

Terelő lapátrács nélküli axiális átömlésű, ventilátor tervezése

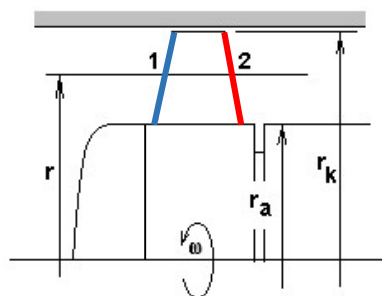
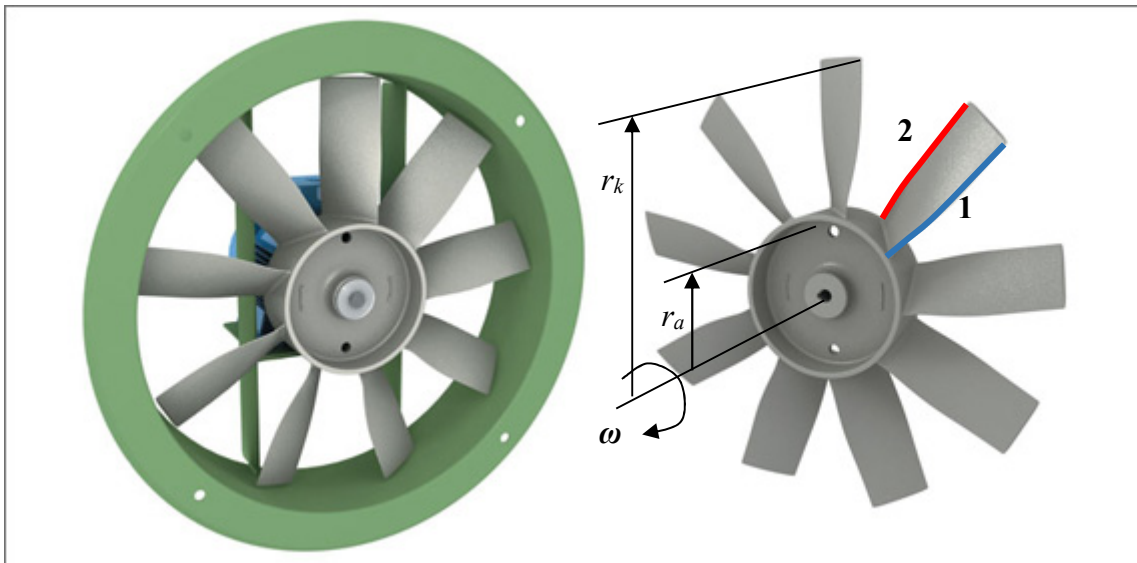
1. Feladat

Tervezendő egy axiális ventilátor, amelyik

- ρ sűrűségű gázban
- adott Q térfogatáram mellett
- előírt Δp_{st} statikus nyomásnövekedést hoz létre
- minél jobb hatásfok,
- korlátozott méretek mellett
- minél kisebb zajkibocsátással.

1.1 Kiinduló adatok

Adott:	$Q \text{ m}^3/\text{s}$	térfogatáram
	$\Delta p_{st} \text{ Pa}$	statikus nyomásnövekedés
	$\rho \text{ kg/m}^3$	gázsűrűség
Becsülhető:	η_h	hidraulikai hatásfok
	$r_k \text{ m}$	járókerék sugár
	$n \text{ 1/min}$	tengely fordulatszám



Az ábrán látható ventilátor járókerék-lapátjai az **1 belépő** és a **2 kilépő él** között helyezkednek el. A járókerék szögsebessége $\omega = 2\pi n/60$, a járókerék-agy sugara r_a , a lapátok csúcsának sugara (megközelítőleg azonos a ház belső sugarával) r_k .

2. A tervezés lépései

A járókeréken áthaladó Q térfogatáram rendelkezésére álló keresztmetszet $A = (r_k^2 - r_a^2)\pi$, így az átlagos axiális sebességkomponens a kontinuitásból $\bar{c}_x = Q/A$. Feltételezzük, hogy a sebesség sugár irányú komponense $c_r = 0$.

A járókerék η_h hidraulikai hatásfoka az r sugár mentén állandó átlagos értékkel veendő figyelembe. A $\Delta p_{\delta,id} = \Delta p_{\delta}/\eta_h$ ideális össznyomás növekedés az Euler-féle turbinaegyenlet (*impulzusnyomatéki tétel*) értelmében a gáz perdület növekedése révén jön létre, mialatt a gáz a járókeréken átáramlik.

$$\Delta p_{\delta,id} = \rho u (c_{2u} - c_{1u}) = \rho u \Delta c_u = \rho u c_{2u} ,$$

itt $u = r\omega$ a járókerék kerületi sebessége, c_u a gázsebesség kerületi irányú komponense. Feltételeztük, hogy a járókerékbe a gáz **perdületmentesen** lép be, azaz $c_{1u} = 0$.

2.1 Agyviszony megválasztása

Állandó perdületre való méretezés esetén, illetve sugár mentén változó perdület esetén sugár mentén átlagolt értékekkel számolva érdekes **energia minimumon alapuló agyviszony számítási eljárás** adódik. Ennek előkészítésére vezessük be a szokásos ψ nyomásszámot, φ mennyiségi számot.

$$\varphi = \frac{Q}{r_k^2 \pi u_k} = \frac{\bar{c}_x (r_k^2 - r_a^2) \pi}{r_k^2 \pi u_k} = \frac{\bar{c}_x (1 - \nu^2)}{u_k} , \quad \psi_{\delta,id} = \frac{\Delta p_{\delta,id}}{\frac{\rho}{2} u_k^2} = \frac{\rho u c_{2u}}{\frac{\rho}{2} u_k^2} = \frac{2 u c_{2u}}{u_k^2} , \quad (1)$$

$\nu = r_a/r_k$ a keresett agyviszony. A sebességkomponensek tehát

$$\bar{c}_x = \frac{u_k \varphi}{1 - \nu^2} , \quad \text{illetve} \quad c_{2u} = \frac{u_k}{2} \frac{r_k}{r} \psi_{\delta,id} . \quad (2)$$

Az az agyviszony optimális, amelyik mellett a járókerék ideális statikus és össznyomás növelésének hányadosa maximális.

A távozó gáz kinetikus energiája a teljes kilépő keresztmetszetben az elemi tömegárammal súlyozott energiaáram ($c^2/2$) integráljaként számítható, azaz

$$\dot{E}_{kin} = \int_{r_a}^{r_k} \frac{c^2}{2} \rho \bar{c}_x 2 r \pi dr = \int_{r_a}^{r_k} (c_{2u}^2 + \bar{c}_x^2) \rho \bar{c}_x r \pi dr ,$$

a tömegáram pedig

$$\dot{m} = \int_{r_a}^{r_k} \rho \bar{c}_x 2 r \pi dr .$$

Dimenziótlan alakban felírva a kívánalom legyen tehát $\psi_{st,id} = \psi_{\delta,id} - \frac{\dot{E}_{kin}/\dot{m}}{u_k^2/2}$,

itt az emeletes törtet a fenti integrálokból számítjuk, felhasználva a (2) sebességkomponenseket is.

A (1) baloldali képletből

$$\dot{m} = \rho Q = \rho \varphi u_k r_k^2 \pi . \quad (3)$$

Hasonló módon a (1) jobb oldali képletből állítható elő az E_{kin} mozgási energia. Mivel az átlagos axiális sebesség állandó, kiemelhető az integrálból és kapjuk, hogy:

$$\dot{E}_{kin} = \rho \bar{c}_x \pi \int_{r_a}^{r_k} \left[\left(\frac{u_k \varphi}{1-\nu^2} \right)^2 + \left(\frac{u_k r_k \psi_{\delta, id}}{2r} \right)^2 \right] r dr$$

\uparrow
 \bar{c}_x^2

\uparrow
 c_{2u}^2

Az integrálást elvégezve:

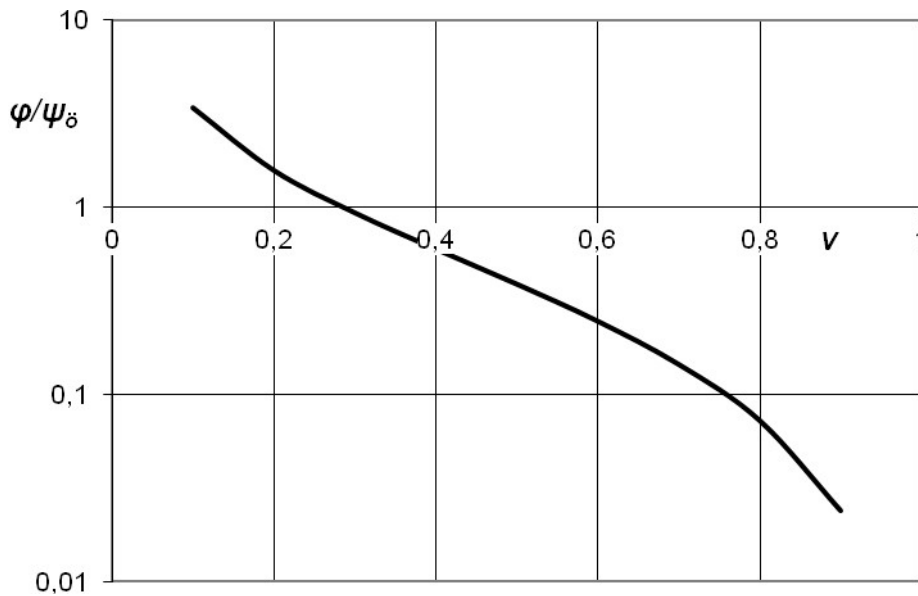
$$\begin{aligned} \dot{E}_{kin} &= \rho \frac{u_k \varphi}{1-\nu^2} \pi \left(\frac{u_k \varphi}{1-\nu^2} \right)^2 \int_{r_a}^{r_k} r dr + \rho \frac{u_k \varphi}{1-\nu^2} \pi \left(\frac{u_k r_k \psi_{\delta, id}}{2} \right)^2 \int_{r_a}^{r_k} \frac{dr}{r} = \\ &= \rho \frac{u_k^3 \varphi^3}{(1-\nu^2)^3} \pi \frac{r_k^2}{2} (1-\nu^2) + \rho \frac{u_k^3 \varphi}{1-\nu^2} \pi r_k^2 \frac{\psi_{\delta, id}^2}{4} \ln \left(\frac{1}{\nu} \right) \end{aligned} \quad (4)$$

A keresett statikus nyomásszám tehát

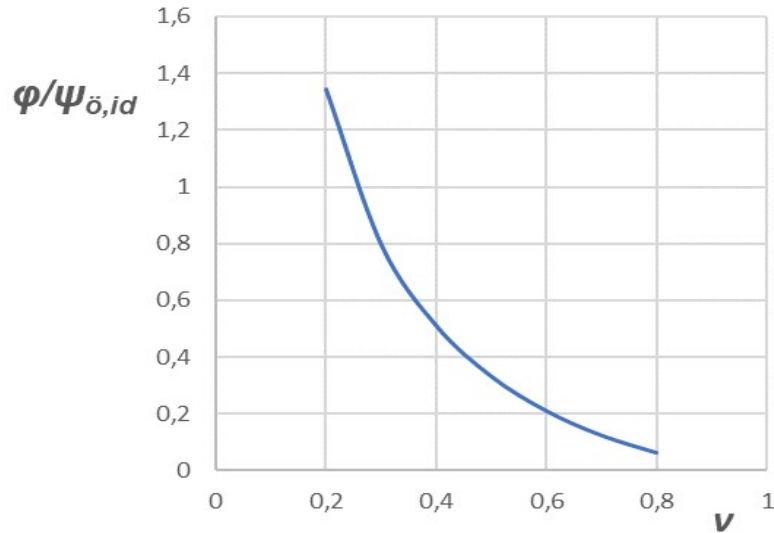
$$\psi_{st, id} = \psi_{\delta, id} - \frac{\varphi^2}{(1-\nu^2)^2} - \frac{\ln \left(\frac{1}{\nu} \right)}{2(1-\nu^2)} \psi_{\delta, id}^2. \quad (5)$$

A statikus és össznyomásszám hányadosa tehát akkor maximális, ha a (5) képletet az össznyomásszámmal osztva és a ν agyviszony szerint deriválva 0 –át kapunk. A műveleteket elvégezve és a kapott egyenletet rendezve:

$$\left(\frac{\varphi}{\psi_{\delta, id}} \right)_{opt.} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{1}{2} \left(\frac{1}{\nu_{opt}} \right)^2 (1-\nu_{opt}^2)^2 - (1-\nu_{opt}^2) \ln \left(\frac{1}{\nu_{opt}} \right)} \quad (6)$$



A (6) képlet grafikonja. Az ordináta léptéke logaritmikus



A (6) képlet grafikonja. Az ordináta léptéke is lineáris

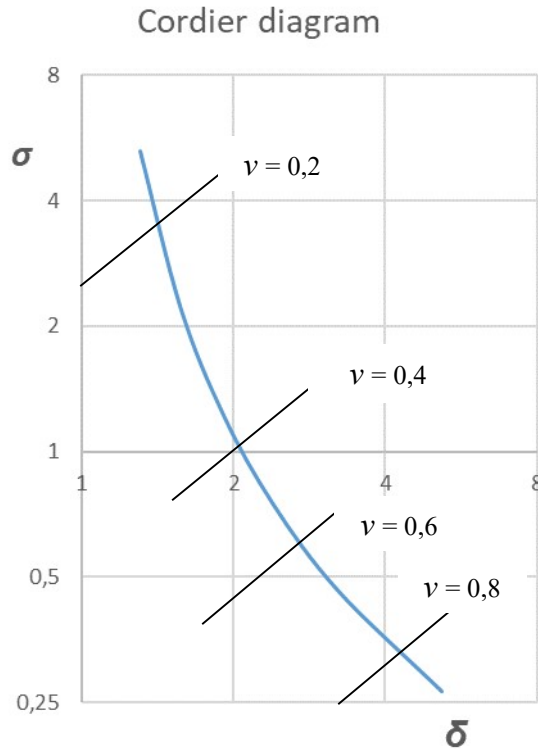
```

LOCATE 1, 20: PRINT "fi,pszist"; : INPUT fi, pszist
nu = .2
j = 1
meg:
    nnu = 1 - nu ^ 2
    pszio = 2 * fi / SQR(nnu ^ 2 / 2 / nu ^ 2 + LOG(nu) * nnu)
    pszist2 = pszio - fi ^ 2 / nnu ^ 2 + pszio ^ 2 * LOG(nu) / 2 / nnu
    dpszist = pszist - pszist2
    IF ABS(dpszist) > .01 THEN
        nu = nu + dpszist / 50
        j = j + 1
        GOTO meg
    END IF
LOCATE 3, 1: PRINT " j fi pst nu po pst/po"
PRINT j; fi; pszist; nu; pszio; pszist / pszio
END

```

Mivel $\sigma = \frac{\varphi^{0,5}}{\psi_{\delta}^{0,75}}$ és $\delta = \frac{\psi_{\delta}^{0,25}}{\varphi^{0,5}}$, így $\frac{\sigma}{\delta} = \frac{\varphi}{\psi_{\delta}} = \frac{\varphi}{\eta_h \cdot \psi_{\delta,id}}$. Innen $\frac{\varphi}{\psi_{\delta,id}} = \eta_h \cdot \frac{\sigma}{\delta}$, azaz

$\sigma = \delta \frac{\varphi}{\eta_h \cdot \psi_{\delta,id}} = f(v_{opt}) \cdot \delta$, itt a (6) képlet jobboldalát jelöltük $f(v_{opt})$ -mal. Kétszer logaritmusos koordináta-rendszerben a $\sigma = f(v_{opt}) \cdot \delta$ egyenesek meredeksége 1 és tengelymetszetük v_{opt} növelésével csökken, amint ezt a Cordier-diagramba berajzolt egyenesek mutatják.



2.2. Tervezés változó perdületre

A Δp_{δ} össznyomás növekedés egyrészt kiszámítható, mint $\Delta p_{\delta} = \eta_h \Delta p_{\delta, id} = \eta_h \rho u c_{2u}$, (energiaegyenlet) másrészt definíció szerint, mint $\Delta p_{\delta} = p_2 + \frac{\rho}{2} c_2^2 - \left(p_1 + \frac{\rho}{2} c_1^2 \right)$. A kétféle felírás egyenlősége miatt és felhasználva, hogy Pythagoras tétele szerint a kilépő sebesség négyzete $c_2^2 = c_{2u}^2 + c_{2x}^2$, adódik, hogy

$$\eta_h \rho u c_{2u} = \eta_h \rho r \omega c_{2u} = p_2 + \rho \frac{c_{2u}^2 + c_{2x}^2}{2} - p_1 - \rho \frac{c_1^2}{2}.$$

Deriváljuk ezt az egyenletet a sugár szerint és vegyük figyelembe, hogy a nyomás és az abszolút sebesség belépéskor, az 1 jelű keresztmetszetben nem függ a sugártól. Ekkor azt kapjuk, hogy

$$\eta_h \rho \omega \frac{d}{dr} (r c_{2u}) = \frac{dp_2}{dr} + \rho c_{2u} \frac{dc_{2u}}{dr} + \rho \frac{d}{dr} \left(\frac{c_{2x}^2}{2} \right).$$

Figyelembe véve, hogy $c_r = 0$ és az áramkép forgásszimmetrikus - azaz a kerületi irányú deriváltak zérus értékűek - az r -irányú Euler mozgásegyenletből az adódik, hogy

$$\frac{dp_2}{dr} = \rho \frac{c_{2u}^2}{r}.$$

Ezt beírva a jobb oldal első tagja helyére, majd a sűrűséggel egyszerűsítve kapjuk, hogy

$$\eta_h \omega \frac{d}{dr}(rc_{2u}) = \frac{c_{2u}^2}{r} + c_{2u} \frac{dc_{2u}}{dr} + \frac{d}{dr} \left(\frac{c_{2x}^2}{2} \right). \quad (7)$$

Az (7) egyenlet bal oldalán a perdület sugár menti deriváltja áll, célunk, hogy a többi kerületi sebesség komponenszt tartalmazó tagot is úgy alakítsuk át, hogy az rc_{2u} perdület szerepeljen bennük. Ezért az (7) egyenlet jobb oldalán a következő átalakítást tesszük:

$$\frac{c_{2u}^2}{r} + c_{2u} \frac{dc_{2u}}{dr} + \frac{d}{dr} \left(\frac{c_{2x}^2}{2} \right) = \frac{c_{2u}}{r} \left(c_{2u} + r \frac{dc_{2u}}{dr} \right) + \frac{d}{dr} \left(\frac{c_{2x}^2}{2} \right) = \frac{rc_{2u}}{r^2} \frac{d}{dr}(rc_{2u}) + \frac{d}{dr} \left(\frac{c_{2x}^2}{2} \right)$$

Így végül az (7) egyenlet rendezés után az alábbi alakú:

$$\left(\eta_h \omega - \frac{rc_{2u}}{r^2} \right) \frac{d}{dr}(rc_{2u}) = \frac{d}{dr} \left(\frac{c_{2x}^2}{2} \right). \quad (8)$$

A (8) egyenlet egy közönséges differenciálegyenlet, ami összekapcsolja az rc_{2u} perdület sugár menti megváltozását az axiális sebesség sugár menti eloszlásával.

Tegyük fel, hogy a perdület a sugár mentén hatvány függvény szerint változik, azaz

$$rc_{2u} = k r^n.$$

Ezt a (8) egyenletbe beírva, a differenciálást elvégezve kapjuk, hogy

$$\left(\eta_h \omega - kr^{n-2} \right) knr^{n-1} = \frac{d}{dr} \left(\frac{c_{2x}^2}{2} \right).$$

Integráljuk ezt az egyenletet a sugár mentén az r_a agysugártól egy tetszőleges r sugárig és tegyük fel, hogy $n \neq 1$:

$$\eta_h \omega k (r^n - r_a^n) - k^2 \frac{n}{2(n-1)} (r^{2n-2} - r_a^{2n-2}) = \frac{c_{2x}^2 - c_{2xa}^2}{2}. \quad (9a)$$

Amennyiben $n = 1$, akkor az integrálandó egyenlet az alábbi:

$$k\eta_h \omega - \frac{k^2}{r} = \frac{d}{dr} \left(\frac{c_{2x}^2}{2} \right).$$

Ennek az egyenletnek az integrálja pedig

$$k\eta_h \omega (r - r_a) - k^2 \ln \left(\frac{r}{r_a} \right) = \frac{c_{2x}^2 - c_{2xa}^2}{2}. \quad (9b)$$

Sugár mentén állandó perdület esetén a (8) egyenlet miatt azt kapjuk, hogy az egyenlet bal oldala zérus, így az axiális sebességkomponens a sugár mentén szintén állandó – és a kontinuitás miatt értéke azonos a gyűrűkeresztmetszetben mért átlagsebességgel.

A (9a), illetve a (9b) egyenlet még két ismeretlen paramétert tartalmaz, egyik a k konstans, másik a c_{2xa} axiális sebességkomponens az agynál. Szükség van tehát két további algebrai egyenletre ahhoz, hogy az axiális sebességkomponenst meg tudjuk határozni.

Az egyik feltétel a szállított térfogatáramból adódik. A (9) egyenletek megfelelő alakját c_{2x} -re rendezve és a gyűrűkeresztmetszetben integrálva a teljes szállított térfogatáramot kapjuk. Az integrálás zárt alakban nem végezhető el, numerikusan kell integrálni.

$$Q = \int_{r_a}^{r_k} c_{2x}(r) 2r\pi dr. \quad (10)$$

A másik feltétel abból adódik, hogy a járókerék által létesített össznyomás növekedés a járókerék teljesítményéből számítható ki, mint a hasznos teljesítmény és a fenti képlettel felírt, de adatként természetesen ismert térfogatáram hányadosa:

$$\Delta p_{\ddot{o},id} = \frac{1}{Q} \int_{r_a}^{r_k} \left[\rho \omega \frac{(rc_{2u}(r))}{kr^n} \right] [(c_{2x} 2r\pi dr)]. \quad (11)$$

Az integrálban az első szögletes zárójeles kifejezés az r sugáron elhelyezkedő lapátmetszet által létesített össznyomás növekedés, a második zárójelben álló érték az r sugarú elemi körgyűrű térfogatárama, azaz az integrandus az r sugárhoz tartozó elemi teljesítmény.

A (9a) vagy (9b), (10) és (11) egyenletet az előírt Q térfogatáram és $\Delta p_{\ddot{o},id}$ ideális össznyomás növekedés, továbbá a felvett n kitevő esetén iterációval megoldva megkapjuk a $c_{2x}(r)$ és a $c_{2u}(r)$ sebességeloszlást a járókerék után. Gyorsan konvergáló iterációt eredményez, ha $c_{2x}(r_a)$

első becsléseként a gyűrű keresztmetszetbeli átlagsebességet $c_{2x}(r_a) = c_{2xa} = \frac{Q}{(r_k^2 - r_a^2)\pi}$

kiszámítjuk. Az (11) egyenlet rendezhető k -ra:

$$k = \frac{\Delta p_{\ddot{o},id} Q}{2\pi\rho\omega \int_{r_a}^{r_k} c_{2x}(r) r^{n+1} dr} \quad (12)$$

Ezzel k -ra az első becslést úgy kapjuk, hogy a nevezőben, az integrálban a fenti c_{2xa} első becslését helyettesítjük. Ezután a (9a) vagy (9b) képletek bal oldala már számítható, jelöljük az aktuális bal oldalt $B(r, k)$ -val. Így a (9) képlet aktuális alakja

$c_{2x}(r) = c_{2xa} \sqrt{1 + \frac{2B(r, k)^{jel}}{c_{2xa}^2}} = c_{2xa} \cdot C(r, k, c_{2xa})$. Ez pedig beírható a (10) integrálba:

$Q = 2\pi \int_{r_a}^{r_k} c_{2xa} \cdot C(r, k, c_{2xa}) r dr$, ahonnan rendezés után c_{2xa} jobb közelítését kapjuk:

$$c_{2xa} = \frac{Q}{2\pi \int_{r_a}^{r_k} C(r, k, c_{2xa}) r dr}. \quad (13)$$

Összefoglalva az eddigieket: meghatároztuk a járókerék előtt és után az előírt ventilátor paramétereit biztosító sebességeloszlást.

AXVENTIL

```
DIM f(100), cx(100), u(100), bet1(100), bet2(100), betvegt(100), cxatl(100), cf(100)
```

```
pi = 3.1416: pi2 = 2 * pi: etah = .85
```

```
'PRINT "omega= "; "ragy= "; "rkülső=" "; "ro= "; "Q= "; "deltapö=" "
```

```
'INPUT ome, ra, rk, ro, Q, dpo
```

```
ro = 1.2: ra = .09585: rk = .2: Q = 1: ome = 151.8: dpo = 283: dpor = dpo
```

```
ez deltap_ö_idealis !!!!!!!
```

```
pi2room = pi2 * ro * ome
```

```
n = .5: z = 8
```

ittkezdodik a meridiansebesseg szamitas

```
IF ABS(n - 1) < .01 THEN
```

```
code = 1
```

```
ELSE
```

```
code = 0: n2m2 = 2 * n - 2: np2nm1 = n / 2 / (n - 1)
```

```
END IF
```

```
ii = 20
```

```
dr = (rk - ra) / (ii - 1)
```

```
cx0 = Q / pi / (rk ^ 2 - ra ^ 2)
```

```
cx0 = cx0
```

```
j = 0
```

```
FOR i = 1 TO ii
```

```
cx(i) = cx0
```

```
u(i) = ome * (ra + (i - 1) * dr)
```

```
NEXT i
```

```
iter
```

```
j = j + 1
```

```
intdp = 0
```

```
FOR i = 1 TO ii
```

```
r = ra + (i - 1) * dr
```

```
intdp = intdp + r ^ (n + 1) * cx(i) * dr
```

```
NEXT i
```

```
k = dpo * Q / pi2room / intdp
```

```
FOR i = 1 TO ii
```

```
r = ra + (i - 1) * dr
```

```
IF code = 0 THEN
```

```
f(i) = 1 + 2 * (eta * ome * k * (r ^ n - ra ^ n) - k ^ 2 * np2nm1 * (r ^ n2m2 - ra ^ n2m2)) / cx0 ^ 2
```

```
ELSE
```

```
f(i) = 1 + 2 * (eta * ome * k * (r - ra) - k ^ 2 * LOG(r / ra)) / cx0 ^ 2
```

```
END IF
```

```
cx(i) = cx0 * SQR(f(i))
```

```
NEXT i
```

```
intq = 0
```

```
FOR i = 1 TO ii
```

```
r = ra + (i - 1) * dr
```

```
intq = intq + SQR(f(i)) * r * dr
```

```
NEXT i
```

```
cx0 = Q / 2 / pi / intq
```

```
PSET (20 + 10 * j, 470 - 10 * cx0), 14
```

```
PSET (20 + 10 * j, 470 - 20 * k), 10
```

```
IF j < 50 THEN GOTO iter
```

itt az iteracio vege

```
eok = etah * ome * k
```

```
LOCATE 5, 20: PRINT "iteracio tortenet"
```

```
PRINT " r cx cxatl cu u dpoid"
```

```
FOR i = 1 TO ii
```

```
r = ra + (i - 1) * dr
```

```
cxatl(i) = (cx0 + cx(i)) / 2
```

```
bet1(i) = ATN(cxatl(i) / u(i))
```

```
bet2(i) = ATN(cxatl(i) / (u(i) - k * r ^ (n - 1)))
```

```
cf(i) = 2 * (SIN(bet1(i)) / SIN(bet2(i))) ^ 2.75
```

```
betvegt(i) = ATN(cxatl(i) / (u(i) - k * r ^ (n - 1) / 2))
```



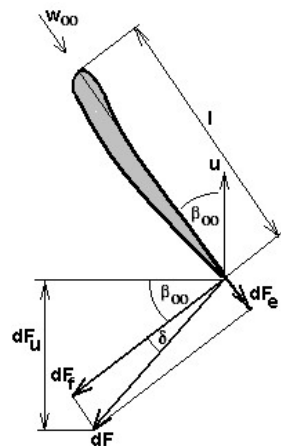
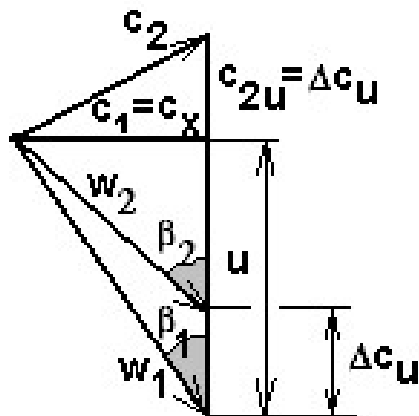
```

dpoide = k * r ^ (n - 1)
PRINT USING "###.## "; 1000 * r; cx(i); cxatl(i); k * r ^ (n - 1); u(i); dpoide
NEXT i
PRINT "k="; k
'END

PRINT " r cx cu u bvegt bet1 bet2 erot t cf l D"
PRINT
fr = 180 / pi2
sl = 0
FOR i = 1 TO ii
r = ra + (i - 1) * dr
delcu = k * r ^ (n - 1)
eroteny = 2 * delcu * SIN(betvegt(i)) / cx(i)
t = pi2 * r / z
w21 = SIN(bet1(i)) / SIN(bet2(i))
cf = 2 * w21 ^ 2.75
l = t * eroteny / cf: l = .7 * l ! roviditese, ezzel D novelese
sl = sl + l
NEXT i
l = sl / ii
FOR i = 1 TO ii
r = ra + (i - 1) * dr
delcu = k * r ^ (n - 1)
eroteny = 2 * delcu * SIN(betvegt(i)) / cx(i)
t = pi2 * r / z
w21 = SIN(bet1(i)) / SIN(bet2(i))
cf = 2 * w21 ^ 2.75
w1 = cx(i) / SIN(bet1(i)):
D = 1 + t * delcu / (2 * l * w1) - w21
PRINT USING "###.##"; r; cx(i); delcu; u(i); fr * betvegt(i); fr * bet1(i); fr * bet2(i); eroteny; t; cf; : PRINT USING "
###.##"; l; D
NEXT i

```

4. A relatív sebességtér sugár menti eloszlása, erőtenyező



A 3. fejezetben meghatároztuk a járókerékre érkező és az onnan távozó folyadék abszolút sebességének sugár menti eloszlását. Kivonva ebből az $u = r\omega$ kerületi sebességet, a relatív sebesség is számítható a járókerék előtt, illetve a járókerék után. A járókerék lapátok tetszőleges r sugarú hengermetiszeteiben a lapátok aerodinamikai profiljait úgy kell beállítani,

hogy azok illeszkedjenek a relatív sebesség térhez. A sebességi háromszögek alakja a lapát r sugarú metszetében a fenti baloldali ábrán látható.

A w_1 és w_2 relatív sebességvektor vektori eredője a w_∞ megfúvási sebesség. Az aerodinamikai lapátprofil úgy kell elhelyezni, hogy a profil vázvonala húrja párhuzamos legyen a megfúvási sebességgel (ld. a fenti jobboldali ábrát). A w_∞ megfúvási sebesség és az u kerületi sebesség hegyes szöget zár be, ezt jelöljük $\beta_\infty \approx \beta_h$ -val. Az ívelt vázvonala belépéskor w_1 , kilépéskor w_2 irányú, ezek a vektorok β_1 , illetve β_2 szöveget zárnak be az u kerületi sebességgel. Az ábrából látszik, hogy:

$$\beta_1 = \text{arcctg}\left(\frac{u}{c_x}\right) \quad \beta_2 = \text{arcctg}\left(\frac{u - \Delta c_u}{c_{2x}}\right). \quad (14)$$

Bár valójában belépéskor a sebesség axiális komponense a sugár mentén állandó, ezt az értéket a fenti képletben c_x jelöli, kilépéskor a c_{2x} a sugár függvénye, célszerű lehet ezek átlagértékét tekinteni a lapátmetszet jellemző axiális sebességkomponensének, ami tehát szintén függ a sugártól és amit felülvonással jelölünk:

$$\bar{c}_x(r) = \frac{c_x + c_{2x}(r)}{2}. \quad (15)$$

A lapátprofil optimális c_f felhajtóerő tényezőjét a

$$c_{f,opt} = 2 \left(\frac{\sin \beta_1}{\sin \beta_2} \right)^{2,75} \quad (16)$$

empirikus képlet adja (A.R. Howell nyomán). A profil megfújása legyen olyan, hogy a felhajtóerő lehetőleg minimális profilellenállás mellett maximális legyen!

Vezessük be az $\frac{l}{t} c_f$ **erőtényezőt**, itt l jelöli a lapátprofil húrjának hosszát és t az r -sugarú hengermetszetben a lapátprofilok osztását, $t = 2r\pi/z$, ahol z a lapátok száma.

Ugyancsak A.R. Howell ajánlása vonatkozik az l/t **lapátsűrűségi viszonyra** is, amit szintén a relatív sebesség vektorok β_1 , β_2 szögével hozhatunk kapcsolatba:

$$\frac{1}{\text{tg } \beta_1} - \frac{1}{\text{tg } \beta_2} = \frac{1,55}{1 + 1,5 \frac{t}{l}}. \quad (17)$$

Az erőtényezőt az impulzus-nyomatéki tételből származtatjuk. Az r -sugáron elhelyezkedő dr magasságú és l hosszúságú, azaz $l \cdot dr$ felületű z darab lapátprofilra ható áramlási eredetű erő forgástengelyre vett nyomatéka megváltoztatja a folyadék impulzusnyomatékát. Az elemi teljesítményből kiszámítható ez a nyomaték, a térfogatáramot az átlagos axiális sebességből számítjuk:

$$dM = dP / \omega = \Delta p_{\text{á, id}} dQ / \omega = (\rho u \Delta c_u) (\bar{c}_x 2r\pi dr) / \omega. \quad (18)$$

A lapátprofilokra felhajtóerő és ellenálláserő hat, mindkettő a dinamikus nyomás és a lapátprofil felületének szorzatával arányos, azaz:

$$dF_f = c_f \frac{\rho}{2} w_\infty^2 l dr; \quad dF_e = c_e \frac{\rho}{2} w_\infty^2 l dr$$

A két egymásra merőleges erőkomponens egy derékszögű háromszög befogói, melynek hegyes szöge δ . Ennek tangense nyilván c_e és c_f tényező hányadosa: $\operatorname{tg}\delta = c_e/c_f$, a siklószám reciproka.

A fenti jobboldali ábra szemlélteti a lapátprofilt a ráható erőkkel.

Az ábra alapján tehát

$$dF_u = \sin(\beta_\infty + \delta)dF = \sin(\beta_\infty + \delta)dF_f \frac{1}{\cos\delta} = \frac{\sin\beta_\infty \cos\delta + \cos\beta_\infty \sin\delta}{\cos\delta} dF_f,$$

behelyettesítve a felhajtó erőt és $\cos\delta$ -val osztva írhatjuk, hogy:

$$dF_u = (\sin\beta_\infty + \cos\beta_\infty \operatorname{tg}\delta)c_f \frac{\rho}{2} w_\infty^2 l dr = \sin\beta_\infty w_\infty (1 + \operatorname{ctg}\beta_\infty \cdot \operatorname{tg}\delta)c_f \frac{\rho}{2} w_\infty l dr,$$

itt a sebességek ábrájából $\sin\beta_\infty \cdot w_\infty = \bar{c}_x$, amit az egyenletbe beírva és ctg helyett a tg függvényt használva, majd a kapott erőkomponenst az r sugárral és a z lapátszámmal szorozva az elemi nyomatékot kapjuk:

$$dM = z r \bar{c}_x \left(1 + \frac{\operatorname{tg}\delta}{\operatorname{tg}\beta_\infty} \right) c_f \frac{\rho}{2} w_\infty l dr. \quad (19)$$

A nyomaték kétféle (18) és (19) képlet szerinti felírását egyenlővé téve és a t lapátosztás fenti definícióját is felhasználva, továbbá \bar{c}_x -gal, ρ -val, $r = u/\omega$ -val és dr -rel egyszerűsítve:

$$\left(1 + \frac{\operatorname{tg}\delta}{\operatorname{tg}\beta_\infty} \right) c_f \frac{w_\infty}{2} l = \Delta c_u \frac{2r\pi}{z} = \Delta c_u t,$$

ahonnan rendezés után végül az erőtényező

$$\frac{l}{t} c_f = \frac{2 \Delta c_u}{w_\infty} \frac{1}{1 + \frac{\operatorname{tg}\delta}{\operatorname{tg}\beta_\infty}}. \quad (20)$$

5. Axiális ventilátor tervezésének lépései

A tervezés lépései ezek után: adott a

- statikus nyomásnövekedés,
- térfogatáram igény,
- gázsűrűség.

Ezek ismeretében megválasztjuk a járókerék $D_k = 2r_k$ átmérőjét, amennyiben a rendelkezésre álló hely adott és például a maximális zajszintre tett megkötésből kiszámítjuk a megengedhető maximális u_k kerületi sebességet. A hangteljesítmény szint

$$L_p = A + 10 \lg \left[Q [\text{m}^3/\text{s}] \cdot \Delta p_\delta [\text{Pa}] \left(\frac{1}{\eta} - 1 \right) \right] + B \lg \left(\frac{u_k}{a} \right)$$

Itt η a ventilátor hatásfoka, u_k a járókerék kerületi sebessége, a a hangsebesség a gépet körülvevő levegőben. Utóterelő nélküli axiális ventilátorok esetén $A = 96.6$, $B = 31.6$. D_k és u_k segítségével kiadódik a fordulatszám, azt aszinkron n fordulatszámra kerekítve korrigáljuk D_k -t vagy u_k -t.

5.1 Kisnyomású axiális ventilátorok esetén – ezekre a kis l/t viszony jellemző – minden rendelkezésre áll a fő méretek és a lapátok megtervezéséhez.

Kiszámítjuk φ és $\psi_{st,id}$ értékét. Az (5) és a (6) képlet a hiányzó további két paraméterre, a ν agyviszonyra és a $\psi_{\delta,id}$ össznyomás-számra két megkötést jelent. Iterációval e két paraméter értéke kiszámítható. A (6) képletből ν és φ ismeretében pedig $\psi_{\delta,id}$ is kiszámítható.

Így az agysugarat is ismerjük: $r_a = \nu r_k$, továbbá az össznyomás növekedés $\Delta p_{\delta,id} = \psi_{\delta,id} u_k^2/2$.

Korábban már láttuk, hogy vagy a felhajtóerő tényező optimális értéke számítható a (16) empirikus képletből, vagy a rács sűrűség ajánlott értéke (17)-ből. Mindkettőt a relatív sebességvektorokból határozhatjuk meg. Az erőtenyezőt c_f -fel osztva az l/t rács sűrűség kiszámítható, abból pedig az adott r sugáron a t lapátosztás ismeretében a lapátmetszet l hossza is kiadódik. Fontos, hogy a $Re = \frac{l \cdot w_\infty}{\nu}$ Reynolds szám ne legyen kisebb $1,5 \cdot 10^5$ -nél.

Ez a megkötés l profilhosszra jelent alsó korlátot. A 20°C hőmérsékletű levegő kinematikai viszkozitása 1 bar nyomáson $\nu = 15,13 \cdot 10^6 \text{ m}^2/\text{s}$. Ha pedig a rács sűrűséget számítjuk ki az empirikus képletből, akkor a felhajtóerő-tényezőt kapjuk meg. A felhajtóerő tényezőt – amennyiben ismert a profil c_f felhajtóerő- és c_e ellenállás-tényezője a megfújási szög függvényében – a $c_{e,min}$ közelében vesszük fel. Legyen a c_f minél nagyobb, de a leválási ponttól elegendően távol, mert a térfogatáram csökkenésével bekövetkezhet a leválás és a profil labilis üzeme. Teljesüljön az is, hogy $\frac{l}{t} c_f \leq 1,5$!

Következő lépés a korábban leírt módon meghatározott β_1 és β_2 belépő és kilépő áramlási irány alapján a $\Theta = \beta_1 - \beta_2$ elterelési szög, vagy a közepes áramlási irány β_∞ szögének meghatározása. Ez utóbbi a sebességi háromszögekből könnyen adódik, ugyanis

$$\operatorname{tg} \beta_\infty = \frac{c_x}{u - \frac{\Delta c_u}{2}} = \frac{c_x}{u + u - \Delta c_u} = \frac{2 c_x}{u + u - \Delta c_u} = \frac{2 c_x}{\frac{c_x}{\operatorname{tg} \beta_1} + \frac{c_x}{\operatorname{tg} \beta_2}} = \frac{2}{\frac{1}{\operatorname{tg} \beta_1} + \frac{1}{\operatorname{tg} \beta_2}}$$

A lapátrácsot **áramlástanilag** tehát a

- β_1 belépő áramlási irány és
- β_∞ átlagos áramlási irány, vagy a Θ elterelési szög jellemzi

A lapátrácsot **geometriailag** pedig a

- t lapátosztás,
- l lapátprofil hossz, illetve e kettő viszonya, az l/t rácssűrűség
- β_h húrszög,
- c_f profil-íveltségi paraméter jellemzi.

Profil katalógusból kikereshető a sugár mentén változó c_f felhajtóerő tényezőhöz szükséges α állásszög, ezzel minden adat minden közbülső sugáron rendelkezésre áll.

Célszerű egy egységes profiltípust kiválasztani, például a **NACA 65** sorozatú profilt.

A profil vázvonalaának egyenlete a NACA 65 típusjelű sorozatra:

$$\frac{y}{l} = -\frac{c_{f0}}{4\pi} \left[\left(1 - \frac{x}{l}\right) \ln\left(1 - \frac{x}{l}\right) + \left(\frac{x}{l}\right) \ln\left(\frac{x}{l}\right) \right]$$

Differenciálással belátható, hogy a maximális íveltség (y_{\max}/l) helye $x/l = 0,5$, ezt behelyettesítve

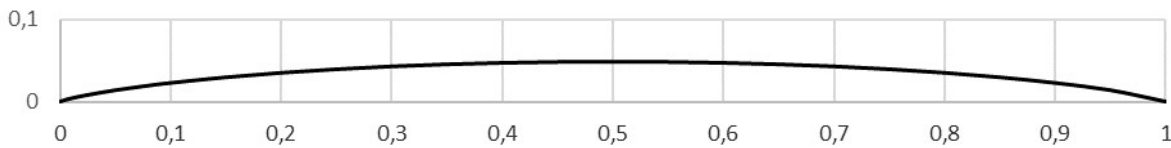
$$\frac{y_{\max}}{l} = -\frac{c_{f0}}{4\pi} \left[2 \cdot \frac{1}{2} \ln\left(\frac{1}{2}\right) \right] = 0,05516 \cdot c_{f0} = 5,5 \cdot c_{f0} [\%] \approx 6 \cdot c_{f0} [\%],$$

a jobb oldalon álló ≈ 6 -os szorzótényezőre utal a típusjel jelzőszámának első jegye. A második számjegy, az **5**, a profil maximális íveltségének helyét adja (1/10)-ekben, ami tehát $x/l = 0,5 = 5 \cdot (1/10)$.

A NACA 65 típusjelet két számjegycsoport követi.

Az első szám adja meg a c_{f0} felhajtóerő tényező értékének 10-szeresét. Például az egyszámjegyű 9 számjegy azt jelenti, hogy a zérus állásszöghöz tartozó felhajtóerő tényező $c_{f0} = 0,9$, a kétszámjegyű 12 számjegycsoport pedig azt, hogy $c_{f0} = 1,2$.

A $c_{f0} = 0,9$ felhajtóerő tényezőjű lapát vázvonala ilyen alakú:

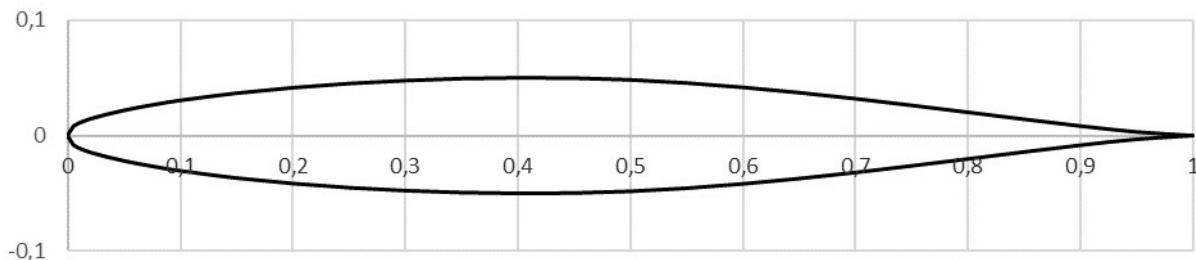


A második számjegycsoport jelentése a vázvonala merőlegesen felmért vastagságeloszlás maximális vastagságértéke a profil hosszának %-ában. A vastagságeloszlást leíró képlet:

$$\frac{y_d}{l} = \frac{1}{2} \left[a_{1/2} \sqrt{\frac{x}{l}} + a_1 \frac{x}{l} + a_2 \left(\frac{x}{l}\right)^2 + a_3 \left(\frac{x}{l}\right)^3 + a_4 \left(\frac{x}{l}\right)^4 \right] [\%]$$

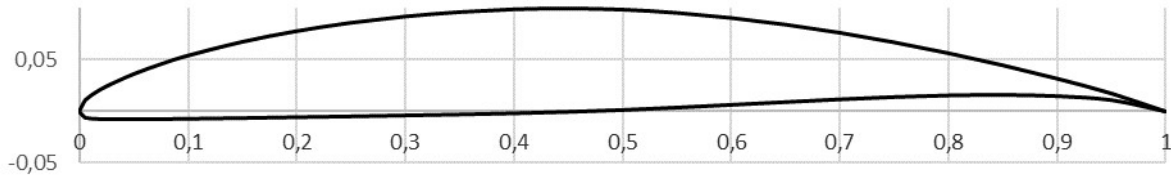
A NACA 65-010 szimmetrikus profil maximális d vastagsága a profil l hosszának 10%-a. A konstansok: $a_{1/2} = 0,117$, $a_1 = -0,0875$, $a_2 = 0,269$, $a_3 = -0,6328$, $a_4 = 0,3342$.

A maximális vastagságú pont abszcisszája $x = 0,4 l$, itt a profil vastagságeloszlásának ordinátája $y_d = d/2$, tehát a teljes vastagság d . A vastagságeloszlás grafikonja ilyen:



Példa: A NACA 65 9 10 jelű profil 0 állásszöghöz tartozó felhajtóerő tényezője $c_{f0} = 0,9$, maximális vastagsága a húrhossz 10 %-a, azaz $d_{\max} = l/10$. Tudjuk továbbá azt is, hogy a

vázvonal maximális íveltsége $5,516 c_{f0} = 5,516 \cdot 0,9 = 5\%$ és ez éppen a húr felezőpontjában van. A lapát alakja ilyen:



5.2 A nagy nyomású ventilátorokat a nagy l/t sűrűség-viszony jellemzi. Ilyen lapátrácsokat sokféle beállítási szög mellett részletesen kimérettek a NASA-nál. A mérési eredményeket feldolgozták, és közelítő függvényekkel leírták. Jelöljük a sűrűség-viszonyt az angol solidity szó kezdőbetűjének megfelelően σ -val, azaz $\sigma = l/t$. Ezt ismerjük. Ismerjük továbbá a β_1 megfúvási szöget, ezzel képezzük a B paramétert,

$$B_{opt} = \frac{90^\circ - \beta_{1,opt}}{33} \quad (21)$$

Az elterelés optimális értéke az említett rácsmérések tapasztalatai alapján az l profilhosszal és a w_1 megfúvási sebességgel képzett Re-szám ($Re = l w_1 / \nu_{vegő}$) figyelembe vételével

$$\Theta_{opt} = \frac{\beta_2 - \beta_{1,opt}}{1 - \left(\frac{25000}{Re}\right)^{1,5}} \quad (22)$$

A c_{f0} felhajtóerő tényező értéke rácsmérések tapasztalatai alapján a fenti adatokkal:

$$c_{f0} = \frac{\frac{\Theta_{opt}}{\sigma} - \frac{2}{3}(4 + B_{opt} - B_{opt}^2)}{(4 - B_{opt})(6 + B_{opt} - 2\sigma)} \quad \text{de mindenképpen } c_{f0} \leq 2,4 \quad (23)$$

Végül a húrszög tapasztalati optimális értéke:

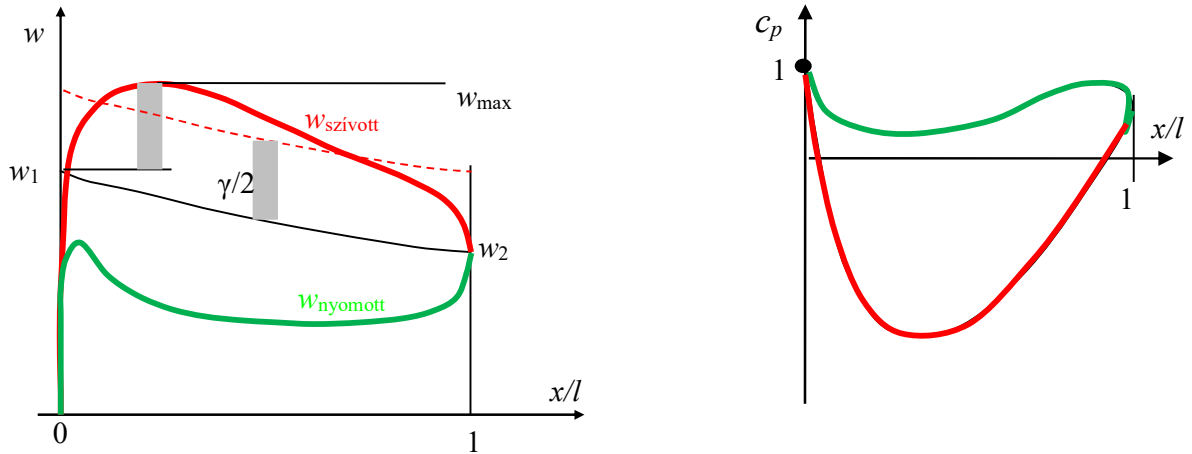
$$\beta_h = \beta_{1,opt} + 0,34 + 3,8\sigma - 0,57\sigma^2 + c_{f0}(2 + 6,7\sigma - 1,4\sigma^2) \quad (24)$$

5.3 A megtervezett lapátrács ellenőrzése a leválások elhárítására

A megtervezett lapátszelvényt áramlástanilag ellenőrizni kell. A veszteségek oka egyrészt a súrlódás. Ez arányos a lapátfelület nagyságával, azaz a lapáthosszal, másrészt arányos a lapát menti, határrétegen kívüli sebesség négyzetével. A tervezés ezen lépésében már ismerjük a lapáthosszat és az átlagos relatív sebességet. Nem ismerjük azonban a relatív sebesség profilkontúr menti eloszlását a lapát két – szívott és nyomott – oldalán. A sebességeloszlás közelítő alakja a relatív lapáthúr hossz, x/l függvényében az alábbi ábra grafikonján látható:

A lassulás relatív mértéke $D = \frac{w_{max}}{w_1} - \frac{w_2}{w_1}$, ezt hívják Lieblein-féle diffúziós tényezőnek. A

lapát körüli cirkuláció a lapátprofil menti sebesség vonalintegrálja. Mivel a szívott oldalon megegyezik az integrálási út iránya a sebességével, a nyomott oldalon viszont ellentétes azzal, így a cirkuláció a két oldali sebesség különbségének integrálja a lapát vázvonala mentén. A vázvonal és annak húrja közel van egymáshoz, így közelítőleg az alábbi ábra baloldali grafikonjának területe a cirkuláció.



Sebességeloszlás a lapátprofil körül, illetve c_p nyomástényező eloszlás

$$\Gamma = \oint w ds = \int_0^l w_{szivott} ds - \int_0^l w_{nyomott} ds = \int_0^l (w_{szivott} - w_{nyomott}) ds = l\gamma.$$

Egyrészt Zsukovszkij felhajtóerőre vonatkozó tételéből, másrészt a felhajtóerő és a felhajtóerő tényező kapcsolatából

$$F_f = \rho w_\infty \Gamma = \rho w_\infty l\gamma = c_f \frac{\rho}{2} w_\infty^2 l,$$

azaz

$$\gamma = c_f \frac{w_\infty}{2}. \quad (25)$$

A két oldalon létrejövő relatív sebesség különbségének átlagértéke γ . A két oldalon létrejövő sebességek átlagának és a szívott oldali sebességnek különbsége $\gamma/2$, közelítőleg ugyanennyi a w_{\max} maximális sebesség és a w_1 belépő sebesség különbsége: $w_{\max} = w_1 + \gamma/2$. Ezt és a (25) képletet a diffúziós tényező értékében figyelembe véve

$$D = 1 + \frac{\gamma}{2w_1} - \frac{w_2}{w_1} = 1 + \frac{c_f w_\infty}{4w_1} - \frac{w_2}{w_1}.$$

A korábban a (20) képlettel definiált erőtenyezőből – a $\Delta c_u = \Delta w_u$ egyenlőség felhasználásával és kis δ szög esetén – jó közelítéssel

$$c_f w_\infty \approx \frac{2t \Delta w_u}{l},$$

amivel végül

$$D = 1 + \frac{t \Delta w_u}{l 2w_1} - \frac{w_2}{w_1}. \quad (26)$$

Itt már minden ismert, tehát D értéke az axiális járókerék lapátjának minden profilszelvényére kiszámítható és ellenőrizhető, hogy teljesül-e a Lieblein kritérium:

$$D \leq 0,6. \quad (27)$$