

УДК 528.7:629.78

Л.А. Міхеєнко, О.С. Тимофєєв

## ЧИСЛОВИЙ МЕТОД АНАЛІЗУ ПОЛЯ ЯСКРАВОСТІ ДИФУЗНОГО ВИПРОМІНЮВАЧА НА ОСНОВІ ІНТЕГРУЮЧОЇ СФЕРИ

This paper develops a novel numerical method for the analysis of the diffuse transmitter based on the integrating sphere, which allows evaluating the parameters of the field formed by the emitter brightness taking into account the effects of micro- and macrostructure and its sources of radiation. The method is based on the geometrical ray propagation laws in the space, their specular and diffuse reflection on surface of the sphere and its elements such as the hump, pit, fence, patch. We demonstrate the possibility of utilizing the method presented by combining the above elements to simulate the radiation sources such as LEDs. We also show the efficiency of using the numerical method for the analysis and design of precision diffuse emitters and present the results of test calculations. We demonstrate test calculations conforming to experimental research results.

### Вступ

Дифузні випромінювачі (ДВ) на основі інтегруючої сфери (ІС) широко застосовуються в наукових дослідженнях, фотометричних і радіометричних вимірюваннях, при калібруванні прецизійних відеосистем [1–3]. Високі вимоги, що ставляться до сучасних і перспективних ДВ, потребують розроблення нових, більш досконалих методів дослідження їх метрологічних характеристик, в першу чергу якості поля яскравості, яке вони формують. Відомі аналітичні і експериментальні методи дослідження похибок ДВ дають змогу враховувати в основному їхні інтегральні характеристики і параметри [4–6], залишаючи відкритим питання про вплив геометричних параметрів на сформоване поле яскравості мікрогеометрії внутрішньої поверхні ІС, її локальних неоднорідностей конструктивних елементів і джерел випромінювання тощо, чого недостатньо для проектування калібрувальних і вимірювальних установок високої точності [2–7].

### Постановка задачі

Дослідження спрямоване на розроблення нового числового методу аналізу ДВ на базі ІС, який дає змогу здійснювати оцінювання параметрів сформованого випромінювачем поля яскравості з урахуванням впливу мікро- і макроелементів його конструкції та джерел випромінювання.

### Алгоритм числового методу аналізу поля яскравості дифузного випромінювача

Розглянемо, для спрощення, двовимірне подання ІС у полярній системі координат

(рис. 1, *a*). Її основними параметрами будуть полярний радіус  $R$  і полярний кут  $\varphi$  ( $0 \leq \varphi \leq 2\pi$ ). Вихідна апертура  $D_B$  буде визначатись центральним кутом  $2\alpha$   $\left( \alpha = \arcsin \left( \frac{D_B}{D_{сф}} \right) \right)$ , а положення точкового джерела випромінювання – полярним кутом  $\beta$ . Вважатимемо, що точкове джерело розміщується на внутрішній поверхні ІС, а його просторове випромінювання описується індикатрисою  $I(\theta)$ . Випромінювання відбувається в межах ефективного кута  $\theta_{еф}$ , що визначається на рівні 0,5 чи 0,9.

Інтегральну потужність джерела становить сукупність його одиничних променів. Одиничний промінь від джерела, потрапляючи в ІС, багаторазово відбивається від її поверхні (точки  $M, N, \dots$ ) і залишає ІС у межах вихідної апертури (точка  $E_i$ ). Вся сукупність одиничних променів у площині вихідної апертури формує вихідне поле яскравості  $L_{x,y} = f(\theta, \theta_{еф}, \beta, \rho)$ , де  $\rho$  – коефіцієнт відбивання від внутрішньої поверхні ІС, а відповідна сукупність кутів на виході – індикатрису випромінювання ДВ.

Задаючи в розглянутій системі координат параметри різних конструктивних елементів ДВ і їх похибки, розглядають проходження одиничних променів у ІС при їх взаємодії із зазначеними елементами. Після цього досліджують сукупність всіх променів, що утворюють досліджуване поле яскравості ДВ і його індикатрису випромінювання, з урахуванням похибок ІС та елементів конструкції ДВ.

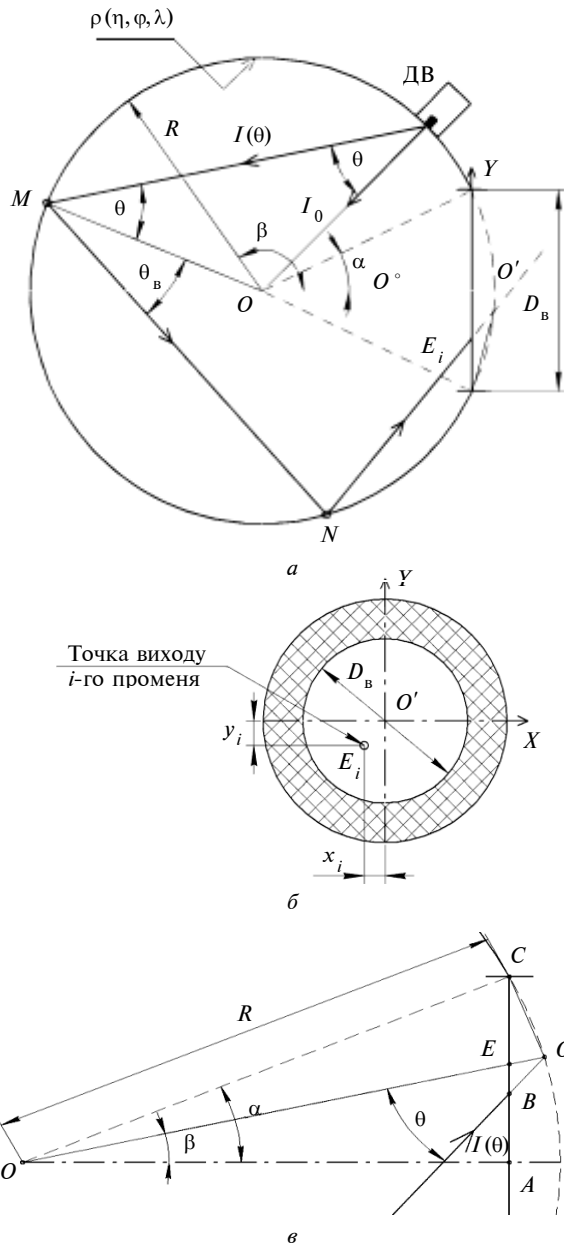


Рис. 1. Проходження одиничного променя в ІС та формування вихідного поля яскравості: а – модель випромінювача; б – бокове зображення вихідного отвору; в – знаходження вихідних координат променів

**Методика розрахунку проходження одиничних променів у інтегруючій сфері**

Індикатриса більшості джерел випромінювання має досить складний характер, що заважає його аналітичному опису. Для розрахунку проходження одиничних променів у ІС можна скористатись табличним способом задання індикатриса сили світла, що отримується експе-

риментально. Кількість променів  $n$  і крок між ними  $g$  визначаються необхідною точністю обчислення. В загальному випадку

$$g = 2\theta_{\text{еф}} / (n - 1),$$

де  $\theta_{\text{еф}}$  – половина ефективного кута випромінювання, який зазвичай наводиться в паспорті джерела.

Таким чином, кути, по яких будуть розповсюджуватись одиничні промені всередині ІС, визначатимуться за формулою

$$\theta_i = -\theta_{\text{еф}} + g(i - 1),$$

де  $i$  – порядковий номер одиничного променя.

При використанні як джерела світловопромінюючих діодів (СВД) їх індикатриса випромінювання можна апроксимувати виразом [8]

$$I(\theta) = I_0 \cos^m(\theta),$$

де  $I_0$  – максимальна сила світла в головному напрямку,  $m$  – параметр, що визначає ширину індикатриса.

Ефективний кут випромінювання в цьому випадку рівний

$$\theta_{\text{еф}} = \arccos(\sqrt[m]{I}),$$

де  $I$  – рівень, за яким визначається ефективний кут.

Оскільки відбивання одиничного променя від поверхні ІС є дифузним у межах кутів  $180^\circ$ , то крок між відбитими променями визначиться як

$$g_B = 180^\circ / (n - 1),$$

а кути, при яких одиничні промені будуть відбиватись від поверхні, становитимуть

$$\theta_{B_i} = -90^\circ + g_B i.$$

У даній математичній моделі пропонується розглядати кожен точку, в якій одиничний промінь відбивається як нове точкове джерело. Таким чином, центральні кути, які визначають положення одиничного променя на поверхні ІС, можуть бути знайдені з виразів:

а) при випромінюванні (т.  $M$ , рис. 1, а):

$$\beta_i = \beta - \theta_i + 180^\circ;$$

б) для наступних відбивань (т.  $N$ , рис. 1, а):

$$\beta_i = \beta_{i-1} - 2\theta_{B_i} + 180^\circ. \tag{1}$$

Для визначення положення точки виходу одиничного променя на апертурі ДВ (т.  $E_i$ , рис. 1, а), необхідно зв'язати розрахункові параметри, які прив'язані до центрального кута окружності, що формує ІС, до хорди цієї окружності. Для цього розглянемо ряд трикутників (рис. 1, в):

із рівнобедреного трикутника  $OCD$  маємо

$$CD = 2 \cdot OC \cdot \sin\left(\frac{\angle OCD}{2}\right),$$

де  $OC = R$ ,  $\angle OCD = \alpha - \beta$ ;

із трикутника  $CED$  і теореми синусів маємо

$$ED = \frac{CD \cdot \sin(\angle ECD)}{\sin(\angle CED)},$$

де  $\angle ECD = \alpha + \beta$ ,  $\angle CED = 90^\circ - \beta$ ;

із трикутника  $EDB$  і теореми синусів маємо

$$EB = \frac{ED \cdot \sin(\angle EDB)}{\sin(\angle EBD)} = \frac{2 \cdot R \cdot \sin\left(\frac{\alpha - \beta}{2}\right) \cdot \sin\left(\frac{\alpha + \beta}{2}\right) \cdot \sin(\theta)}{\cos(\beta) \cdot \cos(\beta + \theta)},$$

де  $\angle EDB = \theta$ ,  $\angle EBD = 90^\circ - \beta - \theta$ .

При цьому слід додати, що  $\angle EBD$  визначає кут індикатриси для даного одиничного променя.

### Конструктивні елементи дифузного випромінювача і їх математичні моделі

Більшість конструктивних елементів ДВ і похибок ІС, які істотно впливають на параметри формованого поля яскравості, можна подати моделями, які умовно названо "яма", "горб", "загорожа" і "пляма" (рис. 2, а, б, в, г), а також їх комбінаціями. Наприклад, модель джерела випромінювання складається з горба, плями і двох загородж (рис. 2, д). Розглянемо методику моделювання цих елементів у вибраній системі координат.

*Елемент типу "горб"*. Для його опису використовуються три параметри  $r, s, \beta_e$  (рис. 2, а), а кутовий розмір  $\alpha_e$  елемента знаходиться з виразу

$$\alpha_e = 2 \cdot \arccos\left(\frac{R^2 + (R + s)^2 - r^2}{2R(R + s)}\right). \quad (2)$$

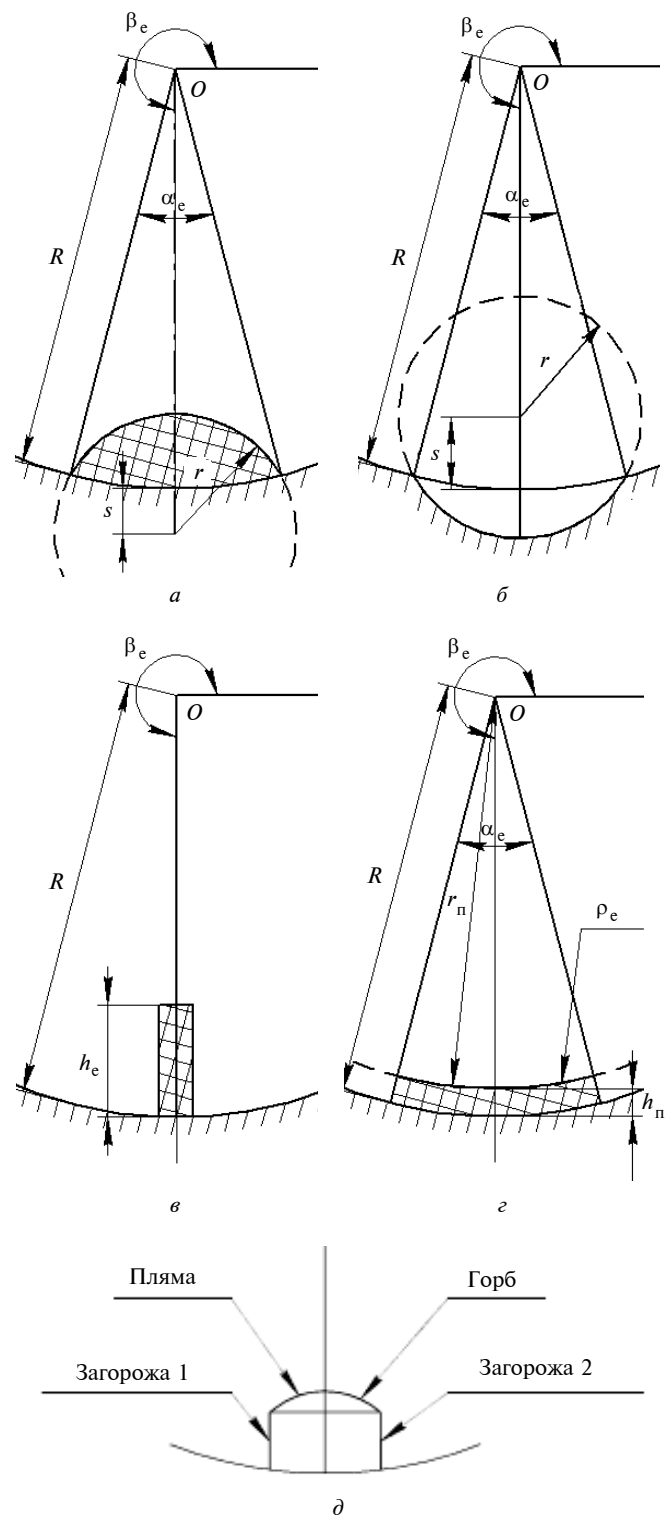


Рис. 2. Основні типи елементів ІС і ДВ: а – "горб", б – "яма", в – "загорожа", г – "пляма", д – джерело випромінювання

Під час розрахунку ходу одиничного променя необхідно визначити кути відбивання,

при яких промінь, що виходить з будь-якої точки ІС, може потрапити на поверхню цього елемента. Розглянемо два випадки (рис. 3).

1. Кут  $\theta_n$  – кут до точки перетину ІС з елементом, обчислюється як

$$\theta_n = \frac{1}{2}(180^\circ - \angle AOB) = \frac{1}{4}(360^\circ - 2\beta_e + 2\beta + a_e);$$

2. Кут  $\theta_d$  – кут дотичного до сфери елемента. Для визначення  $\theta_d$  скористаємось такими виразами:

із трикутника  $AOO_1$  і теореми косинусів маємо

$$AO_1 = \sqrt{AO^2 + OO_1^2 - 2 \cdot AO \cdot OO_1 \cdot \cos\left(\frac{\angle AOO_1}{2}\right)},$$

де  $AO = R$ ,  $OO_1 = R + s$ ,  $\angle AOO_1 = \beta_e - \beta$ ;

із трикутника  $AOO_1$  і теореми синусів маємо

$$\angle OAO_1 = \arcsin\left(\frac{OO_1 \cdot \sin(\angle AOO_1)}{AO_1}\right);$$

із трикутника  $ACO_1$  маємо

$$\angle O_1AC = \arcsin\left(\frac{CO_1}{AO_1}\right),$$

де  $CO_1 = r$ .

В результаті шуканий кут знаходиться як різниця

$$\begin{aligned} \theta_d &= \angle OAO_1 - \angle O_1AC = \\ &= \arcsin\left(\frac{(R+s) \cdot \sin(\beta_e - \beta)}{R^2 + (R+s)^2 - 2R(R+s) \cdot \cos(\beta_e - \beta)}\right) - \end{aligned}$$

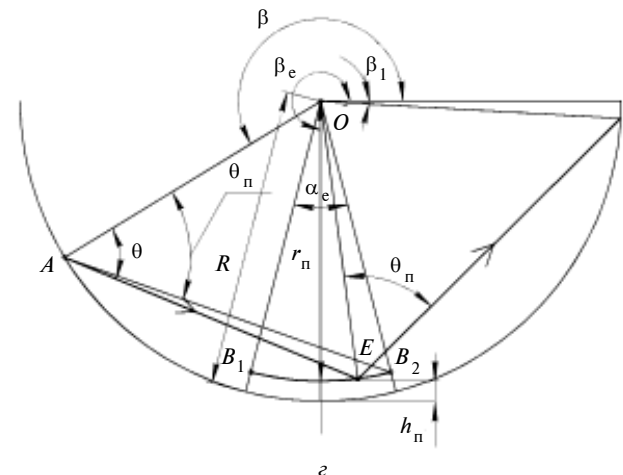
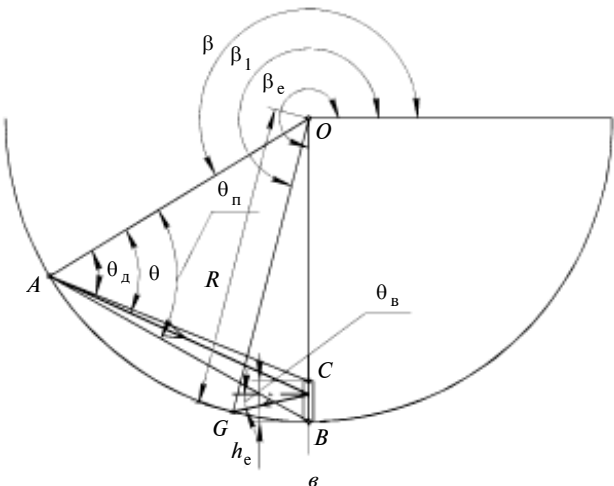
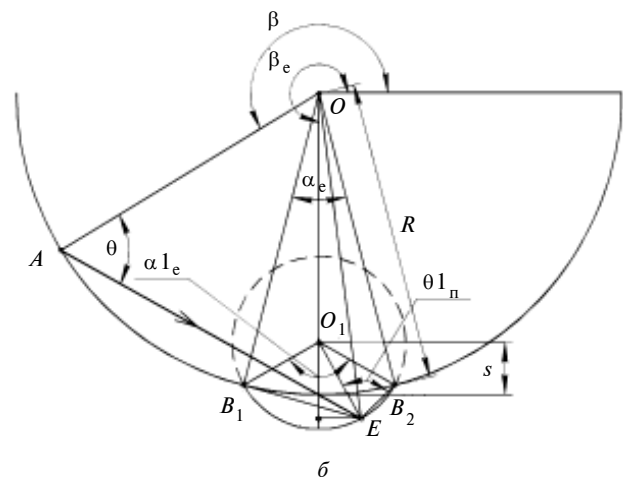
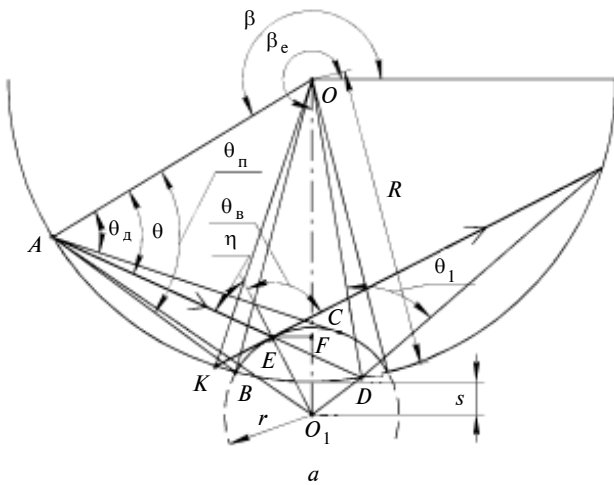


Рис. 3. Основні розрахункові параметри моделей елемента: а – “горб”, б – “яма”, е – “загорожа”, з – “пляма”

$$-\arcsin\left(\frac{r}{\sqrt{R^2 + (R+s)^2 - 2R(R+s) \cdot \cos(\beta_e - \beta)}}\right).$$

Наступним кроком моделювання є знаходження кута відбивання від поверхні елемента  $\eta$ . Цей кут визначається променями, що потрапляють в задану точку елемента з малим радіусом  $r$ , проведеним до цієї точки від центра елемента (рис. 2, а). Очевидно, що кут  $\eta$  буде однаковим для довільного променя при його потраплянні на елемент типу "горб" чи "яма". Ця властивість пояснюється тим, що форма нерівності однакова. З урахуванням цього розглянемо лише один випадок знаходження кута  $\eta$ .

Скористаємось такими співвідношеннями (рис. 3, а):

із трикутника  $OO_1D$  і теореми косинусів маємо

$$DO_1 = \sqrt{DO^2 + OO_1^2 - 2 \cdot DO \cdot OO_1 \cdot \cos(\angle O_1OD)},$$

де  $DO = R$ ,  $\angle O_1OD = \beta_1 - \beta_e$ ,  $\beta_1$  – центральний кут, що визначає можливе положення точки  $D$  на ІС, в яку міг би прийти промінь за відсутності елемента;

із трикутника  $OO_1D$  і теореми синусів маємо

$$\angle ODO_1 = \arcsin\left(\frac{OO_1 \cdot \sin(\angle O_1OD)}{DO_1}\right);$$

із трикутника  $O_1DE$  і теореми синусів маємо

$$\eta = \arcsin\left(\frac{DO_1 \cdot \sin(\angle O_1DE)}{O_1E}\right) = \arcsin\left(\frac{\sqrt{R^2 + (R+s)^2 - 2R(R+s)\cos(\beta_1 - \beta_e)} \times \sin\left(\arcsin\left(\frac{(R+s)\sin(\beta_1 - \beta_e)}{\sqrt{R^2 + (R+s)^2 - 2R(R+s)\cos(\beta_1 - \beta_e)}}\right) + \theta\right)}{r}\right).$$

Оскільки точна координата променя при відбиванні від елемента і кут такого відбивання не є принциповими (вихідним параметром є положення у вихідній апертурі ДВ), то для більшої зручності пропонується знайти кут  $\theta_1$  (рис. 3, а), що визначає величину кута в уявній

точці  $D$  до точки перетину дійсного променя, який відбився від поверхні елемента, з поверхнею ДВ, а вже від нього знаходити наступне положення променя на поверхні ІС.

Для визначення кута  $\theta_1$  скористаємось такими відношеннями (рис. 3, а):

із прямокутного трикутника  $O_1EF$  маємо

$$EF = EO_1 \cdot \sin(\angle FO_1E),$$

де  $EO_1 = r$ ,  $\angle FO_1E = -\eta + \beta_1 - \beta_e + \theta$ ;

із прямокутного трикутника  $OEF$  маємо

$$OF = OO_1 - EO_1 \cdot \cos(\angle FO_1E);$$

із прямокутного трикутника  $OEF$  маємо

$$\angle EOF = \arctan\left(\frac{EF}{OF}\right);$$

із трикутника  $OEK$  і теореми синусів маємо

$$\angle EKO = \arcsin\left(\frac{EO \cdot \sin(\angle OEK)}{OK}\right),$$

де  $OK = R$ ,  $\angle OEK = 180^\circ - \angle EOF - \angle FO_1E + \theta_{bi}$ .

Через послідовні підстановки розрахованих вище кутів, а також розрахунок випадку зі зворотнім ходом променя отримаємо, що величина шуканого кута становитиме

$$\theta_1 = \frac{\angle EKO + \theta - \eta - \theta_{bi}}{2} = \frac{\arcsin\left(\frac{\sqrt{(R - r\cos(-\eta + \beta_1 - \beta_e + \theta) + s)^2 - (r\sin(-\eta + \beta_1 - \beta_e + \theta))^2} \times \sin(\angle OEK)}{R}\right) + \theta - \eta - \theta_{bi}}{2}.$$

*Елемент типу "яма".* Для його опису використовуються параметри  $r, s, \beta_e, \alpha_e$  (рис. 2, б). Розрахунок ходу променів у ІС за наявності цього елемента загалом аналогічний розглянутому вище випадку, однак має ряд відмінностей, зокрема: не потрібно знаходити кут  $\theta_d$ , але треба знайти обидва кути  $\theta_n$ ; у випадку, коли промінь відбивається від елемента і потрапляє на поверхню ДВ, змінюється лише вигляд кінцевого виразу, який запишеться як

$$\theta_1 = -\frac{\angle EKO + \theta + \eta + \eta_1}{2}.$$

У випадку, коли промінь потрапив на елемент (рис. 3, б), існує необхідність у визначенні величини кутів  $\theta_{1n}$ , при яких промінь залишить поверхню елемента (можливі випадки, коли при відбиванні промінь знову потрапляє на елемент). Для цього скористаємось рядом перетворень:

$$\alpha_{1e} = 180^\circ - 2 \cdot \arccos\left(\frac{r^2 + (R+s)^2 - R^2}{2r(R+s)}\right);$$

із трикутника  $OEO_1$  і теореми синусів маємо

$$\angle OEO_1 = \frac{\arcsin(OO_1 \cdot \sin(\angle O_1OE))}{O_1E},$$

$$\angle OO_1E = 180^\circ - \angle OEO_1 - \angle O_1OE.$$

У результаті переходимо до системи координат, перенесеної в середину елемента. Так, наприклад, кут  $\angle FO_1E$  відіграє роль центрального кута. З рис. 3, б видно, що

$$\theta_{1n} = 180^\circ - \alpha_{1e} - \angle OO_1E.$$

Для знаходження нового положення променя на поверхні елемента слід скористатись формулою (2), перенесеною на систему координат елемента. Після цього слід зворотнім перерахунком перенести дані на основну СК. При використанні машинного методу розрахунків слід також враховувати те, що деякі з проміжних даних при переході між ітераціями, у випадку повторного відбивання променя на елемент, губляться, тому існує необхідність в перерахунку втрачених даних.

*Елемент типу “загорожа”.* Для його опису використовуються параметри  $h, \beta_e$  (рис. 2, в). Застосовуючи запропоновану методику, знайдемо кути відбивання, при яких промінь, що виходить з будь-якої точки ІС, може потрапити на поверхню цього елемента. Розглянемо два випадки (рис. 3, в).

Кут  $\theta_n$  – кут до точки перетину ІС з елементом, знаходиться зі співвідношення (1) без врахування товщини елемента (в моделі загорожа покладається нескінченно тонкою):

$$\theta_n = \frac{180^\circ - \angle AOB}{2} = \frac{180^\circ - \beta_e + \beta}{2}.$$

Кут  $\theta_d$  – кут дотичного до вершини елемента, для визначення якого використовується

такий вираз (з трикутника  $AOC$  і теореми синусів (рис. 3, в)):

$$\begin{aligned} \theta_d &= \arcsin\left(\frac{OC \cdot \sin(\angle AOC)}{AC}\right) = \\ &= \arcsin\left(\frac{(R-h) \cdot \sin(\beta_e - \beta)}{\sqrt{R^2 + (R-h)^2 - 2R(R-h) \cdot \cos(\beta_e - \beta)}}\right), \end{aligned}$$

де  $OC = R - h$ ,  $\angle AOC = \angle AOB = \beta_e - \beta$ ,  $AC = \sqrt{OA^2 + OC^2 - 2 \cdot OA \cdot OC \cdot \cos(\angle AOC)}$ ,  $OC = R$ .

Наступним кроком моделювання є знаходження центрального кута (положення) променя після його відбивання від поверхні елемента. З рис. 3, в видно, що:

із трикутника  $OAE$  і теореми синусів маємо

$$OE = \frac{OA \cdot \sin(\angle OAE)}{\sin(\angle AEO)},$$

де  $\angle OAE = \theta$ ,  $\angle AEO = 180^\circ - \angle OAE - \angle AOE$ ;

із трикутника  $EOG$  і теореми синусів маємо

$$\angle EGO = \arcsin\left(\frac{OE \cdot \sin(\angle OEG)}{OG}\right),$$

де  $OG = R$ ,  $\angle OEG = 90^\circ + \theta_{bi}$ .

Через послідовні підстановки розрахованих вище кутів, а також розрахунок випадку зі зворотнім ходом променя отримуємо, що величина шуканого кута становитиме

$$\begin{aligned} \beta_i &= \beta_{i-1} - 90^\circ + \theta_{bi} + \angle EGO = \beta_{i-1} - 90^\circ + \\ &+ \theta_{bi} + \arcsin\left(\frac{\sin(\theta) \cdot \cos(\theta_{bi})}{\sin(\theta + \beta_e - \beta)}\right). \end{aligned}$$

При використанні числового методу розрахунків ходу променів у ІС необхідно враховувати ряд особливостей, в основному пов'язаних із тим, що обчислення тригонометричних функцій дають похибки, які можуть призвести до комплексного вигляду кінцевого результату. Також слід додати, що вигляд деяких наведених вище формул дещо змінюється, зокрема змінюється знак при деяких кутах у випадку, коли точкове джерело перебуває в межах між двома дотичними від центра елемента до ІС.

*Елемент типу “пляма”.* Для його опису використовуються чотири параметри  $r_n, h_n, \beta_e, \rho_e$  (рис. 2, г), а кутовий розмір  $\alpha_e$  елемента знаходиться з виразу (рис. 3, г)

$$\alpha_e = \arcsin\left(\frac{r_n}{R - h_e}\right).$$

Профіль елемента такого типу, в першому наближенні, будемо апроксимувати сферичною поверхнею радіусом меншим від розміру ІС на  $r_n$ , центр якого збігається з ІС. Використовуючи запропоновану методику, знайдемо кути відбивання, при яких промінь, що виходить з будь-якої точки ІС, може потрапити на поверхню елемента. Ці кути обчислюються з виразу для знаходження точки перетину ІС з елементом (1), з тим уточненням, що в даному випадку необхідно знайти обидві точки перетину (рис. 3, з):

$$\theta_n = \frac{180^\circ - \angle AOB}{2} = \frac{360^\circ - 2\beta_e + 2\beta + \alpha_e}{4},$$

де  $\angle AOB = \angle AOB_1 = -\angle AOB_2$ .

Наступним кроком моделювання є знаходження центрального кута (положення) променя після його відбивання від поверхні елемента. З рис. 3, з видно, що:

із трикутника  $OAE$  і теореми синусів маємо

$$\angle OEA = \arcsin\left(\frac{OA \cdot \sin(\angle OAE)}{OE}\right),$$

де  $OA = R$ ,  $OE = R - h_e$ ,  $\angle OAE = \theta$ ;

із трикутника  $EOG$  і теореми синусів маємо

$$\angle EGO = \arcsin\left(\frac{OE \cdot \sin(\angle OEG)}{OG}\right),$$

де  $OG = R$ ,  $\angle OEG = \theta_{Bi}$ .

Через послідовні підстановки розрахованих вище кутів, а також розрахунок випадку зі зворотнім ходом променя отримуємо, що величина шуканого кута становитиме

$$\begin{aligned} \beta_i &= \beta_{i-1} + \theta_{Bi} + \theta - \angle EGO + \angle OEA = \\ &= \beta_{i-1} + \theta_{Bi} + \theta - \arcsin\left(\frac{(R - h_e) \cdot \sin(\theta)}{R}\right) + \\ &\quad + \arcsin\left(\frac{R \cdot \sin(\theta_{Bi})}{(R - h_e)}\right). \end{aligned}$$

Головною особливістю такого елемента є те, що при потраплянні на його поверхню промінь зазнає додаткових енергетичних втрат

через відмінність його показника відбивання від показника ІС. Наприклад, раніше покладалось, що промені зазнають дифузного відбиття з деяким коефіцієнтом  $\rho(\theta)$ , тому при відбитті від такого елемента коефіцієнт відбиття  $\rho_e(\theta)$  може описуватись як деяким законом, так і випадковою величиною.

### Приклади числового аналізу поля яскравості дифузного випромінювача

На основі отриманих вище залежностей було розроблено програму розрахунку проходження променів в ІС з розміщеними в ній елементами.

На рис. 4 наведено результати тестових розрахунків яскравості вихідної апертури ДВ у меридіональній площині. При цьому як вихідні покладались такі параметри.

Для інтегруючої сфери: радіус сфери  $R = 250$  мм; діаметр вихідної апертури  $D_B = 100$  мм; коефіцієнт відбивання від поверхні ІС  $\rho = 99\%$ ; положення первісного джерела випромінювання  $\beta = 30^\circ$ ; порядок косинусності первісного джерела  $m = 3$ ; рівень випромінювання первісного джерела  $I = 0,5$ ; кількість розрахункових одиничних променів  $n = 100$ .

Для елемента "горб": положення елемента  $\beta_e = 270^\circ$ ; радіус елемента  $r = 15$  мм; зміщення центра елемента відносно поверхні ІС  $s = 5$  мм.

Для елемента "яма": положення елемента  $\beta_e = 270^\circ$ ; радіус елемента  $r = 15$  мм; зміщення центра елемента відносно поверхні ІС  $s = 5$  мм.

Для елемента "загорожа": положення елемента  $\beta_e = 270^\circ$ ; висота елемента  $h = 15$  мм.

Для елемента "пляма": положення елемента  $\beta_e = 270^\circ$ ; висота елемента  $h_n = 15$  мм; радіус елемента  $r_n = 15$  мм; коефіцієнт відбивання від поверхні елемента  $\rho_e = 50\%$ .

Для елемента "джерело випромінювання": положення елемента  $\beta_e = 270^\circ$ ; радіус лінзи елемента  $r = 15$  мм; зміщення центра кривизни лінзи елемента  $s = 5$  мм; радіус елемента  $r_e = 5$  мм.

Слід відзначити добрий збіг розрахованих даних для "ідеальної" ІС (рис. 4) з експериментальними, отриманими в [6], що підтверджує правильність запропонованої методики.

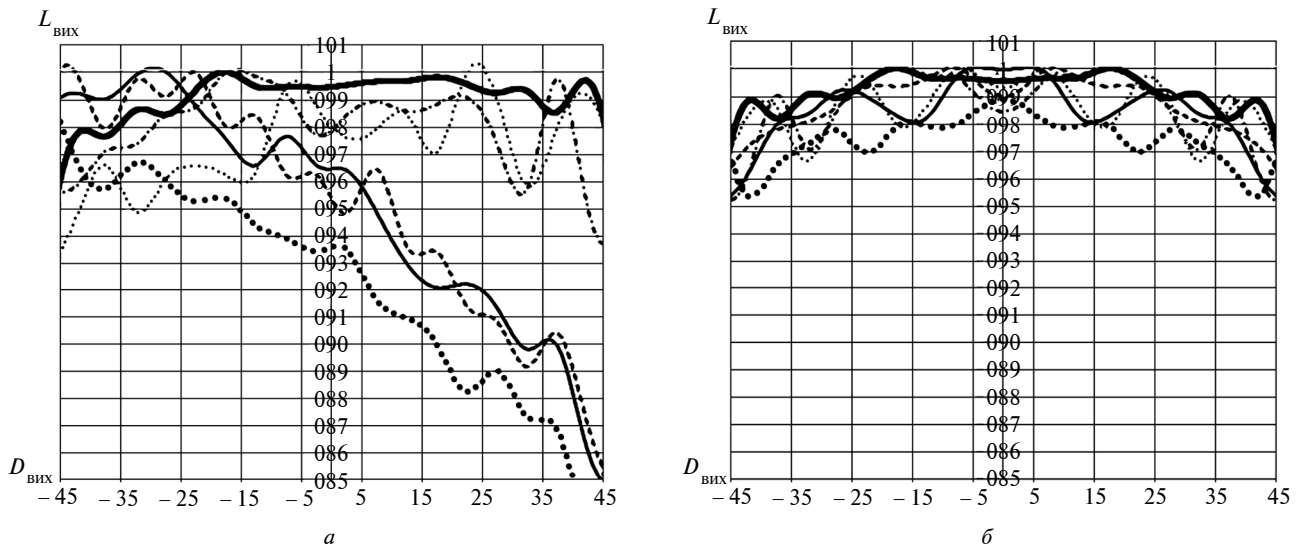


Рис. 4. Розподіл яскравості в меридіональній площині ІС при різних чинниках: *a* – односторонні розподіли, *б* – симетричні розподіли; ———— – “ідеал”; ..... – “горб”; - - - - - – “яма”; - · - · - · - – “загорожа”; — — — — — – “пляма”; ······ – “джерело”

## Висновки

Розроблено метод числового аналізу ДВ на базі ІС, який дає змогу врахувати вплив його основних елементів на поле яскравості, що формується. Показано ефективність використання числового методу для аналізу і проектування прецизійних дифузних випромінювачів.

В другій частині дослідження буде наведено результати аналізу дифузного випромінювача з СВД, призначеного для вимірювання енергетичних характеристик і калібрування цифрових відеосистем високої точності.

Результати роботи корисні дослідникам і розробникам прецизійної радіометричної апаратури.

1. Голубь Б.І., Котюк А.Ф., Кузин А.Ю. Основы обеспечения единства оптико-физических измерений. – М.: Горячая линия-Телеком, 2006. – 152 с.
2. Comparison of CNES spherical and NASA hemispherical large aperture integrating sources. I. Using a laboratory transfer spectroradiometer / B. Guenther, J. McLean, M. Leroy, P. Henry // Remote sens. of Environ. – 1990. – 31, N 2. – P. 85–95.
3. Михеенко Л.А., Боровицкий В.Н. Излучатель переменной яркости на основе сопряженных интегрирующих сфер // Технология и конструирование в электрической аппаратуре. – 2006. – № 6 (66). – С. 61–64.
4. Об особенностях измерения потока излучения светодиодов с помощью фотометрического шара / М.Ю. Сахановский, С.Г. Гуминецкий, В.Е. Кравцов и др. // Оптика и спектроскопия. – 1979. – 46, вып. 3. – С. 515–523.
5. Михеенко Л.А., Гордієнко Ю.О. Метрологічний аналіз дифузного випромінювача змінної яскравості на основі спряжених інтегруючих сфер // Наукові вісті НТУУ “КПІ”. – 2009. – № 5. – С. 82–95.
6. Михеенко Л.А., Тимофеев О.С. Метрологічний аналіз дифузного випромінювача на основі інтегруючої сфери з світловипромінюючими діодами // Наукові вісті НТУУ “КПІ”. – 2011. – № 2. – С. 130–137.
7. Михеенко Л.А. Енергетичне калібрування оптико-електронних систем дистанційного зондування Землі високої роздільної здатності // VII Міжнар. наук.-техн. конф. “Приладобудування: стан і перспективи”. – К.: НТУУ “КПІ”, 2009. – С. 42.
8. Михеенко Л.А., Тимофеев О.С. Теорія дифузного випромінювача на основі інтегруючої сфери з світловипромінюючими діодами // Наукові вісті НТУУ “КПІ”. – 2011. – № 1. – С. 129–135.