

№ 554-УК96 от 15.02.96. К., 1996. 3. Полякова А.Л. Деформация полупроводников и полупроводниковых приборов. М., 1979. 4. Захаров Н.П., Багдасарян А.В. Механические явления в интегральных структурах. М., 1992. 5. Матвійків М., Івасик Ю. Теоретичні основи моделювання впливу внутрішніх механічних напружень на параметри ІС // Вісн. НУ "Львівська політехніка". 2001, № 415. С. 130 – 133. 6. Матвійків М., Івасик Ю. Аналіз можливого впливу внутрішніх механічних напружень на параметри інтегральних пристроїв // Вісн. ДУ "Львівська політехніка". 2000. № 399. С. 191 – 193. 7. Фролов А.Д. Радиодетали и узлы. М., 1975. 8. Мандзій Б.А., Желяк Р.І. Основи аналогової мікро схемотехніки. Львів, 1993. 9. Сергеев В.С., Кузнєцов О.А., Захаров Н.П. и др. Напряжения и деформации в элементах микросхем. М., 1987.

УДК 536.532

Геннадій Юрчик

Національний університет "Львівська політехніка",  
кафедра електронних засобів інформаційно-комп'ютерних технологій

## **ВИСОКОТОЧНИЙ ТЕРМОЕЛЕКТРИЧНИЙ ТЕРМОМЕТР ДЛЯ КОНТРОЛЮ ВИСОКИХ ТЕМПЕРАТУР АГРЕСИВНИХ СЕРЕДОВИЩ**

© Юрчик Геннадій, 2001

**Розглядається термоелектричний термометр, який дозволяє вимірювати температуру агресивного середовища з високою точністю в умовах швидкого старіння первинного перетворювача термометра і прогресуючого дрейфу його градувальної характеристики.**

**The thermoelectrical thermometer is considered, which allows the aggressive environment temperature measurement with high accuracy under the conditions of primary converter fast ageing and its grading characteristic progressive drift.**

Широке застосування в радіопромисловості знайшли контактні електричні методи вимірювання температур термоелектричними термометрами (ТТ), що пояснюється їх високою надійністю, працездатністю в будь-яких умовах, порівняно невисокою вартістю. Найбільш масовий контроль високих температур з підвищеною точністю здійснюється при виробництві інтегральних мікросхем, напівпровідникових приладів з метою забезпечення високої відтворюваності їх параметрів у технологічних процесах дифузії, окислення та епітаксії.

Найбільше розповсюдження в інтегральній технології при контролі високих температур в діапазоні 1100...2500 °С отримали ТТ, первинними перетворювачами температури, в яких використовують термопари з благородних металів типу ТПП (платинородій – платина) і на основі тугоплавких металів типу ТВР (вольфрам – реній), які характеризуються високою лінійністю статичних характеристик в усьому діапазоні робочих температур [1]. Основним недоліком ТТ, який не дозволяє задовольнити вимоги сучасних технологій є недостатня точність, зумовлена в основному появою домінуючих прогресуючих похибок термопари внаслідок її швидкого старіння і руйнування при контролі високих температур агресивних середовищ (атмосфери водню, оксиду вуглецю, парів різних металів). Значне

допустиме відхилення градуовальної характеристики (ГХ) від номінальної (до 1%), низька часова стабільність термомпари із-за монотонної зміни фізико-хімічного стану поверхневих шарів гарячої зони термоелектродів при їх взаємодії з хімічно активним середовищем, невизначеність показів ТТ, пов'язана з впливом неоднорідності термоелектродів по їх довжині, притаманне практично усім серійним термомпарам [2,3]. Значення термоелектрорушійної сили (ТЕРС) на виході термомпари з врахуванням похибок, які виникають, можна представити у вигляді

$$E = \alpha_1(1 + \gamma)T_x - \alpha_0T_0 + \delta, \quad (1)$$

де  $T_x$  – значення контрольованої температури;  $T_0$  – значення температури вільних кінців термомпари;  $\alpha_1$ ,  $\alpha_0$  – термоелектричні коефіцієнти робочого та вільних кінців термомпари, які визначають її чутливість  $S = \alpha_1 + \alpha_0$ ;  $\gamma = \Delta\gamma/\gamma$  – мультиплікативна похибка із-за зміни термоелектричного коефіцієнта робочого кінця термомпари;  $\delta$  – адитивна похибка термомпари, зумовлена виникаючою неоднорідністю електродів термомпари.

Як свідчать статистичні дані [4], сумарна похибка контролю температури агресивних середовищ традиційними ТТ прямого вимірювання може сягати від одиниць до декількох десятків градусів за рахунок значних змін ГХ термомпари, які мають як адитивний, так і мультиплікативний характер.

Зменшення похибок ТТ можна досягти впровадженням конструктивно-технологічних методів, які передбачають розробку нових термомпар з більш стабільними термоелектричними властивостями і високоточних вимірювальних приладів, а також застосуванням методів корекції результатів вимірювань на основі апріорі відомих статистичних даних про часовий дрейф ГХ термомпари. Однак ці методи в першому випадку призводять до різкого зростання вартості ТТ, а в другому із-за складності побудови математичних моделей прогресуючих похибок термомпар застосування відомих методів корекції суттєво обмежується.

Проте набагато перспективнішим є застосування ТТ з структурно-часовою надлишковістю [5], яка передбачає використання в схемі термомметра додаткових нескладних автоматичних пристроїв формування каліброваних теплофізичних впливів безпосередньо на термомпару в місці її установки, що дає можливість отримувати додаткову вимірювальну інформацію та за її допомогою компенсувати в реальному часі прогресуючі адитивні та мультиплікативні похибки термомпари протягом довгого часу її експлуатації аж до цілковитої деструкції її термоелектродів.

На рисунку показана схема ТТ, принцип дії якого заснований на використанні адитивного каліброваного теплофізичного впливу на термомпару шляхом дворівневої стабілізації температури її вільних кінців за допомогою двох прецизійних термостатів.

Контроль (вимірювання) температури термомметром відбувається так.

Робочий кінець термомпари ТТ розташований в зоні контрольованої температури  $T_x$ , а вільні кінці термомпари за допомогою двох пар ідентичних компенсаційних дротів розташовані відповідно в першому 1 і другому 2 прецизійних термостатах, в яких підтримуються стабільні значення температур  $T_1$  і  $T_2 = T_1 + \Delta T$ . При цьому різниця температур термостатів  $\Delta T$  задається більшою від десятиразового значення порогу чутливості ТТ.

ТЕРС, які виникають на першій і другій парах вільних кінців термомпари, визначаються різницею контрольованої температури робочого спаю  $T_x$  і температурами термостатів  $T_1$  і  $T_2$ . Ці ТЕРС почергово через перемикач 3, який керується комутаційним генератором 8 із заданою частотою  $f$ , подаються на вхід фільтра нижніх частот 4. Пакут напруги  $U$  на виході фільтра в різні напівперіоди комутації перемикача 3 дорівнює

$$U_4' = k_4 S_1 (T_x - T_1) \quad \text{при } 0 < t < \pi/f; \quad (2)$$

$$U_4'' = k_4 S_2 (T_x - T_2) \quad \text{при } \pi/f < t < 2\pi/f, \quad (3)$$

де  $k_4$  – коефіцієнт перетворення фільтра нижніх частот 4;  $S_1, S_2$  – чутливості термопари відповідно при температурах вільних кінців  $T_1$  і  $T_2$ .

При цьому однакові температурні умови робочого кінця термопари в першому і другому випадках, а також лінійність ГХ термопари дає підставу вважати, що  $S_1 = S_2 = S$ . Напруга  $U_4$  є сумою постійної  $U_4 = (U_4' + U_4'')/2$  і змінної  $U_4 = (U_4' - U_4'')/2$  складових. Ця напруга підсилюється широкосмуговим підсилювачем 5, який має автоматично керований коефіцієнт підсилення. Потім змінна складова  $U_4$  підсилюється підсилювачем 6, випрямляється фазочутливим випрямлячем 7 і в інтеграторі 9 порівнюється зі стабільною напругою джерела 10.

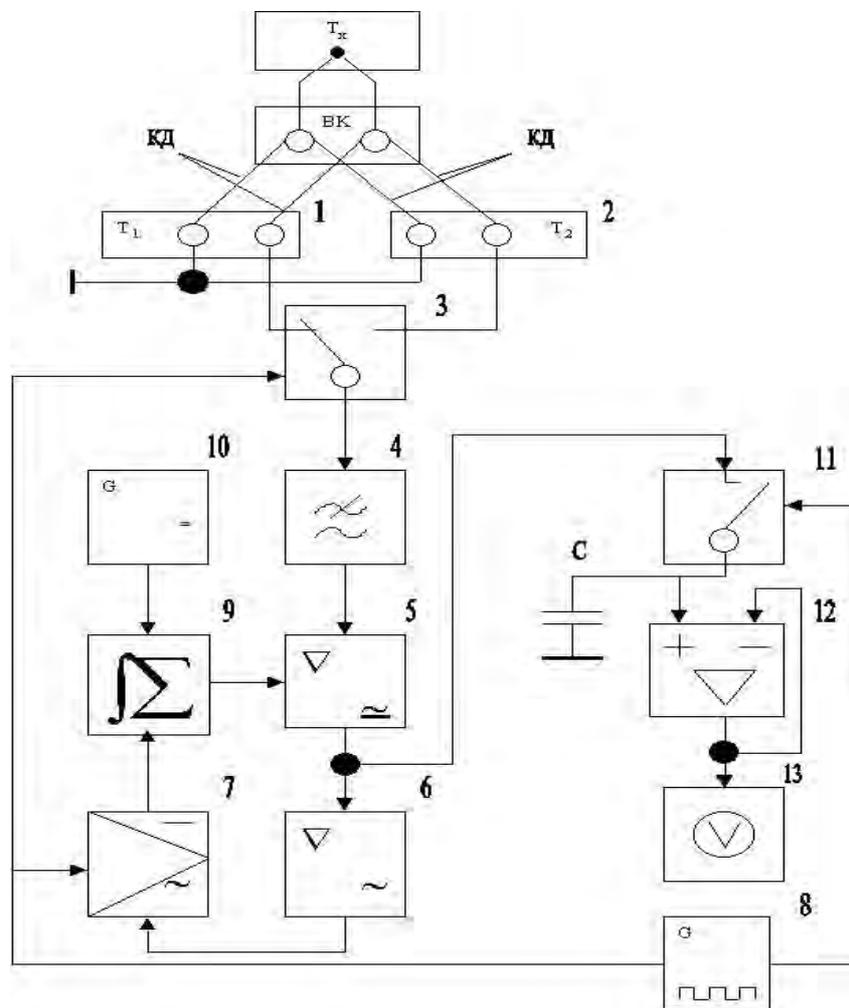


Рис.1. Високоточний термоелектричний термометр

для контролю високих температур агресивних середовищ:

ТП – термопара; ВК – вільні кінці термопари; КД – компенсаційні дроти;

1, 2 – мікротермостати; 3, 11 – автоматичні перемикачі; 4 – фільтр нижніх частот;

5 – широкосмуговий підсилювач; 6 – підсилювач низької частоти; 7 – фазочутливий випрямляч;

8 – комутаційний генератор; 9 – інтегратор; 10 – джерело опорної напруги;

12 – повторювач напруги; 13 – відліковий пристрій

Різницю напруг  $U_9 = U_7 - U_{10}$  запам'ятовує ланка і керує коефіцієнтом підсилення ланки 5:

$$k_5 = k_{50}(1 \pm S_5 U_9), \quad (4)$$

де  $k_{50}$  – початковий коефіцієнт підсилення підсилювача 5, коли  $U_9 = 0$ ;  $S_5$  – чутливість підсилювача 5 за керуючим входом.

Під дією керуючої напруги  $U_9$  коефіцієнт підсилення  $k_5$  змінюється, поки не зрівняються вхідні напруги інтегратора 9 ( $U_7 = U_{10}$ ). Враховуючи, що напруга  $U_7 = k_5 k_6 k_7 U_4$ , коефіцієнт підсилення

$$k_5 = \frac{U_{10}}{k_6 k_7 U_4}. \quad (5)$$

Оскільки змінна напруга  $U_4 = k_4 S (T_2 - T_1)/2$ , то

$$k_5 = \frac{2U_{10}}{S k_4 k_6 k_7 (T_2 - T_1)}. \quad (6)$$

Водночас із перемикачем 3 періодично замикається ключ 11 і конденсатор С заряджається лише одним пакетом вихідної напруги підсилювача 5

$$U_5'' = k_5 U_4'' = k_5 k_4 S (T_x - T_2). \quad (7)$$

Підставляючи  $k_5$  з (6) у (7), дістанемо вимірювану напругу

$$U_5 = \frac{2U_{10}(T_x - T_2)}{k_6 k_7 (T_1 - T_2)}. \quad (8)$$

Як видно із формули (8) результат вимірювання не залежить від чутливості термопари, тобто її мультиплікативної похибки, а також від нестабільності параметрів фільтра 4 та підсилювача 5.

Якщо відліковий пристрій 13 має невисокий вхідний опір, застосовують повторювач напруги 12, який за рахунок глибокого від'ємного зворотного зв'язку має високий вхідний опір і не розряджає конденсатор С.

Отже, залишкова похибка термометра залежить від похибки стабілізації температур  $T_1$  і  $T_2$  у термостатах, яка не перевищує  $\pm 0,1$  К, похибки джерела опорної напруги  $U_{10}$ , яка становить 0,02...0,05 % і похибок коефіцієнтів перетворення ланок змінної напруги 6 і 7, що не перевищують 0,1...0,2%. Виконання електричної принципової схеми термометра на сучасній елементній базі дає можливість усі ці значення досить точно стабілізувати.

Чутливість цього термометра регулюють, змінюючи коефіцієнт підсилення ланки 6, його можна стабілізувати місцевим від'ємним зворотним зв'язком.

Оскільки періодичне перемикання виходів термопари не спричинює змін її теплового стану, частоту комутації можна підвищити до 400...500 Гц. При такій високій частоті перетворювальні ланки можуть бути малоінерційними, а це різко зменшує тривалість перехідних процесів і зменшує динамічні похибки. Крім того, завдяки повному значенню ТЕРС (3), яке запам'ятовує конденсатор С, підвищується чутливість засобу вимірювання і зменшується похибка від випадкових перешкод.

Результати експериментальних досліджень такого термометра з термопарами типу ТВР при контролі температур в діапазоні 1100...1300 °С показали, що його похибка зберігається на рівні нормованої допустимої і не перевищує 1 % у разі прогресуючої похибки характеристик термопар, яка досягала 3...4 % внаслідок їх тривалої експлуатації в агресивному середовищі протягом 6...8 тис. год.

1. Глудкин О.П., Черняев В.Н. Анализ и контроль технологических процессов производства РЕА. – М., 1983 – 296 с. 2. Павлов Б.П. Термоэлектрическая неоднородность электродов термопар. – М., 1979, – 70 с. 3. Геращенко О.А., Гордов А.Н., Лах В.И. и др. Температурные измерения. – К., 1989. – 494 с. 4. Саченко А.А., Твердый Е.Я. Совершенствование методов измерения температуры. – К., 1983 – 104 с. 5. А. с . 1438390 СССР / В.И. Водотовка, Ю.А. Скрипник, Г.В. Юрчик, А.В. Алексаин, Л.А. Глазков. Устройство для измерения температуры // Открытия. Изобрет. 1988. № 30.

## РАДІОЕЛЕКТРОННЕ МАТЕРІАЛОЗНАВСТВО

УДК.621.327;534

Володимир Андрійчук<sup>1</sup>, Анатолій Барвінський<sup>2</sup>, Ярослав Герій<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Тернопільський державний технічний університет імені Івана Пулюя

<sup>2</sup>Національний університет “Львівська політехніка”,  
кафедра вищої математики

### РОЗРАХУНОК ІНТЕГРАЛЬНИХ ХАРАКТЕРИСТИК СВІТЛОВОГО ПОЛЯ ТОЧКОВОГО ДЖЕРЕЛА З НЕКРУГЛОСИМЕТРИЧНИМ СВІТЛОВИМ РОЗПОДІЛОМ

© Андрійчук Володимир, Барвінський Анатолій, Герій Ярослав, 2001

Наведена методика розрахунку на ЕОМ інтегральних характеристик світлового поля точкового джерела з некруглосиметричним світловим розподілом. Світловий розподіл опромінюючого пристрою (ОП) (залежність модуля вектора сили світла від кутів у меридіальній та екваторіальній площинах) задавався у вигляді двовимірної таблиці. Табличні дані отримували експериментально на гоніофотометричній установці з постійним кроком зміни кутів. Для знаходження вектора сили світла довільного напрямку використана методика інтерполяції многочленом Лагранжа. Проведена оцінка абсолютної похибки інтерполювання. Наведені алгоритми та створено програмне забезпечення розрахунку інтегральних характеристик світлового поля. Розглянуто приклади розрахунків поля випромінювання фотосинтезноактивної радіації (ФАР) ОП з параболо-еліптичним відбивачем ЖО-01 та лампою ДнаТ-400.

The method of the computer calculation of the integrated characteristics of the light field of the non-round non-symmetric light distribution point source is presented. Light distribution of the irradiator (dependence of the light vector force modulus on the angles in the meridial and equatorial planes) was presented as two-dimensional table. Data were obtained experimentally at the goniphotometric device with the constant step angle change. To find the light force vector of the arbitrary direction the Lagrange method of polynomial interpolation was used. The estimation of the absolute interpolation error was carried out. The algorithms are presented and the software for the calculation of the integrated characteristics of the light field is developed. The examples of calculation of the irradiation field of the photosynthesis active radiation of the irradiator with the parabolic-elliptic reflector ЖО-01 and the lamp ДнаТ-400 are analyzed.

**Вступ.** Поняття світлового поля (СП) як частини простору, в якому відбувається перенесення світлової енергії від джерела випромінювання, вперше було введено А.Гершуном [1]. Порівняно з електромагнітним полем елементарного випромінювача, потік енергії від якого характеризується вектором Умова-Пойтінга, світлове поле – це електро-магнітне поле, яке виникає внаслідок накладання полів великої кількості елементарних випромінювачів. Перенесення енергії в світловому полі характеризується усередненими за часом

характеристиками, які не враховують дискретності і часового розподілу імпульсів кожного елементарного акту випромінювання. Таким усередненим значенням вектора Умова-Пойтінга у світловому полі є вектор переносу густини світлової енергії, який за пропозицією А.Гершуна та М.Гуревича прийнято називати світловим вектором [2]. Крім світлового вектора поле оптичного випромінювання характеризується інтегральними характеристиками: освітленістю площини, просторовою освітленістю, сферичною, півсферичною та циліндричною освітленостями [3, 4]. Їх розрахунок для кругло-симетричних точкових джерел випромінювання наведено в [4–6]. Розрахунок характеристик поля джерела з некруглосиметричним світловим розподілом пов'язаний з труднощами при визначенні сили випромінювання в заданому напрямку [7–9].

У статті розглянута методика розрахунку на ЕОМ інтегральних характеристик світлового поля точкового випромінювача з некруглосиметричним світловим розподілом, заданим фотометричним тілом, яке отримане експериментально.

**Теоретична частина.** Для характеристики поля оптичного випромінювання джерела можна використати будь-який фотометричний параметр, наприклад, яскравість пучка променів, які попадають у вибрану точку. Цей параметр, як і інші параметри поля, є функцією координат точки і напрямку до неї, що вимагає для опису світлового поля в цій точці не одне, а багато значень вибраної величини. Такий підхід є непридатним для практичного користування. Авторами [2–5] було запропоновано використати усереднені по напрямках, або, так звані, інтегральні характеристики.

Загальний вигляд інтегральної характеристики поля згідно з [2, 3]:

$$C = \int_{\Omega} L(\varphi, \alpha) \cdot f(\varphi, \alpha) \cdot d\Omega = \int_{\Omega} f(\varphi, \alpha) \cdot dE_n, \quad (1)$$

$$dE_n = L(\varphi, \alpha) \cdot d\Omega,$$

де  $C$  – інтегральна характеристика точки поля;  $L(\varphi, \alpha)$  – яскравість випромінювання в напрямку  $\varphi, \alpha$  відносно досліджуваної точки поля;  $\varphi$  – кут в екваторіальній площині;  $\alpha$  – кут в меридіальній площині;  $f(\varphi, \alpha)$  – функція, яка визначає цінність випромінювання в напрямку  $\varphi, \alpha$  і залежить від форми і розташування приймача;  $\Omega$  – тілесний кут, який оточує досліджувану точку поля;  $dE_n$  – освітленість площадки від елемента джерела, розташованої перпендикулярно до напрямку на цей елемент, у вибраній точці поля.

Для точкового випромінювача

$$dE_n = \frac{I(\varphi, \alpha) \cdot \sin(\alpha) \cdot d\varphi \cdot d\alpha}{l^2},$$

де  $I(\varphi, \alpha)$  – сила світла (СС), або сила випромінювання (СВ) в напрямку до досліджуваної точки поля;  $l$  – відстань від джерела до даної точки.

Розглянемо основні інтегральні характеристики СП.

#### 1. Опроміненість площини.

Здебільшого для аналізу СП використовують розподіл густини потоку випромінювання по освітлювальній або опромінювальній площині. Цим параметром користуються при розрахунку установок для опромінення плоских об'єктів. Освітленість площини з заданою орієнтацією визначається за формулою

$$E = \int_{2\pi} L(\varphi, \alpha) \cdot \cos \alpha \cdot d\Omega = \int_{2\pi} \cos \alpha \cdot dE_n. \quad (2)$$

2. *Просторова освітленість*  $E_0$  в даній точці СП по визначенню [3, 4] дорівнює сумі нормальних освітленостей

$$E_0 = \int_{2\pi} L(\varphi, \alpha) d\Omega = \int_{2\pi} dE_n . \quad (3)$$

3. *Середня сферична освітленість*  $E_{4\pi}$  (середня освітленість сфери малого радіуса) дорівнює

$$E_{4\pi} = \frac{1}{4} \int_{4\pi} L(\varphi, \alpha) \cdot d\Omega = \frac{1}{4} \int_{4\pi} dE_n = \frac{1}{4} E_0 . \quad (4)$$

4. *Середня півсферична освітленість*  $E_{2\pi}$  – середня освітленість сферичної частини поверхні півсфери малого радіуса

$$E_{2\pi} = \frac{1}{4} \int_{4\pi} L(\varphi, \alpha) \cdot (1 + \cos \alpha) d\Omega = \frac{1}{4} \int_{2\pi} dE_n + \frac{1}{4} \int_{4\pi} \cos \alpha dE_n . \quad (5)$$

5. *Середня циліндрична освітленість* – це середня освітленість бічної поверхні вертикально розташованого циліндра малих розмірів, яка дорівнює

$$E_y = \frac{1}{\pi} \int_{4\pi} L(\varphi, \alpha) \cdot \sin \alpha d\Omega = \frac{1}{\pi} \int_{4\pi} \sin \alpha dE_n , \quad (6)$$

де  $\alpha$  – кут між віссю циліндра і напрямком випромінювання у вибрану точку світлового поля.

6. *Світловий вектор*  $\vec{\epsilon}$  в даній точці поля визначається значенням і напрямком світлового потоку через одиничну площадку, перпендикулярну до потоку. Модуль світлового вектора визначається максимальною різницею значень освітленості двох сторін площадки  $ds$  у вибраній точці поля [2–4]:

$$|\vec{\epsilon}| = \Delta E_{max} = E - E_{\pi} . \quad (7)$$

Для точкового джерела модуль світлового вектора дорівнює максимальній освітленості площадки  $ds$ , а його напрямок визначається напрямком випромінювання в дану точку поля

$$d\vec{\epsilon} = \vec{l}(\varphi, \alpha) dE_n \quad (8)$$

де  $\vec{l}(\varphi, \alpha)$  – одиничний вектор напрямку випромінювання;  $dE_n$  – освітленість елементарної площадки, перпендикулярної осі тілесного кута.

З (2) – (8) випливає, що всі інтегральні характеристики вибраної точки СП можна виразити через просторову освітленість  $E_0$  (3), яка, у випадку точкового джерела, дорівнює освітленості елемента площини  $dE_n$ , перпендикулярної до потоку випромінювання. Розрахунок  $dE_n$  є частковим випадком більш загальної задачі – розрахунку опроміненості площини довільної орієнтації. Розглянемо загальний випадок.

На рис. 1 показана геометрична схема для розрахунку опроміненості площини довільної орієнтації від некругосиметричного опромінювача.

Задамо декартову систему координат OXYZ, в якій будемо розглядати світлотехнічну установку в цілому. Площину, опроміненість якої необхідно визначити, проведемо через вибрану точку P і зв'яжемо з нею прямокутну систему координат  $PX_1Y_1Z_1$ , яку назвемо системою приймача. Причому, координатна площина  $PX_1Y_1$  збігається з вибраною площиною, а вісь  $PZ_1$  – з вектором нормалі  $\vec{N}$  до неї. Вектор  $\vec{N}$  утворює з віссю OZ кут  $\alpha_n$ , а його проекція на OXY утворює з віссю OX кут  $\varphi_n$ . Вісь  $PX_1$  проведемо паралельно до площини OXY.



$$\vec{i} = \vec{g}_X \sin \zeta \cos \delta k + \vec{g}_Y \sin \zeta \sin \delta k - \vec{g}_Z \cos \zeta. \quad (10)$$

Вісь AF проведемо перпендикулярно до осі AI і спрямуємо паралельно площині XOY. Координати одиничного вектора даної осі в системі OXYZ будуть дорівнювати

$$\vec{f} = -\vec{g}_X \sin \delta k + \vec{g}_Y \cos \delta k. \quad (11)$$

При такому виборі двох ортогональних осей AI і AF одиничний вектор третьої ортогональної осі AE можна визначити із векторного добутку двох попередніх одиничних векторів

$$\vec{e} = \vec{i} \times \vec{f} = \vec{g}_X \cos \zeta \cos \delta k + \vec{g}_Y \cos \zeta \sin \delta k + \vec{g}_Z \sin \zeta. \quad (12)$$

Кутовий розподіл вектора сили випромінювання некруглосиметричного опромінювача  $I(\varphi, \alpha)$  отримували експериментально на установці, схема якої показана на рис. 2. При цьому, будь-який напрям вектора сили випромінювання задавався двома кутами:  $\alpha$  – кутом повороту опромінювача відносно осі E;  $\varphi$  – кутом повороту опромінювача відносно осі F. Обидва кути змінювалися в межах  $+90^\circ \dots -90^\circ$ . Знак "+" брався тоді, коли поворот опромінювача відбувався за годинниковою стрілкою, якщо дивитися в сторону випромінювання ОП, а "-" – коли проти годинникової стрілки.

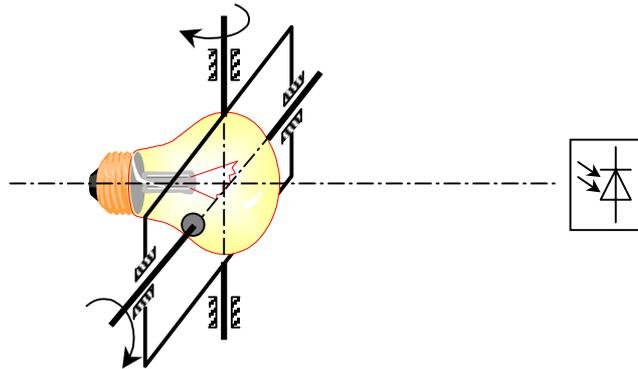


Рис. 2. Схема гоніофотометричної установки для фотометрування світлових приладів

Такі вимірювання були проведені для світильників та ширококутових прожекторів з кроком зміни кутів  $\Delta\varphi = 10^\circ$  і  $\Delta\alpha = 5^\circ$  в лабораторіях Українського світлотехнічного інституту (м. Тернопіль). Результати експериментальних вимірювань подавали у вигляді таблиць, в яких записували значення сили світла відповідно до значень кутів  $\varphi$  і  $\alpha$ .

При складанні таблиць дотримувалися таких правил:

1 – значення сили світла  $I(\varphi, \alpha)$  у табличних точках визначалися з однаковою похибкою, яка для даної гоніофотометричної установки дорівнювала 5 %;

2 – у таблиці подавалися лише ті значення сили світла, похибка кожного з яких не перевищувала 0,5 одиниці молодшого розряду експериментально отриманих величин. Табличні дані служили основою для подальших світлотехнічних розрахунків.

У результаті були отримані фотометричні тіла кожного із опромінювачів з певним типом джерела світла. Приклад фотометричного тіла для широко-кутового прожектора ЖО-01 з лампою ДНАТ-400 або ДРИ-250 показано на рис. 3. З рис. 1 виберемо довільну точку СП С, яка лежить на опромінювальній площині, і яку охоплює елементарна ділянка

$dS$  цієї площини. Визначимо кути  $\varphi$  і  $\alpha$  для даної точки в системі координат джерела, в якій проводилися вимірювання  $I(\varphi, \alpha)$  в лабораторних умовах.

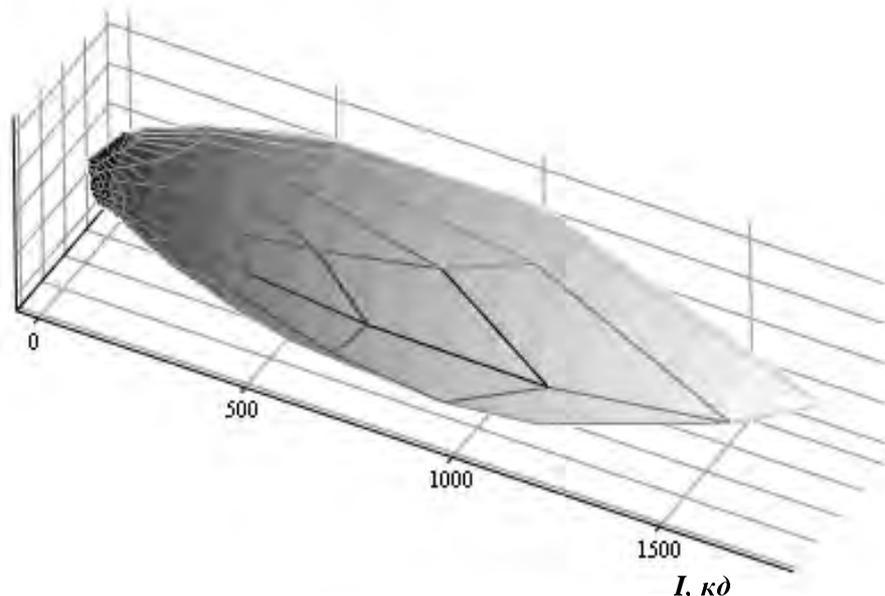


Рис. 3. Фотометричне тіло ширококутового прожектора ЖО-01 з лампою ДНАТ-400, приведенне до світлового потоку 1000 лм

Вирази для цих кутів запишемо через скалярний добуток векторів

$$\varphi = \arcsin \frac{(\overline{AC} \cdot \vec{e})}{|\overline{AC} - (\overline{AC} \cdot \vec{f}) \cdot \vec{f}|};$$

$$\alpha = \arcsin \frac{(\overline{AC} \cdot \vec{f})}{|\overline{AC}|}. \quad (13)$$

При знаходженні сили випромінювання для кутів  $\varphi$  і  $\alpha$ , які не збігаються із табличними, використовувався метод інтерполювання. Інтерполяцію проводили за допомогою інтерполяційного многочлена Лагранжа [10–12].

Для випадку, коли функція залежить від одного аргументу  $y_i = f(x_i)$ , ( $i = \overline{0, n}$ ), формулу Лагранжа запишемо у вигляді

$$F(x) = \sum_{i=0}^n \frac{(x-x_0)(x-x_1)\cdots(x-x_{i-1})(x-x_{i+1})\cdots(x-x_{n-1})(x-x_n)}{(x_i-x_0)(x_i-x_1)\cdots(x_i-x_{i-1})(x_i-x_{i+1})\cdots(x_i-x_n)} \cdot y_i = \sum_{i=0}^n y_i \cdot \prod_{\substack{k=0 \\ k \neq i}}^n \frac{x-x_k}{x_i-x_k}. \quad (14)$$

Причому,  $F(x_i) = f(x_i) = y_i$ .

Якщо ж функція залежить від двох аргументів  $I = I(\varphi, \alpha)$  і задана двовимірною таблицею  $I_{ij} = I(\varphi_i, \alpha_j)$ , інтерполяційний многочлен значно ускладнюється [11,12]. При складанні інтерполяційної формули виходили із основної ідеї цього методу – многочлен Лагранжа у вузлових точках дорівнює 1, а у всіх інших – 0:

$$L_{ij}(\varphi, \alpha) = \prod_{\substack{k=0 \\ k \neq i}}^n \prod_{\substack{l=0 \\ l \neq j}}^m \frac{\varphi - \varphi_k}{\varphi_i - \varphi_k} \cdot \frac{\alpha - \alpha_l}{\alpha_j - \alpha_l}. \quad (15)$$

Маючи вираз (15), можна перейти до многочлена  $F(\varphi, \alpha)$ , для якого у вузлах таблиці виконується умова

$$F(\varphi_i, \alpha_j) = F_{ij} = I(\varphi_i, \alpha_j) = I_{ij}, \quad (16)$$

а сам він дорівнює сумі

$$F(\varphi, \alpha) = \sum_{i=0}^n \sum_{j=0}^m L_{ij}(\varphi, \alpha) \cdot F_{ij}, \quad (17)$$

Очевидно, що немає потреби будувати один інтерполяційний многочлен (17) для всієї таблиці, оскільки він був би дуже громіздкий, що різко збільшило б час розрахунку.

Нехай нам потрібно знайти  $I(\varphi, \alpha)$ . Виберемо прямокутник із  $(r, f)$  вузлів, в який попадає шукана точка. Побудуємо інтерполяційний многочлен якомога нижчого ступеня. Степінь многочлена задамо таким, щоб похибка інтерполяції на даній ділянці була не більшою, ніж похибка таблиці, тобто меншою або дорівнювала б половині одиниці молодшого розряду табличних значень функції  $I(\varphi_i, \alpha_j)$ . Отже, значення сили світла в нетабличних точках будуть обчислюватися з тією ж точністю, що й табличні.

Було використано два способи інтерполювання – лінійне, коли  $n = 1$ , та квадратичне – для  $n = 2$ .

Нехай  $\varphi$  і  $\alpha$  попадають на ділянку  $[\varphi_p, \alpha_q; \varphi_{p+1}, \alpha_{q+1}]$ . Інтерполяційний многочлен для  $n = 1$  буде мати вигляд

$$F(\varphi, \alpha) = \sum_{i=p}^{p+1} \sum_{j=q}^{q+1} \prod_{\substack{k=p \\ k \neq i}}^{p+1} \prod_{\substack{l=q \\ l \neq j}}^{q+1} \frac{\varphi - \varphi_k}{\varphi_i - \varphi_k} \cdot \frac{\alpha - \alpha_l}{\alpha_j - \alpha_l} I_{ij}. \quad (18)$$

Для  $n = 2$

$$F(\varphi, \alpha) = \sum_{i=p}^{p+2} \sum_{j=q}^{q+2} \prod_{\substack{k=p \\ k \neq i}}^{p+2} \prod_{\substack{l=q \\ l \neq j}}^{q+2} \frac{\varphi - \varphi_k}{\varphi_i - \varphi_k} \cdot \frac{\alpha - \alpha_l}{\alpha_j - \alpha_l} I_{ij}. \quad (19)$$

При оцінці похибки інтерполяції враховували те, що вузли в таблиці рівновіддалені, а у вузлових точках  $F(\varphi_i, \alpha_j) = I(\varphi_i, \alpha_j)$ .

Для довільних точок  $(\varphi, \alpha)$ , відмінних від вузлів інтерполяції, різниця  $I(\varphi, \alpha) - F(\varphi, \alpha) = R(\varphi, \alpha)$  не дорівнює нулю і характеризує близькість полінома  $F(\varphi, \alpha)$  до функції  $I(\varphi, \alpha)$  в межах вибраної ділянки таблиці. Величина  $R(\varphi, \alpha)$  називається залишковим членом інтерполяційної формули і є абсолютною похибкою інтерполяції. Для оцінки точності способів інтерполювання необхідно знайти вираз для залишкового члена  $R(\varphi, \alpha)$ . Будемо зважати на те, що задана таблична функція  $I(\varphi, \alpha)$  на вибраній ділянці  $[p, p+r; q, q+r]$  має неперервні похідні до  $(r+1)$  порядку включно, а залишковий член у вузлах інтерполювання дорівнює нулю. Такі розрахунки були проведені в роботах [10–12].

Вираз для абсолютної похибки інтерполювання многочленом Лагранжа першого ступеня ( $r = 1$ ) запишемо у вигляді

$$R_1(\varphi, \alpha) \leq \frac{1}{8} (I_{p+2, q} + I_{p, q+2} - 2I_{p+1, q} - 2I_{p, q+1} + 2I_{p, q}). \quad (20)$$

Формула абсолютної похибки інтерполювання многочленом Лагранжа другого ступеня ( $r = 2$ ) матиме вигляд

$$R_2(\varphi, \alpha) \leq \frac{1}{15} (I_{p+3, q} - 3I_{p+2, q} + 3I_{p+1, q} + I_{p, q+3} - 3I_{p, q+2} + 3I_{p, q+1} - 2I_{p, q}). \quad (21)$$

Повернемося до рис. 1 і запишемо математичні вирази для розрахунку опроміненості ділянки  $dS$ , яка лежить на вибраній площині  $PX_1Y_1$  і охоплює довільну точку світлового поля  $C$ :

$$E_C = \frac{I(t, \varphi, \alpha)}{|\overrightarrow{AC}|^2} \cdot \cos \gamma, \quad (22)$$

або через скалярний добуток векторів

$$E_C = \frac{I(t, \varphi, \alpha) \cdot (\overrightarrow{AC} \cdot (-\vec{N}))}{|\overrightarrow{AC}|^3}, \quad (23)$$

де  $I(t, \varphi, \alpha)$  – функція сили випромінювання, яка, в загальному випадку, залежить від часу та вибраного напрямку  $AC$ .

Нехай потік випромінювання не змінюється протягом всього періоду опромінення. Тоді модуль вектора сили випромінювання буде залежати лише від вибраного напрямку  $AC$ .

Для проведення розрахунку опроміненості елементарної ділянки  $dS$  у формулу (23) необхідно підставити  $I(\varphi, \alpha)$  та координати векторів  $\overrightarrow{AC}$  і  $\vec{N}$ . Вектор  $\overrightarrow{AC}$  запишемо як суму векторів

$$\overrightarrow{AC} = \overrightarrow{OP} + \overrightarrow{PC} - \overrightarrow{OA}. \quad (24)$$

Вектор  $\vec{N}$  та кожен із складових  $\overrightarrow{AC}$  можна представити в системі  $OXYZ$ .

Значення сили випромінювання  $I(\varphi, \alpha)$  в напрямку  $\overrightarrow{AC}$  задається кутами  $\varphi$  і  $\alpha$  та визначається методом інтерполяції експериментально отриманих табличних даних  $I(\varphi_i, \alpha_j)$  для вибраного ОП. Кути  $\varphi$  і  $\alpha$  визначаються положенням точки  $C$  за формулами (13). Розрахунок  $I(\varphi, \alpha)$  проводився на ЕОМ по розробленій програмі згідно з алгоритмом:

- за заданими координатами точки  $C$  визначаються кути  $\varphi$  і  $\alpha$ ;
- знаходиться ділянка,  $[\varphi_p, \alpha_q; \varphi_{p+1}, \alpha_{q+1}]$  матриці  $I_{ij}$ , в яку потрапляє дана точка;
- проводиться лінійна інтерполяція згідно з формулою Лагранжа (18);
- оцінюється похибка лінійного інтерполювання згідно з виразом (20);
- проводиться порівняння абсолютної похибки розрахованої величини з абсолютною похибкою вимірювань  $I(\varphi_p, \alpha_q)$ . Якщо похибка розрахованої величини  $R_1(\varphi, \alpha)$  менша або дорівнює 0,5 одиниці молодшого розряду експериментальних величин, то отримане значення  $I(\varphi, \alpha)$  використовується в подальших розрахунках. Якщо ж переважає вказану величину, то відбувається перехід до квадратичної інтерполяції;
- проводиться інтерполювання за допомогою многочлена другого степеня (19);
- оцінюється похибка квадратичного інтерполювання  $R_2(\varphi, \alpha)$  згідно з виразом (21);
- порівнюється з похибкою експериментально отриманих величин  $i$ , якщо вона не перевищує її, то отримане  $I(\varphi, \alpha)$  береться для подальших розрахунків, якщо ж перевищує – то програма інформує про це оператора.

Для розрахунку опроміненості вибраної площини була розроблена ще одна програма, схема якої близька до схеми розрахунку опроміненості горизонтальної площини від ОП з круглосиметричним світловим розподілом [6]:

- задаються координати ОП в системі  $OXYZ$  та кут нахилу  $\zeta$  його оптичної осі до вертикалі;
- в системі  $OXYZ$  задається опромінювальна площина і зв'язується з нею система координат приймача  $PX_1Y_1Z_1$ ;

- на координатній площині  $OXY$  вибирається площадка  $R_x \times R_y$ , в яку попадає проекція точки, або сама точка  $P$ ;
- на опромінювальній площині вибирається ще одна площадка, у вигляді прямокутника, з сторонами  $R_{x_1} \times R_{y_1}$ , які збігаються з осями  $PX_1$  та  $PY_1$ ;
- задається напрям одиничного вектора нормалі  $\vec{N} (N_x, N_y, N_z)$  до вибраної площадки, який збігається з віссю  $PZ_1$ ;
- площадка розбивається на елементарні квадратні ділянки з стороною  $\Delta$ ;
- кожному елементу розбиття присвоюється пара цілих чисел  $(i, j)$ , які відповідають його координатам по осях  $PX_1$  і  $PY_1$ , якщо за одиничний відрізок прийняти  $\Delta$ ;
- за формулою (23) визначається середня опроміненість  $E_{ij}$  кожної елементарної ділянки  $\Delta_{ij}$ ;
- опроміненість всієї площадки задається матрицею  $\{E\}$  розміром  $R_{x_1}/\Delta \times R_{y_1}/\Delta$ , елементами якої  $E_{ij}$  є середні значення опроміненості кожної елементарної ділянки  $\Delta_{ij}$ .

**Результати розрахунку та їх обговорення.** Розроблена методика дає змогу обчислювати інтегральні характеристики світлового поля в точках, розташованих на будь-якій вибраній поверхні. Розглянемо випадок, який найчастіше зустрічається в практиці розрахунку опромінювальних установок, коли опромінювальною поверхнею є площина.

Виберемо опромінювач з параболо-еліптичним відбиваючим елементом ЖО-01 та джерелом випромінювання ДНаТ-400, фотометричне тіло якого показано на рис. 3. Нехай опромінювач розташований на висоті  $h = 3\text{ м}$  і нахилений під кутом  $\zeta = 40^\circ$  до вертикалі. Проведемо розрахунок параметрів поля оптичного випромінювання даного джерела в точках, розташованих на горизонтальній площині. На цій площині виберемо ділянку розміром  $R_{x_1} = 5\text{ м}$ ,  $R_{y_1} = 3\text{ м}$  і розіб'ємо її на елементарні квадрати з стороною  $\Delta = 0,1\text{ м}$ . Для кожного елемента розбиття визначимо середні значення інтегральних характеристик СП випромінювача.

Розрахунки проводили на ЕОМ за розробленою програмою, згідно з якою передусім визначалася просторова опроміненість  $E_0$  кожного елемента розбиття за наведеними вище алгоритмами. Розрахунок кожної інтегральної характеристики СП проводили своєю підпрограмою, яка включала програму розрахунку  $E_0$  і враховувала множник, який входить до формул (2) – (8). Результати розрахунку наведені у вигляді графіків однакових значень відповідного параметра поля для множини точок, розташованих на заданій поверхні.

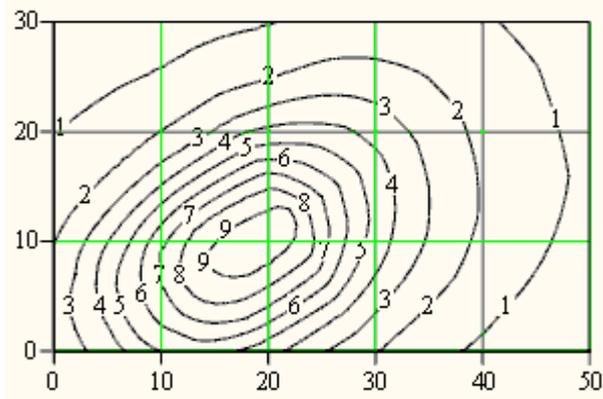
На рис. 4, а-д зображені криві однакових значень основних інтегральних характеристик поля випромінювання ФАР в точках, розташованих на горизонтальній площині. Тут же (рис. 4, е) показана проекція оптичної осі ОП на площину  $XOY$ . По осях графіків відкладено порядкові номери елементів розбиття вибраної площадки.

Графіки розподілу точок з однаковою сферичною опроміненістю ФАР будуть мати такий самий характер, як і точок з однаковою просторовою опроміненістю (рис. 4, б), лише числові значення опроміненості будуть зменшені в 4 рази.

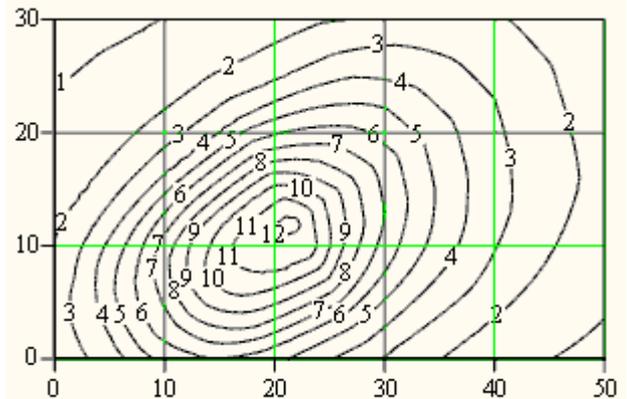
Криві однакових значень модуля світлового вектора (рис. 4, д) збігаються з кривими однакових значень просторової опроміненості, оскільки згідно з (8)

$$|\vec{dE}| = \sqrt{l_x^2 + l_y^2 + l_z^2} \cdot dE_n = \sqrt{1} \cdot dE_n,$$

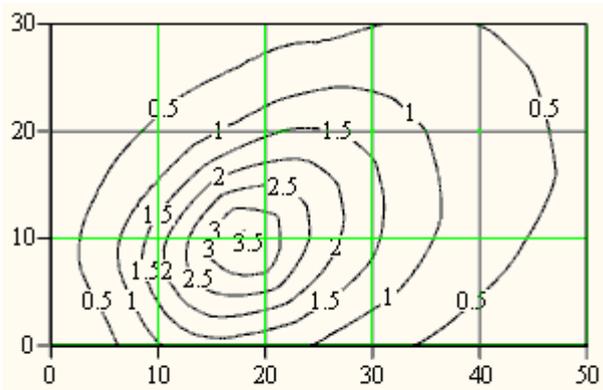
$$|\vec{E}| = E_0$$


 $E_c(\delta k)$ 

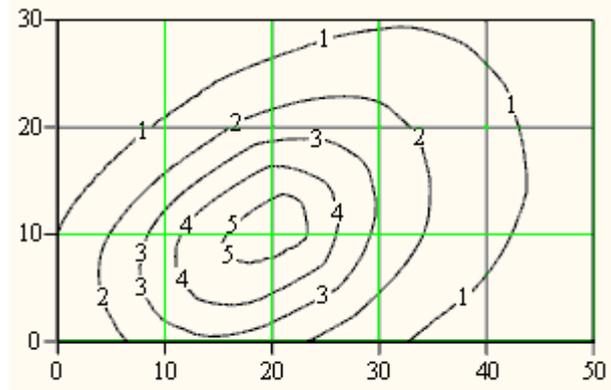
а


 $E_c(\delta k)$ 

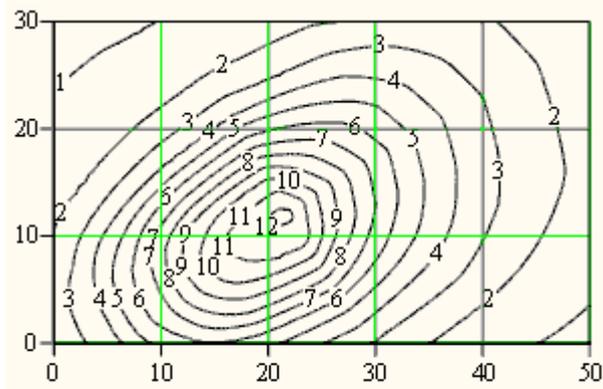
б


 $E_c(\delta k)$ 

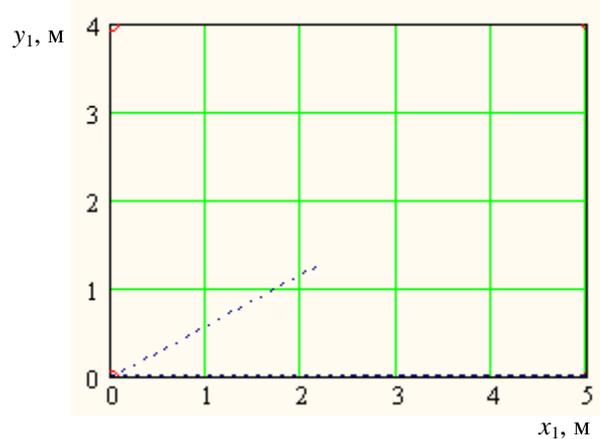
в


 $E_c(\delta k)$ 

г


 $E_c(\delta k)$ 

д


 $x_1, M$ 

е

Рис. 4. Интегральные характеристики поля излучения фотосинтезно-активной радиации (ФАР) ( $Вт/м^2$ ) в точках, размещенных на горизонтальной плоскости ( $PZ=0$ ) опроминувача ЖО-01 з ДНaT-400, розташованого під кутом  $\zeta=40^\circ$  до вертикалі на  $h = 3m$  і  $\delta k=30^\circ$ : а – криві однакої опроминеності горизонтальної площини; б – криві однакої просторової опроминеності; в – криві однакої циліндричної опроминеності в точках горизонтальної площини на висоті  $PZ=0.5m$ .; г – криві однакої півсферичної опроминеності; д – криві однакових значень модуля світлового вектора; е – проекція оптичної осі опроминувача на площину  $XOY$

**Висновки.** 1. Запропоновано аналітичний метод розрахунку опроміненості площини довільної орієнтації від опромінювача з некруглосиметричним світловим розподілом.

2. Розглянуто методику визначення сили випромінювання в довільному напрямку некруглосиметричного опромінювача шляхом інтерполяції многочленом Лагранжа першого і другого степеня з врахуванням абсолютної похибки інтерполявання.

3. Запропоновано методику розрахунку інтегральних характеристик поля оптичного випромінювання некруглосиметричного точкового опромінювача.

4. Наведені алгоритми та створено програмне забезпечення розрахунку на ЕОМ інтегральних характеристик світлового поля та результати розрахунку поля випромінювання ФАР для ЖО–01 з ДнаТ–400.

1. Гершун А.А. Световое поле от поверхности излучателей равномерной и неравномерной яркостей // Труды ГОИ. 1928. Т. 4. Вып. 38. С. 10 – 19. 2. Гершун А.А., Гуревич М.М. Световое поле // Журн. Русского физико-математического общества. Т. 60. Вып. 4. 1928. С. 355 – 360. 3. Гершун М.М. Световое поле. Избранные труды по фото-метрии и светотехнике. – М., 1958. С. 223–397. 4. Мешков В.В. Основы светотехники. – М., 1979. – 368 с. 5. Справочная книга по светотехнике // Под ред. Ю.Б. Айзенберга. – М., 1995. – 528 с. 6. Андрійчук В.А., Герій Я.М., Чубатий Ю.О. Світлотехнічний розрахунок опромінювальної установки з прецесуючим рухом опромінювачів // Вісник Терноп. держ. техн. ун-ту ім. І. Пулюя. 2000. Т. 5. № 1. С. 85 – 91. 7. Сарычев Г.С. Облучательные светотехнические установки. – М., 1992. – 240 с. 8. Кноринг Г.М. Осветительные установки. – Л., 1981. – 288 с. 9. Андрійчук В.А., Герій Я.М. Розрахунок опроміненості площини довільної орієнтації від опромінювача з некруглосиметричним світловим розподілом // Вісн. Терноп. держ. техн. ун-ту ім. І. Пулюя. 2001. Т. 6. № 1. С. 78 – 88. 10. Самарский А., Тулин В. Численные методы. – М., 1989. – 432 с. 11. Хемминг Р.В. Численные методы для научных работников и инженеров. – М., 1972. – 400 с. 12. Калиткин Н.Н. Численные методы. – М., 1978. – 512 с.

УДК 621.382.002

Любов Закалик, Тарас Ванчицький

Національний університет “Львівська політехніка”,  
кафедра електронних засобів інформаційно-комп’ютерних технологій

## МОДЕЛЮВАННЯ ТА ДОСЛІДЖЕННЯ ОСНОВНИХ ХАРАКТЕРИСТИК ОПТИЧНОГО ДАВАЧА ТИСКУ

© Закалик Любов, Ванчицький Тарас, 2001

**Проведемо моделювання зміни характеристик мініатюрного оптичного давача тиску з одномодовим оптичним волокном передачі сигналу під дією тиску.**

**Modelling of changes of optical characteristics of miniature optical pressure sensor with single-mode optical fibre of signal transmission at influence of pressure is provided.**

За остатні роки спостерігається великий інтерес до оптоволоконних давачів тиску, які можна використовувати в різних галузях техніки: радіоелектроніці, медицині, будівництві тощо. Мініатюрні давачі тиску з одномодовим волокном передачі сигналу були запропоновані остатнім часом, один з них розглядаємо в цій статті, однак, немає стандарт-них визначень їх важливих характеристик.

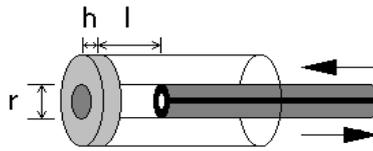


Рис. 1. Конструкція давача тиску на одномодовому оптичному волокні

Конструкція давача (рис. 1), створена за принципом щілини Фабрі-Перо, яка є між внутрішньою поверхнею діафрагми та оптичним волокном [1, 2]. Діафрагма, яка змінює умови відбивання світла, виготовлена з міді товщиною 3 мкм. Довжина щілини між діафрагмою та оптичним волокном дорівнює 20 мкм, робоча частина діафрагми має діаметр 125 мкм. Ефективність відбиття діафрагмою світла є комбінацією відбиття матеріалу та якості з'єднання в одномодовому оптичному волокні.

При моделюванні взаємозв'язку оптичного сигналу з величиною тиску на діафрагму оптичного давача припускаємо, що відбиті від поверхні діафрагми хвилі тільки першого порядку. У цьому випадку інтенсивність відбитої хвилі апроксимованої синусоїдальною функцією, можна записати у вигляді

$$I = I_0 [1 + V \cdot \cos(\varphi - \varphi_0)] \quad (1)$$

де  $I_0$  – інтенсивність основного сигналу;  $V$  – видимість інтерферометра Фабрі-Перо;  $\varphi_0$  – стала фаза;  $\varphi$  – фаза відбитої хвилі.

Фаза відбитої хвилі буде залежати як від довжини хвилі основного сигналу, так і від ширини щілини між діафрагмою та одномодовим волокном згідно з виразом

$$\varphi = \frac{4\pi n l}{\lambda}, \quad (2)$$

де  $n = n_{\text{пов}} \approx 1$  – коефіцієнт заломлення щілини.

Під дією тиску діафрагма прогинається, що призводить до зміни інтенсивності та фази світла. Для круглої діафрагми, закріпленої по периметру, значення прогину можна визначити за формулою

$$x = \frac{3(1-\mu^2)r^4 p}{16Eh^3}, \quad (3)$$

де  $r$  – радіус діафрагми;  $h$  – товщина,  $E$  – модуль Юнга,  $\mu$  – коефіцієнт Пуассона,  $p$  – сила, що діє на зовнішню поверхню діафрагми.

Необхідно врахувати, що для одномодового волокна відбитий промінь світла від центральної частини діафрагми повертається у волокно. У цьому випадку зміна прогину діафрагми зумовлює таку ж зміну ширини щілини, а значить і фази відбитого світла  $\Delta\varphi = 4\pi n \Delta l / \lambda$ .

Зміну фази при зміні прикладеної сили можна записати як

$$\frac{\Delta\varphi}{\Delta p} = \frac{\Delta\varphi \cdot \Delta l}{\Delta p \cdot \Delta l} = \frac{3\pi n(1-\mu^2)r^4}{4\lambda E h^3} \quad (4)$$

Звідси

$$\Delta\varphi = \frac{3\pi n(1-\mu^2)r^4}{4\lambda E h^3} \Delta P \quad (5)$$

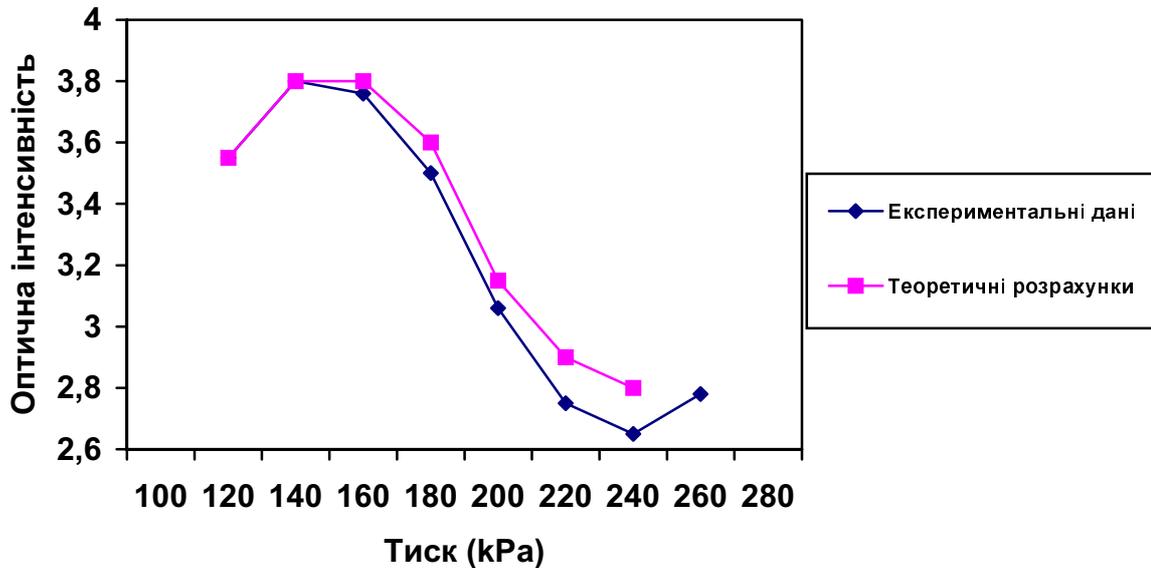


Рис. 2. Результати калібровки давача тиску

Зміна фази призводить до зміни інтенсивності відбитого променя світла згідно з рівнянням (1)

$$\Delta I = I_0 \left\{ 1 + V \cdot \cos \left[ \Delta P \frac{3\pi n(1-\mu^2)r^4}{4\lambda E h^3} - \Phi_0 \right] \right\} \quad (6)$$

Експериментальна залежність зміни інтенсивності відбитого світла від тиску показана на рис. 2 [3], а теоретична, порашована за рівнянням (6) для мініатюрного оптичного давача тиску, зображеного на рис. 1, показана на рис. 2. Розбіжність між теоретичною та експериментальною залежністю, яка спостерігається на рис. 2 можна пояснити залежністю модуля Юнга від значення прогину діафрагми при прикладенні тиску  $> 160$  кПа.

В [4] методом голографічної інтерференції встановлено, що із збільшенням зусилля, прикладеного до тонкої пластини, збільшується і модуль Юнга, внаслідок напруження стиску пластини. Тому в рівності (6) необхідно це врахувати. У запропонованій статті зроблена спроба моделювання механічно-оптичних характеристик оптичного давача тиску, з метою удосконалення конструкції та вибору матеріалу діафрагми залежно від сфери застосування, а також порівняння з оптичними давачами тиску, створеними за іншими фізичними принципами, зокрема на ґратці Бреґга, з напівпровідниковими та іншими.

При дальшому удосконаленні моделі введено залежність модуля Юнга від напружень в діафрагмі при прикладенні зовнішнього тиску більше 160 кПа. Останнє вимагає додаткового дослідження. При використанні давача в умовах підвищеної температури у формулі (3) необхідно врахувати вплив температури на значення напружень в діафрагмі разом з значенням тиску [5].

1. Beard P., Mills T. Miniature optical fibre ultrasonic hydrophone using a Fabry-Perot polymer film interferometer // *Electron. Lett.* 1997. 33, p 801–803. 2. Santos J., Leite A., Jackson D. Optical fiber sensing with a low-finesse Fabry-Perot cavity // *Appl. Opt.* 1992. 31, 7361–7366. 3. Pherson W., Gander M., Barton I. Blast-pressure measurement with a high-bandwidth fibre optic pressure sensor // *Meas. Sci. Technol.* 2000, 11, 95–102. 4. Закалик Л.І., Матвійків М.Д., Попель М.П. Дослідження напруженого стану кремнієвих підкладок методом голографічної інтерферометрії // *Вісн. Львів. політехн. ун-ту.* 1983. № 176. С. 57–59. 5. Закалик Л.І., Красівський І.М. Моделювання температурних макронапружень в багатошарових інтегральних структурах // *Вісник ДУ “Львівська політехніка”.* 2000. № 399. С. 140 – 143.

УДК 621.382

Зеновій Колодій

Національний університет «Львівська політехніка»,  
кафедра теоретичної радіотехніки і радіовимірювань**ЕЛЕКТРИЧНІ ФЛУКТУАЦІЇ – РІЗНІ СТОРОНИ  
ОДНОГО ПРОЦЕСУ**

© Колодій Зеновій, 2001

**Пропонується розгляд електричних флуктуацій з фундаментальних енергетичних позицій****Consideration of electric fluctuations from fundamental energetics position is proposed.**

При аналізі результатів вимірювань, особливо високоточних вимірювань, за допомогою електронної апаратури необхідно враховувати власні шуми апаратури – флуктуації напруги, струму на виході апаратури при відсутності вхідного сигналу. На сьогодні прийнята класифікація шумів електронної апаратури [1] та вивчаються їхні властивості, зокрема джерела електричних флуктуацій в твердотільних приладах [1, 2]. Слід відмітити також значимість вивчення шумових процесів як в електронних приладах, так і в інших системах, оскільки інформація, отримана при таких дослідженнях, є важливою при визначенні властивостей досліджуваних об'єктів [3].

Під час аналізу шумів в електронних приладах виникає закономірне запитання: чому для одного і того ж досліджуваного зразка, наприклад напівпровідника, є декілька джерел шумів – температура (тепловий рух) – для теплових шумів; структура та її дефекти – для генераційно-рекомбінаційних шумів, лавинних шумів тощо. Відповіддю на це запитання є підтверджені експериментальні результати про вплив відповідних параметрів (температури, технології виготовлення) на інтенсивність шумів. Вищенаведені шуми різняться і своїм частотним спектром: теплові шуми характеризуються рівномірним частотним спектром, генераційно-рекомбінаційні та лавинні шуми належать до низькочастотних шумів. Однак джерело одного типу шумів – низькочастотних із спектром пропорційним  $1/f$  – на сьогодні остаточно не з'ясоване, хоча проявляються вони практично у всіх системах [4], тому їх можна вважати «об'єднуючим» типом флуктуацій.

Електричні флуктуації зручно було б вивчати, припустивши, що в дослідному зразку є єдине джерело їх генерації. Оскільки переважна більшість експериментальних досліджень шумів проводиться в умовах обмеженого впливу зовнішніх факторів на дослідний зразок, то його можна розглядати як ізольовану систему, в якій відбуваються незворотні процеси. Із термодинаміки відомо, що найбільш загальними параметрами системи є її внутрішня енергія  $E$  та ентропія  $S$ , зв'язок між якими встановлений через рівняння Гіббса [5]

$$E = A + TS,$$

де  $A$  – енергія, яку можна затратити на корисну роботу;  $T$  – температура системи.

Відомо також, що в ізольованій системі процеси відбуваються в одному напрямі, що характеризується зміною енергії  $\Delta A$  (зменшується) та зміною ентропії  $\Delta S$  (збільшується). Можна стверджувати, що саме  $\Delta A$ , та  $\Delta S$  зумовлюють флуктуаційні процеси в досліджу-

ваному зразку: при цьому  $\Delta A$  пов'язана з інтенсивністю процесів, а  $\Delta S$  із спектральним складом, причому спектральна густина флуктуацій  $S(\omega)$  обернено пропорційна до  $\Delta S$ . Таке представлення проблеми флуктуацій дає можливість розглядати досліджувану систему (у цьому випадку твердотільні електронні прилади) з фундаментальних енергетичних позицій. Зокрема, спектральну густину теплового шуму  $S_T(\omega)$  можна було б представити у вигляді

$$S_T(\omega) = 4kTR = 4kR * \frac{\Delta Q}{\Delta S},$$

де  $\Delta Q$  – теплова енергія системи;  $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$  Дж/К – стала Больцмана;  $R$  – електричний опір дослідного зразка.

Генераційно-рекомбінаційні шуми можна розглядати як зміну енергії та структури досліджуваного зразка, а «всюдисущні» низькочастотні шуми із спектром, пропорційним  $1/f$  – як флуктуаційні процеси, пов'язані із зменшенням  $\Delta S$  при зменшенні  $f$ . Такий зв'язок ентропії  $\Delta S$  і частоти  $f$  можна пояснити, зважаючи на поняття термодинаміки та кінетики руху носіїв заряду. Відомо, що ентропія є функцією стану системи і визначає ту енергію, яка може переходити в теплоту. Відомо також, що чим вища частота коливань частинок, що беруть участь у броунівському русі, тим більша імовірність розсіяння запасеної енергії та перетворення її в теплоту. Меншу частоту коливань мають частинки більшої маси, рух яких при їхній взаємодії набирає певних форм упорядкованості, що призводить до зменшення імовірності розсіяння запасеної енергії, а, відповідно, і до зменшення ентропії системи. При експериментальному підтвердженні зв'язку між ентропією  $\Delta S$  системи та частотою коливань  $f$  можна ствердно відповісти на запитання про єдине джерело генерації фліккер-шумів.

Підхід до проблеми флуктуацій з енергетичних позицій вигідний ще й тим, що проблема матеріалу досліджуваного зразка відступає на другий план, даючи можливість порівнювати флуктуації в різних системах.

Наведена точка зору на електричні флуктуації, звичайно ж, не відкидає інших відомих і прийнятих на сьогодні підходів до вивчення шумів. Такі підходи можна розглядати як різні сторони одного процесу, підкреслюючи тим самим його багатогранність та інформаційну насиченість.

1. Букингом М. Шумы в электронных приборах и системах. М., 1986.
2. Анисимов М. П., Черевко А.Г. Флуктуационные явления в физико-химическом эксперименте. Н., 1986.
3. Стадник Б.І., Колодій З.О., Саноцький Ю.В. Шум – Інформаційний параметр // Міжвідомчий науково-технічний збірник. 1996. № 52. С. 6 – 8.
4. Колодій З. Низькочастотні флуктуації в радіоелектронній апаратурі // Вісн. ДУ «Львівська політехніка». 2000. № 399. С. 186 – 190.
5. Булатов Н.К., Лундин А.Б. Термодинамика необратимых физико-химических процессов. М., 1984.