

РАДІОЕЛЕКТРОННЕ МАТЕРІАЛОЗНАВСТВО

УДК.621.327;534

Володимир Андрійчук¹, Анатолій Барвінський², Ярослав Герій¹

¹Тернопільський державний технічний університет імені Івана Пулюя

²Національний 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 φ, α відносно досліджуваної точки поля; φ – кут в екваторіальній площині; α – кут в меридіальній площині; $f(\varphi, \alpha)$ – функція, яка визначає цінність випромінювання в напрямку φ, α і залежить від форми і розташування приймача; Ω – 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 α – 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 назовемо 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 α_n , а його проекція на OXY утворює з віссю OX кут φ_n . Вісь PX_1 проведемо паралельно до площини OXY.

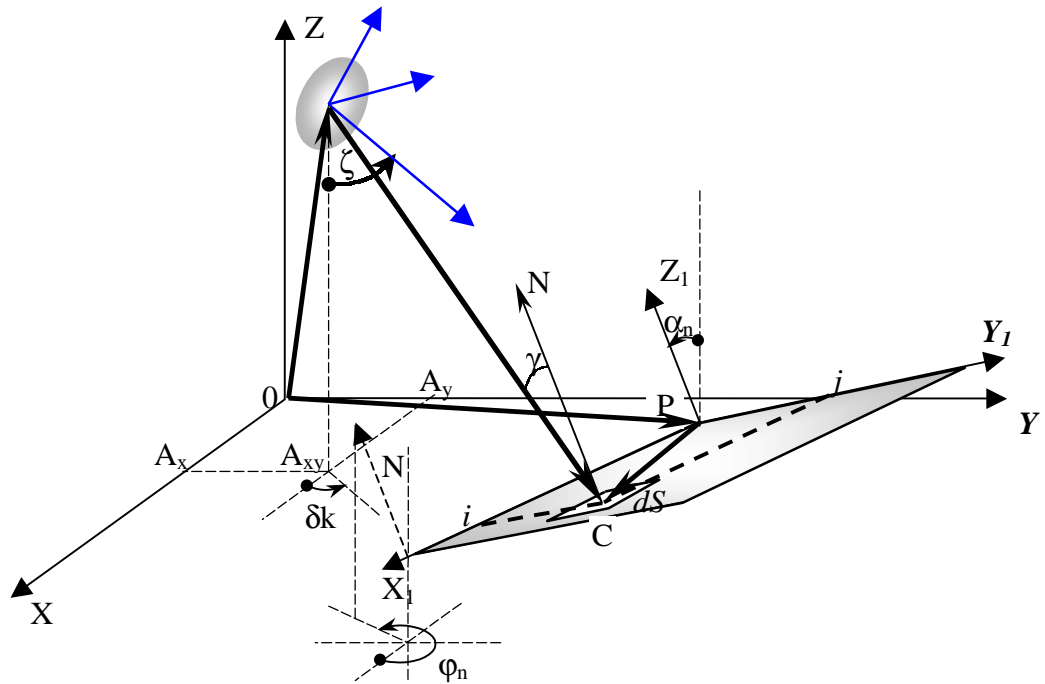


Рис. 1. Геометрична схема для розрахунку опроміненості довільної площини від опромінювача з некруглосиметричним світловим розподілом:

$OXYZ$ – система координат опромінюючої установки;

$AFEI$ – система координат випромінювача; PXY_1Z_1 – система координат приймача;

AI – оптична вісь ОП; δk – кут між віссю OX і проекцією оптичної осі ОП на площину XOY ;

N – одиничний вектор нормалі до ділянки dS ; α_n – кут між осями PZ_1 і OZ ;

φ_n – кут між віссю OX і проекцією вектора нормалі N на площину XOY .

Координати одиничних векторів цієї системи в системі $OXYZ$ визначатимемо за формулами

$$\begin{aligned}\vec{g}_{x_1} &= \vec{g}_x \cos\left(\varphi_n + \frac{\pi}{2}\right) + \vec{g}_y \sin\left(\varphi_n + \frac{\pi}{2}\right); \\ \vec{g}_{y_1} &= -\vec{g}_x \cos(\alpha_n) \cdot \cos\left(\varphi_n + \frac{\pi}{2}\right) - \\ & - \vec{g}_y \cos(\alpha_n) \cdot \sin\left(\varphi_n + \frac{\pi}{2}\right) + \vec{g}_z \left(\sin(\alpha_n) \cdot \cos^2\left(\varphi_n + \frac{\pi}{2}\right) + \sin(\alpha_n) \cdot \sin^2\left(\varphi_n + \frac{\pi}{2}\right) \right); \\ \vec{g}_{z_1} = \vec{N} &= \vec{g}_x \sin(\alpha_n) \cdot \cos(\varphi_n) + \vec{g}_y \sin(\alpha_n) \cdot \sin(\varphi_n) + \vec{g}_z \cos(\alpha_n),\end{aligned}\quad (9)$$

де $\vec{g}_X, \vec{g}_Y, \vec{g}_Z$ – одиничні вектори в системі $OXYZ$.

Опромінюючий пристрій (ОП) в даній світлотехнічній установці розташуємо в точці А. Оптичну вісь його спрямуємо під кутом ζ до осі OZ (до вертикалі). З опромінювачем пов'яжемо ще одну декартову систему координат $AFEI$, яка повністю збігається з системою координат, де виконувалися експериментальні вимірювання його світлових характеристик, і назвемо її системою джерела. Орієнтацію системи джерела відносно $OXYZ$ задамо так. Вісь AI спрямуємо вздовж оптичної осі ОП. Напрямок її буде задаватися одиничним вектором \vec{i} , координати якого в системі $OXYZ$ визначаються за рівнянням

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

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: α – кутом повороту опромінювача відносно осі E; φ – 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.

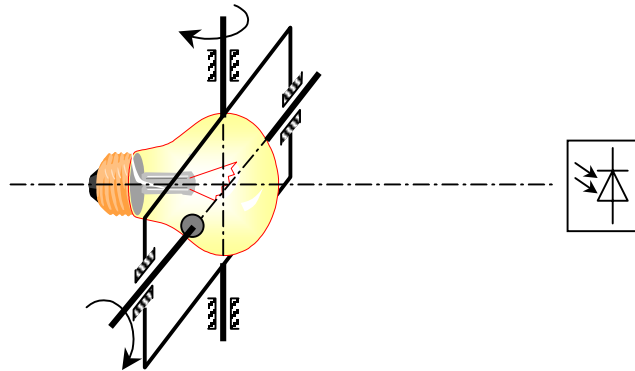


Рис. 2. Схема гоніофотометричної установки для фотометрування світлових приладів

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 φ і α .

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 φ і α для даної точки в системі координат джерела, в якій проводилися вимірювання $I(\varphi, \alpha)$ в лабораторних умовах.

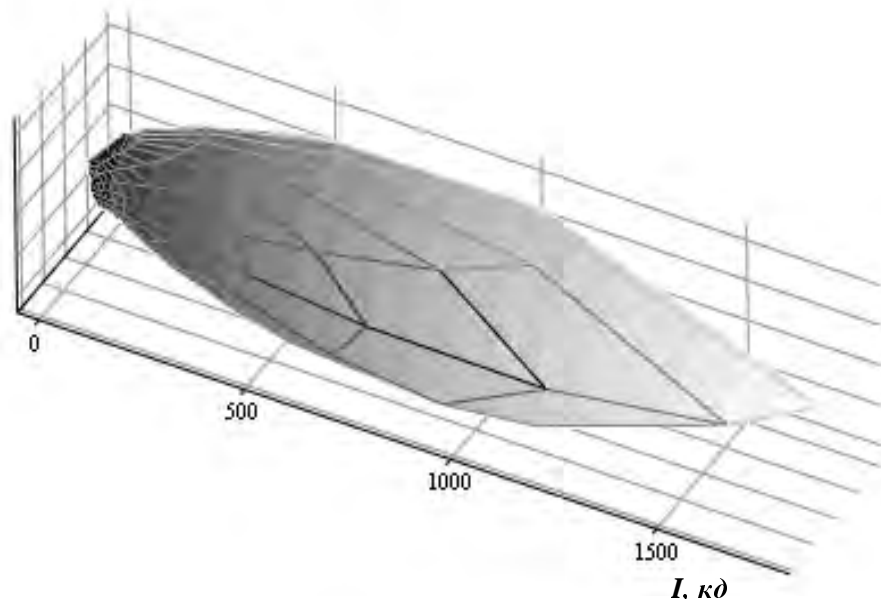


Рис. 3. Фотометричне тіло ширококутового прожектора ЖО-01 з лампою ДНАТ-400, приведенне до світлового потоку 1000 лм

Вирази для цих кутів запишемо через скалярний добуток векторів

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

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

При знаходженні сили випромінювання для кутів φ і α , 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 φ і α 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 (φ, α) , 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 φ і α та визначається методом інтерполяції експериментально отриманих табличних даних $I(\varphi_i, \alpha_j)$ для вибраного ОП. Кути φ і α 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 φ і α ;
- 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 ζ 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 Δ ;
- 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 Δ ;
- за формулою (23) визначається середня опроміненість E_{ij} кожної елементарної ділянки Δ_{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 Δ_{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.

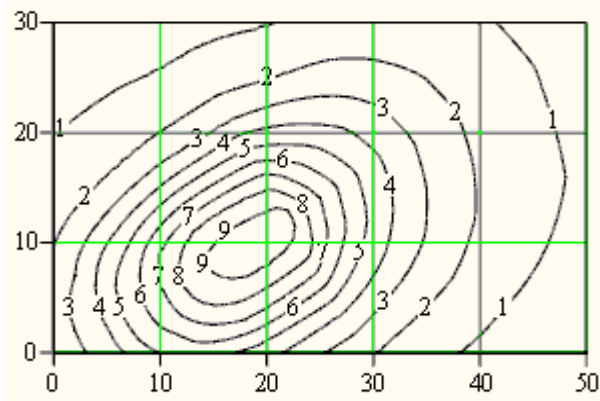
На рис. 4, а-д зображені криві однакових значень основних інтегральних характеристик поля випромінювання ФАР в точках, розташованих на горизонтальній площині. Тут же (рис. 4, е) показана проекція оптичної осі ОП на площину XOY . По осях графіків відкладено порядкові номери елементів розбиття вибраної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

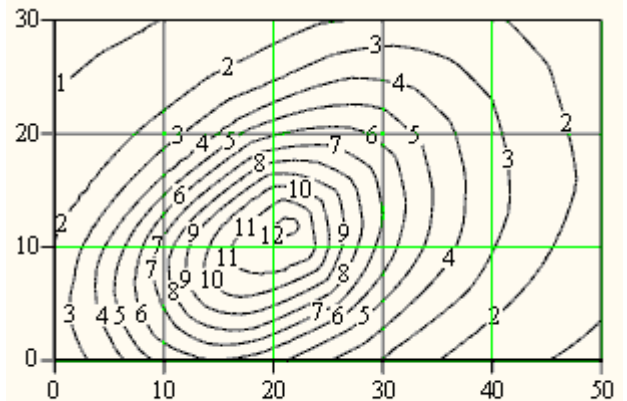
Криві однакових значень модуля світлового вектора (рис. 4, д) збігаються з кривими однакових значень просторової опроміненості, оскільки згідно з (8)

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

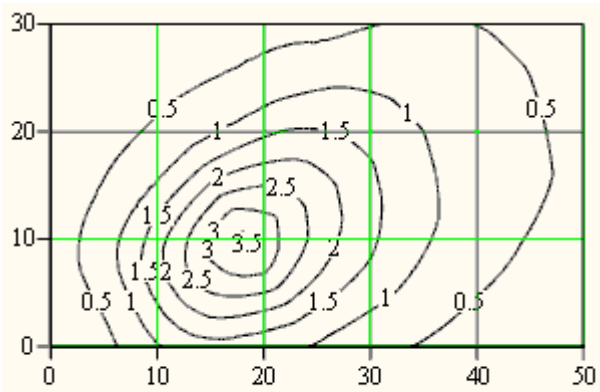
$$|\vec{E}| = E_0$$


 $E_c(\delta k)$

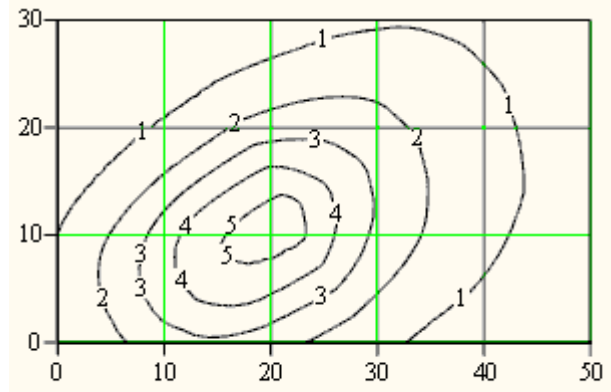
а


 $E_c(\delta k)$

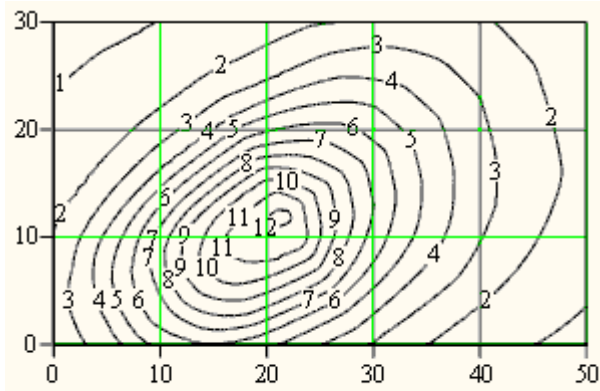
б


 $E_c(\delta k)$

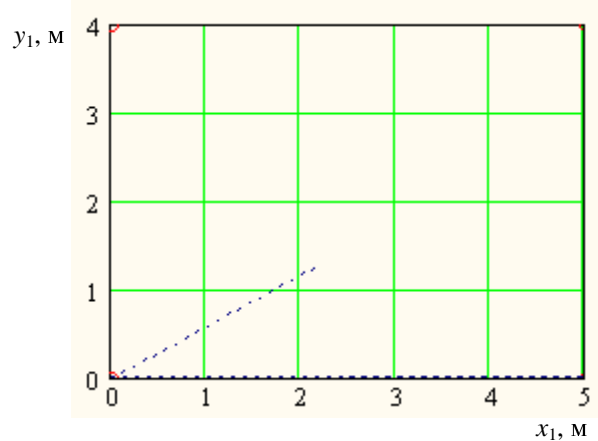
в


 $E_c(\delta k)$

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 ($PZ=0$) опроминювача 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 однакої значень модуля світлового вектора; е – проєкція оптичної осі опроминювача на площину XOY

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

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

3. Запропоновано методику розрахунку інтегральних характеристик поля оптичного випромінювання некругосиметричного 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 некругосиметричним 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.