

ВИЗНАЧЕННЯ КОЕФІЦІЄНТА ТЕМПЕРАТУРОПРОВІДНОСТІ ПРОЗОРИХ МАТЕРІАЛІВ МЕТОДОМ МОДУЛЯЦІЙНОЇ ПОЛЯРИМЕТРІЇ

Ігор Матяш, Ірина Мінайлова^{ORCID}, Лідія Максименко, Борис Сердега
Інститут фізики напівпровідників ім. В. Є. Лашкарьова НАН України,
просп. Науки, 41, Київ, 03028 Україна,
e-mail: irinaminailova125@gmail.com

(Отримано 12 грудня 2019 р.; в остаточному вигляді — 09 січня 2020 р.; прийнято до друку — 24 січня 2020 р.; опубліковано онлайн — 11 березня 2020 р.)

У статті запропоновано визначення важливого теплофізичного параметра — коефіцієнта температуропровідності твердих тіл α , який характеризує швидкість поширення теплового фронту або хвилі в об'ємі матеріалу. З цією метою проведено серію вимірювань механічного напруження в декількох точках зразка $\sigma(t)_i$ за допомогою методу модуляційної поляриметрії в режимі реального часу в умовах незначного перепаду температури. Отримані криві $\sigma(t)_i$ характеризувались своїми власними амплітудами механічних напружень, часами спостереження максимуму та знакозмінністю. Особливості характеристик можна пов'язати з термопружними властивостями зразків, а саме: оптичними, механічними та тепловими. Досліджено екстремуми на кожній із кривих $\sigma(t)_i$, а також їх зміщення за шкалою часу залежно від координати спостереження. Після зображення екстремумів механічного напруження $y_{\max}(t)$ в часовій залежності визначено коефіцієнт температуропровідності.

Отримані дані дозволяють оцінити величини внутрішніх механічних напружень у будь-яких просторово-часових координатах зразків, швидкість розповсюдження теплового потоку та візуалізацію поширення теплового потоку в матеріалах або виробках, в тому числі з внутрішніми дефектами.

Ключові слова: механічні напруження, коефіцієнт температуропровідності, тепловий потік, швидкість теплового фронту.

DOI: <https://doi.org/10.30970/jps.24.1603>

I. ВСТУП

Коефіцієнти теплопровідності та температуропровідності є одними з найважливіших параметрів речовин і матеріалів, оскільки дають інформацію про перенесення теплоти в них. Тому останніми роками відновилося зацікавлення розвитком нових методів визначення цих коефіцієнтів. Значною мірою це результат успіхів у технології матеріалів та застосуванні багатьох нових матеріалів за різних температур.

На сьогодні існують стаціонарні й динамічні [1, 2] методи вимірювання теплопровідності й температуропровідності. Принцип визначення цих фізичних величин стаціонарними методами ґрунтується на вимірюванні теплового потоку та різниці температур згідно з [3]. У цьому випадку вимірювання проводять після встановлення теплової рівноваги [4–10], що сприяє досягненню високого ступеня точності. Однак устанавлення рівноваги, особливо для матеріалів, теплопровідність яких є невеликою, може виявитися дуже тривалим процесом. При цьому час, необхідний для вимірювань на певному зразку за декількох різних температур, виявляється надто великим.

Використовуючи ж динамічний метод, у якому потоки тепла вимірюються залежно від температури, можна набагато швидше й детальніше провести вимірювання в широкому інтервалі температур [11–17]. Проте динамічні вимірювання мають свої недоліки, оскільки за їхньою допомогою важко досягти високого ступеня точності. Динамічні методи визначення теплопровідності здебільшого дозволяють безпо-

середньо виміряти температуропровідність, а шукану величину обчислюють з урахуванням відомої теплоємності й густини [1, 3]. За наявності сучасних комп'ютерів і систем збору даних саме динамічні методи стають усе популярнішими. Як уже наголошували, перевагами динамічного методу є те, що необхідно набагато менше часу для експериментів і різні теплові властивості можуть бути визначені в тому ж циклі вимірювання. Типова тривалість вимірювання однієї години для стаціонарних методів зводиться до кілька хвилин або часток секунд для динамічного методу. У багатьох випадках вимірювання температури на двох протилежних поверхнях зразка замінюється вимірюванням температури як функції часу тільки в одній координаті. Це робить конструкцію приладу для динамічного вимірювання простою порівняно зі стаціонарними методами й може поліпшити точність результатів.

У всіх перелічених методах вимірювання теплопровідності й температуропровідності необхідно виконати деякий теплофізичний експеримент і створити змінне поле температур. Зазвичай це виконують внесенням в/на об'єкт дослідження нагрівального елемента, який має деякий невідомий контактний опір і, відповідно, дає значну похибку під час дослідження об'єкта. Автори [18] показали, що подібні методи мають досить велику похибку, якщо ігнорувати цей фактор.

До методів, що не мають зазначених недоліків, можна віднести методи прямої та зворотної задачі термопружності для визначення теплофізичних величин, що добре себе зарекомендували. Найпопулярнішою є



модель зворотної незв'язаної задачі [18], коли поля температур і механічні поля визначаються послідовно, починаючи з розв'язання рівняння теплопровідності. Детальніше з постановками зворотних задач термопружності для рівнянь параболічного типу і методами їх розв'язання можна ознайомитися в монографіях [19, 20].

Ми пропонуємо метод, що базується на другому типі задачі термопружності — прямій задачі з визначенням коефіцієнта температуропровідності твердих тіл α , який, на відміну від коефіцієнта теплопровідності λ , характеризує швидкість поширення теплового фронту або хвилі в об'ємі матеріалу. Коефіцієнт температуропровідності α є основним теплофізичним параметром для опису процесів теплопровідності за неусталеного в часі режиму і теоретично визначається за співвідношенням:

$$\alpha = \frac{\lambda}{C_p \cdot \rho} \left[\frac{\text{m}^2}{\text{s}} \right], \quad (1)$$

де λ — теплопровідність, C_p — питома теплоємність, ρ — густина речовини.

Значення коефіцієнта теплопровідності λ багатьох матеріалів широко відомі і наводяться в різних довідкових матеріалах, а от відомості про коефіцієнт температуропровідності, особливо нових та багатокомпонентних матеріалів, вкрай обмежені, що передусім пов'язано зі складністю визначення цього параметра. Тож завданням роботи є розробити метод для визначення коефіцієнта температуропровідності за допомогою серії вимірювань механічного напруження в декількох точках зразка $\sigma(t)_i$, придатного для будь-яких прозорих матеріалів, а також для візуалізації поширення теплового потоку в матеріалах та вироб, у тому числі з внутрішніми дефектами.

II. МЕТОДИКА ЕКСПЕРИМЕНТУ ТА ЗРАЗКИ

Для експериментального дослідження коефіцієнта температуропровідності використано техніку модуляційної поляриметрії (МП) [21, 22], яка здатна достовірно реєструвати всі особливості процесу встановлення еластокінетики. Як показано в [23], з її допомогою можна реєструвати термонапруження в умовах незалежності від температури механічних, оптичних та теплофізичних коефіцієнтів, що беруть участь у генерації напружень.

Методика вимірювання термонапружень за допомогою техніки МП та оптична схема були неодноразово описані в публікаціях [21–23], тож зупинимось тільки на основних принципових моментах експерименту. Оптико-поляризаційна схема, що складається з двох схрещених лінійних поляризаторів, доповнена модулятором поляризації електромагнітного випромінювання. Під час модуляції поляризації відбувається періодична зміна стану поляризації за незмінної інтенсивності випромінювання. Унаслідок цього виникає пов'язана тільки з поляризованим випромінюван-

ням змінна компонента сигналу, яка селективним реєструвальним пристроєм відділяється від загального сигналу і може бути посилена в рази. Ця змінна компонента (циркулярна компонента випромінювання I_V) має лінійний зв'язок з механічним напруженням та є мірою внутрішнього механічного напруження σ :

$$I_V \approx \sin(\Delta\phi) \times \sin(\omega t), \quad (2)$$

$$\Delta\phi = \phi_x - \phi_y = \frac{2\pi}{\lambda} d(n_x - n_y) = \frac{2\pi}{\lambda} d \cdot C \cdot \sigma, \quad (3)$$

де ω — частота модуляції, $\Delta\phi$ — різниця фаз між двома лінійними ортогональними випромінюваннями, λ — довжина хвилі, d — товщина зразка, C — еластооптичний коефіцієнт, σ — механічне напруження.

Що ж до вибору розміру й форми зразків, то теплопровідність і температуропровідність зразка зазвичай сильно залежать від цього, тому що завжди є ймовірність витоку тепла через навколишнє середовище. Якщо таким середовищем є повітря, то тепло може відводитися теплопровідністю й конвекцією. Навіть якщо зразок поміщено у глибокий вакуум, тепло може відводитися випромінюванням. У всякому разі необхідно знаходити компроміс у виборі геометрії зразка. На практиці використовують бруски значної довжини, якщо речовина має великий коефіцієнт теплопровідності [24, 25], і невеликі диски або пластинки, якщо малий [26].

Тоді з урахуванням сказаного зразками обрано 3 типи (4 зразки) некристалічних матеріалів з розмірами (см):

1. літієвоалюмосилікатна склокераміка, далі А1-ГС — $1.5 \times 2 \times 5$;
2. оптичне кварцове скло КВ, далі КВ₅ — $1 \times 2 \times 5$;
3. оптичне кварцове скло КВ, далі КВ₃ — $2 \times 2 \times 3$;
4. оптичне кварцове скло ВФ, далі ВФ — $2 \times 2 \times 3$.

Важливим моментом орієнтації зразків в оптичній схемі є те, що оптична довжина ходу зондувального випромінювання $d = 2$ см була однаковою для всіх зразків, які торцем встановлювали на ситалову підкладку з нікелевої плівкою-резистором на її поверхні, що відіграла роль джерела тепла потужністю ≈ 1 Вт. Тепловий контакт зразка й нагрівача здійснювали за допомогою теплопровідної пасти, що дозволяло зафіксувати його положення і виключити появу в ньому напружень від умов кріплення.

Зразки по чергово встановлювали на нагрівач, який вмикався, за кімнатної температури $T_1 (\approx 25^\circ \text{C})$, і одночасно починалась реєстрація величини механічного напруження (інтенсивності циркулярної компоненти випромінювання) у зразку як функція часу $\sigma(t)_i$ в декількох координатах зразка (по черзі) від нагрівача уздовж напрямку теплового потоку. Через 2–3 с нагрівач виходив на задану стаціонарну температуру $T_2 \approx 30^\circ \text{C}$ і відбувалась реєстрація механічних напружень упродовж ≈ 1 хвилини.

III. РЕЗУЛЬТАТИ ВИМІРЮВАННЯ ТА ЇХ ОБГОВОРЕННЯ

На рис.1 наведено результати вимірювання $\sigma(t)_i$ для всіх зразків у координатах 3–7 мм від нагрівача з кроком 1 мм в напрямку теплового потоку: рис.1, а — для Al-GC; рис.1, б — для KV₅; рис.1,в — для ВФ. Для оптичного кварцового KV₃ залежності $\sigma(t)_i$ в роботі не наводяться, тому що вони мають схожу тенденцію з $\sigma(t)_i$ для KV₅ (рис.1,б) в усіх координатах спостереження. Як видно, на кожному з рис. 1,а,б,в помітна певна тенденція кривих, яка, незважаючи на схожість, характеризується своїми амплітудами механічних напружень, часами спостереження максимуму та знаковимінності. Особливості характеристик можна пов'язати з термопружними властивостями зразків, а саме: оптичними, механічними та тепловими. Наприклад, ВФ-зразок має найменшу теплопровідність та найбільшу щільність, відповідно термопружний відгук в такому разі буде найбільшим, що і бачимо на рис.1,в у вигляді найбільшої амплітуди механічних напружень на кривих. Знаковимінність кривих на всіх рис.1 вказує на те, що в певній координаті зразка упродовж часу спостереження деформація розтягування змінюється на стискання або навпаки, внаслідок проходження теплового фронту та, як наслідок, зміни характеру неоднорідності градієнта температури в указаній точці.

Також досліджено вплив температури нагрівача (в околі використаної температури) на характер кривих та положення екстремумів. Для цього досліджено криві $\sigma(t)_i$ для всіх 4-х зразків за 3-х температур нагрівача T_2 : 30° С, 40° С і 50° С. Результати дослідження показали, що для всіх зразків варіації температури в межах 30 – 50° С не мають суттєвого впливу на зазначені показники на відміну від амплітуд (величин механічних напружень), які з підвищенням температури нагрівача зростають. Із цього можна зробити висновок, що для якісних та достовірних результатів вимірювань достатньою є умова температури нагрівача $T_2 = 30^\circ \text{C}$. Визначення різниці температур у зразку під час нагрівання в цьому експерименті не проводили, тому що отримання коефіцієнта температуропровідності в запропонованому методі не потребує цього параметра. Що ж до вивчення впливу розмірів зразка на результати вимірювань, то тут універсальної відповіді немає, оскільки геометрія зразків буде впливати на баланс теплових потоків. Тому ми не ставили за мету отримати точне математичне формулювання для коефіцієнта температуропровідності, а задовольнилися знаходженням пропорційності між фізичними величинами, що зв'язані з ним.

На рис. 1,а,б, в добре видно, що на кожній кривій $\sigma(t)_i$ в деякий час можна спостерігати екстремум. Положення цих екстремумів зміщується за шкалою часу залежно від координати спостереження, тобто з віддаленням координати спостереження від нагрівача. Також змінюється характер кривих, амплітуда механічних напружень та знак, що пояснюється змінним балансом теплових потоків у часі та, відповідно,

співвідношенням компонент теплопереносу в певній точці зразку.

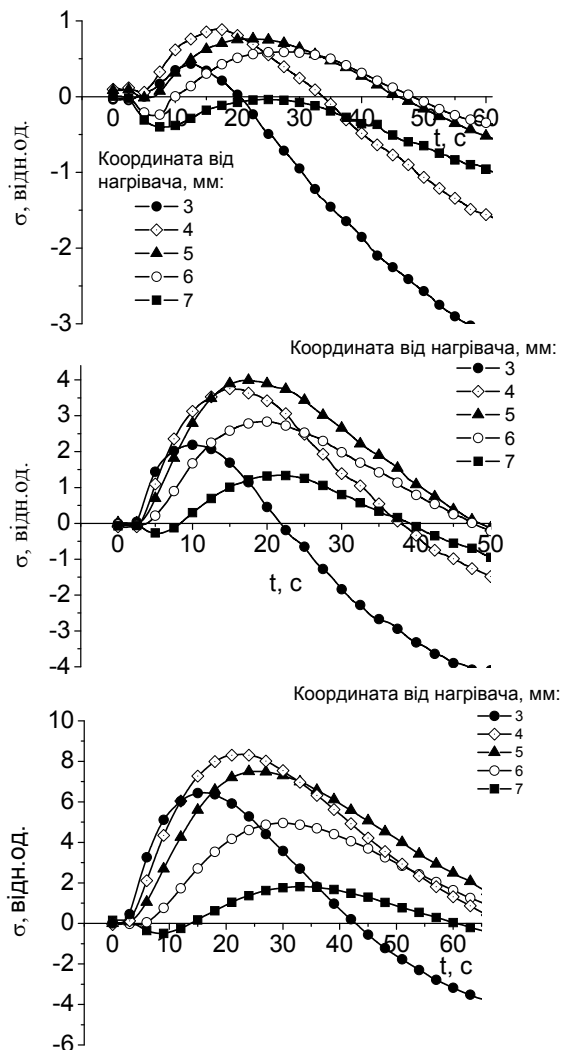


Рис. 1. Часові залежності механічних напружень $\sigma(t)_i$ в координатах зразка 3–7 мм від нагрівача з кроком 1 мм у напрямку теплового потоку в Al-GC (а), KV₅ (б), ВФ (в).

Аналіз характеристик показав, що зсув екстремумів не випадковий. Якщо окремо зобразити залежність координати спостереження у від часу спостереження екстремумів t , то отримана характеристика $y_{\max}(t)$ демонструватиме лінійну залежність у діапазоні відстані від нагрівача $\approx 0 - 20$ мм. На рис. 2 показано часову залежність екстремумів механічного напруження $y_{\max}(t)$ для зразка ВФ з рис. 1,в. Для всіх інших зразків залежності $y_{\max}(t)$ теж виявились лінійними в указаному діапазоні, але зі своїми кутами нахилу. Через схожі тенденції цих залежностей у роботі не наводимо.

Доведено, що з нахилу цих $y_{\max}(t)_i$ можна визначити швидкість теплового фронту та коефіцієнт температуропровідності, якщо вважати ознакою теплового фронту час максимальної кривизни температур-

ної функції в заданих координатах [27]. За невеликої температури нагріву зразків ($\Delta T = 5^\circ \text{C}$), як у нашому випадку, основним механізмом переносу тепла є звичайна теплопровідність речовини, за якої тепловий фронт поширюється в середовищі порівняно повільно, а коефіцієнт теплопровідності та теплоємність практично сталі. З урахуванням цього рівняння теплопровідності

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \alpha \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}, \quad (4)$$

де α — коефіцієнт температуропровідності, приймаємо лінійним і отримуємо співвідношення для коефіцієнта температуропровідності α без точного розв'язання рівняння теплопровідності. Для цього приймаємо згідно з [28], що y — це ширина ділянки зразка, у якій зосереджена основна кількість тепла до моменту t . З міркувань розмірності видно, що

$$y^2 = \alpha \cdot t; \alpha = \frac{y^2}{t}, \quad (5)$$

а швидкість розповсюдження тепла $\frac{dx}{dt} = \sqrt{\frac{\alpha}{t}} = \frac{\alpha}{y} = \frac{y}{t}$. Ці прості результати можна отримати безпосередньо з рівняння (4), якщо замінити в ньому похідні $\frac{dT}{dt}$, $\frac{dT}{dx}$ рівними їм за порядком величини співвідношеннями $\frac{T}{t}$, $\frac{T}{x}$.

Згідно з рівнянням (5) і залежностями $y_{\max}(t)_i$ для ВФ (рис. 2), Al-GC, KB₅, KB₃ зразків визначено коефіцієнт температуропровідності α за рівнянням $\alpha = \frac{(y_{i+1} - y_i)^2}{t_{i+1} - t_i}$ (таблиця 1), де також для порівняння наведено дані з довідників [29–32].

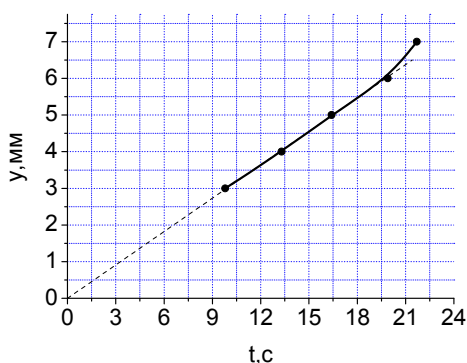


Рис. 2. Часова залежність екстремумів механічного напруження $y_{\max}(t)$ для зразка ВФ із рис. 1, в.

Як видно з таблиці 1, розбіжність коефіцієнтів температуропровідності, отриманих методом МП і іншими методами, задовільна. Поясненням цього може бути як невелика відмінність у відсотковому складі компонентів скла за рахунок різних виробників (Німеччина, Росія та ін.) і, відповідно, відмінність в оптичних властивостях зразків, так і похибка експерименту. Результати досліджень показали, що у 2 однакових зразків з різницею в розмірах до 50% (KB₅, KB₃) коефіцієнт температуропровідності відрізняється не суттєво — в межах 2–3%.

№ з/п	Зразок	Метод МП α , м ² /с	Довідник α , м ² /с
1	Al-GC	$0.56 \cdot 10^{-6}$	$0.68 \cdot 10^{-6}$ [29, 30]
2	KB ₅	$0.625 \cdot 10^{-6}$	$0.7 \cdot 10^{-6}$ [31, 32]
3	KB ₃	$0.608 \cdot 10^{-6}$	$0.7 \cdot 10^{-6}$ [31, 32]
4	ВФ	$0.37 \cdot 10^{-6}$	$0.39 \cdot 10^{-6}$ [31, 32]

Таблиця 1. Порівняння коефіцієнтів температуропровідності, отриманих методом МП та іншими методами.

В роботі проаналізовано систематичні та випадкові похибки отриманих даних: відносна похибка $P_{\text{vid}} = 0.003\%$; наведена $P_{\text{pr}} = 3.5\%$. Це задовільняє умови експериментальних результатів під час вимірювання фотопружних процесів у твердих тілах. Також оцінено похибку експериментальних кривих. Її величина порівнянна з товщиною лінії графіків і дорівнює 1%. Це підтверджується багаторазовим відтворенням експериментальних точок на графіках.

IV. ВИСНОВКИ

Запропонована методика МП демонструє можливість швидкого отримання коефіцієнта температуропровідності прозорих матеріалів, а також виробів на їхній основі в режимі реального часу в умовах незначного перепаду температури.

Отримані дані дозволяють оцінити величини внутрішніх механічних напружень у будь-яких просторово-часових координатах зразків, швидкість поширення теплового потоку та візуалізацію поширення теплового потоку в матеріалах або виробках, зокрема з внутрішніми дефектами.

[1] D. M. Freik, M. O. Galushhak, A. I. Tkachuk, Prykarp. visn. NTSh **1**(13), 137 (2011).
 [2] M. O. Haluschak, V. G. Ralchenko, A. I. Tkachuk, Phys. Chem. Sol. State **14**, 317 (2013).

[3] *Springer Handbook of Materials Measurement Methods*, edited by H. Czichos, T. Saito, L. Smith (Sturtz AG, Würzburg, 2006); <https://doi.org/10.1007/978-3-54-0-30300-8>.

- [4] D. M. Freik, R. Ja. Mihajl'onka, V. M. Klanichka, *Fiz. Khim. Tverd. Tila* **5**, 173 (2004).
- [5] A. D. Stuskes, R. P. Shasmar, *J. Appl. Phys.* **30**, 930 (1959).
- [6] J. Francl, W. D. Kingery, *J. Am. Ceram. Soc.* **37**, 80 (1954).
- [7] H. M. Rosenberg, *Phil. Trans. Roy. Soc. London A* **247**, 441 (1955); <https://doi.org/10.1098/rsta.1955.0003>.
- [8] H. M. Rosenberg, *Proc. Phys. Soc. London A* **67**, 837 (1954); <https://doi.org/10.1088/0370-1298/67/9/312>.
- [9] S. A. Friedberg, *Temperature, Its Measurement and Control in Science and Industry* (Reinhold, New York, 1955).
- [10] A. S. Ohotin, A. S. Pushkarskij, V. V. Gorbachev. *Teplofizicheskie svoystva poluprovodnikov* (Atomizdat, Moscow, 1972).
- [11] A. V. Ioffe, A. F. Ioffe, *Zh. Tekh. Fiz.* **22**, 2005 (1952).
- [12] A. V. Ioffe, A. F. Ioffe, *Zh. Tekh. Fiz.* **28**, 2357 (1958).
- [13] S. E. Gustafsson, E. Karawacki, M. N. Khan, *J. Appl. Phys.* **12**, 1411 (1979).
- [14] U. Hammerschmidt, W. Sabuga, *Int. J. Thermophys.* **21**, 217 (2000); <https://doi.org/10.1023/A:1006621324390>.
- [15] E. H. Putley, *Materials Used in Semiconductor Devices* (Interscience, New York, 1968).
- [16] И. И. Балмуш, З. М. Дашевский, А. И. Касиян, *Термоэлектрические эффекты в многослойных полупроводниковых структурах* (Штиинца, Кишинев, 1992).
- [17] *Термоэлектрические материалы и преобразователи*, под ред. А. И. Харчевского (Мир, Москва, 1964).
- [18] В. О. Повгородний, Двигатели и энергоустановки аэрокосмических летательных аппаратов **10**, 207 (2011).
- [19] В. А. Калинин, *Экспериментальное изучение яв-*
ний связанной термоупругости и теплопроводности твёрдых тел (УПЛ РГУ, Ростов, 1983).
- [20] А. Л. Бухгейм, *Введение в теорию обратных задач* (Наука, Новосибирск, 1988).
- [21] I. E. Matyash, I. A. Minailova, O. N. Mishchuk, B. K. Serdega, *Phys. Solid State* **56**, 1494 (2014); <https://doi.org/10.1134/S1063783414070269>.
- [22] I. Minailova, I. Matyash, B. Serdega, V. Maslov, N. Kachur, *Int. J. Nano Res. Appl.* **2**, 93 (2014).
- [23] I. Matyash, I. Minailova, B. Serdega, I. S. Babichuk, *J. Non-Cryst. Sol.* **459**, 94 (2017); <https://doi.org/10.1016/j.jnoncrysol.2016.12.039>.
- [24] L. Fabbri, P. Fenici, *Rev. Sci. Instr.* **66**, 3593 (1995); <https://doi.org/10.1063/1.1146443>.
- [25] I. V. Blonskij, V. A. Tkoryk, M. L. Shendeleva, *J. Appl. Phys.* **79**, 3512 (1996); <https://doi.org/10.1063/1.361401>.
- [26] R. E. Taylor, K. D. Maglic, *Compendium of Thermophysical Property Measurement Methods* (Plenum, New York, 1984).
- [27] I. E. Matyash, I. A. Minailova, O. N. Mishchuk, B. K. Serdega, *Phys. Solid State* **55**, 1087 (2013); <https://doi.org/10.1134/S1063783413050235>.
- [28] Я. Б. Зельдович, Ю. П. Кайзер. *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений* (Наука, Москва, 1966).
- [29] O. Savvova, G. Voronov, V. Topchy, Yu. Smyrnova, *Chem. Chem. Technol.* **12**, 391 (2018); <https://doi.org/10.23939/chcht12.03.391>.
- [30] E. I. Suzdal'tsev, *Refract. Indust. Ceram.* **43**, 103 (2002).
- [31] N. P. Bansal, R. H. Doremus, *Handbook of Glass Properties* (Academic Press, New York, 1986).
- [32] R. A. Paquin. *Materials for Optical Systems. Optomechanical Engineering Handbook* (CRC Press LLC, Boca Raton, 1999).

DETERMINATION OF THE THERMAL DIFFUSIVITY COEFFICIENT OF TRANSPARENT SOLIDS BY A MODULATION POLARIMETRY TECHNIQUE

I. Matyash, I. Minailova, L. Maksimenko, B. Serdega
V. Lashkarev Institute of Semiconductor Physics, NAS of Ukraine,
41, Nauky Ave., Kyiv, UA-03028, Ukraine

A technique for determining an important thermophysical parameter, the thermal diffusivity of solids, is proposed. It characterizes the rate of heat front or wave propagation in the material volume. A series of mechanical stress measurements $\sigma(t)_i$ was performed at several points of the sample to determine this parameter. The measurements were carried out using the modulation polarimetry technique in real time under conditions of a slight temperature difference. Thermal stresses can be diagnosed under conditions of temperature independence of the mechanical, optical, and thermophysical coefficients involved in the generation of stresses. The samples were three types of non-crystalline materials (glass) with different sizes. The samples were alternately mounted on the heater at room temperature. The heater was turned on and at the same time registration of the mechanical stress value in the sample as a function of time began. The measurements were performed in several coordinates of the sample along the heat flux direction. The obtained curves were characterized by their own mechanical stresses amplitudes, the times of observation of the maximum and alternating sign. Features of the characteristics can be associated with the thermoelastic properties of the samples: optical, mechanical, and thermal. The thermal diffusivity was determined after the imaging of the mechanical stress extremes in the coordinate-time dependence. The results obtained make it possible to evaluate the values of internal mechanical stresses in any spatio-time coordinates of the samples, the rate of the heat flux propagation, and the visualization of the process of the heat flux propagation in materials or products, including those with internal defects.