
DOI: <https://doi.org/10.15407/emodel.42.06.034>
УДК 502.174.3

Є.С. Чернозьомов, аспірант

Інститут проблем моделювання в енергетиці ім. Г.Є. Пухова НАН України
Україна, 03164, Київ, вул. Генерала Наумова, 15,
тел. 0938575836; e-mail: werytist@gmail.com

Моделі енергетичного розподілу на межі розділу середовищ в щільних енергетичних полях системи сонячного концентратора

Проаналізовано можливості забезпечення допустимих теплових режимів елементів, які працюють в щільних енергетичних полях запропонованого сонячного концентратора. Описано принцип і особливості його функціонування. Запропоновано способи забезпечення допустимих теплових режимів роботи його оптичних елементів з врахуванням електродинамічних особливостей випромінювання сонця. Розглянуто моделі енергетичного розподілу на межі розділу середовищ і способи створення ефекту повного віддзеркалення на елементах, які працюють в щільних енергетичних полях.

К л ю ч о в і с л о в а: показник заломлення, інваріанти Кеттелера, анізотропія, ферити, метаматеріали, міра екранування.

Оптична концентрація — єдиний спосіб підвищення енергетичної щільності процесів перетворення сонячної енергії, а отже, підвищення ефективності сонячних установок [1]. Проте, слід зазначити, що у геліоенергетиці на разі не спостерігається широкого застосування концентруючих установок. Це пов'язано з проблемами конструктивної складності і, отже, дорожнечю. Конструктивно сонячну установку можна спростити виведенням променевої енергії з області прийому за допомогою оптичного хвилеводу, але в цьому випадку концентратор стає оптичною системою, яка повинна мати пропускну спроможність енергетичної складової сонячної інсоляції. При цьому головною проблемою стає вплив енергетично щільних потоків на оптичні елементи концентратора, необхідно враховувати залежність енергетичних ефектів від інтенсивності випромінювання. При віддзеркаленні щільних енергетичних потоків оптичні елементи супроводжуються певними термодинамічними явищами, які призводять не лише до їх нагріву, але й до теплового руй-

© Чернозьомов Є.С., 2020

нування. Тому при передачі енергетичної складової випромінювання, стандартні підходи до оптичного перетворення є непридатними. Наприклад, оптичні лінзи через дисперсію, близько до інфрачервоної (ІЧ) області, мають ахроматичну аберацію, а на довжинах хвиль більше 1 мкм стають зовсім непрозорими. При цьому більша частина променевої енергії залишається на лінзах, нагріваючи їх.

У лазерній силовій оптиці використовуються дзеркала, здатні відбивати надвисоку щільність випромінювання (близько 10 МВт/см²), але вони можуть працювати тільки з когерентним плоскополяризованим монохроматичним випромінюванням. Слід зазначити, що на відміну від лазерного, процеси дії сонячного неполяризованого світла та кругової (циркулярної) і еліптичної поляризації високої щільності є мало вивченими.

Поставлено задачу: дослідити можливість створення оптичних елементів, здатних відбивати в усьому спектральному діапазоні сонячного випромінювання, а на елементах, які працюють в щільних енергетичних полях (близько 10 кВт/см²), необхідно створити ефект повного віддзеркалення випромінювання кругової поляризації від межі зі щільнішим середовищем.

Сонячне випромінювання має широкий хвилевий діапазон (від 250 нм і більше 6 мкм), але воно неполяризоване, некогерентне і більше схоже на статичний шум, що додає певних труднощів при використанні його як джерела теплової енергії без перетворень. Існуючі наразі геліоенергетичні пристрої, основані на принципах перетворення променевої енергії сонця в області прийому, транспортують її споживачеві у вигляді електроенергії, як в сонячних панелях, або у вигляді нагрітого теплоносія у водонагрівальних колекторах. Наявність таких процесів перетворення робить геліоенергетику малоефективною. Це пов'язано не стільки з втратами на перетворення, скільки з принциповою неможливістю використання усього енергетичного спектру сонячного випромінювання.

Електромагнітне випромінювання ІЧ спектра має найбільший теплоенергетичний потенціал, тому термодинамічні процеси при оптичній трансформації найбільше проявлятимуться в цьому діапазоні. Для того щоб уникнути нагріву оптичних елементів і теплоенергетичних втрат, на цих частотах необхідно забезпечити найкращу пропускну спроможність. Як видно на спектрограмах (рис. 1), з цим завданням добре справляються металеві дзеркала.

Коефіцієнт віддзеркалення R усіх металів зростає зі зміщенням в далеку ІЧ область спектру. При довжині хвиль $\lambda > 5$ мкм значення R практично для усіх металів перевищують 90 %. У зазначеній області коефіцієнт R пов'язаний з електропровідністю матеріалу. Метали з високою електропровідністю мають максимальні значення R в ІЧ області спектру. Так, золото Au має вищий коефіцієнт віддзеркалення, ніж срібло Ag, а алю-

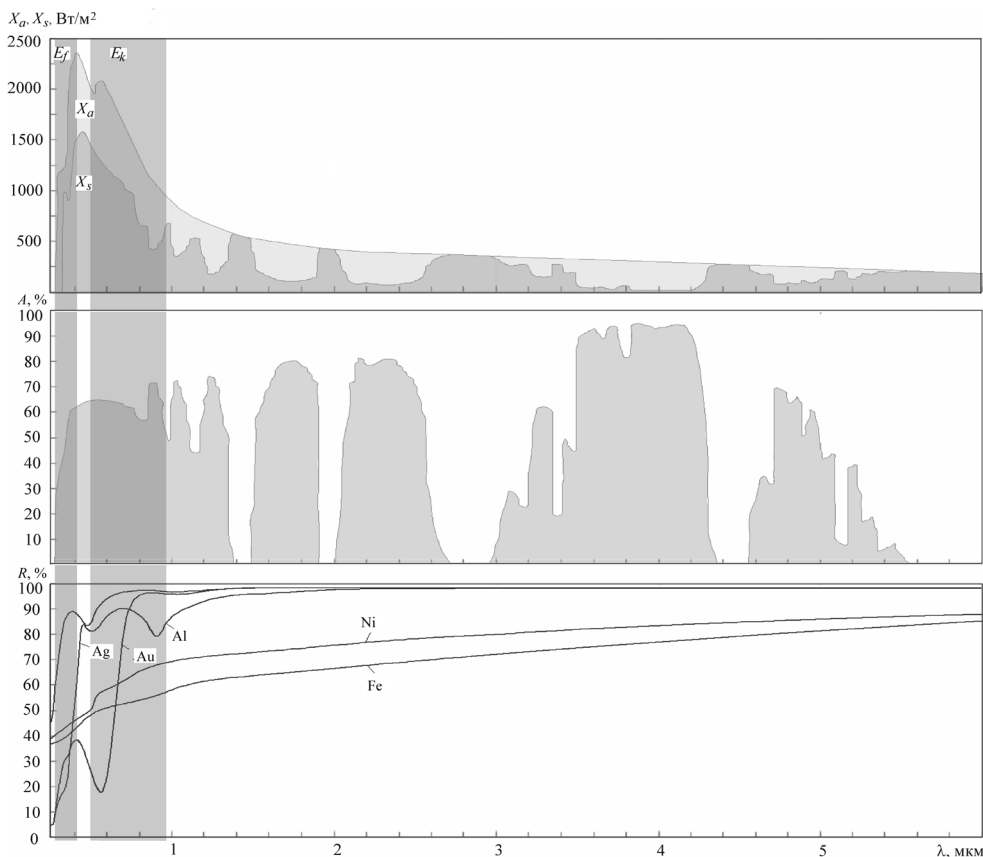


Рис. 1. Спектрограми сонячного електромагнітного випромінювання поглинаючої здатності атмосфери A [2] і відбиваючої здатності R деяких металів [3]: E_f і E_k — діапазони спектра $\Delta\lambda$, що використовуються у кремнієвих фотоелектричних панелях і водонагрівальних колекторах, мкм; X_a і X_s — енергетична складова сонячного випромінювання за межами атмосфери і на поверхні землі, $\text{Вт}/\text{м}^2$

міній Al має вищий коефіцієнт віддзеркалення, ніж залізо Fe. У такій же послідовності ці метали розташовуються за їх електропровідністю [4].

Згідно із спектрограмами відбиваючої здатності (див. рис. 1) за допомогою металевих дзеркал можна зібрати близько 95 % енергії сонця. Варто зазначити, що можливість приймати на довжинах хвиль інфрачервоних вікон атмосфери допоможе використовувати частину сонячного випромінювання в умовах зменшення атмосферної прозорості (у похмуру погоду).

Основною ідеєю запропонованого пристрою (рис. 2) [5] є дзеркальна концентрація сонячного випромінювання і передача його за допомогою хвилеводу до ізольованого від зовнішнього середовища приймача (пе-

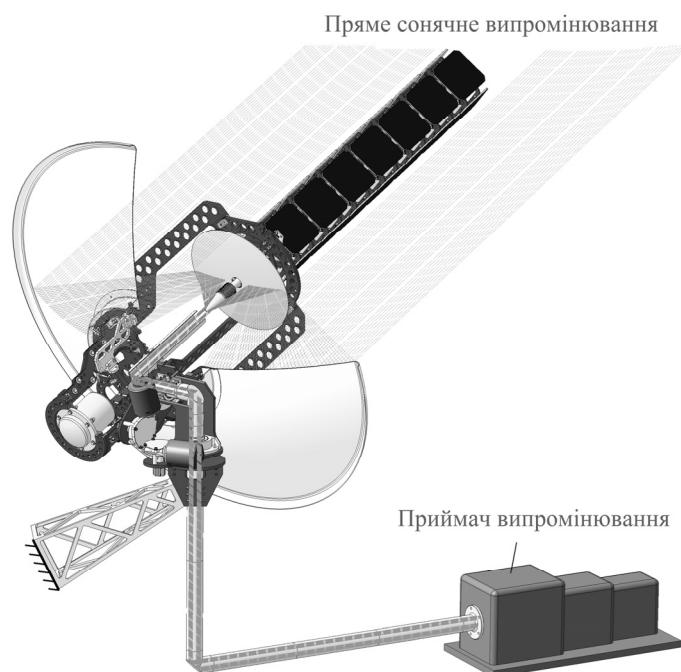


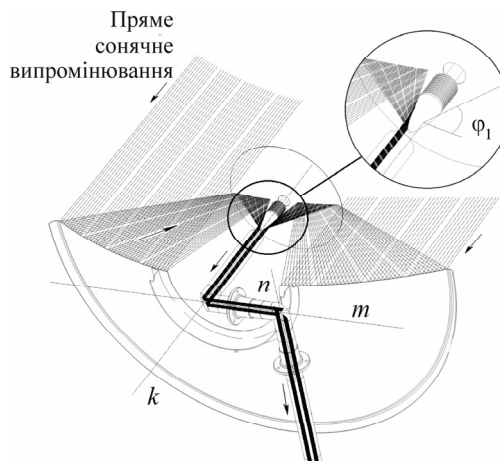
Рис. 2. Сонячний енергетичний концентратор

ретворювача) теплової енергії. Висока щільність випромінювання на виході дозволяє отримати високу температуру (понад 2000 °С), що дає змогу запуснути процес піролізу і акумулювати тепло літньої спеки у вигляді вуглеводневого палива, отриманого практично з будь-яких відходів. Найперспективнішим напрямом є розкладання води для отримання водню. Отже, запропонована концепція геліоенергетичного пристрою може допомогти вирішити основні проблеми сонячної енергетики — акумулювання і транспортування енергії у вигляді водню або вуглеводнів.

Відомо, що ефективність сонячних фотоелектричних панелей зменшується зі збільшенням температури довкілля (теплові втрати), а водонагрівачів — зі зменшенням. Запропонований пристрій не виконує перетворень променевої енергії в зовнішньому середовищі. Тому його ефективність не залежить від температури довкілля, а це дає змогу створити пристрій з незвичайними властивостями для геліотехніки, а саме незалежний від кліматичних умов, здатний однаково ефективно працювати в екваторіальному, помірному і змінному континентальному кліматах.

Енергетичний концентратор (рис. 3) є центричною оптичною системою послідовного віддзеркалення, що складається з асферичних дзеркал,

Рис. 3. Принцип функціонування і шляхи поширення випромінювання в енергетичному концентраторі



які лежать на вісі k — основна парабола, вторинне дзеркало, апертурний стрижень. Оптична система виконує трансформацію плоского хвильового фронту сонячної інсоляції в колімірований пучок підвищеної енергетичної щільності для подачі його в хвилевід.

В основі функціонування оптичної системи енергетичного концентратора лежить апертурний стрижень, який формує однонаправлений потік світла високої щільності для подачі його в хвилевід. Стрижень має таку геометрію, що усі промені, які падають з вторинного дзеркала, відбиваються від нього в одному напрямі. Хвилевід є дзеркальним каналом, що складається з набору секцій. Секція із входною зіницею розташовується на осі k , на якій лежить також система асферичних дзеркал концентратора. Елементи, які співпадають з віссю k , жорстко закріплені один відносно одного і є блоком орієнтації на сонце (область прийому). Блок орієнтації обертається за двома координатами, залежно від положення сонця на небесній півсфері. Виведення випромінювання високої щільності з області прийому виконується по секціях хвилеводу, які лежать на осях m і n повороту блоку орієнтації.

Допустимі теплові режими роботи оптичних елементів і, отже, можливість роботи з великою енергетичною щільністю випромінювання забезпечуються в результаті виконання наступних умов:

- критичний (ковзний) кут падіння φ_1 випромінювання на апертурний стрижень, що дозволить створити ефект повного віддзеркалення променевої енергії від стрижня;
- міра центрального екранування (співвідношення діаметрів первинного і вторинного дзеркал, при якому досягається відносно невелика щільність випромінювання на вторинному дзеркалі, при максимальній площі прийому);
- формування просторово когерентного (односпрямованого) світлового пучка, що робить можливою передачу високопотенційного випромінювання по засобах оптичного хвилеводу (при попаданні на стінки хвилеводу критичний кут викликає ефект повного віддзеркалення).

Відбиваюча площа апертурного стрижня у 20 разів менше, ніж у вторинного дзеркала, а відносно основної параболи — менше в 300 разів, тому при роботі концентратора енергетична щільність випромінювання на поверхні стрижня дуже висока. Для забезпечення допустимих теплових режимів його роботи необхідно створити ефект повного віддзеркалення променів, що падають на стрижень. Такий ефект можна забезпечити, використовуючи критичний кут падіння і особливі електродинамічні властивості віддзеркалювальної поверхні.

Модель дії енергетично щільного потоку на силову оптику можна описати за допомогою теорії макроскопічного підходу (хвильової теорії світла). Якщо світло є електромагнітним процесом, то усі оптичні властивості дзеркал повинні повністю визначатися їх електричними постійними складовими. Дійсно, як випливає з теорії Максвелла, оптичний показник заломлення визначається діелектричною проникністю, а поглинальна здатність — електропровідністю [6].

Макроскопічна теорія Максвелла заснована на ефекті електромагнітної індукції при взаємодії електричного \mathbf{E} і магнітного \mathbf{H} полів світлової хвилі. У речовині електромагнітне поле світлового випромінювання характеризується векторами \mathbf{E} , \mathbf{H} , електричною і магнітною індукцією \mathbf{D} і \mathbf{B} , а також щільністю електричних зарядів ρ_e і щільністю струму провідності \mathbf{J} . Зв'язок і взаємне розташування цих векторів у просторі і часі визначають характеристики електромагнітного поля, що описують рівняння Максвелла:

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (1)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}, \quad (2)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{D} = \rho_e, \quad (3)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{B} = 0. \quad (4)$$

Рівняння (1) описує виникнення в навколишньому просторі електричного поля, породженого змінним в часі магнітним полем; рівняння (2) описує виникнення магнітного поля при дії змінного електричного поля і струму; рівняння (3) свідчить про те, що джерелом електричної індукції є електричний заряд, а рівняння (4), — що магнітні заряди відсутні.

Рівняння (1)—(4) не є повною системою рівнянь електромагнітного поля, оскільки вони не містять властивостей середовища, в якому збуджено електромагнітне поле. Співвідношення, які враховують індивідуальні властивості середовища, називаються матеріальними рівняннями. Для ізотропних середовищ:

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}, \quad \mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E}; \quad (5)$$

для анізотропних середовищ:

$$\begin{aligned} \mathbf{B}_x &= \mu_{xx} \mathbf{H}_x, \mathbf{B}_y = \mu_{yy} \mathbf{H}_y, \mathbf{B}_z = \mu_{zz} \mathbf{H}_z, \\ \mathbf{D}_x &= \varepsilon_{xx} \mathbf{E}_x, \mathbf{D}_y = \varepsilon_{yy} \mathbf{E}_y, \mathbf{D}_z = \varepsilon_{zz} \mathbf{E}_z. \end{aligned} \quad (6)$$

У анізотропних середовищах μ і ε є тензорними величинами і залежать від властивостей середовища при заданому куті падіння випромінювання (напрямом поширення), внаслідок чого в комбінації з критичним кутом ковзання можна створити ефект повного віддзеркалення від щільніших середовищ. Схожі властивості мають кіральні, гіротропні середовища і сегнетоелектрики. Варто зазначити, що за допомогою фотонних кристалів стало можливим створення систем і пристроїв з унікальними оптичними властивостями.

У провідниках існує зв'язок між щільністю струму і напруженістю електричного поля. Тоді матеріальні рівняння можна доповнити наступним (закон Ома):

$$\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E}. \quad (7)$$

На основі (5)—(7) електричні і магнітні властивості середовища можуть бути повністю визначені діелектричною ε і магнітною μ проникністю, а також провідністю σ (для провідників).

Механізм дії світлової хвилі на речовину можна описати так. Електромагнітна хвиля, що падає, індукуює в матеріалі змінні струми, частина енергії яких перетворюється в джоулеве тепло (поглинається), а частина витрачається на генерування вторинних електромагнітних полів (відбивається) [4]. Вектор Пойнтинга \mathbf{S} описує напрям і щільність енергії, що протікає за одну секунду через одиничний майданчик. При цьому вектори \mathbf{S} , \mathbf{E} і \mathbf{H} є взаємно-перпендикулярними:

$$\mathbf{S} = \frac{c}{4\pi} \mathbf{E} \mathbf{H}.$$

За наявності заломленої хвилі (при векторі Пойнтинга, спрямованому углиб провідника) енергія випромінювання переходить в джоулеве тепло і має вигляд

$$Q = \int \mathbf{J} \mathbf{E} dV = \int \sigma \mathbf{E}^2 dV.$$

Щільність енергії електромагнітного поля ρ складається із щільності енергії електричного ρ_E і магнітного ρ_H полів [7]:

$$\begin{aligned} \rho &= \rho_E + \rho_H = \frac{\varepsilon}{8\pi} \mathbf{E}^2 + \frac{\mu}{8\pi} \mathbf{H}^2, \\ \mathbf{S} &= \frac{c}{8\pi} \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \mathbf{E}^2 + \frac{c}{8\pi} \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \mathbf{H}^2, \end{aligned}$$

звідки отримуємо

$$S = \frac{c}{\sqrt{\epsilon\mu}} \rho.$$

Це свідчить про те, що вектор Пойнтинга є потоком енергії як за величиною, так і за напрямом поширення [8].

Енергія випромінювання, яке падає на відбиваючу поверхню, при віддзеркаленні розділяється на заломлений і відбитий промені. Заломлений промінь поглинається і його енергія переходить в тепло, що і викликає нагрів віддзеркалювальних поверхонь. Отже, напрям вектору Пойнтинга визначає наявність процесу нагріву віддзеркалювальної поверхні, а саме, якщо він буде спрямований углиб дзеркала (заломлений промінь), то дзеркало нагріватиметься. При ефекті повного віддзеркалення заломлений промінь відсутній, тобто уся енергія випромінювання відбиватиметься у те саме середовище, з якого прийшла, і в друге середовище не проникатиме. Траєкторію поширення заломленого променя після перетину межі середовищ (віддзеркалювальної поверхні) описує закон Снеліуса:

$$\frac{n_1}{n_2} = \frac{\sin \varphi_2}{\sin \varphi_1} \Rightarrow \sin \varphi_2 = \frac{n_1}{n_2} \sin \varphi_1, \quad (8)$$

де n_1 і n_2 — показники заломлення першого та другого середовища. Показник заломлення, в загальному випадку, є відношення швидкості поширення світла у вакуумі c до швидкості його поширення в середовищі v :

$$n_1 = \frac{c}{v_1}, \quad n_2 = \frac{c}{v_2}. \quad (9)$$

Швидкість поширення світла в середовищі (газах, рідинах і твердих тілах) завжди менша, ніж у вакуумі, отже, чим менше швидкість світла в середовищі, тим вище коефіцієнт його заломлення. Крім того, різні довжини хвиль в одному і тому ж середовищі поширюються з різною швидкістю, що називається явищем дисперсії. Дисперсія викликає ахроматичну аберацію для променів ближче до ІЧ діапазону, що обмежує застосування оптичних лінз у складі системи енергетичного концентратора.

На рис. 4 показано характер віддзеркалення від межі розділу середовищ з різним співвідношенням показників заломлення n_1 і n_2 . На межі розділу середовищ під різними кутами $\varphi_1(\alpha) < \varphi_1(\beta) < \varphi_1(\gamma)$ падають промені $i_\alpha, i_\beta, i_\gamma$, які після перетину межі розділяються на відбиті, $r_\alpha, r_\beta, r_\gamma$, і заломлені, $t_\alpha, t_\beta, t_\gamma$, групи променів. За законом Снеліуса (8) при проходженні світлової хвилі з середовища менш щільного в середовище більш щільне (рис. 4, а) буде $\varphi_1 > \varphi_2$, а при проходженні з середовища

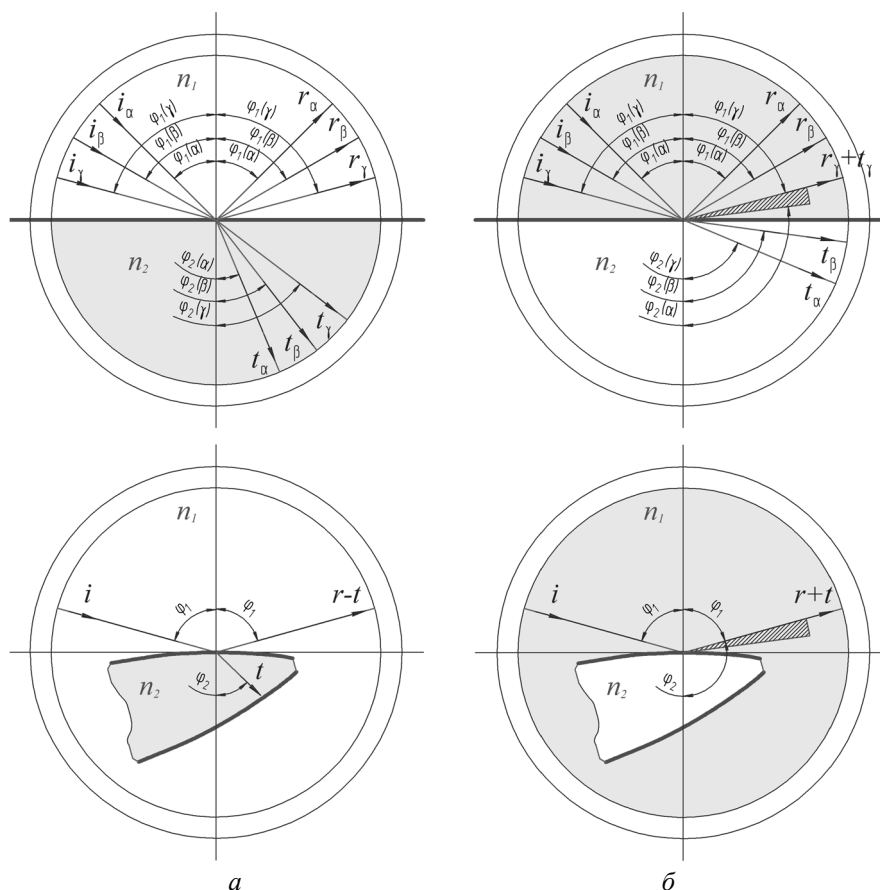


Рис. 4. Віддзеркалення від межі розділу середовищ з різним співвідношенням показників заломлення: а — $n_1 < n_2$; б — $n_1 > n_2$

більш щільного в менш щільне (рис. 4, б) буде $\varphi_1 < \varphi_2$. Із рис. 4 видно, що при $n_1 > n_2$, якщо кут падіння φ_1 збільшується, то при певному його значенні (φ_γ) заломлений промінь t_γ повністю зникає і зливається з відбитим променем r_γ . Такий кут називається критичним кутом ковзання φ_c : $\sin \varphi_c = n_2 / n_1$. При кутах, більших критичного ($\varphi > \varphi_c$), випромінювання повністю відбивається і в друге середовище не проникає, а інтенсивність відбитого променя дорівнює інтенсивності падаючого ($r_\gamma + t_\gamma = i_\gamma$). Це явище називається ефектом повного віддзеркалення. Оптичні елементи концентратора опромінюються потоками з атмосфери, показник заломлення якої трохи більше одиниці ($n_1 = 1,00027$). Отже, за законом Снеліуса, щоб отримати ефект повного віддзеркалення, на апертурному стрижні необхідно забезпечити не лише ковзаючий кут падіння, а і показник заломлення віддзеркалювальної поверхні стрижня має бути менше одиниці ($n_2 < 1$).

У випадку, коли перше середовище є прозорим (атмосфера), а друге поглинаючим (метал), хвильовий вектор заломленої хвилі, як відомо, виявляється комплексним, що свідчить про комплексність і показника заломлення. Високий коефіцієнт віддзеркалення металів практично в усьому сонячному діапазоні уможлиблює деякі відступи від законів Снеліуса, що враховують оптичні інваріанти Кеттелера I_1 , I_2 , які показують співвідношення між кутом падіння φ_1 і дійсним кутом заломлення ψ :

$$I_1 = n_\varphi^2 - k_\varphi^2 = n^2 - k^2, \quad (10)$$

$$I_2 = n_\varphi k_\varphi \cos \psi = nk, \quad (11)$$

де n_φ і k_φ — дійсні показники заломлення і поглинання металу; n і k — оптичні постійні, а саме головні показники заломлення і поглинання.

Дійсний кут заломлення ψ дорівнює куту між площиною рівних фаз і площиною рівних амплітуд (поверхня металу) [6]:

$$\cos \psi = \frac{\delta_\kappa}{\delta_\eta} = \frac{\sqrt{n^2 - k^2 - \sin^2 \varphi_1 + \beta}}{\sqrt{n^2 - k^2 + \sin^2 \varphi_1 + \beta}}, \quad (12)$$

де $\beta^2 = (n^2 - k^2 - \sin^2 \varphi_1)^2 + 4n^2 k^2$. Звідси можна визначити

$$\sin \psi = \frac{\sqrt{2} \sin \varphi_1}{\delta_\eta}. \quad (13)$$

З (13) визначаємо закон заломлення в речовій формі:

$$n_\varphi = \frac{\sin \varphi_1}{\sin \psi} = \frac{1}{\sqrt{2}} \delta_\eta. \quad (14)$$

Коефіцієнт заломлення n_φ не є постійним, а залежить від кута падіння φ_1 , як і швидкість поширення хвилі в другому середовищі:

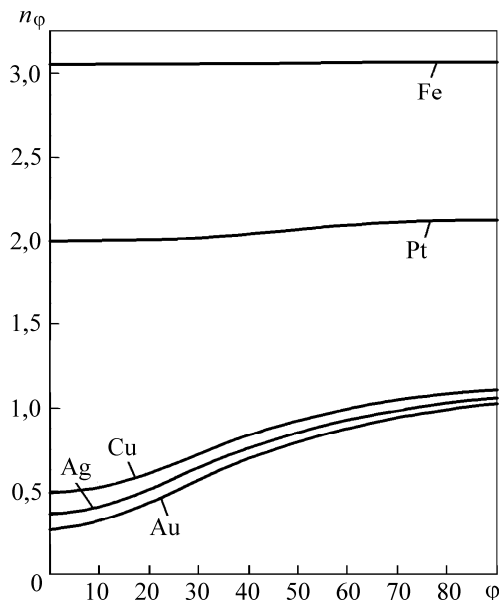
$$v_\varphi = \frac{c}{n_\varphi} = \frac{c\sqrt{2}}{\delta_\eta}.$$

Зменшення амплітуди (загасання) у напрямі поширення визначає величина

$$k_\varphi = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{-n^2 + k^2 + \sin^2 \varphi_1 + \beta}. \quad (15)$$

Якщо відомі головні оптичні постійні металу n і k , можна визначити функціональну залежність від кута падіння для різних металів за формулами (10), (11) або (14), (15). У таблиці наведено результати досліджень, описаних у роботі [9].

Рис. 5. Залежність показника заломлення від кута падіння для різних металів [6]



На рис. 5 видно, що для заліза і платини відмінності невеликі і для них майже справедливий закон Снеліуса. Для міді, срібла і золота відмінності значень n_ϕ від n дуже суттєві. Важливо зазначити, що при деяких кутах падіння для цих металів $n_\phi < 1$, що повинно створювати ефект повного віддзеркалення. Проте, як бачимо на рис. 5, при збільшенні кута збільшується і показник заломлення, і при ковзаючому куті, коли повинен з'являтися ефект повного віддзеркалення,

дійсний показник заломлення практично стає $n_\phi \approx 1$. Таким чином, згідно (12) і (13) практично для усіх металів і кутів значення ψ ніколи не перевищує 90° і вектор Пойнтинга спрямований углиб віддзеркалювальної поверхні. Проте слід зазначити, що при віддзеркаленні від золота під кутом $\phi_1 = 70^\circ$, коли $n_\phi = 0,97$, значення ϕ_2 дуже близькі до ефекту повного віддзеркалення.

Енергетичні складові заломленої і відбитої хвиль описують формули Френеля, в яких враховуються умови на межі розділу для електричного \mathbf{E} і магнітного \mathbf{H} полів (поляризація). Вплив сонячного неполяризованого випромінювання на межі перетину середовищ схожий з впливом кругової (циркулярної) або еліптичної поляризації, яку можна розкласти на дві складові — вектор \mathbf{E} лежить в площині падіння і перпендикулярний їй. Поляризацію в першому випадку називатимемо паралельною (p -поляризація), а в другому — перпендикулярною (s -поляризація).

Метал	n	k	Коефіцієнт заломлення n_ϕ при ϕ								
			10°	20°	30°	40°	50°	60°	70°	80°	90°
Залізо	3,03	1,78	3,04	3,04	3,04	3,05	3,06	3,06	3,07	3,07	3,07
Платина	1,99	2,03	2,00	2,01	2,02	2,04	2,07	2,09	2,11	2,12	2,12
Мідь	0,48	2,61	0,51	0,59	0,69	0,79	0,89	0,98	1,04	1,08	1,10
Срібло	0,35	1,79	0,39	0,49	0,60	0,72	0,83	0,92	0,99	1,03	1,05
Золото	0,26	2,16	0,31	0,43	0,56	0,69	0,80	0,90	0,97	1,01	1,03

За допомогою рівнянь Максвелла і граничних умов для компонент електричного і магнітного полів знаходять розв'язок хвильового рівняння для відбитої і заломленої хвиль [8]. Кут заломлення визначають на основі рівняння (8), а компоненти полів — за формулами Френеля [10]. Для відбитої хвилі:

$$E_r^{(P)} = E_i^{(P)} \frac{\operatorname{tg}(\varphi_1 - \varphi_2)}{\operatorname{tg}(\varphi_1 + \varphi_2)}, \quad E_r^{(S)} = -E_i^{(S)} \frac{\sin(\varphi_1 - \varphi_2)}{\sin(\varphi_1 + \varphi_2)}.$$

Для заломленої хвилі:

$$E_t^{(P)} = E_i^{(P)} \frac{2 \sin \varphi_2 \cos \varphi_1}{\sin(\varphi_1 + \varphi_2) \cos(\varphi_1 - \varphi_2)},$$

$$E_t^{(S)} = E_i^{(S)} \frac{2 \sin \varphi_2 \cos \varphi_1}{\sin(\varphi_1 + \varphi_2)}.$$

З формул Френеля безпосередньо впливають вирази для коефіцієнтів віддзеркалення R [10]. У загальному випадку показник заломлення металів як поглинаючих середовищ є комплексним: $\tilde{n} = n(1 - i\chi)$, де параметр χ (уявна частина комплексного показника заломлення) називається коефіцієнтом екстинкції, або показником поглинання, який описує загасання хвилі в провідному середовищі [4]:

$$R^{(S)} = \frac{n^2(1 + \chi^2) \cos^2 \varphi_1 - 2n \cos \varphi_1 + 1}{n^2(1 + \chi^2) \cos^2 \varphi_1 + 2n \cos \varphi_1 + 1},$$

$$R^{(P)} = \frac{n^2(1 + \chi^2) - 2n \cos \varphi_1 + \cos^2 \varphi_1}{n^2(1 + \chi^2) + 2n \cos \varphi_1 + \cos^2 \varphi_1}.$$

Для діелектриків ($\chi = 0$), якщо вектор \mathbf{E} падаючої хвилі лежить в площині падіння (p -поляризація), —

$$R^{(P)} = \frac{\operatorname{tg}^2(\varphi_1 - \varphi_2)}{\operatorname{tg}^2(\varphi_1 + \varphi_2)},$$

якщо вектор \mathbf{E} перпендикулярний площині падіння (s -поляризація), —

$$R^{(S)} = \frac{\sin^2(\varphi_1 - \varphi_2)}{\sin^2(\varphi_1 + \varphi_2)}.$$

У разі кругової поляризації, коли дійсна осьова симетрія вектора \mathbf{E} , енергетичний коефіцієнт віддзеркалення дорівнюватиме напівсумі амплітуд для паралельної і перпендикулярної компонент відбитої хвилі:

$$R^{(C)} = \frac{1}{2} (R^{(S)} + R^{(P)}).$$

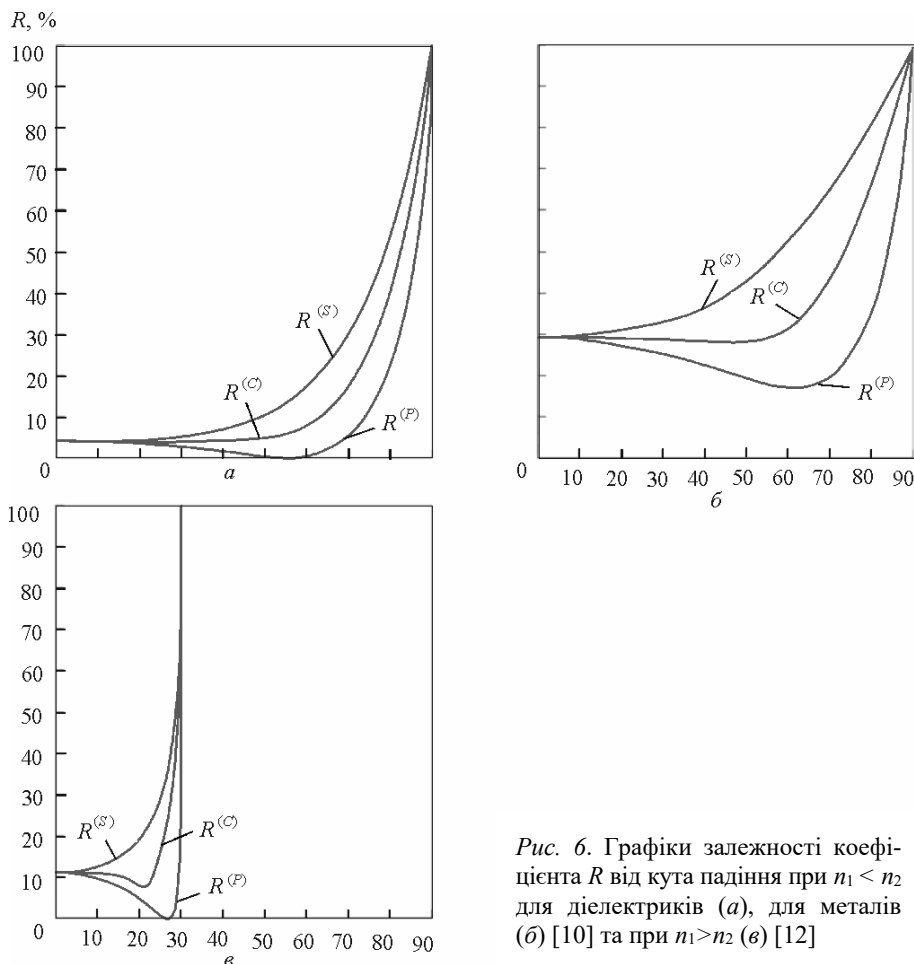


Рис. 6. Графіки залежності коефіцієнта R від кута падіння при $n_1 < n_2$ для діелектриків (а), для металів (б) [10] та при $n_1 > n_2$ (в) [12]

Як видно на рис. 6, при $n_1 < n_2$ і для металів і для діелектриків ефект повного віддзеркалення спостерігається тільки при куті падіння $\phi_1 \approx 90^\circ$, що складно забезпечити в оптичній системі енергетичного концентратора. Проте в ІЧ спектрі кольорові метали (Al, Cu), і тим більше благородні (Au, Ag), мають високий коефіцієнт віддзеркалення, тому в цьому діапазоні справедливий закон Хагена — Рубенса:

$$R = 1 - A = 1 - \sqrt{\frac{2\omega}{\pi\sigma}}, \quad (16)$$

де $\omega = 2\pi\nu$ — кругова частота світла. Згідно з формулою (16) в ІЧ області спектру для згаданих металів коефіцієнт R практично дорівнює одиниці [11].

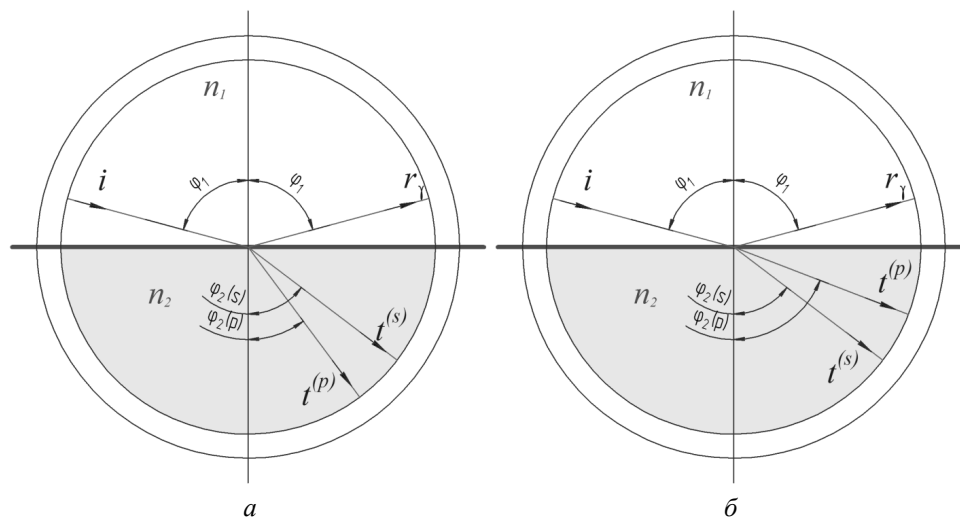


Рис. 7. Заломлення в анізотропних середовищах: *a* — позитивний кристал; *б* — негативний кристал

Мінімуми *p*-поляризованої складової (див. рис. 6) виникають при куті Брюстера, який на межі розділу має різницю фаз для *s* і *p* складових кругової поляризації і найбільше проявляється при куті 90° між відбитим і заломленим променями. Явище розкладання кругового випромінювання на *s* і *p* складові також відбувається при поширенні в анізотропних середовищах, в яких випромінювання розщеплюється на два заломлених промені: звичайний (за законом Снеліуса) і незвичайний (залежить від орієнтації кристалічної решітки відносно кута падіння).

Одновісні анізотропні середовища розподіляються на позитивні і негативні (рис. 7). В перших швидкість поширення незвичайного променя менша, ніж у звичайних, в других — більша. Цим обумовлена залежність показника заломлення *n* від випромінювання різного виду поляризації. Як видно на рис. 7, у негативних кристалах незвичайний промінь поширюється ближче до межі розділу, ніж в позитивних, що свідчить про зменшення показника заломлення. Використовуючи цей ефект, можна отримати більший коефіцієнт *R* для *p*-компоненти. Це є корисною властивістю, оскільки згідно з формулами Френеля *p*-компонента поляризації має менший коефіцієнт віддзеркалення через ефект кута Брюстера. Отже, відбивна здатність залежить не лише від поляризації випромінювання, а і від структури кристалічної решітки відбиваючого матеріалу.

Здатністю відбивати обидві компоненти випромінювання кругової поляризації наділені деякі комахи, наприклад бронзовка (рис. 8, *a*). Влас-

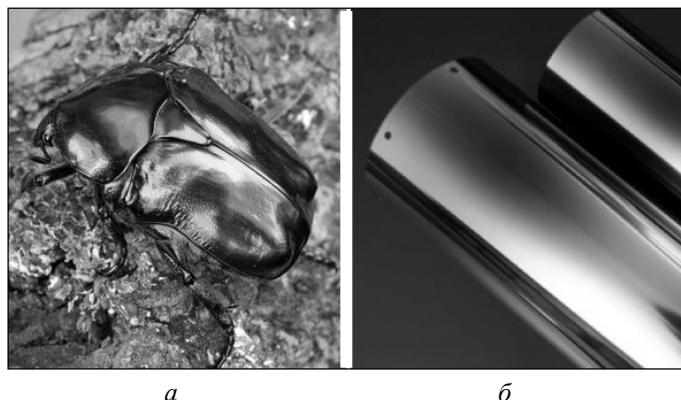


Рис. 8. Стійкість до дії випромінювання в природі (а) та створена штучно (б)

тивості відбиваючої поверхні, створені природою спеціально для віддзеркалення сонячного випромінювання, безумовно, викликають найбільший інтерес.

Механізм виникнення резистентності до дії сонячних променів у бронзовки аналогічний до процесу набуття металом стійкості до термічної дії. При нагріві металу його кристалічна решітка зазнає фазових перетворень (рис. 9). Після досягнення значення температури рекристалізації T_R (після точки Кюрі) починають відбуватися безповоротні структурні зміни. На деякий час ($\tau_{ст0} — \tau_{ст1}$) настає фаза стабілізації, матеріал набуває стійкості до теплової дії. Якщо в цей момент перервати нагрів $\tau_{пр}$, то навіть після того, як метал охолоне, в ньому збережеться набута властивість, а на його поверхні будуть помітні характерні райдужні розводи (рис. 8, б). При повторній термічній дії температури, які до «загартування» спровокували б руйнування матеріалу, тепер не викликають ніяких структурних змін, що свідчить про набуття стійкості до теплової дії. Слід зазначити, що стійкість набувається тільки до конкретного виду дії. Наприклад, якщо загартування робилося автогеном, то поверхня матеріалу менш стійка до лазерного нагріву, і навпаки.

Після набуття стійкості до випромінювання високої щільності поверхня матеріалу менше нагріється при віддзеркаленні, що свідчить про зміну оптичних властивостей. Дійсно, характерні райдужні розводи (мінливість) це — не що інше як оксиди. Оксидні плівки в декілька нанометрів застосовуються в оптиці для поліпшення відбиваючих здібностей дзеркал. При цьому утворюється перехідний шар з показником заломлення n' . Якщо на межі $n_1 < n'$ повного віддзеркалення не відбувається, то на межі $n' > n_2$ відбувається повне віддзеркалення, і в результаті променева енергія в середовище з показником n_2 не проникає. Поглинає

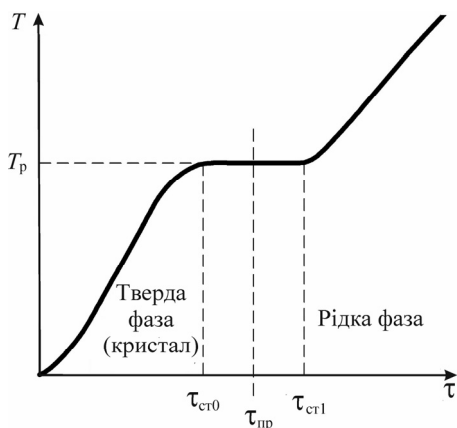


Рис. 9. Фазові перетворення при нагріві металу

енергію тільки середовище з показником n' . Оскільки його товщина співмірна з довжиною хвилі, теплоємність його дуже мала. Отже, тепло, виділене при поглинанні в цьому шарі, є надзвичайно малим. Подібний ефект спостерігається при розлитих вуглеводнях (бензин, дизельне паливо та ін.) на воді, де також помітні райдужні оптичні ефекти.

Слід зазначити, що навіть при знятті оксидного шару з поверхні загартованого металу придбані оптичні властивості залишаються, як і характерні райдужні розводи, що свідчить про зміни в глибині матеріалу. Це пов'язано з придбаними магнітооптичними властивостями в процесі загартовування.

На основі формули Максвелла $v = c / \sqrt{\mu\epsilon}$ і співвідношень (9) показник заломлення середовища може бути визначений за формулою:

$$n = \sqrt{\mu\epsilon}. \tag{17}$$

Як впливає з матеріальних рівнянь, властивості діелектриків повністю визначаються величинами діелектричної ϵ і магнітної μ проникності. Отже, управляючи електричними і магнітними властивостями матеріалу, можна отримати необхідний показник заломлення n . Згідно з (17) для отримання $n < 1$ досить мати хоч одну з величин ϵ чи μ менше одиниці.

Для більшості речовин μ практично дорівнює одиниці, включаючи і анізотропні середовища. Як видно з (17), зміна коефіцієнта n для незвичайного променя в анізотропній речовині відбувається внаслідок зміни величини ϵ . Отже, значення ϵ також може залежати від орієнтації і виду кристалічної решітки матеріалу. У газоподібній плазмі $\epsilon < 1$ [15], як і в

плазмі твердих тіл. У плазмі без магнітного поля $\epsilon = 1 - \sum \frac{\omega_0^2}{\omega^2}$, де

$$\omega_0^2 = \frac{4\pi N e^2}{m};$$

N — концентрація носіїв; e — їх заряд; m — маса; підсумо-

вування відбувається по усіх типах носіїв. Неважко побачити, що при малих частотах значення ϵ може виявитися не лише менше одиниці, а і менше нуля, що призводить до віддзеркалення хвиль від такого середо-

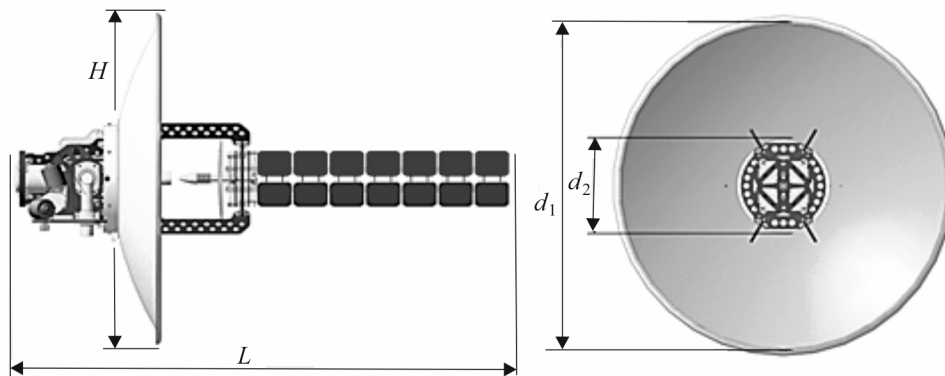


Рис. 10. Міра центрального екранування

вища. Наприклад, віддзеркалення довгих і середніх радіохвиль від іоносфери або віддзеркалення ІЧ спектра від металів і напівпровідників (завдяки високій концентрації рухливих заряджених частинок властивості твердих тіл, які мають провідність, близькі до властивостей плазми) [16].

Якщо μ відрізняється від одиниці, то така речовина називається магнетиком. Зокрема, якщо $\mu > 1$, то речовина називається парамагнетиком, наприклад платина, алюміній, якщо $\mu < 1$, то речовина називається діамагнетиком, наприклад мідь, срібло [8]. Відносна магнітна проникність діамагнітних і парамагнітних речовин не суттєво відрізняється від одиниці і в практичних розрахунках ефектами діамагнетизму і парамагнетизму зазвичай нехтують, беручи $\mu = 1$ [13].

Довгий час вважалося, що в оптичних явищах магнітні властивості речовини не проявляються ($\mu = 1$). Це обумовлено великою частотою (близько 10^{14} Гц) світлової хвилі і магнітні домени в речовині не встигали міняти орієнтацію [14]. Проте в 1976 р. встановлено явище магнітної сприйнятливості феромагнетиків в оптичному діапазоні частот [17]. Отже, зміну оптичних властивостей металевих дзеркал при променевому загартуванні також можна пояснити утворенням оксидів не лише на поверхні, а і в кристалічній решітці (оксид заліза Fe_2O_3 , як відомо, є феритом, який належить до гіротропних речовин). Гіротропні речовини можуть мати як плазмові, так і магнітні властивості. У таких середовищах ϵ , по-перше, досить рухливі носії, які утворюють електронно-діркову плазму, і, по-друге, існує система взаємодіючих спінів, що забезпечує велику магнітну сприйнятливість. Такими є, наприклад, провідникові феромагнетики, які повинні забезпечити мінімальні значення як ϵ так і μ [16].

Матеріали з штучно зміненими електромагнітними властивостями, які називають метаматеріалами, отримали поширення в оптоелектроніці завдяки розвитку нанотехнологій. У 1999 р. було запропоновано мате-

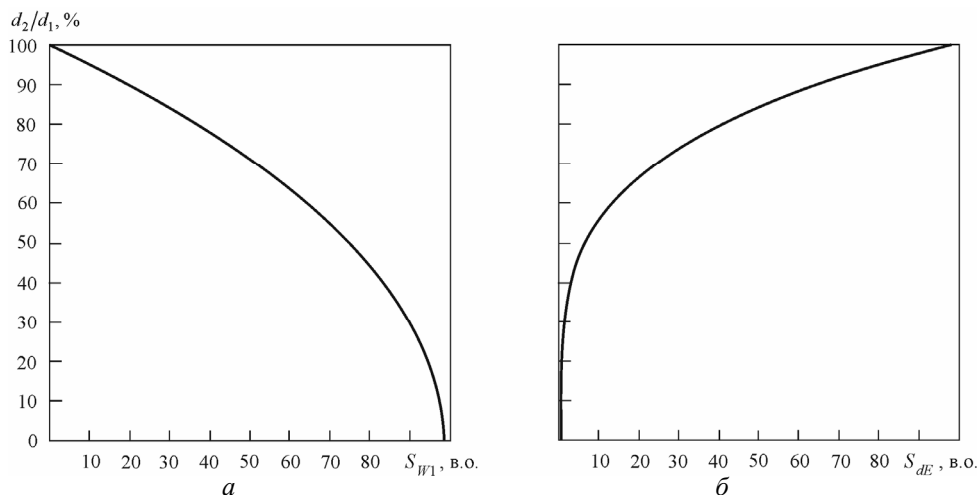


Рис. 11. Графіки залежності робочої площі прийому сонячного випромінювання (а) та площі затіненої області на вторинному дзеркалі (б) від співвідношення діаметрів d_2/d_1

ріал, що складається з комбінації штучних магнітних і електричних «атомів» [18]. Електричні атоми виконано у вигляді металевих стрижнів, завдяки чому матеріал мав негативне значення ϵ . Магнітні атоми являли собою металеві розщеплені кільця (SRR — split-ring resonators), які працювали як LC-контури. Вони формували макроскопічне середовище з керованою магнітною проникністю μ . Вперше метаматеріали були створені при поєднанні електричних і магнітних «елементарних осередків», і в 2000 р. змінений показник заломлення був експериментально підтверджений [19].

Так, модифікуючи певним чином відзеркалювальну поверхню апертурного стрижня, можна отримати показник заломлення $n < 1$ для створення ефекту повного віддзеркалення при ковзаючому куті падіння, що забезпечить нормальні теплові режими в полі випромінювання високої енергетичної щільності.

Міра центрального екранування. При роботі енергетичного концентратора щільність випромінювання в оптичній системі починає збільшуватися вже після віддзеркалення від основної параболи, прагнучи сконцентрувати плоский хвильовий фронт сонячної інсоляції в точку випромінювання зустрічається з вторинним дзеркалом. Чим менше його діаметр, тим більше щільність випромінювання на ньому.

Навпаки, оскільки вторинне дзеркало екранує основну параболу, його діаметр має бути мінімальний настільки, наскільки дозволяє променева міцність вторинного дзеркала. Діаметр вторинного дзеркала d_2 відносно діаметру основної параболи d_1 називається мірою центрального

Рис. 12. Графік залежності щільності випромінювання на вторинному відбивачі від співвідношення діаметрів d_2/d_1

екранування (рис. 10). Необхідно забезпечити таке співвідношення діаметрів d_2/d_1 , при якому буде максимальна робоча площа прийому S_{W1} при допустимій щільності випромінювання на вторинному дзеркалі, для забезпечення нормальних теплових режимів роботи.

Робоча площа прийому сонячного випромінювання S_{W1} розраховується за формулою

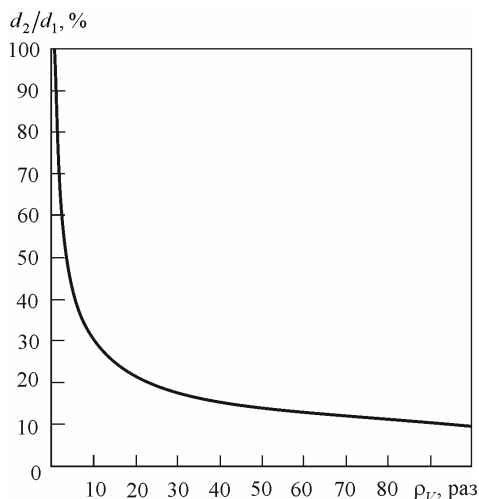
$$S_{W1} = S_P - S_V = \pi \frac{d_1^2 - d_2^2}{4},$$

де S_P — площа параболі прийому; S_V — площа вторинного дзеркала. На рис. 11 наведено графіки, які свідчать про характер залежності робочої площі прийому S_{W1} від співвідношення діаметрів d_2/d_1 . Затінена область на основній параболі проектується на вторинне дзеркало, зберігаючи співвідношення діаметрів. Площу затіненої області вторинного дзеркала

можна визначити за формулою $S_{dE} = \frac{\pi d_2^4}{4d_1^2}$. Робоча площа віддзеркалення

вторинного дзеркала визначається за формулою $S_{W2} = S_V - S_{dE}$. Відносна щільність випромінювання на вторинному дзеркалі показує, у скільки разів збільшиться щільність випромінювання на ньому відносно щільності на параболі прийому, а саме $\rho_V = \frac{S_{W1}}{S_{W2}}$ (раз).

На рис. 12 наведено графік, на якому показано характер зміни щільності випромінювання ρ_V на вторинному відбивачі при зміні його діаметру d_2 відносно діаметру основної параболі d_1 . Як бачимо, дана залежність підкоряється закону зворотних квадратів. Якщо діаметр вторинного дзеркала d_2 буде менше деякої величини відносно діаметру основної параболі d_1 , щільність випромінювання ρ_V на ньому збільшуватиметься за експоненціальним законом (в даному випадку це значення менше $1/4d_1$ (25 % від d_1)).



Графіки, наведені на рис. 11, свідчать, що при збільшенні діаметру вторинного дзеркала d_2 відносно діаметру параболи прийому d_1 більше ніж на третину, починає інтенсивніше зменшуватися робоча площа прийому S_{w1} і відповідно збільшується затінена область S_{dE} на вторинному дзеркалі. Зважаючи на це, можна зробити висновок, що діаметр вторинного дзеркала має бути в межах $\frac{1}{3} d_1 \geq d_2 \geq \frac{1}{4} d_1$. На рис. 12 видно, що співвідношення діаметрів в цих межах потрапляє на пік кривизни функції зворотних квадратів. При цьому щільність випромінювання на вторинному дзеркалі зростає в 10—16 разів відносно щільності на параболі прийому, що є цілком допустимими величинами, враховуючи максимальну інтенсивність сонячної інсоляції 1,4 кВт/м².

Висновки

В результаті проведеного аналізу визначено можливість створення сонячного енергетичного концентратора із заданими параметрами. У запропонованій оптичній схемі дотримано енергетичний розподіл між оптичними елементами концентратора з урахуванням щільності випромінювання на кожному етапі трансформації енергетичного потоку, в результаті чого досягнуто очікуваного ефекту. Допустимі теплові режими роботи елементів в щільних енергетичних полях можливо забезпечити за допомогою модифікації електромагнітних властивостей віддзеркалювальних поверхонь. Поставлене завдання може бути вирішено при застосуванні останніх розробок в області лазерної техніки і нанотехнологій.

СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

1. Ахадов Ж.З. Комбинированная энергоустановка с концентраторами солнечного излучения. LAP LAMBERT Academic Publishing, 2016, 119 с.
2. Козелкин В.В., Усольцев И.Ф. Основы инфракрасной техники. М.: Машиностроение, 1967, 304 с.
3. Либенсон М.Н., Яковлев Е.Б., Шандыбина Г.Д. Взаимодействие лазерного излучения с веществом (силовая оптика). Конспект лекций. Ч. I. Поглощение лазерного излучения в веществе. / Под общей редакцией В.П. Вейко. СПб: СПб ГУ ИТМО, 2008, 141 с.
4. Вейко В.П., Либенсон М.Н., Червяков Г.Г., Яковлев Е.Б. Взаимодействие лазерного излучения с веществом. Силовая оптика. / Под ред. В.И. Конова. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2008, 312 с.
5. Патент на винахід 120802, Україна, МПК (2020.01) F24S 10/00, G02B 6/00, F24S 20/20 (2018.01), F24S 23/00. Пристрій для концентрації і передачі сонячного випромінювання / Чернозьомов Є.С. № а 2018 06907; заяв. 20.06.2018; опубл. 10.02.2020, Бюл. № 3.
6. Соколов А.В. Оптические свойства металлов. / Под ред. К.П. Гурова. М.: ФИЗМАТЛИТ, 1961, 464 с.

7. Саржевский А.М. Оптика. Полный курс. Изд. 2-е. М.: Едиториал УРСС, 2004, 608 с.
8. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. Изд. 2-е. / Под ред. Н.А. Райской. М.: Изд-во «Наука», 1973, 719 с.
9. König W. Licht Als Wellenbewegung. Handbuch der Physik. 20, German, 1928; chap. 6.
10. Абильтитов Г.А., Голубев В.С., Гонтарь В.Г. и др. Технологические лазеры: Справочник: В 2 т. Т. 1: Расчет, проектирование и эксплуатация. / Под общ. ред. Г.А. Абильтитова. М.: Машиностроение, 1991, 432 с.
11. Климов Ю.М., Майоров В.С., Хорошев М.В. Взаимодействие лазерного излучения с веществом: учебное пособие. М.: МИИГАиК, 2014, 108 с.
12. Кизель В.А. Отражение света. Серия «Физика и техника спектрального анализа». / Под ред. Л.В. Гессена. М.: Изд-во «Наука», 1973, 352 с.
13. Соловьянова И.П., Наймушин М.П. Теория волновых процессов. Электромагнитные волны. Учеб. пособие. Екатеринбург: ГОУ ВПО УГТУ – УПИ, 2005, 131 с.
14. Кузьмичев В.Е. Законы и формулы физики / Отв. ред. В.К. Тартаковский. Киев: Наук. думка, 1989, 864 с.
15. Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. / Под ред. В.Д. Козлова. М.: Изд-во «Физматиздат», 1960, 350 с.
16. Веселаго В. Г. Электродинамика веществ с одновременно отрицательными значениями ϵ и μ // УФН, 1967, **92**, № 3, с. 517–526.
17. Кричик Г.С., Четкин М.В. Аномальная магнитная восприимчивость ферромагнетиков в оптическом диапазоне частот. Диплом гос. реестра открытий СССР N175, с приоритетом от 17.03.1961; опубли. 27.05.1976.
18. Pendry J.B., Holden A.J., Robbins D.J. and Stewart W.J. Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena// IEEE Trans. Microw. Tech., 1999, 47, pp. 2075—2084.
19. Smith D.R., Padilla W.J., Vier D.C. et al. Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity// Phys. Rev.Lett., 2000, 84, pp. 4184—4187.

Отримано 05.08.2020;
після доопрацювання 02.09.2020

REFERENCES

1. Akhadvov, Zh.Z. (2016), “Combined power plant with solar concentrators”, LAP LAMBERT Academic Publising.
2. Kozelkin, V.V., Usoltsev, I.F. (1967), “Fundamentals of infrared technology”, *Mashinostroyeniye*, Moscow, USSR.
3. Libenson, M.N., Yakovlev, E.B., Shandybina, G.D. (2008), *Vzaimodeystviye lazernogo izlucheniya s veshchestvom (silovaya optika). Chast I. Pogloshcheniye lazernogo izlucheniya v veshchestve* [Interaction of laser radiation with matter (power optics). Part I. Absorption of laser radiation in matter], ITMO University, St. Petersburg, Russia.
4. Veiko, V.P., Libenson, M.N., Chervyakov, G.G., Yakovlev, E.B. (2008), *Vzaimodeystviye lazernogo izlucheniya s veshchestvom. Silovaya optika* [Interaction of laser radiation with matter. Power optics], FIZMATLIT, Moscow, Russia.
5. Chernozomov, E.S. (2018), Patent № 120802, IPC (2020.01) F24S 10/00, G02B 6/00, F24S 20/20 (2018.01), F24S 23/00 “Device for concentration and transmission of solar radiation”, 06907; application date June 20, 2018, publication date February 10, 2020; Bulletin № 3.
6. Sokolov, A.V. (1961), *Opticheskiye svoystva metallov* [Optical properties of metals], FIZMATLIT, Moscow, USSR.
7. Sarzhevsky, A.M. (2004), *Optika. Polnyy kurs* [Optics. Complete course], Editorial URSS, Moscow, Russia.
8. Born, M., Wolf, E. (1973), *Osnovy optiki* [Fundamentals of optics], Translated by Rayskaya, N.A., Nauka, Moscow, USSR.

9. King, W. (1928), Light As wave motion. The Physics book, Springer, Berlin, Germany.
10. Abilsiitov, G.A., Golubev, V.S., Gontar, V.G. et al. (1991), *Tekhnologicheskiye lazery: Spravochnik. Tom 1 – Raschet, proyektirovaniye i ekspluatatsiya* [Technological lasers: Handbook. Vol. 1 – Calculation, design and operation], Mashinostroyeniye, Moscow, USSR.
11. Klimkov, Yu.M., Mayorov, V.S., Khoroshev, M.V. (2014), *Vzaimodeystviye lazernogo izlucheniya s veshchestvom: uchebnoye posobiye* [Interaction of laser radiation with matter: a tutorial], MIIGAiK, Moscow, Russia.
12. Kizel, V.A. (1973), *Otrazheniye sveta. Seriya: Fizika i tekhnika spektralnogo analiza* [Reflection of light. Series: Physics and Technique of Spectral Analysis], Nauka, Moscow, USSR.
13. Solovyanova, I.P., Naimushin, M.P. (2005), *Teoriya volnovykh protsessov. Elektromagnitnyye volny. Uchebnoye posobiye* [The theory of wave processes. Electromagnetic waves. Tutorial], GOU VPO USTU - UPI, Yekaterinburg, Russia.
14. Kuzmichev, V.E. (1989), *Zakony i formuly fiziki* [Laws and formulas of physics], Naukova dumka, Kiev, USSR.
15. Ginzburg, V.L. (1960), *Rasprostraneniye elektromagnitnykh voln v plazme* [Propagation of electromagnetic waves in plasma], Translated by Kozlov, V.D., Fizmatizdat, Moscow, USSR.
16. Veselago, V.G. (1967), *Elektrodinamika veshchestv s odnovremenno otritsatel'nymi znacheniyami ϵ i μ* , *UFN* Vol. 92, no. 3, pp. 517-526.
17. Krinchik, G.S., Chetkin, M.V. (1961), State diploma register of discoveries of the USSR №175 “Abnormal magnetic susceptibility of ferromagnets in the optical frequency range”, with priority from March 17, 1961; publication date May 27, 1976.
18. Pendry, J.B., Holden, A.J., Robbins, D.J., Stewart W.J. (1999), “Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena”, *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, Vol. 47, pp. 2075-2084.
19. Smith, D.R., Padilla, W.J., Vier, D.C., Nemat-Nasser, S.C., Schultz, S. (2000), “Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity”, *Physical Review Letters*, Vol. 84, pp. 4184-4187.

Received 05.08.2020;
After revision 02.09.2020

Y.S. Chernozomov

ENERGY DISTRIBUTION MODELS AT THE INTERFACE IN DENSE ENERGY FIELDS OF THE SOLAR CONCENTRATOR SYSTEM

Possibilities of providing admissible thermal modes of the elements working in dense energy fields of the offered solar concentrator are analyzed. The principle and features of its functioning are described. Methods of providing admissible thermal modes of operation of its optical elements taking into account electrodynamic features of solar radiation are offered. Models of energy distribution at the interface of media and methods of creating the effect of complete reflection on elements operating in dense energy fields are considered.

Key words: index of refraction, invariants of Kettelera, anisotropy, ferrites, metamaterials, screening measure.

ЧЕРНОЗЬОМОВ Євген Сергійович, аспірант Інституту проблем моделювання в енергетиці ім. Г.С. Пухова НАН України. У 2018 р. закінчив Східноукраїнський національний університет ім. В.І. Даля (м. Сєвєродонецьк). Область наукових досліджень — засоби ефективного використання джерел поновлюваної енергії, аналітичні системи моделювання.