

ВИЗНАЧЕННЯ МЕХАНІЧНОЇ ЕНЕРГІЇ ТУРБУЛЕНТНИХ ТЕЧІЙ У ПРИМІЩЕННЯХ

¹Національний технічний університет України
«Київський політехнічний інститут», Україна

²Київський національний університет будівництва і архітектури, Україна

В роботі отримано узагальнену форму рівняння балансу енергії для неквазіусталених потоків, одержано рівняння балансу енергії усереднених потоків. Для вільної плоскої струмини отримано розподіл витрати енергії на спонуку ежекції та на турбулентну дисипацію.

Постановка проблеми. Підвищення енергоефективності вентиляції та кондиціонування повітря пов'язано з ефективною організацією повітрообміну. Дослідження організації повітрообміну в основному виконуються експериментально, що підвищує вартість відповідних технічних рішень. Тому розробка аналітичних підходів до підвищення точності розрахунку течій у приміщеннях дозволяє підвищити продуктивність праці розробників вентиляційного обладнання та знизити собівартість повітророзподільного й повітрозабірного обладнання.

Аналіз основних досліджень і публікацій. Практично всі теорії затоплених вільних ізотермічних струмин базуються на законі збереження кількості руху. При цьому рівняння енергії потоків (Бернуллі) практично не використовується через відповідні обмеження області застосування [1]:

- рух має бути усталеним (як мінімум квазіусталеним);
- рух має бути плавномінімним, тобто можна знехтувати поперечною складовою швидкості, тоді розподіл суми статичного та гідростатичного тиску в поперечному перерізі є рівномірним;
- потік не повинен розділятися та зливатися (всі трубки течії проходять початковий та кінцевий перерізи).

Всупереч цим умовам затоплені струмини ежектують навколишнє повітря, а всередині відбувається інтенсивне перемішування часток за рахунок великомасштабних вихорів – клубів. В. М. Ельтерман [2] запропонував напрямок теоретичних досліджень ефективності організації повітрообміну на базі енергетичного балансу приміщення. Однак, у роботі за цим підходом було одержано лише критерій подібності K , але немає отриманих на його базі конкретних результатів для різних видів приміщень. Як показав С. Е. Бутаков [3], дослідження струминних течій на базі закону збереження кількості руху дає похибку 15 % і більше. Авторами даної роботи [4] дано пояснення такому явищу. Вплив низькочастотних пульсацій швидкості, спричинених обертанням

клубів, має бути врахований при інтегруванні «секундної» кількості руху. Було запропоновано узагальнену форму рівняння кількості руху для неквазіусталених течій та введено поняття усередненого потоку.

Усереднюваним за часом Δt з похибкою ε можна вважати потік, для якого усереднені густина, кількість руху, питома енергія та інші фізичні величини за об'ємом у будь-якій фіксованій контрольній поверхні та за проміжком часу завдовжки Δt не залежать від початку відліку проміжку часу у межах похибки ε .

До таких потоків належить періодичний потік – це потік, у кожній точці якого всі параметри через певний період часу Δt набувають однакового значення. Для нього $\varepsilon = 0$.

Запропоновано поправку β_T до секундної кількості руху, на яку слід помножити коефіцієнт Бусинеска. Отримане на підставі геометричного аналізу макроструктури струминного прилежового шару значення поправки β_T становить 1,11 [4], що лише на 4 % менше отриманої С. Е. Бутаковим похибки – 15 %.

Пульсації параметрів турбулентних потоків спричиняються вихорами, а роль в'язкості в таких потоках є опосередкованою. На підставі цього професор кафедри теплогазопостачання і вентиляції Київського національного університету будівництва і архітектури А. Я. Ткачук розробив теорію турбулентних прилежових шарів на базі методу особливостей [5]. Турбулентний потік розглядається як потік ідеальної рідини, а поверхні розриву тангенціальної складової швидкості подаються як вихрова пелена. Струминний прилежовий шар складається з великомасштабних вихорів – клубів. За теорією проф. А. Я. Ткачука з урахуванням візуальних досліджень у плоских струминах вони [4] утворюють дві вихрові пелени у шаховому порядку (рис. 1, а), а у струминах, що насталяються на поверхні, одну вихрову пелену, що котиться вільною межею, а біля стінки межує з пристінним прилежовим шаром.

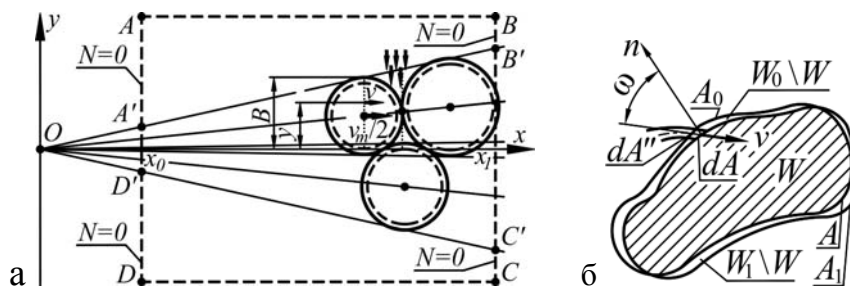


Рис. 1. Визначення енергії не квазіусталеної течії:
а – схема вільної затопленої струмини, б – схема довільної течії

Формулювання цілей і завдання статті. Метою роботи є побудова більш загального вигляду рівняння механічної енергії, придатного для струминних течій та інших потоків приміщення, задля більш точної оцінки їхнього енергетичного балансу.

Основна частина. Розглянемо довільну течію (рис. 1, б) аналогічно до роботи [4]. Виділимо масу m у об'ємі W_0 , що обмежений замкненою контрольною поверхню A_0 . За елементарний проміжок часу dt , що відлічується

від моменту часу τ_0 , маса m займе фігуру W_1 . Вона обмежена поверхнею A_1 , нескінченно близькою до A_0 . Виділена множина частинок середовища залишається однією і тією ж. Потік фактично відбувся. Тому положення кожної частинки, її швидкість v та зовнішні сили залежать лише від часу [4]. Уведемо об'єм $W = W_0 \cap W_1$, якому належать усі точки, що одночасно належать обом фігурам. Він обмежений поверхнею A .

Запишемо енергетичний баланс за механічною енергією виділеної маси з урахуванням нескінченної близькості поверхонь A , A_0 та A_1 . Оскільки статичний тиск p_c є потенціальною енергією одиниці об'єму, то потенціальна енергія одиниця маси дорівнює відношенню p_c / ρ статичного тиску p_c до густини ρ . Різниця механічної енергії виділеної маси m при русі від початкового W_0 до кінцевого W_1 об'ємів за час $d\tau$ дорівнює втратам енергії dE

$$\begin{aligned} & \left(\int_m (gz + (p_c / \rho) + (v^2 / 2)) dm \right)_{\tau_0} - \left(\int_m (gz + (p_c / \rho) + (v^2 / 2)) dm \right)_{\tau_0 + d\tau} = \\ & = d \int_m (gz + (p_c / \rho) + (v^2 / 2)) dm = dE. \end{aligned} \quad (1)$$

Індекс біля дужок означає момент часу інтегрування. Перейдемо в рівнянні (1) від маси m до займаного нею об'єму W . Елементарний об'єм прийнятий настільки малим, що густина середовища в ньому може вважатися постійною. Швидкість і густина в кожній точці простору для конкретного неусталеного потоку, що вже фактично відбувся, є функцією лише від часу. Тоді рівняння (1) набуде вигляду:

$$\begin{aligned} & \left(\int_W \frac{d \left(\rho gz + p_c + \frac{\rho v^2}{2} \right)}{d\tau} dW \right) d\tau + \left(\int_{W_1} \left(\rho gz + p_c + \frac{\rho v^2}{2} \right) dW \right)_{\tau_0} - \\ & - \left(\int_{W_0} \left(\rho gz + p_c + \frac{\rho v^2}{2} \right) dW \right)_{\tau_0 + d\tau} = dE, \end{aligned} \quad (2)$$

де $W_i \setminus W$ – це різниця множин точок фігур W_i ($i=1, 2$) та W , тобто частина фігури W_i , що не входить до W .

Обидві різниці складаються з фрагментів елементарних трубок течії, що втікають і витікають з заповненням усього об'єму. Якщо ці фрагменти прийняти достатньо малими (час $d\tau$ достатньо коротким), то швидкість v у їхніх межах можна вважати сталою. Фрагменти цих трубок наближаються до урізаних конусів або пірамід. Об'єм кожної з них [4]:

$$dW = v_n d\tau (dA + \sqrt{dA dA''} + dA'') / 3 = dA' v_n d\tau = dA' v \cos(\omega) d\tau, \quad (3)$$

де $v_n = v \cos(\omega)$ – проекція швидкості на локальну нормаль n до поверхні A ; ω – кут між нормаллю n та вектором швидкості; dA^l – площа перерізу, паралельного основам, що дає еквівалентний об’єм. Ця площа є середнім арифметичним із значень площ основ та їхнього середнього геометричного. Тому переріз A^l завжди існуватиме в межах урізаного конуса (піраміди), а не на його продовженнях за першою теоремою про середнє. При прямуванні до нуля періоду часу $d\tau$ всі перерізи урізаного конуса (піраміди) стягуються до основи dA . Задіємо всю поверхню A шляхом доповнення лівої частини рівняння (2) аналогічним нульовим інтегралом за аналогічним нульовим об’ємом, де на поверхні A швидкість v_n дорівнює нулю. Після перетворень рівнянь (2) та (3) одержимо рівняння енергії у формі “секундної енергії”, тобто потужності N з двома варіантами лівої частини:

$$\begin{aligned} & \left[d \left(\int_W \left(\rho g z + p_c + \frac{\rho v^2}{2} \right) dW \right) / d\tau \right] + \oint_A \pm \left(\rho g z + p_c + \frac{\rho v^2}{2} \right) v \cos(\omega) dA = \\ & \left[d \left(\int_W \left(\rho g z + p_c + \frac{\rho v^2}{2} \right) dW \right) / d\tau \right] + \oint_A \pm \left(\rho g z + p_c + \frac{\rho v^2}{2} \right) v_n dA = \frac{dE}{d\tau} = N. \end{aligned} \quad (4)$$

N – це потужність втрат енергії при проходженні потоком об’єму W . Якщо в потоку немає пристрою перетворення механічної енергії (наприклад, турбіни), то ця потужність дорівнює потоку теплоти, який розсіюється до навколишнього середовища. Знак плюс відповідає витіканню потоку з даного контуру і мінус – втіканню. Член у квадратних дужках та права частина мають різний фізичний зміст. Права частина показує зміну енергії зафіксованих часток, що протікають через об’єм W за час $d\tau$. Інтеграл у квадратних дужках дає повну енергію всіх частинок потоку, що знаходиться у фіксованому об’ємі W у будь-яку мить часу. Перелік цих частинок постійно змінюється за рахунок втікання і витікання, але об’єм залишається фіксованим. Тому в усталених течіях цей інтеграл є постійним, а член у квадратних дужках дорівнює нулю. Крім цього, усі підінтегральні вирази не залежать від часу. У не квазіусталених течіях ані перше ані друге неправильно.

Для початкового 1 та кінцевого 2 живих перерізів усталеного плавномірного потоку в нерозгалуженому трубопроводі $\cos(\omega) = 1$, член у квадратних дужках дорівнює нулю, а рівняння (4) зводиться до рівняння Бернуллі з використанням коефіцієнта Коріоліса α [1].

Для розгалуженої мережі між перерізами з плавномірним потоком рівняння (4) набуде більш складного вигляду:

$$\sum_{i=1}^n \pm \int_{A_i} \left(\rho g z + p_c + \frac{\rho v^2}{2} \right) v dA = N, \quad (5)$$

де знак плюс відповідає перерізам, якими потік втікає до мережі, а мінус – витікає. Це рівняння не має практичного сенсу для гідравлічного розрахунку трубопроводних мереж, які діляться на нерозгалужені ділянки, однак є проміжним етапом розгляду енергетичного балансу більш складних течій, які можуть бути з певною точністю подані як зазначені. Беремо інтеграл (5) з урахуванням рівномірного розподілу статичного плюс гідростатичного тиску плавномірного потоку. Отримуємо:

$$\sum_{i=1}^n \pm \left(\rho_i g z_i + p_{c,i} + \alpha_i \frac{\rho_i v_i^2}{2} \right) L_i = N, \quad (6)$$

де ρ_i – значення густини в точці (наприклад, центрі) перерізу i ; z_i – висота цієї ж точки перерізу i (адже $\rho_i g z_i + p_{c,i} \approx const$); $p_{c,i}$ – статичний тиск у тій же точці перерізу i ; v_i – середнє за площею значення швидкості в перерізі i ; α_i – коефіцієнт Коріоліса в перерізі i :

$$\alpha_i = \frac{A_i^2 \int_{A_i} \rho v^3 dA}{\rho_i \left(\int_{A_i} v dA \right)^3} = \frac{\int_{A_i} \rho v^3 dA / A_i}{\rho_i \left(\int_{A_i} v dA / A_i \right)^3} = \frac{\int_{A_i} \rho v^3 dA / A_i}{\rho_i v_i^3} \approx \frac{\int_{A_i} v^3 dA / A_i}{v_i^3} = \frac{(v^3)_i}{v_i^3}. \quad (7)$$

У рівнянні (7) частини після знака « \approx » точні в разі постійної густини в перерізі. Рівняння (6) показує, що при злитті потоків повні тиски мають ваговий коефіцієнт, який дорівнює об'ємній витраті. Це в точності відповідає даним [6], що потужність спонуки руху потоку дорівнює добутку повного тиску та об'ємної витрати.

Для усередненого потоку помножимо обидві частини рівняння (4) на dt та проінтегруємо за період часу Δt , після чого поділимо обидві частини на Δt . Інтеграл члена у квадратних дужках стане нульовим. Отримаємо рівняння енергії усереднених потоків у формі потужності:

$$\int_{\Delta t A} \pm \left(\rho g z + p_c + \frac{\rho v^2}{2} \right) v \cos(\omega) dA dt / \Delta t = N. \quad (8)$$

Розглянемо частинні випадки N_i інтегрування лівої частини рівняння (8) за фрагментами A_i поверхні A . Для плоских живих перерізів із квазіусталеною течією, наприклад, на виході з повітророзподільної щілини (отвору), використовується ліва частина рівняння (6) з коефіцієнтом Коріоліса у формі (7). Якщо ж течія у плоскому живому перерізі є лише усередненою, то форма рівняння ускладниться. Поняття «поперечний» переріз означає, що усереднений у кожній точці потоку в перерізі напрямок швидкості нормальний до перерізу. За таких умов

$$N_i = \iint_{\Delta\tau A_i} \pm \left(\rho g z + p_c + \frac{\rho v^2}{2} \right) v \cos(\omega) dA d\tau / \Delta\Delta = \pm \left(k_p (\rho_i g z_i + p_{c,i}) + \alpha_{tot} \frac{\rho_i v_i^2}{2} \right) \times \\ \times L_i = \pm \left(k_p (\rho_i g z_i + p_{c,i}) + \alpha \alpha_T \frac{\rho_i v_i^2}{2} \right) L_i, \quad (9)$$

де k_p – поправка на неусталеність тиску, яка подібна за формою до коефіцієнта поля, однак усереднення відбувається за витратою:

$$k_p = \frac{\iint (\rho g z + p_c) dL d\tau}{L_i \Delta\tau (\rho_i g z_i + p_{c,i})}, \quad dL = v \cos(\omega) dA; \quad (10)$$

α_{tot} – загальний коефіцієнт Коріоліса, α – коефіцієнт Коріоліса, а α_T – поправка на неквазіусталеність течії:

$$\alpha_{tot} = \frac{\iint_{\Delta\tau L_i} \rho v^2 dL d\tau}{L_i \Delta\tau \rho_i v_i^2} = \frac{\iint_{\Delta\tau L_i} \rho v^3 \cos(\omega) dA d\tau}{A_i \Delta\tau \rho_i v_i^3}, \quad (11)$$

$$\alpha = \frac{\iint_{A_i \setminus \Delta\tau} \left(\int v \cos(\omega) d\tau \right)^3 dA}{A_i \Delta\tau^3 v_i^3} = \frac{\iint_{A_i \setminus \Delta\tau} \left(\int v_n d\tau \right)^3 dA}{A_i \Delta\tau^3 v_i^3}, \quad (12)$$

$$\alpha_T = \frac{\alpha_{tot}}{\alpha} = \frac{\frac{\Delta\tau^2 \iint_{\Delta\tau A_i} \rho v^3 \cos(\omega) dA d\tau}{\rho_i \iint_{A_i \setminus \Delta\tau} \left(\int v \cos(\omega) d\tau \right)^3 dA}}{\frac{\Delta\tau^2 \iint_{\Delta\tau A_i} \rho v_n^3 \cos^{-2}(\omega) dA d\tau}{\rho_i \iint_{A_i \setminus \Delta\tau} \left(\int v_n d\tau \right)^3 dA}}. \quad (13)$$

У рівнянні (13) при $\omega = \pm \pi/2$ невизначеність $v_n^3 \cos^{-2}(\omega) = 0/0$ завжди розкривається як нуль. Оскільки енергія на відміну від кількості руху є скалярною величиною, то форма коефіцієнтів α (12) і α_T (13) ускладнена наявністю $\cos(\omega)$. Якщо в перерізі i густина постійна, то у формулах (11) і (13) вона має бути скорочена.

Для потоків повітря в системах вентиляції у загальному випадку за [7] слід замінити $\rho g z + p_c$ на надлишковий статичний тиск Δp_c , а різницю густини врахувати як дію гравітаційних сил. Для приміщень з атмосферним тиском $\Delta p_c = 0$.

Для вільних струмин у нерухомому середовищі виділяємо контур $ABCD$ (рис. 1 а) між абсцисами x_0 та x_1 . Відрізки AB та CD приймаються на достатній відстані, щоб потік, який підтікає, був плавномінним та квазіусталеним. Перетин контура з межами струмини позначено відповідними літерами зі

штрихом. Якщо $x_0 = 0$, то відрізок $A'D'$ збігається з випуском повітря. Тоді потік у цьому перерізі квазіусталений і описується рівняннями (6) і (7). Якщо переріз $A'D'$ або $B'C'$ розташовано на основній ділянці струмини, то для нього застосовуємо рівняння (9-13). Отримана поправка (13) $\alpha_T = 1,15$. Для порівняння підраховано значення поправки ($\alpha'_T = 1,04$) без урахування пульсацій напрямку руху ($\cos(\omega) = 1$). Тобто врахування пульсацій напрямку дозволяє уточнити енергію потоку на $100 \cdot (1,15 - 1,04) / 1,15 = 9,57\%$. Крізь частини перерізу AA' , BB' , CC' та DD' потік не проходить, а значить $N = 0$. Крім цього, до балансу долучається енергія потоку, що підтікає до струмини. Його швидкість пропорційна осьовій. У роботі [8] це показано на підставі формул [7], які без використання дослідних даних підтверджені в роботі [9]. Тому даний результат можна вважати аналітично обґрунтованим, однак числові коефіцієнти мають бути уточнені, оскільки пораховані при профілі швидкості за Шліхтингом [7], а не за даними [4]. Для найбільш простого випадку основної ділянки вільної плоскої струмини, що витікає зі щілини завширшки $2B_0$ за профілем швидкості [4] підраховано основні інтегральні характеристики профілю усередненої швидкості: коефіцієнт поля швидкості $k = 0,4720 \approx 0,47$; коефіцієнт Бусинеска $\beta = 1,4221 \approx 1,42$; коефіцієнт Кориоліса $\alpha = 2,2996 \approx 2,30$. За цими характеристиками за формулами [7] відносна осьова швидкість, віднесена до початкової v_0 , $v_m / v_0 = 3,79 / (x / B_0)^{1/2}$; відносна середня швидкість $v_i / v_0 = 1,79 / (x / B_0)^{1/2}$; половина площі перерізу на одиницю глибини струмини $B/B_0 = 0,22 (x / B_0)$; вільний периметр меж струмини в перерізі на одиницю глибини $\chi = 2$; відносна витрата, віднесена до початкової L_0 , $L/L_0 = 0,393 (x / B_0)^{1/2}$. Швидкість підтікання [8] у напрямку, нормальному до осі (без урахування косинуса кута розширення, який був урахований у роботі [8]), $v_e / v_0 = d(v_i A) / (\chi_e v_0 dx) = 0,1967 / (x / B_0)^{1/2} \approx 0,2 / (x / B_0)^{1/2} = 0,052 v_m$. Початкова секундна кінетична енергія потоку (потужність) $N_0 = \rho B_0 v_0^3$. Секундна кінетична енергія (потужність) у перерізі, віднесена до початкової, з урахуванням поправки (13) $N_{A'D', B'C'} / N_0 = 1,15 \cdot 2,89 / (x / B_0)^{1/2} = 3,33 / (x / B_0)^{1/2}$. Для потоку, що підтікає, коефіцієнт Кориоліса є несталим, тому підрахунок ведеться безпосередньо за формулою (5). Після ділення на N_0 : $N_{AB} = N_{CD} = 0,0076(x_0 / B_0)^{-1/2} - 0,0076(x_1 / B_0)^{-1/2}$. Таким чином, рівняння балансу енергії контуру (8) набуває вигляду $(N_{A'D'} / N_0) - (N_{A'D'} / N_0) + (N_{AB} / N_0) + (N_{CD} / N_0) = N / N_0$ або

$$\begin{aligned} 3,33((x_0 / B_0)^{-1/2} - (x_1 / B_0)^{-1/2}) + 0,015((x_0 / B_0)^{-1/2} - (x_1 / B_0)^{-1/2}) = \\ = 3,345((x_0 / B_0)^{-1/2} - (x_1 / B_0)^{-1/2}) = N / N_0. \end{aligned} \quad (14)$$

Другий член лівої частини рівняння (14) виражає витрату потужності на спонуку підсмоктування до струмини ($100 \cdot 0,015 / 3,345 = 0,45\%$), а перший член – інші витрати потужності ($100 \cdot 3,33 / 3,345 = 99,55\%$), які необхідні для підтримання турбулентної макроструктури струмини, тобто на турбулентну дисипацію та відновлення зруйнованих клубів.

Висновки та перспективи подальших досліджень. Одержано рівняння балансу енергії для не квазіусталених потоків. Отримано формулу поправки на неквазіусталеність для усереднених потоків, на яку слід множити коефіцієнт Коріоліса. Для плоских струмин ця поправка дорівнює 1,15. Рівняння балансу енергії основної ділянки вільної струмини показує, що лише 0,45 % енергії йде на спонуку ежекції, а 99,55 % енергії витрачається на турбулентну дисипацію та підтримання турбулентної макроструктури. Одержані рівняння дозволяють виконувати аналіз енергії потоків повітря у приміщенні з урахуванням великомасштабних вихрових утворень при визначенні ефективності різних схем організації повітрообміну.

Література

1. *Альтишкуль А. Д.* Гидравлика и аэродинамика (основы механики жидкости): учеб. Для ВУЗов / *А. Д. Альтишкуль, П. Г. Киселёв.* – М. : изд-во лит-ры по строит., 1965. – 274 с.
2. *Эльтерман В. М.* Вентиляция химических производств. Издание 2-е, перераб. / *В. М. Эльтерман* – М. : Химия, 1980. – 288 с.
3. *Бутаков С. Е.* О количестве движения и методе расчета изотермических струй. / *С. Е. Бутаков* // Теория и расчет вентиляционных струй. – Л., 1965, с. 86–95.
4. *Гумен О. М.* Визначення кількості руху струминних течій. / *О. М. Гумен, В. Б. Довгалюк, В. О. Мілейковський* // Науково-технічний збірник “Енергоефективність в будівництві та архітектурі”. – К. : КНУБА, 2014. – Вип. 6. – С. 68–75.
5. *Ткачук А. Я.* Аеродинаміка вентиляції: Навчальний посібник / *А. Я. Ткачук, В. Б. Довгалюк.* – ІВНВКП «Укртеліотех», 2009. – 376 с.
6. *Калинушкин М. П.* Насосы и вентиляторы: Учебное пособие для вузов. Издание 6-е, перераб. и доп. / *М. П. Калинушкин.* – М. : Высшая школа, 1987. – 176 с.
7. *Талиев В. Н.* Аэродинамика вентиляции: Учеб. пособие для вузов / *В. Н. Талиев.* – М. : Стройиздат, 1979. – 295 с.
8. *Мілейковський В. О.* Закономірності підтікання повітря до струмини / *В. О. Мілейковський* // Вентиляція, освітлення та теплогазопостачання: Науково-технічний збірник. – К. : КНУБА, 2002. – Вип. 5. – С. 22–25.
9. *Мілейковський В. О.* Геометричний аналіз розширення та затухання вільних плоских струмин / *В. О. Мілейковський* // Вентиляція, освітлення та теплогазопостачання: Науково-технічний збірник. – К. : КНУБА, 2012. – вип. 16. – С. 3–8.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ МЕХАНИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ ТУРБУЛЕНТНЫХ ТЕЧЕНИЙ В ПОМЕЩЕНИЯХ

Гумен Е. Н., Довгалиук В. Б., Милейковский В. А.

В работе получена обобщённая форма уравнения баланса энергии для неквазиустановившихся потоков, получено уравнение баланса энергии усредняемых потоков. Для свободной плоской струи получено распределение расхода энергии на побуждение эжекции и на турбулентную диссипацию.

DETERMINATION OF THE MECHANICAL ENERGY OF TURBULENT FLOWS IN ROOMS

O. Gumen, V. Dovgaliuk, V. Mileikovskyi

We obtain the generalized form of the energy balance equation for non-steady flows and the energy balance equation for flows with averaging possibility. For a free flat jet the energy flow distribution is obtained for ejection motive and turbulent dissipation.