

О. Гачкевич

Професор, д-р фіз.-мат. наук,
Технічний університет Ополє,
м. Ополє, Польща;
Інститут прикладних проблем
механіки і математики
ім. Я. С. Підстригача НАН України,
м. Львів, Україна

Р. Терлецький

Д-р фіз.-мат. наук

Т. Курницький

Канд. фіз.-мат. наук

Інститут прикладних проблем
механіки і математики
ім. Я. С. Підстригача НАН України,
м. Львів, Україна

УДК 539:537.22

ТЕПЛОВИЙ СТАН ОПРОМІНЮВАНОВОГО КОМПОЗИТНОГО ШАРУ ЗА РІЗНОЇ ОРІЄНТАЦІЇ ВОЛОКОН

Проаналізовано розподіли температури у композитному шарі за теплового опромінення залежно від орієнтації та об'ємної частки волокон. Показано, що ці параметри волокон є істотними чинниками впливу на тепловий стан композиту.

волокнистий композит, орієнтація та об'ємна частка волокон, теплове випромінювання, розсіяння та поглинання випромінювання, температура

Використання композитних і пористих матеріалів як теплоізоляційних вимагає дослідження всіх чинників, що впливають на перенесення тепла в них. Якщо такі матеріали є частково прозорими, то потоки енергії пов'язані з переносом теплового випромінювання можуть бути сумірними з потоками, зумовленими теплопровідністю та конвекцією навіть при відносно невисоких температурах 300 — 400 К [1].

При моделюванні поширення випромінювання в реальних композитних матеріалах (зокрема волокнистої структури [2]) важливим є врахування розсіяння випромінювання на неоднорідностях (волокнах), яке описують за допомогою індикатриси розсіяння [3]. Її можна побудувати двома підходами — електродинамічним чи оптичним. За першого досліджують відбивання й дифракцію електромагнітних хвиль при взаємодії з волокном [3], а за другого такі процеси пов'язують з поширенням променів і досліджують на основі геометричної та хвильової оптики [4]. В цій статті використано другий підхід.

У літературі розроблено основні принципи побудови й отримано рівняння теорії теплопровідності й термопружності композитних матеріалів, зокрема двокомпо-

нентних [2], які враховують відмінність температур і деформацій компонентів. Коефіцієнти в цих рівняннях означені як функції їхніх теплофізичних та механічних характеристик, а також параметрів, що характеризують геометрію структури композиту. Незважаючи на це, практично відсутні дослідження, в яких досліджено тепловий стан композиту за врахування переносу випромінювання.

У статті наведено результати досліджень нагріву опромінюваного шару з композитного волокнистого матеріалу, спричиненого ослабленням (поглинанням та розсіянням) зовнішнього випромінювання. Досліджено залежність температури в шарі від вмісту й орієнтації волокон. Ці дані є вихідними при аналізі термомеханічної поведінки таких структур за умов дії випромінювання.

1. Моделювання процесів переносу випромінювання й тепла у волокнистих композитах. Для випромінювання частково прозорі композитні матеріали є поглинаючими і розсіюючими середовищами. Перенесення випромінювання в тілах з таких матеріалів (за нехтування власним випромінюванням) описується інтегродиференціальним рівнянням [5]

$$\frac{\partial I_\lambda(\mathbf{x}, \mathbf{s})}{\partial s} =$$

$$-(a_\lambda + \sigma_\lambda) I_\lambda + \frac{\sigma_\lambda}{4\pi} \int_{4\pi} I_\lambda(\Omega_i) \Phi(\Omega_i, \Omega_s) d\Omega_i. \quad (1)$$

Тут I_λ — спектральна інтенсивність випромінювання (λ — довжина хвилі), яка є функцією декартових координат x_i і напрямку \mathbf{s} (s — віддаль вздовж цього напрямку), який характеризується ортом \mathbf{s}_0 ; a , σ — спектральні коефіцієнти поглинання й розсіяння, Ω_{in} , Ω_s — тілесні кути в напрямках падаючого та розсіяного (тобто, в напрямі \mathbf{s}) променів, Φ — індикатриса розсіяння.

Розподіл температури в композиті за умов дії випромінювання визначаємо з рівняння теплопровідності, в якому вплив випромінювання на тепловий стан композиту виражаємо через тепловиділення, зумовлені поглинанням випромінювання (власним випромінюванням матеріалу нехтуємо) [6,7]:

$$Q = \int_0^\infty \int_0^{4\pi} a_\lambda I_\lambda d\Omega d\lambda. \quad (2)$$

Рівняння, що описують перенесення тепла у волокнистому композиті, як істотно неоднорідному багатокомпонентному матеріалі, отримують шляхом просторового усереднення величин, що характеризують кожну компоненту (матрицю і волокна), в межах елементарного макрооб'єму. Розміри макрооб'єму повинні істотно перевищувати характерні розміри неоднорідностей матеріалу, але бути значно меншими за характерний розмір тіла. При цьому рівняння теплопровідності для волокон і матриці мають вигляд [2]:

$$\begin{aligned} -\left(f_v \langle q_i^f \rangle\right)_i - q_{cont} + f_v \langle Q^f \rangle &= f_v \rho^f c^f \langle T^f \rangle; \\ -\left((1-f_v) \langle q_i^M \rangle\right)_i + q_{cont} + (1-f_v) \langle Q^M \rangle &= \\ (1-f_v) \rho^M c^M \langle T^M \rangle. \quad (i = x, y, z). \end{aligned} \quad (3)$$

Тут f_v — об'ємна частка волокон у композиті; q_i — компоненти вектора потоку тепла; T — температура; ρ , c — відповідно густина й питома теплоємність. Індекси f та M стосуються волокон та матриці, дужки $\langle \rangle$ позначають усереднені величини, а кома перед індексом — похідну за відповідною координатою. Величина q_{cont} — це потік тепла через сумарну поверхню контакту між волокнами і матрицею всередині макрооб'єму (за ідеального теплового контакту).

Якщо волокна хаотично орієнтовані по об'єму композиту, чи орієнтовані (теж хаотично) лише в площинах паралельних до основ нескінченного шару, то систему рівнянь (3) можна звести до одного рівняння теплопровідності відносно температури T композиту.

Розглянемо спочатку хаотичну орієнтацію волокон по об'єму. Якщо $f_v \ll 1$, то внеском потоку тепла $f_v \langle q_i^f \rangle$ через волокна на поверхні макрооб'єму можна знехтувати порівняно з величиною q_{cont} . Тоді стаціонарний тепловий

стан композиту описується такою спрощеною системою рівнянь (3):

$$\begin{aligned} f_v \langle Q^f \rangle &= q_{cont}; \\ -(1-f_v) \langle q_i \rangle_i + q_{cont} + (1-f_v) \langle Q^M \rangle &= 0, \quad q_i \equiv q_i^M. \end{aligned}$$

Звідси, враховуючи що $-\langle q_i \rangle_i = \chi T_{,ii}$ (χ — коефіцієнт теплопровідності матриці), отримуємо рівняння для визначення температури $T \equiv T^M$ композиту:

$$(1-f_v) c T_{,ii} + f_v \langle Q^f \rangle + (1-f_v) \langle Q^M \rangle = 0. \quad (i = x, y, z). \quad (4)$$

Розглянемо тепер випадок, коли волокна хаотично розташовані в площинах, паралельних до основ нескінченного шару. Тоді вздовж осі z (z — товщинна координата) маємо аналог шаруватої структури. За умов ідеального теплового контакту між шарами маємо

$$\langle q_z^f \rangle = \langle q_z^M \rangle = \langle q_z \rangle.$$

Тоді з рівняння (3) для стаціонарного стану отримуємо

$$\begin{aligned} -\left(f_v \langle q_i^f \rangle\right)_i - \left(f_v \langle q_z \rangle\right)_z - q_{cont} + f_v \langle Q^f \rangle &= 0; \\ -\left((1-f_v) \langle q_i^M \rangle\right)_i - \left((1-f_v) \langle q_z \rangle\right)_z + q_{cont} + \\ (1-f_v) \langle Q^M \rangle &= 0. \quad (i = x, y). \end{aligned} \quad (5)$$

Якщо шар опромінюється рівномірно, а умови теплообміну на поверхнях однорідні, то потоки тепла $\langle q_i^f \rangle$ та $\langle q_i^M \rangle$ ($i = x, y$) відсутні. Тоді із системи рівнянь (5) отримуємо одновимірне рівняння виду (4) для визначення температури $T(z)$.

Якщо характеристики композиту вважати незалежними від температури то система рівнянь (1), (3) стає незв'язаною. Тоді з рівняння переносу випромінювання (1) визначаємо інтенсивність випромінювання, а за нею — джерела тепла зі співвідношення (2).

Для отримання числового розв'язку задачі потрібно визначити радіаційні (індикатрису розсіяння Φ та коефіцієнти розсіяння σ і поглинання a) характеристики волокнистого композиту.

2.1. *Визначення індикатриси та коефіцієнта розсіяння.* При описі розсіяння випромінювання будемо використовувати оптичний підхід. Взагалі кажучи, розсіяння випромінювання можна розглядати як зміну напрямку його поширення. Причини такої зміни можуть бути різними. У випадку розсіяння випромінювання циліндром (яким моделюється волокно в композитному матеріалі [3]), причинами розсіяння є відбивання від поверхні волокна та дифракція на ньому як на прямокутній щілині [4]. Тоді сумарна інтенсивність випромінювання I^{sca} , розсіяного в напрямі (α, η) , визначається інтенсивностями

розсіяного внаслідок відбивання ($I^{refl}(\alpha, \eta)$) і дифракції ($I^{diff}(\alpha, \eta)$) випромінювання [4]:

$$I^{sca}(\alpha, \eta) = I^{refl}(\alpha, \eta) + I^{diff}(\alpha, \eta). \quad (6)$$

При цьому інтенсивність у напрямі (α, η) за прямокутною щільною скінченних розмірів буде такою [8]:

$$I^{diff}(\alpha, \eta) = I_0 d_x d_y \left(\frac{\sin \beta}{\beta} \right)^2 \left(\frac{\sin \gamma}{\gamma} \right)^2. \quad (7)$$

Тут α — кут між напрямом вздовж щілини і напрямом поширення променя за нею; η — кут у площині, перпендикулярній до поздовжньої осі щілини; d_x, d_y — відповідно ширина й довжина щілини; I_0 — інтенсивність падаючого випромінювання.

Кути β і γ виражаються співвідношеннями:

$$\beta = \frac{\pi d_x}{\lambda} \sin \eta \sin \alpha; \quad \gamma = \frac{\pi d_y}{\lambda} \cos \alpha.$$

Тут λ — довжина хвилі падаючого випромінювання. Зауважимо, що співвідношення (7) вірне за умови, що випромінювання в площині щілини є когерентним, тобто вся різниця ходу виникає за щільною.

Граничний випадок, коли довжина щілини набагато перевищує її ширину, моделює ситуацію з волокнистим композитом, в якому довжина волокна набагато перевищує його діаметр. Тоді співвідношення (7) спрощується і має вигляд

$$I^{diff}(\alpha, \eta) = I_0 d \left(\frac{\sin \beta}{\beta} \right)^2, \quad (8)$$

$$\beta = \frac{\pi d}{\lambda} \sin \eta \sin \alpha. \quad (9)$$

Вираз (8) визначає інтенсивність випромінювання, розсіяного (внаслідок дифракції) одиницею довжини волокна в напрям, що визначається кутами $\alpha = \alpha_0$ та η ($d_x \equiv d$, d — діаметр волокна), при куті падіння випромінювання α_0 .

Інтенсивність випромінювання, розсіяного при відбиванні, визначається співвідношенням [4]

$$I^{refl}(\alpha, \eta) = I_0 \frac{d}{4} \rho \sin \alpha \cos((\pi - \eta)/2). \quad (10)$$

Співвідношення (6) та (8) — (10) приймемо за вихідні при знаходженні індикатриси розсіяння окремого волокна і волокнистого середовища.

Індикатрису розсіяння визначають як відношення інтенсивності випромінювання, розсіяного об'єктом у певний кут, до усередненої за напрямками інтенсивності, розсіяної в усі кути. Індикатрису окремого волокна, яке моделюється нескінченним циліндром, подають так:

$$\Phi(\alpha, \eta) = \frac{I(\alpha, \eta)}{\frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} I(\alpha, \eta) d\eta}, \quad (11)$$

де інтенсивність $I(\alpha, \eta) \equiv I^{sca}(\alpha, \eta)$ задається співвідношеннями (6) та (8) — (10). Індикатрису розсіяння волокнистого середовища (волокнистого композиту) повинна враховувати вклади усіх волокон, що знаходяться в макрооб'ємі. Ці вклади залежать від розміру волокон та їхньої орієнтації. В загальному випадку вона має вигляд

$$\Phi^m = \frac{\int_{\Omega_s} \int_{\Omega_f} I N_v^{r\Omega_f} d\Omega_f dr}{4\pi \int_{\Omega_s} \left\{ \int_{\Omega_f} \int_{r_1}^{r_2} I N_v^{r\Omega_f} d\Omega_f dr \right\} d\Omega_s}. \quad (12)$$

Тут Ω_s, Ω_f — тілесні кути в напрямі розсіяння і в напрямі орієнтації волокна. Величина $N_v^{r\Omega_f} d\Omega_f dr$ визначає кількість волокон в одиниці об'єму композиту радіусом $r \div r \pm dr$ і орієнтованих у тілесному куті $\Omega_f \div \Omega_f \pm d\Omega_f$. У детальнішому вигляді ця величина подається так:

$$N_v^{r\Omega_f}(r, \Omega_f) d\Omega_f dr = N_v \int_{\Omega_f} f_{\Omega_f}(\Omega_f) d\Omega_f f_r(r) dr,$$

де $f_r(r)$ — густина ймовірності, що волокна мають радіус $r \div r \pm dr$; $f_{\Omega_f}(\Omega_f)$ — густина ймовірності орієнтації волокон у тілесному куті $\Omega_f \div \Omega_f \pm d\Omega_f$. N_v визначає кількість волокон в одиниці об'єму композиту.

Якщо у співвідношенні (12) тілесні кути виразити через азимутальний ω та полярний ξ кути, то отримаємо

$$\Phi^m(\xi_i, \omega_i; \xi_s, \omega_s) = \frac{\int_{r_1}^{r_2} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi i N(r) f_{\omega_f}(\omega_f) f_{\xi_f}(\xi_f) d\omega_f \sin \xi_f d\xi_f dr}{\sigma}. \quad (13)$$

Тут позначено $N(r) = N_v f_r(r)$,

$$i(\xi_i, \omega_i; \xi_s, \omega_s; \xi_f, \omega_f) = \frac{I(\xi_i, \omega_i; \xi_s, \omega_s; \xi_f, \omega_f)}{4\pi I_0},$$

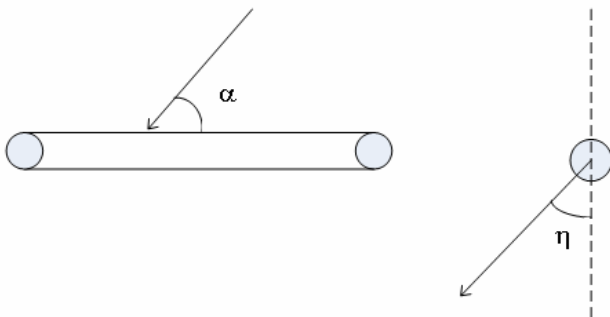


Рис. 1. Локальні кути, пов'язані з волокном

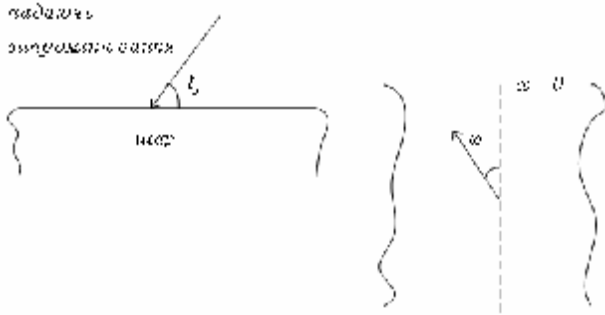


Рис. 2. Вид на шар збоку та зверху

а індекси f, i та s біля кутів означають волокно, падаюче та розсіяне випромінювання.

Коефіцієнт розсіяння волокнистого композиту подається співвідношенням

$$\sigma = \int_0^{r_2} \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} CN(r) f_{\omega_f}(\omega_f) f_{\xi_f}(\xi_f) d\omega_f \sin \xi_f d\xi_f dr, \quad (14)$$

де $C = C(\xi_i, \omega_i; \xi_f, \omega_f)$ — переріз розсіяння випромінювання композитним середовищем [3]:

$$C(\xi_i, \omega_i; \xi_f, \omega_f) = \int_0^{\pi} \int_0^{2\pi} I(\xi_i, \omega_i; \xi_s, \omega_s; \xi_f, \omega_f) d\omega_s \sin \xi_s d\xi_s. \quad (15)$$

Коефіцієнт розсіяння є функцією кута падіння внаслідок залежності від нього величини C . Фізичний зміст коефіцієнта розсіяння є аналогічним до змісту коефіцієнта поглинання. Його визначають за відношенням сумарної інтенсивності випромінювання, розсіяного в усі напрями, при проходженні шляху ds в середовищі до інтенсивності падаючого випромінювання:

$$\sigma = -\frac{1}{ds} \frac{dI^{sca}}{I_0}. \quad (17)$$

Між кутами α, η та ξ, ω існують співвідношення [9]:

$$\cos \alpha = (\mathbf{r}_i \cdot \mathbf{r}_f) = \sin \xi_i \sin \xi_f \cos(\omega_i - \omega_f) + \cos \xi_i \cos \xi_f;$$

$$\cos \eta = \cos \beta - \cos^2 \alpha;$$

$$\cos \beta = (\mathbf{r}_i \cdot \mathbf{r}_s) = \sin \xi_i \sin \xi_s \cos(\omega_i - \omega_s) + \cos \xi_i \cos \xi_s.$$

Тут β — кут між падаючим і розсіяним променями.

2.2. *Визначення коефіцієнта поглинання.* Оскільки ми розглядаємо випадки хаотичної орієнтації волокон по об'єму композиту і в площинах, паралельних до основ шару, то за основу при визначенні середнього (за товщиною шару) значення коефіцієнта поглинання волок-

нистого композиту можна вибрати двошарову систему матриця — волокно.

Нехай I_0 — інтенсивність випромінювання падаючого на поверхню композитного середовища (тобто, на поверхню матриці). Після проходження шляху s_1 в матриці частина випромінювання поглинеться, тому на межі матриця — волокно інтенсивність буде такою:

$$I_1 = I_0 \exp(-a_M s_1), \quad (15)$$

де a_M — коефіцієнт поглинання матеріалу матриці.

Подібним чином, інтенсивність на межі волокно — зовнішнє середовище виражається так:

$$I_2 = I_1 \exp(-a_f s_2), \quad (16)$$

де a_f — коефіцієнт поглинання матеріалу волокна; s_2 — шлях у середовищі волокон.

Підставивши вираз (15) у (16), отримаємо

$$I_2 = I_0 \exp(-(a_M s_1 + a_f s_2)). \quad (17)$$

З іншого боку, інтенсивність I_2 можна визначити так:

$$I_2 = I_0 \exp(-a^m (s_1 + s_2)), \quad (18)$$

де a^m — ефективний коефіцієнт поглинання композиту.

Прирівнявши вирази (17) та (18), знаходимо

$$a^m \equiv a = \frac{a_M s_1 + a_f s_2}{s_1 + s_2} = a_M (1 - f_v) + a_f f_v. \quad (19)$$

Тут враховано, що в одновимірному випадку $f_v = s_2 / (s_1 + s_2)$.

3. Стационарне температурне поле в опромінюваному шарі. Для нескінченного шару рівняння переносу випромінювання (1) має вигляд

$$\cos \xi \frac{dI(z)}{dz} = -I(z) + \frac{\Lambda}{4\pi} \int_0^{4\pi} I(z, \Omega_i) \Phi^m(\Omega_i, \Omega) d\Omega_i. \quad (20)$$

Тут $z/\cos \xi$ — шлях вздовж напрямку \mathbf{s} ; $\Lambda = \sigma / (a + \sigma)$ — альbedo [4].

Припустимо, що всі волокна мають однаковий радіус. Тоді множник, що визначає об'ємну концентрацію волокон у співвідношеннях (13) і (14), скоротиться, а вираз для індикатриси розсіяння набуде вигляду

$$\Phi^m(x_i, w_i; x_s, w_s) = \frac{\int_0^{p/2} \int_0^{p/2} i f_{w_f}(w_f) f_{x_f}(x_f) dw_f \sin x_f dx_f}{\int_0^{p/2} \int_0^{p/2} C f_{w_f}(w_f) f_{x_f}(x_f) dw_f \sin x_f dx_f}.$$

Приймаємо, що шар товщиною h рівномірно опромінюється зі сторони $z=0$ джерелом випромінювання з температурою T_s , інтенсивність випромінювання якого

пропорційна інтенсивності абсолютно чорного тіла [6]:
 $I_{0\lambda} = kI_{\lambda b}(\lambda, T_s)$.

При цьому для дослідження впливу орієнтації волокон на розподіл температури в шарі приймаємо, що випромінювання падає на шар лише в площині $\omega_i = 0$, перпендикулярній до поверхонь.

Припускаємо, що поверхні шару дзеркально відбиваючі і знаходяться за умов конвективного теплообміну з навколишнім середовищем з температурою T_e . Відповідно до описаної в пункті 2 розрахункової схеми, з рівняння переносу (20) визначаємо інтенсивність випромінювання, а за нею — тепловиділення згідно зі співвідношенням (2).

Рівняння переносу випромінювання розв'язували методом дискретних ординат [4, 10], а рівняння теплопровідності — методом скінчених різниць [11]. Розглядався композитний матеріал зі скляною матрицею і волокнами з кремнію. Потрібні для обчислень радіаційні та теплофізичні характеристики скла подано в [6], а кремнію — в [12]. Числові дослідження здійснювали при значеннях $h = 1\text{ см}$, $T_s = 1000\text{ K}$, $T_e = 300\text{ K}$. Усі графіки описують стаціонарний розподіл температури за товщиною шару ($z^* = z/h$ — безрозмірна координата).

На рис. 3 наведено розподіл температури при різних орієнтаціях волокон. Розрахунки проводилися при значенні об'ємної частки волокон $f_v = 0,02$ (рис. 3,а) та $f_v = 0,001$ (рис. 3,б). Криві 1 та 2 відповідають однорідній орієнтації волокон в усьому об'ємі та в площинах

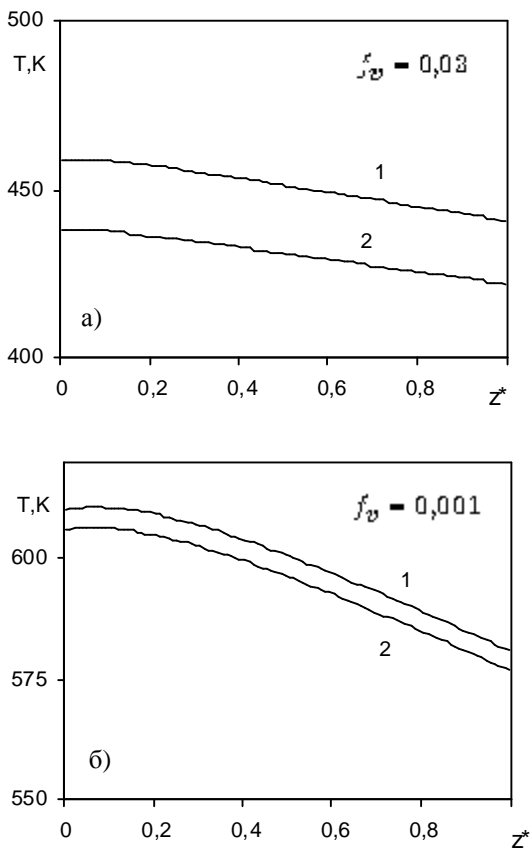


Рис. 3. Розподіл температури за товщиною шару при різних орієнтаціях волокон: 1 — хаотична (однорідна) по об'єму; 2 — однорідна в площинах $z = \text{const}$

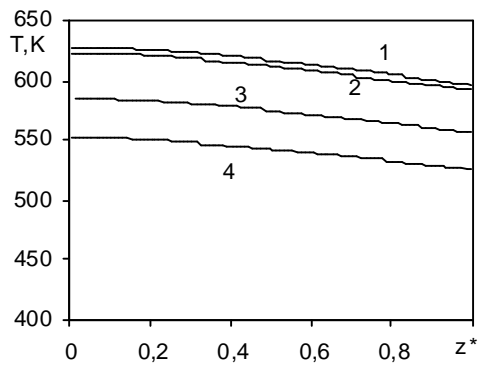


Рис. 4. Розподіл температури за товщиною шару залежно від об'ємної частки волокон

$z = \text{const}$. Видно, що температура в шарі істотно змінюється при зміні орієнтації волокон. Залежність температури від орієнтації слабшає при зменшенні об'ємної частки волокон.

На рис. 4 подано розподіли температури в шарі при різних значеннях об'ємної частки волокон за однорідного розподілу волокон по об'єму. Криві 1 — 4 відповідають значенням об'ємної частки $f_v = 0; 0,0001; 0,001; 0,002$. Спостерігаємо тенденцію до зниження температури зі збільшенням частки волокон. Це пояснюється тим, що збільшення кількості волокон спричиняє зростання частки розсіяного випромінювання і зменшення поглинутого, яке визначає тепловиділення.

Висновки. На модельній задачі для одновимірного шару досліджено закономірності впливу зовнішнього теплового випромінювання на тепловий стан волокнистого композитного матеріалу залежно від орієнтації волокон та їхньої об'ємної частки в ньому.

Показано, що, змінюючи ці характеристики, можна істотно впливати на рівні та величини градієнтів температури в композиті. Це теоретично підтверджує можливість застосування волокнистих композитів як для керування теплоізоляційними властивостями відповідних структур, так і рівнями механічних напружень у них.

Література

1. Lee S.C. Radiation heat-transfer model for fibers oriented parallel to diffuse boundaries // Journal of Thermophysics and Heat Transfer. — 1988. — 2, №4. — P. 303—308.
2. Хорошун Л.П., Солтанов Н.С. Термоупругость двухкомпонентных смесей. — К.: Наук. думка, 1984. — 112 с.
3. Хьюлст Г. Рассеяние света малыми частицами. — М.: ИЛ, 1961. — 537с.
4. Yamada J., Kurosaki Y. Radiative properties of fibers with a large size parameter // International Journal of Heat and Mass Transfer. — 2000. — 43. — P. 981—991.
5. Guo Z, Maruyama S. Radiative heat transfer in inhomogeneous, nongray, and anisotropically scattering media // International Journal of Heat and Mass Transfer. — 2000. — 43. — P. 2325—2336.

6. Gachkevich A., Terletskii R., Kournyts'kyi T. Investigation of molecular gas ad-mixture diffusion, heat transfer and stress state in amorphous solid subjected to thermal infrared radiation // International Journal of Engineering Science. — 2002. — **40**. — P. 829—857.

7. Гачкевич О., Терлецький Р., Курницький Т. Механо-термодифузія в частково прозорих тілах. — Львів: СПОЛОН, 2007. — 184 с. — Моделювання та оптимізація в термомеханіці електропровідних неоднорідних тіл: В 5 т. — Т. 2.

8. Бутиков Е.И. Оптика. — М.: Высшая шк., 1986. — 512 с.

9. Lee S.C. Radiative transfer through a fibrous medium: allowance for fiber orientation // Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer. — 1986. — **36**, №3. — P. 253—263.

10. Thynell S. T. Discrete-ordinates method in radiative heat transfer // International Journal of Engineering Science. — 1998. — **36**, №12. — P. 1651—1675.

11. Волков Е.А. Численные методы. — М.: Наука, 1982. — 256 с.

12. Tong T.W., Tien C.L. Radiative heat transfer in fibrous insulations — Part I: Analytical study // ASME Journal of Heat Transfer. — 1983. — **105**. — P. 70—75.

Отримана 01.11.08

O. Gachkevich¹, R. Terletskii², T. Kournyts'kyi²
Effect of fiber orientation on thermal state of fibrous composite layer subjected to radiation

¹Opole Technical University, Opole, Poland;

²Pidstryhach Institute for Applied Problems of Mechanics and Mathematics National Academy of Sciences of Ukraine, Lviv, Ukraine

Effect of fiber orientation and volume fraction on temperature distributions in fibrous composite layer subjected to thermal radiation is investigated. Substantial effect of above fiber parameters on thermal state in the fibrous composite is observed.

21 01 01 00 33

7th EUROPEAN SOLID MECHANICS CONFERENCE, ESMC7

7 September 2009 — 11 September 2009
Instituto Superior Tecnico, Lisbon, Portugal

Conference Topics:

Continuum Mechanics

General theories; Elasticity; Plasticity; Homogenization & localization; Geomechanics; Micromechanics; Multiscale problems; Multifield problems; Contact mechanics

Material Mechanics

Damage and fracture; Fatigue; Viscoelastic materials; Composite materials; Smart materials; Material modelling; Biomaterials

Structural Mechanics

Beam structures; Plates & shells; Stability; Structural impact; Composite structures; Reliability and safety; Forming processes; Casting processes; Inverse problems; Biostructures

Dynamics

Noise and vibrations; Nonlinear dynamics; Kinematics; Multibody dynamics; Control of structures & mechanisms; Biomechanics of motion

Experimental Mechanics

Hybrid techniques; Experimental analysis; Non-destructive control; techniques; Noise and vibration; Instrumentation

Computational Mechanics

Finite elements; Boundary elements; Stochastic methods; Meshless methods; Optimization; High performance computing

Coupled Problems

Fluid-structures interaction; Thermomechanics; Aeroelastic problems; Earthquake & wind engineering; Magnetomechanical problems; Electromechanical problems

Contact:

Chairperson: Prof. Jorge Ambrosio

Conference Secretariat:

Mrs. Paula Jorge

IDMEC Instituto Superior Técnico

Av. Rovisco Pais 1

1049-001 Lisboa Portugal

Tel: +351 218419044 Fax: +351 218417915

e-mail: esm2009@dem.ist.utl.pt