



ТЕХНИЧЕСКИ УНИВЕРСИТЕТ – СОФИЯ

ПРИЛОЖНА МЕХАНИКА НА ФЛУИДИТЕ

проф. д-р ИВАН. АНТОНОВ

<http://mfantonov.com>

ЛИТЕРАТУРА:



ТЕХНИЧЕСКИ УНИВЕРСИТЕТ – СОФИЯ

ИВАН. С. АНТОНОВ

**ПРИЛОЖНА МЕХАНИКА
НА ФЛУИДИТЕ**

*ВТОРО ПРЕРАБОТЕНО
И ДОПЪЛНЕНО ИЗДАНИЕ*

СОФИЯ
2016

8) ОБЩИ СВОЙСТВА НА ТУРБУЛЕНТНИТЕ СТРУИ. ПРЕНОС НА ТОПЛИНА И ДИФУЗИЯ НА ПРИМЕСИ В СВОБОДНИ ТУРБУЛЕНТНИ СТРУИ. ОСНОВНИ УРАВНЕНИЯ, ОПИСВАЩИ ТУРБУЛЕНТНИТЕ СТРУИ

Общи свойства на турбулентните струи.

Пренос на топлина и дифузия на примеси в свободни турбулентни струи

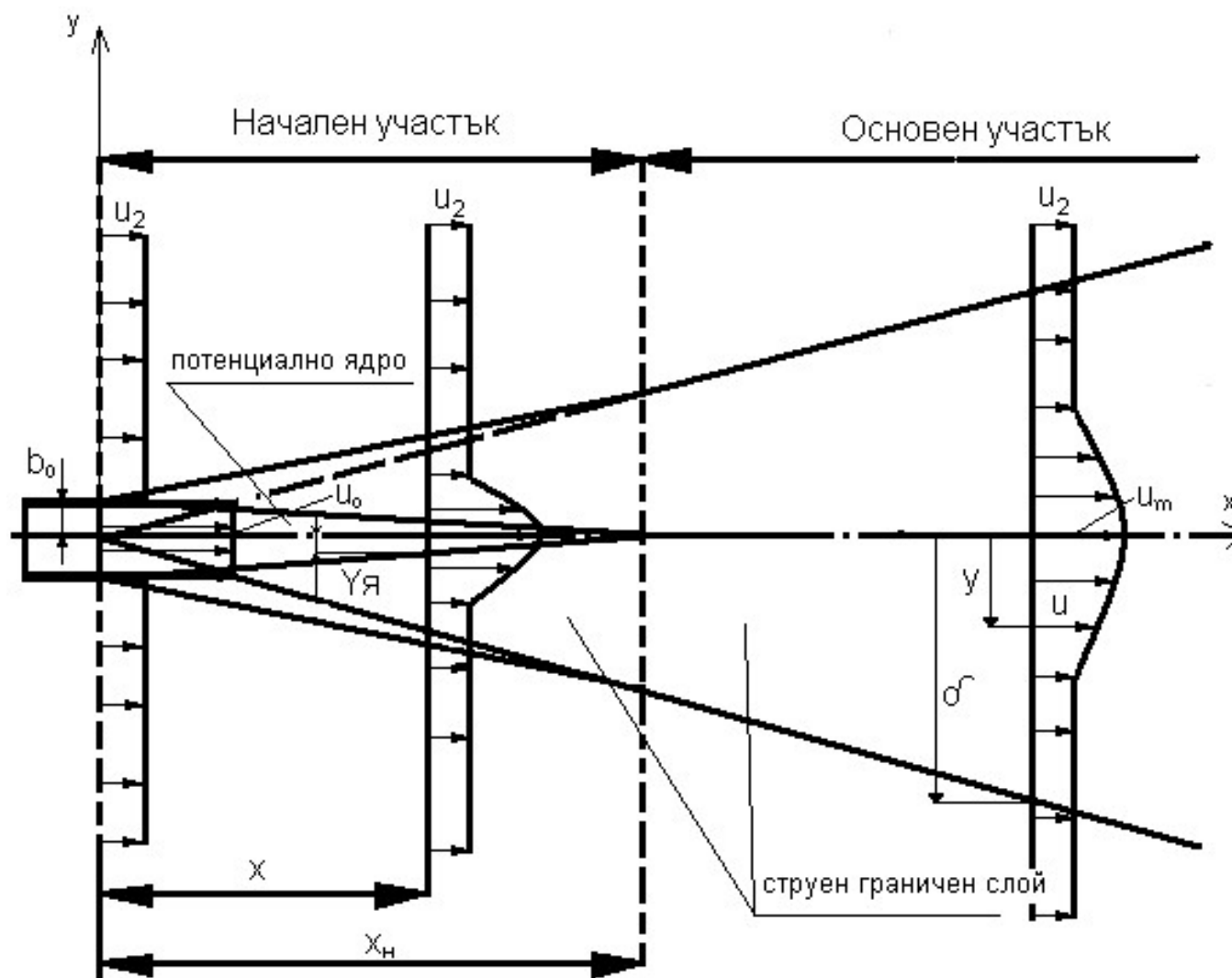
Свободната турбулентност се генерира в свободния или струен граничен слой, който възниква при изтичане на две или повече течения с различна скорост, далече от твърди стени. В по-голямата си част това са течения, развиващи се в свободното пространство, със силно изразен напречен градиент на скорост, температура и концентрация на примеси.

Определението, което големият руски учен Г.Н.Абрамович дава в [1, 2] за струйните течения, е следното: "При движение на течностите и газовете много често възникват т.нар. повърхнини на тангенциално разкъсване, а теченията в близост до тях се наричат струи". Тези "повърхнини на тангенциално разкъсване" са зоните с напречен градиент на параметрите на течението и притежават основните свойства на турбулентните течения: неустойчивост, нерегулярен обмен на вихри (моллове), повишена дисипация на енергия. Всичко това определя тези повърхнини, респ. околността им и формирания от тях струен граничен слой, като зони с изразен напречен пренос на количество на движение, топлина и примеси.

Струйният граничен слой възниква между две течения, движещи се с различна скорост. Той се характеризира с непрекъснато разпределение на скоростта, температурата и концентрацията на примеси в него. Най-простият случай на струен граничен слой възниква при изтичане на флуид с равномерно начално разпределение на скоростта в еднородна среда, движеща се с постоянна скорост. При това началната дебелина на граничния слой е равна на нула (фиг. 4.1).

Струйният граничен слой нараства по течението вследствие увличане на частици от околната среда и забавяне на частици от самата струя. Около оста на течението, обградена от двете страни с граничния слой, съществува зона, в която се запазват параметрите от началното сечение. Тази зона представлява т.нар. потенциално ядро на струята. Характерни за него са минималната турбулентност и пренебрежимо малкото влияние на вискозитета, откъдето идва и наименованието. По течението (ос x) вследствие на увличане в граничния слой на частици от струята дебелината на потенциалното ядро ($y_{\text{я}} > 0$) намалява и на определено разстояние от началното сечение става равна на нула. Потенциалното ядро изчезва. Участъкът от течението, в който то съществува, се нарича начален, а дължината му се бележи с x_H .

След началния участък някои автори, особено в по - старите издания на литературата по теория на струите [1, 14], приемат съществуване на преходен участък.



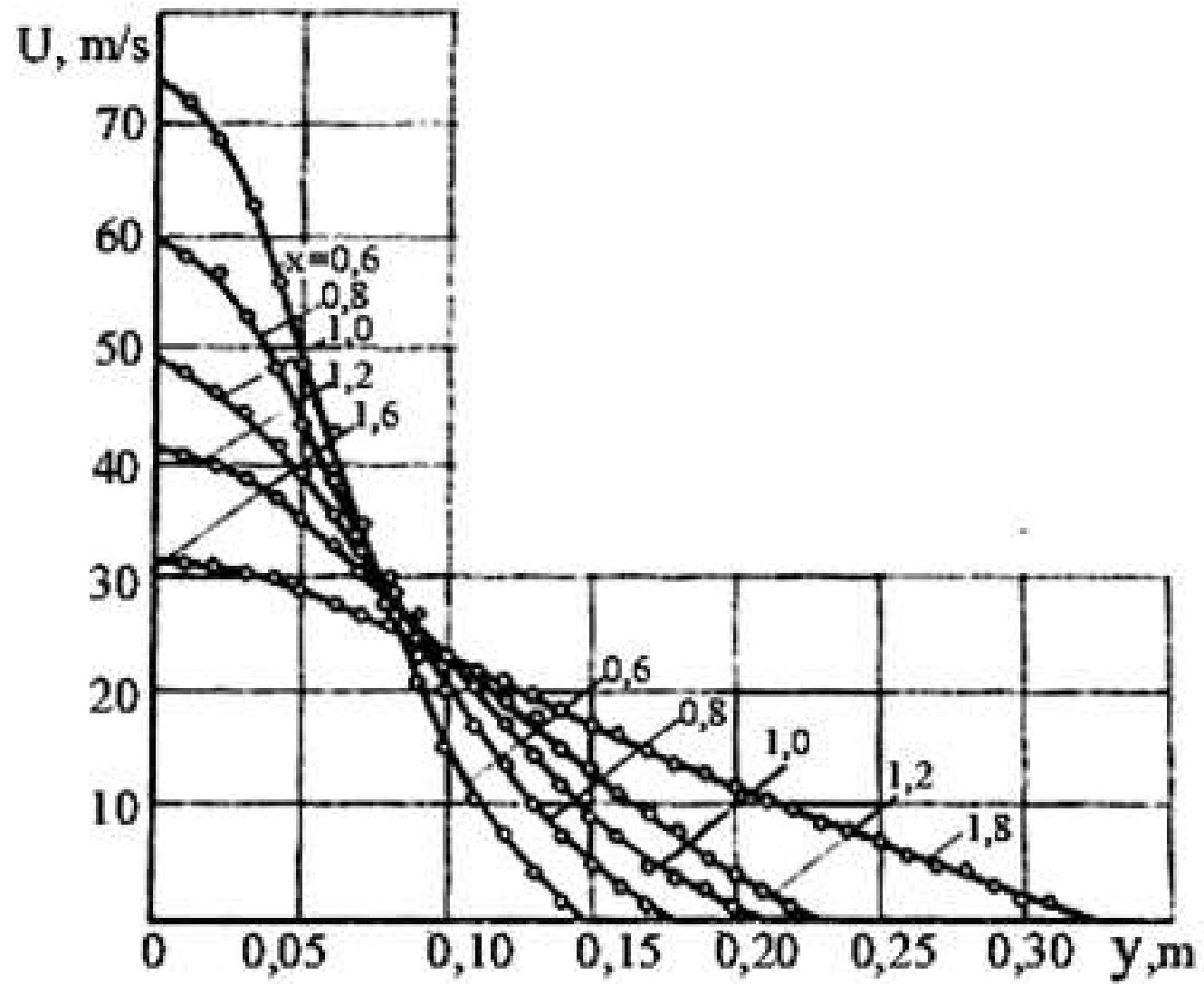
фиг.4.1

Тъй като е много трудно да се определят точно както характерните особености на този участък, така и параметрите му, обикновено се приема съществуване на едно преходно сечение между началния и основния участък.

Основният участък се характеризира с постепенното затихване на скоростта по течението и нарастването на граничния слой. Струйният граничен слой обхваща цялото напречно сечение на струята; в него е увлечена цялата струя, като продължава въвличане на частици от околната флуидна среда. Количеството на движение, изразходвано от струята за това въвличане в движение, води до намаляване (затихване) на скоростта по оста на течението.

Най-елементарният случай на струйно течение е, когато скоростта на спътната окръжаваща среда $u_2 = 0$. Това е изтичане в неподвижна флуидна среда и е известно като свободна струя. Характерна особеност на свободната турбулентна струя, която е много добре изследвана теоретично и опитно, са много малките стойности на напречните компоненти на скоростта в сравнение с осевите, т. е. $u \gg v$. Разпределението на скоростите при една свободна струя е дадено на фиг.4.2.

Автомоделност и афинност на скоростните профили. Системата частни диференциални уравнения при изследване на определени течения в редица случаи могат да се сведат до обикновени диференциални уравнения, чието решение е достатъчно просто.



фиг.4.2

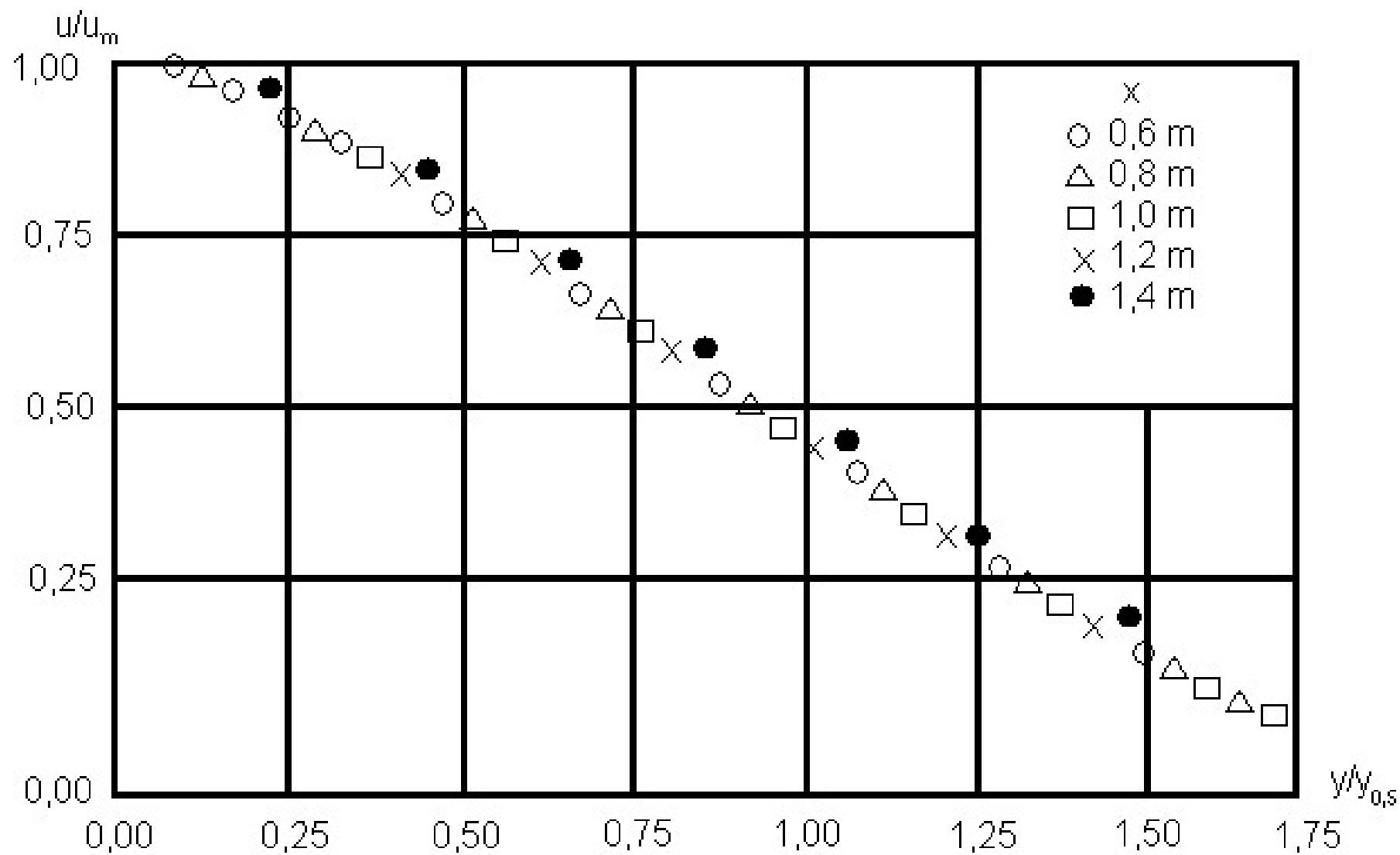
Резултатите от решението се представят като функция на определен комплекс от величини, съчетание от основните аргументи на задачата. Постоянните значения на този сложен комплекс съответстват на многообразните решения по основните аргументи (променливи), които могат да се разглеждат като подобни един на друг [22]. В този случай се говори за автомоделни (подобни) решения на задачата.

Афинно подобие на профилите на определящите дадено течение параметри (скорост, температура, концентрация и др.) съществува, когато в напречните сечения на граничния слой, в сходните точки от тези сечения ($y/b = idem$, $y/y_{0,5} = idem$ и др.) отношенията на безразмерните параметри ($u/u_{max} = idem$, $\Delta T/\Delta T_{max} = idem$, $\Delta c/\Delta c_{max} = idem$) са еднакви. В този случай свойството автомоделност е еквивалентно с подобие (афинността).

При подходящо обезразмеряване на напречното разпределение на скоростта за различните сечения в основния участък се получава групиране на опитните точки около една универсална крива (фиг.4.3), описана с изрази

$$4.1. \quad f = \frac{(u - u_2)}{(u_m - u_2)} = f(\eta_{0,5}), \text{ респ. при } u_2 = 0, \quad f = \frac{u}{u_m} = f(\eta_{0,5}),$$

където: $\eta_{0,5} = y/y_{0,5}$; u_m – максималната за дадено сечение скорост; $y_{0,5}$ – координатата на половината от максималната за дадено сечение скорост.



фиг.4.3

В случая терминът "афинност" означава, че безразмерните скоростни профили, построени в съответни безразмерни координати, остават непроменени за всяко едно напречно сечение на струята в основния ѝ участък. Наличието на афинност при разпределение на скоростта придава универсалност на скоростното поле и позволява използване на редица удобни за инженерната практика методи за изследване. Аналогична афинност съществува и при напречното разпределение на температурата и концентрацията на примеси:

$$4.2. \quad f_T = \frac{(T - T_2)}{(T_m - T_2)} = f_T(\eta_T)$$

$$4.3. \quad f_c = \frac{(c - c_2)}{(c_m - c_2)} = f_c(\eta_c),$$

като η_c и η_T се определят с координатата на половината от максималните за дадено сечение стойности на температурата и концентрацията. В най-общия случай на неравновесно течение скоростното, температурното и концентрационното безразмерно поле не съвпадат помежду си. От това следва, че безразмерните координати $\eta_{0,5} \neq \eta_c \neq \eta_T$ се различават едни от други.

Една най-обща класификация на струйните течения може да се направи в зависимост от ориентацията на течението на околната среда. Ако посоките на скоростите на струята и средата съвпадат, то те се разглеждат като разпространение на струя в спътно течение, а ако са противоположни, се наблюдава изтичане на струя в насрещно течение.

Основни уравнения, описващи турбулентните струи

Турбулентните струи се разглеждат в двумерна постановка - ососиметрични и плоски (равнинни). Това е напълно достатъчно за целта, която е поставена в настоящата книга - запознаване с основните закономерности и разновидности при турбулентните струи, приложими в инженерните енергийни и топлотехнически процеси и технологии.

Уравненията, описващи турбулентните струи, се получават от системата уравнения на Рейнолдс за движение на турбулентна среда след съответни опростявания и приемания, съобразени с особеностите на струйния граничен слой. Тези уравнения в декартова координатна система са дадени в основния курс по механика на флуидите [27]. След анализ на влиянието на отделните членове върху развитието на течението и съответните опростявания и приемания съгласно теорията на струйния граничен слой се получава следната система, описваща движението на двумерна двуфазна турбулентна струя:

$$4.4. \frac{\partial}{\partial x}(\rho u) + \frac{1}{y^j} \cdot \frac{\partial}{\partial y}(y^j \cdot \rho v) = 0$$

$$4.5. \rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{y^j} \cdot \frac{\partial}{\partial y}(y^j \cdot \rho \overline{u'v'})$$

$$4.6. \rho u \frac{\partial T}{\partial x} + \rho v \frac{\partial T}{\partial y} = -\frac{1}{y^j} \cdot \frac{\partial}{\partial y} (y^j \cdot \rho \cdot \overline{T'v'})$$

$$4.7. \frac{\partial}{\partial x} (y^j \cdot u \cdot \chi) + \frac{\partial}{\partial y} (y^j \cdot v \cdot \chi) = -\frac{1}{y^j} \cdot \frac{\partial}{\partial y} (y^j \cdot \rho \cdot \overline{v' \chi'})$$

Системата уравнения 4.4–4.7 позволява изследването на двумерни ососиметрични и плоски турбулентни струи. В тях са въведени горните индекси j , с които се универсализира направеният запис на уравненията. При $j = 0$ с уравненията се описва разпространението на плоска турбулентна струя, а при $j = 1$ – за ососиметрична.

За затваряне на системата уравнения за движение е необходимо да се използва адекватен модел на турбулентност.

Уравнения за движение в цилиндрична координатна система. Уравнения за завъртени турбулентни струи.

Една от разновидностите на двумерните струи са т.нар. завъртени турбулентни струи. При тях векторът на скоростта е разположен пространствено, има три компоненти, но течението е с ос на симетрия (оста x), относно която се явява двумерно. Те представляват един частен случай на течение в цилиндрични координати - завъртяно турбулентно течение около ос x . Уравнения 4.2 ÷ 4.6 се преработват по следния начин: Вследствие симетричността на течението относно оста x всички производни по θ са равни на нула. При разглеждане на свободни турбулентни течения се приема, че вискозните тангенциални напрежения са с един порядък по-малки в сравнение с турбулентните и могат да се пренебрегнат. В случаи на изследване на канални течения вискозните напрежения трябва да се отчитат преди всичко в зоните, намиращи се в непосредствена близост до обтечените стени. За струйните течения пренебрегването на вискозитета не дава съществено отражение върху точността на решенията.

Приема се, че в радиално и тангенциално направление турбулентният пренос е сравним с конвективния, а в осево направление е много по-малък. Това дава основание да се пренебрегне $\overline{\rho u'^2}$. По физически съображения [23, 42] се приема, че корелациите $\rho \left(\frac{\partial v'}{\partial x} - \frac{\partial u'}{\partial y} \right)$, $\overline{\rho' v'}$ са малки в сравнение с другите членове на съответните уравнения.

Уравненията за движение след направените приемания и опростявания за установено течение приемат вида:

$$4.8. \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial(\rho v r)}{\partial r} = 0$$

$$4.9. \rho u \cdot \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \cdot \frac{\partial u}{\partial r} = -\frac{\partial p}{\partial x} - \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} (r \cdot \rho u' v')$$

$$4.10. \frac{\partial p}{\partial r} = \rho \cdot \frac{w^2}{r}$$

$$4.11. \rho u \cdot \frac{\partial w}{\partial x} + \rho w \cdot \frac{\partial w}{\partial r} = -\rho \cdot \frac{w v}{r} - \frac{\partial}{\partial r} (\rho \cdot \overline{w' v'}) - 2\rho \cdot \frac{\overline{w' v'}}{r}$$

$$4.12. \rho \cdot u \frac{\partial T}{\partial x} + \rho \cdot v \frac{\partial T}{\partial r} = -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho \overline{T'v'})$$

$$4.13. \rho \cdot u \frac{\partial c}{\partial x} + \rho \cdot v \frac{\partial c}{\partial r} = -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho \overline{c'v'})$$

В системата уравнения 4.8-4.13 неизвестни са трите скоростни компоненти - u , v , w , налягането p , масовата концентрация c , температурата T , както и корелациите $\overline{u'v'}$, $\overline{w'v'}$, $\overline{v'c'}$, $\overline{v'T'}$. За затваряне на системата уравнения, както при всички турбулентни течения се въвеждат съответни модели на турбулентност. Необходимо е също така за всеки конкретен случай на решение да се зададат граничните условия на задачата.