

ТЕОРІЯ ДИФУЗНОГО ВИПРОМІНЮВАЧА НА ОСНОВІ ІНТЕГРУЮЧОЇ СФЕРИ

Вступ

Одним з основних метрологічних елементів установок для енергетичної атестації спектральної скануючих пристроїв (ССП) космічного базування є дифузний випромінювач (ДВ), що створює рівномірне поле яскравості високої інтенсивності [1 - 3]. В найперспективніших установках NASA (США) і НДІ космічного приладобудування (Росія) використовуються ДВ, що виконані на основі інтегруючої сфери [1, 4]. Вони хоч і мають великі габарити, відрізняються значною оптичною потужністю, високою рівномірністю яскравості вихідної зониці і широким спектральним діапазоном. Окрім цього, ДВ використовуються також для передачі одиниці спектральної густини енергетичної яскравості (СГЕЯ) від робочих еталонів до випромінювачів атестаційних установок [4 - 6] і як самостійні еталонні джерела для перевірки відповідного фотометричного устаткування [6].

В табл. 1 наведені характеристики ДВ, розроблених провідними аерокосмічними організаціями світу для енергетичної атестації ССП штучних супутників Землі серії «Landsat», «Ресурс», «JES», «DAIS» та інших. Проте, не дивлячись на високий метрологічний рівень, досягнутий в таких установках, розробка ДВ із заданими параметрами носить в даний час швидше емпіричний та інтуїтивний характер. Це стримує розвиток таких пристроїв і пояснюється недостатнім рівнем теоретичної бази в цій галузі. Відомі дослідження кульових фотометрів [8] мають в даному випадку обмежене застосування внаслідок істотної відмінності задач, які вирішуються приладами цього типу і ДВ. Для створення теоретичного підґрунтя розробки ДВ в даній роботі запропонована фізико-математична модель ДВ і розглядаються деякі метрологічні аспекти її реалізації в установках для атестації ССП природоресурсних штучних супутників Землі, що розробляються українськими організаціями за участю кафедри оптичних і оптико-електронних приладів НТУУ «КПІ» [9].

Постановка задачі

Основною задачею ДВ є створення рівномірного поля яскравості в вихідній зониці з заданими енергетичними і спектральними властивостями. Найбільш придатним технічним рішенням на теперішній час є побудова ДВ на базі сфери з внутрішнім відбиттям. При цьому важливо на стадії попередніх розрахунків врахувати всі найвпливовіші чинники формування поля яскравості. Проаналізуємо механізми формування основних параметрів ДВ – абсолютного значення поля яскравості і спектрального складу випромінювання.

Поле яскравості вихідної зониці ДВ

Розглянемо формування освітленості внутрішньої поверхні сфери, скориставшись методом послідовних віддзеркалень [10, 11]. Нехай всередину сфери від джерела випромінювання потрапляє монохроматичний потік Φ_0 і в районі точки M освітлює деякий майданчик A_M (рис. 1). При цьому в точці M буде створена нульова освітленість $E_0 = E_M$, що визначається відношенням потоку Φ_0 до освітлюваної площі A_M .

Фотометричне тіло, що утворилося при відбитті від внутрішньої поверхні і подальшому розсіянні, характеризуватимемо двовимірною неселективною функцією $\eta(\varphi, \vartheta)$. Тоді яскравість майданчика A_M в напрямі, що визначається полярним і азимутним кутами φ та ϑ , знаходиться з виразу

$$L_{\varphi, \vartheta} = L_{M0} \cdot \eta(\varphi, \vartheta), \quad (1)$$

де L_{M0} - яскравість майданчика у напрямі нормалі до майданчика A_M .

Вважаючи функцію $L_{\varphi, \vartheta}$ осесиметричною, тобто, $L_{\varphi} = L_{M0} \cdot \eta(\varphi)$, знайдемо силу світла майданчика A_M у напрямі φ :

$$I_M(\varphi) = L_{M0} \cdot \eta(\varphi) \cdot \cos \varphi \cdot A_M. \quad (2)$$

Тоді потік, відбитий елементом в тілесному куті 2π ср, можна подати в вигляді

$$\Phi_M = \rho \cdot \Phi_0 = \int_{2\pi} I_M(\varphi) d\Omega = dA_M \cdot L_{M0} \cdot \int_{2\pi} \eta(\varphi) \cdot \cos \varphi d\Omega. \quad (3)$$

Звідси:

$$L_{M0} = \frac{\rho \cdot \Phi_0}{dA_M \cdot \Theta}, \quad (4)$$

де ρ – коефіцієнт відбиття внутрішньої поверхні сфери; $\Theta = \int_{2\pi} \eta(\varphi) \cdot \cos \varphi d\Omega$ - еквівалентний тілесний кут [12].

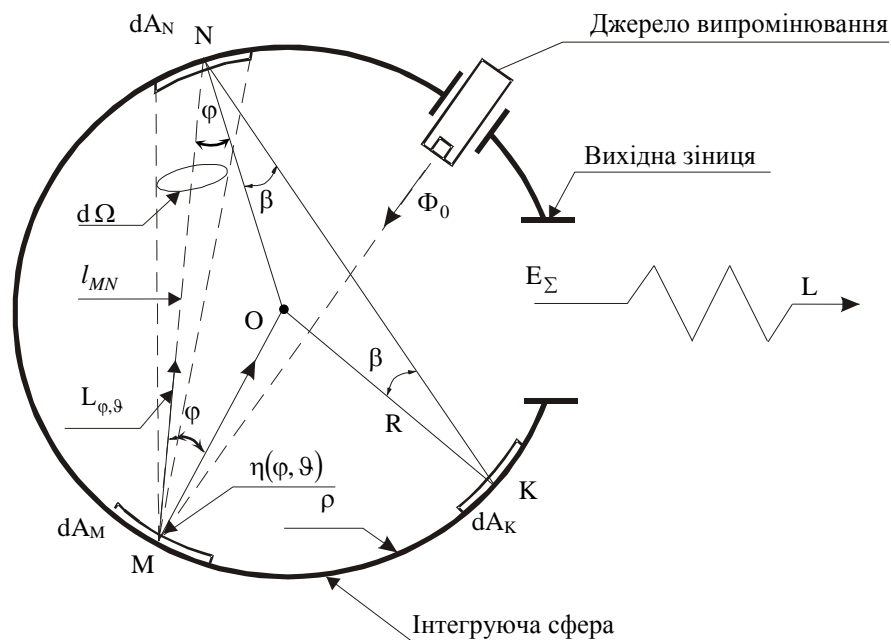


Рис. 1. Формування поля яскравості в вихідній зіниці

Таблиця 1. Характеристики дифузних випромінювачів

Область застосування	Країна, фірма (організація)	Джерело інформації (рік)	Спектральний діапазон, мкм	Геометричні параметри			Випромінювачі		
				Діаметр сфери, м	Діаметр вихідної зіниці, м	Відносний отвір	Тип	Кольорова температура, К	Кількість, потужність, шт×Вт
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Калібрування ССП у складі атестаційної установки «Камелія»	Росія, НДІ космічного приладобудування, НВО «Планета»	[4], 1988	0,4...1,2	1	0,23	0,23	Галогенова лампа КГМ 30-300-2	3000	12×300
Калібрування багатолемментного ПВ на супутнику JERS (Japanes Earth Resoures Satellite)	Японія, National Research Laboratory of Metrology	[5], 1991	0,45...2,5	1	0,28	0,28	Галогенова лампа	—	12×500
Проміжне калібрування випромінювачів для атестації ССП	США, National Institute of Standards and Technology Gaithersburg, NASA Goddard Spase Flight Center	[6], 1991	0,45...2,5	1,829	0,254	0,14	—	—	—

Калібрування ССП на універсальній повірочній установці	ФРН, Jena-Optronik	[7], 2001	0,39...1,2	2	0,8	0,4	Галогенова лампа	2860	8×250
Калібрування систем датчиків супутників Landsat	США, NASA Goddard Space Flight Center	[1], 2001	0,45...2,5	1,22	0,41	0,34	Галогенова лампа	—	12×300
Стандартний випромінювач для калібрування фотометричних установок URC-600	США, Labsphere inc.	[*], 2003	0,3...2,4	0,152	0,038	0,25	Галогенова лампа	3200	—
Стандартний випромінювач для калібрування фотометричних установок USS-4000	США, Labsphere inc.	[*], 2003	0,3...2,4	1,016	0,356	0,35	Галогенова лампа IHLS-DM-150	3100	10×150

* <http://www.labsphere.com>

Освітленість, яка створюється в будь-якій точці сфери N від елемента A_M , визначиться з виразу:

$$\begin{aligned}
 E_N &= \frac{I_M(\varphi)}{I_{MN}^2} \cdot \cos \varphi = \frac{L_{MO} \cdot \eta(\varphi) \cdot \cos \varphi \cdot A_M}{4 \cdot R^2 \cdot \cos^2 \varphi} \cos \varphi = \\
 &= \frac{\rho \cdot \Phi_0}{A_M \cdot \Theta} \cdot \frac{\eta(\varphi) \cdot \cos \varphi \cdot A_M}{4 \cdot R^2 \cdot \cos^2 \varphi} \cos \varphi = \frac{\rho \cdot \Phi_0 \cdot \eta(\varphi)}{4 \cdot R^2 \cdot \Theta},
 \end{aligned} \quad (5)$$

де R – радіус сфери.

Очевидно, що відхилення від властивостей ідеального розсіювача внутрішньої поверхні сфери має найбільше позначитися при першому відбитті. Розрахунок подальших віддзеркалень з урахуванням усереднювання і властивостей більшості покриттів можна виконати в наближенні дифузного розсіяння. Визначимо освітленість довільної точки, що обумовлена відбиттям від малого елемента dA_N потоку, який надходить від майданчика A_M . Сила світла елемента dA_N в напрямі β :

$$I_{N,\beta} = L_N \cdot dA_N \cdot \cos \beta. \quad (6)$$

Для дифузно розсіючої поверхні [10]:

$$L_N = \frac{\rho}{\pi} \cdot E_N. \quad (7)$$

Тому:

$$\begin{aligned}
 dE_K &= \frac{I_{N,\beta}}{I_{NK}^2} \cdot \cos \beta = \frac{L_N \cdot dA_N \cdot \cos \beta}{4R^2 \cos^2 \beta} \cdot \cos \beta = \\
 &= \frac{\rho \cdot E_N \cdot dA_N}{4\pi R^2} = \frac{\rho^2 \cdot \Phi_0 \cdot \eta(\varphi) \cdot dA_N}{4\pi R^2 \cdot 4R^2 \cdot \Theta} = \frac{\rho^2 \cdot \Phi_0 \cdot \eta(\varphi)}{4R^2 \cdot A_{\varphi\varphi} \cdot \Theta} \cdot dA_N.
 \end{aligned} \quad (8)$$

Вся внутрішня поверхня сфери створює в точці K освітленість:

$$\begin{aligned}
E_K &= \int_{A_{\varphi}-A_0} dE_K = \frac{\rho^2 \cdot \Phi_0}{4R^2 A_{\varphi} \Theta} \cdot \int_{A_{\varphi}-A_0} \eta(\varphi) \cdot dA_N = \\
&= \frac{\rho^2 \cdot \Phi_0}{4R^2 A_{\varphi} \Theta} \cdot \int_{2\pi-\Omega_0} \eta(\varphi) \cdot 4 \cdot R^2 \cdot \cos \varphi d\Omega = \\
&= \frac{\rho^2 \cdot \Phi_0 \cdot 4R^2}{4R^2 \cdot A_{\varphi}} \cdot \frac{\int_{2\pi-\Omega_0} \eta(\varphi) \cdot \cos \varphi d\Omega}{\int_{2\pi} \eta(\varphi) \cdot \cos \varphi d\Omega} = \\
&= \frac{\rho^2 \cdot \Phi_0}{A_{\varphi}} \cdot \frac{A_{\varphi} - A_0}{A_{\varphi}} = \frac{\rho^2 \cdot \Phi_0}{A_{\varphi}} \cdot A_{\varphi}^0,
\end{aligned} \tag{9}$$

де A_0 - сумарна площа всіх отворів в сфері (включаючи і площу вихідної зіниці); Ω_0 - тілесний кут, що спирається на еквівалентний сумарний отвір сфери; $A_{\varphi}^0 = \frac{A_{\varphi} - A_0}{A_{\varphi}}$ - відносна ефективна розсіююча поверхня сфери.

При виведенні (9) ми враховували, що рівні тілесні кути, вершини яких знаходяться на поверхні сфери, вирізують на цій поверхні рівні майданчики.

Подальші відбиття створюють освітленість, яка визначається таким чином:

$$E_n = \rho \cdot A_{\varphi}^0 \cdot E_{n-1}. \tag{10}$$

Тоді повна (сумарна) освітленість будь-якої точки сфери E_{Σ} дорівнює:

$$\begin{aligned}
E_{\Sigma} &= E_N + E_K + \sum_{n=1}^{\infty} E_n = E_N + \frac{1}{1 - \rho \cdot A_{\varphi}^0} \cdot E_K = \\
&= \frac{\rho \cdot \Phi_0 \cdot \eta(\varphi)}{4R^2 \cdot \Theta} + \frac{1}{1 - \rho \cdot A_{\varphi}^0} \cdot \frac{\rho^2 \cdot \Phi_0}{A_{\varphi}} \cdot A_{\varphi}^0 = \\
&= \frac{\rho \cdot \Phi_0}{4\pi \cdot R^2} \cdot \left[\frac{\pi \cdot \eta(\varphi)}{\Theta} + \frac{\rho \cdot A_{\varphi}^0}{1 - \rho \cdot A_{\varphi}^0} \right].
\end{aligned} \tag{11}$$

Вважаючи внутрішню поверхню сфери ламбертовським відбивачем без отворів і враховуючи, що в цьому

випадку $\eta(\varphi) = const = 1$ і $\Theta = \int_{2\pi} \eta(\varphi) \cdot \cos \varphi d\Omega = 2\pi \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin \varphi \cdot \cos \varphi d\varphi = \pi$, перепишемо (11) у вигляді:

$$E_{\Sigma} = \frac{\rho \cdot \Phi_0}{4\pi R^2} \cdot \frac{1}{1 - \rho}, \tag{12}$$

що співпадає з відомою формулою Тейлора [10].

Проаналізуємо внесок кожного з віддзеркалень у створення сумарного поля яскравості вихідної зіниці ДВ, скориставшись наступними міркуваннями. Вид фотометричного тіла майданчика A_M визначається функцією, яка формується індикатрисою джерела випромінювання, розсіюючими властивостями покриття і розмірами освітлюваної зони (ефект усереднювання). Графіки коефіцієнтів яскравості найперспективніших для ДВ покриттів [13 - 15] показані на рис.2. В табл.2 подані відібрані нами галогенові лампи [16], які мають досить широкі і рівномірні індикатриси випромінювання. Експериментальні дослідження цих ламп в комбінації з покриттями на основі сірчаноокислого барія і обробленого алюмінію показали, що навіть при першому відбитті формується фотометричне тіло подібне до ламбертовського, а при подальших віддзеркаленнях практично від нього не відмінне.

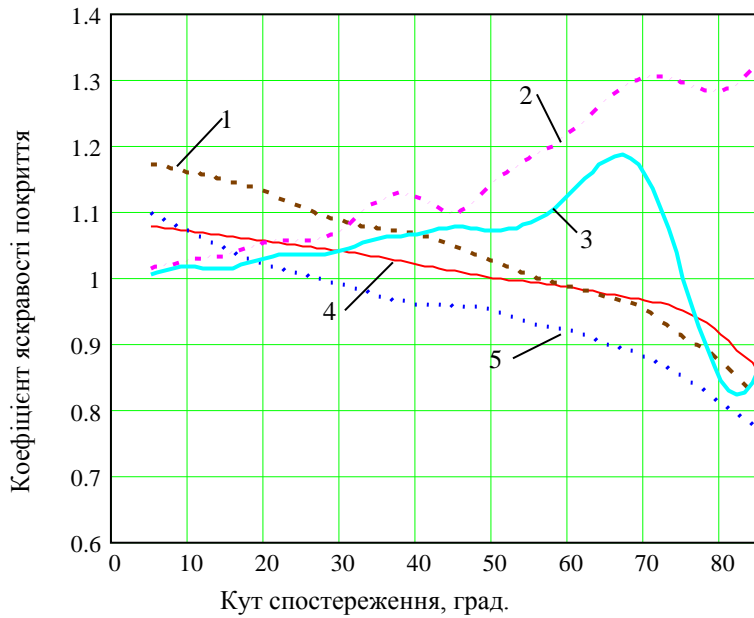


Рис. 2. Коефіцієнти яскравості покриттів: 1 – сірчаноокислий барій з ацетилцелюлозою; 2 – оброблений алюміній; 3 – пресований порошок сірчаноокислого барія; 4 – сірчаноокислий барій з полівініловим спиртом; 5 – окис магнію

Таблиця 2. Рекомендовані джерела випромінювання для ДВ

Тип лампи	Напруга живлення, В	Потужність, Вт	Тривалість роботи, год	Габаритні розміри, мм		Світловий потік, лм
				Довжина	Діаметр	
КГМ 9-75	9	75	55	45	11	35*
КГМ 12-100	12	100	85	44	11	3000
КГМ 24-150	24	150	50	47	12,5	5000
КГМ 24-250	24	250	50	55	13	8500
КГМ 30-300-2	30	300	55	55	15	35*
КГМ 36-400	36	400	50	60	18	14500

* - Габаритна яскравість $\times 10^6 \frac{\text{Кд}}{\text{м}^2}$

Інша ситуація з випромінювачами, що мають вузькі індикатриси - світлодіодами і лампами розжарювання із спеціальним тілом розжарювання. Навіть при використуванні в цілях усереднювання значного числа таких випромінювачів (в експерименті більше 16 світлодіодів типу АЛ-107Б) вторинна освітленість має виражений зонний характер, який повністю не згладжується і при подальших віддзеркаленнях. Фотометричне тіло при цьому значно відрізняється від ламбертовського.

Таким чином, якщо в ДВ використовуються запропоновані галогенові лампи, вирази (5), (9) і (11) для практичного аналізу можна спростити:

$$E_1 = E_N = \frac{\rho \cdot \Phi_0 \cdot \eta(\varphi)}{4R^2 \cdot \Theta} \approx \frac{\rho \cdot \Phi_0}{4\pi R^2}, \quad (13)$$

$$E_2 = E_K = \frac{\rho^2 \cdot \Phi_0}{4R^2 \cdot \Theta} \cdot A_v^0, \quad (14)$$

$$E_{\Sigma} = \frac{\rho \cdot \Phi_0}{4\pi R^2} \cdot \left[\frac{\pi \cdot \eta(\varphi)}{\Theta} + \frac{\rho \cdot A_v^0}{1 - \rho \cdot A_v^0} \right] \approx \frac{\rho \cdot \Phi_0}{4\pi R^2} \cdot \frac{1}{1 - \rho \cdot A_v^0}. \quad (15)$$

Графіки функцій (13) – (15) показані на рис.3. Вони дозволяють зробити такі висновки:

1) яскравість вихідної зіниці ДВ значно збільшується із зростанням кількості віддзеркалень, тому випромінювачі мають бути розташовані так, щоб забезпечити мінімальні втрати при вторинних відбиттях;

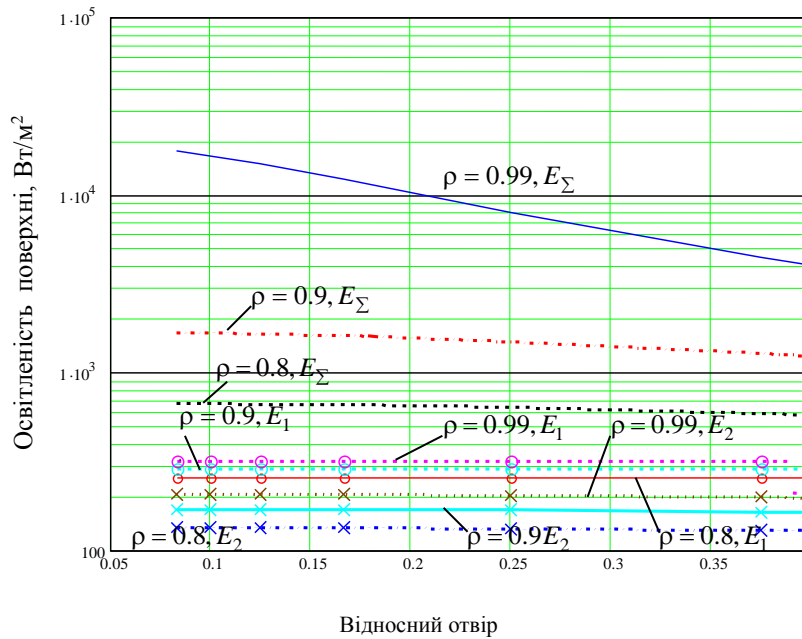


Рис. 3. Освітленість внутрішньої поверхні інтегруючої сфери (для вхідного потоку $\Phi_0=1000$ Вт та радіуса сфери $R=0,5$ м)

2) збільшення коефіцієнта віддзеркалення покриття призводить до збільшення яскравості вихідної зіниці, але одночасно посилюється вплив величини відносного отвору на розподіл освітленості в сфері. Для розглянутих покриттів значення відносного отвору ($D \approx A_e$) повинні знаходитися в межах 0,2 - 0,3. При використанні покриттів з $\rho > 0,9$ відносний отвір ДВ слід зменшувати;

3) якщо основною задачею ДВ є створення поля яскравості з високою рівномірністю, то не слід використовувати покриття з великим коефіцієнтом відбиття, особливо в комбінації з випромінювачами, що мають вузьку індикурису і великий відносний отвір;

4) найефективнішим засобом зменшення нерівномірності яскравості вихідної зіниці є підбір джерел випромінювання з мінімальними розмірами тіла розжарення і широкою індикурисою. Відносний отвір має бути мінімальний можливим.

Для більш точного аналізу і при використанні будь-яких джерел випромінювання можна скористатися формулами (5), (9) і (11), а функцію $\eta(\rho, \vartheta)$ визначати експериментально. Проте, як показала практика, зроблені висновки залишаються справедливими.

Спектральна характеристика дифузного випромінювача

Спектральна характеристика ДВ формується, в основному, під впливом трьох чинників – спектральної характеристики джерела випромінювання, спектральної характеристики покриття і кількості ефективних віддзеркалень від стінок інтегруючої сфери. Відзначимо, що останній чинник часто не враховується, що приводить до погрешностей обчислення СГЕЯ вихідної зіниці.

На рис.4 показані спектральні характеристики покриттів, які найчастіше використовуються в кульовій фотометрії і ДВ [17, 18], а на рис.5 – СГЕЯ вихідної зіниці, що розрахована з використанням (15) при заміні інтегральних значень ρ і Φ_0 на спектральні $\rho(\lambda)$ і $\Phi_0(\lambda)$. При цьому спектральна характеристика джерел випромінювання розраховувалася по звичайній методиці [10], але з урахуванням поправок, визначених по реально вимірних характеристиках деяких ламп розжарювання [15, 19, 20].

Виконаний аналіз дозволяє зробити ряд практичних висновків:

1) кращі фотометричні характеристики має покриття з пресованого порошку сірчанокислого барія. Нажаль це покриття недостатньо стійке до механічних дій і швидко (за декілька місяців) помітно змінює свої властивості. Тому, якщо ДВ використовується як робочий еталон СГЕЯ, застосування цього покриття небажано;

2) високою стабільністю і достатньо добрими фотометричними властивостями відзначаються покриття на основі сірчанокислого барія в етилцелюлозі (для видимої і ІЧ області) і покриття з обробленого алюмінію (ближня ІЧ і видима область). Вельми перспективним для ДВ є покриття з пресованого політетрафторетилену [21], що має стабільний коефіцієнт відбиття більше 99% в діапазоні від ультрафіолетової до ближньої ІЧ області. Нажаль, його технологія в Україні поки не освоєна.

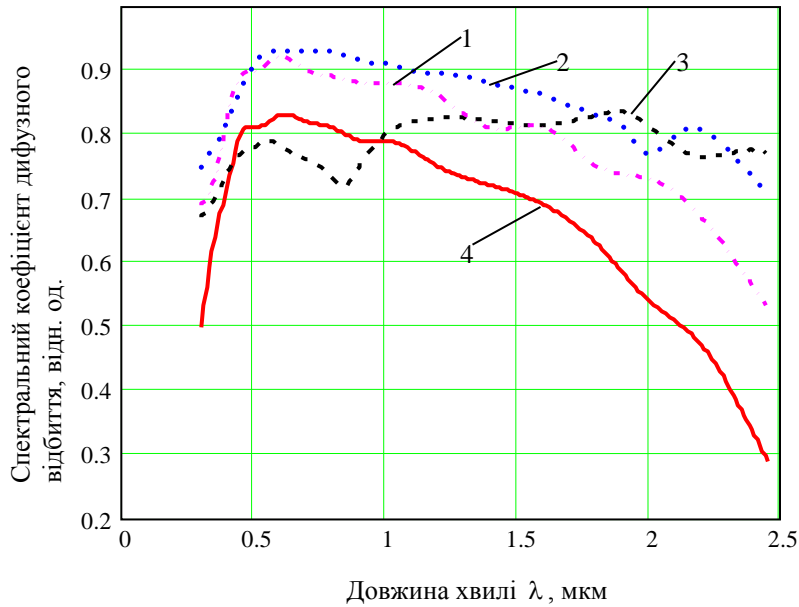


Рис. 4. Спектральний коефіцієнт дифузного відбиття часто використовуваних в ДВ матеріалів: 1 – алюмосилікат магнію в полівінілбутіралі; 2 – пресований порошок сірчаноокислого барія; 3 – оброблений алюміній; 4 – сірчаноокислий барій в етилцелюлозі

Враховуючи невеликий термін служби галогенових ламп, найприйнятніших для ДВ по фотометричних міркуваннях (табл. 2), звичайно вони експлуатуються при зниженій напрузі. Аналіз СГЕЯ вихідної зіниці при різних температурах випромінювачів показав, що навіть при використуванні якнайменше селективних покриттів (рис.4) це призводить не тільки до кількісної, але і до якісної зміни спектру випромінювання вихідної зіниці (рис.5). Облік цієї зміни тільки на основі законів теплового випромінювання, очевидно, є некоректним.

Розглянемо ще одне явище, яке до теперішнього часу взагалі не враховувалося розробниками ДВ і спричиняло значні похибки при розрахунку СГЕЯ. Йдеться про селективне поглинання випромінювання в середовищі, що заповнює ДВ. Особливо це явище відчутне в ближній ІЧ області, де знаходяться спектри поглинання багатьох газів [22].

Для того, щоб отримати основні співвідношення, що описують це явище, скористаємось схемою, показаною на рис.6. Для простоти дещо змінимо методику розрахунку додаткових освітленостей, описану вище.

Нехай в центрі сфери розташовано джерело випромінювання, яке випромінює рівномірно на всіх напрямках потік Φ_0 . Якщо сфера заповнена поглинаючим середовищем з показником поглинання α і концентрацією C , то випромінювач створить освітленість E_0 , рівну

$$E_0 = \frac{\Phi_0}{4\pi R^2} \cdot e^{-\alpha CR} \quad (16)$$

Стінки сфери стають при цьому вторинним випромінювачем, що створює першу додаткову освітленість E_1 . Для визначення E_1 розіб'ємо всю поверхню сфери на елементарні кільцеві зони dA площинами, перпендикулярними діаметру MM' , який проходить через довільну вибрану точку M . Освітленість, створювана в цій точці елементарною зоною dA , буде рівною

$$dE_1 = \frac{L \cdot dA}{4R^2} \cdot e^{-\alpha Cl} \quad (17)$$

де $l = 2R \cdot \cos \frac{\varphi}{2}$.

З урахуванням того, що, $dA = 2\pi R^2 \cdot \sin \varphi \cdot d\varphi$ і $L = \rho \cdot \frac{E_0}{\pi}$, маємо :

$$dE_1 = \frac{1}{2} \rho E_0 \cdot \sin \varphi \cdot e^{-2\alpha CR \cos \frac{\varphi}{2}} d\varphi \quad (18)$$

Інтегруючи (18) від 0 до π , одержуємо першу додаткову освітленість в точці M від всієї поверхні сфери :

$$E_1 = \frac{1}{2} \rho E_0 \cdot \int_0^\pi \sin \varphi \cdot e^{-2\alpha CR \cos \frac{\varphi}{2}} d\varphi = \rho E_0 \cdot \frac{1 - (1 + 2\alpha CR) \cdot e^{-2\alpha CR}}{2\alpha^2 C^2 R^2} \quad (19)$$

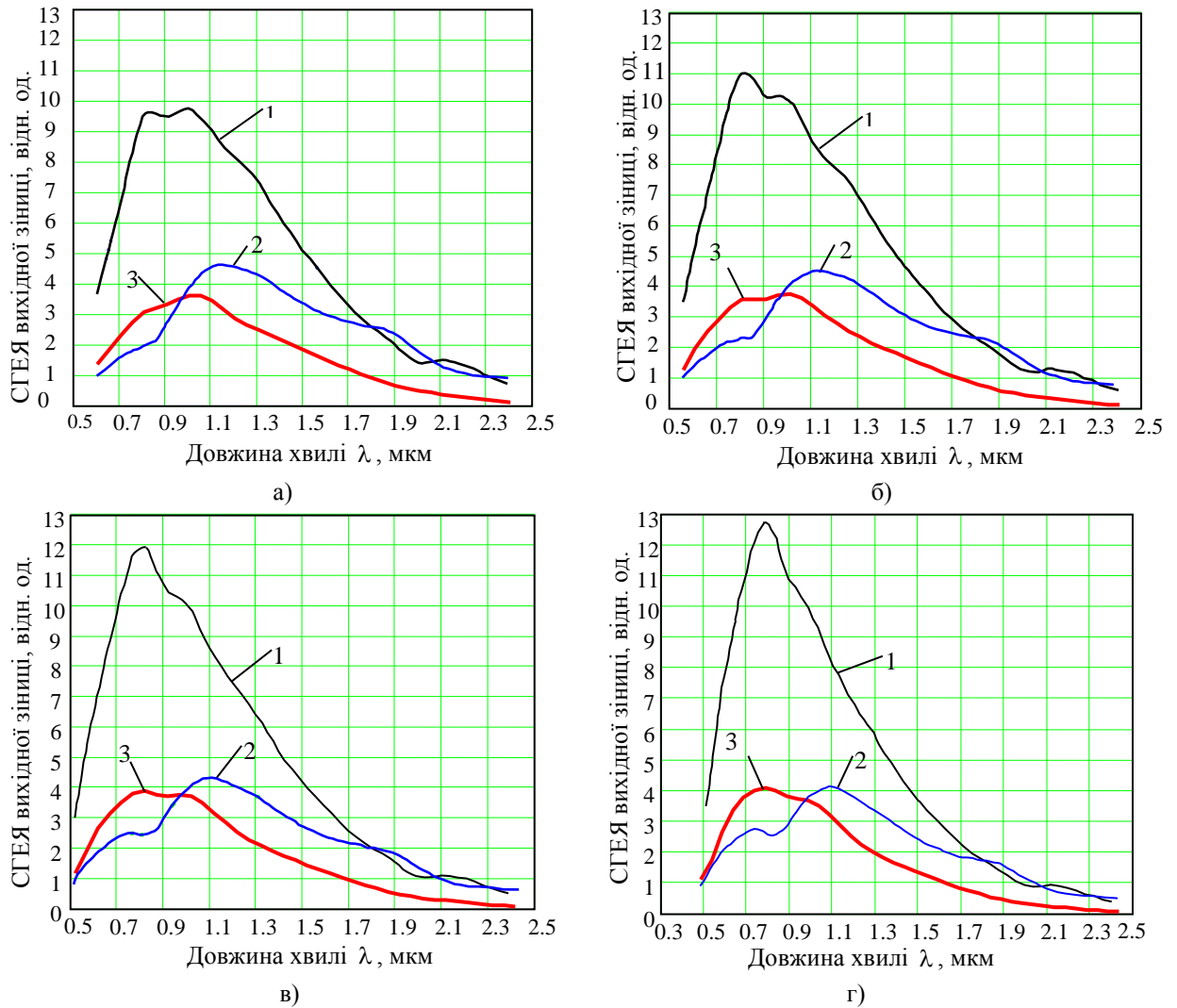


Рис. 5. СГЕЯ вихідної зніці для температур випромінювача $T=2400$ К (а), $T=2600$ К (б), $T=2800$ К (в), $T=3000$ К (г) при використанні таких покриттів: 1 – пресований порошок сірчаноокислого барія; 2 – оброблений алюміній; 3 – сірчаноокислий барій в етилцелюлозі

При цьому ми вважаємо, що відбиття від внутрішньої поверхні сфери описується законом Ламберта і не залежить від властивостей внутрішнього середовища сфери.

Аналогічно можна показати, що перша додаткова освітленість при повторному відбитті від стінок створить в точці M другу додаткову освітленість E_2 :

$$E_2 = \rho^2 E_0 \cdot \left[\frac{1 - (1 + 2\alpha CR) \cdot e^{-2\alpha CR}}{2\alpha^2 C^2 R^2} \right]^2, \quad (20)$$

і так далі, до безкінечності:

$$E_n = \rho^n E_0 \cdot \left[\frac{1 - (1 + 2\alpha CR) \cdot e^{-2\alpha CR}}{2\alpha^2 C^2 R^2} \right]^n. \quad (21)$$

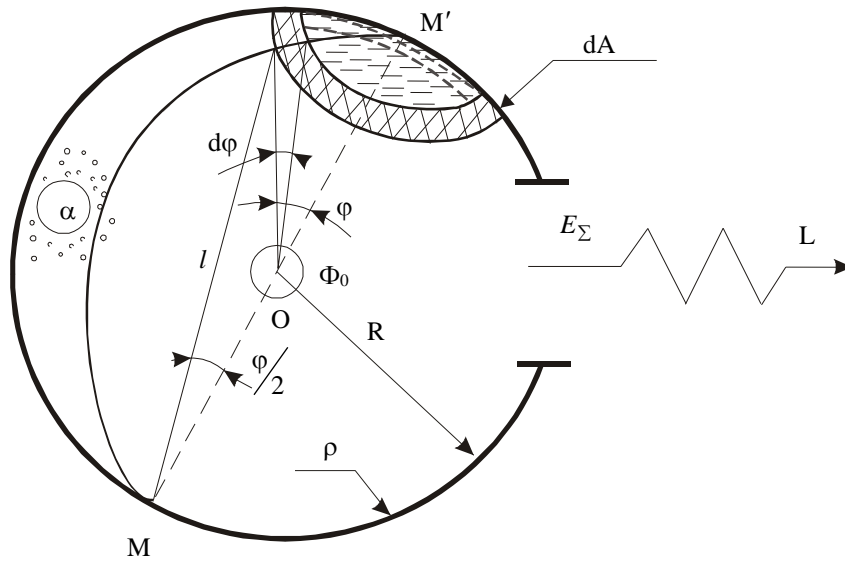


Рис. 6. Поглинання випромінювання у внутрішньому середовищі ДВ

Сумарна освітленість стінки сфери E_{Σ} :

$$E_{\Sigma} = E_0 + E_1 + E_2 + \dots = E_0 \cdot \frac{\rho}{1 - \rho \cdot \left[\frac{1 - (1 + 2\alpha CR) \cdot e^{-2\alpha CR}}{2\alpha^2 C^2 R^2} \right]} \quad (22)$$

Для малих значень αC , що звичайно виконується в ДВ, розкладаючи в ряд показову функцію і обмежуючись трьома членами, маємо:

$$E_{\Sigma} = E_0 \cdot \frac{\rho}{1 - \rho \cdot (1 - 2\alpha CR)} \quad (23)$$

Отримані вирази справедливі для ДВ без отворів, що, проте, легко враховується при використанні методики, описаної вище.

Приймаючи в (23) $\alpha=0$, одержуємо відомий вираз для порожньої інтегруючої сфери [10]:

$$E_{\Sigma} = \frac{\rho \cdot E_0}{1 - \rho} \quad (24)$$

Для оцінки величини поглинання випромінювання в ДВ, з урахуванням внутрішнього середовища, введемо коефіцієнт поглинання середовища ДВ K_{α} :

$$K_{\alpha} = \frac{L_{cp}}{L_0} = \frac{E_{\Sigma}(\alpha = \alpha_{cp})}{E_{\Sigma}(\alpha = 0)} \quad (25)$$

де L_0 - яскравість вихідної зіниці «порожнього» ДВ; L_{cp} - яскравість вихідної зіниці за наявності поглинаючого середовища в ДВ.

З використанням (23) і (24) маємо

$$K_{\alpha} = \frac{1 - \rho}{1 - \rho \cdot (1 - 2\alpha CR)} \quad (26)$$

Вираз (26) показує, що навіть за наявності дуже слабо поглинаючого середовища ($\alpha \leq 10$) [23] і незначної концентрації ($C \leq 1\%$), яскравість вихідної зіниці в смугі поглинання зменшується майже в 2 рази. Застосування покриттів з великим коефіцієнтом відбиття збільшить це значення на порядок, що робить абсолютно необхідним облік описаного явища при розрахунку і вимірюванні СГЕЯ.

Висновки

Розроблена теорія ДВ дозволяє в першому наближенні описати формування поля яскравості вихідної зіниці і його спектральну характеристику залежно від конструктивних параметрів випромінювача і елементів, що використовуються. Отримані інженерні формули дають змогу розрахувати характеристики та параметри ДВ і оцінити його точність. Розроблені рекомендації дозволять в майбутньому створювати вітчизняні ДВ з використанням доступної в Україні елементної бази. Отримані результати використані при створенні установки для енергетичної атестації ССП штучного супутника Землі Egursat-1, що розробляється в рамках українсько-єгипетської космічної програми. Подальша робота передбачає уточнення запропонованої моделі ДВ і її експериментальне дослідження.

1. Slater P.L. A review of some radiometric calibration problems and methods // *Spectral Signatures of Objects in Remote Sensing*. – 1983. - №23. – P. 391 – 405.
2. Гончаров А.К., Кондратьев Ю.М., Стожкова В.Н. и др. Методы и средства контроля характеристик бортовой информационно-измерительной аппаратуры для изучения природных ресурсов Земли. – ВНИГМИ- МЦД: Обнинск, 1989. – 66 с.
3. Зюмних К.Х. Многоканальный спектрометр МКС-М. Лабораторные исследования, калибровка // *Исследование Земли из космоса*. – 1989. - №2. – С. 71 – 77.
4. Киселёв И.А., Коростелев А.Н., Караева М.К. и др. Контроль энергетических характеристик многозональных сканирующих устройств ИЗС «Ресурс 01» // *Исследование Земли из космоса*. – 1991. - №2. – С. 34 – 43.
5. F. Sakuma, A. Ono Prelaunch calibration System for Optical Sensors of Japanese Earth Resources Satellite // *SPIE* – 1991. – Vol. 1493. – P. 37 – 47.
6. J.H. Walker, C.L. Cromer, J.T. McLean A technique for improving the Calibration of Largearea sphere sources // *SPIE* – 1991. – Vol. 1493. – P. 224 – 230.
7. Технічний опис: Устаткування для оптичного тестування сканера (SOTU) // Jena-Optronik – 2001.
8. Сахновский М.Ю. О возможностях использования интегрального шарового фотометра в измерениях диффузного отражения по абсолютной методике // *Оптика и спектроскопия*. – 1982. – т. 62. – Вып. 3. – С. 692 – 697.
9. Колобродов В.Г., Микитенко В.І., Міхеєнко Л.А. Стендова апаратура для вимірювання енергетичних характеристик оптико-електронних пристроїв космічного базування // *Наукові вісті НТУУ „КПІ”*. – 2003. - №3(29). – С. 98 – 103.
10. Гуревич М.М. Фотометрия (теория, методы и приборы). – Л.: Энергоатомиздат, 1984. – 184 с.
11. Рвачёв В.П., Сахновский М.Ю. К теории и применению интегрального фотометра для исследования объектов с произвольными индикатрисами рассеяния // *Оптика и спектроскопия*. – 1965. – т. 18. – Вып. 3. – С. 486 – 494.
12. Сапожников Р.А. Теоретическая фотометрия. – М.: 1977. – 264 с.
13. Кунецкий М.Г., Гуминецкий С.Г., Сахновский М.Ю. и др. Исследование коэффициентов яркости покрытий из краски на основе BaSO₄ // *ОМП*. – 1981. - №6. – С. 3 – 4.
14. Гутников Б.Я., Слепова В.А., Смирнова К.А. и др. Фотометрические свойства алюминиевых рассеивателей // *ОМП*. – 1972. – №8. – С. 54 -56.
15. Иванов А.П. Оптика рассеивающих сред. – Минск: Наука и техника, 1969. – 582 с.
16. Лампы накаливания галогенные / *Электротехника СССР*. – Информэлектро, 1988. – 26 с.
17. Азаренок В.В. и др. К вопросу покрытия фотометрических шаров // *Светотехника*. – 1978. – №10. – С. 7 – 9.
18. Левинзон А.И., Королькова Н.М. Покрытие для интегрирующих сфер спектрофотометрических приборов // *ОМП*. – 1974. – №11. – С. 33 – 37.
19. Смолкин М.Н., Никитичева А.М. Спектральная плотность излучения ламп накаливания // *ОМП*. – 1974. – №9. – С.14.
20. Бураковский Т. И др. Инфракрасные излучатели. – Л.: Энергия, 1978. – 408 с.
21. Weidner V.R., Hisia J.J. Reflection properties of pressed polytetrafluorethylene powder // *J. Opt. Soc. of Amer.* – 1981. – Vol. 71. – P. 856 – 861.
22. Москаленко Н.И., Мирумянц С.О. Измерение интегральных интенсивностей ИК – полос поглощения паров H₂O, CO₂, N₂O, CO, CH₄NO // *Известия ВУЗов. Физика*. – 1971. – №6. – С. 7 – 11.
23. Бреслер П.И. Абсорбционные газоанализаторы и их применение. – Л.: Энергия, 1980. – 164 с.