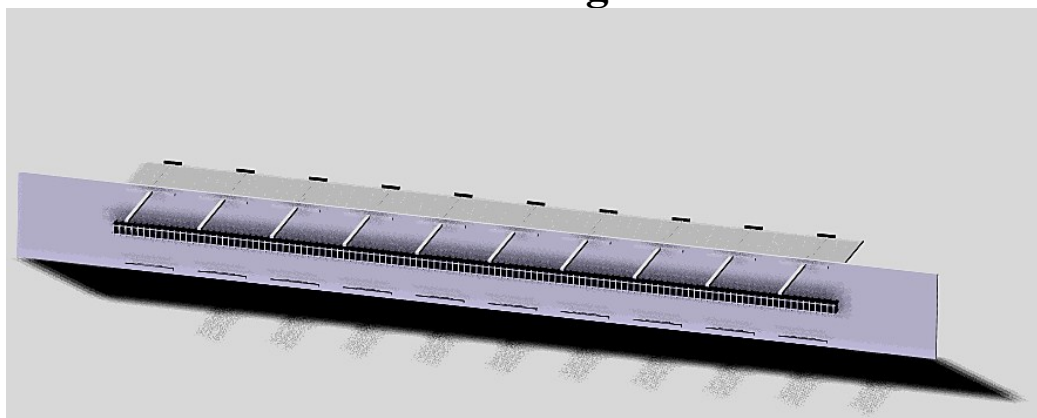




BUDAPESTI MŰSZAKI ÉS GAZDASÁGTUDOMÁNYI EGYETEM
GÉPÉSZMÉRNÖKI KAR

OTDK Dolgozat



Négyszög-keresztmetszetű befúvó-légcsatornák optimalizálása

Optimisation of Supply Ducts with Rectangular Cross-section

CZÉTÁNY LÁSZLÓ (GGDVJ4)

ÉPÜLETGÉPÉSZETI ÉS ELJÁRÁSTECHNIKAI GÉPÉSZMÉRNÖKI M.SC.

KOMFORT ÉPÜLETGÉPÉSZET SZAKIRÁNY

2012-ES ÉVFOLYAM

TÉMAVEZETŐ: DR. SZÁNTHÓ ZOLTÁN

EGYETEMI DOCENS

ÉPÜLETGÉPÉSZETI ÉS GÉPÉSZETI ELJÁRÁSTECHNIKA TANSZÉK

Budapest, 2013.11.06.

BUDAPESTI MŰSZAKI ÉS GAZDASÁGTUDOMÁNYI EGYETEM
GÉPÉSZMÉRNÖKI KAR
ÉPÜLETGÉPÉSZETI ÉS GÉPÉSZETI ELJÁRÁSTECHNIKA TANSZÉK



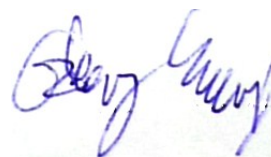
© *Czétány László 2013*

© *Dr. Szánthó Zoltán 2013*

Nyilatkozat az önálló munkáról

Alulírott, *Czétány László* (GGDVJ4), a Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem hallgatója, büntetőjogi és fegyelmi felelősségem tudatában kijelentem és sajátkezű aláírással igazolom, hogy ezt a diplomamunkát meg nem engedett segítség nélkül, saját magam készítettem, és a szakdolgozat, feladatomban csak a megadott forrásokat használtam fel. Minden olyan részt, melyet szó szerint vagy azonos értelemben, de átfogalmazva más forrásból átvettem, egyértelműen, a forrás megadásával megjelöltem.

Budapest, 2013.11.06.



Czétány László

TARTALOMJEGYZÉK

1. Előzmények.....	1
1.1. Bevezetés	1
1.2. Célkitűzések	3
2. Elméleti eredmények; Előzmények.....	4
2.1. Leíró egyenletek.....	4
2.2. Peremfeltételek	5
2.3. Összefüggések kör keresztmetszetre.....	5
2.4. Optimális geometriát leíró összefüggések kiterjesztése körtől eltérő keresztmetszetekre	6
2.4.1. Általános alapegyenlet.....	6
2.4.2. Egyenlet négyszög keresztmetszetre egy állandó oldallal	9
3. Differenciál-egyenletek numerikus megoldása a negyedrendű Runge-Kutta módszerrel.....	11
4. Csősúrlódási tényező számítása nem kör km. légsatornákban	12
4.1. Bevezetés	12
4.2. A csősúrlódási tényező számítása turbulens, lamináris esetben.....	12
4.2.1. A csősúrlódási tényező számítása.....	12
4.2.2. A hidraulikus átmérő lehetséges korrekciója.....	14
4.2.3. A hidraulikus átmérő helyett más jellemző méret alkalmazása	15
4.3. Csősúrlódási tényező számítása átmeneti tartományban.....	16
4.4. Csősúrlódási tényező nem kialakult lamináris áramlásra.....	16
4.5. Összefüggések azonos alakra hozása	18
4.6. A Korrekciós tényezők értékeinek vizsgálata	20
4.7. Csősúrlódási tényező számítása áteresztő falú csövekben	22
5. Eredmények	23
5.1. A meghatározott input paraméterek	23
5.2. Az egyenlet megoldásai az ismertett dimenziótlan paraméterekre.....	24

6. Mérőberendezés ismertetése.....	25
6.1. A mérés célja.....	25
6.2. A mérőberendezés kialakítása.....	25
6.3. Mérendő mennyiségek	29
 7. Mérőberendezés CFD modellezése	 30
7.1. CFD számítás céljai és a geometria valamint a háló elkészítése	30
7.2. Program beállítások és numerikus sémák	32
7.3. A számítások módszere.....	33
7.4. Számítási eredmények bemutatása.....	33
7.4.1. Sebesség izofelületek a légcsonna utolsó harmadában.....	34
7.4.2. Fali áramvonalak a légcsonna utolsó harmadában	36
7.4.3. A sebesség nagyságának kontúrjai a légcsonna szimmetria síkján	37
7.4.4. A statikus nyomás kontúrjai a légcsonna szimmetria síkján	39
7.4.5. Az axiális sebesség a kiválasztott egyeneseken.....	40
7.4.6. Az axiális sebességre merőleges sebesség a kiválasztott egyeneseken	42
7.4.7. A statikus nyomás a kiválasztott egyeneseken	44
7.4.8. A turbulens kinetikus energia a kiválasztott egyeneseken.....	46
7.4.9. A fűvókákon átáramló térfogatáramok összehasonlítása.....	48
7.5. Konklúzió.....	49
 Összefoglalás	 50
 Summary	 51
 Források	 52
 Mellékletek jegyzéke	 54
Mellékletek	54
Rajzmellékletek	54

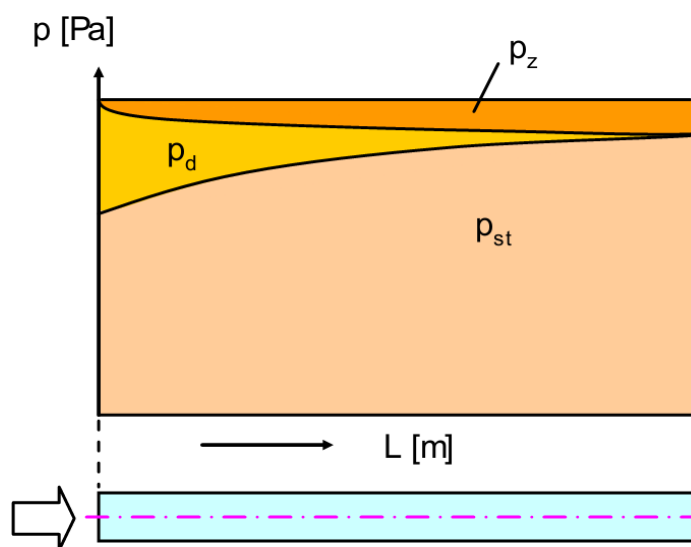
1. ELŐZMÉNYEK

1.1. BEVEZETÉS

A légtechnikai rendszereknek számos különböző felhasználási területe és rendszertípusa van, jelen dolgozat azonban csak a befűvásra alkalmazott hálózatokra korlátozódik, olyan légcsatornákra, melyeket például fűvóka sorral látnak el, vagy áteresztő anyagúak lévén felületükön lép ki a levegő. Az ilyen légcsatornák hossza mentén kialakuló statikus nyomásnak kiemelt fontossága van.

A légcsatorna hálózatok méretezése során a legfontosabb bemenő paraméter a szükséges légmennyiség, a cél pedig a keresztmetszetek meghatározása valamilyen méretezési módszerrel. A leggyakoribb méretezési módszer az áramlási sebességre való méretezés, de lehetséges a fajlagos nyomásesésre, vagy statikus nyomás visszanyerésre is méretezni.

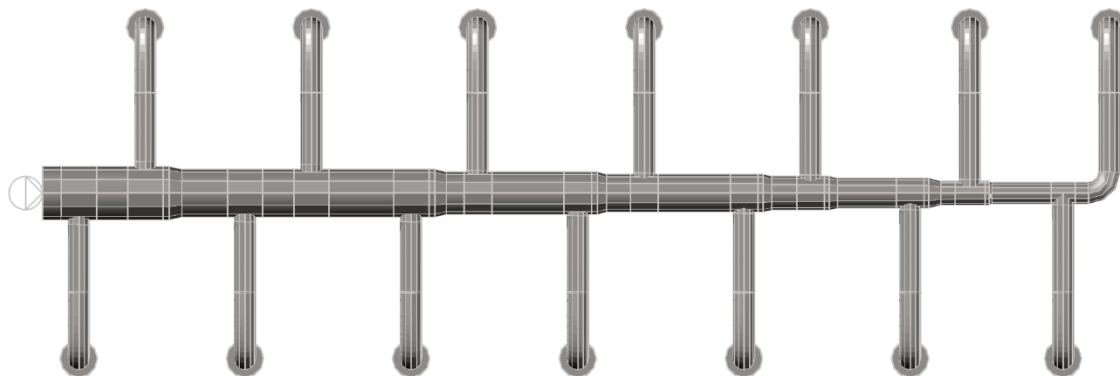
Célunk a légcsatorna mentén folytonosan elhelyezkedő kifűvó elemek számára olyan légcsatorna keresztmetszetek meghatározása, hogy a levegő kiáramlása a légcsatorna minden szakaszán azonos legyen. Ezek a kifűvó elemek lehetnek a vezeték mentén sorban elhelyezett fűvókák; lehet a vezeték teljes hosszában elhelyezett résbefűvó; vagy szövet légcsatornák esetén lehet a kifűvó elem maga a csatorna anyaga.



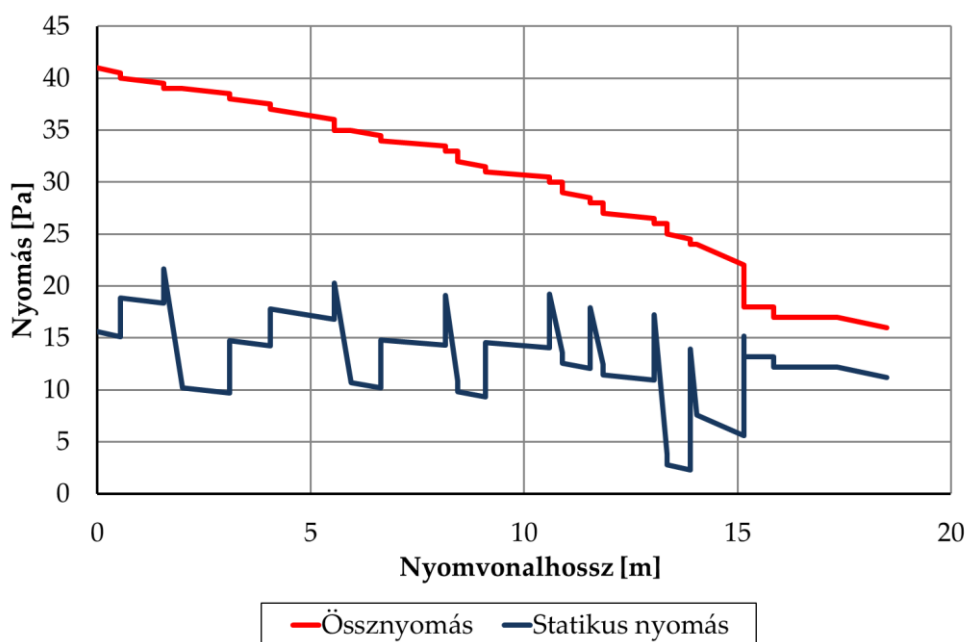
1.1. ábra: A nyomás tipikus változása egy textil légcsatornában,
 p_z : a veszteségek, p_d : a dinamikus nyomás, p_{st} : a statikus nyomás, [1]

A térfogatáram a levegő kilépése miatt csökken; ha a keresztmetszet nem csökken, akkor a csökken az áramlási sebesség és a dinamikus nyomás is, és statikus nyomást nyerünk vissza (1.1. ábra) Állandó átmérő esetén a statikus nyomás a vezeték végpontja felé haladva nőne, a csatorna végén kifűvott térfogatáram nagyobb lenne, mint az elején. Szövet légcsatornák esetében ezt a problémát a gyakorlatban diszkrét elhelyezett fojtóelemekkel oldják meg, melyekkel a statikus nyomást csökkentve lehet beszabályozni a szövetcsatornát. A beszabályozás viszont növeli a

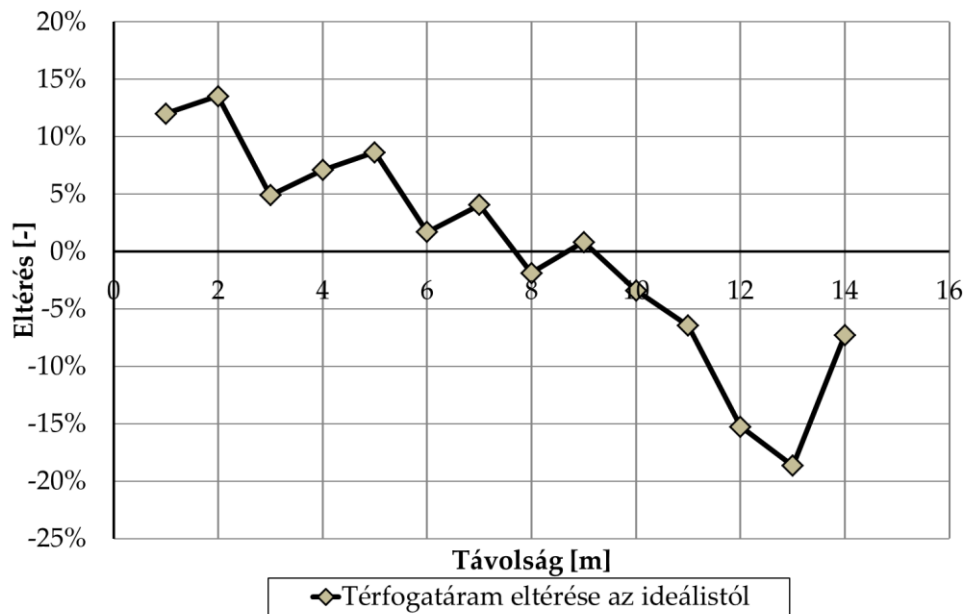
beruházási költségeket. Az 1.2. ábrán egy hagyományosan, sebességkritérium alapján méretezett légszatórna hálózat látható. Az 1.3. és 1.4. ábra jól demonstrálja a beszabályozás szükségességét, mely a hálózat esetében nem történt meg. Megfigyelhető, hogy a térfogatáramok jelentősen eltérnek az ideálistól.



1.2. ábra: Sebességkritérium alapján méretezett hálózat kialakítása.



1.3. ábra: A nyomás tipikus változása egy sebességkritérium alapján méretezett légszatórna hálózatban.



1.4. ábra: A térfogatáram ideálistól való eltérése is látható.

1.2. CÉLKITŰZÉSEK

Célkitűzésem az, hogy a korábbiakban a probléma megoldására levezetett összefüggéseket [2] [3] [4] mérés illetve CFD számítás segítségével validáljam. Egy validált CFD számítás segítségével lehetővé válik olyan esetek vizsgálata is, melyek méréses vizsgálata a költségek miatt nem lehetséges, illetve hely- vagy időigényük meghaladja a rendelkezésre álló erőforrásokat. Ezért célom nem csupán a levezetett összefüggések érvényességének vizsgálata, hanem egy CFD modell alkotási eljárás kidolgozása is, mellyel a mérési eredményekkel jó összhangot mutató eredmények kaphatóak. Modellalkotás alatt jelen esetben a geometria elkészítését, a hálózást, a peremfeltételek definiálását és a turbulencia modell kiválasztását is értem.

2. ELMÉLETI EREDMÉNYEK; ELŐZMÉNYEK

Jelen fejezet elsősorban a korábbiakban publikált eredményekre támaszkodik [2] [3] [4]. A fejezet első felében a levezetett elméleti összefüggések rövid összefoglalása található. A fejezet végén az elméleti eredmények kiterjesztése szerepel a korábbiakban még nem vizsgált, körtől eltérő keresztmetszetű légcsatornákra. A hivatkozott forrás szövet illetve szövethez hasonló anyagú légcsatornákkal is foglalkozott. Ezen munkának azonban a szövet anyagú légcsatornák nem képezik tárgyát.

2.1. LEÍRÓ EGYENLETEK

A jelenséget állandósult állapotban vizsgálom. A sűrűség változása elhanyagolható. Az áramló folyadék hőmérséklete állandónak tekinthető. A probléma leírására a Navier-Stokes-egyenlet egyszerűsített, egydimenziós formája használható fel [5]:

$$w(x) \cdot \partial w(x) / \partial x = -\partial p_{\text{stat}}(x) / \partial x / \rho + \lambda(x) / 2D(x) \cdot w(x)^2, \quad (1)$$

ahol:

- w az axiális átlagsebesség az adott helyen, [m/s],
- ρ a folyadék sűrűsége, [kg/m³],
- p_{stat} a statikus nyomás, [Pa],
- x a helykoordináta, a cső hossztengelye mentén.
- λ a cső súrlódási tényező, [-],
- D a cső átmérője, [m]

A folyamat másik alapegyenlete a kontinuitás tétele, melyet a következő alakban írhatunk:

$$w(0) \cdot D(0)^2 \cdot \pi / 4 - w(x) \cdot D(x)^2 \cdot \pi / 4 - \int_{A_{\text{ki}}(x)} w_{\text{ki}} dA = 0, \quad (2)$$

ahol:

- w_{ki} a kiáramlási sebesség, mely a helytől függ, ha a csatorna anyaga áteresztő
- A_{ki} a kiáramlási felület, nagysága a helytől függ, [m²].

2.2. PEREMFELTÉTELEK

Az egyenletek megoldása során a 2.1. táblázatban összefoglalt peremfeltételeket kell figyelembe venni.

2.1. táblázat: A peremfeltételek összefoglalása

$x = x_0 (= 0)$	$x \in (0; L)$		$x = L$
Az áramlás jellemzői, mint bemenő adatok ismertek, az átmérő adott.	A térfogatáram változása ismert: $\dot{V}(x) = \dot{V}(x_0) \cdot \frac{1-x}{L}$	A statikus nyomás állandó: $p_{\text{stat}} = \text{áll.}$	A légcsatorna vége zárt, a körlepon nincs átáramlás: $w(L) = 0$. A térfogatáram nullával egyenlő: $\dot{V}(L) = 0$.

Megjegyzés: $\dot{V}(x)$ a térfogatáram az adott keresztmetszetben, $[m^3/s]$, L pedig a csatorna teljes hosszúsága, $[m]$.

2.3. ÖSSZEFÜGGÉSEK KÖR KERESZTMETSZETRE

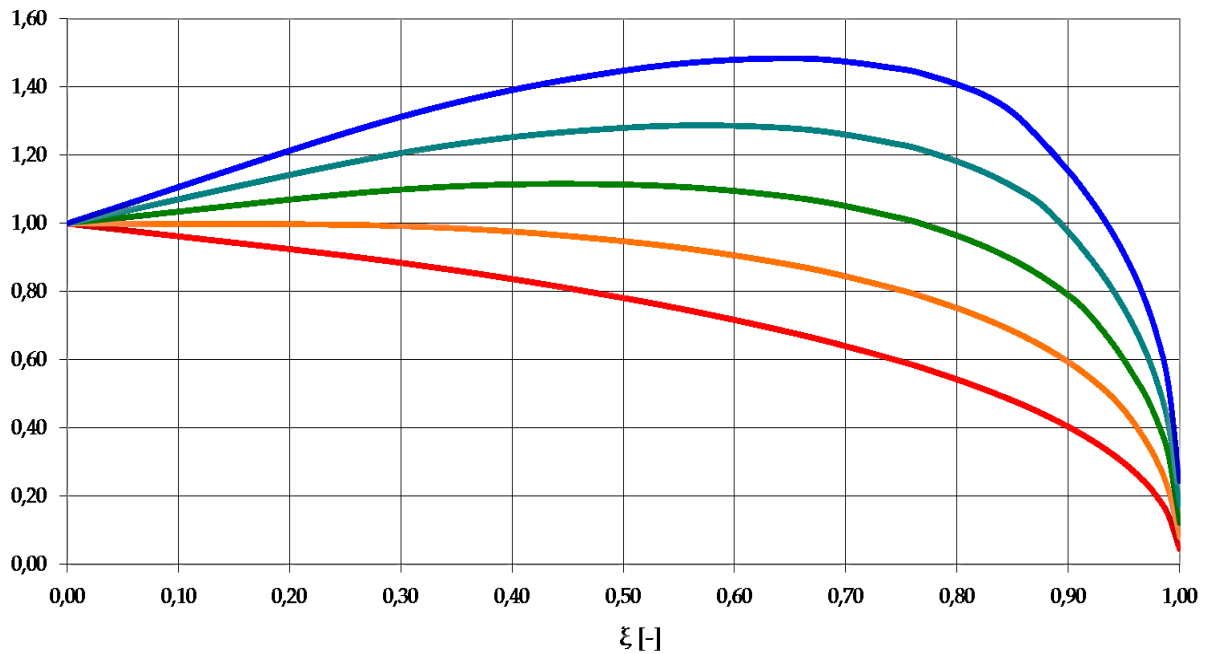
Kör keresztmetszetre a következő összefüggés vezethető le [2]:

$$D'(x) = \frac{\frac{\lambda(x)}{2} - \frac{\delta}{(1-\xi)} \frac{D(x_0)}{L}}{2}, \quad (3)$$

ahol:

- $\xi = x/L$ a dimenziótlán helykoordináta, $[-]$,
- $\delta = D(x)/D(x_0)$ a dimenziótlán átmérő, $[-]$,

A megoldás-függvények alakjának illusztrálására egy korábbi [2] diagramot közlünk (2.1. ábra).



2.1. ábra: A dimenziótlan átmérő változása a dimenziótlan hosszúság függvényében.

A (3) egyenlet körtől eltérő keresztmetszetek meghatározásához nem használható, ezért a kiinduló összefüggések felhasználásával kell megkeresni a továbbiakban használandó egyenleteket. A kör keresztmetszetekkel kapcsolatban a problémát az jelenti, hogy gyártásuk nem lehetséges az egyenlet által meghatározott formában, négyszög keresztmetszetek esetében azonban a gyártás megoldható.

2.4. OPTIMÁLIS GEOMETRIÁT LEÍRÓ ÖSSZEFÜGGÉSEK KITERJESZTÉSE KÖRTŐL ELTÉRŐ KERESZTMETSZETEKRE

2.4.1. Általános alapegyenlet

Körtől eltérő keresztmetszetekre az átlagsebesség:

$$w(x) = \frac{\dot{V}(x)}{A(x)}, \quad (4)$$

ahol $A(x)$ a keresztmetszet nagysága az x helyen.

Így a sebesség deriváltja:

$$w'(x) = \frac{\dot{V}'(x) \cdot A(x) - \dot{V}(x) \cdot A'(x)}{A^2(x)}. \quad (5)$$

Korábbiakban [2] a (6) egyenletet vezettem le a Navier-Stokes egyenletből $p_{\text{stat}} = \text{áll}$ peremfeltétel mellett.

$$\rho \cdot w(x) \cdot w'(x) + \frac{\rho}{2} w(x)^2 \cdot \frac{\lambda}{D_h(x)} = 0, \quad (6)$$

itt az átmérő (D) helyett a D_h hidraulikus átmérő szerepel, [m]. Meg kell jegyezni, hogy a statikus nyomás deriváltja nulla, hiszen feltételünk szerint az a csatorna hossza mentén állandó. Ez az összefüggés egyszerűsíthető:

$$w'(x) + \frac{w(x)}{2} \cdot \frac{\lambda}{D_h(x)} = 0. \quad (7)$$

A (4), (5) egyenleteket figyelembe véve:

$$\frac{\dot{V}'(x) \cdot A(x) - \dot{V}(x) \cdot A'(x)}{A^2(x)} + \frac{\dot{V}(x)}{A(x)} \cdot \frac{\lambda}{2D_h(x)} = 0. \quad (8)$$

A térfogatáramot a korábbiakban a következő módon írtuk fel [2]:

$$\dot{V}(x) = \dot{V}(x_0) \cdot \frac{L-x}{L} = \dot{V}(x_0) \cdot (1-\xi). \quad (9)$$

Ennek deriváltja a következő alakban írható:

$$\dot{V}'(x) = -\frac{\dot{V}(x_0)}{L}. \quad (10)$$

Így a (8)-as összefüggés tovább alakítható

$$\frac{-\frac{\dot{V}(x_0)}{L} \cdot A(x) - \dot{V}(x_0) \cdot (1-\xi) \cdot A'(x)}{A^2(x)} + \frac{\dot{V}(x_0) \cdot (1-\xi)}{A(x)} \cdot \frac{\lambda}{2D_h(x)} = 0. \quad (11)$$

A hidraulikus átmérő definíciója:

$$D_h(x) = \frac{4A(x)}{K(x)}. \quad (12)$$

ahol $K(x)$ a nedvesített terület.

Ezt a (11) összefüggésbe behelyettesítve a következő alakra jutunk:

$$\frac{-\frac{\dot{V}(x_0)}{L} \cdot A(x) - \dot{V}(x_0) \cdot (1-\xi) \cdot A'(x)}{A^2(x)} + \frac{\dot{V}(x_0) \cdot (1-\xi)}{A(x)} \cdot \frac{\lambda}{2 \frac{4A(x)}{K(x)}} = 0. \quad (13)$$

Azaz

$$\frac{-\frac{\dot{V}(x_0)}{L} \cdot A(x) - \dot{V}(x_0) \cdot (1-\xi) \cdot A'(x)}{A^2(x)} + \frac{\dot{V}(x_0) \cdot (1-\xi)}{A(x)} \cdot \frac{K(x) \cdot \lambda}{8A(x)} = 0. \quad (14)$$

Melyből $\dot{V}(x_0)$ -al osztva és $A^2(x)$ -el szorozva:

$$-\frac{A(x)}{L} - (1 - \xi) \cdot A'(x) + \frac{(1 - \xi)}{8} \cdot K(x) \cdot \lambda = 0, \quad (15)$$

az egyenletet átrendezve:

$$\frac{(1 - \xi)}{8} \cdot K(x) \cdot \lambda - \frac{A(x)}{L} = (1 - \xi) \cdot A'(x),$$

és tovább alakítva:

$$\frac{K(x) \cdot \lambda}{8} - \frac{1}{(1 - \xi)} \cdot \frac{A(x)}{L} = A'(x). \quad (16)$$

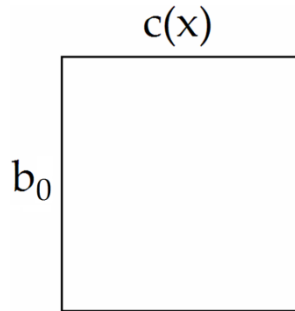
$K(x)$ -el leosztva:

$$\frac{\lambda}{8} - \frac{1}{(1 - \xi)} \cdot \frac{D_h(x)}{4L} = \frac{A'(x)}{K(x)}, \quad (17)$$

a (17) differenciál-egyenletre jutunk, melyből az optimális keresztmetszet meghatározható, ha a geometria ismert. Ha például négyszög keresztmetszetre kívánjuk alkalmazni, szükséges az oldalak egymáshoz, vagy legalább az egyik oldal hosszúságához képesti változásának ismerete. A következő pontban a legegyszerűbb esettel foglalkozom, amikor a légcsatorna egyik oldalának hosszúsága az axiális koordináta függvényében konstans.

2.4.2. Egyenlet négyszög keresztmetszetre egy állandó oldallal

Jelen munkában a négyszög keresztmetszetű légszatórnák egy speciális esetét fogom vizsgálni. A légszatórna oldalainak jelöléseit a következő vázlat mutatja be (2.2. Ábra)



2.2. ábra: Definíciós vázlat, négyszög km. oldalainak jelölései.

A vizsgált esetben a b_0 oldal rögzített, hossza állandó marad. Előnye ezeknek a légszatórnáknak, hogy gyárthatóságuk könnyebben megoldható, mint például egy kör keresztmetszetűé.

Tehát:

$$A(x) = b_0 \cdot c(x) \text{ és} \quad (18)$$

$$K(x) = 2(b_0 + c(x)). \quad (19)$$

Így a (17)-es egyenlet:

$$\frac{\lambda}{8} - \frac{1}{(1 - \xi)} \cdot \frac{D_h(x)}{4L} = \frac{A'(x)}{K(x)} = \frac{(b_0 \cdot c(x))'}{2(b_0 + c(x))}. \quad (20)$$

Tovább alakítva

$$\frac{\lambda}{8} - \frac{1}{(1 - \xi)} \cdot \frac{D_h(x)}{4L} = \frac{b_0 \cdot c'(x)}{2(b_0 + c(x))} = \frac{c'(x)}{2(1 + \frac{c(x)}{b_0})}. \quad (21)$$

A továbbiakban $c(x)/b_0 = \omega(x)$. A (21) egyenlet így:

$$\frac{\lambda}{8} - \frac{1}{(1 - \xi)} \cdot \frac{D_h(x)}{4L} = \frac{c'(x)}{2(1 + \omega(x))}. \quad (22)$$

Ezt tovább alakítva:

$$c'(x) = (1 + \omega(x)) \cdot \frac{\lambda}{4} - \frac{1 + \omega(x)}{(1 - \xi)} \cdot \frac{D_h(x)}{2L}. \quad (23)$$

Így a hidraulikus átmérő:

$$D_h(x) = \frac{2b_0 \cdot c(x)}{b_0 + c(x)} = 2 \cdot \frac{c(x)}{1 + \omega(x)}. \quad (24)$$

A hidraulikus átmérőt dimenziótlaníthatjuk a hidraulikus átmérő kiinduló keresztmetszetbeli értékével:

$$\frac{D_h(x)}{D_h(x_0)} = \frac{c(x)}{1 + \omega(x)} \cdot \frac{1 + \omega(x_0)}{c(x_0)} = \frac{c(x)}{c(x_0)} \cdot \frac{1 + \omega(x_0)}{1 + \omega(x)}. \quad (25)$$

A $c(x) / c(x_0)$ dimenziótlán csoportot a továbbiakban $\gamma(x)$ -el fogom jelölni.

Így az (23)-as összefüggés:

$$\begin{aligned} c'(x) &= \frac{1 + \omega(x)}{4} \cdot \lambda - \frac{1 + \omega(x)}{(1 - \xi)} \cdot \frac{D_h(x)}{D_h(x_0)} \cdot \frac{D_h(x_0)}{2L} = \\ &= \frac{1 + \omega(x)}{4} \cdot \lambda - \frac{1 + \omega(x)}{2(1 - \xi)} \cdot \gamma(x) \cdot \frac{1 + \omega(x_0)}{1 + \omega(x)} \cdot \frac{D_h(x_0)}{L}. \end{aligned} \quad (26)$$

ami egyszerűsítve:

$$\boxed{c'(x) = \frac{1 + \omega(x)}{4} \cdot \lambda - \frac{\gamma(x) \cdot (1 + \omega(x_0))}{2(1 - \xi)} \cdot \frac{D_h(x_0)}{L}} \quad (27)$$

Érdemes még átalakítani $\omega(x)$ -et is:

$$\omega(x) = \frac{c(x)}{b_0} = \frac{c(x)}{c(x_0)} \cdot \frac{c(x_0)}{b_0} = \gamma(x) \cdot \omega(x_0) \quad (28)$$

Így a (27) egyenletből:

$$\boxed{c'(x) = \frac{1 + \gamma(x) \cdot \omega(x_0)}{4} \cdot \lambda - \frac{\gamma(x) \cdot (1 + \omega(x_0))}{2(1 - \xi)} \cdot \frac{D_h(x_0)}{L}} \quad (29)$$

Ezek alapján megállapítható, hogy a megoldás a $\frac{D_h(x_0)}{L}$, $\omega(x_0)$, $Re(x_0)$, $\frac{k}{D_h}(x_0)$ dimenziótlán számoktól függ és az is hogy a (3) egyenletre nagymértékben hasonló összefüggést kaptunk.

3. DIFFERENCIÁL-EGYENLETEK NUMERIKUS

MEGOLDÁSA A NEGYEDRENDŰ RUNGE-KUTTA

MÓDSZERREL

A negyedrendű Runge-Kutta módszer talán a leggyakrabban alkalmazott numerikus megoldási módszer. Előnye, hogy például pontosabb, mint az Euler-módszer. A szakirodalom szerint [8] a módszert abban az esetben érdemes használni, ha nem fontos a „nagyon fokozott pontosság”.

A módszer által vétett hiba a h lépésköz ötödik hatványával arányos, ezért nevezik negyedrendű Runge-Kutta módszernek (negyedrendig pontos).

A módszer alapja a következő összefüggés:

$$y_{n+1} = y_n + \frac{k_1 + 2 \cdot k_2 + 2 \cdot k_3 + k_4}{6}, \quad (30)$$

ahol

$$k_1 = h \cdot f(x_n, y_n), \quad (31)$$

$$k_2 = h \cdot f(x_n + h/2, y_n + k_1/2), \quad (32)$$

$$k_3 = h \cdot f(x_n + h/2, y_n + k_2/2), \quad (33)$$

$$k_4 = h \cdot f(x_n + h, y_n + k_3). \quad (34)$$

Az ismeretlen kifejezések,

- y_{n+1} a keresett függvény értéke az $(n+1)$. helyen,
- y_n a keresett függvény értéke az n . helyen,
- x_n a független változó értéke az n . helyen,
- h a lépésköz,
- $f(x_n, y_n)$ a keresett függvény deriváltjának értéke az (x_n, y_n) pontban
 $f(x_n, y_n) \dots f(x_n + h, y_n + k_3)$ rendre a derivált értékét jelentik egy újabb pontban.

4. CSŐSÚRLÓDÁSI TÉNYEZŐ SZÁMÍTÁSA NEM KÖR KM. LÉGCSATORNÁKBAN

4.1. BEVEZETÉS

Mivel a továbbiakban a csősúrlódási tényezőre is szükségünk lesz számításaink során, ezért célszerűnek mutatkozik a számítási összefüggések vizsgálata. Különösen fontos megvizsgálni, hogy egy nem kör keresztmetszetű csatornában milyen összefüggéseket kell alkalmazni. Nem kör keresztmetszetű csatornák esetében a csősúrlódási tényező számítása hagyományosan a hidraulikus egyenértékű átmérő alapján történik. A korábbi [12] és újabb kutatások [14], megmutatták, hogy ez a koncepció csak bizonyos, limitált esetekben működik kielégítően és új eljárásokat javasoltak. Az eljárások a jellemző méretet érintik elsősorban, azaz a hidraulikus átmérő korrekcióján keresztül érnek el jobb egyezést a rendelkezésre álló mérési adatokkal.

A korrekció két módon történt. Jones [13] és Leutheusser [16] Cornish [17] lamináris, négyszög keresztmetszetű légcsatornában történő áramlásra vonatkozó elméleti eredményeit terjesztette ki turbulens áramlásra is. A módszer lényege az volt, hogy a hidraulikus átmérőt egy, a négyszög km. oldalainak arányától függő tényezővel korrigálták. Ezzel szemben Duan et al. [14] teljesen más felfogást követett. Egyrészt a különböző nem kör keresztmetszetű csatornákra bevezetett egy effektív oldalarányt. Ez négyszög keresztmetszet esetén közelítőleg azonos a pl. Jones [13] által is közölttel. Ezen kívül a hidraulikus átmérő alkalmazásának helyességét is megkérdőjelezte, helyette azt javasolta, hogy a keresztmetszet nagyságának gyöke legyen a jellemző méret. Társszerzői Y. S. Muzychka és M. M. Yovanovich behatóan foglalkoztak a csősúrlódási tényező számításával kialakulóban lévő lamináris áramlásra is [18]. Az alkalmazott összefüggések a korábban hivatkozott forrással azonos koncepciót képviselnek. A fentiekben zárt csatornákkal kapcsolatos kutatások kerültek említésre. Meg kell jegyezni, hogy többen foglalkoztak a problémával nyílt felszínű csatornák esetében is [19].

4.2. A CSŐSÚRLÓDÁSI TÉNYEZŐ SZÁMÍTÁSA TURBULENS, LAMINÁRIS ESETBEN

4.2.1. A csősúrlódási tényező számítása

A csősúrlódási tényezőt turbulens áramlás esetén ($Re > 2320$) érdes csövekben, az átmeneti tartományban pl. a Colebrook-White összefüggés felhasználásával lehet számítani mely a szakirodalom szerint $\pm 15\%$ -al közelíti a rendelkezésre álló mérési adatokat [12]:

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = -2 \cdot \lg \left(\frac{2,51}{Re \cdot \sqrt{\lambda}} + 0,27 \cdot \frac{k}{D} \right) \quad (35)$$

ahol

- Re a Reynolds-szám, [-],
- D az átmérő az x keresztmetszetben, [mm],
- k az abszolút érdesség, [mm],
- λ a csőszűrlődési tényező, [-], az összefüggésből iteratív úton számítható.

Az egyenletet explicit alakban a Haaland által meghatározott összefüggés 2%-os pontossággal közelíti [12]:

$$\lambda = \left[-1,8 \cdot \lg \left(\frac{6,9}{Re} + \left(\frac{k}{3,7 \cdot D} \right)^{1,11} \right) \right]^{-2} \quad (36)$$

Lamináris áramlás esetén λ meghatározása a Hagen-Poiseuille összefüggéssel történhet, amely a következő alakban írható:

$$\lambda = \frac{64}{Re}. \quad (37)$$

A Reynolds-számot nem kör keresztmetszetű csövekre a következő összefüggéssel számíthatjuk:

$$Re = \frac{\bar{w} \cdot D_h}{\nu}, \quad (38)$$

ahol

- $\bar{w}$ az átlagsebesség a csőben/csatornában, [m/s],
- D_h a hidraulikus egyenértékű átmérő, [m],
- ν az áramló folyadék kinematikai viszkozitása, [m²/s].

A hidraulikus átmérőt a következő módon számíthatjuk:

$$D_h = \frac{4A}{K}, \quad (39)$$

ahol

- A a keresztmetszet nagysága, [m²],
- K a nedvesített kerület, [m].

Abban az esetben, ha a cső keresztmetszete nem kör, a k/D relatív érdességet is a hidraulikus átmérővel kell számítani.

4.2.2. A hidraulikus átmérő lehetséges korrekciója

Cornish [17] elméleti úton levezette, hogy négyszög keresztmetszetű légszatórnára/csőre a hidraulikus átmérő lamináris áramlás esetén nem a megfelelő jellemző méret. A levezetést mérések is igazolták [13]. Abban az esetben, ha a kör keresztmetszetre érvényes összefüggéseket négyszög keresztmetszetre is használni szeretnénk, a jellemző méretet (a továbbiakban L -el jelölöm) korrigálni kell, a következő módon:

$$L = D_h \cdot \Phi_J, \quad (40)$$

ahol Φ_J egy dimenziótlán korrekciós tényező.

A korrekciós tényező nagyságára a következő összefüggés lett megállapítva [17]:

$$\Phi_J = \frac{2}{3} \cdot \left[1 + \frac{c}{b}\right]^2 \cdot \left[1 - \frac{192c}{\pi^5 \cdot b} \cdot \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{(2n+1)^5} \cdot \tanh \frac{(2n+1) \cdot \pi \cdot c}{2b}\right], \quad (41)$$

ahol

- c a négyszög keresztmetszet rövidebbik oldala, [m],
- b pedig a hosszabb, [m].

Az összefüggést körülbelül 2%-os hibával közelíti a következő egyenlet [12]:

$$\Phi_J \cong \frac{2}{3} + \frac{11}{24} \cdot \frac{c}{b} \cdot \left[2 - \frac{c}{b}\right], \quad (42)$$

Az összefüggés érvényességét turbulens áramlásokra is igazolták, de csak hidraulikailag sima csatornáknál [13]. A mérési adatok egészen a 38,9:1-es oldalarányig álltak rendelkezésre. A maximális Reynolds-szám 103000 volt. Abban az esetben, amikor csak a hidraulikus átmérőt használták jellemző méretként, az eltérés a számított értékektől -5 és +20% volt. A korrigált jellemző mérettel számítva a súrlódási tényezőt ez az eltérés $\pm 5\%$ -ra redukálódott. Jones [13] a korrigált jellemző méret használatát a relatív érdesség (k/D) számítására is javasolja, dimenzióanalízisen alapuló megfontolások alapján, bár mérési adatokkal ezen elmélet nem lett igazolva.

4.2.3. A hidraulikus átmérő helyett más jellemző méret alkalmazása

Duan, Yovanovich és Muzychka a korábitól eltérő megoldást javasol [14]. Szerintük a hidraulikus átmérő helyett a keresztmetszet gyökét kell jellemző méretként használni, továbbá definiálják az effektív oldalarányt, melynek segítségével sikerült a különböző geometriájú csövekre is megfelelő pontossággal alkalmazható összefüggéseket bevezetniük. Szerintük négyszög keresztmetszetű csatornákra, lamináris áramlás esetén a következő összefüggés alkalmazható:

$$\lambda = \frac{48}{\text{Re}_{\sqrt{A}} \cdot \sqrt{\varepsilon} \cdot (1 + \varepsilon) \cdot \left[1 - \frac{192 \cdot \varepsilon}{\pi^5} \cdot \tanh\left(\frac{\pi}{2 \cdot \varepsilon}\right) \right]}, \quad (43)$$

ahol

- $\text{Re}_{\sqrt{A}}$ a keresztmetszet nagyságának gyökével számolt Reynolds-szám, [-],
- ε pedig az effektív oldalarány, [-].

Téglalap keresztmetszet esetén az effektív oldalarány a korábbiakhoz hasonlóan a rövidebb oldal és a hosszabb oldal hányadosa. Turbulens áramlásra a következő, módosított Colebrook-White összefüggés kaphatjuk [14] alapján:

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = -2 \cdot \lg \left(\frac{2,235}{\text{Re}_{\sqrt{A}} \cdot \sqrt{\lambda}} + 0,239 \cdot \frac{k}{\sqrt{A}} \right). \quad (44)$$

A kör keresztmetszetű csövekre vonatkozó tapasztalatok alapján várhatóan a súrlódási tényezőnek függetlennek kell lennie a Reynolds-számtól bizonyos Reynolds-szám felett. Ezt mérésekkel alátámasztották nem kör keresztmetszetű csövekre is, továbbá a vizsgált mérési adatoktól a (9) egyenlettel meghatározott csősúrlódási tényezők maximálisan 6%-kal tértek el [14]. A (44) egyenletet 1,2%-os pontossággal közelíti a következő explicit, iterálást nem igénylő összefüggés [14]:

$$\lambda = \left[-1,8 \cdot \lg \left(\frac{6,115}{\text{Re}_{\sqrt{A}}} + 0,205 \cdot \left(\frac{k}{\sqrt{A}} \right)^{10/9} \right) \right]^{-2}. \quad (45)$$

4.3. CSŐSÚRLÓDÁSI TÉNYEZŐ SZÁMÍTÁSA ÁTMENETI TARTOMÁNYBAN

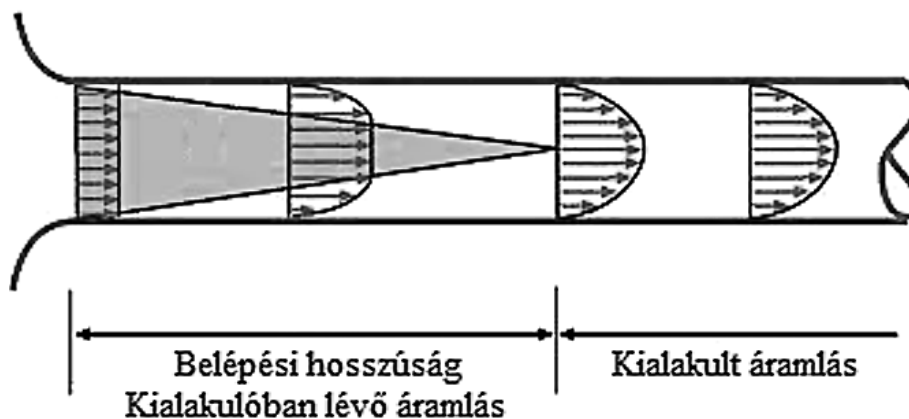
Az átmeneti tartományban a gyakorlatban általában nincs szükség a csősúrlódási tényező számítására. Bizonyos esetekben azonban fontos lehet, hiszen a csősúrlódási tényező a turbulens értéknél jelentősen nagyobb, a lamináris értéknél pedig jelentősen kisebb is lehet e tartományban. Duan et al. [14] a következő összefüggést javasolja e tartományra:

$$\lambda = 0,05524 - \frac{53,76}{\text{Re}_{\sqrt{A}}}. \quad (46)$$

Az összefüggést $\text{Re}_{\sqrt{A}} \in [2000; 3500]$ tartományban lehet használni. Az összefüggés a vizsgált esetekben maximum 7,7%-os hibával közelítette a mérési eredményeket.

4.4. CSŐSÚRLÓDÁSI TÉNYEZŐ NEM KIALAKULT LAMINÁRIS ÁRAMLÁSRA

Abban az esetben, ha a cső nem elég hosszú, a csősúrlódási tényező értéke nem lesz azonos a korábban közölt képletekkel számítható értékekkel. Például ha a folyadék belépéséhez közel vagyunk, értéke nagyobb lesz. A belépési keresztmetszethez közel a sebesség jelentősen különbözik a lamináris áramlás sebesség profiljától és a turbulens áramlás profiljától is eltérő. A kezdeti profil bizonyos távolság, a belépési hosszúság után átalakul a kialakult áramlás sebesség profiljává. A jelenséget a 4.1. ábra szemlélteti.



4.1. ábra: Az áramlás kialakulása a belépési km. után (lamináris áramlás).

Lamináris áramlásban a következő összefüggés használható [18]:

$$\lambda = \sqrt{\left(\frac{13,76}{\text{Re}_{\sqrt{A}} \cdot \sqrt{L^+}} \right)^2 + \left(\frac{48}{\text{Re}_{\sqrt{A}} \cdot \sqrt{\varepsilon} \cdot (1 + \varepsilon) \cdot \left[1 - \frac{192 \cdot \varepsilon}{\pi^5} \cdot \tanh\left(\frac{\pi}{2 \cdot \varepsilon} \right) \right]} \right)^2}, \quad (47)$$

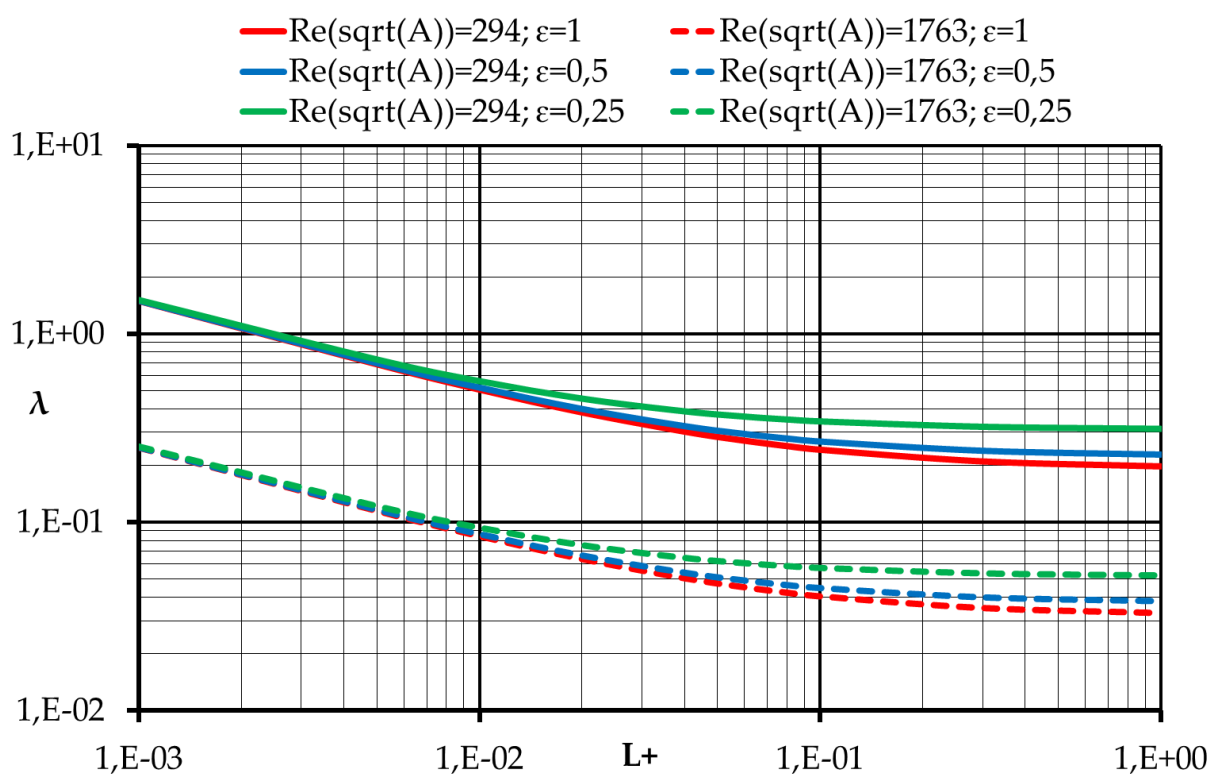
ahol $L^+ = \frac{x}{\sqrt{A} \cdot \text{Re}_{\sqrt{A}}}$ a dimenziótlan távolság a belépési keresztmetszettől.

Azt a távolságot, mely a után a lamináris áramlás kialakulnak tekinthető a következő egyenlettel lehet meghatározni:

$$L_H^+ = 0,0822 \cdot \varepsilon \cdot (1 + \varepsilon)^2 \cdot \left[1 - \frac{192 \cdot \varepsilon}{\pi^5} \cdot \tanh\left(\frac{\pi}{2 \cdot \varepsilon}\right) \right]^2, \quad (48)$$

ahol $L_H^+ = \frac{L_H}{\sqrt{A} \cdot \text{Re}_{\sqrt{A}}}$, L_H a távolság mely után az áramlás kialakult.

Az egyenlettel a dimenziótlan belépési keresztmetszettől mért távolság függvényében számítható csőszúrlódási tényezőket 3.2 ábrán ábrázoltuk különböző effektív oldalarányok és Reynolds-számok mellett.



4.2. ábra: A súrlódási tényező változása a belépési keresztmetszettől mért dimenziótlan távolság függvényében.

4.5. ÖSSZEFÜGGÉSEK AZONOS ALAKRA HOZÁSA

Az előbbieken tárgyalt összefüggések egy részében a keresztmetszet gyökével, másik részében pedig a hidraulikus átmérővel számolt Reynolds-szám szerepelt. Ebben a fejezetben a korábban tárgyalt összefüggéseket oly módon alakítom át, hogy azokban minden esetben a hidraulikus átmérővel számolt Reynolds-szám és valamilyen geometriától függő korrekciós tényező szerepeljen. Ehhez a következőket kell megfontolnunk. A hidraulikus átmérő definíciójához visszatérve ((4) egyenlet) látható, hogy $\sqrt{A}$ kifejezhető vele:

$$\sqrt{A} = D_h \cdot \frac{K}{4 \cdot \sqrt{A}}, \quad (49)$$

Így a $\sqrt{A}$ -val számolt Reynolds-szám kifejezhető a hidraulikus átmérővel számolttal:

$$Re_{\sqrt{A}} = \frac{\bar{w} \cdot \sqrt{A}}{\nu} = \frac{\bar{w} \cdot D_h}{\nu} \cdot \frac{K}{4 \cdot \sqrt{A}} = Re \cdot \frac{K}{4 \cdot \sqrt{A}}, \quad (50)$$

A Reynolds-szám szorzójaként szereplő tagot felfoghatjuk egy korrekciós tényezőként:

$$\Phi_D = \frac{K}{4 \cdot \sqrt{A}}, \quad (51)$$

Így a korábbi, $Re_{\sqrt{A}}$ -ra bemutatott (9,10,11) összefüggések a következő módon alakulnak:

$$\lambda = \frac{48}{Re \cdot \Phi_D \cdot \sqrt{\varepsilon} \cdot (1 + \varepsilon) \cdot \left[1 - \frac{192 \cdot \varepsilon}{\pi^5} \cdot \tanh\left(\frac{\pi}{2 \cdot \varepsilon}\right) \right]}, \quad (52)$$

Re=2000-ig, lamináris áramlásra. A

$$\Phi_{D2} = \sqrt{\varepsilon} \cdot (1 + \varepsilon) \cdot \left[1 - \frac{192 \cdot \varepsilon}{\pi^5} \cdot \tanh\left(\frac{\pi}{2 \cdot \varepsilon}\right) \right], \quad (53)$$

tagot a továbbiakban szintén geometriai korrekciós tényezőnek tekintem és az (53) egyenlet bal oldalán látható módon jelölöm. Az átmeneti tartományban Re=2000-től 3500-ig:

$$\lambda = 0,05524 - \frac{53,76}{Re \cdot \Phi_D}. \quad (54)$$

Turbulens áramlásra (Re>3500) a Colebrook-White egyenlet:

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = -2 \cdot \lg\left(\frac{2,235}{Re \cdot \Phi_D \cdot \sqrt{\lambda}} + 0,239 \cdot \frac{k}{D_h \cdot \Phi_D}\right), \quad (55)$$

vagy annak Haaland munkásságán alapuló explicit alakja használható:

$$\lambda = \left[-1,8 \cdot \lg \left(\frac{6,115}{D_h \cdot \Phi_D} + 0,205 \cdot \left(\frac{k}{D_h \cdot \Phi_D} \right)^{10/9} \right) \right]^{-2}. \quad (56)$$

A 2. fejezetben az egyenletekben szereplő konstansok különbözőek voltak. A lamináris áramlásra vonatkozó (37) egyenletben például 64 szerepelt 48 helyett. Ezek alapján a korrekciós tényezők célszerűen átírhatóak a következő alakba:

$$\Phi_D = 0,283 \frac{K}{\sqrt{A}}. \quad (57)$$

$$\Phi_{D2} = 1,18 \cdot \sqrt{\varepsilon} \cdot (1 + \varepsilon) \cdot \left[1 - \frac{192 \cdot \varepsilon}{\pi^5} \cdot \tanh \left(\frac{\pi}{2 \cdot \varepsilon} \right) \right]. \quad (58)$$

Ezen módosításokkal az 2. fejezetben bemutatott egyenletek bármely esetben használhatóak, csupán a Reynolds-számot kell megszorozni a megfelelő korrekciós tényezővel. A (46) egyenlet a következő alakot veszi fel:

$$\lambda = 0,0552 - \frac{60,75}{Re \cdot \Phi_D}. \quad (59)$$

A (13)-as egyenlet pedig a következőt:

$$\lambda = \sqrt{\left(\frac{6,85}{Re \cdot \Phi_D \cdot \sqrt{L^+_{D_h}}} \right)^2 + \left(\frac{64}{Re \cdot \Phi_D \cdot \Phi_{D2}} \right)^2}, \quad (60)$$

ahol:

$$- L^+_{D_h} = \frac{x}{Re \cdot K} \text{ a dimenziótlán távolság a belépési keresztmetszettől.}$$

A teljesen kialakult áramlás kezdete pedig a következő képlettel számítható:

$$L^+_{H,D_h} = 0,329 \cdot \varepsilon \cdot (1 + \varepsilon)^2 \cdot \left[1 - \frac{192 \cdot \varepsilon}{\pi^5} \cdot \tanh \left(\frac{\pi}{2 \cdot \varepsilon} \right) \right]^2. \quad (61)$$

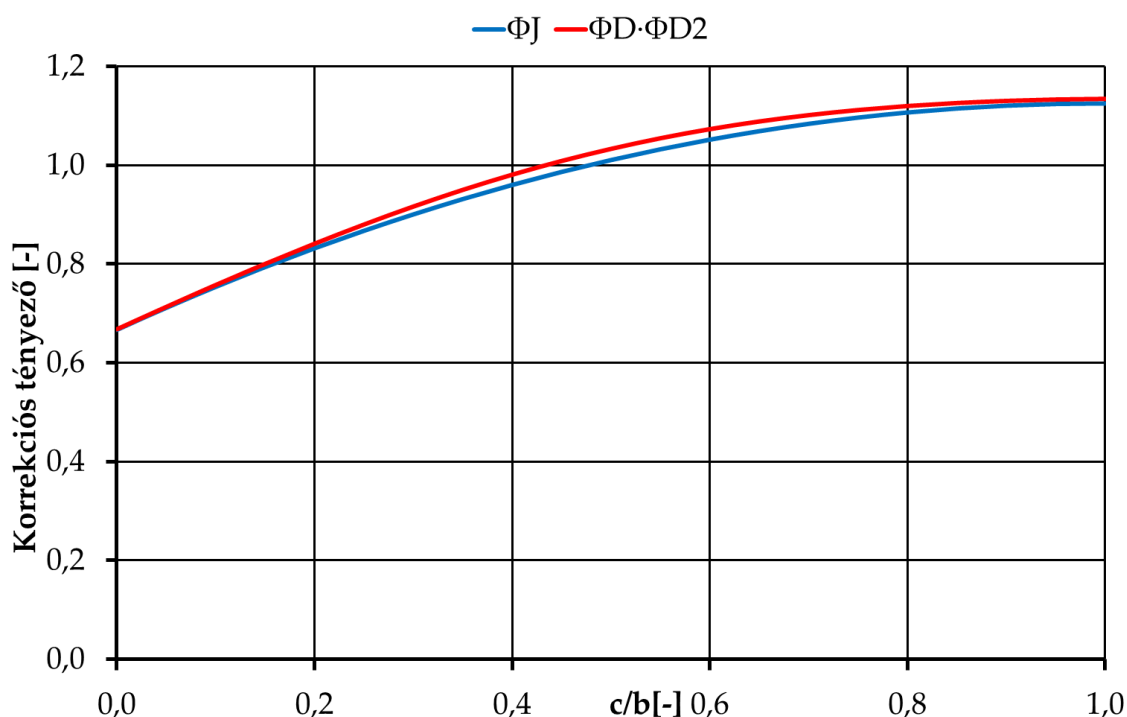
4.6. A KORREKCIÓS TÉNYEZŐK ÉRTÉKEINEK VIZSGÁLATA

Mielőtt a korrekciós tényezők értékeinek alakfüggését bemutatnánk, szükségesnek mutatkozik az áramlások típusa szerint bemutatni, hogy mely korrekciós tényezők lehetnek fontosak.

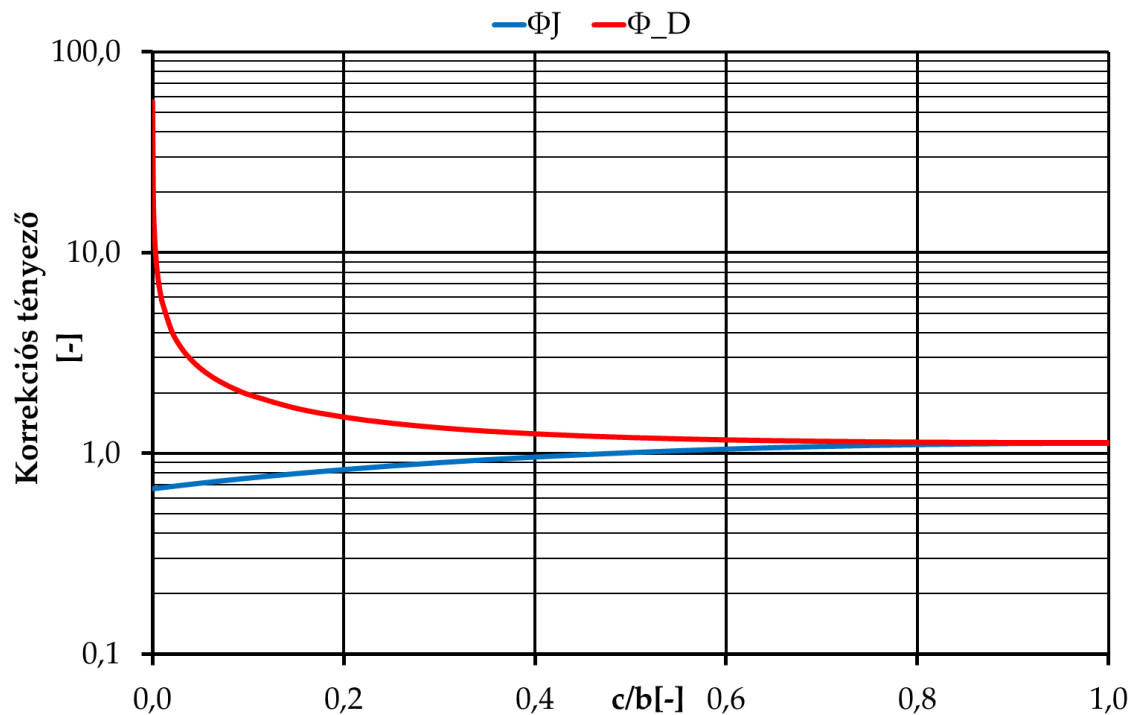
4.1. táblázat: A különböző áramlás esetén alkalmazandó korrekciós tényezők.

Áramlás típusa	<i>Lamináris</i>	<i>Átmeneti</i>	<i>Turbulens</i>
Reynolds-szám nagysága	kisebb mint 2000	2000,350 0 között	3500-nál nagyobb
<u>Korrekciós tényezők</u>			
Jones szerint [13]	$\Phi_J \cong \frac{2}{3} + \frac{11}{24} \cdot \frac{c}{b} \cdot \left[2 - \frac{c}{b} \right]$		
Duan, Yovanovich és Muzychka szerint [14]	$\Phi_D = 0,283 \frac{P}{\sqrt{A}}$		
	$\Phi_{D2} = 0,847 \cdot \sqrt{\varepsilon} \cdot (1 + \varepsilon) \cdot \left[1 - \frac{192 \cdot \varepsilon}{\pi^5} \cdot \tanh\left(\frac{\pi}{2 \cdot \varepsilon}\right) \right]$	-	

Ahogy az a 4.1. táblázatban látható, Jones egyetlen összefüggés használatát javasolta a teljes tartományra. Duan et al. a $\Phi_D \cdot \Phi_{D2}$ szorzatot a lamináris, minden más tartományra önmagában a Φ_D korrekciós tényező alkalmazását javasolta. Az egyes források által javasolt korrekciós tényezők értékének változása a 6.1. és 6.2. ábrákon látható négyszög légcsatornák esetére, amikor az effektív oldalarány ténylegesen az oldalak aránya.



4.3. ábra: A Duan és a Jones által javasolt korrekciós tényezők értékének változása lamináris áramlásra.



4.4. ábra: A Duan és a Jones által javasolt korrekciós tényezők értékének változása turbulens áramlásra.

Lamináris áramlás esetén az összefüggések között majdnem tökéletes az egyezés. Turbulens áramlás esetén a Duan et al. által javasolt összefüggések alapján levezetett korrekciós tényező jóval nagyobb értékeket vesz fel, mint a Jones által javasolt. Az egyes értékek között nincs konszenzus, így annak eldöntése, hogy melyiket használhatjuk sikerrel a továbbiakban még kérdéses. Meg kell jegyezni, hogy míg Jones vizsgálta összefüggésének érvényességét extrém esetekben is, Duan et al. ezt nem tette meg, így nem egyértelmű, hogy melyik pontosabb az igen nagy oldalarányú légcsatornák súrlódási veszteségének előrejelzésében. Általánosságban megállapítható, hogy a Duan et al. által javasolt összefüggés kisebb csősúrlódási tényezőket eredményez.

4.7. CSŐSÚRLÓDÁSI TÉNYEZŐ SZÁMÍTÁSA ÁTERESZTŐ FALÚ CSÖVEKBEN

A korábbiakban bemutatott összefüggésekkel az a probléma, hogy érvényességüket áteresztő falú csőben történő áramlás esetére még igen kevesen vizsgálták. Tudomásom szerint nem vizsgálták azt sem, hogy fentebb említett 2300-as Reynolds-szám érték jelen esetben is a turbulens és lamináris áramlás közötti határt jelenti-e. A probléma egyértelműen az, hogy amíg egy zárt csőben a csúsztató feszültség időbeli átlagának eloszlása a fal mentén homogén, addig ez nagy valószínűséggel bármilyen folyadék elvétel hatására nem lesz igaz. (Attól az esettől eltekintve, ha a cső teljes kerülete mentén van elvétel.)

Külön szót kell ejteni a Reynolds-szám számításáról. A konkretizált esetben (2.4.2. pontban levezetett alesetre) a Reynolds-szám számítására a következő összefüggés nyerhető:

$$\text{Re}(x) = \frac{(1 - \xi) \cdot (1 + \omega(x_0))}{1 + \gamma(x) \cdot \omega(x_0)} \cdot \text{Re}(x_0). \quad (62)$$

5. EREDMÉNYEK

Az eredményeket az 2. fejezetben levezetett összefüggések felhasználásával, a 3. fejezetben leírt Runge-Kutta módszerrel határoztam meg [2] hasonlóan. Mivel a pénzügyi források és a rendelkezésre álló hely is limitált, úgy döntöttünk hogy a gyakorlatban előforduló légszűrőkhöz képest kisebb méretű légszűrőn végezzük el a méréseket. A dimenziótlanítás hozományaként az így elért megoldások felhasználhatóak lesznek más esetekre is. Ez a mérőállás a dolgozat bemutatása óta eltelt időben legyártásra került, jelen pillanatban összeszerelése zajlik. A geometria meghatározása az ezen fejezetben szereplő eredmények alapján történt.

5.1. A MEGHATÁROZOTT INPUT PARAMÉTEREK

A korábbiaknak megfelelően a következő dimenziótlan paraméterek gyakorlat számára jelentőséggel bíró tartományának meghatározása szükséges:

- Nyilvánvaló, hogy az $\frac{D_h(x_0)}{L}$ és $\omega(x_0) = \frac{c(x_0)}{b(x_0)}$ geometriai jellemzők körültekintő megválasztása fontos, mivel azokat a későbbiekben egy legyártott szűrő esetén már nem lehet megváltoztatni.
- A k_0 / D_h is hasonló geometriai jellemző, ugyanakkor a gyakorlatban használt légszűrő anyagok esetében értéke közel zérus, így nem játszik jelentős szerepet.
- $Re(x_0)$ Reynolds-szám értéke a térfogatáramtól függ, így nagysága változtatható.

Méréstechnikai és helytakarékosági okokból a választott légszűrő nagysága 300x300 mm² lesz. Hossza 3 m. Ezek alapján:

$$\frac{D_h(x_0)}{L} = 10 \text{ és}$$

$$\omega(x_0) = 1$$

A komfort célú légtechnikai rendszerekben a levegő sebessége 2 és 8 [m/s] között mozoghat [11], így a Reynolds-szám minimális értéke:

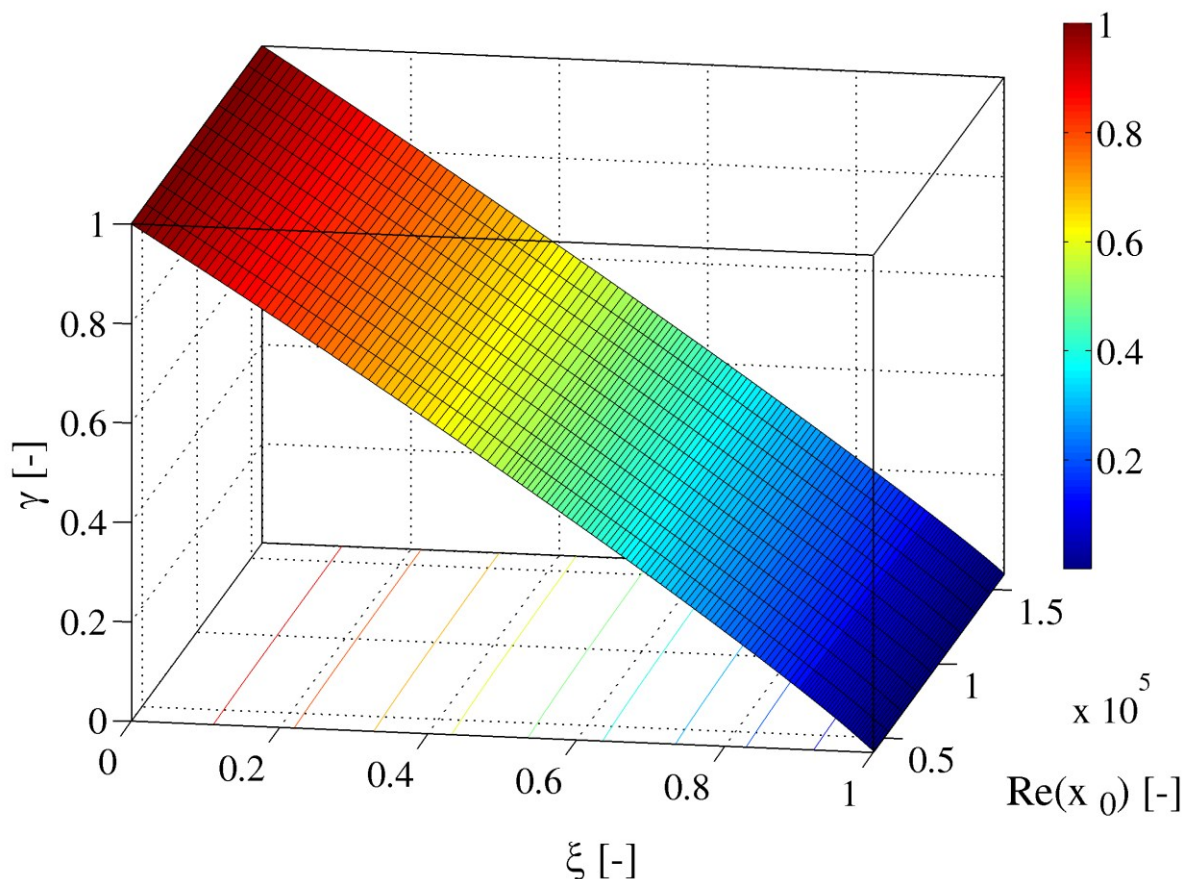
$$Re(x_0) = \frac{w(x_0) \cdot D(x_0)}{\nu} = \frac{2 \cdot 0,3}{1,508 \cdot 10^{-5}} = 40000$$

és a maximális értéke 160000.

A k_0 / D_h relatív érdességet az említetteknek megfelelően nullának tekintettük.

5.2. AZ EGYENLET MEGOLDÁSAI AZ ISMERTETETT DIMENZIÓTLAN PARAMÉTEREKRE

A (29)-es egyenlet megoldásait a 4.1. diagramon ábrázoltam.



5.1. diagram: Dimenziótlan "c" oldal változása a dimenziótlan hossz és a Reynolds-szám függvényében.
 $L/D_h(x_0)=10$, $\omega(x_0)=1$, a relatív érdesség elhanyagolható nagyságú.

Megállapítható, hogy a Reynolds-szám hatása minimális, ez egybevág a kör keresztmetszetre kapott eredményekkel [2]. A csőszűrlődési tényező számítása során a Jones-féle korrekciót alkalmaztam. A számításokhoz a Matlab R2012a programot használtam fel. A kód az „N” mellékletben látható.

6. MÉRŐBERENDEZÉS ISMERTETÉSE

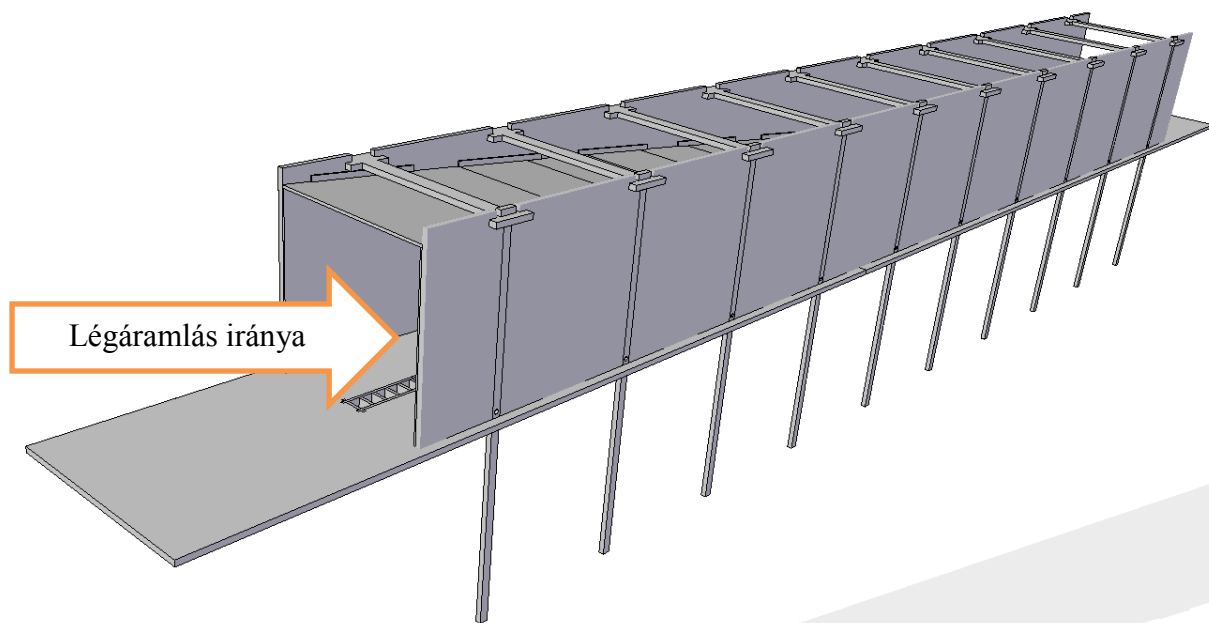
6.1. A MÉRÉS CÉLJA

A mérés célja az ismertetett elméleti modell validálása. Ezt a statikus nyomáskülönbség mérésének segítségével végezzük el. További célja az is, hogy adatok szolgáltatson esetlegesen egy CFD számítás validálásához is, ehhez azonban további adatok gyűjtése is szükséges lehet, például a sebességprofil mérése.

6.2. A MÉRŐBERENDEZÉS KIALAKÍTÁSA

A mérőberendezés kialakítása során moduláris felépítésre törekedtem, így a berendezés könnyen módosítható lesz további mérések elvégzéséhez. A mérőberendezés anyagának a plexit választottam, mert könnyen alakítható és a célnak megfelelő szilárdsági tulajdonságokkal rendelkezik. Ezen kívül előnye az is, hogy átlátszó, így az áramlást például füsttel vizualizálni lehet majd.

Ezeknek megfelelően a 6.1. ábrán látható mérőberendezés került megtervezésre 3D-s testmodellezési technológiával a Solid Edge nevű programban. A tervezett, optimalizált alakú légcsatorna egy egyenes légcsatornához csatlakozik, melyet egy ventilátorhoz kell csatlakoztatni.



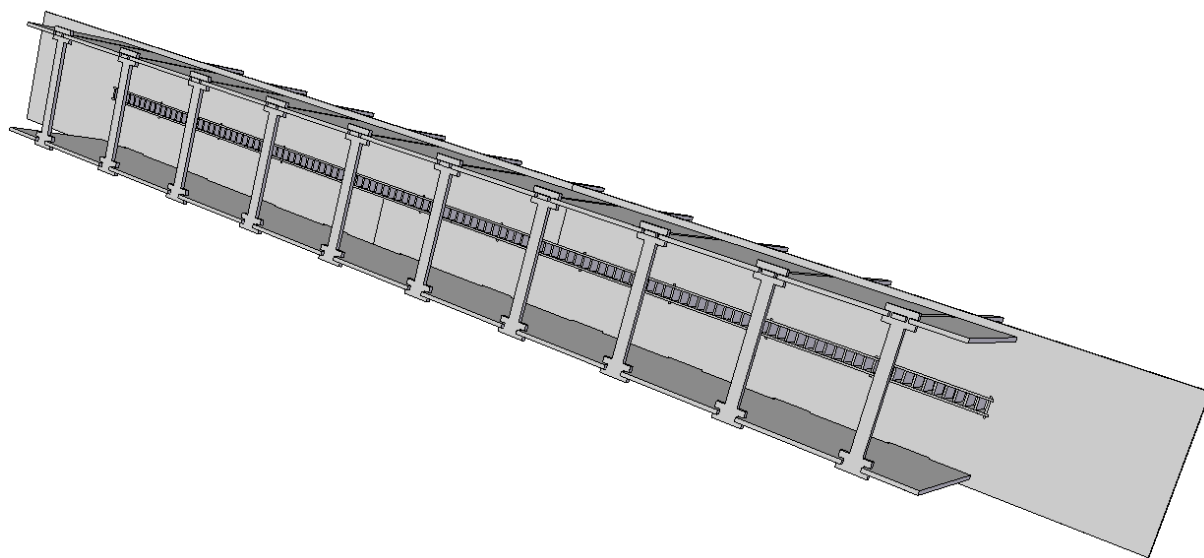
6.1. ábra: A mérőberendezés 3D testmodellje Solid Edge-ben elkészítve.

A légcsatorna a 6.1. táblázatban látható elemekből áll. Az egyes alkatrészek alkatrészrajza továbbá a berendezés összeállítási rajza a mellékletek között látható. Az alkatrészrajzokon nem láthatóak méretek, ennek oka, hogy a megmunkálási technológia, mely alkalmazásra kerül, csak AutoCAD-es rajzokat igényel. Az egyes alkatrészek vízsugaras vágással kerülnek majd legyártásra a Woldem Kft. által.

6.1. táblázat: Légszatorna mérőberendezés darabjegyzéke.

Darabjegyzék			Rajzszám:	LCSM-01	Dátum:
Tervező:		Czétány L.	Gyártmány:	Légcsatorna Mérőberendezés	2013.08.28
Tsz	Db	Megnevezés	Rajzszám	Anyag	Tömeg
1	2	Aljzatelem	LCSM-11	Plexi lemez, 10mm vastag	7.153 kg
2	1	1-es számú oldalelem	LCSM-12	Plexi lemez, 10mm vastag	12.150 kg
3	2	2-es számú oldalelem a. része	LCSM-13/14	Plexi lemez, 10mm vastag	0.578 kg
4	9	2-es számú oldalelem b. része	LCSM-13/14	Plexi lemez, 10mm vastag	1.156 kg
5	1	1-es számú formázott oldalelem	LCSM-15	Plexi lemez, 3mm vastag	1.728 kg
6	1	2-es számú formázott oldalelem	LCSM-16	Plexi lemez, 3mm vastag	1.811 kg
7	1	Görbített tetőelem	LCSM-17	Plexi lemez, 5mm vastag	5.426 kg
8	2	Fúvóka tető- és aljzatelem	LCSM-18	Plexi lemez, 5mm vastag	0.960 kg
9	109	Fúvóka a. típusú oldala	LCSM-19	Plexi lemez, 5mm vastag	0.015 kg
10	11	Fúvóka b. típusú oldala	LCSM-20	Plexi lemez, 5mm vastag	0.016 kg
11	10	Mozgatható mérősáv	LCSM-21	Plexi lemez, 5mm vastag	0.126 kg
12	10	Oldalakat összefogó elem	LCSM-22	Plexi lemez, 10mm vastag	0.156 kg

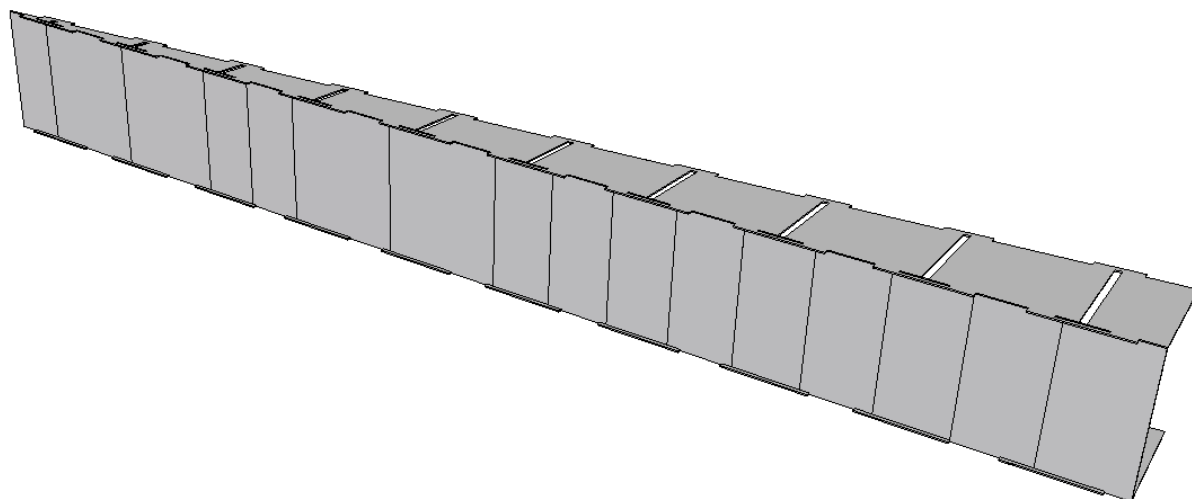
A berendezés főbb jellemzői a következőkben kerülnek összefoglalásra. A légszatorna alapvetően két részből épül fel. A külső „vázelemeket” vastagabb plexiből készült lemezek alkotják, melyek a mérőberendezés vázául (6.2. ábra) szolgálnak. A belső „alakos” rész (6.3. ábra) vékonyabb lemezekből készül, melyeket a méréstől függően lehet cserélni, így lehetővé válik a különböző alakú légszatornában kialakuló áramlás vizsgálata.



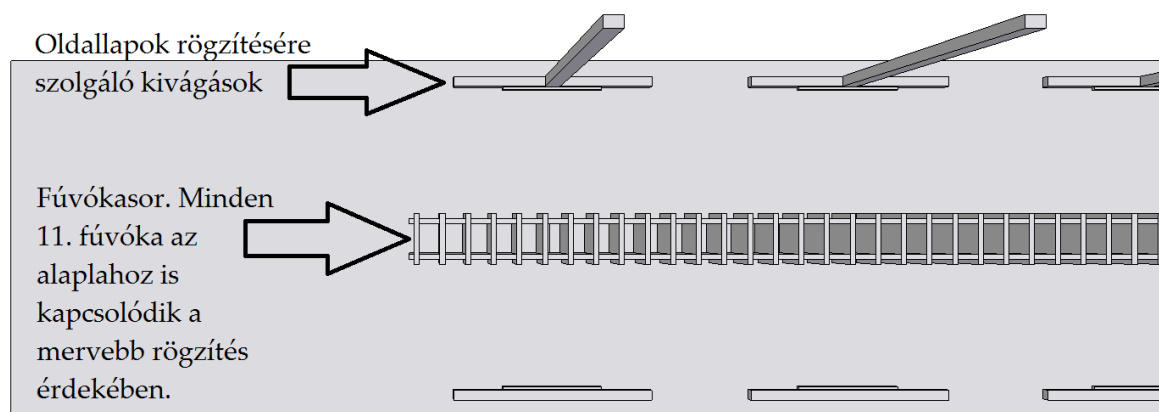
6.2. ábra: Az ún. vázelemek és a fúvókasor.

Az egyes lemezek csatlakozásánál egyéb rögzítő elemek (pl. csavarok) alkalmazása nem szükséges, de a szivárgásmentes tömítést meg kell oldani. Az elemek ragasztása a fúvókasor esetében szükséges, a többi elemnél nem. Fúvókasor kialakítása, továbbá az oldallapok rögzítésére kialakított megoldás a 6.4. ábrán látható. Mivel a légszatornában mindenképpen

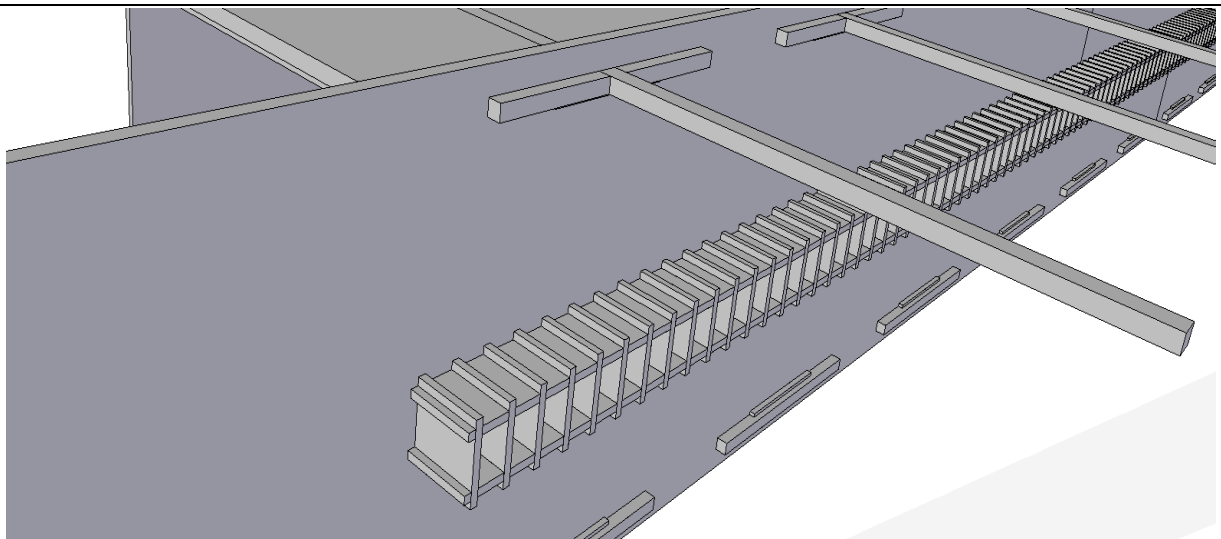
szükséges lesz a sebesség mérése, az oldallapokon mérőszávok kerültek kialakításra. A mérőszáv rögzítése a 6.5. ábrán látható. Mivel a mérőszávok az oldallapon találhatóak, mely a talaj szintjére merőlegesen fog állni, T-alakban végződnek. Így a kicsúszásuk megakadályozható. Az oldallapok egymáshoz rögzítésére plexi elemek szolgálnak, melyek alkalmazása a 6.6. ábrán látható. Az alakos részt alkotó lapok a vázelemek előre elkészítendő hornyokba illeszkednek. Ez a 6.7. ábrán látható. A 6.8. ábra a hajlított oldal alakos oldalakba történő rögzítését mutatja be. A két alakos oldal és a hajlított oldal együtt alkotják a mérőállás alakos részét, mely a tervek szerint utólag is eltávolítható.



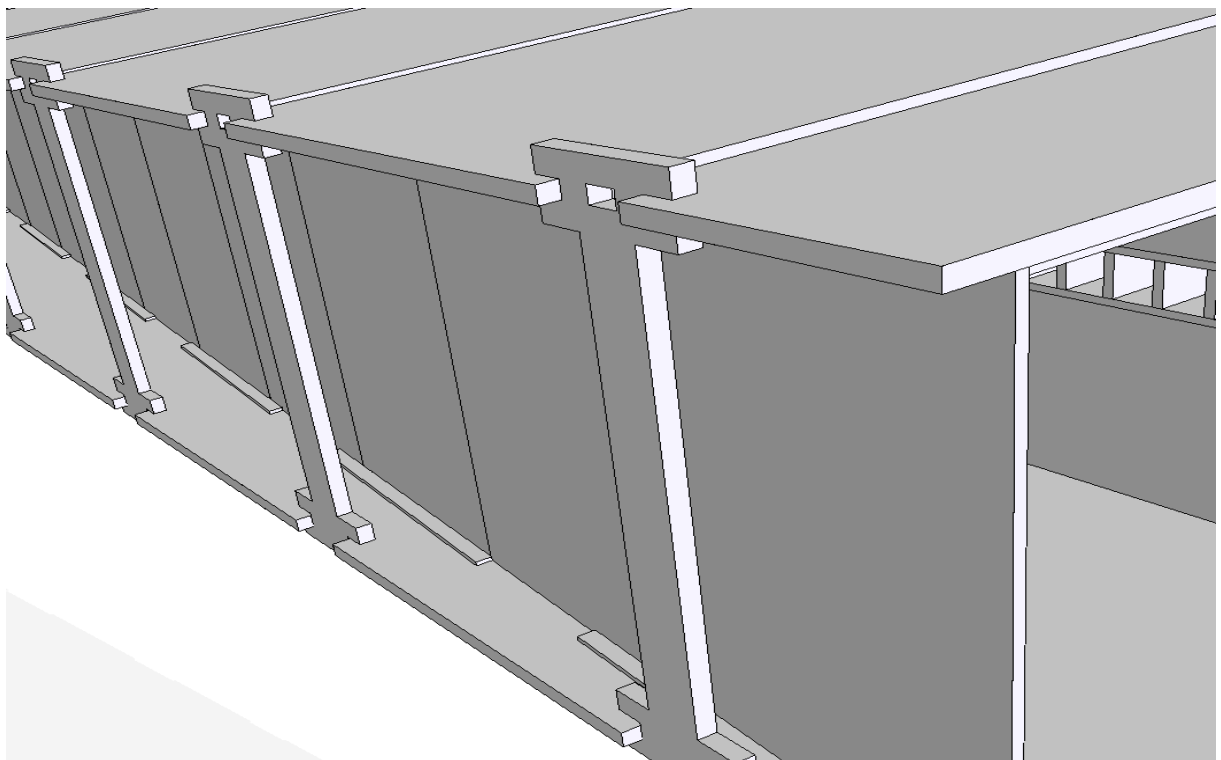
6.3. ábra: Az ún. alakos elemek.



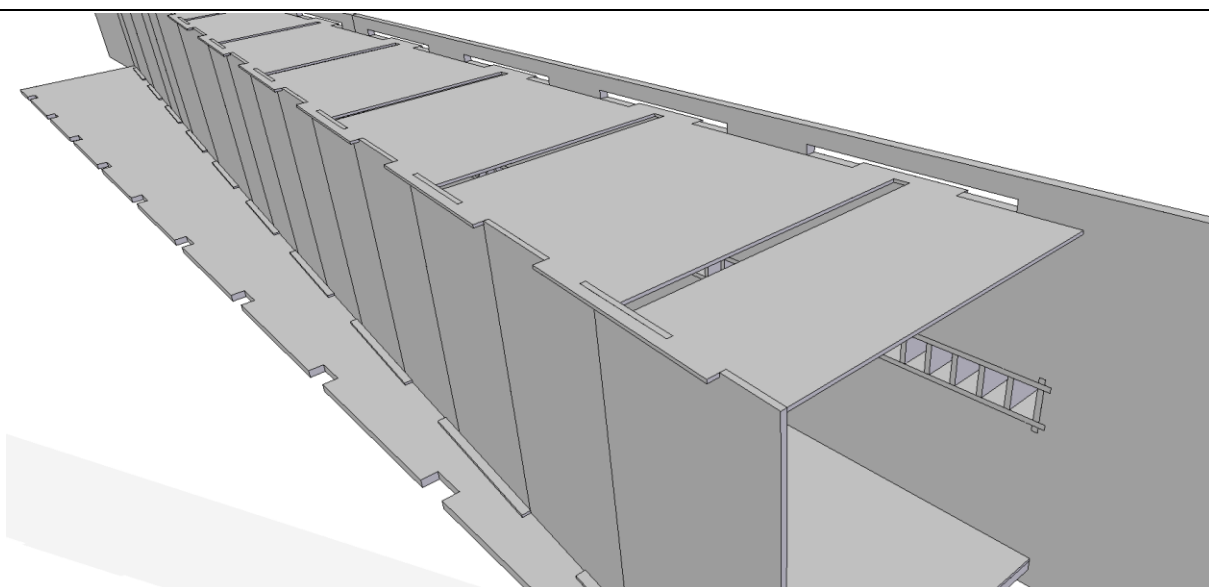
6.4. ábra: A fúvókasor kialakítása és az oldallapok rögzítése.



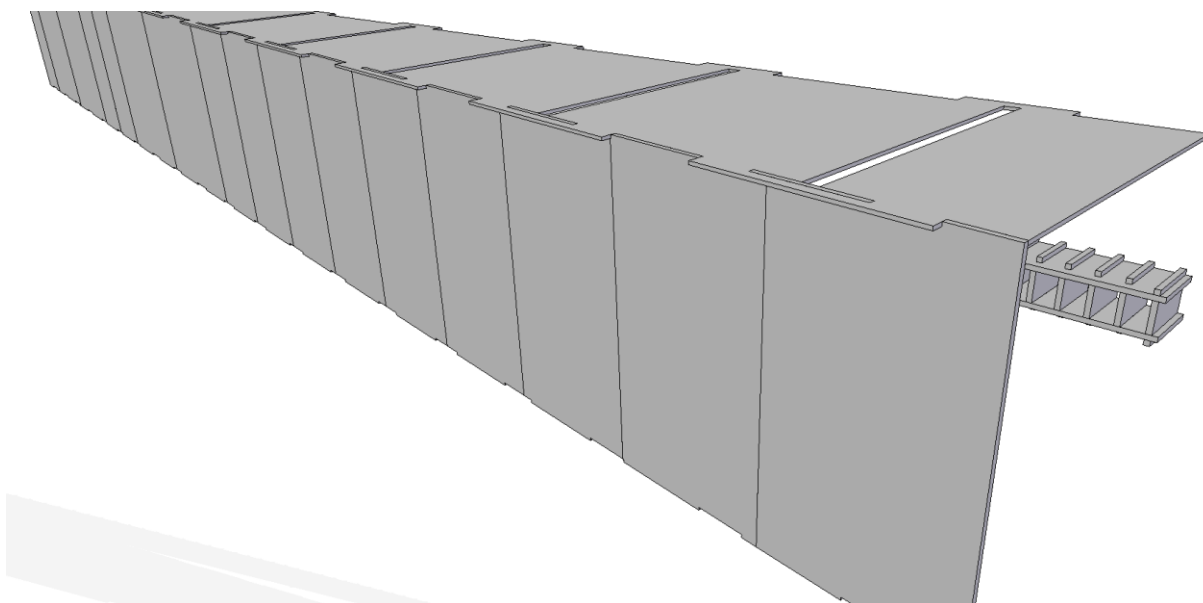
6.5. ábra: A mérósávok rögzítése.



6.6. ábra: Rögzítő elemek az oldallapok egymáshoz fogatására.



6.7. ábra: Az alakos oldalak rögzítése a vázelemekbe.



6.8. ábra: A hajlított oldal rögzítése az alakos oldalakba.

Az ábrákon látható fűvókasor egy résbefűvó közelítésére készül, ezért a csatorna teljes hossza mentén találhatóak a fűvókák, melyek mérete egy gyakorlatban is használt fűvókához képest kicsi. A fűvókákban szivacs vagy más permeábilis anyag is elhelyezendő, ily módon biztosítandó az áramlási sebesség homogenitását és a fűvóka kilépésére merőleges komponensen kívüli elhanyagolható nagyságát.

6.3. MÉRENDŐ MENNYISÉGEK

A legfontosabb mérendő mennyiség az egyes fűvókákon kilépő térfogatáram, ezért mérése elengedhetetlen. Mérésére lehetőség a kilépő levegő sebességének mérése, vagy az egyes fűvókákon a statikus nyomás mérése. Ezen kívül fontos lehet a statikus nyomás eloszlása is a légcsatorna egyes keresztmetszeteiben, a falhoz közel, illetve a sebesség profil kimérése. Ezek a jellemzők a mérés másodlagos céljának teljesítéséhez, a CFD modell validálásához fontosak.

7. MÉRŐBERENDEZÉS CFD MODELLEZÉSE

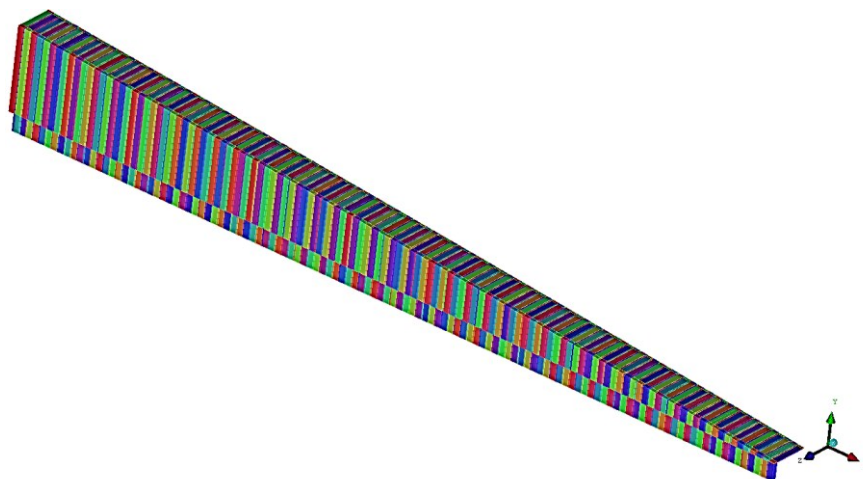
A mérőberendezés kialakításának célja az is, hogy egy CFD számítási módszert validáláshoz megfelelő mennyiségű és minőségű adat álljon rendelkezésre. Ez azért lenne fontos, mert abban az esetben, ha megtaláljuk a megfelelő turbulencia modellt, a megfelelő numerikus sémákat és a megfelelő hálósűrűséget, a költséges és időigényes mérések helyett a jövőben elegendő lenne a problémát csak numerikusan vizsgálni. Így pl. könnyen megállapítható lenne egy új geometria megfelelősége.

7.1. CFD SZÁMÍTÁS CÉLJAI ÉS A GEOMETRIA VALAMINT A HÁLÓ ELKÉSZÍTÉSE

A mérőberendezés kialakítása során CFD számításokat is végeztem. Ezek célja az volt, hogy egy előzetes képet kapjak a várható mérési eredményekről. Ezen kívül a numerikus adatok rendelkezésre állását is biztosítottam ily módon, a mérési eredmények birtokában az összehasonlításuk a számítási eredményekkel megtehető lesz. A modellezés során két turbulencia modellt vizsgáltam:

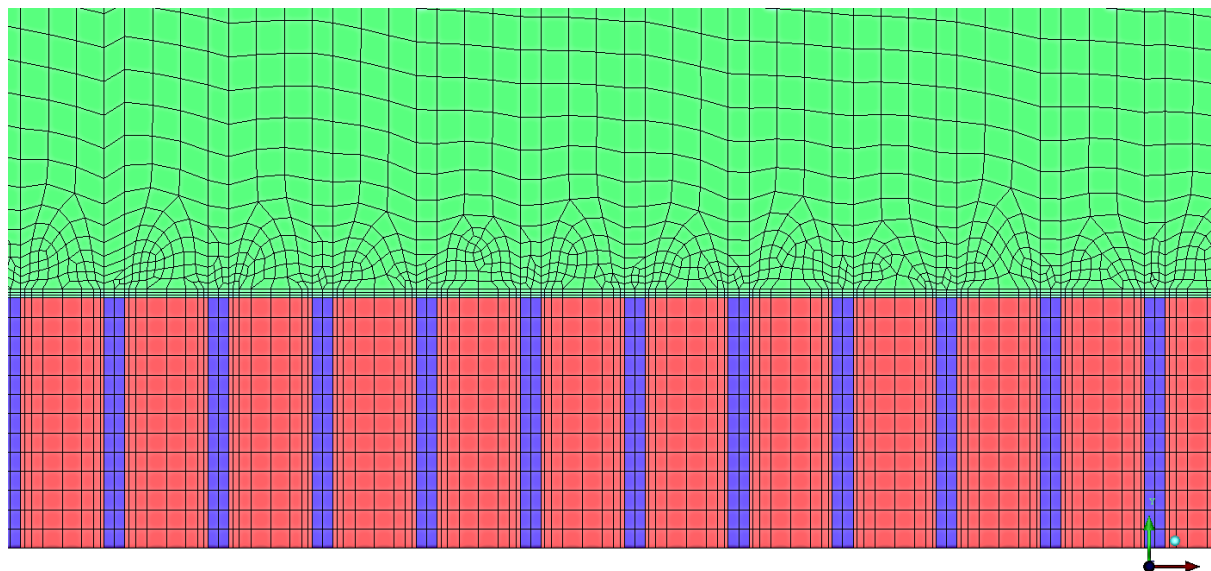
- a realizible k-epsilon modellt
- és az SST k-omega modellt.

A modellezést a Fluent 12.1-es kereskedelmi programcsomaggal végeztem. A modellezéshez a mérőállás geometriáját egyszerűsíteni kellett. Az optimalizál alak egy konvex görbe, melyet a program geometria készítő moduljában nehezen lehetett volna megrajzolni, ezért AutoCAD-ből importáltam azt. A legelőnyösebb hálótípus a hexaéder háló, melyet a legegyszerűbben az ún. sweep módszerrel lehet elkészíteni. Ehhez azonban a geometriát szét kell bontani olyan testekre, melyeken a módszer alkalmazható. A szétbontott geometria a 7.1. ábrán látható. Látszik, hogy csak a légcsatorna egyik felét modelleztem, a légcsatorna szimmetria síkján szimmetria kényszert alkalmaztam.



7.1. ábra: A szétbontott és egyszerűsített geometria.

A szétbontott geometriára ezek után 4 különböző hálót készítettem. Az egyik háló egy részlete a 7.2. ábrán látható. A falak mellett sűrűbb hálót alkalmaztam, ennek elsősorban a k-omega modellnél van jelentősége, mely megköveteli, hogy a falhoz közel is legyenek cellák. Ez azt jelenti, hogy az első cellának a viszkózus alaprétegben kell lennie. A viszkózus alapréteg határa a $y^+=5$ -nél van. y^+ a dimenziótlán koordináta fali egységekben mérve. (Azaz a helykoordináta a fali súrlódási sebességgel szorozva, a kinematikai viszkozitással osztva.)



7.2. ábra: A létrehozott háló részlete. Cellák száma: 650000db.

Ezen kívül sűrűbb volt a hálózás a fűvókákban is. Jól látható, hogy a létrejött háló hexaéder. A háló készítése során törekedtem rá, hogy annak minősége megfelelő legyen, ez azt jelenti, hogy a legrosszabb minőségű hexaéder cellák torzultsága („skewness”) 0,85 alatt maradt, míg a tetraéder alakú cellák esetében a torzultság 0,9 alatt maradt. A megadott torzultság értékeknél torzultabb elemeket nem tartalmazó hálók megfelelőnek mondhatóak [23].

A négy különböző háló készítésének a célja az volt, hogy megvizsgáljam, a számítás milyen hálósűrűség fölött válik függetlenné a hálótól. Ehhez a hálófüggetlenségi vizsgálatához a következő cellaszámú hálók készültek:

1. 650000
2. 1400000
3. 2000000
4. 3000000

Mindegyik háló a bemutatotthoz hasonló volt, de bizonyos részeken jelentősen sűrűbb.

7.2. PROGRAM BEÁLLÍTÁSOK ÉS NUMERIKUS SÉMÁK

A számítás során az említetteknek megfelelően a kétféle turbulencia modellt használtam. Mindegyik turbulencia modell a Reynolds átlagolt Navier-Stokes (RANS) egyenleten alapszik. Az áramlással kapcsolatban azt feltételeztem, hogy az áramvonalak erősen görbültek, hiszen az elsődleges axiális áramlásra merőlegesen lép ki a levegő a fűvókákra. Ennek következtében várhatóan erős szekunder áramlás jön létre a légcsatornában a fő áramlási irányra merőlegesen. Az említett okokból komplex áramlásra kell számítanunk, melyben leválások is megjelenhetnek.

A „realizable k-epsilon modell” előnye a standard és az „RNG k-epsilon” modellel szemben, hogy az olyan áramlásokat, amelyekben az áramvonalak jelentősen görbültek, az áramlás leválik a határoló falakról és erős szekunder áramlások vannak jelen, pontosabban modellezi [20]. Ezen kívül a modell mellett szólt az is, hogy Chen et al. [21] validálta hasonló elosztó vezetékekre. A modellel együtt szükséges valamilyen falfüggvényt alkalmazása. Én a „scalable wallfunction with adverse pressure gradient effects” nevű falfüggvényt választottam, mivel a falhoz a szokásosnál közelebb is kerültek cellák, és várhatóan olyan áramlás fog kialakulni, melyben a nyomás gradiens az áramlási iránnyal ellentétes bizonyos esetekben.

Az „SST k-omega” modellt azért alkalmaztam, mert a k-epsilon modellnél pontosabban képes leírni a fal közvetlen közelében kialakuló áramlásokat. A standard k-omega modellel szemben előnyei hasonlóak a „realizable k-epsilon” modell előnyeéhez.

Mindenképpen kell beszélnünk az alkalmazott numerikus sémákról. A számítás a SIMPLE algoritmus szerint zajlott, a gradienseket pedig a „node based Green-Gauss” módszerrel számítottam. A nyomások diszkretizálási sémája a „Presto!” séma volt, az impulzus és turbulens mennyiségek számítására pedig a harmadrendű „MUSCL” sémát használtam. A számításokat egységesen 5 m/s átlagsebesség mellett végeztem el. Egy megelőző számítás során lemodelleztem egy kifejlett turbulens áramlás sebesség, turbulens disszipáció és turbulens kinetikus energia profilját, majd ezeket a profilokat használtam az itt bemutatott számítások bemenő adataként.

7.3. A SZÁMÍTÁSOK MÓDSZERE

A számítás során a következő metódust követtem minden esetben. Először a program alapbeállításait használva elindítottam a számítás. A számítás során folyamatosan változtattam a numerikus sémákat, egészen a legpontosabb megoldást jelentő 7.4. pontban felsorolt sémákig. Közben folyamatosan csökkentettem az alul-relaxációs faktorokat. A megoldás konvergenciáját az egyes változók megmaradási egyenleteinek megoldása során megmaradó relatív hiba („residual”) megfigyelésén keresztül követtem. Ezek a hibák minden esetben 10^{-6} alá mentek. Ezeken kívül megfigyeltem a statikus nyomás, a turbulens kinetikus energia és turbulens disszipáció teljes domainre számított térfogati átlagának változását és miután az kellő pontossággal stabilan beállt egy bizonyos értékre, a számítást leállítottam. Ezek után megvizsgáltam a kontinuitás egyenletének teljesülését, szintén a teljes domainre.

7.4. SZÁMÍTÁSI EREDMÉNYEK BEMUTATÁSA

A következő ábrákon a hálófüggetlenségi vizsgálat eredményeit fogom bemutatni. 5 különböző esetet vizsgáltam, melyek jellemzői a 7.1. táblázatban szerepelnek.

7.1. táblázat: Az egyes vizsgálatok során használt hálósűrűség és turbulencia modellek.

Eset száma	Hálósűrűség	Turbulencia modell
1.	650000db	realizable k-epsilon
2.	1400000db	realizable k-epsilon
3.	2000000db	realizable k-epsilon
4.	2000000db	SST k-omega
5.	3000000db	SST k-omega

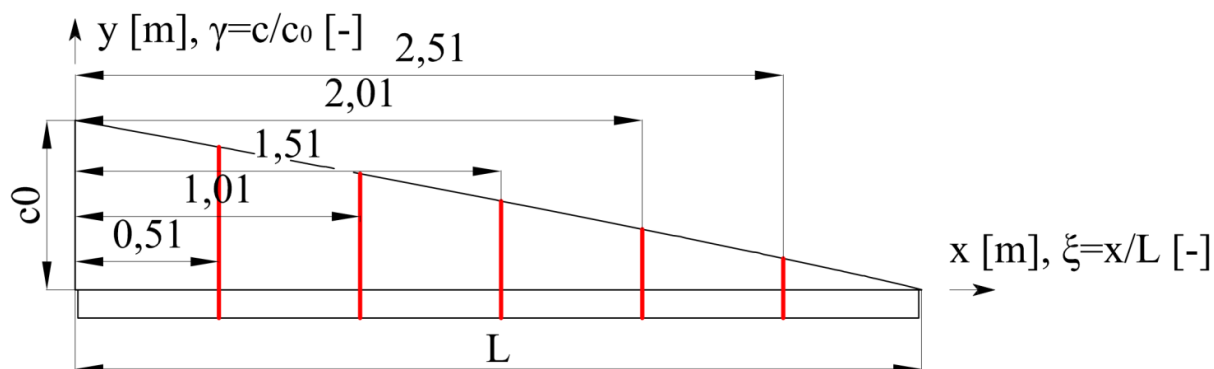
A szakaszban a következő eredmények kerülnek bemutatásra:

- sebesség izofelületek a légsatorna utolsó harmadában,
- fali áramvonalak a légsatorna utolsó harmadában,
- a statikus nyomás kontúrjai a légsatornák szimmetriasíkján,
- a sebesség nagyságának kontúrjai a légsatornák szimmetriasíkján.

Ezen kívül a légsatorna öt keresztmetszetében, a szimmetria síkon elhelyezkedő egyenesek mentén ábrázolom

- az axiális sebességet,
- az axiális irányra merőleges sebességet
- a statikus nyomást,
- a turbulens kinetikus energiát.

Ezek az egyenesek a következő vázlaton vörössel ábrázolt helyeken voltak:

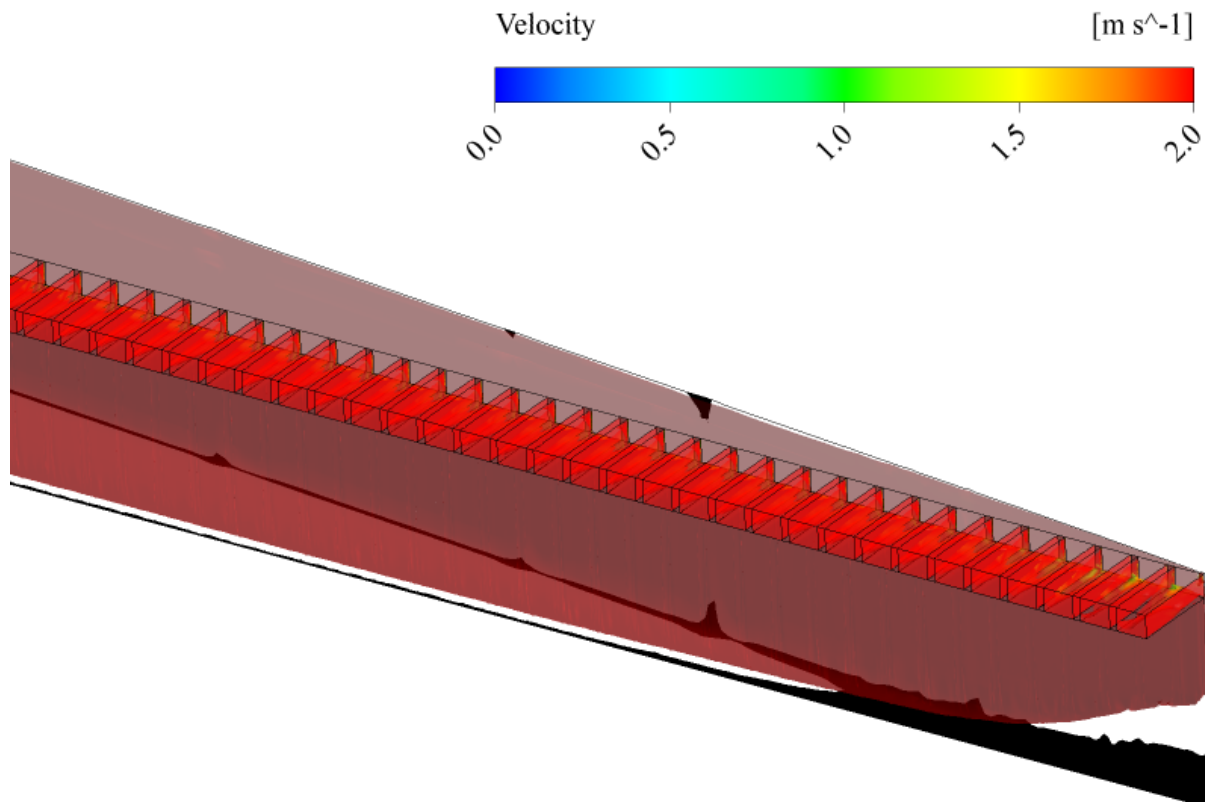


7.3. ábra: Az egyes hálókval kapott eredmények összehasonlítására kiválasztott öt egyenes a szimmetria síkon.

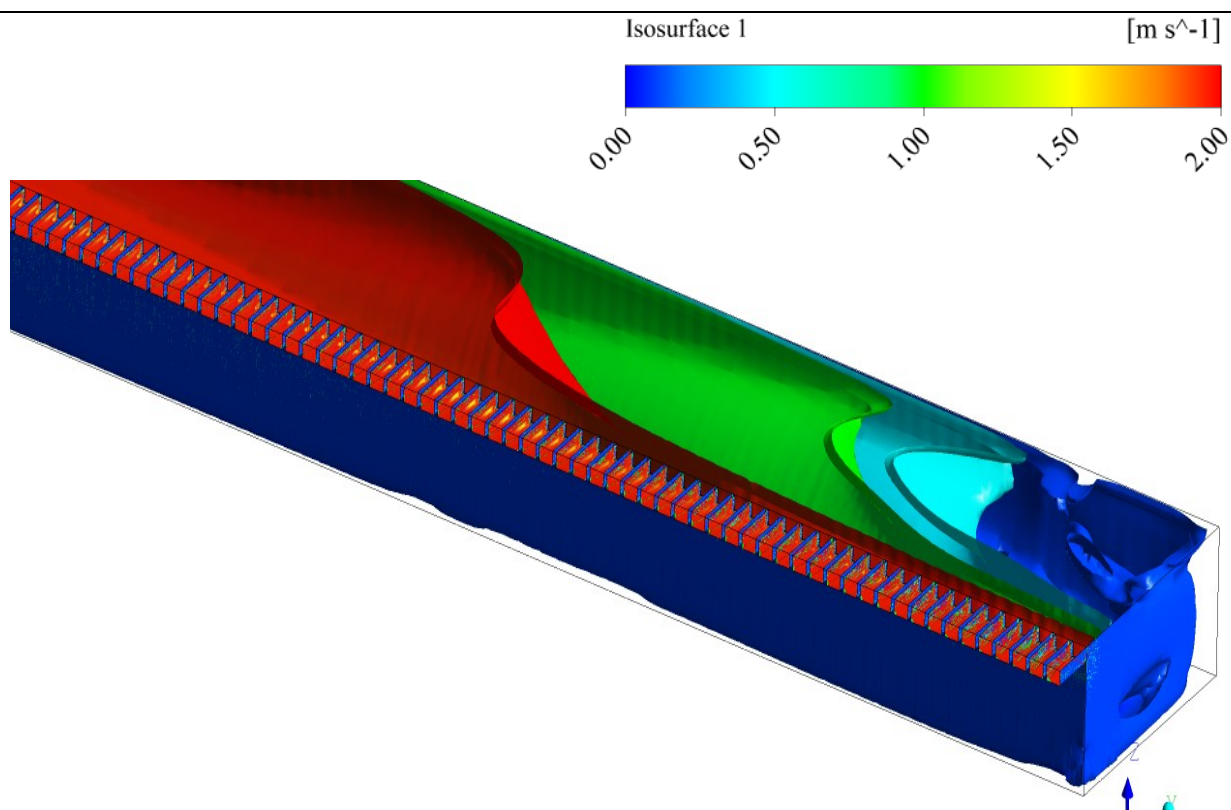
A cél elsősorban az volt, hogy a különböző hálókval kapott eredmények kerüljenek összehasonlításra, de mivel állandó keresztmetszetű légcatornákra is végeztem szimulációkat, ezért egyes esetekben azokat is közölni fogom összehasonlítás céljából.

7.4.1. Sebesség izofelületek a légcatorna utolsó harmadában

A 7.4.-7.9. ábrákon sebesség izofelületek láthatóak. Ábrázolásuk azért indokolt, mert segítségükkel az áramlás kvalitatív vizsgálata könnyebben elvégezhető. Az itt nem szereplő 7.4-7.7. ábrák a „B” mellékletben találhatóak.



7.4. ábra: Sebesség izofelület 3000000 cellával és az SST k-omega turbulencia modellel számolva.

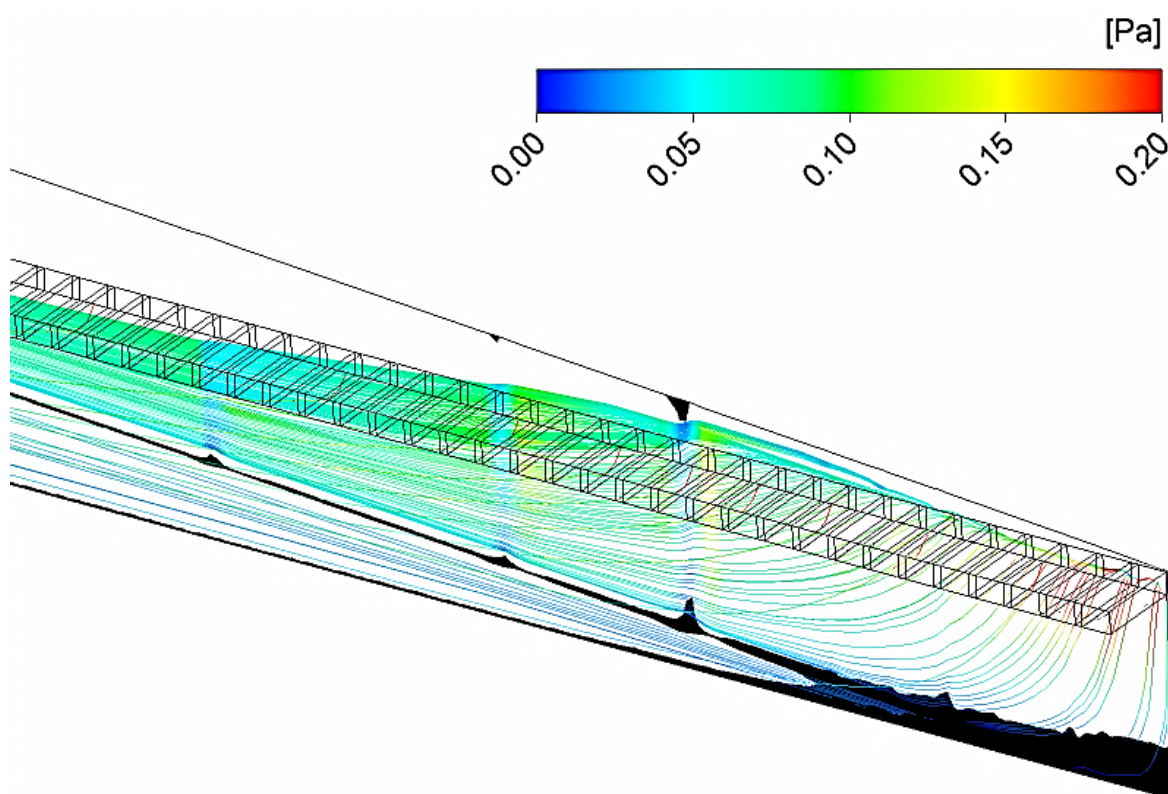


7.5. ábra: Sebesség izofelületek állandó keresztmetszetű légcatornában. A számításhoz az SST k-omega modellt használtam, a cellák száma: 200000db.

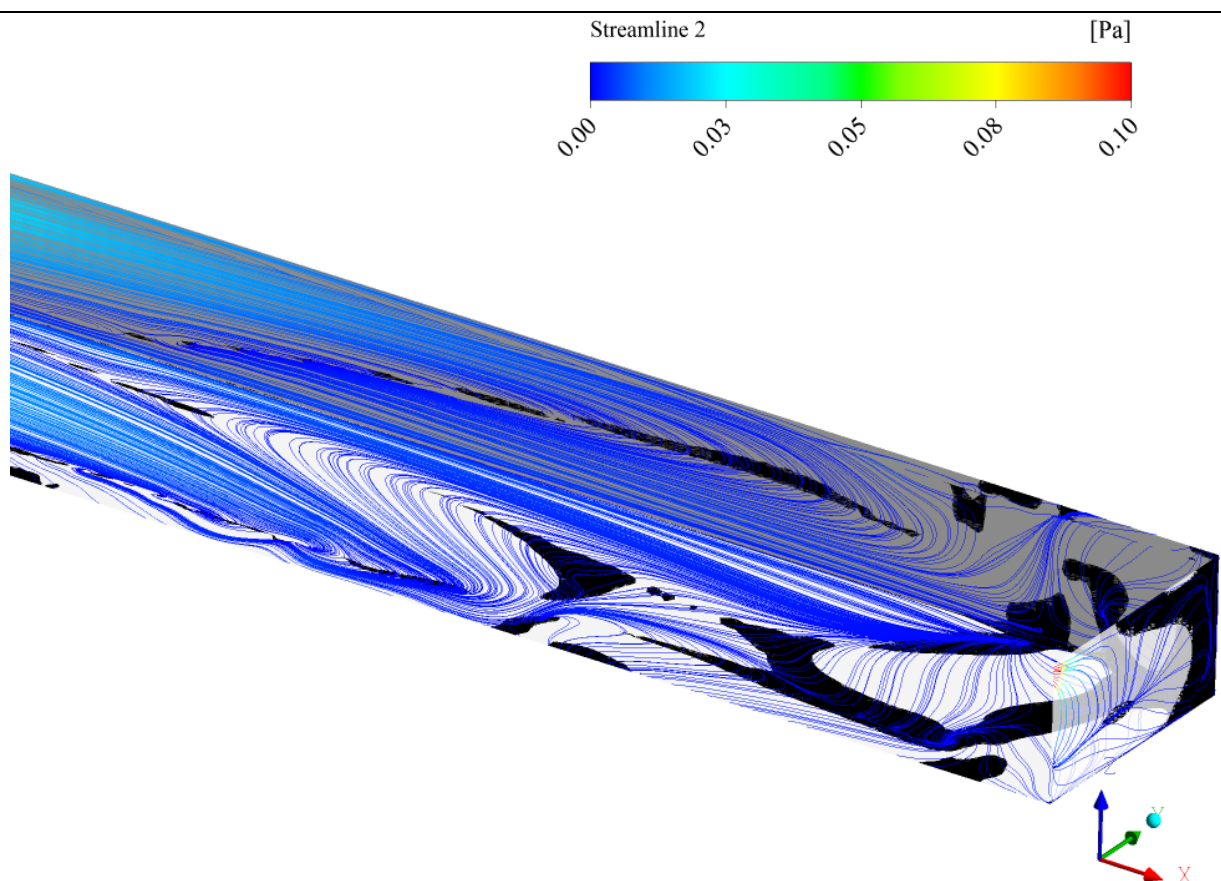
Megfigyelhető, hogy az optimalizált alakú légcsonak mindegyikénél leválik az áramlás, de csak a légcsonak végénél. A különböző hálókval és turbulencia modellekkel kapott eredmények közel azonosak. Az állandó keresztmetszetű légcsonakánál a leválási buborék jóval nagyobb, ennek okaként a statikus nyomás a légcsonak végében nagyobb, mint azokon a részekén, ahol az áramlás a teljes szelvényben történik.

7.4.2. Fali áramvonalak a légsatorna utolsó harmadában

A 7.10.-7.15. ábrákon a fali áramvonalak láthatóak. A fali áramvonalakat a fali csúsztatófeszültség vektorok határozzák meg, mivel az áramvonalak az említett vektorok érintői. Az áramvonalak színezése a fali csúsztatófeszültség nagyságának megfelelő. Ahol a csúsztatófeszültség nagysága 0, ott leválásokkal számolhatunk. Ezeket a helyeket az áramvonalak alapján is megtalálhatnánk, de jobb szemléltetésük céljából az ilyen helyeket feketével is megjelöltem. Az első esetben jelentősen kisebb fali csúsztató-feszültségeket számítottam, mint a másik kettő, k-epsilon turbulencia modell alkalmazásával számított esetben. A k-omega hasonlóan kicsi csúsztatófeszültségeket eredményezett, mint ez az első eset. Az áramlás az optimalizált alak miatt kevésbé komplex, mint a 7.15. ábrán látható állandó keresztmetszetű légsatorna esetében, de leválásokkal itt is lehet számolni. A modellek az összes esetben előre jelezték a légsatorna végén tapasztalt leválást, mely a sebesség izofelületein is látszott. Az itt nem szereplő 7.10.-7.13. ábrák a „C” mellékletben találhatóak.



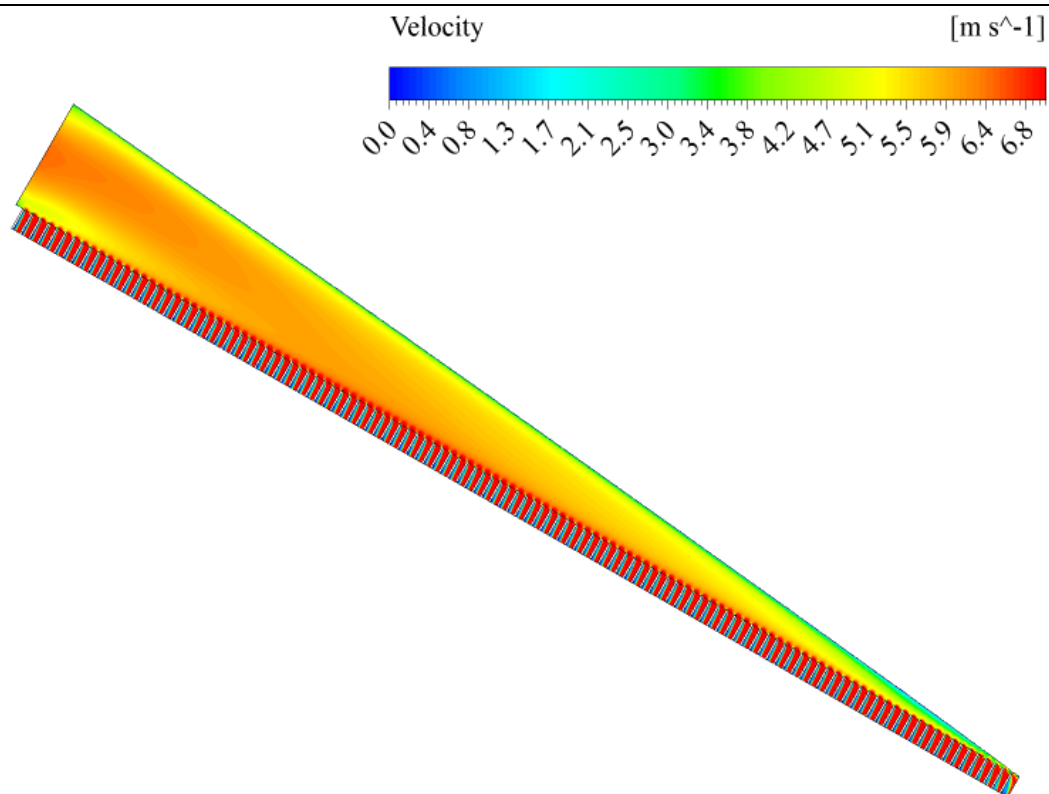
7.6. ábra: Fali áramvonalak 3000000 cellával és az SST k-omega turbulencia modellel számolva.



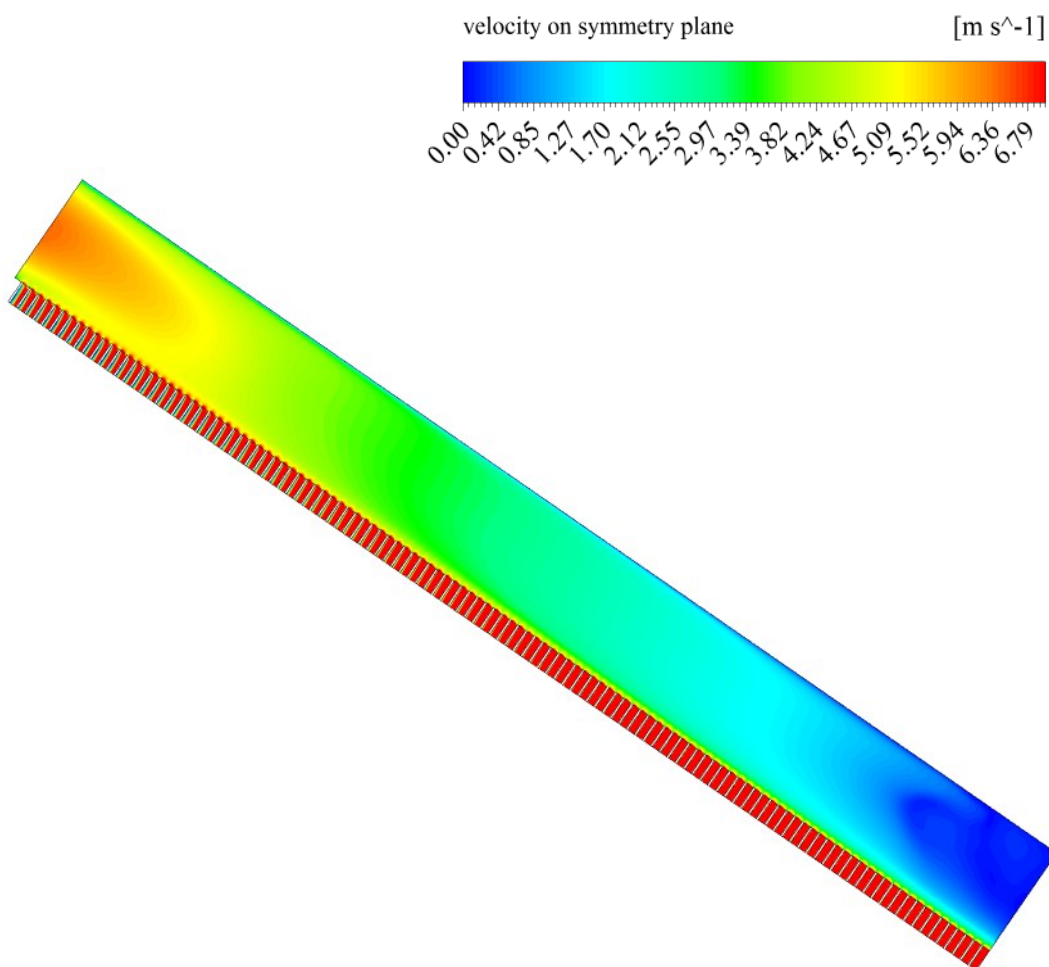
7.7. ábra: Fali áramvonalak állandó keresztmetszetű légcsatornában. A számításhoz az SST k-omega modellt használtam, a cellák száma: 200000db.

7.4.3. A sebesség nagyságának kontúrjai a légcsatorna szimmetria síkján

A 7.16.-7.21. ábrákon a sebesség nagyságának kontúrjai láthatóak a szimmetria síkon. Az optimalizált légcsatornában kialakuló sebességek jó közelítéssel mindegyik esetben azonosak voltak, de az optimalizált és a konstans keresztmetszetű légcsatorna között jelentős különbségek vannak. A leválás jelensége ezeken az ábrákon is követhető, elsősorban az állandó keresztmetszetű légcsatorna esetében szembetűnő. Az itt nem szereplő 7.16.-7.19. ábrák a „D” mellékletben találhatóak.



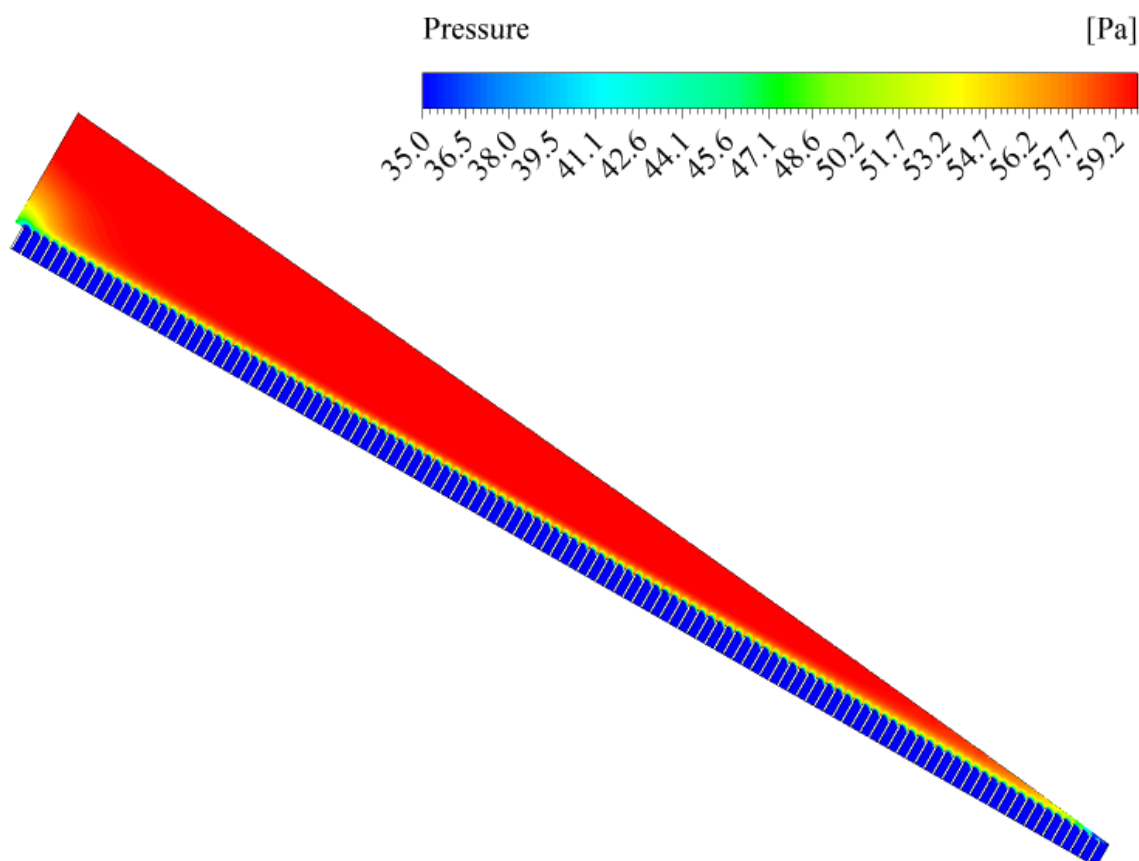
7.8. ábra: A sebesség nagyságának kontúrjai a szimmetria síkon 3000000 cellával és az SST k-omega turbulencia modellel számolva.



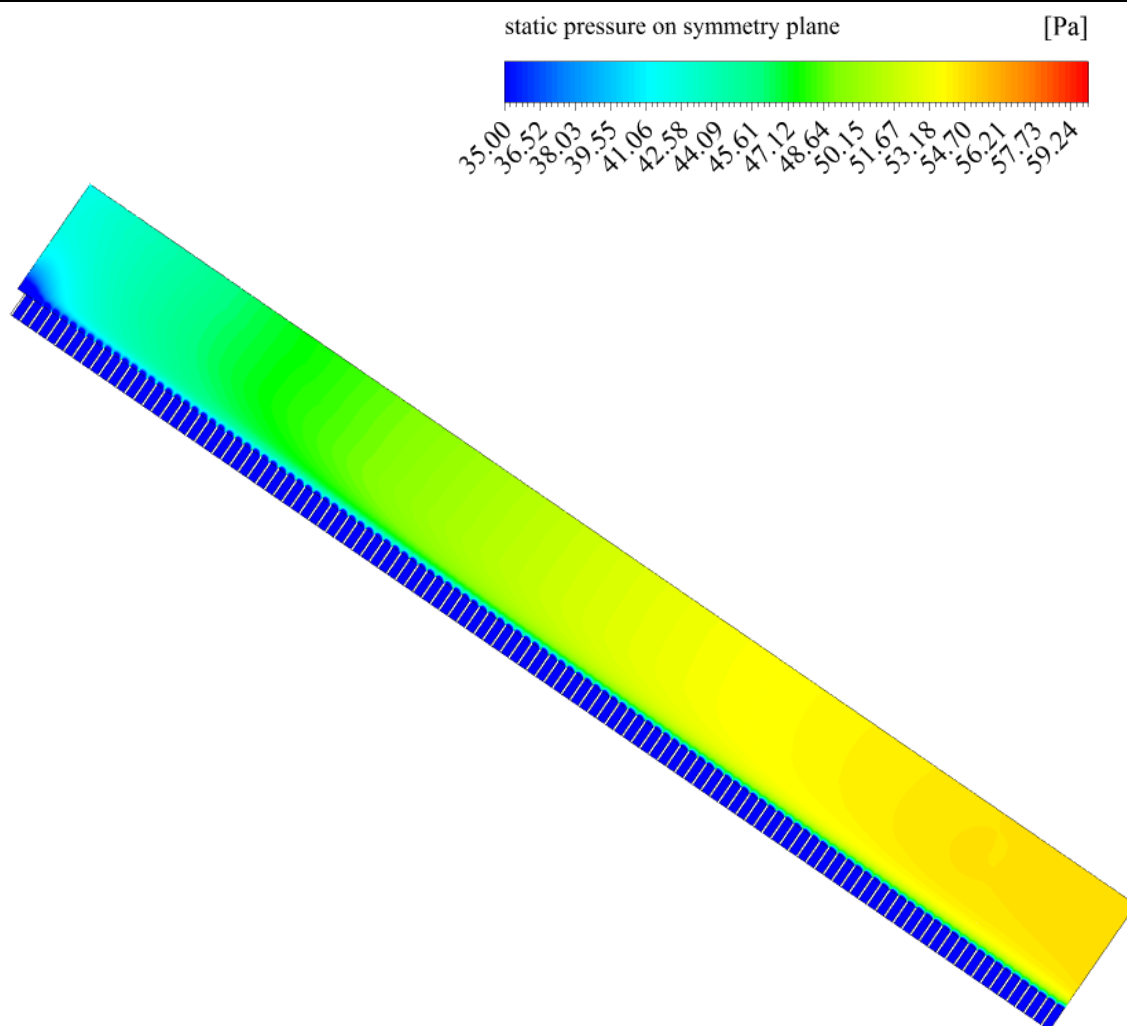
7.9. ábra: A sebesség nagyságának kontúrjai a szimmetria síkon állandó keresztmetszetű légsatornában. A számításhoz az SST k-omega modellt használtam, a cellák száma: 200000db.

7.4.4. A statikus nyomás kontúrjai a légcsatorna szimmetria síkján

A 7.22.-7.27. ábrákon a statikus nyomás kontúrjai láthatóak a szimmetria síkon. Ahogy a csúsztatófeszültségek esetében, itt is jelentős különbségek vannak, de nem elsősorban a turbulencia modellek, hanem a hálók között. Míg a legritkább hálóval kapott statikus nyomások ~50 Pa körül vannak, az azt követő sűrűségű hálóval (2. eset) történt számítás ~54 Pa-t eredményezett. A 200000 cellánál többet tartalmazó hálók ~60 Pa körüli értékeket eredményeztek. Ezen különbségek oka elsősorban a fal melletti áramlás és így a súrlódás nem elegendően pontos számítása lehet. Mindenképpen fel kell hívni a figyelmet arra a tényre, hogy a statikus nyomás a szimmetria síkon közel állandó, kivéve a befúvási keresztmetszet közvetlen környezetét és a légcsatorna végét, tehát az elméleti számításokban kitűzött cél, azaz a statikus nyomás közel állandó értéken tartása teljesül. Ettől a kedvező nyomáseloszlástól jelentősen eltér az állandó keresztmetszetű légcsatornára számított. Az itt nem szereplő 7.22.-7.25. ábrák a „E” mellékletben találhatóak.



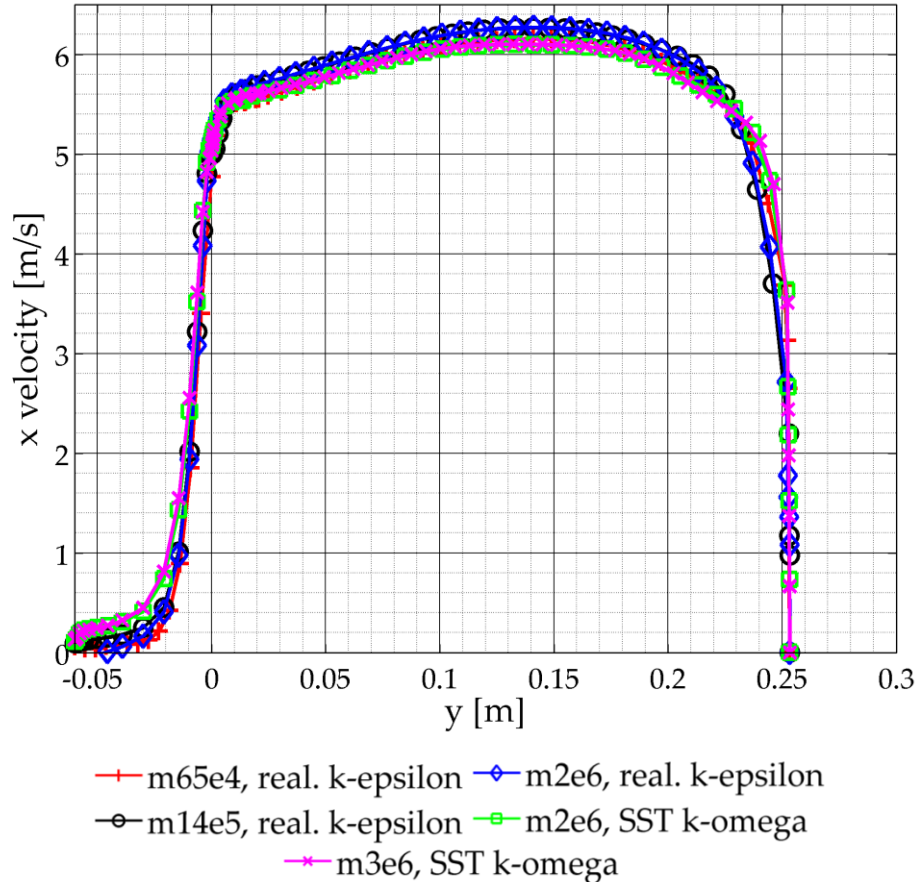
7.10. ábra: A statikus nyomás kontúrjai a szimmetria síkon 3000000 cellával és az SST k-omega turbulencia modellel számolva.



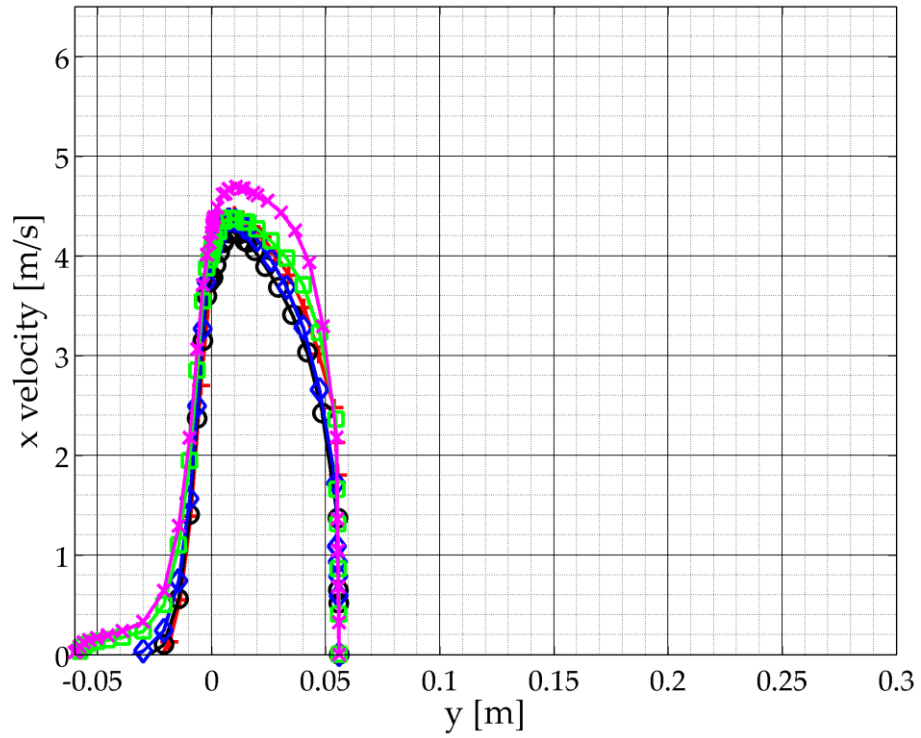
7.11. ábra: A statikus nyomás kontúrjai a szimmetria síkon állandó keresztmetszetű légsatornában. A számításhoz az SST k-omega modellt használtam, a cellák száma: 200000db.

7.4.5. Az axiális sebesség a kiválasztott egyeneseken

A 7.28.-7.32. ábrákon az axiális sebesség eloszlása látható a szimmetria síkon található, 7.3. ábrán bemutatott egyeneseken. Az összes diagram esetében ugyanaz a jelmagyarázat érvényes, így azt csak az első ábránál közlöm. A különböző esetekben kapott axiális sebességeloszlások közel azonosak. Nagyobb eltérést csak a 7.29.-7.31. ábrákon tapasztalhatunk. Ezeken az ábrákon megfigyelhető, hogy a 2. és a 3. eset közel azonos eredményeket adott. Ugyanez igaz az 1. és 4-5. esetekre is. Ugyanakkor az első két eset és a további három eset között jelentősebb különbségek figyelhetők meg, melyek a 7.32. ábrán már nem láthatóak. Itt csak az 5. esetben kaptam kissé különböző sebességprofil. Az itt nem szereplő 7.29.-7.31. ábrák a „F” mellékletben találhatóak.



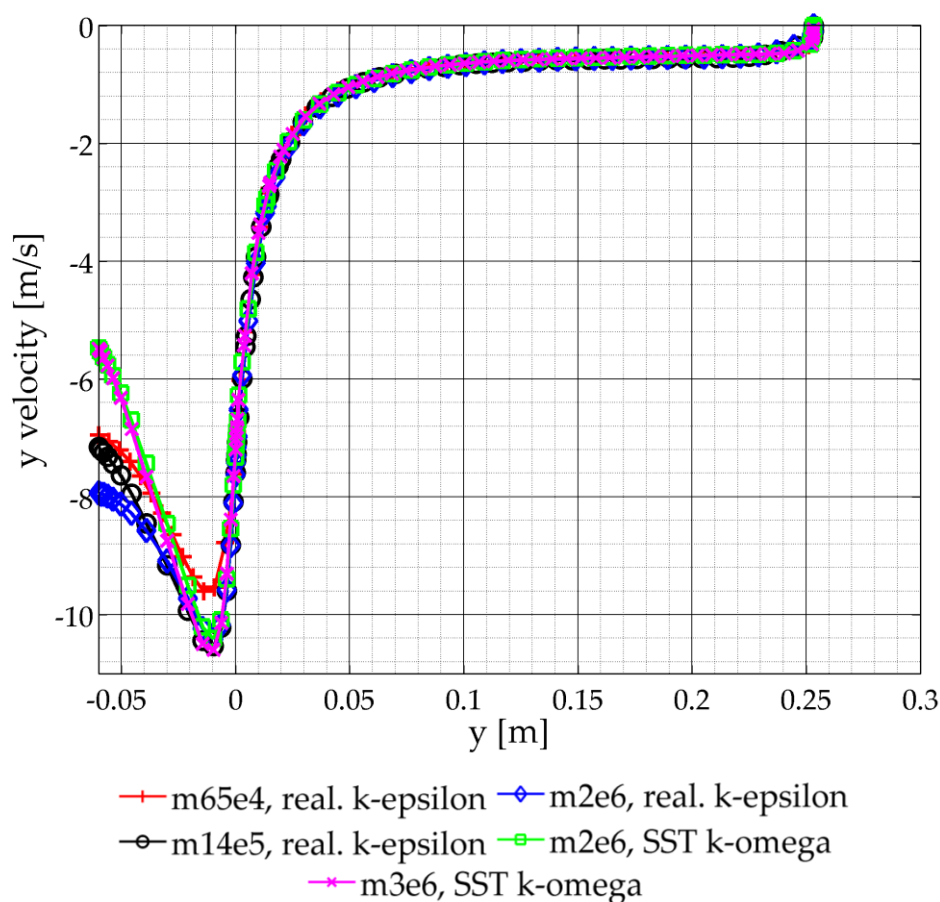
7.12. ábra: Az axiális sebesség a szimmetria síkon $x=0,51\text{m}$ -nél.



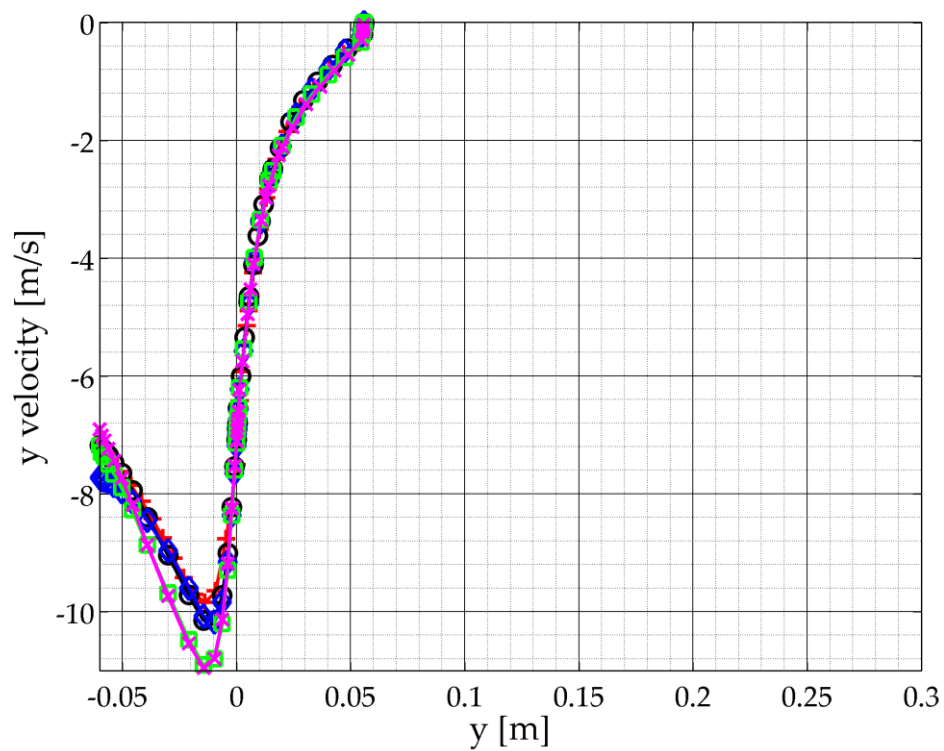
7.13. ábra: Az axiális sebesség a szimmetria síkon $x=2,51\text{m}$ -nél.

7.4.6. Az axiális sebességre merőleges sebesség a kiválasztott egyeneseken

A 7.33.-7.37. ábrákon az axiális sebességre merőleges sebesség eloszlása látható a szimmetria síkon található, a 7.3. ábrán megjelölt egyenesek mentén. Az axiális sebességeloszláshoz hasonlóan ebben az esetben is közel azonosak az eredmények. A fűvókáknál, tehát $y=-0,06$ -nál azonban a 4-5. esetek eredményei eltérnek, szinte az összes diagram esetében. A 3. eset kiugróan eltérő eredményeket produkált, kivéve a 7.37. ábrát. Bár a turbulencia modell azonos volt a 3. esettel, az 1-2. esetek egymással jó egyezést mutatnak, míg a 3. eset eredményeitől kismértékben eltérnek. Összességében megállapítható, hogy a légcsonna belsejében mindegyik turbulencia modell azonos eredményeket adott, nagyobb eltérések csak a fűvókákban történő áramlásra kapott eredményekben vannak. Az itt nem szereplő 7.34.-7.36. ábrák a „G” mellékletben találhatóak.



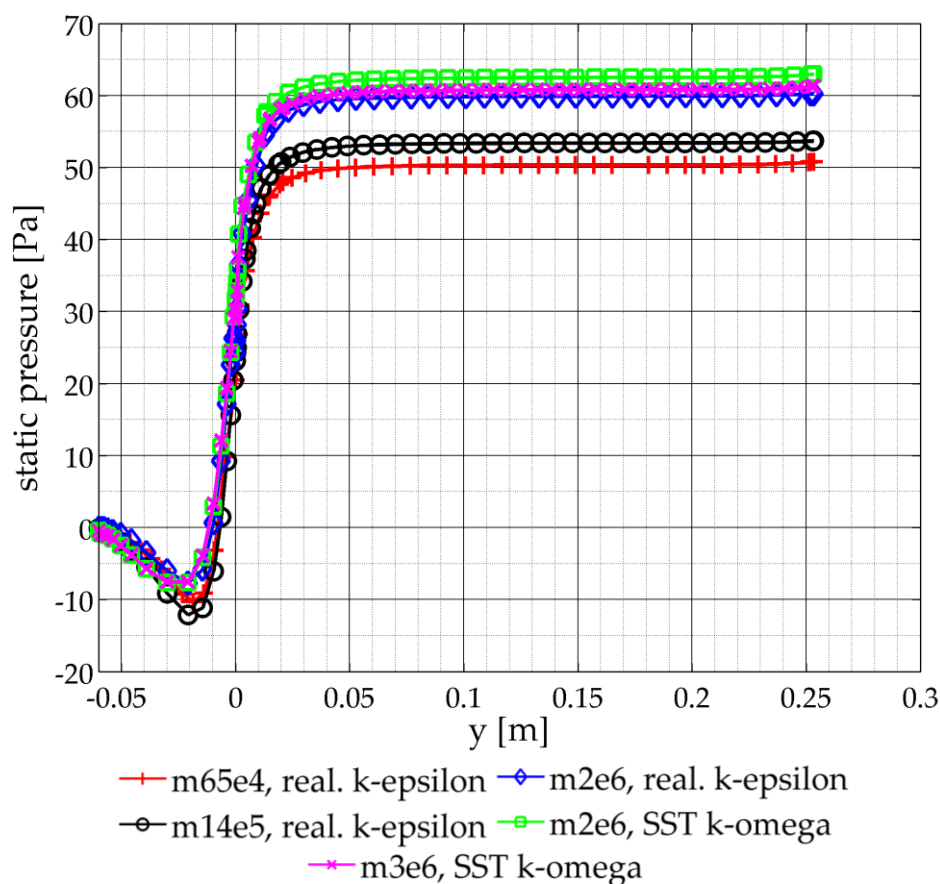
7.14. ábra: Az axiális sebességre merőleges sebesség a szimmetria síkon $x=0,51\text{m}$ -nél.



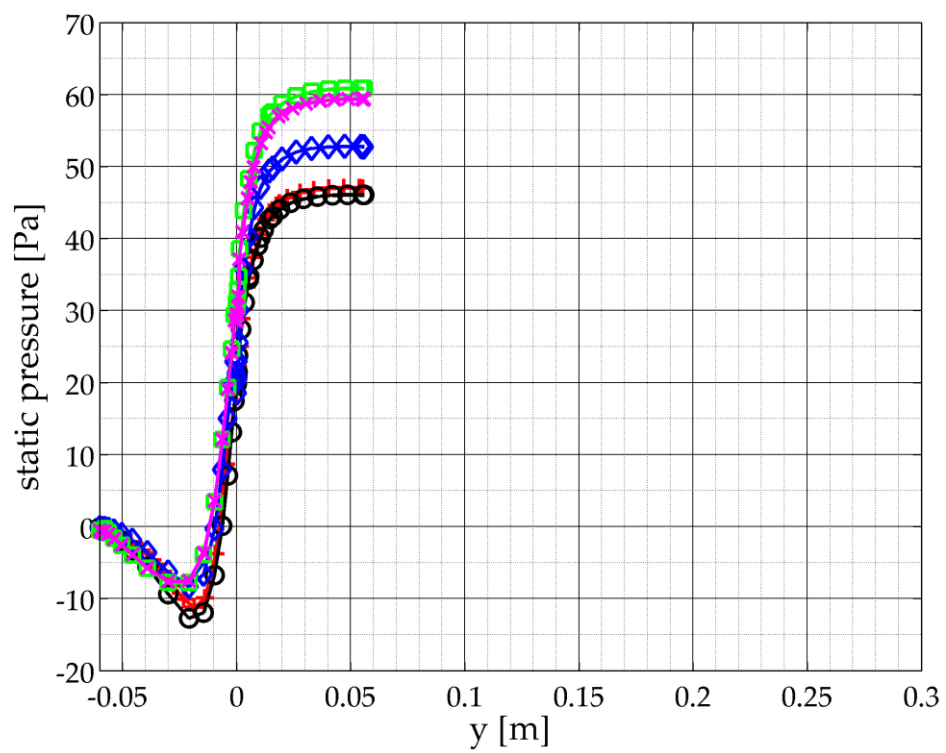
7.15. ábra: Az axiális sebességre merőleges sebesség a szimmetria síkon $x=2,51\text{m}$ -nél.

7.4.7. A statikus nyomás a kiválasztott egyeneseken

A 7.38.-7.42. ábrákon az statikus nyomás eloszlása látható a szimmetria síkon található, 7.3. ábrán bemutatott egyeneseken. Ahogy az a 7.3.4. pontban is megfigyelhető volt, a sűrűbb hálók között a statikus nyomáseloszlás tekintetében nincsen jelentős különbség, míg a ritkább hálók a statikus nyomást alulbecsülték a 3-5. esetekhez képest. A legnagyobb nyomások a 4-5. esetekben jöttek ki, ezt közelíti a 3. eset, de nem azonos. Ennek oka az SST k-omega modell jobb tulajdonságaiban rejlik. A modell a falhoz közeli jelenségeket pontosabban képes leírni. Az itt nem szereplő 7.39.-7.41. ábrák a „H” mellékletben találhatóak.



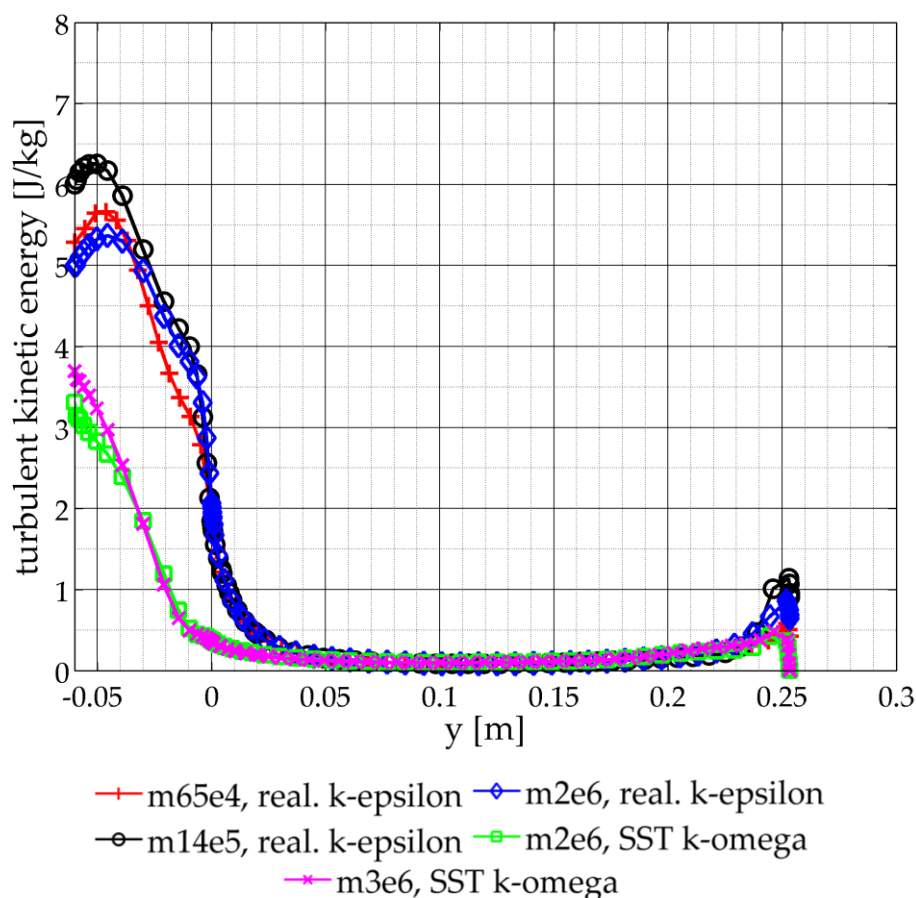
7.16. ábra: A statikus nyomás a szimmetria síkon $x=0,51\text{m}$ -nél.



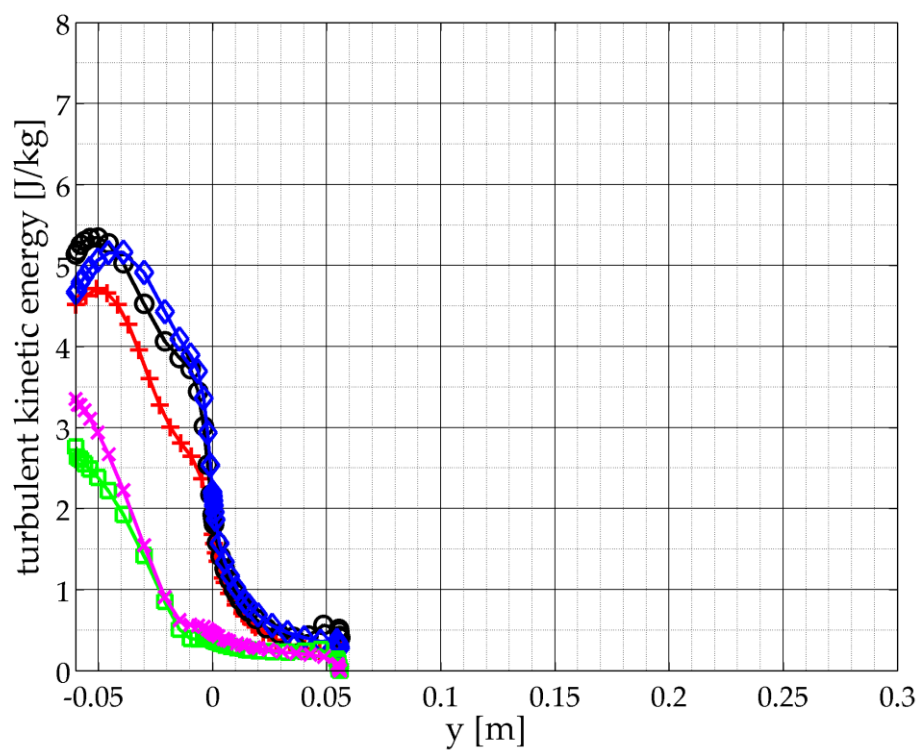
7.17. ábra: A statikus nyomás a szimmetria síkon $x=2,51\text{m}$ -nél.

7.4.8. A turbulens kinetikus energia a kiválasztott egyeneseken

A 7.38.-7.42. ábrákon az statikus nyomás eloszlása látható a szimmetria síkon található, 7.3. ábrán bemutatott egyeneseken. A korábbi fejezetekben az egyes esetek között nem tapasztaltam jelentős különbségeket. A turbulencia előrejelzésével kapcsolatban meg kell állapítanunk, hogy a k-omega modell használatával kapott 4-5. esetekre vonatkozó eredmények jelentősen eltérnek az 1-3. esetekre kapott eredményektől. Az itt nem szereplő 7.39.-7.41. ábrák a „I” mellékletben találhatóak.



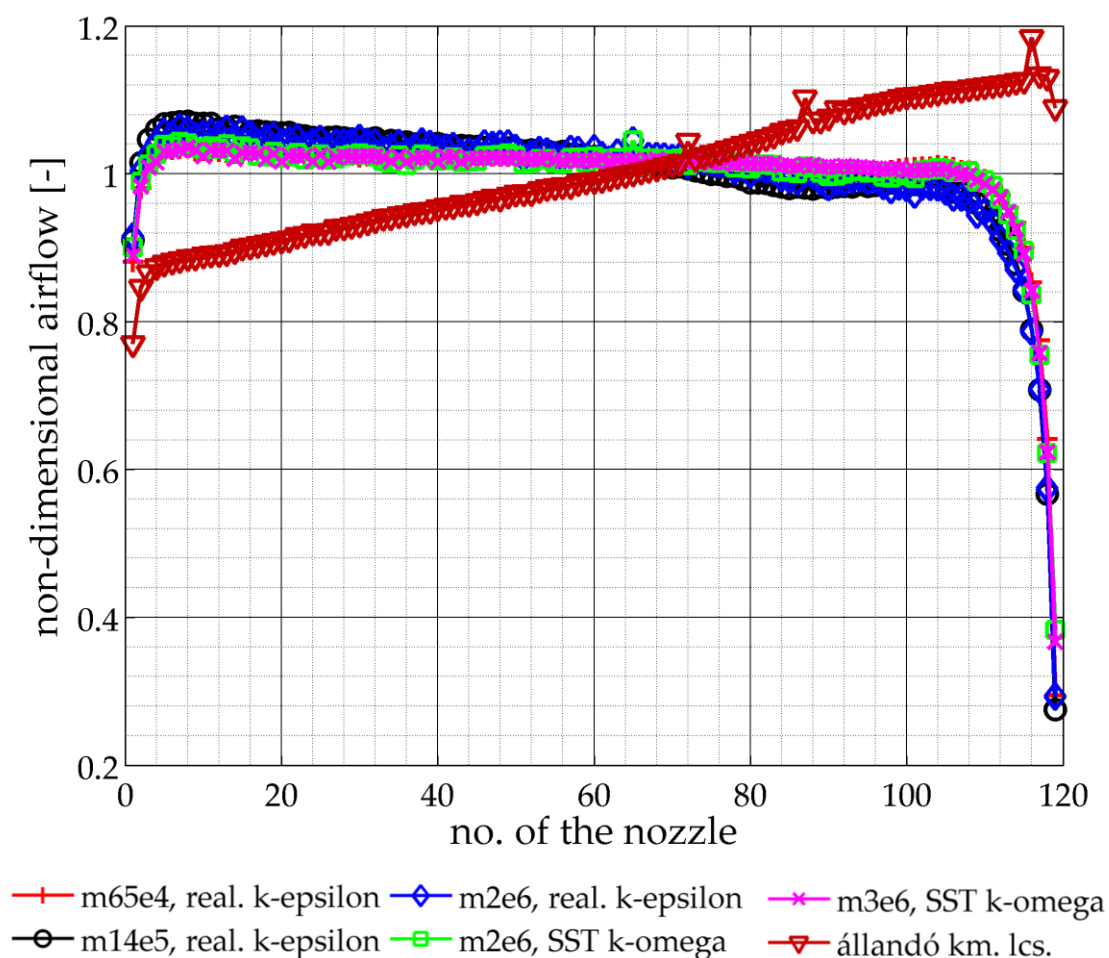
7.18. ábra: A turbulens kinetikus energia a szimmetria síkon $x=0,51\text{m}$ -nél.



7.19. ábra: A turbulens kinetikus energia a szimmetria síkon $x=2,51\text{m}$ -nél.

7.4.9. A fúvókákon átáramló térfogatáramok összehasonlítása

A 7.48. ábrán a fúvókákon átáramló térfogatáram látható. Az aktuális térfogatáramot az ideális térfogatárammal dimenziótalanítottam. Az ábrán megjelenítettem egy állandó keresztmetszetű légsatorna hasonló eredményeit is. Az állandó keresztmetszetű légsatorna szimulációját az SST k-omega modellel végeztem, 2000000db cella felhasználásával. Jól látható, hogy az optimalizált keresztmetszetű légsatorna majdnem teljes hosszúsága mentén egyenletes térfogatáramot biztosít, míg a konstans keresztmetszetű légsatornánál ez közel sem igaz.



7.20. ábra: A turbulens kinetikus energia a szimmetria síkon $x=2,51\text{m}$ -nél.

7.5. KONKLÚZIÓ

Az előző pontokban részletesen bemutattam a hálófüggetlenségi vizsgálat eredményeit továbbá összehasonlítottam az állandó keresztmetszetű légszatórna és az optimalizált légszatórna jellemzőit. Megállapíthatjuk, hogy a realizable k-epsilon és az SST k-omega modellek is alkalmasak a szimulációk elvégzésére, mivel közel hasonló eredményeket kaptam. A k-omega modellek nagyobb nyomásesést szolgáltatnak, míg a térfogatáramok az egyes fűvókákön minden hálóval, minden turbulencia modellel közel azonosak voltak. Mivel egy légszatórna esetén a legfontosabb az egyes fűvókákön átáramló térfogatáramok és a légszatórna nyomásesésének pontos ismerete, ezért megállapíthatjuk, hogy egy megfelelően pontos szimuláció elvégzéséhez legalább 2000000 db cella kell. Azt, hogy a nyomásesést melyik modell jelzi előre pontosabban, a jövőben elvégzendő mérések alapján kell eldönteni.

Megfigyelhető volt, hogy az optimalizációs eljárás nem tökéletes. Bár a légszatórna elején, kb. a 110. fűvókáig a térfogatáramok eltérése az optimálistól minimális, de a légszatórna végén jelentős mértékű. Ennek oka lehet, mivel a statikus nyomás közel állandó, hogy a fűvókák ellenállása változik. Hager [22] nyomán egy elosztó csatórnában a fűvókák ellenállása a (63) egyenletnek megfelelően változik.

$$\zeta = \frac{\zeta_{\infty}}{\left(1 - \frac{\frac{\rho}{2} \cdot V^2}{p_{st} + \frac{\rho}{2} \cdot V^2}\right)}, \quad (63)$$

ahol

- ζ_{∞} az adott geometriájú fűvóka ellenállás-tényezője, ha az elosztó csatórnában az áramlási sebesség elhanyagolható nagyságú, [-],
- ζ a fűvóka ellenállás-tényezője az aktuális helyen, [-]
- V az áramlási sebesség a légszatórnában, [m/s]
- ρ az áramló folyadék sűrűsége, [kg/m³],
- p_{st} a statikus túlnyomás a légszatórnában, [Pa].

Ez azt jelenti, hogy a légszatórna végében nagyobb statikus nyomásra van szükségünk. A probléma ily módon hasonlóvá válik a szövet légszatórnák problémájához, mely kör keresztmetszetre ki lett dolgozva [2]. Ennek a megoldási módszernek a jelen esetre történő kiterjesztésétől a probléma megoldódását várom.

ÖSSZEFOGLALÁS

A dolgozat célja az volt, hogy a légcsatornák optimalizálásának területén korábban [2] [3] [4] elért eredményeket kiterjesszem körtől eltérő keresztmetszetre is. Ennek fontosságát az adta, hogy az eredmények elfogadásához mindenképpen szükségessé vált azok méréses igazolása is. A mérések elkészítéséhez szükséges volt olyan megoldások előállítása, melyek legyártható alakot eredményeznek. A kör keresztmetszetre vonatkozó megoldások ezt a kritériumot nem teljesítették.

A négyszög keresztmetszetű légcsatornákra kiterjesztett eredmények a korábbiakhoz hasonlóan tartalmazták a sűrűlási tényezőt is, melynek meghatározása körtől eltérő keresztmetszetű légcsatornákban ellentmondásos [14]. Az irodalomban számos helyen megkérdőjelezzik a hidraulikusan egyenértékű átmérő, mint az áramlást jellemző méret használatát, ezért szükséges volt a téma átfogó vizsgálata.

Az elméleti levezetésekéből adódó dimenziótlan differenciál-egyenletet, mely leírja a keresztmetszet optimális méreteit, numerikusan megoldottam. A dimenziótlan megoldások alapján elkészítettem a légcsatorna-mérőállás rajzait. A mérőállás tervezését CFD számítások előzték meg a „realizable k-epsilon” és az „SST k-omega” turbulencia modellekkel. A számítás része volt egy hálófüggetlenségi vizsgálat is. A dolgozat tartalmazza a számítások eredményeit, a mérőállás összeállítási rajzát, továbbá a mérőállás részletes leírását is.

SUMMARY

The goal of my paper was to expand the airduct optimisation method developed before [2] [3] [4] on noncircular ducts. This is an important issue as the results obtained should be verified with measurements. For the measurements it is vital to determine cross sections which can be manufactured. The results for the circular cross section do not fulfil that criterion.

The expression derived for rectangular cross section contains the friction factor. The calculation of the friction factor in noncircular ducts is problematic according to the literature (for e.g. [14]). The hydraulic diameter is usually taken as the characteristic length, but some author's experimental results have shown ineligible differences between the friction factors calculated and measured. Therefore it is questioned whether the hydraulic diameter is the correct length scale. Because of that this subject is broadly investigated.

The optimal cross section can be described with a differential equation which can be derived from the governing equations of the duct flow. The non-dimensional differential equation is solved numerically. The plan of a measuring stand based on the numerical, dimensionless solution is created. During the design process CFD calculations were conducted with the realizable k-epsilon and SST the k-omega turbulence models. A grid independence study is also part of the investigations. The paper contains the results of the CFD calculations, the assembly of the measuring stand and the detailed description of the different parts of the measuring stand.

FORRÁSOK

- [1] Zdeněk Příhoda, Michal Bureš: *Reach of airflow from the textile diffusers*, Příhoda s.r.o, Hlinsko, Czech Republic, 2006
- [2] Czétány L.: *Nyomás Változásának Vizsgálata Befúvásra Alkalmazott Légszatórnákban*. témavezető: Dr. Szánthó Zoltán, XXXI. Országos Tudományos Diákköri Konferencia Műszaki Szekció Konferenciakiadvány, 2013, ISBN 978-615-5192-17-3
- [3] Czétány L., Szánthó Z.: *Analysis of Pressure Changes in Air Ducts*. Proceedings of CLIMA 2013 - The 11th REHVA World Congress and the 8th International Conference on Indoor Air Quality, Ventilation and Energy Conservation in Buildings, 2013, ISBN 978-80-260-4001-9
- [4] Czétány L.: *Nagyszámú befúvóelemmel ellátott légszatórna optimális keresztmetszetének számítása*. Magyar Épületgépészet, Vol. 62(4), 2013.04., HU ISSN 1215 9913
- [5] Dr. Garbai László: *Hidraulikai számítások az épületgépészetben és az energetikában*. Akadémiai Kiadó, Budapest, 2007, ISBN 978 963 05 8516 3
- [6] Dr. Lajos Tamás: *Az áramlástan alapjai*. Budapest, 2008
- [7] Joseph H. Spurk, Nuri Aksel: *Fluid Mechanics*. Springer-Verlag, Berlin, 2008, ISBN: 978 3 540 73536 6, e-ISBN: 978 3 540 73537 3
- [8] William H. Press, Saul A. Teukolsky, William T. Vetterling, Brian P. Flannery: *Numerical Recipes in C, The Art of Scientific Computing*. Cambridge University Press, 1992, Second Edition; ISBN 0-521-43108-5
- [9] Donald A. Nield, Adrian Bejan: *Convection in Porous Media*. Springer Science + Business Media, Inc., 2006, Third Edition; ISBN 0-387-29096-6
- [10] ASHRAE: *ASHRAE Handbook-Fundamentals*, 2001. ASHRAE; 1791 Tullie Circle, Atlanta, GA 30329; 2001,
- [11] Recknagel, Sprenger, Schramek: *Fűtés- és klímatechnika*. Dialóg Campus Kiadó, Budapest-Pécs, 2000
- [12] Frank M. White: *Fluid Mechanics*. McGraw-Hill, Series in Mechanical Engineering, 4th edition, 2001
- [13] O. C. Jones Jr.: *An improvement in the calculation of turbulent friction in rectangular ducts*. Journal of Fluids Engineering, Vol. 98, pp. 173–180., 1976.
- [14] Zhipeng Duan et al.: *Pressure Drop for Fully Developed Turbulent Flow in Circular and Noncircular Ducts*. Journal of Fluids Engineering, Vol. 134, pp. 061201-1 – 061201-9., 2012.
- [15] Chang Wang et al.: *Experimental study of friction and heat transfer characteristics in narrow rectangular channel*. Nuclear Engineering and Design, Vol. 250., pp. 646-655., 2012.

-
- [16] Hans J. Leutheusser: *Velocity distribution and skin friction resistance in rectangular ducts*. Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, Vol. 16., pp. 315-327., 1984.
- [17] R. J. Cornish: *Flow in a Pipe of Rectangular Cross-Section*. Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character, Vol. 120, No. 786, pp. 691-700., 1928).
- [18] Y. S. Muzychka, M. M. Yovanovich: *Pressure drop in laminar developing flow in noncircular ducts: a scaling and modeling approach*. Journal of Fluids Engineering, Vol. 131., pp. 111105-1-111105-11, 2009.
- [19] Nian-Sheng Cheng et al.: *Evaluation of flow resistance in smooth rectangular open channels with modified Prandtl friction law*. Journal of Hydraulic Engineering, Vol. 137., pp. 441-450., 2011.
- [20] ANSYS: *Ansys Fluent 12.0 Theory guide*, 2009.
- [21] A. Chen, E. M. Sparrow: *Turbulence modeling for flow in a distribution manifold*. Int. J. Heat Mass Tran., vol. 52, pp. 1573-1581, 2009.
- [22] W. H. Hager: *Flow in Distribution Conduits*. Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part A: Journal of Power and Energy, Vol. 200, no. 3, pp. 205-213, 1986.
- [23] *Note 8: Local Mesh Control and Volume Decomposition*. Előadás diák a CFD on Buildings című DTU-n oktatott tárgyból. Jianhua Fan, Technical University of Denmark, 2012.09.

MELLÉKLETEK JEGYZÉKE

MELLÉKLETEK

- A melléklet – A számítások során használt Matlab kód
- B melléklet – Sebesség izofelületek
- C melléklet – Fali áramvonalak
- D melléklet – A sebesség nagyságának kontúrjai
- E melléklet – A statikus nyomás kontúrjai
- F melléklet – Az axiális sebességeloszlás
- G melléklet – Az axiális sebességre merőleges sebesség eloszlása
- H melléklet – A statikus nyomás eloszlása az áramlási irányra merőlegesen
- I melléklet – A turbulens kinetikus energia eloszlása az áramlási irányra merőlegesen

RAJZMELLÉKLETEK

- A rajzmelléklet - A berendezés műszaki összeállítási rajza - LCSM-01
- B rajzmelléklet – Aljzatelem alkatrészrajza - LCSM-11
- B rajzmelléklet – 1-es oldalelem alkatrészrajza - LCSM-12
- C rajzmelléklet – 2.A. oldalelem alkatrészrajza - LCSM-13
- D rajzmelléklet – 2.B. oldalelem alkatrészrajza - LCSM -14
- E rajzmelléklet – 1. formázott oldalelem alkatrészrajza - LCSM-15
- F rajzmelléklet – 2. formázott oldalelem alkatrészrajza - LCSM-16
- G rajzmelléklet – Görbített tetőelem alkatrészrajza - LCSM-17
- H rajzmelléklet – Fúvóka tető- és aljzatelem rajza - LCSM-18
- I rajzmelléklet – A. fúvóka-oldal alkatrészrajza - LCSM-19
- J rajzmelléklet – B. fúvóka-oldal alkatrészrajza - LCSM-20
- K rajzmelléklet – Mozgatható mérősáv alkatrészrajza - LCSM-21
- L rajzmelléklet – Oldal-összefogó elem alkatrészrajza - LCSM-22
- M rajzmelléklet – A mérőberendezés robbantott ábrája