

РОЗДІЛ 2. РОЗРОБКА МОДЕЛІ ТА МЕТОДУ ВИЗНАЧЕННЯ ХАРАКТЕРИСТИК ПРИСТІНКОВОЇ ТЕЧІЇ У НОСОВІЙ ПОРОЖНИНІ

2.1 Основні положення аеродинаміки носової порожнини

Повітряний потік, що проходить під час дихання через носову порожнину, є напірним рухом маси повітря зі швидкістю V по анатомічно обмежених стінках парних носових каналів складної конфігурації. Це визначення дозволяє розглядати задачу руху повітря по каналах зі змінним поперечним перерізом (рис. 2.1) [1]. Під носовим каналом або проходом (не плутати з анатомічними визначеннями загального, нижнього, середнього і верхнього носових ходів) тут і далі по тексту розумітимемо ізольовану (ліву або праву) дихальну область носової порожнини від переддвер'я носа до виходу в носоглотку у хоан.

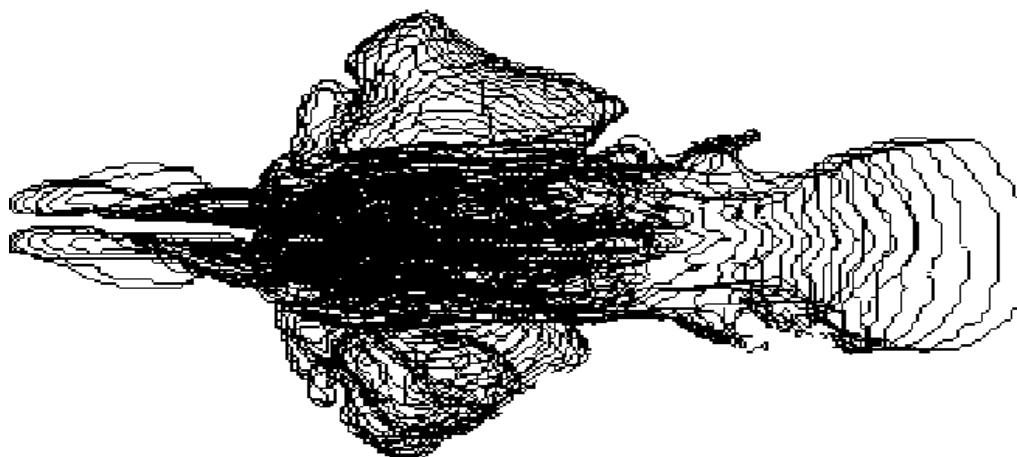


Рисунок 2.1 – Побудована по перетинах лофтінгова модель носової порожнини [1]

Враховуючи (відповідно до рис 2.1), що форма носової порожнини істотно відрізняється від круглої, доцільно, для проведення теоретичних розрахунків, перейти до еквівалентних (гідравлічних) діаметрів d_h носових каналів [2], які для кожного з них визначатимуться за формулою

$$d_h = \frac{4S}{\Pi}, \quad (2.1)$$

де S – площа живого перетину носового каналу;

Π – периметр живого перетину носового каналу.

Живим перерізом при цьому є повністю заповнений повітрям поперечний переріз носової порожнини. Надалі під час розрахунків аеродинамічних

характеристик течії повітря у носовій порожнині за характерний розмір перетину каналу прийматиметься значення еквівалентного діаметра ($d = d_h$).

Рух повітря у носовій порожнині спричиняється перепадом тиску Δp між навколишнім середовищем і легенями. Під час вдиху у легенях виникає розрядження, що сприяє інспіраторному руху повітря, під час видиху – навпаки, надлишковий тиск у легенях викликає експіраторний рух повітря. Вид залежності перепаду тиску Δp від витрати повітря Q , що проходить через носову порожнину

$$\Delta p = f(Q), \quad (2.2)$$

фактично визначає аеродинамічний носовий опір і режим течії повітря. Причому, у ламінарному режимі ця залежність лінійна, у турбулентному – квадратична [3, 4]. Цей критерій найбільш ефективний у використанні під час аналізу експериментальних даних риноманометричних досліджень.

Для теоретичного визначення режиму течії повітря у носовій порожнині доцільно використовувати критерій за значенням безрозмірного числа Рейнольдса [3–5], що розраховується як

$$Re = \frac{u \cdot d_h}{\nu}, \quad (2.3)$$

де ν – коефіцієнт кінематичної в'язкості повітря, рівний $15,02 \text{ мм}^2/\text{с}$;

u – середня швидкість течії повітря у носовому каналі, м/с;

d_h – еквівалентний діаметр, який визначається за формулою (2.1).

Число Рейнольдса показує відношення кінетичної енергії потоку до роботи сил в'язкості. При цьому режим течії повітря (ламінарний або турбулентний) визначається залежно від величини критичного числа Рейнольдса $Re_{кр}$, яке для повітря у каналах круглого перетину приймається за 2300 [2]. Значення числа Рейнольдса нижче $Re_{кр}$ відповідатимуть ламінарному режиму потоку. При цьому у роботі [6] показано, що з урахуванням складної конфігурації носової порожнини турбулентний режим течії може наступати вже при значеннях чисел Рейнольдса на порядок менших теоретичного $Re_{кр}$.

Основні теоретичні передумови для розробки моделі проходження повітря через носову порожнину базуються на:

– законі Паскаля [4], згідно з яким статичний тиск повітря поширюється однаково в усіх напрямках і визначається як

$$p = \lim_{\Delta s \rightarrow 0} \frac{\Delta F}{\Delta s},$$

де ΔF – поверхнева сила, яка діє на ділянку поверхні з площею Δs ;

– нестисливості повітря при діючих у носовій порожнині швидкостях повітряного потоку і перепадах тиску. Згідно з емпіричними критеріями (за швидкістю) середовище можна вважати нестискуваним при значеннях числа Маха $M \leq 0,3$ [5] (діючі значення швидкості повітряного потоку у носовій порожнині не перевищують 50 м/с, що становить близько 0,15М зі швидкістю звуку у повітрі $M \approx 320$ м/с); а також за діючим перепадом тисків $\Delta p \approx 5$ кПа відносно атмосферного тиску $p \approx 101,325$ кПа умова нестисливості становить $\frac{\Delta p}{p} \leq 5\%$ [6–9], що дозволяє під час дихання

розглядати повітря як нестисливе середовище;

– рівнянні нерозривності (суцільності) течії повітря [9], з якого випливає умова сталості витрати, яка означає, що витрата повітря Q через кожний (n -й) живий перетин носової порожнини постійна

$$Q = Q_1 = Q_2 = \dots = Q_n = \text{const},$$

і визначається з такої формули

$$Q = u \cdot S, \quad (2.4)$$

де u – середня швидкість у живому перетині носового каналу;

S – площа відповідного живого перетину носового каналу.

Згідно з виразом (2.4) середня швидкість u_n течії повітря у живому перетині з площею S_n визначатиметься виходячи з об'ємної витрати, що пропускається Q і залежатиме від площі живого перетину відповідно до формули

$$u_n = \frac{Q}{S_n}; \quad (2.5)$$

– рівняння Бернуллі, яке при горизонтальній орієнтації носових каналів і без урахування втрат напору набуває вигляду

$$\rho \frac{u^2}{2} + p = \text{Const}, \quad (2.6)$$

де u – середня швидкість течії повітря;

p – статичний тиск повітря;

ρ – щільність повітря ($\rho = 1,2$ кг/м³).

Далі в роботі швидкість руху повітря, якщо це спеціально не обумовлено, ототожнюватиметься з середньою швидкістю потоку у даному перетині.

2.2 Модель руху повітря у ламінарному граничному шарі

Враховуючи наведену вище умову нестисливості, диференціальні рівняння руху повітря (за відсутності в'язкості) згідно з другим законом Ньютона є системою рівнянь Ейлера [7].

Розглянемо двовимірну задачу течії повітря уздовж пласкої ділянки поверхні каналу з незалежним розподілом швидкості від третьої координати z . Координатна вісь x спрямована уздовж потоку (по довжині каналу), а вісь y – поперек потоку (по ширині каналу) згідно з рис. 2.2. У цьому випадку система рівнянь руху повітря без урахування сил в'язкого тертя є рівняння Ейлера

$$\begin{cases} \frac{du}{dt} = F_x - \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial x}; \\ \frac{dv}{dt} = F_y - \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial y}, \end{cases} \quad (2.7)$$

де $\frac{du}{dt}$, $\frac{dv}{dt}$ – проекції прискорень на осі x і y , відповідно;

u та v – поздовжня і поперечна швидкості повітря вздовж осей x і y , відповідно;

$\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial x}$, $\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial y}$ – проекції поверхневих сил на осі x та y , відповідно;

F_x, F_y – проекції об'ємних (масових) сил на осі x та y , відповідно;

ρ – щільність повітря.

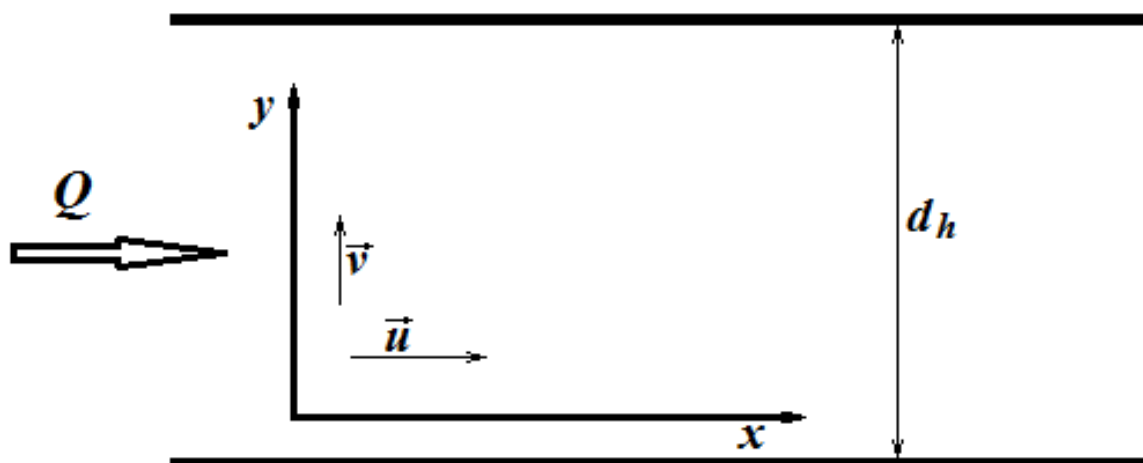


Рисунок 2.2 – Ілюстрація до побудови математичної моделі руху повітря носової порожнини

З урахуванням сил в'язкого тертя система рівнянь Ейлера (2.7) перетворюється у систему рівнянь Нав'є–Стокса, подану як

$$\begin{cases} \frac{du}{dt} = F_x - \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial x} + \mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right); \\ \frac{dv}{dt} = F_y - \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial y} + \mu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right), \end{cases} \quad (2.8)$$

де μ – коефіцієнт динамічної в'язкості повітря;

ρ – щільність повітря;

u та v – поздовжня і поперечна швидкості повітря вздовж осей x та y , відповідно;

$\frac{du}{dt}$, $\frac{dv}{dt}$ – проекції прискорень на осі x та y , відповідно;

F_x , F_y – проекції об'ємних (масових) сил на осі x та y , відповідно;

$\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial x}$, $\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial y}$ – проекції поверхневих сил на осі x та y , відповідно;

$\mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right)$, $\mu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right)$ – проекції сил в'язкого тертя на осі x і y ,

відповідно. Ця система у загальному випадку доповнюється також рівнянням нерозривності [7, 10]

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) = 0. \quad (2.9)$$

З урахуванням наведених нижче співвідношень

$$\begin{aligned} \frac{du}{dt} &= \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial u}{\partial x} \cdot \frac{dx}{dt} + \frac{\partial u}{\partial y} \cdot \frac{dy}{dt}; \\ \frac{dv}{dt} &= \frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial v}{\partial x} \cdot \frac{dx}{dt} + \frac{\partial v}{\partial y} \cdot \frac{dy}{dt}, \end{aligned} \quad (2.10)$$

де $\frac{\partial u}{\partial t}$ та $\frac{\partial v}{\partial t}$ – локальні похідні швидкості, що характеризують зміну швидкості у даній точці при несталому перебігу і незмінних координатах x і y , а інші складові у правій частині рівнянь (2.10) є конвективними похідними, що визначають прискорення при нерівномірному русі повітря.

З урахуванням визначень поздовжніх і поперечних швидкостей потоку

$$u = \frac{dx}{dt}; \quad v = \frac{dy}{dt}$$

система рівнянь (2.8) і рівняння нерозривності (2.9) перетворюється до вигляду

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) = F_x - \frac{\partial p}{\partial x} + \mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right); \\ \rho \left(\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} \right) = F_y - \frac{\partial p}{\partial y} + \mu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right); \\ \frac{d\rho}{dt} + \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0. \end{array} \right. \quad (2.11)$$

Беручи до уваги наведену вище умову нестисливості повітря у контексті даного завдання

$$\frac{d\rho}{dt} = 0,$$

а також стаціонарність (незалежність від часу) течії повітря у сталому режимі

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\partial v}{\partial t} = 0,$$

і за відсутності дії масових сил [6, 7]

$$F_x = F_y = 0$$

система рівнянь (2.11) перетвориться до вигляду

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) = - \frac{\partial p}{\partial x} + \mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right); \\ \rho \left(u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} \right) = - \frac{\partial p}{\partial y} + \mu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right); \\ \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0. \end{array} \right. \quad (2.12)$$

Розглядаючи пристінкову течію як граничний шар, у якому неоднорідність зосереджена у вузькій горизонтальній ділянці при вертикальній (поперечній) компоненті швидкості істотно менше горизонтальної (поздовжньої). При цьому доцільно задатися характерними масштабами X та Y горизонтальних x та x' і вертикальних y та y' координат відповідно до формул

$$x = X \cdot x'; \quad y = Y \cdot y', \quad (2.13)$$

характерними масштабами U і U' та V і V' горизонтальної u і вертикальної v швидкостей відповідно до формул Y

$$u = U \cdot u'; \quad v = V \cdot v', \quad (2.14)$$

характерним масштабом P тиску p та p' за формулами

$$p = P \cdot p' \quad p = P \cdot p'. \quad (2.15)$$

Підставляючи вирази (2.13 – 2.15) у систему рівнянь Нав'є–Стокса (2.12), розділивши перші два рівняння системи на ρ і помноживши кожне рівняння на величини $\frac{X}{U^2}$, $\frac{Y}{U^2}$ та $\frac{X}{U}$, відповідно отримуємо

$$\left\{ \begin{aligned} u' \frac{\partial u'}{\partial x'} + \frac{V}{U} \frac{X}{Y} v' \frac{\partial u'}{\partial y'} &= -\frac{P}{\rho U^2} \frac{\partial p'}{\partial x'} + \frac{\mu}{\rho U X} \left(\frac{\partial^2 u'}{\partial x'^2} + \frac{X^2}{Y^2} \frac{\partial^2 u'}{\partial y'^2} \right); \\ \frac{V}{U} \frac{Y}{X} u' \frac{\partial v'}{\partial x'} + \frac{V^2}{U^2} v' \frac{\partial v'}{\partial y'} &= -\frac{P}{\rho U^2} \frac{\partial p'}{\partial y'} + \frac{\mu}{\rho U X} \left(\frac{V}{U} \frac{Y}{X} \frac{\partial^2 v'}{\partial x'^2} + \frac{V}{U} \frac{X}{Y} \frac{\partial^2 v'}{\partial y'^2} \right); \\ \frac{\partial u'}{\partial x'} + \frac{V}{U} \frac{X}{Y} \frac{\partial v'}{\partial y'} &= 0. \end{aligned} \right. \quad (2.16)$$

Враховуючи, що коефіцієнт кінематичної в'язкості ν пов'язаний з коефіцієнтом динамічної в'язкості μ і щільністю ρ співвідношенням [8–11]

$$\nu = \mu / \rho, \quad (2.17)$$

і відповідно, вводячи число Рейнольдса відповідно до виразу (2.3) як

$$\text{Re} = \frac{UX}{\nu} = \frac{\rho UX}{\mu}, \quad (2.18)$$

задаючи масштаби з міркувань зворотної пропорційності квадратному кореню від числа Рейнольдса

$$\frac{Y}{X} = \frac{V}{U} = \frac{1}{\sqrt{\text{Re}}}, \quad (2.19)$$

а також, з огляду на те, що відповідно до закону Бернуллі (2.6), можна вважати, що

$$P = \rho U^2, \quad (2.20)$$

і після підстановки виразів (2.18–2.20) в (2.16) отримуємо таку систему рівнянь

$$\left\{ \begin{aligned} u' \frac{\partial u'}{\partial x'} + v' \frac{\partial u'}{\partial y'} &= -\frac{\partial p'}{\partial x'} + \frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{\partial^2 u'}{\partial x'^2} + \text{Re} \frac{\partial^2 u'}{\partial y'^2} \right); \\ \frac{1}{\text{Re}} u' \frac{\partial v'}{\partial x'} + \frac{1}{\text{Re}} v' \frac{\partial v'}{\partial y'} &= -\frac{\partial p'}{\partial y'} + \frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{1}{\text{Re}} \frac{\partial^2 v'}{\partial x'^2} + \frac{\partial^2 v'}{\partial y'^2} \right); \\ \frac{\partial u'}{\partial x'} + \frac{\partial v'}{\partial y'} &= 0. \end{aligned} \right. \quad (2.21)$$

При досить великому числі Re в турбулентному режимі (вважаючи, що в межі $Re \rightarrow \infty$) частина членів рівнянь (2.21), що містять множник $1/Re$, дорівнює 0, і система (2.21) зводиться до таких виразів

$$\begin{cases} u' \frac{\partial u'}{\partial x'} + v' \frac{\partial u'}{\partial y'} = -\frac{\partial p'}{\partial x'} + \frac{\partial^2 u'}{\partial y'^2}; \\ 0 = -\frac{\partial p'}{\partial y'}; \\ \frac{\partial u'}{\partial x'} + \frac{\partial v'}{\partial y'} = 0. \end{cases} \quad (2.22)$$

З другого рівняння системи (2.22) випливає, що тиск у кожному вертикальному (поперечному) перетині постійний і $p' = p'(x)$, перепаду тиску по нормалі до напрямку потоку немає, тобто тиск в примежовому шарі збігається з тиском у зовнішньому потоці.

З урахуванням цих міркувань, а також переходячи до розмірних параметрів з урахуванням співвідношень (2.13 – 2.15) і враховуючи, що

$$v = \frac{u \cdot y^2}{x}$$

система рівнянь (2.22) перетвориться до вигляду

$$\begin{cases} u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{\partial p'}{\partial x'} + v \frac{\partial^2 u}{\partial y'^2}; \\ \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0. \end{cases} \quad (2.23)$$

Вирази (2.23) є системою рівнянь Прандтля для ламінарного граничного шару. Межевими умовами для системи рівнянь (2.23) є:

– рівність нулю на стінці (при $y=0$) поздовжньої (дотичній) u і поперечної (нормальної) v швидкостей (умова непроникності стінки) ($u = v = 0$; при $y = 0$);

– на зовнішній межі примежового шару δ величина поздовжньої швидкості дорівнює подовжній швидкості в зовнішньому потоці ($u = \bar{u}$; при $u = \bar{u}$, при $y = \delta$).

Беручи за товщину примежового шару $\delta = Y$, за характерний розмір X діаметр носового каналу d ($X = d$) і вертикальну швидкість повітря в примежовому шарі $V_\delta = V$, відповідно до виразів (2.19) отримуємо, що

$$\delta \approx d / \sqrt{Re}, \quad (2.24)$$

тобто з формули (2.24) товщина примежового шару обернено пропорційна кореню квадратному з числа Рейнольдса, а

$$V_{\delta} \approx \frac{U}{\sqrt{\text{Re}}}, \quad (2.25)$$

що означає залежність в ламінарному примежовому шарі поперечної швидкості від подовжньої і зворотну пропорційність швидкості від квадратного кореня з числа Рейнольдса. З цього можна зробити висновок, що товщина ламінарного примежового шару і поперечна швидкість в ньому зменшуються зі збільшенням турбулентності зовнішнього потоку.

2.3 Визначення характеристик ламінарного примежового шару у носовій порожнині

Після встановлення узагальнених залежностей (2.24) і (2.25) визначимо тепер розрахункові співвідношення для товщини примежового шару і розподілу швидкості в ньому.

У ламінарному потоці, коли рух має шаруватий характер без перемішування частинок один шар рухається по-іншому з виникненням сили тертя, дотичне напруження якої має розмірність тиску і визначається законом внутрішнього тертя Ньютона добутком динамічної в'язкості на похідну від швидкості u в даній точці по відстані від стінки труби (координаті y)

$$\tau_L = \mu \frac{du}{dy}. \quad (2.26)$$

Дотичні напруження (осереднення), що виникають за рахунок турбулентного обміну (перемішування) визначаються як

$$\tau_T = -\rho \cdot \overline{u'v'}, \quad (2.27)$$

де $\overline{u'}$ та $\overline{v'}$ – осереднені поздовжня $\tau_T = \mu_T \frac{d\overline{u}}{dy}$ і поперечна пульсації швидкості,

відповідно;

ρ – щільність повітря.

У загальному випадку, в турбулентному потоці турбулентні τ_T дотичні напруження (2.27) додаються до в'язкісних τ_L (2.26)

$$\tau = \tau_L + \tau_T = \mu \frac{du}{dy} - \rho \cdot \overline{u' \cdot v'}. \quad (2.28)$$

Згідно з напівемпіричним поданням доцільно подати дотичне напруження, викликане турбулентним перемішуванням, аналогічно закону в'язкого тертя Ньютона (2.26)

$$\tau_T = \mu_T \frac{d\bar{u}}{dy}, \quad (2.29)$$

де μ_T – коефіцієнт турбулентної в'язкості, що залежить від інтенсивності перемішування, неоднаковий за різних швидкостей потоку, і відповідно, від відстані до стінки каналу.

З урахуванням виразу (2.29), рівняння (2.28) можна подати як

$$\tau = \tau_L + \tau_T = \mu \frac{d\bar{u}}{dy} + \mu_T \frac{d\bar{u}}{dy} = (\mu + \mu_T) \cdot \frac{d\bar{u}}{dy}. \quad (2.30)$$

Відповідно до гіпотези Прандля [9–11] на різних відстанях від стінки величини коефіцієнтів в'язкості μ і μ_T відіграють різну роль. Подалі від стінки градієнт швидкості і в'язкі дотичні напруження порівняно малі, щодо дотичних напружень, обумовлених турбулентним перемішуванням, а поблизу стінки поперечні складові пульсаційної швидкості малі.

Отже область потоку можна розділити на дві області: в'язкий ламінарний підшар біля стінок, де рух формується виключно під дією сил в'язкості, і ядро потоку, в межах якого впливом в'язкості можна знехтувати.

Тому для величини τ в ядрі потоку відповідно до формул (2.29) та (2.30) приймається вираз

$$\tau = \tau_T = \mu_T \frac{d\bar{u}}{dy} = -\rho \cdot \bar{u}' \cdot \bar{v}'. \quad (2.31)$$

Пульсаційний рух у турбулентному потоці відбувається згідно з припущенням, за якого частинка T переміщається зі швидкістю поперечної пульсації v' на малу відстань l' з положення T_1 в положення T_2 (рис. 2.3) з різницею швидкостей

$$\Delta\bar{u} = \Delta\bar{u}_1 - \Delta\bar{u}_2 = l' \frac{d\bar{u}}{dy}. \quad (2.32)$$

Припускаючи, що поперечні і поздовжні пульсації швидкості мають величини одного порядку, отримуємо

$$|\bar{u}'| \approx |\bar{v}'| \approx l' \frac{d\bar{u}}{dy}. \quad (2.33)$$

Підставляючи у формулу (2.31) вираз (2.33) для осереднених пульсацій поздовжніх і поперечних швидкостей з урахуванням їхньої рівності, а також, переходячи до абсолютних величин, отримуємо

$$|\tau_T| = \rho l^2 \left(\frac{du}{dy} \right)^2, \quad (2.34)$$

де l – довжина шляху перемішування, що характеризує усереднений шлях пробігу частинок, обумовлений турбулентними пульсаціями,

$\frac{du}{dy}$ – градієнт осередненої поздовжньої місцевої швидкості, причому розглядаючи тільки осереднені швидкості для спрощення запису доцільно ввести відповідність ($u \equiv \bar{u}$).

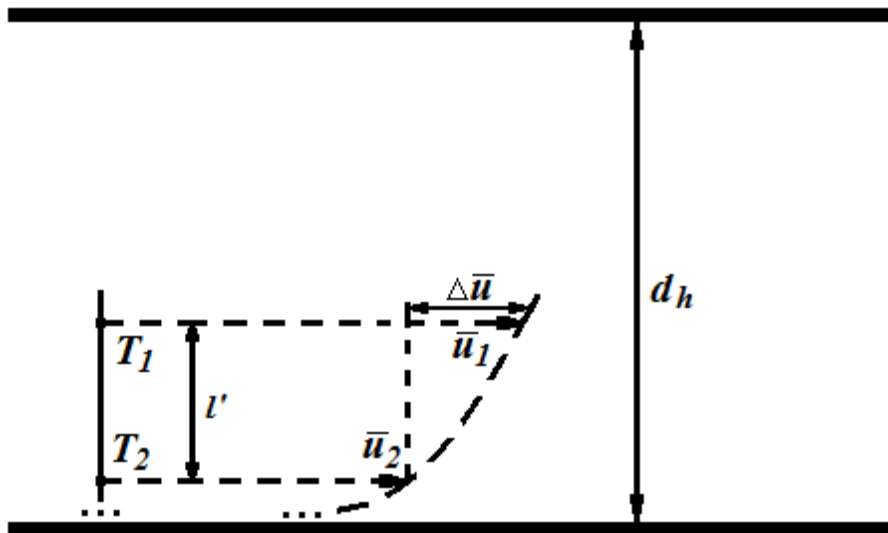


Рисунок 2.3 – Ілюстрація довжини шляху змішування

В області ламінарної пристінкової течії дотичне напруження постійне і дорівнює дотичному напруженню на стінці τ_0

$$\tau = \tau_0 = \rho \cdot \lambda \cdot \frac{u^2}{8}, \quad (2.35)$$

де ρ – щільність повітря;

λ – коефіцієнт втрат;

u – поздовжня швидкість потоку.

Шлях перемішування l пропорційний відстані від стінки y

$$l = \chi y, \quad (2.36)$$

де χ – універсальна постійна, зі значенням рівним 0,4.

З огляду на це, рівняння (2.34) перетвориться до вигляду

$$\frac{\tau_0}{\rho} = \chi^2 y^2 \left(\frac{du}{dy} \right)^2. \quad (2.37)$$

Вводячи позначення динамічної швидкості

$$u_*^2 = \frac{\tau_0}{\rho}, \quad (2.38)$$

перетворимо рівняння (2.37) до вигляду

$$\frac{du}{dy} = \frac{u_*}{\chi y}. \quad (2.39)$$

Інтегрування рівняння (2.39) призводить до логарифмічного закону швидкостей в ядрі турбулентного потоку

$$\frac{u}{u_*} = \frac{1}{\chi} \ln(y) + C. \quad (2.40)$$

У безпосередній близькості від стінки дотичні напруження τ_L , викликані в'язким тертям, переважають над дотичними напруженнями τ_T , викликаними турбулентним перемішуванням, тому, відповідно до рівняння (2.30) в ламінарному граничному шарі товщиною δ , причому ($\delta \ll d_h$) і для області координат ($y \ll \delta$) дотичні напруження можна визначати за законом Ньютона з формули (2.26)

$$\tau = \tau_0 = \mu \frac{du}{dy} \approx \mu \frac{u}{y}. \quad (2.41)$$

З урахуванням динамічної швидкості згідно з формулою (2.38) і, переходячи у формулі (2.41) до кінематичної в'язкості ν , отримуємо

$$\frac{\tau_0}{\rho} = u_*^2 = \nu \frac{u}{y}, \quad (2.42)$$

і, відповідно, розділивши ліву і праву частини з формулою (2.42) на величину динамічної швидкості, отримуємо

$$\frac{u}{u_*} = \frac{u_* y}{\nu}. \quad (2.43)$$

З огляду на лінійний розподіл швидкостей потоку в межах примежового ламінарного шару, для його межі з формули (2.43) можна записати

$$\frac{u_\delta}{u_*} = \frac{u_* \cdot \delta}{\nu} = \text{Re}_\delta, \quad (2.44)$$

де Re_δ – число Рейнольдса для примежового шару, за значенням якого також може визначатися режим течії в пристінковій області відповідно до критеріїв [9],

наведеними в таблиці 2.1. При цьому також видно, що існує досить широка перехідна зона з проявом властивостей ламінарної і турбулентної течії.

Таблиця 2.1 – Розподіл потоку на області течії

Інтервал значень Re_δ	Область течії в потоці
$0 < Re_\delta \leq 4$	Ламінарний примежовий шар
$4 < Re_\delta \leq 70$	Перехідна область
$Re_\delta > 70$	Турбулентне ядро

Відповідно, ширина примежового шару з виразу (2.44) і значення для Re_δ з таблиці 2.1 визначається як

$$\delta = Re_\delta \frac{\nu}{u_*} = 4 \frac{\nu}{u_*}. \quad (2.45)$$

З урахуванням виразів (2.35) та (2.42), а також емпірично отриманих залежностей, товщина примежового шару залежно від гідравлічного діаметра d_h і числа Рейнольдса Re визначається як

$$\delta = \frac{32,4 d_h}{Re^{0,875}}. \quad (2.46)$$

Отримане співвідношення (2.46) за видом залежності збігається з теоретичним відповідно до рівняння (2.24).

Розподіл швидкостей по перетину носового каналу визначатиметься відповідно до виразу (2.40) для межі ламінарного примежового шару

$$\frac{u_\delta}{u_*} = \frac{1}{\chi} \ln(\delta) + C, \quad (2.47)$$

де u_δ – швидкість на межі ламінарного примежового шару.

Визначивши дослідним шляхом коефіцієнти в рівнянні (2.47), можна провести розрахунки профілю швидкостей в потоці за однією з логарифмічних залежностей [9]

$$\frac{u}{u_*} = 5,75 \lg\left(\frac{u_*}{\nu} y\right) + 5,5 \quad (2.48)$$

$$\frac{u}{u_*} = 5,33 \lg\left(Re \frac{y}{r}\right) - 2, \quad (2.49)$$

де r – радіус каналу.

Переходячи до величин максимальних швидкостей потоку, отримаємо з виразів (2.48) і (2.49) наближені формули для обчислення профілів швидкостей по перетину каналу в логарифмічному вигляді

$$u = u_{\max} \left(1 - 2 \frac{\lg \frac{r}{y}}{\frac{0,975}{\sqrt{\lambda}} + 1,35} \right), \quad (2.50)$$

або стосовно запропонованої еквівалентної степеневі залежності коефіцієнтів

$$u = u_{\max} \left(\frac{y}{r} \right)^n, \quad (2.51)$$

де показник степеня n визначається з формули

$$n = 0,9\sqrt{\lambda}, \quad (2.52)$$

де λ – коефіцієнт Дарсі, який в умовах даного завдання доцільно визначати за універсальною формулою Альтшуля [12]

$$\lambda = 0,11 \left(\frac{k}{d_h} + \frac{68}{\text{Re}} \right)^{0,25}, \quad (2.53)$$

де d_h – гідравлічний (еквівалентний) діаметр каналу, мм,

k – еквівалентна абсолютна шорсткість внутрішньої поверхні каналу.

Згідно з виразами (2.51) і (2.52) остаточно отримуємо

$$u = u_{\max} \left(\frac{y}{r} \right)^{0,9\sqrt{\lambda}}. \quad (2.54)$$

Дана залежність (2.53) є найбільш зручною під час розрахунків.

У ламінарному режимі максимальна швидкість дорівнює подвоєній середній [9–12]

$$u_{\max_L} = 2u, \quad (2.55)$$

а в турбулентному потоці осереднена і максимальна швидкості пов'язані співвідношенням [12]

$$u_{\max} = 1,3u, \quad (2.56)$$

де u – в обох виразах (2.55) і (2.56) є середньою і осередненою швидкостями, відповідно, яка розраховується з умови сталості витрати повітря за рівняннями (2.4) і (2.5). Величина витрати повітря в носовій порожнині під час дихання задається виходячи з міркувань фізіологічної норми і режиму дихання або визначається за даними риноманометрії.

У ламінарному примежовому шарі розподіл швидкостей відповідає лінійному закону

$$u = u_{\delta} \frac{y}{r}, \quad (2.57)$$

де u_{δ} – швидкість на межі ламінарного примежового шару, причому

$$u_{\delta} = 0,99u_{\max}. \quad (2.58)$$

Виходячи з наведених вище міркувань, схематична ілюстрація розподілу швидкостей потоку в носовій порожнині з розподілом характерних областей течії наведена на рис. 2.4.

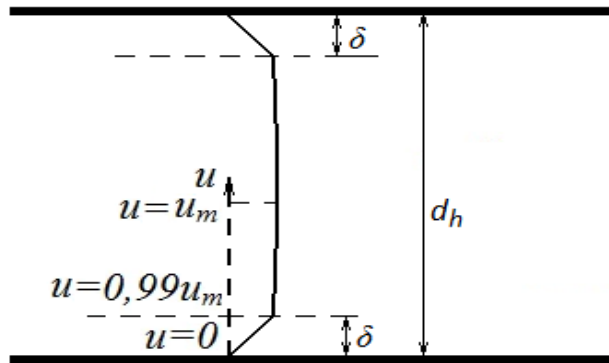


Рисунок 2.4 – Схематична ілюстрація розподілу швидкостей потоку в носовій порожнині та області примежового шару шириною δ

Розрахункові співвідношення ширини примежового шару залежно від числа Рейнольдса за формулою (2.46) наведені на рис. 2.5.

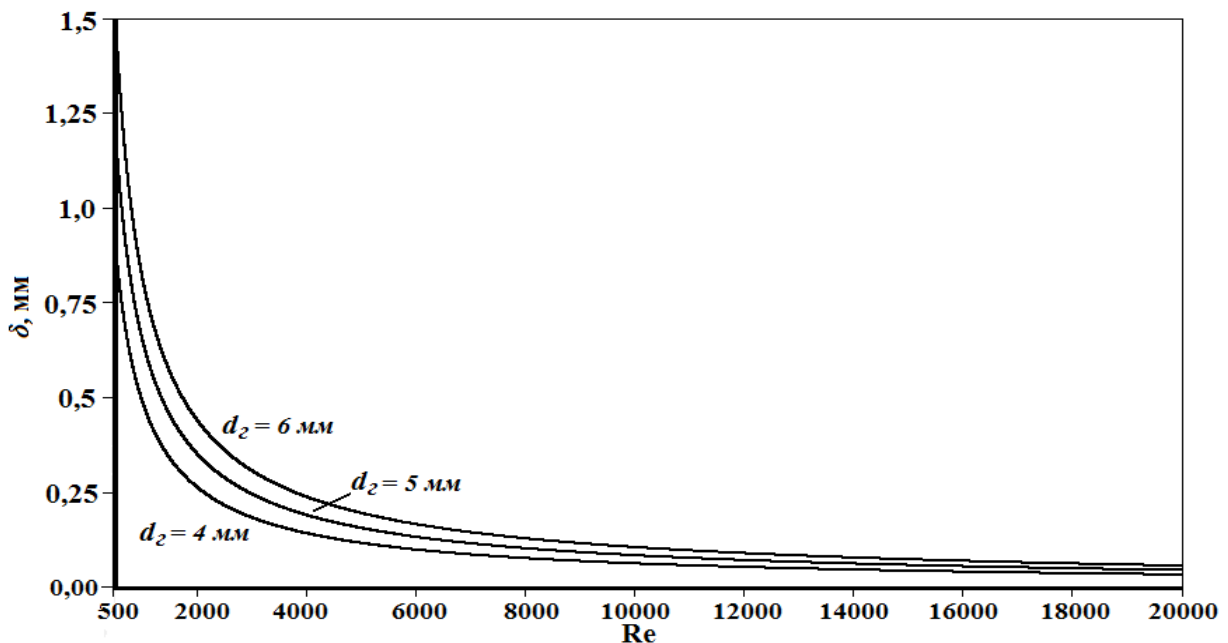


Рисунок 2.5 – Розрахункові співвідношення ширини примежового шару залежно від числа Рейнольдса з різними гідравлічними діаметрами носової порожнини

При цьому очевидно, що зі збільшенням числа Рейнольдса і відповідному підвищенні турбулізації потоку ширина примежового шару зменшується. Із зростанням еквівалентного діаметра носової порожнини ширина примежового шару також збільшується.

Розрахункові розподілення швидкостей по перетину носового каналу наведені на рис. 2.6.

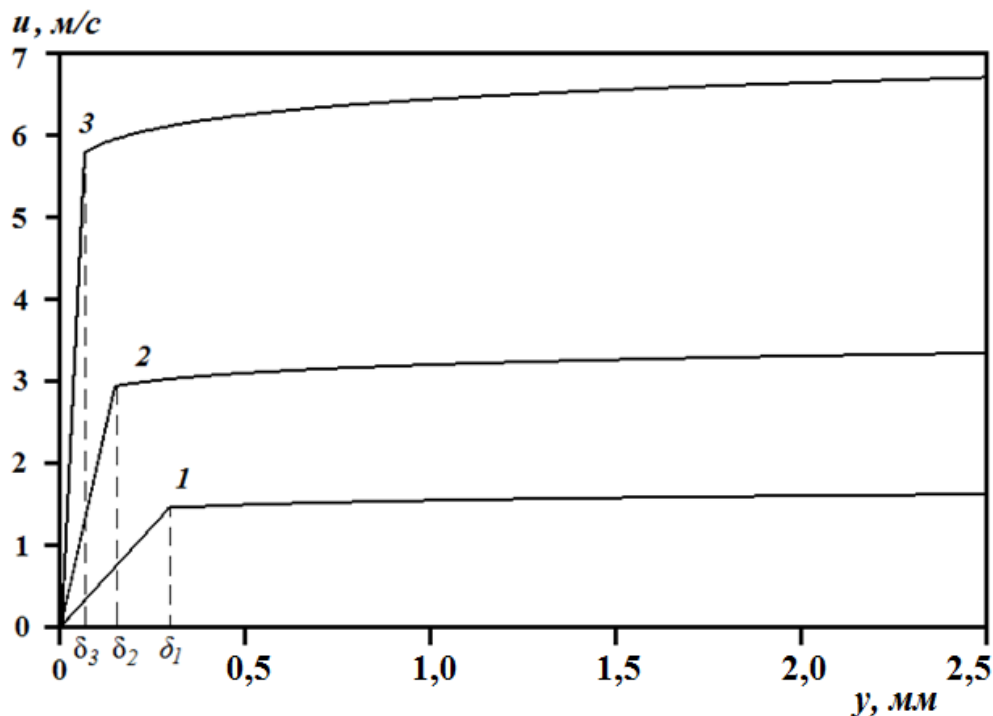


Рисунок 2.6 – Розрахункові розподілення швидкостей по перетину носового каналу (δ_1 , δ_2 та δ_3 позначають ширину примежового шару при витратах повітря 1 – 0,25 л/с, 2 – 1 л/с, 3 – 2 л/с, відповідно)

При цьому встановлено, що відстань від стінки до точки середньої швидкості $y_{\bar{u}}$ потоку визначається зі співвідношення.

$$y_{\bar{u}} = 0,23r = 0,115d . \quad (2.59)$$

Напівтонові ілюстрації розподілення швидкостей при ламінарному і турбулентному режимах проходження повітря через носову порожнину наведені на рис. 2.7, а і б, відповідно. Витрати повітря становили при цьому 0,5 л/с і 2 л/с, відповідно. Аналіз розподілу швидкостей на рис. 2.7, а показав, що швидкості при ламінарному режимі мають параболічний профіль, причому швидкості в більшості перетинів приймають максимальні значення в центральних областях загального і нижнього носових ходів. Осереднена швидкість повітряного потоку при турбулентному режимі постійна по перетину за наявності зони різкого спаду швидкості в пристінковій області (рис. 2.7, б).

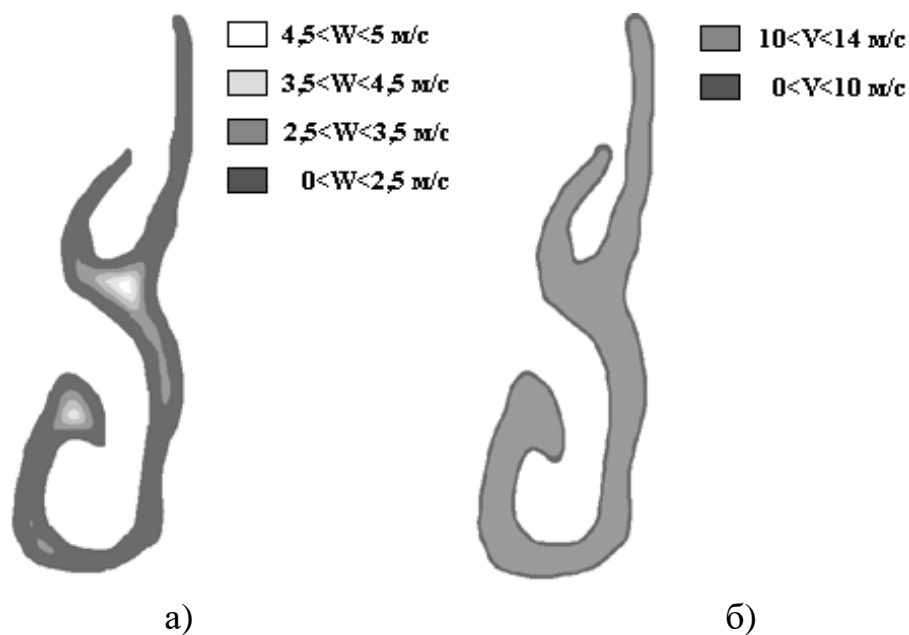


Рисунок 2.7 – Розподіли швидкостей в правому носовому каналі при ламінарному (а) і турбулентному (б) режимах

Характерні аксіальні СКТ-зрізи наведені на рис. 2.8, причому в нормі (а) і при гіпертрофічному риніті (б).

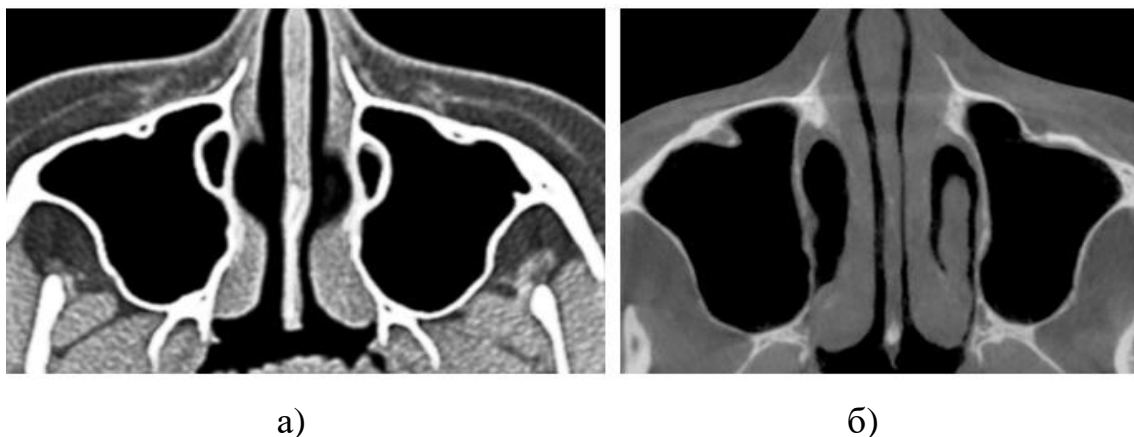


Рисунок 2.8 – Характерні аксіальні СКТ-зрізи в нормі (а) та при гіпертрофічному риніті (б)

Під час розрахунку показників примежового шару необхідно задаватися показниками витрати повітря (рис. 2.9), отриманими в результаті комп'ютерної ольфактометрії або фізіологічними даними для відповідних режимів дихання.

Розглядаючи, наведені на рис. 2.9 залежності для характерних аксіальних СКТ-зрізів у нормі (рис 2.8, а) і при гіпертрофічному риніті (рис. 2,8 б), які характеризується суттєвим звуженням носових проходів і зменшенням їхнього еквівалентного діаметру, можна зробити висновок, що товщина примежового шару сильно залежить від режиму дихання (витрати, що пропускається), причому під час форсованого дихання (витратах повітря близьких до 1 л/с)

різниця в товщині примежового шару між умовною нормою і при звуженні лівого носового проходу (рис. 2.9) істотно зменшується. Під час спокійного дихання (при витратах повітря близько 0,2 л/с) товщина примежового шару істотно залежатиме від еквівалентного діаметра носового каналу. Характерні залежності товщини примежового шару від еквівалентного діаметра носової порожнини наведені на рис 2.10.

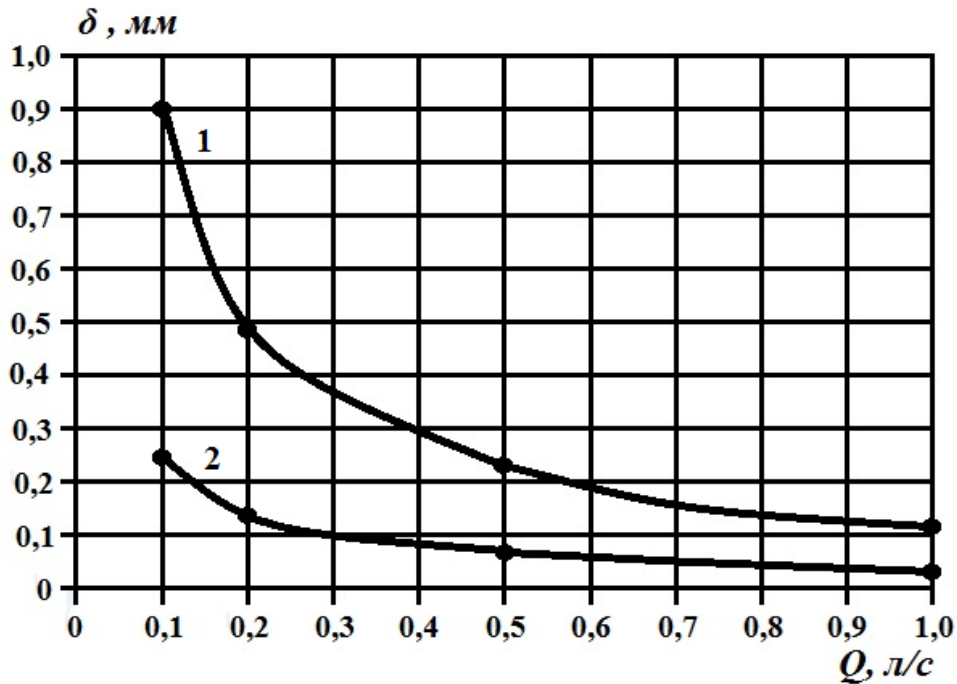


Рисунок 2.9 – Залежність товщини примежового шару в носовій порожнині від витрати повітря при еквівалентних діаметрах 9 мм (1) і 1,2 мм (2) відповідно

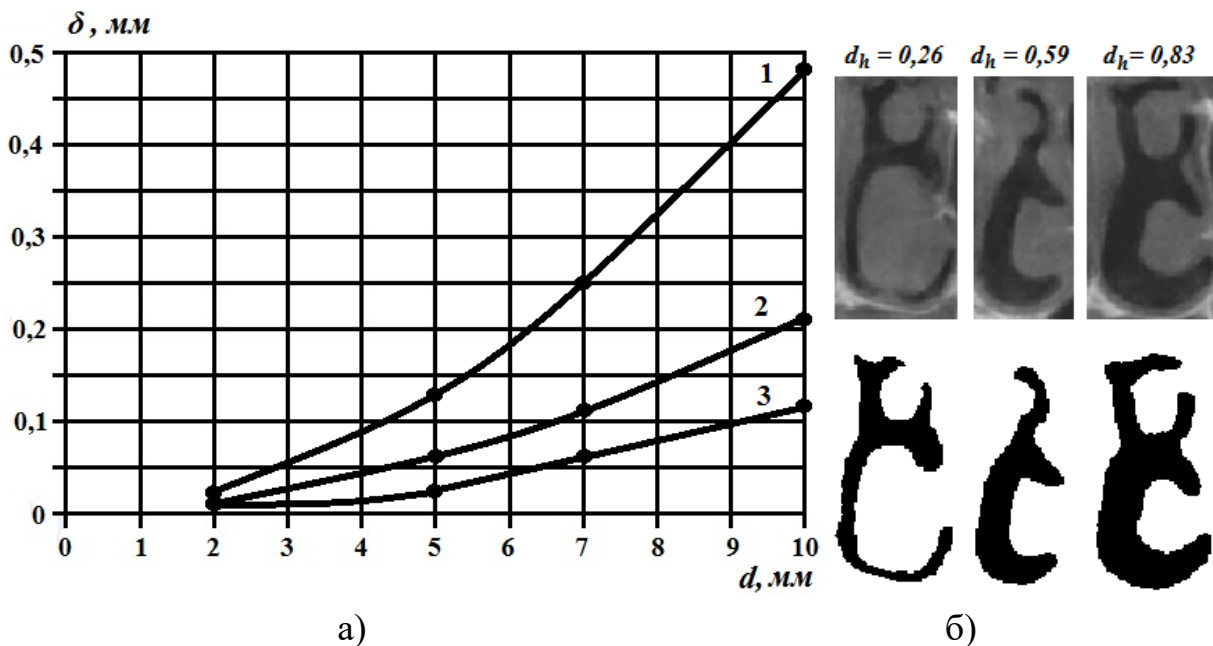


Рисунок 2.10 – Залежність товщини примежового шару в носовій порожнині від еквівалентного діаметра перетинів при витратах повітря (а) 0,2 л/с (1), 0,5 л/с (2) і 1 л/с (3), відповідно, характерні перетини носової порожнини (б)

При цьому очевидно, що із зростанням еквівалентного діаметра носових проходів товщина примежового шару істотно збільшується, що особливо помітно під час спокійного режиму дихання. Тому, негативний вплив повітряного потоку проявлятиметься, перш за все, при підвищених витратах і звуженнях носової порожнини і залежатиме від неоднорідності слизової оболонки носової порожнини, яка під час форсованого дихання з більшою ймовірністю виходитиме за межі ламінарного примежового шару.

Ці результати потребують подальших клінічних досліджень, пов'язаних із всебічним вивченням неоднорідності слизової оболонки носової порожнини при різних патологічних станах з урахуванням індивідуальної варіабельності.

2.4 Визначення шорсткості слизової за даними КТ

У ламінарному режимі течії повітря коефіцієнт Дарсі λ обернено пропорційний числу Рейнольдса і його значення знаходяться з урахуванням поправки (збільшення) теоретичного значення на тип матеріалу і стан стінок (наявність вм'ятин) каналу згідно з формулою Гагена – Пуазейля (2.30) в межах [12–13]

$$\lambda = \frac{64 \dots 150}{\text{Re}}. \quad (2.60)$$

З огляду на проведений аналіз режимів течії повітря під час форсованого носового дихання за допомогою функціонального методу риноманометрії, а також складну геометричну конфігурацію носової порожнини, доцільно оцінити адекватність отримуваних критичних значень чисел Рейнольдса за допомогою незалежного методу. Даний метод дозволяє за даними комп'ютерної томографії визначити показник шорсткості слизової оболонки на стінках носової порожнини і за критерієм відносної шорсткості [7–12] обчислити граничні значення чисел Рейнольдса для основних режимів течії повітря під час форсованого носового дихання.

Визначення шорсткості слизової оболонки носової порожнини на ділянках уздовж повітряного каналу за даними фронтальних томографічних перерізів виконувалося за запропонованою і запатентованою [15] формулою

$$\Delta_i = l_{i+1} - l_i + \frac{l_{i+1} - l_i}{I_{\max}} h, \quad (2.61)$$

де l_i та l_{i+1} – товщини слизової оболонки на i -му і $(i+1)$ -му фронтальних томографічних перетинах носової порожнини відповідно;

I_i та I_{i+1} – рівні інтенсивності вокселей на межі між слизовою оболонкою і повітрям на i -му та $(i+1)$ -му фронтальних томографічних перетинах носової порожнини відповідно;

I_{\max} – максимальний рівень інтенсивності вокселей на томографічному зображенні;

h – просторова роздільна здатність томографічних зображень;

Δ_i – величина i -го виступу слизової оболонки носової порожнини.

Складова в дужках у формулі (2.61) фактично дозволяє враховувати нерівності слизової оболонки носової порожнини на субвоксельному рівні, величини, що дорівнюють 1,5 мкм при типових показниках томографічного сканування $h = 0,4$ мм, $I_{\max} = 225$. Ілюстрація визначення величини шорсткості (мікронерівності) ділянки слизової оболонки наведена на рис. 2.11, причому R_L , R_C та R_m відповідають мінімальному, середньому та максимальному рівням шорсткості відповідно. Як видно з рис. 2.11, б, середній рівень шорсткості слизової оболонки становить близько 0,4 мм, що при еквівалентному діаметрі носових проходів $5 \div 8$ мм дає значення критичних чисел Рейнольдса, наведених у таблиці 2.2. Теоретично похибка запропонованого методу визначення шорсткості слизової оболонки (стінок) носової порожнини може бути визначена виходячи з просторової і яскравісної роздільної здатності за формулою

$$\varepsilon_{\Delta} = \frac{h}{I_{\max} + 1},$$

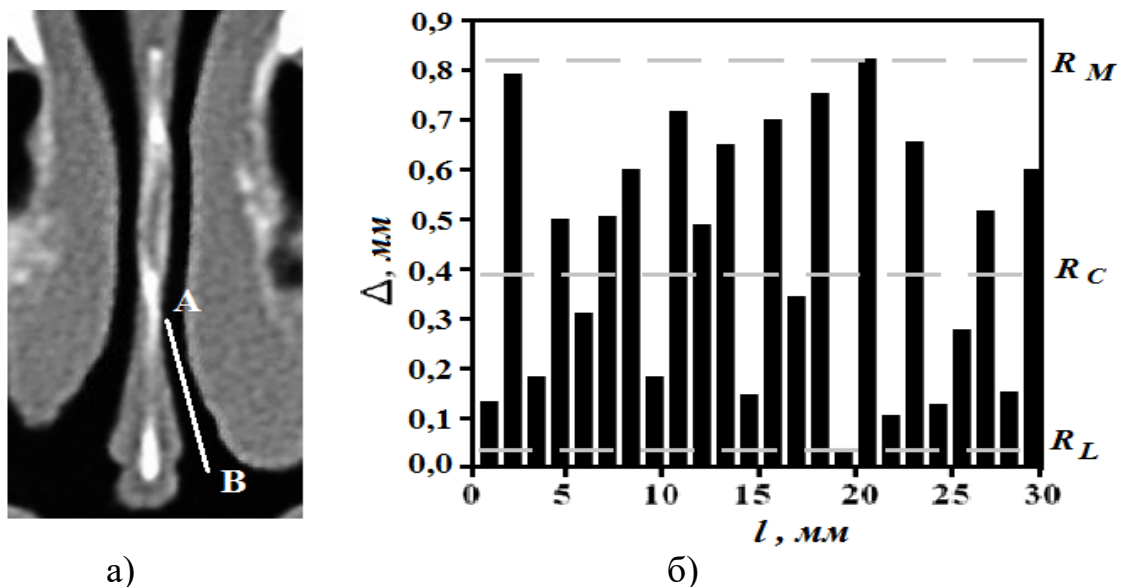
де I_{\max} – максимальний рівень інтенсивності вокселей на томографічному зображенні;

h – просторова роздільна здатність томографічних зображень.

І для наведених вище параметрів СКТ-сканування ε_{Δ} становить величину порядку 1,5 мкм. З огляду на різний еквівалентний діаметр носових проходів для різних вікових груп і гендерні відмінності (до 0,95 мм за даними авторів [14]), критичні значення чисел Рейнольдса можуть бути скориговані в меншу сторону до 50%, проте, за порядком величин відповідатимуть наведеним значенням.

Розраховані та наведені в таблиці 2.2 дані з похибкою, меншою 15%, збігаються з отриманими експериментально результатами розробленого методу форсованої ЗАРМ, під час розрахунку критичних чисел Рейнольдса, відповідних точкам переходу режимів руху повітря в носовій порожнині (так перехід з ламінарного в турбулентний гладкостінний відбувається при числах Рейнольдса в діапазонах близько 300–400).

При цьому можна зазначити, що отримані значення критичних чисел Рейнольдса істотно нижче теоретичних ($Re_{кр} = 2300$ для течії води по круглим трубам), що пов'язано зі складністю анатомічної конфігурації носових проходів і збуреннями, що вносять анатомічні структури, які сприяють турбулізації потоку при більш низьких числах Рейнольдса.



а)

б)

Рисунок 2.11 – Ілюстрація визначення шорсткості слизової оболонки носової порожнини [15, 16, 17, 12]:

а) томограма з розташуванням ділянки, що вимірюється;

б) мікрорельєф на ділянці, що вимірюється, обчислені за формулою (3.17)

Таблиця 2.2 – Результати обчислень критичних чисел Рейнольдса для різних режимів течії повітря в носовій порожнині

Режим течії	Критерій	Значення
Ламінарний / турбулентний гладкостінний	$Re \leq 20 \frac{d}{\Delta}$	$Re \leq 330$
Турбулентний перехідний, з частковим проявом шорсткості стінки	$20 \frac{d}{\Delta} \leq Re < 500 \frac{d}{\Delta}$	$330 \leq Re < 8000$
Турбулентний з впливом шорсткості, квадратичний	$Re \geq 500 \frac{d}{\Delta}$	$Re \geq 8000$

Наведені значення критичних чисел Рейнольдса і відносної шорсткості дуже важливі для адекватного обчислення коефіцієнта втрат за формулою Альтштуля (2.32), некоректне використання яких можуть призвести до істотних спотворень результатів розрахунку коефіцієнтів аеродинамічного носового опору. Далі виконують визначення нерівностей Δ_i слизової оболонки носової

порожнини на ділянках вздовж повітряного каналу за даними фронтальних томографічних перетинів згідно з формулою

$$\Delta_i = l_{i+1} - l_i + \frac{I_{i+1} - I_i}{I_{\max}} h, \quad (2.62)$$

де l_i та l_{i+1} – товщини слизової оболонки на i -му і $(i+1)$ -му фронтальних томографічних перетинах носової порожнини відповідно;

I_i та I_{i+1} – рівні інтенсивності вокселей на межі між слизовою оболонкою і повітрям на i -му та $(i+1)$ -му фронтальних томографічних перетинах носової порожнини відповідно;

I_{\max} – максимальний рівень інтенсивності вокселей на томографічному зображенні;

h – просторова роздільна здатність томографічних зображень.

Складова в дужках у формулі (2.62) фактично дозволяє враховувати нерівності слизової оболонки носової порожнини на субвоксельному рівні, які дорівнюють величині 15 мкм при типових показниках томографічного сканування $h = 0,4$ мм, $I_{\max} = 255$.

Далі на відповідних ділянках носової порожнини визначаються товщини ламінарного примежового шару δ_i за формулою [2, 16–19]

$$\delta_i = \frac{32,4 d_{2i}}{\text{Re}_i^{0,875}}, \quad (2.63)$$

де Re_i – число Рейнольдса та d_{2i} – гідравлічний діаметр визначаються для кожної i -ї ділянки носової порожнини за формулами (2.3) та (2.1) відповідно. При цьому товщини ламінарного примежового шару повітря при характерному гідравлічному діаметрі носової порожнини 5 мм складає 0,2 мм, 0,15 мм та 0,05 мм (рис. 2.11, б) при числах Рейнольдса 1700, 3000 та 10000 відповідно до режимів дихання (спокійного, підсиленого та форсованого). Далі виконується визначення ступеня впливу повітряного потоку на ділянки слизової оболонки носової порожнини за критерієм відношення довжини її виступів до товщини ламінарного межового шару у вигляді:

$\Delta_i < \delta_i$ – виступи слизової оболонки повністю знаходяться у ламінарному примежовому шарі повітряного потоку; відсутній негативний вплив потоку на слизову оболонку, що пов'язано з турбулентним висушуванням;

$\Delta_i \approx \delta_i$ – виступи слизової оболонки знаходяться біля межі ламінарного примежового шару повітряного потоку; при подальшому підвищенні інтенсивності дихання, або при звуженні ділянки носової порожнини буде

присутній негативний вплив потоку на слизову оболонку, що пов'язано з турбулентним висушуванням;

$\Delta_i > \delta_i$ – виступи слизової оболонки виходять з ламінарного примежового шару у турбулентний повітряний потік; повністю виявляється негативний вплив потоку на слизову оболонку, що пов'язано з турбулентним висушуванням.

На рис. 2.11, б проілюстровано, що в ході підсилення дихання та відповідному зменшенні товщини $(\delta^{(H)}, \delta^{(П)}, \delta^{(Ф)})$ примежового шару повітряного потоку підвищується ризик негативного впливу турбулентного повітряного потоку на слизову оболонку носової порожнини.

Використання даного способу дає можливість на етапах діагностики та хірургічного планування провести кількісну оцінку ефекту негативного впливу повітряного потоку на слизову оболонку носової порожнини, що пов'язано з турбулентним висушуванням, та визначати ділянки, які за запропонованим критерієм підлягають хірургічній корекції.

Висновки до другого розділу

1. Встановлено, що товщина ламінарного примежового шару зменшується зі зменшенням еквівалентного діаметру носової порожнини та зі збільшенням числа Рейнольдса, що характеризує ступінь турбулізації повітряного потоку. Типові значення товщини ламінарного примежового шару знаходяться в діапазоні 0,2–0,05 мм залежно від режиму носового дихання та конфігурації носової порожнини.

2. Отримано дані, які характеризують вплив повітряного потоку на слизову оболонку носової порожнини: якщо неоднорідності поверхні слизової оболонки виходять за межу ламінарного примежового шару, то такі ділянки носової порожнини піддаються впливу турбулентного потоку, що веде до їхнього пересушування. Величина неоднорідностей слизової оболонки носової порожнини визначається за томографічними даними під час їхньої обробки на субпіксельному рівні, що дозволяє дослідити вплив інтенсивності граничних елементів стінок носових проходів.

3. Запропоновано модель розподілу швидкостей повітряного потоку в носовій порожнині при турбулентному режимі, що має логарифмічний або степеневий профіль за перетином, при чому в межах ламінарного примежового шару швидкість повітря зростає за лінійним законом майже до максимальної величини. Діючі швидкості повітря за перетинами склали до 5–7 м/с.

4. Встановлено, що товщина примежового шару сильно залежить від витрати, що пропускається (режим дихання) і порівняно слабо від еквівалентного діаметра носового каналу. Таким чином негативний вплив повітряного потоку залежатиме від неоднорідності слизової оболонки носової порожнини, яка під час форсованого дихання з більшою ймовірністю виходитиме за межі ламінарного примежового шару.

Перелік джерел посилань до другого розділу

1. Пат. № 92395, Україна, А61В 5/08, А61В 5/087. Спосіб непрямого визначення перепаду тиску в верхніх дихальних шляхах людини / Аврунін О.Г., Семенець В.В., Журавльов А.С., Калашник М.В., Яценко М.І.; заявник та патентовласник Харківський національний університет радіоелектроніки; заявл. 26.12.2008; опубл. 25.10.2010, Бюл. № 20.

2. Носова Я.В. Определение микрохарактеристик воздушного потока в носовой полости при дыхании / Я.В. Носова, О.Г. Аврунин, Х.И. Фарук // Вестник НТУ «ХПИ», Серия: Новые решения в современных технологиях. – Харьков: НТУ «ХПИ». – 2018. – № 16 (1292). – С. 122–127.

3. Волков К.Н., Емельянов В.Н. Моделирование крупных вихрей в расчетах турбулентных течений. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2008. – 368 с.

4. Спосіб діагностики функціональних порушень носового дихання: пат. 117868 Україна: МПК А61В 5/087 (2006.01)/ Аврунін О.Г.; Носова Я.В.; Кононенко Т.С.; Журавльов А.С.; Шушляпіна Н.О.; Калашник Ю.М.; заявник та патентовласник Харківський національний університет радіоелектроніки. – № а 2016 13354; заявл. 12.06.2017; опубл. 10.10.2018, Бюл. № 19. – 4 с.

5. Абрамов Е.И. Элементы гидропривода: Справочник / Е.И. Абрамов, К.А. Колесниченко, В.Т. Маслов. – Киев: Техніка, 1977. – 320 с.

6. Хушам Ф.І. Методи та засоби діагностики функціональних порушень носового дихання: автореф. дис. канд. техн. наук: 05.11.17 «Біологічні та медичні прилади і системи» / Ф.І. Хушам; М-во освіти і науки України, Харківський національний університет радіоелектроніки. – Харків, 2016. – 21 с.

7. Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа / Л.Г. Лойцянский. – М.: Дрофа, 2003. – 840 с.

8. Рыдалевская М.А., Ворошилова Ю.Н. Гидромеханика идеальной жидкости. Постановка задач и основные свойства: учеб. пособие. – СПб.: Изд-во С.-Петербур. ун-та, 2016. – 80 с.

9. Кочин Н.Е. Теоретическая гидромеханика / Н.Е. Кочин, И.Я. Кибель, Н.В. Розе. – 2013. – 734 с. – (Рипол Классик).

10. Основы гидродинамики: учеб. пособие / С.Д. Чижиумов. – Комсомольск-на-Амуре: ГОУВПО «КНАГТУ», 2007. – 106 с.
11. Введение в гидродинамику. Учебное пособие: курс лекций, решение задач. – Казань: КГУ, 2010. – 108 с.
12. Вильнер Я.М. Справочное пособие по гидравлике, гидромашинам и гидроприводам / Я.М. Вильнер, Я.Т. Ковалев, Б.Б. Некрасов. – Минск: Высшейш. школа, 1976. – 476 с.
13. Справочник по гидравлическим расчетам / (П.Г. Киселев, А.Д. Альтшуль, Н.В. Данильченко и др.); под ред. П.Г. Киселева. – М.: Энергия, 1974. – 312 с.
14. Роль риноманометрии в диагностике и оценке эффективности лечения у больных аллергическим ринитом / Л.О. Яшина, Ю.И. Фещенко, В.И. Игнатъева и др. // Астма та алергія. – 2010. – № 1–2. – С. 50–54.
15. Пат. 111311 С2 Україна: МПК А61В 5/08(2006.01), А61В 5/087 (2006.01), А61В 34/10 (2016.01), G09В 23/28(2006.01). Спосіб визначення ступеня впливу повітряного потоку на слизову оболонку носової порожнини / Аврунін О.Г., Безшапочний С.Б., Журавльов А.С., Шушляпіна Н.О., Лобурець В.В., Носова Я.В., Тимкович М.Ю., Фарук Х., заявник та патентовласник Харківський національний університет радіоелектроніки. – №a201507110; заявл. 16.07.2015; опубл. 26.10.2015, Бюл. №20. – 5 с.
16. Aerodynamic features of the olfactory area in nasal breathing / Y.V. Nosova, O.G. Avrunin, N.O. Shushliapina, I.A. Younouss. // Science Review. – 2017. – №7(7). – С. 27–30.
17. Прісич О.Ю. Метод тестування носового дихання для оцінки потенційних можливостей спортсменів / О.Ю. Прісич, Г.П. Грохова, О.Г. Аврунін. // Матеріали 3-ї Міжнародної науково-технічної конференції «Актуальні проблеми автоматики та приладобудування». – Харків. – 2020. – С. 74–75.
18. Носова Я.В. Особенности аэродинамики обонятельной области / Я.В. Носова, О.Г. Аврунин // Актуальні проблеми автоматики та приладобудування: матеріали Міжнарод. наук.-техн. конфер., 07–08 грудня 2017 р. / Є.І. Сокол (голова оргком.). – Х. : ФОП Мезіна В., 2017. – С. 77–78.
19. Інформаційні технології підтримки прийняття рішень при визначенні порушень носового дихання: монографія / О.Г. Аврунін, Є.В. Бодянський, В.В. Семенець, В.О. Філатов, Н. О.Шушляпіна. – Харків: ХНУРЕ, 2018. – 132 с. doi: 10.30837/978-966-659-235-7