатьох випадках ІЛТВ являє собою імпульси тривалістю порядку тривалості лазерного імпульсу.

Як показано у роботі [17], у деяких випадках на задньому фронті ІЛТЕ імпульсу спостерігається “повільна” компонента, з часом загасання у декілька разів більше тривалості лазерного імпульсу. Аналіз [17] показав, що тривалість “повільної” компоненти загасання світіння визначається співвідношенням між деякими оптичними і теплофізичними характеристиками опромінюваного матеріалу.

За результатами дослідження кінетики загасання ІЛТВ, у [15, 17] були отримані несподівано низькі оцінки коефіцієнта теплопровідності поверхневих шарів деяких вуглецевих матеріалів – порядку $0,04\text{--}0,06$ Вт м $^{-1}$ К $^{-1}$. Такі низькі значення коефіцієнтів теплопровідності вуглецевих матеріалів потребують додаткового обґрунтування. У продовження робіт [15, 17], у даній роботі проводиться поглиблений аналіз процесів формування сигналів ІЛТВ з урахуванням поруватості вуглецевого ма-

теріалу і температурних залежностей його теплових характеристик, що дає додаткове підтвердження висновків, зроблених у [15, 17]. Крім того, у даній роботі аналізується вплив повітря на кінетику теплового випромінювання при імпульсному лазерному нагріванні поверхонь вуглецевих матеріалів. Зокрема, у розрахунках враховується наявність повітря як над поверхнею опромінюваного зразка, так і всередині пор. Слід зазначити, перше повідомлення про експериментальні свідчення впливу повітря на інтенсивність ІЛТВ поверхневих шарів вуглецевих матеріалів було наведене в роботі [12], але кінетика світіння у цій роботі не досліджувалась.

2. Методика

У даній роботі в експериментах використовувався YAG:Nd $^{3+}$ лазер (довжина хвилі 1064 нм) з модуляцією добротності з тривалістю імпульсу $\tau_1 = 20$ нс у режимі поодиноких імпульсів з густиною потужності близько 15 Мвт см $^{-2}$. Дзвоноподібний розподіл густини потужності лазерного випромінювання поперек пучка був досягнутий шляхом встановлення діафрагми всередині лазерного резонатора. ІЛТВ реєструвалось фотопомножувачем Hamamatsu Photonics H1949-51 через скляний світлофільтр СС-4. Сигнали фотопомножувача реєструвались цифровим осцилографом зі смугою частот 250 МГц.

Вимірювання проводились з використанням зразків фармацевтичного активованого вугілля у формі таблеток. Електронно-мікроскопічне зображення поверхні зразка наведене в [17]. Величину поруватості матеріалу $\xi \approx 74\%$ було оцінено вимірюванням ваги та розмірів зразків. Вимірювання здійснювались при кімнатній температурі. Перед вимірюваннями, для видалення вологи зразки попередньо витримували 15 хвилин при температурі ≈ 150 °С. Для кожної серії лазерних імпульсів використовувався новий зразок. Для вимірювань, зразки встановлювались у камері $4 \times 4 \times 3$ см, під'єднаний до форвакуумного насоса, який забезпечував тиск $\approx 0,1$ мм Нг.

Для комп'ютерного моделювання використовувалось таке параболічне одновимірне рівняння теплопровідності:

$$\frac{\partial}{\partial z} \kappa \frac{\partial}{\partial z} T + S = C \frac{\partial}{\partial t} T \quad (1)$$

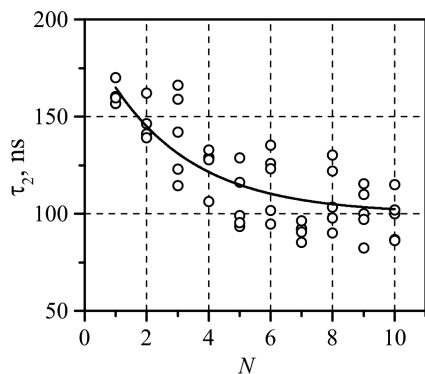


Рис. 1. Час загасання світіння τ_2 як функція дози лазерного опромінення

Таблиця 1. Зміни максимальної інтенсивності ІЛТВ, зумовлені варіаціями параметрів матеріалу

$\delta C/C, \%$	$\delta \kappa/\kappa, \%$	$\delta \alpha/\alpha, \%$	$\Delta T_{\max}/T_{\max}, \%$	$\Delta I_{\max}/I_{\max}, \%$
1	0	0	-0,83	-11,2
0	1	0	-0,048	-0,64
0	0	1	0,78	10,1

з функцією теплового джерела

$$S = \alpha F, \tag{2}$$

де густина потужності лазерного випромінювання F змінюється відповідно до такого виразу:

$$F = F_0 \exp\left(-\alpha z - \left(\frac{t}{\tau_1}\right)^2 4 \ln 2\right). \tag{3}$$

Тут κ – коефіцієнт теплопровідності, C – питома теплоємність у $\text{Дж м}^{-3} \text{К}^{-1}$, α – коефіцієнт поглинання на довжині хвилі лазера, та z – координата уздовж лазерного пучка.

Сигнали теплового випромінювання розраховувались з використанням формули Планка для випромінювання абсолютно чорного тіла.

Дотримуючись підходу, який був запропонований у [17], криві загасання світіння апроксимувались такою функцією з двома експонентами:

$$I(t) = A_1 \exp\left(-\frac{t}{\tau_1}\right) + A_2 \exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right) \tag{4}$$

у межах інтервалу близько 500 нс після лазерного імпульсу.

3. Результати та їх обговорення

Спочатку розглянемо такі результати комп'ютерного моделювання, які свідчать про чутливість ІЛТВ до невеликих варіацій параметрів опромінюваного матеріалу. Для гіпотетичного однорідного матеріалу з $C = 1,18 \cdot 10^6 \text{ Дж м}^{-3} \text{К}^{-1}$, $\kappa = 0,095 \text{ Вт м}^{-1} \text{К}^{-1}$ та $\alpha = 2,6 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$, була розрахована величина максимальної температури поверхні T_{\max} та відповідної інтенсивності ІЛТВ I_{\max} для варіацій параметрів $C \pm \delta C$, $\kappa \pm \delta \kappa$, та $\alpha \pm \delta \alpha$. Результати наведені у табл. 1, де $T_{\max} = 2500 \text{ К}$.

Як видно з табл. 1, варіації параметрів C та α суттєво впливають на інтенсивність теплового випромінювання. Цей факт дає нам підстави припустити, що ІЛТВ поруватих матеріалів може бути чутливим до наявності наповнювача у порах.

Розглянемо результати вимірювань імпульсних сигналів ІЛТВ в умовах атмосферного повітря та форвакууму. Рис. 1 ілюструє поведінку часу загасання світіння τ_2 (відповідно до виразу (4)) для декількох зразків при нормальному атмосферному тиску при збільшенні кількості лазерних імпульсів у послідовності. Як видно з рис. 1, τ_2 суттєво змінюється при зростанні дози лазерного опромінювання. Причини спостережуваних змін достеменно не відомі. Можна припустити, що зазначені зміни можуть бути зумовлені процесами графітізації вуглецю у поверхневому шарі при нагріванні лазерним випромінюванням, аналогічно [20]. Зважаючи на результати, наведені на рис. 1, подальші вимірювання у даній роботі проводились при $N > 10$.

Експерименти також показали, що відкачування повітря призводить до помітних змін інтенсивності I_{\max} і форми імпульсів ІЛТВ. Зокрема, внаслідок відкачування до форвакууму величина I_{\max} зростає у 1,5 раза, а τ_2 зростає приблизно на 30–35% порівняно з вимірюваннями при атмосферному тиску.

Як показано у [15, 17], криві загасання ІЛТВ різних вуглецевих матеріалів містять повільні компоненти з часом загасання τ_2 порядку 10^{-7} с. Цей факт дає можливість оцінити теплопровідність поверхневих шарів, і отримані оцінки близькі до типових значень коефіцієнтів теплопровідності газів. Беручи до уваги цю обставину, нижче ми проаналізуємо можливу роль повітря, яке наповнює пори і оточує зразок.

Для коефіцієнта теплопровідності κ поруватого вуглецевого матеріалу з наповнювачем (повітрям) скористаємось моделлю кубічного масиву пересічних квадратних стрижнів [21, 22]:

$$\kappa_p = \left[\kappa_c + \frac{2\beta(1+\beta)\kappa_a\kappa_c}{\kappa_a + \beta\kappa_c} + \beta^2\kappa_a \right] (1+\beta)^{-2}, \quad (5)$$

де κ_a , κ_c – коефіцієнти теплопровідності повітря і вуглецю відповідно; β – параметр, що залежить від поруватості матеріалу і визначається з рівняння

$$\xi = 1 - \frac{1+3\beta}{(1+\beta)^3}.$$

Для $\xi = 0,74$ отримаємо $\beta = 2$.

Для питомої теплоємності C і коефіцієнта поглинання α поруватого матеріалу скористаємось виразами

$$C = \xi C_a + (1 - \xi) C_c,$$

$$\alpha = (1 - \xi) \alpha_c,$$

де C_a , C_c – питома теплоємність повітря і вуглецю відповідно, $\alpha_c = 10^7 \text{ м}^{-1}$ – коефіцієнт поглинання вуглецю. Поглинанням лазерного випромінювання у повітрі нехтуємо.

Для розрахунків, довідкові дані щодо теплопровідності та питомої теплоємності повітря і вуглецю були представлені аналітичними виразами у вигляді поліномів $\sum_{i=0}^5 a_i T^i$. Параметри апроксимації наведені у табл. 2, а відповідні температурні залежності – на рис. 2.

За відсутності довідкових даних для κ_a в інтервалі температур $> 2000 \text{ К}$ було проведено екстраполяцію. Щодо апроксимації C_a , були додатково використані дані щодо температурної залежності густини повітря з роботи [23].

Що стосується вуглецевого матеріалу, з якого виготовлені поруваті зразки, його теплові характеристики залишаються невідомими. Можна припустити, що внаслідок нагрівання при опроміненні послідовністю лазерних імпульсів відбувається графітизація матеріалу у поверхневому шарі, аналогічно [20]. Тоді для оцінки коефіцієнта теплопровідності κ_c можна скористатись усередненими рекомендованими даними з [27] для графіту. Незважаючи на значний розкид експериментальних даних, у [27] відмічається, що при температурах вище кімнатної коефіцієнт теплопровідності графіту

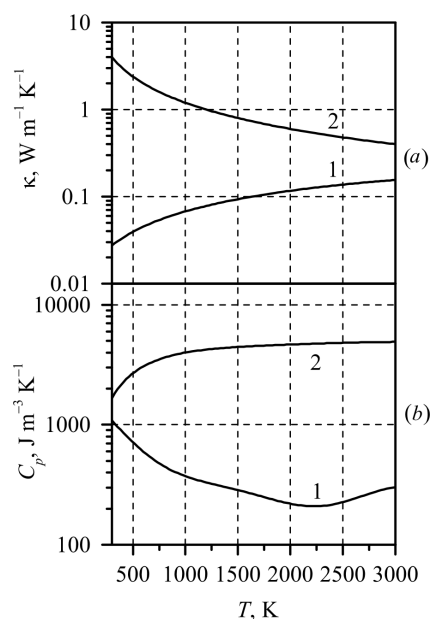


Рис. 2. Температурні залежності коефіцієнта теплопровідності (a) і питомої теплоємності (b) повітря (1) і вуглецю (2) за даними робіт [23–27]. Крива 2 (a) відповідає $\kappa_0 = 6 \text{ Вт м}^{-1} \text{ К}^{-1}$ у виразі (6). Крива 2 (b) відповідає питомій теплоємності вуглецю, помноженій на множник 10^{-3}

Таблиця 2. Параметри апроксимації для коефіцієнта теплопровідності κ_a , $\text{Вт м}^{-1} \text{ К}^{-1}$ (I), питомої теплоємності C_a , $\text{Дж м}^{-3} \text{ К}^{-1}$ (II) та C_c , $\text{Дж м}^{-3} \text{ К}^{-1}$ (III)

Параметр	I [23–25]	II [23]	III [26]
a_0	0,00864175	2159,35	-725117
a_1	$6,39747 \cdot 10^{-5}$	-5,00003	10140,7
a_2	$-4,95855 \cdot 10^{-9}$	0,00559337	-8,18691
a_3	-	$-3,14879 \cdot 10^{-6}$	0,00341411
a_4	-	$8,58872 \cdot 10^{-10}$	$-7,04389 \cdot 10^{-7}$
a_5	-	$-8,95070 \cdot 10^{-14}$	$5,66565 \cdot 10^{-11}$

змінюється пропорційно T^{-1} . Відповідно, у даній роботі температурну залежність κ_c представлено виразом

$$\kappa_c = \kappa_0 T_0 / T, \quad (6)$$

де κ_0 – коефіцієнт теплопровідності вуглецю при кімнатній температурі T_0 . У подальших розрахунках κ_0 використовується як параметр підгонки для досягнення узгодженості результатів розрахунків з результатами вимірювань.

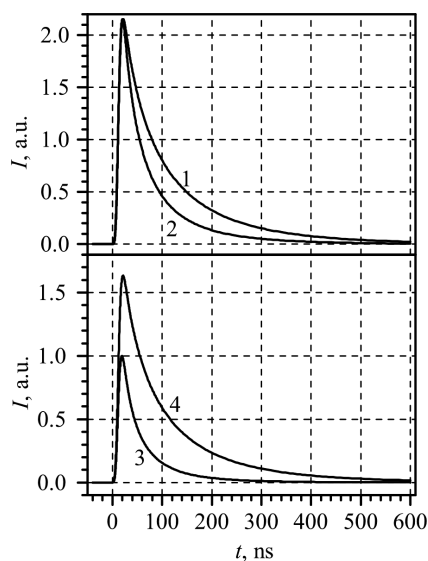


Рис. 3. Розраховані осцилограми ІЛТВ за відсутності (криві 1 та 2) та наявності повітря (криві 3 та 4)

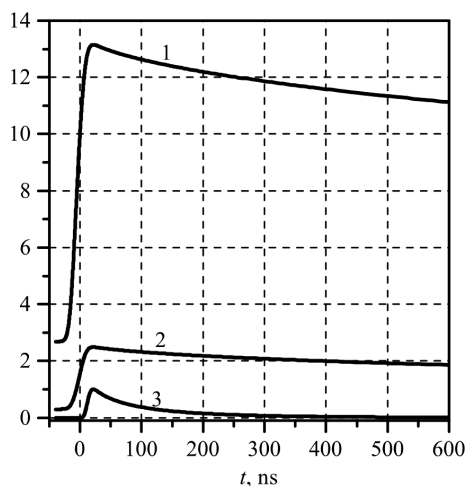


Рис. 4. Залежність від часу відношення Δ/δ (крива 1) та температури поверхні T (крива 2, 10^3 К) у випадку відсутності повітря. Крива 3 – сигнал ІЛТВ (в умовних одиницях)

Аналітичні вирази, які відповідають наведеним на рис. 2 температурним залежностям теплових характеристик повітря та вуглецю, були використані для розрахунків форми сигналів ІЛТВ з використанням рівнянь (1)–(3). У розрахунках густина потужності лазерного випромінювання F_0 підбиралась так, щоб максимальне значення температури поверхні T_{\max} становило 2500 К, що при-

близно відповідає умовам експериментів. Значення параметра $\kappa_0 = 4 \text{ Вт м}^{-1} \text{ К}^{-1}$ підбиралось за найкращим збігом тривалості τ_2 повільної компоненти загасання ІЛТВ з результатами вимірювань. Слід відзначити, величина $\kappa_0 = 4 \text{ Вт м}^{-1} \text{ К}^{-1}$ наближено відповідає коефіцієнту теплопровідності піролітичного графіту ([27], с. 150) при поширенні тепла перпендикулярно до графенових площин.

Результати розрахунків наведено на рис. 3. Крива 1 на рис. 3 відповідає відсутності повітря як над поверхнею зразка, так і всередині пор. Для порівняння, на рис. 3 (крива 2) наведено результати розрахунків для гіпотетичного поруватого середовища з температурно-незалежними коефіцієнтом теплопровідності $0,86 \text{ Вт м}^{-1} \text{ К}^{-1}$ і питомою теплоємністю $4,53 \cdot 10^6 \text{ Дж м}^{-3} \text{ К}^{-1}$, які відповідають значенням κ_c та C_c при температурі 1400 К (середнє між 300 К та 2500 К). Як видно з рисунка, урахування у розрахунках температурних залежностей κ_c та C_c призводить до помітного видовження осцилограми світіння (крива 1 на рис. 3) порівняно з випадком (крива 2 на рис. 3), коли параметри матеріалу (κ_c та C_c) від температури не залежать.

Крива 3 на рис. 3 отримана за наявності повітря як над поверхнею зразка, так і всередині пор, причому теплові характеристики повітря залежать від температури відповідно до рис. 2. Порівнюючи осцилограми 1 та 3 на рис. 3, можна побачити, що присутність повітря помітно впливає як на амплітуду, так і на тривалість імпульсу світіння. Так, крива 1 на рис. 3 має I_{\max} у 2,15 рази більше, ніж крива 3. Крім того, τ_2 для кривих 1 та 3 складають відповідно 135 та 72 нс. Зазначені закономірності наближено відповідають результатам експериментів: внаслідок видалення повітря I_{\max} збільшується у 1,5 раза, а τ_2 зростає від 100 до 134 нс.

Крива 4 на рис. 3 відповідає гіпотетичній ситуації, коли повітря присутнє лише над поверхнею зразка і відсутнє у порах. Розрахунки свідчать про те, що повітря над поверхнею зразка спричинює зменшення I_{\max} приблизно у 1,32 рази (порівняно з кривою 1), а час загасання τ_2 для кривої 4 становить приблизно 132 нс. Таким чином, результати розрахунків свідчать про те, що присутність повітря над поверхнею зразка слабо впливає на час загасання τ_2 . Крім того, можна очікувати, що для вуглецевих матеріалів із закритими порами відка-

чування повітря над зразком впливатиме на величину сигналів ІЛТВ.

При імпульсному лазерному нагріванні поверхневих шарів світлопоглинальних матеріалів оптичні сигнали ІЛТВ формуються у поверхневому шарі товщиною порядку $\Delta = \alpha^{-1}$. Крім того, важливим параметром є відстань, яку тепловий потік проходить за час порядку тривалості лазерного імпульсу. Цю величину можна наближено оцінити як $\delta = \sqrt{\frac{\kappa}{C} \tau_i}$. Як показано в [17], повільна компонента у загасанні ІЛТВ з'являється у матеріалах з низькою теплопровідністю, коли глибина проникнення лазерного випромінювання у матеріал Δ значно перевищує відстань поширення тепла за час дії лазерного імпульсу δ . При цьому величина τ_2 визначається відношенням Δ/δ . Зокрема, для значень τ_2 порядку 140 нс величина Δ/δ може бути порядку 10 [17].

На рис. 4 наведено результати моделювання поведінки параметра Δ/δ з часом при лазерному збудженні ІЛТВ без повітря (відповідно до осцилограми 1 на рис. 3). Як видно з рис. 4, при кімнатній температурі $\Delta/\delta \approx 2,7$, що значно менше оцінок, зроблених в [15, 17]. З плином часу, внаслідок лазерного нагрівання матеріалу, параметр Δ/δ зростає до 12–13 на ділянці $t = 50\text{--}200$ нс, на якій проводиться вимірювання повільної компоненти ІЛТВ. Таким чином, наближені оцінки [15, 17] задовільно узгоджуються з результатами моделювання у даній роботі.

Слід також відзначити, як показано в [15, 17], на τ_2 можуть впливати форма лазерного імпульсу і шорсткість опромінюваної поверхні, що дозволяє зменшити оцінку Δ/δ . Зазначена обставина дає підстави очікувати, що використана у даній роботі при моделюванні оцінка коефіцієнта теплопровідності вуглецю при кімнатній температурі $\kappa_0 = 4 \text{ Вт м}^{-1} \text{ К}^{-1}$ є заниженою, оскільки шорсткість поверхні у розрахунках не бралась до уваги.

Що стосується ролі, яку відіграє повітря у формуванні сигналів ІЛТВ у поверхневих шарах поруватих вуглецевих матеріалів, варто взяти до уваги таку обставину. Як відомо, застосування параболічного рівняння теплопровідності (1) ґрунтується на припущенні, що час встановлення локальної термодинамічної рівноваги τ_e значно менший за характерні часи зміни температури у досліджуваній системі τ_T . Як показують розрахунки, на передньому фронті сигналу ІЛТВ (рис. 3, крива 1)

швидкість зростання температури досягає близько 100 К нс^{-1} . Як приклад для оцінки τ_T візьмемо час, за який інтенсивність світіння I збільшується на 10% поблизу максимуму похідної $\frac{dI}{dt}$. З рис. 3, крива 1, випливає оцінка $\tau_T \approx 0,1$ нс. Для нижньої оцінки τ_e у повітрі можна скористатись відомим виразом для середнього часу життя молекул газу між зіткненнями: $\langle \lambda \rangle = (\sqrt{2} \pi d^2 n)^{-1} \left(\frac{8kT}{\pi m} \right)^{-1/2}$, де $\langle \lambda \rangle$ – середня довжина вільного пробігу, $\langle V \rangle$ – середня швидкість, d – діаметр молекули, n – концентрація молекул, k – стала Больцмана, m – маса молекули. Звідси, для температури 300 К отримаємо оцінки $\tau_e \geq 0,16$ нс та $\tau_e \geq 1240$ нс для тиску 760 та 0,1 мм Hg відповідно. Для температури 3000 К ці самі оцінки будуть 0,47 та 3580 нс. Таким чином, при формуванні переднього фронту імпульсу ІЛТВ, для процесів теплопровідності у повітрі умова $\tau_e < \tau_T$ може порушуватись, що може призвести до додаткових похибок у розрахунках.

4. Висновки

Таким чином, отримані у даній роботі результати вимірювань і розрахунків свідчать про таке. По-перше, урахування температурних залежностей теплових характеристик опромінюваного матеріалу дозволяє задовільно описати форму сигналів ІЛТВ без необхідності залучення аномально низьких значень коефіцієнта теплопровідності вуглецю. Задовільне узгодження результатів розрахунків з результатами вимірювань спостерігається при помітному значенні коефіцієнта теплопровідності вуглецю при кімнатній температурі $\kappa_0 = 4 \text{ Вт м}^{-1} \text{ К}^{-1}$. Відмінність κ_0 від типових значень коефіцієнта теплопровідності вуглецевих матеріалів може бути пояснена наявністю великої кількості дефектів у тонкому поверхневому шарі матеріалу, а також процесами графітізації матеріалу при лазерному опроміненні. По-друге, отримані результати свідчать про важливу роль, яку відіграє повітря у формуванні сигналів ІЛТВ у поверхневих шарах поруватих вуглецевих матеріалів. Присутність повітря над поверхнею і у порах дослідженого поруватого матеріалу помітно впливає на кінетику ІЛТВ. Зокрема, повітря суттєво скорочує час загасання світіння і зменшує амплітуду сигналів ІЛТВ. Нарешті, як свідчать чисельні оцінки, у розглядуваному випадку ІЛТВ темп зростання температури поверхні може перевищу-

вати швидкість встановлення локальної термодинамічної рівноваги у повітрі. Така ситуація потребує окремого вивчення, що виходить за рамки даної роботи.

Робота виконана за підтримки Міністерства освіти і науки України відповідно до Договору № БФ/30-2021 від 4 серпня 2021 року.

1. X. Xu, C.P. Grigoropoulos, R.E. Russo. Measurement of solid-liquid interface temperature during pulsed excimer laser melting of polycrystalline silicon films. *Appl. Phys. Lett.* **65**, 1745 (1994).
2. T. Borca-Tasciuc, G. Chen. Temperature measurement of fine wires by photothermal radiometry. *Rev. Sci. Instrum.* **68**, 4080 (1997).
3. L. Fedorenko, V. Naumov, V. Plakhotny, S. Svechnikov, N. Yusupov. Laser-thermal diagnostics (LTD) of hidden inhomogeneities in multi-layer structures. *Proc. SPIE* **4430**, 572 (2001).
4. A. Tsuge, Y. Uwamino, T. Ishizuka. Applications of laser-induced thermal emission spectroscopy to various samples. *Appl. Spectr.* **43**, 1145 (1989).
5. D. Kruse, H. Prekel, G. Goch, H.G. Walther. Correlation between hardening depth and thermal parameters based on photothermal measurements. *Proc. Estonian Acad. Sci. Engineering* **13**, 423 (2007).
6. R. Fuente, A. Mendioroz, E. Apinaniz, A. Salazar. Simultaneous measurement of thermal diffusivity and optical absorption coefficient of solids using PTR and PPE: A comparison. *Int J. Thermophys.* **33**, 1876 (2012).
7. N.J. Galan-Freyte, L.C. Pacheco-Londono, A.M. Figueroa-Navedo, S.P. Hernandez-Rivera. Standoff detection of highly energetic materials using laser-induced thermal excitation of infrared emission. *Appl. Spectr.* **69**, 535 (2015).
8. X. Xu, C.P. Grigoropoulos, R.E. Russo. Nanosecond-time-resolution thermal emission measurement during pulsed excimer-laser interaction with materials. *Appl. Phys. A* **62**, 51 (1996).
9. P. Roura, J. Costa, M.L. Miguel, B. Garrido, J. Fort, J.R. Morante, E. Bertran. Black-body emission from nanostructured materials. *J. Luminescence* **80**, 519 (1999).
10. S. Zelensky, L. Poperenko, A. Kopyshinsky, K. Zelenska. Nonlinear characteristics of laser-induced incandescence of rough carbon surfaces. *Nonlinear Optics and Applications VI. Proc. SPIE* **8434**, 84341H-1 (2012).
11. S. Zelensky, K. Zelenska. Laser-induced incandescence of carbon surface: a method for temperature estimation. *Nonlinear Optics and Applications VII. Proc. SPIE* **8772**, 87721P-1 (2013).
12. K. Zelenska, A. Kopyshinsky, L. Poperenko. Laser-induced incandescence of carbon surface at various values of ambient air pressure. In: *Photonics Technologies. Fotonica AEIT Italian Conference* (2014).
13. K. Zelenska, S. Zelensky, A. Kopyshinsky, S. Rozouvan, T. Aoki. Laser-induced incandescence of rough carbon surfaces. *Jpn J. Appl. Phys. Conf. Proc.* **4**, 011106-1 (2016).
14. K. Zelenska, O. Tkach, S. Zelensky, O. Kolesnik, T. Aoki. Application of laser-induced thermal emission in imaging of rough surface relief. *Thai J. Nanosci. Nanotechnol.* **6**, 16 (2021).
15. V. Karpovych, O. Tkach, K. Zelenska, S. Zelensky, T. Aoki. Laser-induced thermal emission of rough carbon surfaces. *J. Laser Appl.* **32**, 012010 (2020).
16. 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**, No. 2, 14 (2017).
17. S.E. Zelensky, T. Aoki. Decay kinetics of thermal radiation emitted by surface layers of carbon materials under pulsed laser excitation. *Optics and Spectroscopy* **127**, 931 (2019).
18. A.V. Kopyshinsky, S.E. Zelensky, E.A. Gomon, S.G. Rozouvan, A.S. Kolesnik. Laser-induced incandescence of silicon surface under 1064 nm excitation. *Semicond. Phys., Quant. Electron. and Optoelectron.* **15**, 376 (2012).
19. M. Kokhan, I. Koleshnia, S. Zelensky, Y. Hayakawa, T. Aoki. Laser-induced incandescence of GaSb/InGaSb surface layers. *Optics and Laser Technology* **108**, 150 (2018).
20. S.De Iulii, F. Cignoli, S. Maffi, G. Zizak. Influence of the cumulative effects of multiple laser pulses on laser-induced incandescence signals from soot. *Appl. Phys. B* **104**, 321 (2011).
21. K. Pietrak, T.S. Wisniewski. A review of models for effective thermal conductivity of composite materials. *J. Power Technologies* **95**, 14 (2015).
22. S.Q. Zeng, A. Hunt, R. Greif. Geometric structure and thermal conductivity of porous medium silica aerogel. *ASME J. Heat Transfer* **117**, 1055 (1995).
23. J. Hilsenrath, C.W. Beckett, W.S. Benedict, L. Fano, H.J. Hoge, J.F. Masi, R.L. Nuttall, Y.S. Touloukian, H.W. Woolley. *Tables of Thermal Properties of Gases. National Bureau of Standards Circular* (NIST Pubs., 1955).
24. K. Kadoya, N. Matsunaga, A. Nagashima. Viscosity and thermal conductivity of dry air in the gaseous phase. *J. Phys. and Chem. Reference Data* **14**, 947 (1985).
25. Н.Б. Варгафтик, Л.П. Филиппов, А.А. Тарзиманов, Е.Е. Тоцкий. *Справочник по теплопроводности жидкостей и газов* (Энергоатомиздат, 1990) [ISBN: 5-283-00139-3].
26. A. Savvatimskiy. *Resistivity and Heat Capacity for Solid Graphite up to 3000 K*. In: *Carbon at High Temperatures. Springer Series in Materials Science* (Springer, 2015), p. 134.

27. C.Y. Ho, R.W. Powell, P.E. Liley. Thermal conductivity of the elements: a comprehensive review. *J. Phys. and Chem. Reference Data* **3**, Suppl. No. 1 (1974).

Одержано 29.04.23

S.E. Zelensky, O.S. Kolesnik, V.P. Yashchuk

THE ROLE OF AIR IN LASER-INDUCED
THERMAL EMISSION OF SURFACE LAYERS
OF POROUS CARBON MATERIALS

The influence of the surrounding air on the amplitude and shape of thermal radiation pulses (at a wavelength of 430 nm) during the heating of the surface layer of a porous carbon material (to temperatures of the order of 2000–3000 K) by the radiation of a Q-switched neodymium laser is studied. When the pressure of the surrounding air is reduced to forevacuum conditions, the experiments showed a one-and-a-half-fold increase in the amplitude of pulsed signals of thermal radiation and an

increase in the decay time of the glow by about a third. Numerical calculations of the dynamics of the temperature field in the surface layer of the material during the irradiation by nanosecond laser pulses are carried out. An improved model is used in the calculations, which accounts for (i) the porosity of the material and (ii) the temperature dependence of the coefficients of thermal conductivity and the heat capacities of carbon and air. To calculate the thermal conductivity of the porous material, a model of a cubic array of intersecting square rods is used. The satisfactory consistency of calculation results with experimental data is obtained. The above-mentioned improvements of the calculation model made it possible to reconcile the estimates of the thermal characteristics of surface layers of carbon, obtained from the emission decay data, with the reference data published in the literature.

Keywords: laser-induced thermal emission, porous carbon, air.