

ІНФОРМАЦІЙНА ТЕХНОЛОГІЯ АНАЛІЗУ КОНВЕКТИВНОГО ТЕПЛООБМІНУ В ПРИМІЩЕННІ БУДІВЛІ

Розглядається нестационарний тривимірний турбулентний рух суцільного середовища двохкомпонентної пароповітряної суміші при наявності внутрішніх джерел і стоків енергії, що дозволяє більш точно визначити інтегральні характеристики теплового режиму приміщення будівлі.

Ключові слова: модель, нестационарний тривимірний турбулентний рух, пароповітряна суміш.

Вступ. Значна частина енергоресурсів витрачається на обігрів житлових і промислових приміщень. При цьому сумарні тепловтрати в ЖКГ досягають 75%. Аналогічна ситуація спостерігається і в промислових будівлях. Тому на сьогодні досить злободенною в усьому світі і зокрема в Україні є проблема збереження енергоресурсів.

Одним із напрямків енергозбереження в сучасних умовах є, зокрема, підвищення енергоефективності будівель не виробничого призначення (житлові будівлі, лікарні, школи тощо). Задачу підвищення енергоефективності найбільш доцільно розв'язувати в рамках сучасних інформаційних технологій, де важливу роль відіграють методи математичного моделювання.

В даній роботі пропонується інформаційна технологія аналізу конвективного теплообміну в складній архітектурно-функціональній структурі сучасної будівлі не виробничого призначення.

Аналіз досліджень і публікацій. Застосуванню математичних методів системного аналізу для вивчення теплової ефективності будівель присвячена робота [1]. В ній приведені наукові основи і методологічні принципи проектування енергоефективних будівель, розглянуті особливості розробки математичних моделей для систем управління тепловим режимом інтелектуальних будівель. Ця робота є методологічним підґрунтям даних досліджень.

Цілі дослідження, постановка задачі. Розробити ефективну модель аналізу нестационарного тривимірного турбулентного руху суцільного середовища двохкомпонентної пароповітряної суміші при наявності внутрішніх джерел і стоків енергії.

Матеріали досліджень. Вважаємо, що суцільне середовище в приміщенні будівлі є двохкомпонентною пароповітряною сумішшю, а рух цієї суміші є малошвидкісним турбулентним, що відбувається в полі тяжіння. Тоді система визначаючих рівнянь охоплює рівняння балансу маси, кількості руху і енергії для суміші в цілому, а також рівняння перенесення водяного пару [2]:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \bar{U}) = 0,$$

$$\frac{\partial \rho \bar{U}}{\partial t} + \nabla(\rho \bar{U} \bar{U}) = -\nabla P^* + \nabla \sigma + g(\rho - \rho_h),$$

$$c_p \left[\frac{\partial \rho T}{\partial t} + \nabla(\rho \bar{U} T) \right] =$$

$$= \frac{\partial P_a}{\partial t} - \nabla \bar{q} - (c_{pg} \bar{m}_g + c_{pV} \bar{m}_V) \nabla T,$$

$$\frac{\partial \rho y_V}{\partial t} + \nabla(\rho \bar{U} y_V) = \nabla \bar{m}_V,$$

$$y_g + y_V = 1. \quad (1)$$

Тут ρ , P , $\bar{U} = (U_x, U_y, U_z)$ і T – щільність, тиск, вектор швидкості і температура суміші, P^* – модифікований тиск (P_h – гідростатичний тиск, ρ_h – середньооб'ємна щільність), P_a – середній тиск по об'єму суміші, c_p – питома теплоємність суміші,

$y_i = \frac{\rho_i}{\rho}$ – масові концентрації компонент (ρ_i – парціальна щільність, $i=V, g$). Нижніми індексами $(\dots)_V$ і $(\dots)_g$ позначені відповідні величини для неконденсованого пару і повітря.

Сумарне дифузійне перенесення подається в системі (1) тензором напруг σ і векторами щільності потоку тепла \bar{q} і маси \bar{m}_i , для яких використовуються градієнтні апроксимації у формі законів Ньютона, Фур'є і Фіка.

Тензором напруг подаються поверхневі сили:

$$\sigma_{ij} = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} & \sigma_{xz} \\ \sigma_{yx} & \sigma_{yy} & \sigma_{yz} \\ \sigma_{zx} & \sigma_{zy} & \sigma_{zz} \end{pmatrix} \quad (2)$$

Тут напруги з однаковими індексами ($\sigma_{xx}, \sigma_{yy}, \sigma_{zz}$) суть нормальні напруги, тобто напруги спрямовані по нормалі до поверхні. Всі інші напруги – дотичні, тобто напруги спрямовані дотично до поверхні. Причому $\sigma_{xy} = \sigma_{yx}$, $\sigma_{xz} = \sigma_{zx}$, $\sigma_{yz} = \sigma_{zy}$.

Напруги визначаються через швидкості деформації середовища і через тиск.

Дотичні напруги ньютонівської рідини виражаються таким чином (тут μ – коефіцієнт динамічної в'язкості):

$$\sigma_{xy} = \sigma_{yx} = \mu \left(\frac{\partial U_x}{\partial y} + \frac{\partial U_y}{\partial x} \right),$$

$$\sigma_{xz} = \sigma_{zx} = \mu \left(\frac{\partial U_x}{\partial z} + \frac{\partial U_z}{\partial x} \right),$$

$$\sigma_{zy} = \sigma_{yz} = \mu \left(\frac{\partial U_z}{\partial y} + \frac{\partial U_y}{\partial z} \right).$$

Нормальні напруги викликають деформацію рідини не тільки в напрямку їх дії, а й у перпендикулярних напрямках, приводячи до деформацій зсуву та об'ємної деформації. Їх можна подати в такій формі:

$$\sigma_{xx} = -p + 2\mu \frac{\partial U_x}{\partial x} - \frac{2}{3} \mu \operatorname{div} \bar{U},$$

$$\sigma_{yy} = -p + 2\mu \frac{\partial U_y}{\partial y} - \frac{2}{3} \mu \operatorname{div} \bar{U},$$

$$\sigma_{zz} = -p + 2\mu \frac{\partial U_z}{\partial z} - \frac{2}{3} \mu \operatorname{div} \bar{U}.$$

Щільність суміші визначається рівнянням стану (M_i – молекулярні ваги компонентів):

$$\rho = \frac{1}{\frac{y_g}{M_g} + \frac{y_v}{M_v}} \frac{P_a}{RT}.$$

Питома теплоємність суміші складається із питомих теплоємностей її компонент із врахуванням їх масових часток:

$$c_p = c_{pg} M_g + c_{pv} M_v.$$

Аналогічно визначається і динамічний коефіцієнт в'язкості:

$$\mu = \mu_g M_g + \mu_v M_v.$$

Використовувані в моделі залежності для коефіцієнтів дифузії водяного пару у повітрі і в'язкості суміші взяті із [2], а залежність в'язкості від температури для кожного із компонентів задається степеневою апроксимацією з показником $n=0,76$.

Коефіцієнт теплопровідності суміші λ , який входить у градієнтну апроксимацію для вектора щільності потоку тепла обчислюється з використанням зваженого значення молекулярного числа Прандтля ($Pr_g=0,71$, $Pr_v=0,9$).

Моделювання турбулентності виконується на основі SST-моделі Ментера [3]. Турбулентні числа Прандтля и Шмідта задаються рівними 0,9.

Модель Ментера (SST-модель) за сукупністю своїх якостей є однією з кращих, якщо не найкращою, серед існуючих RANS моделей турбулентності (в рамках усереднених за Рейнольдсом рівнянь). SST модель є комбінацією відомих k-ε і k-ω моделей, що забезпечує поєднання кращих якостей цих моделей. Так, k-ε модель добре зарекомендувала себе при розрахунку вільних і струменевих зсувних течій, а k-ω модель забезпечує істотно більш точний опис пристінкових прикордонних шарів. З урахуванням цих обставин, Ментером запропоновано об'єднати ці моделі з використанням спеціально сконструйованої для цього емпіричної функції F_1 , яка забезпечує близькість сумарної моделі до моделі k-ε далеко від твердих стінок і до моделі k-ω в пристінковій частини потоку. Формулювання цієї "гібридної" моделі, записаної в термінах k (кінети-

чна енергія турбулентності) і ω (питома швидкість її дисипації), виглядає таким чином:

$$\frac{D(\rho k)}{Dt} = \nabla \cdot [(\mu + \sigma_k \mu_T) \nabla k] + P_k - \beta^* \rho \omega k, \quad (3)$$

$$\frac{D(\rho \omega)}{Dt} = \nabla \cdot [(\mu + \sigma_\omega \mu_T) \nabla \omega] + \gamma \frac{\rho}{\mu_T} P_k - \beta \rho \omega^2 + (1 - F_1) D_{k\omega}. \quad (4)$$

Розрахунок генераційного члена в рівняннях перенесення (3), (4) здійснюється за формулою:

$$P_k = \min(\mu_T S^2, 20 \beta^* \rho k \omega), \quad S^2 = 2 S_{ij} S_{ij},$$

а останній член у правій частині рівняння перенесення ω (так званий член із перехресною дифузією) визначається співвідношенням:

$$D_{k\omega} = \frac{2 \rho \sigma_{\omega 2}}{\omega} (\nabla k)(\nabla \omega).$$

Для визначення турбулентної в'язкості за відомими значеннями k і ω в SST-моделі використову-

ється не стандартне співвідношення $\mu_t = \frac{\rho k}{\omega}$, а ви-

раз, що базується на відомій гіпотезі Бредшоу про пропорційність напруги зсуву в пристінковій частині прикордонного шару енергії турбулентних пульсацій:

$$\mu_t = \frac{\rho a_1 k}{\max(a_1 \omega, \Omega F_2)}, \quad (5)$$

яке дозволяє уникнути характерного для k-ε моделей затягування відриву.

Емпірична функція F_2 , що входить в (5), розраховується за формулою

$$F_2 = \tanh\left(\arg_2^2\right),$$

де $\arg_2 = \max\left(\frac{2\sqrt{k}}{0,09\omega d_w}, \frac{500\nu}{d_w^2\omega}\right)$, а d_w означає відстань від даної точки до найближчої точки твердої поверхні. Нарешті, емпіричні константи моделі визначаються через відповідні константи k-ε і k-ω моделей за допомогою емпіричної "вагової" функції F_1 :

$$\sigma_k = F_1 \sigma_{k1} + (1 - F_1) \sigma_{k2}; \quad \sigma_\omega = F_1 \sigma_{\omega 1} + (1 - F_1) \sigma_{\omega 2};$$

$$\beta = F_1 \beta_1 + (1 - F_1) \beta_2 \quad (6)$$

де

$$F_1 = \tanh\left(\arg_1^4\right),$$

$$\arg_1 = \min\left[\max\left(\frac{2\sqrt{k}}{0,09\omega d_w}, \frac{500\nu}{d_w^2\omega}\right), \frac{4\rho\sigma_{\omega 2}k}{CD_{k\omega}d_w^2}\right],$$

$$CD_{k\omega} = \max\{D_{k\omega}, 10^{-20}\}.$$

Індекси "1" і "2" в (6) відносяться відповідно до констант k-ω і k-ε моделей:

$$\sigma_{k1} = 0,85; \quad \sigma_{\omega 1} = 0,5; \quad \beta_1 = 0,075;$$

$$\sigma_{k2} = 1,0; \quad \sigma_{\omega 2} = 0,856; \quad \beta_2 = 0,0828;$$

а решта констант дорівнюють:

$$\beta^* = 0,09; k = 0,41; a_1 = 0,31; \gamma = \frac{\beta}{\beta^*} - \frac{\sigma_{\omega} k^2}{\sqrt{\beta^*}}.$$

При розв'язуванні задач конвективного теплообміну в приміщенні будівлі виділяється декілька типів крайових умов:

1. На проникних межах розрахункової області (вході і виході) використовуються характеристичні граничні умови, сформульовані відносно інваріантів Рімана. Зв'язок цих інваріантів із основними змінними визначається такими співвідношеннями:

$$I_1 = u_n + \frac{2a}{\gamma - 1}, I_2 = u_n - \frac{2a}{\gamma - 1}, I_3 = v_r,$$

$$I_4 = w_r, I_5 = \frac{RT}{m\rho^{\gamma-1}}.$$

Тут a – швидкість звуку, γ – показник адиабати, u_n , v_r , w_r – локальні значення складових вектора швидкості.

Конкретна форма граничних умов на проникних межах залежить від знаку і величини проекції вектора швидкості на напрямок зовнішньої нормалі до границі u_n , тобто від того, чи є розглядувана точка границі входом чи виходом розрахункової області, і від локальної величини числа Маха $M_n = \left| \frac{u_n}{a} \right|$ в

цій точці. На вході, як правило, за граничну умову задається температура рідини. Граничні умови на виході для температури не задаються.

2. Граничні умови на стінці. Тут задається температура (гранична умова першого роду) $T=T_w$, тепловий потік від стінки (гранична умова другого роду) $\lambda \frac{\partial T}{\partial n} = q_w$ або коефіцієнт тепловіддачі (гранична

умова третього роду). Якщо заданий тепловий потік, то необхідно скласти для пристінкового об'єму, як і для всіх інших, дискретний аналог рівнянь тепломасообміну.

Надходження тепла від системи опалення моделюється поверхневими джерелами енергії, які розташовані на стінці з площею, що дорівнює площі, яку займає батарея опалення. Інтенсивність цих джерел визначається заданням температури.

На твердих непроникних стінках задаються умови прилипання і не проникнення для швидкості: $U_x = U_y = U_z = 0$.

3. Граничні умови симетрії. Такі умови застосовуються для задач, в яких існує симетрія. Розрахункова область обмежується лінією (поверхнею) симетрії. Кут нахилу дотичної до профілю температури (а також до інших розрахункових параметрів) на лінії (площині) симетрії дорівнює нулю. Таким чином вдається в два і більше разів скоротити об'єм розрахункової області, що зменшує час, необхідний на розрахунок.

4. Періодичні граничні умови. Ці умови схожі з граничними умовами симетрії. Вони застосовуються для розрахунків таких течій, де існує чимало повторюваних ділянок. Замість того, аби розглядати

всю картину течії, розглядається тільки одна ділянка, що в разі економить обчислювальні ресурси.

Граничні умови до рівнянь SST-моделі (3), (4) задаються таким чином. На твердій стінці кінетична енергія турбулентності покладається рівною нулю, а її питома дисипація визначається за формулою:

$$\omega_w = 10 \frac{6\nu}{\beta_1 D y_1^2},$$

де ν – молекулярна кінематична в'язкість, $\beta_1=0,075$, а Δy_1 – величина першого пристінкового кроку сітки.

На вхідних ділянках зовнішньої межі розрахункової області задається значення питомої дисипації:

$$\omega_{\Gamma} = C \frac{U_{\Gamma}}{L},$$

U_{∞} , L – характерні для даної течії швидкісний і лінійний масштаби, а рекомендовані в [4] значення константи C знаходяться в діапазоні 1-10.

Що стосується величини кінетичної енергії турбулентності на вхідних кордонах, то її значення k_{∞} або задається безпосередньо (якщо воно відоме з експерименту або її значення визначено, виходячи з якихось інших фізичних міркувань), або розраховується за величиною кінематичної турбулентної в'язкості $(\nu_t)_{\infty}$ на вхідному кордоні, яка передбачається заданою:

$$k_{\Gamma} = \rho_{\Gamma} (\nu_t)_{\Gamma} \omega_{\Gamma}.$$

В подальшому рівняння газової динаміки використовуються в безрозмірному вигляді. За основні характерні масштаби вибрано: лінійний розмір – $L=1$ м, щільність газу – $\rho_0=1,21$ кг/м³, швидкість звуку (при нормальних умовах) – $a=331$ м/с, температура – $T_0=20+273=293$ К.

Запишемо тепер рівняння тепломасообміну (1) в інтегральній формі. Для цього виділимо в просторі приміщення довільний об'єм V і проінтегруємо відповідні рівняння по цьому об'єму. Крім того, скориставшись теоремою Остроградського-Гауса

$$\left(\int_S \bar{a} \cdot d\bar{S} = \int_V \text{div} \bar{a} dv \right),$$

від об'ємного інтегралу перейдемо до поверхневого. В результаті в розгорнутому вигляді матимемо:

$$\int_V \frac{\partial \rho}{\partial t} dV + \int_S \rho \bar{U} d\bar{S} = 0,$$

$$\int_V \frac{\partial (\rho \bar{U})_x}{\partial t} dV + \int_S \rho U_x \bar{U} d\bar{S} = - \int_S \frac{P^*}{\rho} dS_x + \int_V g(\rho - \rho_h) dV + \int_S \sigma_{xy} dS_j,$$

$$\int_V \frac{\partial (\rho \bar{U})_y}{\partial t} dV + \int_S \rho U_y \bar{U} d\bar{S} =$$

$$= - \int_S \frac{P^*}{\rho} dS_y + \int_V g(\rho - \rho_h) dV + \int_S \sigma_{yy} dS_j,$$

$$\int_V \frac{\partial (\rho \bar{U})}{\partial t} dV + \int_S \rho U \bar{U} d\bar{S} =$$

$$\begin{aligned}
&= -\frac{P}{\rho} dS + g(\rho - \rho) dV + \sigma dS, \\
T c_p \int_V \frac{\rho T}{t} dV + \int_S c_p \rho \bar{U} T d\bar{S} &= \\
&= T \int_V \frac{P_a}{t} dV - \int_S \bar{q} d\bar{S} - \int_S (c_{pg} \bar{m}_g + c_{pv} \bar{m}_v) T d\bar{S}, \\
\int_V \frac{\partial \rho y_V}{\partial t} dV + \int_S \rho \bar{U} y_V d\bar{S} &= \int_S \bar{m}_V d\bar{S}. \quad (7)
\end{aligned}$$

"Гібридна" модель турбулентності Менгера, записана в термінах k (кінетична енергія турбулентності) і ω (питома швидкість її дисипації), в інтегральній формі виглядає так:

$$\begin{aligned}
T \int_V \frac{\rho k}{t} dV + \int_S \bar{U} n(\rho k) - (\mu + \sigma_k \mu_t) \frac{\rho k}{n} dS &= \\
&= T \int_V \rho (P_k - \beta^* k \omega) dV, \\
T \int_V \frac{\rho \omega}{t} dV + \int_S \bar{U} n(\rho \omega) - (\mu + \sigma_\omega \mu_t) \frac{\rho \omega}{n} dS &= \\
&= T \int_V \rho \left(P_k - \beta \omega^2 + 2(1 - F_1) \sigma_\omega \frac{1}{\omega} \frac{\rho k}{x_i} \frac{\rho \omega}{x_j} \right) dV; \\
\mu_k &= \frac{\rho k}{\omega}, \tau_{ij} = 2\mu_t S_{ij} - 2\bar{I} \frac{\mu_t C C + \rho k}{3}, \\
P_k &= \tau_{ij} \frac{\rho u_i}{x_j}, P_\omega = \frac{\gamma}{\mu_t} \tau_{ij} \frac{\rho u_i}{x_j}. \quad (8)
\end{aligned}$$

Для числової реалізації задачі конвективного теплообміну в приміщенні будівлі використовуємо метод скінчених об'ємів [5]. При цьому основними рівняннями є рівняння, записані в інтегральній формі (7)-(8).

Інтеграл по замкнутому контуру подається у вигляді суми інтегралів по кожній грані контрольного об'єму. Складаючи дискретний аналог рівнянь газодинаміки і теплообміну, варто звертати увагу на те, як відносно розглядуваної грані контрольного об'єму спрямований вектор швидкості. При цьому напрямок вектора швидкості вибирається на початку розрахунку. Вважаємо, що проєкції вектора швидкості співпадають із напрямками осей координат. Якщо в процесі обчислень швидкість в якійсь розрахунковій точці одержується від'ємною, то в цій точці напрямком швидкості протилежно спрямований початково вибраному.

Найпростіша і найочевидніша апроксимація інтегралу ґрунтується на припущенні сталості f на всій поверхні розглядуваної грані:

$$\int_{S_e} f dS = f_e \int_{S_e} dS = f_e S_e. \quad (9)$$

Ця апроксимація має другий порядок точності.

Для підвищення порядку точності можна скористатися формулою Симпсона:

$$\int_{S_e} f dS = \frac{S_e}{6} (f_{ne} + 4f_e + f_{se}) \quad (10)$$

Тут f_{ne} і f_{se} – значення у контрольному об'ємі. Формула (10) дає четвертий порядок точності.

Виникає закономірне запитання про визначення величин у формулі (9).

Розглянемо схему проти потоку. Вона полягає в такому:

$$f_e = \begin{cases} f_P, (\bar{U} \cdot \bar{n})_e > 0 \\ f_E, (\bar{U} \cdot \bar{n})_e < 0 \end{cases}.$$

Тут $(\bar{U} \cdot \bar{n}) > 0$, якщо напрямки вектора нормалі і вектора швидкості співпадають, $(\bar{U} \cdot \bar{n}) < 0$ – ці вектори спрямовані в протилежні сторони.

Для дискретизації за схемою проти потоку дифузійні члени будуть мати такий вираз:

$$\left(\frac{\partial f}{\partial x} \right)_e = \begin{cases} \frac{f_E - f_P}{x_E - x_P}, (\bar{U} \cdot \bar{n})_e > 0 \\ \frac{f_P - f_E}{x_P - x_E}, (\bar{U} \cdot \bar{n})_e < 0 \end{cases} \quad (11)$$

Тут фігурують значення підінтегральної функції у двох сусідніх вузлах P і E . Схема проти потоку хороша тим, що ніколи не призводить до нефізичних рішень.

Найрозповсюдженішою є думка про те, що середнє по об'єму значення підінтегральної функції дорівнює її значенню у вузлі P . Математично це виражається так:

$$\int_V f dV = \bar{f} V = f_P V \quad (12)$$

Час у фізиці розглядається як своєрідна четверта координата з тією лише різницею, що минуле і майбутнє чітко різняться між собою. Те, що відбулося в поточний момент, може вплинути тільки на майбутні події, але не на ті, які вже відбулися (принцип причинності).

Виходячи з цього, при числовому розв'язуванні задач час процесу можна розбити на деяку кількість кроків, створивши поряд із просторовою сіткою часову.

Частинні похідні по часу подаються скінченою різницею вперед:

$$\frac{\theta_i^n - \theta_i^{n-1}}{dt}.$$

В результаті дістається явна різницева схема, яка є стійкою при виконання умови Куранта

$$dt < \frac{\min(dx, dy, dz)}{\max(U_x, U_y, U_z)}.$$

Опалювальні прилади реалізовані в моделі як розподілені в просторі джерела теплоти, з геометрією, місцем розташування та іншими характеристиками, що відповідають реальним опалювальним приладам.

Чисельними дослідженнями, зокрема, встановлено, що щільність повітря в розглядуваному приміщенні майже не змінюється, не дивлячись на те, що суттєво було збільшено температуру опалювального пристрою. Тому при моделюванні теплового режиму можна вважати, що ця щільність є сталою. При цьому дещо спрощується система рівнянь, яка

описує конвективний теплообмін в рамках розглядуваної моделі. Крім того, на рис. 1 і рис. 2 приведені ізоповхні температури і лінії струму для різних моментів часу, а на рис. 3 поданий розподіл температури по висоті приміщення в його центрі.

На рис. 3 суцільною лінією позначені розраховані за запропонованою моделлю значення темпе-

ратури, а точками – експериментальні значення, взяті в роботі [6]. Розміри приміщення: висота 3,0 м, довжина 6 м і ширина 3 м. Розміри опалювального приладу 80×60 см, а його температура – 85 °С. Температура оточуючого середовища становить -20 °С.

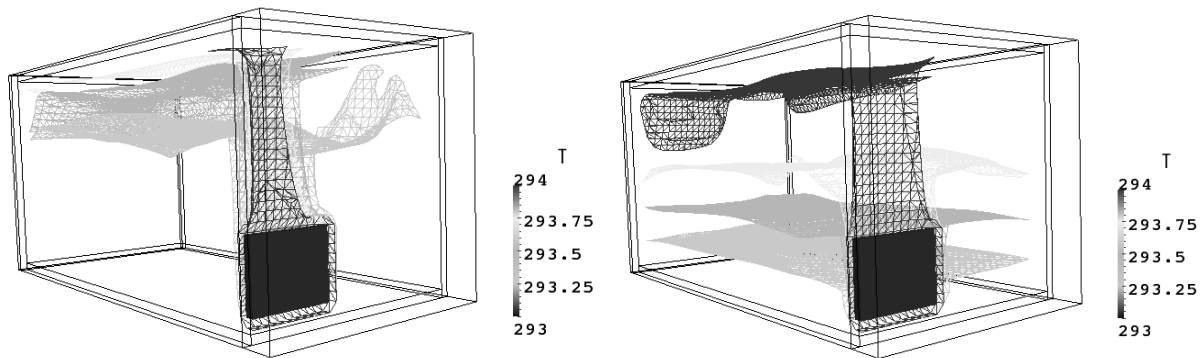


Рис. 1. Ізоповхні температури.

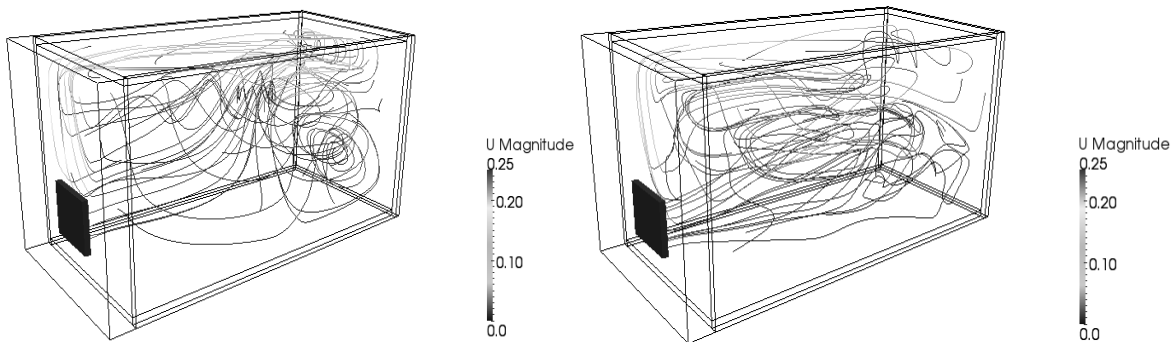


Рис. 2. Лінії струму.

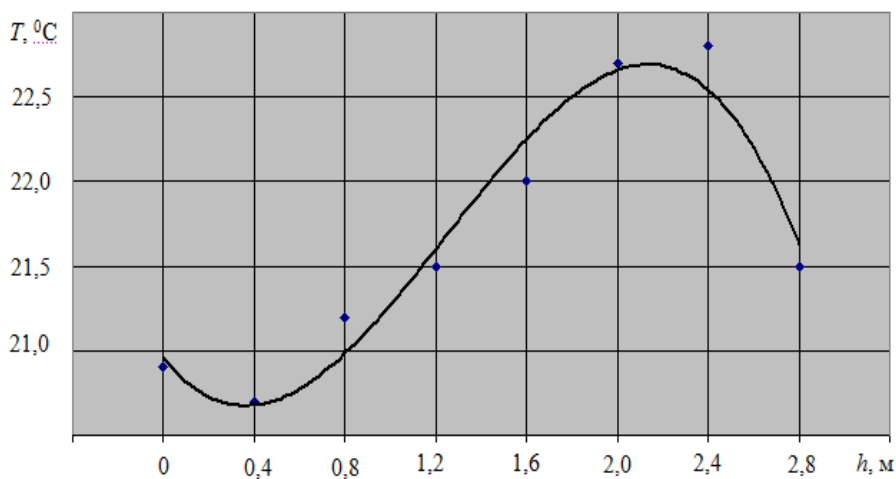


Рис. 3. Розподіл температури по висоті приміщення

Висновки. Таким чином, в ході виконання даної роботи в рамках сучасних інформаційних технологій, де важливу роль відіграють методи математичного моделювання, запропоновано метод розрахунку тривимірного нестационарного турбулент-

ного конвективного теплообміну в приміщенні будівель невиробничого призначення.

Результати числового експерименту досить добре узгоджуються з результатами, одержаними експериментальним шляхом.

Список литературы: 1. Табунщиков Ю.А. Математическое моделирование и оптимизация тепловой эффективности зданий. / Табунщиков Ю.А., Бродач М.М. – М: Авок-пресс, 2002. – 194 с. 2. Бэтчелор Дж., Введение в динамику жидкости. - М.: Мир. – 1973. 3. Богословский В.Н. Тепловой режим здания. – М.: Стройиздат. – 1979 – 248с. 4. Menter F.R. Two–Equation Eddy–Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications // AIAA J. – 1994. – 32, № 8. – P. 1598-1605. 5. Аникеев А.А., Молчанов А.М., Янышев Д.С. Основы вычислительного теплообмена и гидродинамики. Учебное пособие. 6. Захаревич А. Э. Формирование параметров микроклимата в отапливаемых помещениях в условиях естественной конвекции. Автореферат диссертации на соискание ученой степени кандидата технических наук. Минск 2012.

Автори: Єрохін Андрій Леонідович.

Харківський національний університет радіоелектроніки, Харків, доктор технічних наук, професор, декан факультету.

E-mail – andriy.yerokhin@nure.ua.

Зацеркляний Георгій Альбертович.

Харківський національний університет радіоелектроніки, Харків, аспірант.

E-mail – george.zatserklyany@gmail.com.

ИНФОРМАЦИОННАЯ ТЕХНОЛОГИЯ АНАЛИЗА КОНВЕКТИВНОГО ТЕПЛООБМЕНА В ПОМЕЩЕНИИ ЗДАНИЯ

А.Л. Ерохин, Г.А. Зацеркляный

Рассматривается нестационарное трехмерное турбулентное движение сплошной среды двухкомпонентной паровоздушной смеси при наличии внутренних источников и стоков энергии, что позволяет более точно определить интегральные характеристики теплового режима помещения здания.

Ключевые слова: модель, нестационарное трехмерное турбулентное движение, паровоздушная смесь.

INFORMATION TECHNOLOGY OF CONVECTIVE HEAT EXCHANGE ANALYSIS INSIDE OF THE BUILDING

A. L. Yerokhin, H. A. Zatserklyanyi

We examine a non-stationary three-dimensional turbulent motion of the solid medium of two-component steam-air mixture in the presence of internal sources and drains of energy that allows to determine integral characteristics of thermal conditions in the lodging more exactly.

Keywords: model, non-stationary three-dimensional turbulent motion, steam-air mixture.