

УДК 697.92

Геометричний аналіз розширення примежового шару між супутніми та зустрічними потоками

О.М. Гумен¹, В.Б. Довгалюк², В.О. Мілейковський³

¹докт. техн. наук, доцент, Національний технічний університет України “Київський політехнічний інститут”, gumens@ukr.net.

²канд. техн. наук, доцент, Київський національний університет будівництва і архітектури, 2280170@ukr.net.

³канд. техн. наук, доцент, Київський національний університет будівництва і архітектури, v_mil@ukr.net.

Розглянуто геометричний підхід до визначення закономірностей розширення примежового шару між супутніми та зустрічними потоками на базі підходу професора А.Я. Ткачука. Показано хороший збіг отриманих результатів з відомими теоретичними та дослідними даними.

Ключові слова: турбулентний примежовий шар; супутні потоки; зустрічні потоки; клуби.

Вступ. Для вентиляції приміщень використовуються струминні течії різних видів: вільні, обмежені, напівобмежені (які насталяються на поверхні різної форми), такі, що взаємодіють, тощо. Якщо струмина випущена з рівномірним профілем швидкості у супутній потік, то на її початковій ділянці відбувається взаємодія потоку ядра з навколишнім середовищем. На межі ядра струмини формується струминний примежовий шар, який розширюється за рахунок споживання повітря ядра та ежекції з навколишнього середовища.

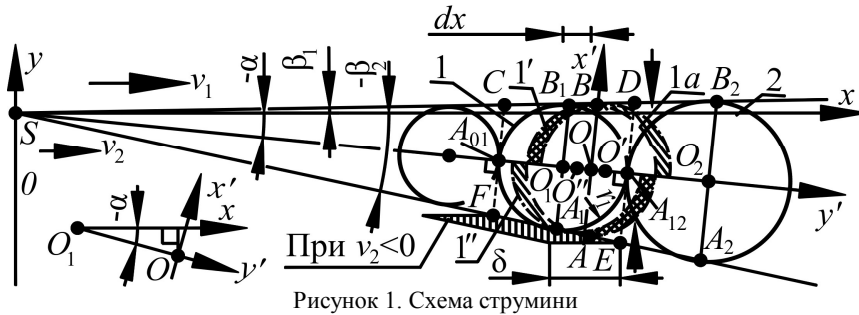
Розширення примежового шару прийнято розглядати як результат дії турбулентних пульсацій у ядрі струмини та у навколишньому середовищі (при розвитку струмини в потоку). У такому контексті при теоретичному описі розширення струмини обов'язково використовуються дослідні коефіцієнти. Це призводить до потреби у складних експериментальних дослідженнях.

Професор кафедри теплогазопостачання і вентиляції Київського національного університету будівництва і архітектури А.Я. Ткачук [1] розробив теорію турбулентних примежових шарів за методом особливостей. Потік розглядається як течія ідеальної рідини, а роль «особливостей» грають дрібні вихрові течії. Таким чином можливо безпосередньо описувати дію вихорів замість використання додаткових понять. Продовженням цих досліджень є підхід до наближеного аналітичного опису струминних течій, що передбачає розгляд примежових шарів з великомасштабною вихровою структурою як сукупність великомасштабних вихорів – клубів.

1. Геометричний аналіз вільного примежового шару між потоками

Розглянемо примежовий шар, який утворюється між необмеженими потоками 1 та 2, що рухаються в одному або протилежних напрямках (рисунок

1). Швидкість потоку 1 не менша за швидкість потоку 2. Виділимо два сусідніх клуби 1 і 2 з центрами O_1 і O_2 . Спрямуємо вісь x крізь початок розвитку примежового шару S у напрямку потоку 1.



Початок осі $x = 0$ відповідатиме початку розвитку примежового шару S , що збігається з випуском потоку 1. Введемо вісь y перпендикулярно до осі x у напрямку від потоку 2 до потоку 1. Проекції швидкостей на вісь x позначимо v_1 та v_2 , причому $|v_1| \geq |v_2|$. При $v_1 = 0$ $v_2 = 0$, тобто потоків немає. Тому у подальших викладках приймаємо $v_1 > 0$. Розширення примежового шару вважаємо лінійним.

Крізь центри клубів O_1 та O_2 проведемо діаметри A_1B_1 та A_2B_2 перпендикулярно до відрізка O_1O_2 таким чином, щоб точки A_1 та A_2 були розташовані з боку потоку 2. З подібності ΔB_1SO_1 та ΔB_2SO_2 та будь-якого аналогічного трикутника маємо лінійне зростання радіуса клубу r_i від абсиси центра кола x_{O_i} з коефіцієнтом пропорційності θ :

$$r = \theta x. \quad (1)$$

За час dt клуб 1 займе положення 1а. Його радіус становитиме r . Центром його слугуватиме точка O з абсисою x . Точки A_1 та B_1 перемістяться у точки A та B . Напрямок руху центру клубів позначимо y' , а вісь, перпендикулярну йому у точці O , спрямовану до потоку 1 назвемо x' . Кут між осями x та x' позначимо α . Позитивний напрямку кута α відповідає напрямку руху осі клубів від потоку 1 до потоку 2. Але, як показують дослідження [2], для примежових шарів більш характерні від'ємні кути α , показані на рисунку 1. Якщо клуб котиться потоками, то його вісь рухається з компонентою швидкості у напрямку осі x :

$$v_x = dx / dt = (v_1 + v_2) / 2. \quad (2)$$

За час dt центр клубу зсунеться вздовж осі x на відстань:

$$dx = (v_1 + v_2) dt / 2. \quad (3)$$

Точку умовного торкання клубів 1 та 2 позначимо A_{12} .

Прийmemo концентричний клубу 1 контур радіусом r . Надамо частині цього контуру у потоку 1 руху вздовж осі y' зі швидкістю в напрямку осі x , що дорівнює v_1 . Тоді частина контуру зміститься у положення $1'$ з центром O' . За час dt центр контура опиниться на відстані $dx_{O'} = v_1 dt$ вздовж осі x від центра O . Відстань між точками O та O' вздовж осі x з урахуванням рівняння (3) $\Delta = v_1 dt - 0,5 (v_1 + v_2) dt$. Після перетворень:

$$\Delta = (v_1 - v_2) dt / 2. \quad (4)$$

Аналогічно частина вихідного контуру у потоку 2 змістилася би у положення 1'' з центром O''. Ці умовні кінцеві положення контурів позначені штрих-пунктиром. За час dt центр контура опиниться на відстані $dx_{O'} = v_2 dt$ вздовж осі x . Відстань між точками O та O'' вздовж осі x з урахуванням рівняння (3) після перетворень відповідатиме рівнянню (4). Рівняння кіл та координати центрів наведені у таблиці 1.

Таблиця 1

Рівняння кіл			
Лінія	Рівняння кола y'	Радіус	Координата центра y'
1	$\pm \sqrt{(r - dr)^2 - x'^2} - (v_1 + v_2) d\tau / (2 \cos(\alpha))$	$r - dr$	$-(v_1 + v_2) d\tau / (2 \cos(\alpha))$
1a	$\pm (r^2 - x'^2)^{1/2}$	r	0
1'	$\pm \sqrt{r^2 - x'^2} + \Delta$	r	Δ
1''	$\pm \sqrt{r^2 - x'^2} - \Delta$	r	$-\Delta$

У криволінійних трикутниках $A_1A_{12}A_2$ та $B_1A_{12}B_2$ відбувається лише підтікання до примежового шару в напрямку, перпендикулярному до осі x [3], зі збереженням відповідних проєкцій швидкостей v_1 та v_2 на вісь x . А це можливе лише якщо як мінімум усе середовище заштрихованих сіткою криволінійних фігур між новим положенням клубу 1a та лініями 1' і 1'' буде використано струминою або виштовхнуто у потік 2 при зустрічному русі. Якщо використано менше, то клуб 1 буде або створювати рух у напрямку осі x , або виштовхувати середовище з примежового шару, що суперечить фізичному змісту задачі.

З протилежного боку від клубу 1 утворюються рівновеликі фігури, які заштриховані косими лініями. Ці фігури мають наповнитися за рахунок підтікання середовища. Це підтікання може здійснюватися з двох боків: з боку зовнішньої межі та з боку суміжного міжклубного примежового шару. Примикання клубів є ідеалізацією. Насправді між ними є відстань з інтенсивним вихровим рухом.

Якщо клуб збільшує радіус r_1 лінійно відносно x , а швидкість руху клубу є незмінною за формулою (2), то нескінченно малі величини $d\tau$, dr_1 та dy'_1 мають один порядок малості, як і довжина відрізка $O_1O'_1$ $dy'_1 = v_k d\tau / \cos(\alpha)$.

Площа заштрихованих фігур у потоку 1 та 2 визначаються інтегруванням. З урахуванням формули (1):

$$dA_1 = dA_2 = r (v_1 - v_2) d\tau / (2 \cos(\alpha)) = \theta x (v_1 - v_2) d\tau / (2 \cos(\alpha)). \quad (5)$$

Частка $(1 - k)$ цієї площі йде на компенсацію нестачі середовища аналогічної зони, що утворилася за попереднім клубом з іншого боку осі y' . Таке перетікання спонукається інтенсивним циркуляційним рухом між клубами. Цей рух за теорією А.Я. Ткачука продукується на поверхні клубів, яка є поверхнею тангенціального розриву швидкості. Інша частка (k) цієї площі йде на зростання

площі клуба 1 та прилеглих до нього частин міжклубних примежових шарів, що разом утворюють рівнобічну трапецію $CDEF$, $CF \parallel DE \perp y'$. CF та DE – дотичні до клубів у точках їхнього умовного торкання A_{01} та A_{12} . Оскільки x відрізняється від x_1 на нескінченно малу величину, то заміна x_1 на x є допустимою. Висота трапеції – це діаметр клуба 1 $|A_{01}A_{12}| = 2r = 2\theta x$. Середньою лінією є діаметр $A_1B_1 = 2r = 2\theta x$. Площа трапеції є добутком довжин середньої лінії та висоти. З урахуванням формули (1):

$$A = 4r^2 = 4\theta^2 x^2. \quad (6)$$

Диференціал площі (6):

$$dA = 8\theta^2 x dx. \quad (7)$$

Якщо $v_2 < 0$, то на межі потоку 2 проекція швидкості на вісь x дорівнює v_2 і спрямована на відсмоктування з потоку. Останній додатково втрачає своє середовище через зворотний рух потоку 2. Надамо відрізку EF руху зі швидкістю v_2 . Тоді отримаємо паралелограм (заштрихований вертикально) зі стороною в напрямку швидкості v_2 завдовжки $\delta = v_2 dt$. Гострий кут паралелограма становить мінус β_2 . З трапеції $A_{01}A_{12}EF$, у якій кут між відрізками $A_{01}A_{12}$ та EF становить $\alpha - \beta_2$, маємо $EF = |A_{01}A_{12}| / \cos(\alpha - \beta_2)$. Таким чином, площа паралелограма при $v_2 < 0$ становить:

$$dA_3 = |EF| \delta \sin(-\beta_2) = 2\theta x v_2 \sin(\beta_2) dt / \cos(\alpha - \beta_2). \quad (8)$$

Якщо $v_2 \geq 0$, то на межі потоку 2 проекція швидкості на вісь x не спонукає відсмоктування потоку, що еквівалентно $dA_3 = 0$.

Рівняння балансу на один метр примежового шару:

$$dA = (dA_1 + dA_2)k - \{dA_3\}. \quad (9)$$

Член цього і усіх подальших рівнянь у фігурних дужках приймається лише при $v_2 < 0$. При $v_2 \geq 0$ цей член дорівнює нулю.

На самому початку сильно турбулізованих потоків замість знаку рівності слід ставити “більше або дорівнює”. Але для потоків без сильної попередньої турбулізації відсутні причини підсиленого споживання навколишнього потоку. Для таких потоків має діяти принцип мінімального споживання для підтримання макроструктури.

Повний кут розширення примежового шару з урахуванням формули (1):

$$\angle A_1SB_1 = 2 \arctg(r / y') = 2 \arctg(r \cos(\alpha) / x) = 2 \arctg(\theta \cos(\alpha)). \quad (10)$$

Кути розширення кожної межі примежового шару:

$$\beta_i = \pm (0,5 \angle A_1SB_1 \pm \alpha) = \pm \arctg(\theta \cos(\alpha)) + \alpha. \quad (11)$$

У цьому виразі та надалі $i = 1, 2$, верхні знаки відповідають межі з потоком 1, а нижні – з потоком 2. Знак \pm перед виразом показує, що при малих модулях кута α потік 1 розширюється у напрямку осі y , а потік 2 – у протилежному.

Підставляємо формули (2), (5), (7) і (8) до рівняння (9). При $x_1 > 0$ маємо:

$$\theta = \frac{\frac{k}{4}(1 - (v_2/v_1)) - \left\{ \frac{\Theta_2(v_2/v_1)}{1 + \Theta_2\Theta_0} \right\}}{1 + (v_2/v_1)} \sqrt{1 + \Theta_0^2} \approx \frac{\frac{k}{4}(1 - (v_2/v_1)) - \left\{ \frac{\Theta_2(v_2/v_1)}{1 + \Theta_2\Theta_0} \right\}}{1 + (v_2/v_1)} \quad (12)$$

де $\Theta_0 = \text{tg}(\alpha)$, $\Theta_i = \text{tg}(\beta_i)$, $i = 1, 2$.

Для довільного перерізу, перпендикулярного до осі x , значення ординат меж $y_i = x \text{tg}(\beta_i)$. З урахуванням рівнянь (11) і (12):

$$\frac{y_i}{x} = \Theta_i = \frac{\Theta_0 \pm \Xi}{1 \mp \Xi \Theta_0}; \quad \Xi = \frac{\theta}{\sqrt{1 + \Theta_0^2}} = \frac{\frac{k}{4}(1 - (v_2/v_1)) - \left\{ \frac{\Theta_2(v_2/v_1)}{1 + \Theta_2 \Theta_0} \right\}}{1 + (v_2/v_1)} \approx \theta. \quad (13)$$

З рівнянь (13) зв'язок між тангенсами кутів:

$$\Theta_1 + \Theta_2 = 2 \Theta_0 / (1 - \Theta_0^2). \quad (14)$$

Для визначення кута α слід використати рівняння кількості руху в проекціях на вісь y . Однак за схемою на рисунку 1 потік є змінним у часі. Підтікання потоку є нерівномірним. При русі клубів у часі рухається і нерівномірний профіль швидкості підтікання (але він залишається собі подібним і є подібним з боку обох потоків). Тому виникають труднощі запису рівняння кількості руху, що відповідає усталеним течіям. У такому разі достатню точність дає заміна потоку з великомасштабною структурою на усталений рух з усередненими характеристиками [2]. Усереднення профілю швидкості було виконано у роботі [4]:

$$\bar{v}(y) = (v - v_e) / \Delta v = \text{sgn}(y) \left(1 - \left(1 - |y| \right)^{3/2} \right), \quad (15)$$

де безрозмірна ордината $\bar{y} = y/r$, а різниця між швидкістю клуба і кожного потоку: $\Delta v = (v_1 - v_2) / 2$.

Витрата кожної половини потоку визначається інтегруванням профілю в межах від мінус одиниці до нуля (потік 2) або від нуля до одиниці (потік 1):

$$L_{\ell, i} = (0,8v_i + 0,2 v_{3-i}) r = (0,8v_i + 0,2 v_{3-i}) \theta x. \quad (16)$$

Ежектована витрата середовища дорівнює приросту витрати за рівнянням (16). З іншого боку ежектований потік може бути розкладений на дві складові у напрямку осей x (швидкість v_i) та y (швидкість $v_{y,i}$)

$$dL_{\ell, e, i} = dL_{\ell, i} = (0,8v_i + 0,2 v_{3-i}) \theta dx = \pm (v_i dy_i - v_{y,i} dx) = \pm (v_i \Theta_i - v_{y,i}) dx. \quad (17)$$

Знаки показують, що витрата струмینی зростає, коли $v_{y,1} < 0$, $v_{y,2} > 0$, $\beta_1 > 0$, $\beta_2 < 0$. З рівняння (17) відносна швидкість:

$$v_{y,i} / v_1 = (v_i / v_1) \Theta_i \mp (0,8(v_i / v_1) + 0,2(v_{3-i} / v_1)) \theta \quad (18)$$

та відносна витрата підтікання

$$L_{\ell, \hat{a}i} / (v_1 x) = (0,8(v_i / v_1) + 0,2(v_{3-i} / v_1)) \theta. \quad (19)$$

Швидкість та відносна витрата за рівняннями (18) і (19) не залежать від x . Проекція кількості руху на вісь y потоку, що втікає протягом нескінченно малої ділянки dx : $dI_i = \rho_i v_{y,i} dL_{\ell, e, i}$.

Відносна проекція кількості руху на вісь y потоку, що втікає протягом нескінченно малої ділянки dx :

$$dI_i / (v_1^2 dx) = \rho_i (v_{y,i} / v_1) dL_{\ell, e, i} / (v_1 dx). \quad (20)$$

Якщо обидва потоки необмежені, то справедливе рівняння рівноваги примежового шару $I_1 + I_2 = 0$. З урахуванням рівняння (20):

$$\frac{dI_1}{v_1^2 dx} = \rho_1 (v_{y,1}/v_1) \frac{dL_{\ell,e,1}}{v_1 dx} = - \frac{dI_2}{v_1^2 dx} = - \rho_2 (v_{y,2}/v_1) \frac{dL_{\ell,e,2}}{v_1 dx} \quad (21)$$

Підставляємо формули (18) і (19) до рівняння (21). Після перетворень при $-1 \leq v_2/v_1 \leq 1$ маємо:

$$\left(5\Theta_1 - \left(4 + \frac{v_2}{v_1} \right) \theta \right) \left(4 + \frac{v_2}{v_1} \right) + \frac{\rho_2}{\rho_1} \left(5 \frac{v_2}{v_1} \Theta_2 + \left(4 \frac{v_2}{v_1} + 1 \right) \theta \right) \left(4 \frac{v_2}{v_1} + 1 \right) = 0. \quad (22)$$

Рівняння (13) (при $i = 1, 2$) і (22) утворюють систему трьох рівнянь з трьома невідомими, з якої чисельними методами підраховуються значення Θ_0 , Θ_1 і Θ_2 . Для цього слід визначити коефіцієнт k , що буде виконано у наступному розділі. При $v_1 = -v_2$ система рівнянь призводить до невизначеності. Тому при $v_1/v_2 = -1$ результат інтерпертується як границя при $v_1/v_2 \rightarrow -1$. Він апроксимується заміною мінус одиниці послідовністю близьких значень, що прямує до мінус одиниці.

2. Обмежений та напівобмежений примежові шари між потоками

Розглянемо примежовий шар, який утворюється між потоками 1 та 2, що рухаються в одному або протилежних напрямках у обмеженому просторі (труба, канал). Прикладом таких потоків є нижня підводка опалювального приладу однотрубною системою опалення при перекритій верхній підводці. Природний тиск спонукає рух теплоносія верхньою частиною підводки до опалювального приладу та нижньою частиною – з опалювального приладу.

На початку примежовий шар нескінченно тонкий, тому незрівнянно малий порівняно розмірами доступного потокам простору. Тому його можна розраховувати як вільний. Однак, у процесі розширення він займає все більше місця. У кінцевому підсумку настане рівновага, коли він надалі розширюватися не може. Тому $\theta = 0$ або у формулі (12) $k = 0$. Таким чином, сам примежовий шар стає обмеженим у просторі. Клуби будуть ежектувати та віддавати однакову кількість середовища, що призведе до інтенсивного тепломасообміну. Вони будуть виконувати роль своєрідних барабанних теплообмінників.

Розглянемо інший випадок примежового шару. Один з потоків нічим не обмежений. Інший потік з протилежного (від примежового шару) боку обмежений твердим тілом, певним третім потоком тощо. Це – напівобмежений примежовий шар між потоками. Коли настане рівновага, то клуб не зможе ежектувати середовище з обмеженого потоку, як у обмеженого примежового шару. Тому одна з площ dA_1 або dA_2 не буде враховуватися, а потреби у середовищі для розвитку примежового шару будуть покриватися за рахунок вільного потоку. Відповідну площу позначимо dA_e , що повинна визначатися за формулою (5). Проводимо ті ж викладки і одержимо рівняння (9) у формі:

$$dA = dA_e - \{dA_3\}. \quad (23)$$

Оскільки $dA_1 = dA_2$, то рівняння (23) еквівалентне (9) при $k = 1/2$. Прикладом є два струминних примежових шари початкової ділянки вільної плоскої струмини з початковим рівномірним профілем швидкості. Вільний потік – це навколишнє середовище, обмежений – ядро постійних швидкостей. На початку струмини примежові шари є незрівнянно тонкими у порівнянні з розмірами патрубку. Тому шари поводить себе як вільні. Далі вони розширюється – і кожен шар все більше і більше обмежує ядро постійних швидкостей. При певній ширині ядра обидва шари стають напівобмеженими. Але, як відомо, лінійний характер розширення примежових шарів зберігається протягом усієї початкової ділянки. Отже, і для вільних примежових шарів $k = 1/2$. Результати розрахунку показують для супутніх потоків добрий збіг з теорією Г.Н. Абрамовича [2] і кращий збіг з дослідними даними Г.Н. Абрамовича та Ф.М. Вафіна [2] для зустрічних потоків. Ці дослідні дані показують, що розширення струмини уповільнюється на 11...12% при зміні v_2/v_1 від мінус 0,2...0,3 до нуля. Для порівняння, при зміні v_2/v_1 від нуля до 0,3 уповільнення за даними розрахунків становить 46%, а за теоретичними даними [2] – 51%. Це уповільнення значно більш слабке для зустрічних потоків, ніж у супутніх потоках, але воно існує, що відповідає розрахунковим даним.

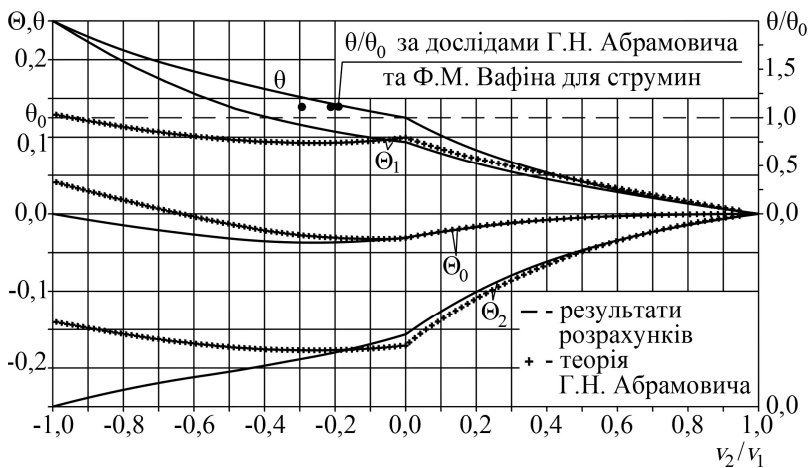


Рис. 2. Розширення примежового шару за даними розрахунків та [2]

3. Проблеми експериментальних досліджень зустрічних потоків

Примежовий шар між супутніми потоками може бути нескінченним, оскільки джерела потоків розташовані з одного боку. Поняття нескінченного вільного примежового шару між зустрічними потоками є умовним. Джерела потоків знаходяться на певній скінченній відстані. Наприкінці примежового шару відбувається його взаємодія безпосередньо з джерелом потоку 2. Це призводить до зриву примежового шару, утворення циркуляційних зон або сумарного потоку, спрямованого під кутом до потоку 1. Примежовий шар при цьому опиняється у гідравлічній (аеродинамічній) тіні поза такими зонами або

потоками, що істотно впливає на нього. За даними моделювання у k - ϵ моделі турбулентних потоків такі явища значно інтенсифікуються при $v_2/v_1 \leq -0,3$. Експериментальні дослідження [1] виконані лише при $v_2/v_1 > -0,25$. У інших випадках біля примежового шару $v_2 \approx 0$. Якщо умовно розташувати джерела на нескінченній відстані, то примежовий шар біля джерела 2 матиме нескінченну ширину, що не покращить ситуацію. Тому розбіжності різних теоретичних даних можуть бути пояснені неможливістю сформулювати точні припущення.

Значно краще досліджено напівобмежений примежовий шар між потоками, роль одного з яких виконує початкова ділянка струмини. Цей шар було розглянуто у наступних роботах.

Висновки. Запропоновано схему макроструктури турбулентного примежового шару між супутніми і зустрічними потоками. Її геометричний та кінематичний аналіз дозволив отримати залежності для визначення кутів розширення примежового шару. Показано добрий збіг отриманих даних з відомими теоретичними (для супутніх потоків) та експериментальними (для зустрічних потоків), що означає можливість використання висловлених припущень.

Література

1. Ткачук А.Я., Довгалюк В.Б. Аеродинаміка вентиляції: Навчальний посібник. – ІВНВКП «Укреліотех», 2009. – 376 с.
2. Абрамович Г.Н. Теория турбулентных струй. М.: Гос. изд-во физ.-мат. лит., 1960. - 716 с.
3. Мілейковський В.О. Геометричне обґрунтування профілю швидкості в струминних примежових шарах // Будівництво України. №1 2010 р. - С.17-20.
4. Гумен О.М., Мілейковський В.О. Геометричне обґрунтування профілю швидкості примежового шару між супутніми або зустрічними потоками // Гідраліка і гідротехніка: Науково-технічний збірник. Вип. 66.– К.: НТУ, 2012.– С. 11-18.
5. Мілейковський В.О. Геометричне моделювання вільних ізотермічних струмин // Міжвідомчий науково-технічний збірник «Прикладна геометрія та інженерна графіка». Вип. 82. Відповідальний редактор В.Є.Михайленко. –К.:КНУБА, 2009 р.– 400с. – С.190-196
6. Талиев В.Н. Аеродинамика вентиляции. Учеб. Пособие для вузов.- М.:Стройиздат. 1979.-295с.

Геометрический анализ расширения пограничного слоя между спутными и встречными потоками

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

Рассмотрен геометрический подход к определению закономерностей расширения пограничного слоя между спутными и встречными потоками на базе подхода профессора А.Я. Ткачука. Показано хорошее совпадение полученных результатов с известными теоретическими и экспериментальными данными.

Ключевые слова: турбулентный пограничный слой; спутные потоки; встречные потоки, вихри.

The geometrical analysis of growing boundary layer between flows running in the same and opposite directions.

O. Gumen, V. Dovgaliuk, V. Mileikovskiyi

We consider a geometrical approach to calculation laws of growing boundary layer between flows running in the same and opposite directions based on the approach of Professor A. Tkachuk. We show good congruence between the obtained results and known theoretical and experimental data.

Keywords: turbulent boundary layer; slipstream; counter flows, vortices.

Надійшла до редакції 5.06.2014 р.