

## СТЕНД ДЛЯ ВИВЧЕННЯ ВЛАСТИВОСТЕЙ ТЕПЛОВИХ ХВИЛЬ ЗА ДОПОМОГОЮ ТЕРМОЕЛЕКТРИЧНОГО ЕФЕКТУ

Олег Волчанський, Андрій Кузьмич

У роботі аналізується вивчення студентами хвильових процесів у вузівській лабораторії. Пропонується доповнити його дослідженням властивостей теплових хвиль. Представлено блок-схему експериментальної установки, спрощеної за рахунок використання термоелектричної реєстрації. Наведені типові завдання досліджень та аналіз очікуваних результатів.

The studying of wave processes by students in a teaching laboratory is under analysis in the work. It is proposed to add such studying by investigations of thermal wave properties, under thermoelectric detection. The experimental installation scheme, simplified due to the use of thermo-electric registration is presented. There are given examples of the typical tasks for research and the analysis of expected results.

Одним із фундаментальних понять у сучасній фізиці є поняття коливальних процесів та поширення їх у просторі у вигляді хвиль. Поряд з елементарними порціями речовини – атомами і молекулами в курсі сучасної фізики впевнено отримали місце кванти механічних коливань – фонони, електромагнітних – фотони, спінових – магнони і т.д. Крім того, при вивченні багатьох явищ мікросвіту доводиться розглядати мікрочастинки не як тіла, а як кванти хвиль де Бройля. Тому важливим є формування в майбутніх вчителів розуміння динаміки хвильових процесів, універсальності законів коливальних явищ у природі.

Вивченню коливальних та хвильових процесів приділяється велика увага в курсі фізики. Виконання відповідних лабораторних робіт заплановано при вивченні практично всіх розділів загальної фізики: “Механіка”, “Електрика і магнетизм”, “Оптика”, “Атомна та ядерна фізика” [1; 2]. На жаль, при всій різноманітності досліджуваних властивостей коливань та явищ, що супроводжують їх поширення (інтерференція, дифракція, поляризація, затухання, розсіяння, дисперсія, дискретність спектрів атомів і молекул і тощо) в лабораторних роботах з фізики традиційно працюють тільки з двома видами хвиль: механічними та електромагнітними.

Водночас поза межами лабораторного практикуму залишаються інші типи хвиль, зокрема такий цікавий вид їх, як теплові. Теплові хвилі виникають при модульованому в часі нагріванні зразка. Результируючі коливання температури, що поширюються від місця нагріву, отримали назву теплових або температурних хвиль [3]. Особливістю цих хвиль, на відміну від акустичних та електромагнітних, є сильне затухання (порядку 500 разів на довжині хвилі  $\lambda_T$ ), а, також залежність  $\lambda_T$  та фазової швидкості від частоти модуляції джерела нагріву ( $\lambda_T \sim \omega^{-1/2}$ ). Ця унікальна властивість робить теплові хвилі незамінним інструментом при пошаровій безруйнівній діагностиці невеликих за розмірами об’єктів, наприклад, виробів мікроелектроніки [4-6]. В області модульованого нагріву середовища створюється своєрідний “тепловий зонд”, переміщуючи який, можна досліджувати внутрішню будову зразка, виявляючи місця неоднорідності його теплових властивостей (тріщини, пустоти, фазові границі і т.д.). Причому розмірами зонду, а також глибиною зондування можна керувати, змінюючи частоту модуляції джерела нагріву.

Окрім збільшення обсягу знань студентів про хвильові процеси, вивчення даного типу хвиль дозволить поліпшити викладання розділу “Термодинаміка та молекулярна фізика”, у якому експериментальне дослідження хвильових процесів зводиться лише до використання звукових хвиль при вимірюванні теплоємності [2].

Щоб отримати якісне уявлення про виникнення і властивості теплових хвиль в конденсованому середовищі, розглянемо наступну найпростішу одновимірну модель. Нехай поверхня напівнескінченного ізотропного твердого тіла, розташована в площині  $x=0$ , рівномірно освітлюється світлом, модульованим за інтенсивністю згідно закону:

$$I = \frac{I_0}{2}(1 + \cos\omega t) \quad (1)$$

Для спрощення розрахунків розв'яжемо задачу в комплексному вигляді ( $I = I_0 e^{i\omega t}$ ). Припустивши, що вся поглинута світлова енергія перетворюється в теплову, можемо записати рівняння теплопровідності:

$$c\rho \frac{\partial T}{\partial t} - \chi \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = \alpha \frac{I_0}{2} e^{i\omega t}, \quad (2)$$

де  $c$ ,  $\rho$ ,  $\chi$  і  $\alpha$  - питомі теплоємність і густина, теплопровідність і коефіцієнт оптичного поглинання матеріалу,  $T$  - модульована температура зразка.

Враховуючи, що теплопровідність повітря набагато менша теплопровідності твердого тіла, запишемо граничну умову:

$$\chi \left( \frac{\partial T}{\partial x} \right)_{x=0} = 0 \quad (3)$$

Розв'язуючи рівняння (2) з урахуванням (3), отримаємо в комплексному вигляді модульовану температуру на глибині  $x$ :

$$T(x, t) = \frac{\alpha I_0}{2\chi(\eta^2 - \alpha^2)} (e^{-\alpha x} e^{i\omega t} - \frac{\alpha}{\eta} e^{-x/L_T} e^{i(\omega t - x/L_T)}) = T_1 + T_2, \quad (4)$$

де  $\eta = (1+i)(\omega c\rho/2\chi)^{1/2} = \frac{(1+i)}{L_T}$ ;  $L_T = (2\chi/\omega c\rho)^{1/2}$  - довжина теплової дифузії.

Перший доданок ( $T_1$ ) описує коливання температури, зумовлені поглинанням світла в даній точці, а другий ( $T_2$ ) відповідає теплу, що надійшло від інших ділянок середовища і описує власне теплову хвилю. Видно, на відміну від електромагнітних і акустичних, у рівнянні теплової хвилі наявне затухання амплітуди з глибиною:

$$T_2(x, t) = T(0) e^{-x/L_T} e^{i(\omega t - x/L_T)} \quad (5)$$

Довжина теплової дифузії  $L_T = (2\chi/\omega c\rho)^{1/2}$  - відстань, на якій тепла хвиля затухає у  $e$  разів.

Сильне затухання теплових хвиль робить практично неможливою безпосередню їхню реєстрацію (наприклад піроелектричними датчиками), що є, на перший погляд, великою перепоною для їх застосування. Глибина затухання теплових хвиль у конденсованому середовищі сягає від 1 мм для частот порядку 10 Гц до 1 мкм для частот порядку 10 МГц. Відповідні величини для алюмінію, кремнію та германію наведені в табл. 1.

Таблиця 1.

Матеріал	Густина, кг/м <sup>3</sup>	Питома теплоємність, кДж/кгК	Теплопровідність, Дж/м·с К	Довжина теплової дифузії $L_T = (2\chi/\omega c\rho)^{1/2}$ , мкм на різних частотах модуляції ( $\nu = \omega/2\pi$ )				
				$\nu=10$ Гц	$\nu=10^2$ Гц	$\nu=10^3$ Гц	$\nu=10^4$ Гц	$\nu=10^5$ Гц
Al	2700	0,88	2,01	1870	590	187	59	18,7
Si	2330	0,70	1,89	1900	610	190	61	19,0
Ge	5320	0,70	0,71	3670	1160	367	116	36,7

Оскільки через сильне затухання детектувати безпосередньо теплові хвилі важко, їх реєструють за супутніми явищами: генерованими за рахунок теплового розширення механічними коливаннями, тепловим випромінюванням, локальною зміною показників заломлення і відбивання світла тощо [7; 8].

У роботі [9] наводиться блок-схема експериментальної установки для дослідження властивостей теплових хвиль з п'єзоелектричною реєстрацією, коли п'єзодатчик детектує акустичні хвилі, що виникають усередині зразка за рахунок термопружного розширення на ділянці модульованого нагріву. Генерація теплових хвиль здійснюється за рахунок нагрівання поверхні зразка випромінюванням лазера неперервної дії. Хоча метод п'єзодатчика і є одним з найпростіших у фототермоакустиці, однак на практиці для отримання прийняттого рівня акустичного сигналу доводиться використовувати достатньо потужні лазери. Не дуже просто також здійснити амплітудну модуляцію випромінювання лазера з можливістю змінювати її в необхідному діапазоні частот. На жаль, не кожен навчальний заклад може дозволити собі створити таку установку в навчальній лабораторії.

У даній роботі пропонується спрощена установка для вивчення властивостей теплових хвиль у вузівській лабораторії на основі термоелектричного ефекту в двошаровій напівпровідниковій структурі, коли сам досліджуваний зразок є детектором теплових хвиль.

Щоб отримати якісне уявлення про механізм термоелектричної реєстрації теплових хвиль розглянемо наступну найпростішу одновимірну модель. Нехай напівпровідникова пластина товщиною  $L$  складається з однорідних р- та n-областей з металізованими поверхнями (рис.1). Глибина залягання р-n переходу –  $L_n$ . Пластина рівномірно освітлюється в площині  $x=0$  світлом, модульованим за інтенсивністю по

закону  $I = \frac{I_0}{2}(1 + \cos \omega t)$ . Вважаємо, що все світло повністю поглинається в металі, тобто металевий шар слугує джерелом модульованого нагріву зразка. Водночас металевий шар достатньо тонкий для того, щоб знехтувати його внеском у теплові властивості структури. Вважаємо також несуттєвою відмінність теплових властивостей р- та n-областей.

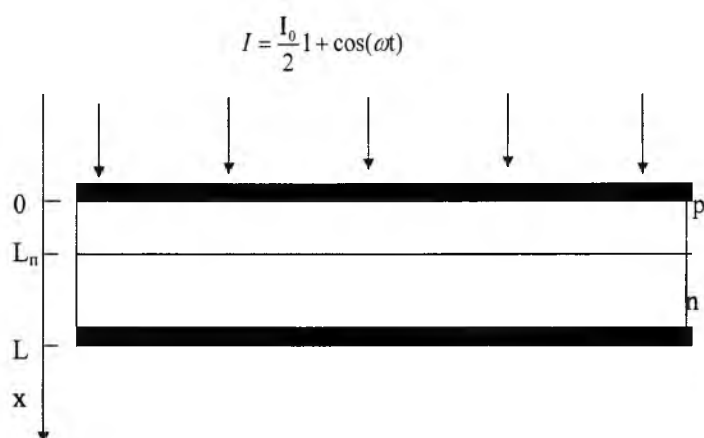


Рис.1

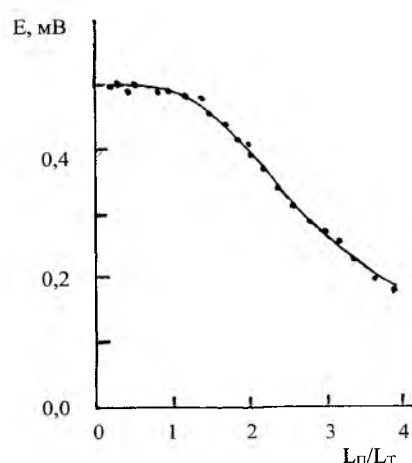


Рис.2

Враховуючи, що теплопровідність повітря набагато менше теплопровідності твердого тіла, запишемо граничну умову:

$$\chi \left( \frac{\partial T}{\partial x} \right)_{x=0,L} = 0 \quad (6)$$

Розв'язуючи рівняння (2) з врахуванням (3), отримаємо в комплексному вигляді модульовану температуру на глибині  $x$ :

$$T(x, t) = \frac{\alpha I_0}{2\chi(\eta^2 - \alpha^2)} \left( e^{-\alpha x} - \frac{\alpha \operatorname{ch}\{\eta(L-x)\}}{\eta \operatorname{sh}\{\eta L\}} \right) e^{i\omega t} \quad (7)$$

Розрахуємо змінну термоЕРС, що виникає між металевими обкладками досліджуваної пластини. Оскільки термоелектричні властивості напівпровідників набагато переважають властивості металів [10], для амплітуди змінної термоЕРС можемо записати:

$$E = \int_0^L e_{n,p} dT = e_p \{ (1+m)T(L_{\Pi}) - T(0) - mT(L) \}, \quad (8)$$

де  $e_n$ ,  $e_p$  – коефіцієнти термоЕРС для  $n$  і  $p$  областей відповідно,  $m = -e_n / e_p$ .

Підставляючи (7) у (8), знаходимо термоЕРС (різницю потенціалів між металевими електродами досліджуваної структури):

$$E = \frac{-e_p \alpha I_0}{2\chi\beta \operatorname{sh}(\beta)} (\operatorname{ch}(\beta) - (m+1)\operatorname{ch}(\gamma) + m), \quad (9)$$

де  $\beta = (1+i)L/L_T$ ;  $\gamma = (1+i)(L/L_{\Pi}-1)L_{\Pi}/L_T$ .

Бачимо, термоелектричний сигнал є складною функцією товщини зразка  $L$ , глибини залягання  $p$ - $n$  переходу  $L_{\Pi}$  та довжини теплової дифузії  $L_T$  (а значить частоти модуляції, оскільки  $L_T = (2\chi/\omega \operatorname{cp})^{1/2}$ ). Результати розрахунків залежності амплітуди ( $E$ ) термоелектричного сигналу від кореня квадратного від безрозмірної частоти модуляції світла ( $L_{\Pi}/L_T \approx \omega^{1/2}$ ) для випадку залягання  $p$ - $n$  переходу посередині пластини ( $L_{\Pi}/L=1/2$ ) наведені на рис. 2.

Як видно з малюнку, крива має злам, коли довжина теплової дифузії  $L_T$  відповідає за величиною глибині залягання  $p$ - $n$  переходу. Це можна пояснити тим, що при збільшенні частоти модуляції зменшується глибина проникнення теплової хвилі в зразок, а, значить, і питомий внесок  $n$ -області.

У даній роботі експериментально досліджувалась напівпровідникова структура, що являла собою кремнієву пластину товщиною 280 мкм з металізованими поверхнями (шар нікелю товщиною 0,9 мкм). Приблизно посередині пластини залягав  $p$ - $n$  перехід. ТермоЕРС реєструвалась безпосередньо з електродів структури за допомогою синхронного детектора.

Для збудження термоелектричного сигналу використовувався світлодіод АЛ-119А ( $\lambda=935$  нм). Модуляція інтенсивності випромінювання здійснювалась шляхом подачі синусоїдальної напруги живлення на світлодіод. Ця сама напруга слугувала опорним сигналом для синхронного детектора.

Отримані за допомогою цієї нескладної установки частотні залежності термоелектричного сигналу нанесені точками на рис. 2. Видно, що експериментальні результати показують чітку залежність сигналу від частоти і задовільно узгоджуються з теоретичною кривою.

Знімаючи за допомогою описаної установки частотні залежності термоелектричного сигналу в досліджуваних структурах і порівнюючи їх з розрахованими теоретично, студенти роблять висновок про глибину залягання  $p$ - $n$  переходу.

Виконання запропонованих у даній роботі досліджень дозволить студентам глибше вивчити особливості хвильових процесів та краще осягнути універсальність коливальних процесів в природі на прикладі теплових хвиль, а також закріпити знання розділів «Термодинаміка» та "Електродинаміка".

### БІБЛІОГРАФІЯ

1. Програми для фізико-математичних факультетів педінститутів. Зб.№ 2 За заг ред. М.І.Шкіля та Г.П.Грищенка. – К.: РОВО “Укрвузполіграф”, 1992 – 144 с.
2. Лабораторный практикум по общей физике / Под ред. Е.М.Гершензона, Н.Н.Малова. – М.: Просвещение, 1985. – 351 с.
3. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Т.2 – М.: Наука, 1975. – 551 с.
4. G.Busse Imaging with Optically Generated thermal Waves // IEEE Transactions on Sonics and Ultrasonics. – 1985. – Vol.SU-32, №2. – P.355-364.
5. Shu-yi Zhang and Li Chen Photoacoustic Microscopy (PAM) and detection of surface features of semiconductor devices // in Photoacoustic and Thermal wave phenomena in semiconductors (ed. by A.Mandelis) New York.: Elsevier Science Publ. – 1987. – P.29-51.
6. Rosencwaig A. Thermal wave microscopy with photoacoustics // J.Appl.Phys. – 1980. – Vol.51, №4. – P.2210-2211.
7. Гусев В.Э., Карабутов А.А. Лазерная оптоакустика. – М., Наука, 1991.
8. Жаров В.П., Летохов В.С. Лазерная оптико-акустическая спектроскопия– М.: Наука, 1975. – 320 с.
9. Волчанський О.В. Стенд для вивчення властивостей теплових хвиль у в курсі загальної фізики // Наукові записки КДПУ. Випуск 42, Серія: Педагогічні науки. Кіровоград: РВЦ КДПУ, 2002. – С.138-143.
10. Баранский П. И., Ключков В. П., Потыкевич И. В. Полупроводниковая электроника. Свойства материалов. Справочник. – Киев, : «Наукова думка». – 1975, – 704 с.

### ВІДОМОСТІ ПРО АВТОРІВ

**Волчанський Олег Володимирович** – кандидат фізико-математичних наук, доцент кафедри фізики та методики її викладання КДПУ ім. В. Винниченка.

*Наукові інтереси:* фототермічні та фотоакустичні явища в напівпровідниках, методика викладання фізики, реформування вищої освіти України.

**Кузьмич Андрій Григорович** – кандидат фізико-математичних наук, науковий співробітник Київського національного університету імені Тараса Шевченка.

*Наукові інтереси:* фототермічні та фотоакустичні явища в напівпровідниках, термохвильова діагностика виробів мікроелектроніки.