

MUISTIO No CFD/TERMO-31-2000 pvm 10. maaliskuuta, 2000

OTSIKKO

Activent-tuloilmalaitteen CFD-mallinnus
Yhden suutinrivin laskenta

LAATIJA(T)

Juhaveikko Ala-Juusela

TIIVISTELMÄ

Tässä työssä Activent-suutinkanavan lähikenttää mallinnetaan laskemalla yhtä 74 mm levyistä suutinriviä isothermisenä sekä alilämpöistä ilmaa tuoden kahdella eri lämmönjakotavalla. Tuloksia verrataan vastaaviin mittaustuloksiin. Lisäksi tarkastellaan tulosten hyväksikäyttöä reunaehtojen antamiseksi mallinnettaessa neljäsosaa mittaustilasta.

PÄÄKOHDAT

Suuttimien korkeuden havaittiin vaikuttavan lähikenttän virtaukseen. Kaikkia sekundäärivirtauksen aiheuttamia ilmiöitä ei saatu mallinnettua. Virtauksesta suuttimien läheisyydessä saatiin kuitenkin tietoa. Virtausnopeudet tuloilmalaitteen lähialueen ulkopuolella vastasivat hyvin mittaustuloksia.

SIVUJA

36

AVAINSANAT

FINFLO, Activent, suihku, suutinkanava

TARKASTANUT

Timo Siikonen 10. maaliskuuta, 2000

Sisältö

Käytetyt merkinnät	2
1 Johdanto	4
2 Virtausyhtälöt	5
3 Turbulenssimalli	7
4 Numeerinen ratkaisu	8
4.1 Ratkaisualgoritmi	9
4.2 Näennäispuristuvuuskeino	10
4.3 Monihila	11
5 Laskenta-alueet ja laskentahilat	11
5.1 Muutos laskentahilaan	11
6 Reunaehdot	15
6.1 Tuloilmareunaehto	15
6.2 Lämpöreunaehto	15
7 Laskennan kulku ja tulokset	16
7.1 Alkuperäinen hila	16
7.2 Muutettu hila	19
7.3 Alilämpöisen tuloilmavirran laskenta	22
7.4 Alilämpöisen tuloilmavirran laskenta konvektiivisilla lämpölähteillä	28
8 Johtopäätökset	35

Käytetyt merkinnät

A	Jacobin matriisi $\frac{\partial \hat{F}}{\partial U}$ I -suunnassa; pinta-ala
C	vakio
CFL	Courantin luku
E	kokonaisenergia
F	voima
F, G, H	konvektiovektorit x -, y - ja z -suuntiin
F_v, G_v, H_v	kitkalliset vuotermit x -, y - ja z -suuntiin
Ma	Machin luku
Pr	Prandtlin luku
Q	tilavuusvirta
R	ominaisarvomatriisi
Re	Reynoldsin luku
S	hilakopin seinän/seiniä pinta-ala
T	lämpötila
U	konservatiivisten muuttujien vektori
V	hilakopin tilavuus
\vec{V}	nopeusvektori
c	äänennopeus
c_p	ominaislämpö vakiopaineessa
c_v	ominaislämpö vakiotilavuudessa
d	laskentakopin korkeus
e	ominaissisäenergia
h	ominaisentalpia
g	maan vetovoiman kiihtyvyys
k	turbulenssin kineettinen energia
l_0	pituusskaala
\dot{m}	massavirta
n_x, n_y, n_z	hilakopin seinän normaalivektorin suuruudet x -, y -, ja z -suunnissa
p	paine
q	lämpövuoto
t	aika, poistoaukon korkeus
Re	Reynoldsin luku
u, v, w	nopeuskomponentit x -, y - ja z -suuntiin
$\bar{u}, \bar{v}, \bar{w}$	aikakeskiarvoistetut nopeudet
u', v', w'	nopeuden heilahtelukomponentit
u_τ	kitka-, eli leikkausnopeus $\sqrt{\tau_w/\rho}$
u_0	keskimääräinen sisäänvirtausnopeus

x, y, z	kartesiset koordinaatit
y^+	dimensioton etäisyys seinästä yu_τ/ν
Δ	muutos
Λ	diagonaalimatriisi, joka sisältää ominaisarvoja
β	kerroin, joka määrittää näennäisen äänennopeuden
δ	muutos, rajakerroksen paksuus
δ_{ij}	Kroneckerin delta
ϵ	dissipaatio
λ	ominaisarvo, lämmönjohtavuuskerroin
μ	dynaaminen viskositeetti
ν	kinemaattinen viskositeetti
ϕ	skalaarisuure
ρ	tiheys
σ_k	turbulenssin kineettisen energian Schmidtin luku
σ_ϵ	turbulenssin kineettisen energian dissipaation Schmidtin luku
τ	leikkausjännitys

Yläindeksit

T	matriisin transponointi
(k)	ominaisvektorin tai -arvon juokseva numero
l	vasemmanpuoleinen osa
r	oikeanpuoleinen osa
$+$	matriisin positiiviset arvot
$-$	matriisin negatiiviset arvot
$'$	heilahdussuure

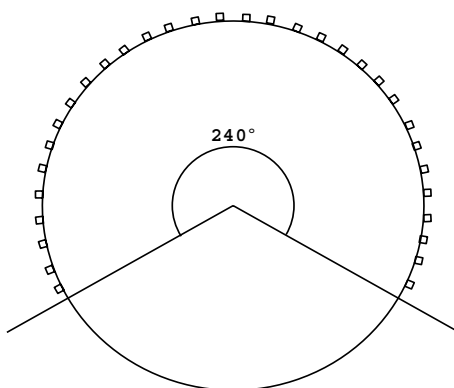
Alaindeksit

I, J, K	hilan koordinaattisuunnat
T	turbulentti
i, j, k	askelindeksi; i -, j - ja k -komponentti
k	turbulenssin kineettiseen energiaan liittyvä
max	suurin arvo
n	normaalisuunta
tot	kokonaisarvo

1 Johdanto

Tämän työn tarkoituksena on löytää keinoja Activent-suutinkanavan mallintaiseksi huonetilavirtausten laskennassa. Suutinkanavassa pyöreän kanavan pintaan on työstetty suuttimia. Ne ovat joko ympäri kanavaa tai tietyllä sektorilla. Valmistustekniikasta johtuen suuttimet kiertävät kanavaa ruuvimaisesti. Suutinkanavaa käytetään tyypillisesti jäähdytykseen tuomalla alilämpöistä ilmaa huonetilaan. Tuloilma sekoittuu voimakkaasti ympäröivään ilmaan ja laskeutuu hitaasti oleskeluvyöhykkeelle. Numeerisen mallinnuksen kannalta paljon yksityiskohtia sisältävä tuloilmalaite ja runsaasti ympäristöön sekoittuva ilmavirta ovat hankalia. Yksityiskohtia tarkasti kuvatessa laskentahilat kasvavat kohtuuttoman suuriksi ja hitaat lämpötilaerojen ohjaamat ilmavirrat ovat luultavasti luonteeltaan aikariippuvia.

Tässä muistiossa esitetään yhden suutinrivin virtauskenttä tarkasti jokainen suutin mallintaen. Suuttimia on 32 kappaletta riviä kohden ja suuttimet ovat ylöspäin suuntaavassa 240° sektorissa (kuva 1). Geometriaa yksinkertaistettiin asettamalla suuttimet suoraan riviin ruuvipinnan sijaan. Suutinriviä ja vastaavaa osaa mittaushuoneesta laskettiin isotermisena kahdella eri laskentahilalla. Lisäksi laskettiin alilämpöistä tuloilmaa kahdella erilaisella lämpökuormien sijoittelulla. Isotermistä tapausta laskettaessa havaittiin laskentahilaan tehtyjen yksinkertaistusten vaikuttavan huomattavasti virtauksen käyttäytymiseen tuloilmalaitteen lähikentässä. Laskentahilaan tehtiin muutoksia, joiden avulla tilanne korjaantui. Muutettua laskentahilaa käytettiin kaikissa alilämpöisissä tapauksissa.



Kuva 1: Suutinsektori.

Tarkoituksena oli myös selvittää, voiko yhden suutinrivin tarkkaa mallinusta käyttää apuna sellaisen reunaehtomallin etsimiseksi, että koppimäärä pysyisi kohtuullisena laskettaessa todellisia kolmiulotteisia tapauksia. Koska reaali maailmaa vastaavaa geometriaa ei voi käyttää laskentahilan koon rajoitusten vuoksi, tarvitaan yksinkertaistettu malli kuvaamaan monimutkaista tuloilmalaitetta. Työn edetessä on kokeiltu useita erilaisia tapoja tapausten laskemiseksi. Nämä tapaukset esitetään omassa muistiossaan.

2 Virtausyhtälöt

Reynolds-keskiarvotetut Navier-Stokesin yhtälöt ja yhtälöt turbulenssin kineettiselle energialle (k), turbulenssin kineettisen energian dissipaatiolle (ϵ) ja skalaarisuureelle (ϕ) voidaan kirjoittaa seuraavasti:

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial(F - F_v)}{\partial x} + \frac{\partial(G - G_v)}{\partial y} + \frac{\partial(H - H_v)}{\partial z} = Q \quad (1)$$

missä $U = (\rho, \rho u, \rho v, \rho w, E, \rho k, \rho \epsilon, \rho \phi)^T$ ovat tuntemattomia. Kitkattomat ja kitka- ja lämmönjohtumistermit sisältävät vuovektorit on kirjoitettu erikseen. Kitkattomat vuovektorit F , G ja H ovat

$$F = \begin{pmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p + \frac{2}{3}\rho k \\ \rho v u \\ \rho w u \\ (E + p + \frac{2}{3}\rho k)u \\ \rho u k \\ \rho u \epsilon \\ \rho u \phi \end{pmatrix} \quad G = \begin{pmatrix} \rho v \\ \rho v u \\ \rho v^2 + p + \frac{2}{3}\rho k \\ \rho w v \\ (E + p + \frac{2}{3}\rho k)v \\ \rho v k \\ \rho v \epsilon \\ \rho v \phi \end{pmatrix}$$

$$H = \begin{pmatrix} \rho w \\ \rho u w \\ \rho v w \\ \rho w^2 + p + \frac{2}{3}\rho k \\ (E + p + \frac{2}{3}\rho k)w \\ \rho w k \\ \rho w \epsilon \\ \rho w \phi \end{pmatrix} \quad (2)$$

missä ρ on tiheys, $\vec{V} = u\vec{i} + v\vec{j} + w\vec{k}$ on nopeusvektori karteesisessa koordinaatistossa, p on paine, ϕ on skalaari, esimerkiksi hiukkaskonsentraatio ym. Kokonaisenergia E on määritelty

$$E = \rho e + \frac{\rho \vec{V} \cdot \vec{V}}{2} + \rho k \quad (3)$$

missä e on ominaissisäenergia. Kitka- ja lämmönjohtumistermit sisältävät vuovektorit ovat

$$F_v = \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{xx} + \frac{2}{3}\rho k \\ \tau_{xy} \\ \tau_{xz} \\ u(\tau_{xx} + \frac{2}{3}\rho k) + v\tau_{xy} + w\tau_{xz} - q_x \\ \mu_k(\partial k / \partial x) \\ \mu_\epsilon(\partial \epsilon / \partial x) \\ \mu_\phi(\partial \phi / \partial x) \end{pmatrix} \quad G_v = \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{xy} \\ \tau_{yy} + \frac{2}{3}\rho k \\ \tau_{yz} \\ u\tau_{xy} + v(\tau_{yy} + \frac{2}{3}\rho k) + w\tau_{yz} - q_y \\ \mu_k(\partial k / \partial y) \\ \mu_\epsilon(\partial \epsilon / \partial y) \\ \mu_\phi(\partial \phi / \partial y) \end{pmatrix}$$

$$H_v = \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{xz} \\ \tau_{yz} \\ \tau_{zz} + \frac{2}{3}\rho k \\ u\tau_{xz} + v\tau_{yz} + w(\tau_{zz} + \frac{2}{3}\rho k) - q_z \\ \mu_k(\partial k/\partial z) \\ \mu_\epsilon(\partial \epsilon/\partial z) \\ \mu_\phi(\partial \phi/\partial z) \end{pmatrix} \quad (4)$$

missä jännitystensori, τ_{ij} sisältää laminaarit ja turbulentiin komponentit. Virtaava aine on oletettu newtonilaiseksi ja siksi laminaarit jännitykset on mallinnettu käyttämällä Stokesin hypoteesia. Jännitystensori τ_{ij} sisältää myös Reynoldsin jännitukset $\overline{\rho u_i'' u_j''}$.

$$\tau_{ij} = \mu \left[\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{2}{3}(\nabla \cdot \vec{V})\delta_{ij} \right] - \overline{\rho u_i'' u_j''} \quad (5)$$

Reynoldsin jännityksille on tässä työssä käytetty Boussinesq'n approksiimaatiota, jolla tarkoitetaan sitä, että turbulenssin vaikutus olisi viskositeetin lisääntymisen kaltaista

$$-\overline{\rho u_i'' u_j''} = \mu_T \left[\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{2}{3}(\nabla \cdot \vec{V})\delta_{ij} \right] - \frac{2}{3}\rho k \delta_{ij} \quad (6)$$

missä μ_T on turbulentiin viskositeetti, joka lasketaan turbulenssimallin avulla ja δ_{ij} on Kroneckerin delta. Kineettisen energian sisältävä termi $2/3\rho k\delta_{ij}$ kiinnitetään paineeseen liikemäärä- ja energiayhtälöissä, joka on kitkattomissa vuotermeissä. Diffuusio-osa on kytketty kitkallisiin vuotermeihin. Kitkalliset jännitykset sisältävät siis laminaarin ja turbulentiin osan. Lämpövuoto voidaan vastaavasti kirjoittaa

$$\vec{q} = -(\lambda + \lambda_T)\nabla T = -\left(\mu \frac{c_p}{Pr} + \mu_T \frac{c_p}{Pr_T}\right)\nabla T \quad (7)$$

missä λ on molekylaarinen ja λ_T turbulentiin lämmönjohtavuuskerroin, vastaavasti Pr on laminaarin ja Pr_T turbulentiin Prandtin luku ja c_p on ominaislämpö vakio paineessa.

Turbulenssimuuttujien diffuusio on mallinnettu seuraavasti:

$$\mu_k \nabla k = \left(\mu + \frac{\mu_T}{\sigma_k}\right)\nabla k \quad (8)$$

$$\mu_\epsilon \nabla \epsilon = \left(\mu + \frac{\mu_T}{\sigma_\epsilon}\right)\nabla \epsilon \quad (9)$$

missä σ_k ja σ_ϵ ovat k :n ja ϵ :in turbulentiin Schmidtin luvut. Paine on laskettu tilayhtälöstä $p = p(\rho, e)$, joka ideaalikaasulle voidaan kirjoittaa muotoon

$$p = (\gamma - 1)\left(E - \frac{\rho \vec{V} \cdot \vec{V}}{2} - \rho k\right) = (\gamma - 1)\rho e \quad (10)$$

missä γ on ominaislämpöjen suhde c_p/c_v .

Lähdetermin Q komponentit poikkeavat nolasta turbulenssiyhtälöillä ja mahdollisesti skalaariyhtälöissä. Skalaariyhtälöitä ei käytetty tässä tutkimuksessa.

3 Turbulenssimalli

Reynolds-keskiarvotettujen liikemääräyhtälöiden turbulenti jännitykset on mallinnettu käyttämällä Boussinesq'n approksimaatiota (6). Turbulenttinen viskositeetti μ_T on määritetty käyttämällä Chienin [1] pienten Reynoldsin lukujen $k - \epsilon$ -mallia

$$\mu_T = c_\mu \rho \frac{k^2}{\epsilon} \quad (11)$$

missä c_μ on empiirinen vakio. Chienin mallin lähdetermi on

$$Q = \left(\begin{array}{c} P - \rho\epsilon - 2\mu \frac{k}{y_n^2} \\ c_1 \frac{\epsilon}{k} P - c_2 \frac{\rho\epsilon^2}{k} - 2\mu \frac{\epsilon}{y_n^2} e^{-y^+/2} \end{array} \right) \quad (12)$$

missä y_n on normaalin suuntainen etäisyys seinästä ja dimensioton etäisyys y^+ on määritelty

$$y^+ = y_n \frac{\rho u_\tau}{\mu} = y_n \frac{\sqrt{\rho \tau_w}}{\mu} = y_n \left[\frac{\rho |\nabla \times \vec{V}|}{\mu} \right]_w^{1/2} \quad (13)$$

Tässä u_τ on kitkanopeus ja τ_w on leikkausjännitys seinällä ja yhteys niiden välillä on $u_\tau = \sqrt{\tau_w/\rho}$. Turbulenssin kineettisen energian tuotto on mallinnettu niin ikään Boussinesq'n approksimaation (6) avulla

$$\begin{aligned} P &= -\overline{\rho u_i'' u_j''} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \\ &= \left[\mu_T \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} \rho k \right] \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \end{aligned} \quad (14)$$

Edellä esitetty turbulenssimalli sisältää empiirisiä vakioita, jotka ovat seuraavat [2]:

$$\begin{aligned} c_1 &= 1,44 & \sigma_k &= 1,0 \\ c_2 &= 1,92(1 - 0,22e^{-Re_T^2/36}) & \sigma_\epsilon &= 1,3 \\ c_\mu &= 0,09(1 - e^{-0,0115y^+}) \end{aligned} \quad (15)$$

missä turbulenti Reynoldsin luku on määritelty

$$Re_T = \frac{\rho k^2}{\mu \epsilon} \quad (16)$$

4 Numeerinen ratkaisu

Numeeriseen ratkaisuun käytettiin Teknillisessä korkeakoulussa kehitettyä FINFLO-ohjelmaa [2]. FINFLO on Navier-Stokes ratkaisija, jolla voidaan laskea kokoonpuristuvia ja kokoonpuristumattomia, alisoonia, transsoonia ja ylisoonia virtauksia. Ohjelma ratkaisee aikakeskiarvotettuja Navier-Stokesin yhtälöitä kontrollitilavuusmenetelmällä.

Virtausyhtälöt voidaan kirjoittaa integraalimuotoon:

$$\frac{d}{dt} \int_V U dV + \int_S \vec{F}(U) \cdot d\vec{S} = \int_V Q dV \quad (17)$$

Fysikaalisesti voidaan tällöin ajatella tarkasteltavan pientä tilavuutta V_i . Virtaussuureen muutos aikayksikössä on tällöin tilavuuteen sen pinnoista sisäänmenevän ja sieltä uloslähtevän vuon erotus. Integroitu yhtälö voidaan tällöin kirjoittaa

$$V_i \frac{dU_i}{dt} = \sum_{\text{pinnat}} -S\hat{F} + \int_V Q dV \quad (18)$$

missä $\hat{F} = n_x F + n_y G + n_z H$ ja F , G ja H ovat kaavassa 2 määritellyt vuot, jolloin \hat{F} on vuon kontravariantti komponentti tarkasteltavalla pinnalla. Karteesiset vuot lasketaan Roen menetelmän muunnelmalla

$$F(U^l, U^r) = \frac{1}{2} [F(U^l) + F(U^r)] - \frac{1}{2} \sum_{k=1}^K r^{(k)} |\lambda^{(k)}| \alpha^{(k)} \quad (19)$$

missä U^l ja U^r ovat kopin seinän vasemmalta ja oikealta puolelta lasketut arvot ja $r^{(k)}$ on Jacobin matriisin $A = \partial F / \partial U$ oikean puoleinen ominaisvektori, $\lambda^{(k)}$ on vastaava ominaisarvo ja $\alpha^{(k)}$ vasemman puoleisen ominaisvektorin ja ΔU :n sisätulo. Ratkaisuvektorin muutos on $\Delta U = U^l - U^r$. Suureet U^l ja U^r lasketaan MUSCL-tyyppisellä diskretoinnilla:

$$\begin{aligned} U_{i+1/2}^l &= U_i + \frac{\phi(R_i)}{4} [\kappa_1(U_i - U_{i-1}) + \kappa_2(U_{i+1} - U_i)] \\ U_{i+1/2}^r &= U_{i+1} + \frac{\phi(R_{i+1})}{4} [\kappa_2(U_{i+1} - U_i) + \kappa_1(U_{i+2} - U_{i+1})] \end{aligned} \quad (20)$$

Tällöin on mahdollista käyttää erilaisia diskreteinteja vaihtamalla kertoimien κ_1 ja κ_2 arvoja. Tässä työssä konvektiiviset vuot on diskretoitu kolmannen kertaluvun ylävirtapainotteisella menetelmällä.

Kitkalliset vuot lasketaan käyttämällä ohutkerrosapproksimaatiota. Tällöin kitkalliset vuot lasketaan approksimoiden suureen derivaattaa pinnalla siten, että vain derivoimissuuntaa vastaan kohtisuorat pinnat otetaan mukaan, koska samansuuntaiset derivaatat ovat merkittävästi pienempiä ja ϕ :n derivaatta esim. x -suunnan suhteen voidaan kirjoittaa

$$\left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_{i+1/2} \approx \frac{1}{V_{i+1/2}} [(Sn_x \phi)_{i+1} - (Sn_x \phi)_i] \quad (21)$$

missä ϕ on mikä hyvänsä virtausarvo. Kun noodipisteissä olevat pinnat korvataan laskentatilavuuden pinnalla saadaan approksimatiivisesti

$$\left(\frac{\partial\phi}{\partial x}\right)_{i+1/2} \approx \frac{(Sn_x)_{i+1/2}}{V_{i+1/2}}[\phi_{i+1} - \phi_i] = \frac{n_{x,i+1/2}}{d_{i+1/2}}(\phi_{i+1} - \phi_i) \quad (22)$$

missä $d_{i+1/2}$ on koppien välinen etäisyys. Tätä käyttämällä saadaan approksimatiiviset diffuusiovuot

$$\begin{aligned} \hat{F}_{v,i+1/2}^u &= -\frac{\mu_{i+1/2}}{d_{i+1/2}}[(u_{i+1} - u_i) + \frac{n_{x,i+1/2}}{3}(\bar{u}_{i+1} - \bar{u}_i)] \\ \hat{F}_{v,i+1/2}^v &= -\frac{\mu_{i+1/2}}{d_{i+1/2}}[(v_{i+1} - v_i) + \frac{n_{y,i+1/2}}{3}(\bar{u}_{i+1} - \bar{u}_i)] \\ \hat{F}_{v,i+1/2}^w &= -\frac{\mu_{i+1/2}}{d_{i+1/2}}[(w_{i+1} - w_i) + \frac{n_{z,i+1/2}}{3}(\bar{u}_{i+1} - \bar{u}_i)] \end{aligned} \quad (23)$$

missä $\bar{u}_{i+1} - \bar{u}_i$ on kontravariantti nopeuskomponentti [2].

4.1 Ratkaisualgoritmi

Kun yhtälöt ratkaistaan eksplisiittisesti, ts. käyttäen uuden ajanhetken ratkaisuun vain edellisten ajanhetkien arvoja, ratkaisun stabiilius on riippuvainen aika-askelen pituudesta. Implisiittisellä, eli uuden ajanhetken arvoja käyttävällä menetelmällä tätä ominaisuutta ei periaatteessa ole. Yleisesti simulointiohjelman rakenne on seuraava: Ensin lasketaan geometriset suureet. Sen jälkeen lasketaan vuot, eksplisiittinen vaihe, implisiittinen vaihe ja uuden ajanhetken ratkaisu. Laskentakierto alkaa uudelleen vuonlaskennasta ja se toistuu kunnes laskennan loppukriteeri on saavutettu.

FINFLO:ssa diskretoidut yhtälöt aikaintegroidaan käyttämällä *DDADI*-ositusta, joka on 'matriisin yksinkertaistamismenetelmä'. Se perustuu approksimatiiviseen ositukseen ja vuotermien Jacobin matriisin ositukseen. Tuloksena saatava implisiittinen vaihe voidaan kirjoittaa [2]

$$\begin{aligned} &[I + \frac{\Delta t}{V_i}(\partial_i^- S_{i+1/2} A_i^+ - \partial_i^+ S_{i-1/2} A_i^-)] \times \\ &[I + \frac{\Delta t}{V_j}(\partial_j^- S_{j+1/2} B_j^+ - \partial_j^+ S_{j-1/2} B_j^-)] \times \\ &[I + \frac{\Delta t}{V_k}(\partial_k^- S_{k+1/2} C_k^+ - \partial_k^+ S_{k-1/2} C_k^-)] \times \\ &[I - \Delta t D_i] \Delta U_i = \frac{\Delta t}{V_i} R_i \end{aligned} \quad (24)$$

missä $\partial_{i,j,k}^-$ ja $\partial_{i,j,k}^+$ ovat ensimmäisen kertaluvun differenssioperaattoreita i , j ja k suunnissa. A , B ja C ovat vastaavia Jacobin matriiseja, $D = \partial Q / \partial U$, ja R_i on oikea puoli yhtälöstä 18. Jacobin matriisit lasketaan

$$A^\pm = R(\Lambda^\pm + kI)R^{-1} \quad (25)$$

missä Λ^\pm ovat positiiviset ja negatiiviset ominaisarvot sisältävät diagonaalimatriisit ja k on vakio, jolla varmistetaan kitkallisten termien stabiilius. Yhtälöistä (24) saatavat tridiagonaaliset yhtälöt korvataan kunkin hilaindeksin suunnassa seuraavilla bidiagonaalisisilla yhtälöillä

$$\begin{aligned} (V_i + \Delta t S_{i-1/2} |A|_i) \delta U_i^{**} + \Delta t S_{i+1/2} A_{i+1}^- \delta U_{i+1}^{**} &= R_i \\ (V_i + \Delta t S_{i+1/2} A^+ - \Delta t S_{i+1/2} A^-) \delta U_i^* &= V_i \delta U_i^{**} \\ (V_i + \Delta t S_{i-1/2} |A|_i) \delta U_i + \Delta t S_{i-1/2} A_{i-1}^- \delta U_{i-1} &= V_i \delta U_i^* \end{aligned} \quad (26)$$

missä R on eksplisiittinen residuaali. Yhtälöryhmästä ratkaistaan ensin δU_i^{**} jota käytetään δU_i^* :n ratkaisuun. Tämän avulla edelleen ratkaistaan δU_i , minkä jälkeen suoritetaan vastaavat operaatiot muissa indeksisuunnissa.

4.2 Näennäispuristuvuuskeino

Kokoonpuristumattomilla ja lähes kokoonpuristumattomilla virtauksilla FINFLO:ssa käytetään näennäispuristuvuuskeinoa. Tällöin voidaan ratkaisuun käyttää samaa koodia kuin kokoonpuristuvillakin virtauksilla. Näennäispuristuvuuskeino esitti ensimmäisenä Chorin vuonna 1967 ja se on esitetty lähteessä [3].

Kokoonpuristuvilla virtauksilla käytetään massansäilymiseen perustuvaa jatkuvuusyhtälöä

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{\partial \rho v}{\partial y} + \frac{\partial \rho w}{\partial z} = 0 \quad (27)$$

Yhtälöstä (27) ratkaistaan tiheys ρ . Paine p lasketaan ideaalikaasun tilayhtälöstä tiheyden ja ominaisenergiaa avulla ($p = p(\rho, e)$). Jos tiheyden muutokset ovat pieniä, paine määräytyy huonolla tarkkuudella. Näennäispuristuvuuskeino ideana on muuttaa jatkuvuusyhtälöä siten, että tiheyden sijaan ratkaistaan painetta ja tiheys määritetään paineen avulla.

Näennäispuristuvuuskeinossa jatkuvuusyhtälöön lisätään aikaderivaatta

$$\frac{1}{\beta^2} \frac{\partial p}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{V} = 0 \quad (28)$$

missä β on kerroin, josta määritetään näennäinen äänennopeus $c = (u^2 + \beta^2)^{1/2}$, joka on siis pienempi kuin todellinen äänennopeus. Tällöin paine voidaan integroida yhdessä liikemääräyhtälön nopeuksien kanssa. Tämä voidaan tehdä tasapainotilan virtaukselle, koska tässä tapauksessa aikaderivaatta häviää ja ratkaisuksi tulee kokoonpuristumattoman virtauksen yhtälöt. Ajasta riippuva tilanne voidaan ratkaista lisäämällä aikaderivaatta lähdeterminä ja pseudointegroimalla aika-askeleen sisällä [4]. Tällöin näennäinen äänennopeus ei riipu paikallisesta virtausnopeudesta. Todellista pienempää äänennopeutta käyttämällä aiheutetaan virtaukseen näennäistä puristusta, jotta saataisiin konvergoitunut tulos. Poiketen Chorinin esittämästä menetelmästä FINFLO:ssa tiheys on edelleen mukana muuttujana. FINFLO:n ratkaisumenetelmä on kuvattu lähemmin viitteessä [5].

4.3 Monihila

Konvergenssin nopeuttamiseksi voidaan käyttää monihilamenetelmää. Monihilan ideana on tasoittaa suuret poikkeamat siirtämällä tiheällä hilatasolla saatu ratkaisu karkeammalle hilatasolle, laskemalla uudet arvot ja siirtämällä ne takaisin tiheämmälle hilatasolle. Tällä tavoin konvergoitumista voidaan nopeuttaa moninkertaiseksi, kun paikalliset poikkeamat tasoittuvat. Tässä tutkimuksessa monihiloja on käytetty karkeimmalla toisella hilatasolla sekä hienoimmalla hilatasolla kaksi.

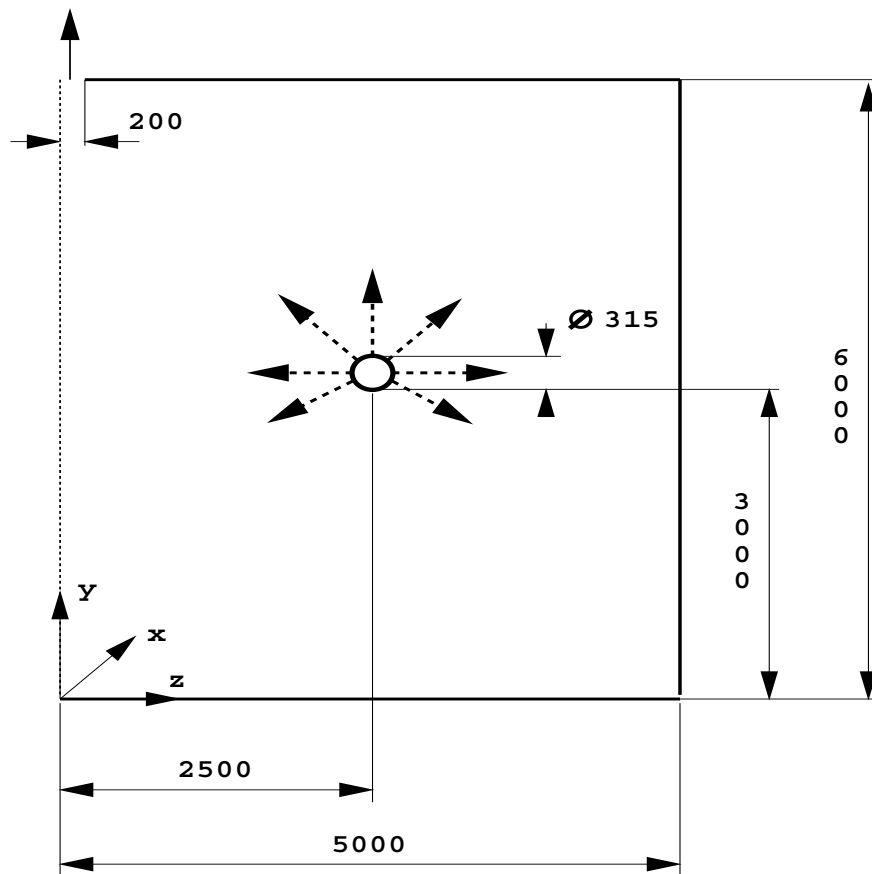
5 Laskenta-alueet ja laskentahilat

Kaaviokuva laskenta-alueesta on kuvassa 2. Laskenta-alue on ajateltavissa kaapeksi siivuksi mittaushuoneen keskeltä siten, että leikkaus on tehty suutinputkea vastaan kohtisuoraan. Tällöin laskenta-alueeseen tulee yksi rivi suuttimia (32 kpl), sekä puolet suutinten välissä olevasta putken osasta kummallekin puolen suuttimia. Hilanteon helpottamiseksi suuttimet on asetettu tasoon. Todellisuudessa ne ovat ruuvipinnalla. Leikkauspinoissa on käytetty symmetria-reunaehdot, jolloin voidaan ajatella laskettavan äärettömän pitkää suutinputkea, jossa koko putken matkalla on sama suutinpaine. Huone on jaettu myös suutinputkien välistä symmetriatasolla puolikkaaksi huoneeksi.

Laskentahila koostuu viidestä varsinaisesta laskentalohkosta, yhdestä ulosvirtauslohkosta ja 32 sisäänvirtauslohkosta. Laskentahila on esitetty kuvassa 3, jossa on esitetty myös lohkonumerointi. Kaikissa lohkoissa on x -akselin suunnassa 28 koppia sisäänvirtauslohkoja lukuunottamatta. Virtausputkea ympäröivä alue on mallinnettu O-tyyppisellä loholla 3. Putken kehän suunnassa on 408 koppia joista kunkin suuttimen kohdalla on neljä koppia ja suuttimien välissä on 8 koppia. Putken alapinnalla, jossa ei ole suuttimia on 32 koppia. Putkenpinnalta poispäin on 24 koppia. Lohkot 1, 4 ja 5 liittyvät lohkokoon 3 ns. non-matching reunaehdot käyttäen. Hilaviivat eivät ole näissä kohdissa jatkuvia, vaan virtausarvot interpoloidaan lohkoista toiseen. Tällä tavoin sisäänvirtausaukkojen tarvitsemää suurta koppimäärää ei tarvitse käyttää enää virtauskentän tasoituttua. Muut lohkojen liitokset ovat jatkuvia. Seinillä laskentakopin korkeus on 1 mm. Koppikoko suurenee korkeintaan kertoimella 1,2 viereiseen koppin verrattuna. Suuttimet on mallinnettu neliön muotoisilla aukoilla, 4×4 kopilla. Aukon pinta-ala vastaa Activentin pyöreän, halkaisijaltaan 4,8 mm suuttimen pinta-alaa. Näin suuttimista saadaan mittausta vastaava tilavuusvirta vastaavalla suutinnopeudella. Poistoaukko on mallinnettu 28×4 kopilla. Yhteensä laskentahilassa on 445 664 laskentatilavuutta.

5.1 Muutos laskentahilaan

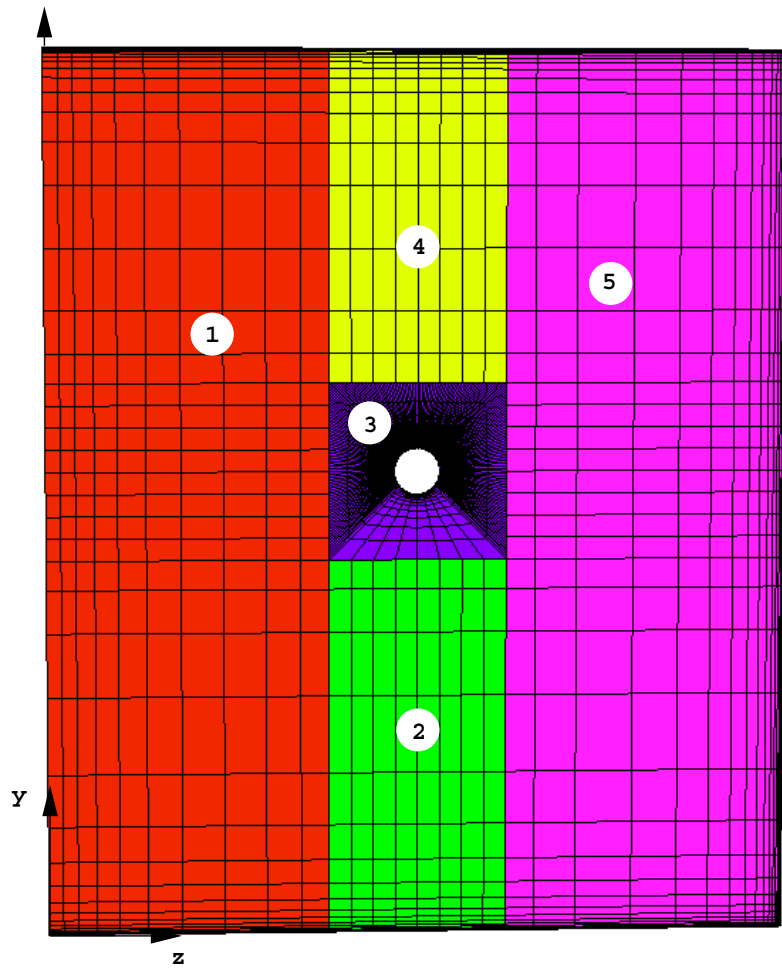
Savukokeissa ilma virtasi suutinrivien välissä putken alapinnalta ylös asti. Laskennassa ylösvirtaus pysähtyi seitsemännen suuttimen kohdalla. Tämän arveltiin johtuvan siitä, että laskentahilassa ei ollut otettu huomioon Activentin



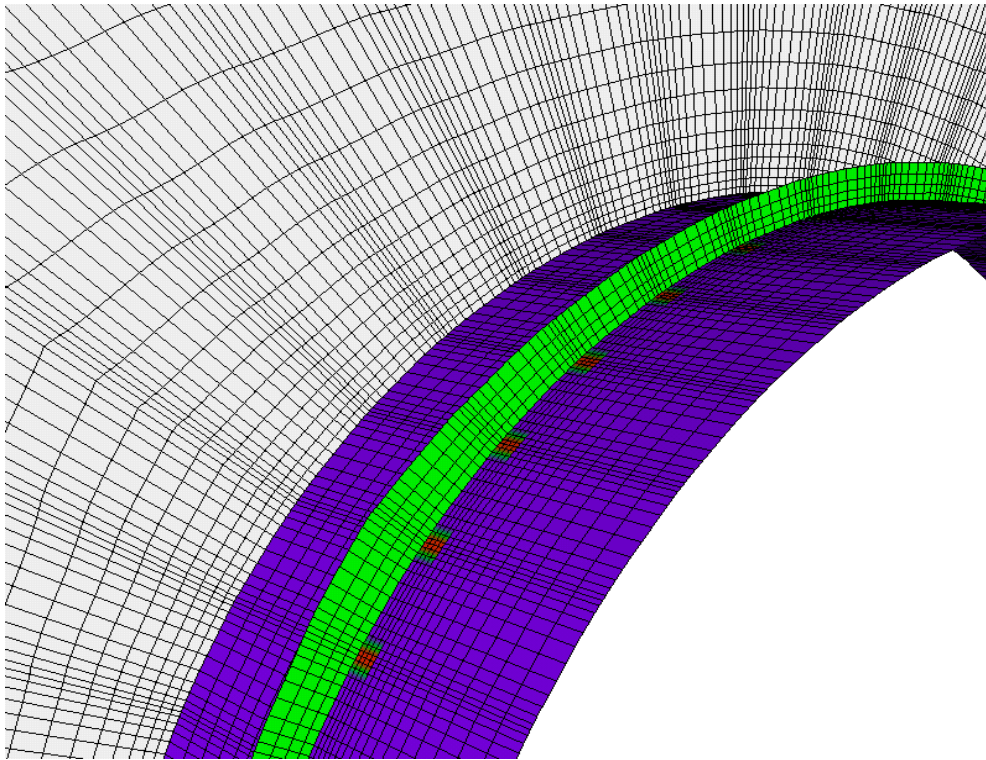
Kuva 2: Laskenta-alueen mitat

suuttimen korkeutta, n. 5 mm. Pelkästä reiästä tullut suihku imee nousevat virtaukset mukaansa liian tehokkaasti. Tämän eliminoimiseksi suutinrivi jaettiin omaksi lohkokseen n. 5 mm korkeudelle asti, ja määritettiin sen pystyseinät symmetriatasoiksi. Tällöin suutinrivin kummallekin puolelle muodostui 'aidat', joiden läpi ei kulje virtausta ja jotka eivät kuitenkaan aiheuta kitkaa pinnoilleen. Keino vaikuttaa virtaukseen tehokkaammin kuin suuttimien korotus putken pinnasta, mutta korotus olisi ollut laskennallisesti huomattavasti tehottomampi valtavan lasketalohkomäärän vuoksi. Toisaalta tästä on se etu, että jos ilmiötä ei olisi tälläkään vaihtoehdolla esiintynyt, sitä ei luultavasti olisi esiintynyt pelkillä korotetuilla suuttimillakaan. Kuvassa 4 on lähikuva putken pinnasta ja sitä ympäröivästä hilasta. Kitkaton taso suuttimen toisella reunalla on kuvattu vihreällä pinnalla.

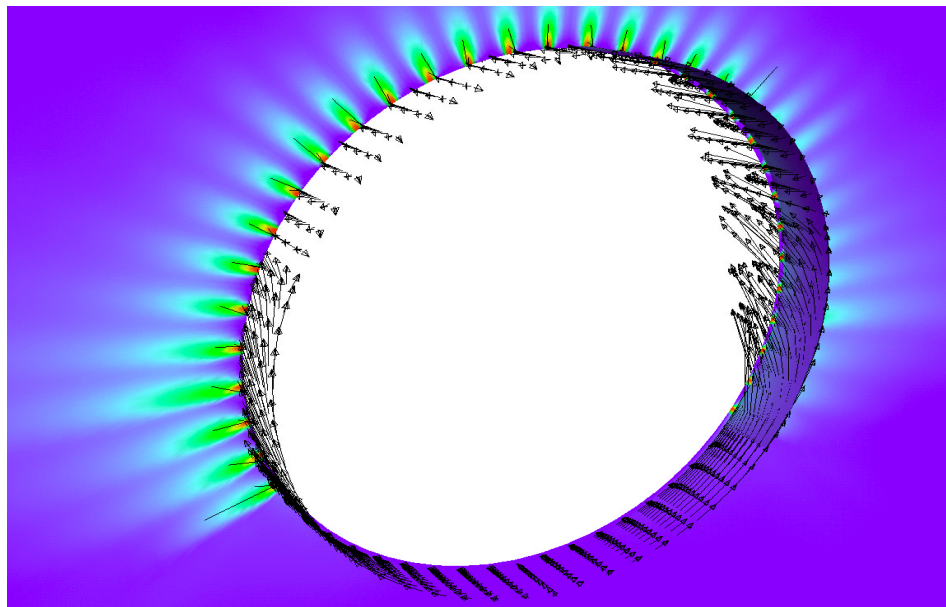
Kuvassa 5 esitetään liikemäärävektorit yhden kopperivin päässä putken pinnalta alkuperäisellä laskenta hilalla ja kuvassa 6 vastaava kuva kun suutinrivi on eristetty symmetriatasoilla. Ilma pääsee selvästi kulkemaan ylös asti. Ilman nopeus putken alaosassa on kuitenkin alhaisempi symmetriatasot sisältävällä hilalla, mikä näkyy liikemäärävektorien pituuksista.



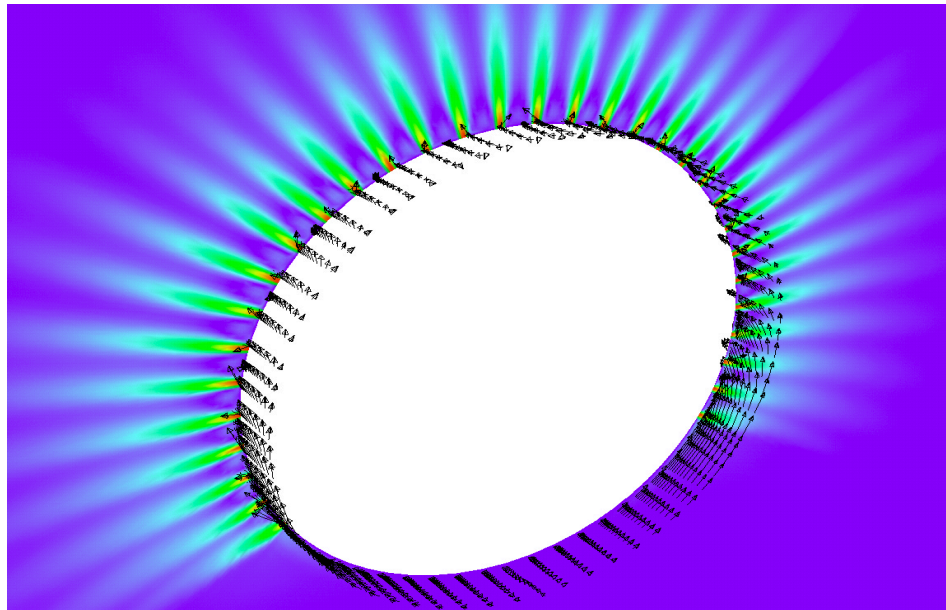
Kuva 3: Laskentahila.



Kuva 4: Lähikuva muutetusta hilasta tuloilmaelimen ympäristössä. Kuvaan on piirretty vihreällä toinen suutinkorkeutta mallintavista kitkattomista tasoista.



Kuva 5: Liikemäärävektorit suutinkanavat pinnalla, suuttimet putken pinnassa



Kuva 6: Liikemäärävektorit suutinkanavat pinnalla, suuttimet erotettu symmetria-tasoilla

6 Reunaehdot

6.1 Tuloilmareunaehto

Tuloilmalaitteen suuttimiin annetaan vakiomassavirta. Turbulenssiarvot on annettu turbulenssin kineettisenä energiana ja sen dissipaationa siten, että turbulenssiaste on 4 % ja turbulenttisen ja molekylaarisen viskositeetin suhde on 100. Turbulenssiarvoilla ei tässä tapauksessa ollut juuri merkitystä ja kun niitä muutettiin virtaus ei muuttunut olennaisesti. Suuttimesta tulevilla suihkuilla on niin paljon pintaa, että turbulenssiarvot hakeutuvat 'normaaleihin' laskenta-arvoihin nopeasti. Tässä tapauksessa ei siis voida turbulenssiarvoja muuttelemalla vaikuttaa suihkujen heittopituuteen ja leviämiseen.

6.2 Lämpöreunaehto

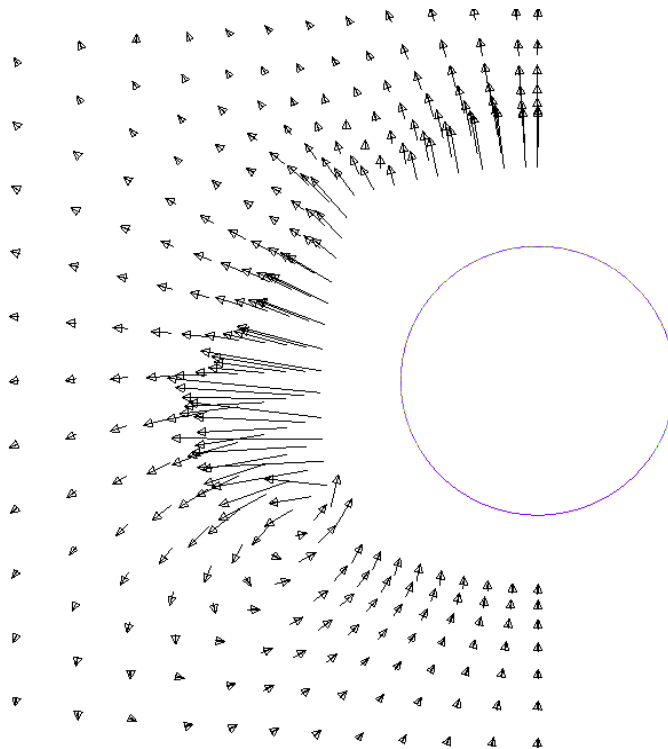
Alunperin mittauksia tehtiin sijoittamalla lämmityspaneelia tasaisesti mitaushuoneen lattialle. Säteilyn osuus lämmönsiirrosta oli suuri. Lämmöntuonti huoneeseen mallinnettiin lattiasta ja seinistä tuotavan lämpövuon avulla. Koska huoneessa ei ollut kaksiulotteisen tarkastelutavan vuoksi kaikkia seiniä, piti puuttuville seinille säteilevä osuus tuoda lattian kautta. Säteilyn osuus mallinnettiin yksinkertaisesti jakamalla huoneen seinät neljään kerrokseen ja laske- malla näkyvyyskertoimen avulla näille lämpövuojakauma. Virtauskenttä huoneessa muodostui kuitenkin mittauksissa epästabiiliksi. Tämän takia lämpölähteet vaihdettiin pääasiassa konvektiivisiksi lämmityskalvoiksi, jotka sijaitsivat

metallikuoren sisällä. Lähteet oli sijoitettu keskelle huonetta sekä suutinputkien väliin että huoneen päätyseinän viereen. Laskennassa nämä lämmönlähteet mallinnettiin lämmityskalvon korkuisilla kiinteillä pinnoilla. Seinän vieressä ollut lämmitin on laskennassa siirretty seinälle.

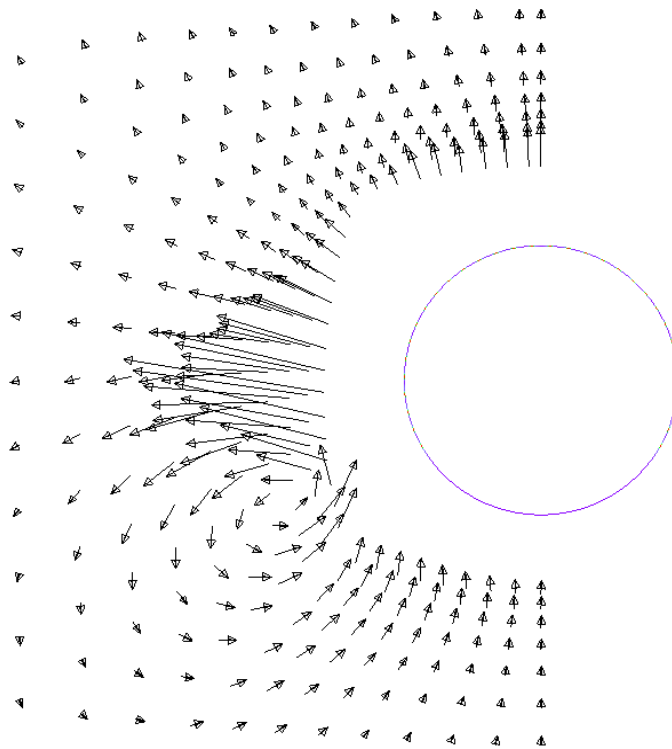
7 Laskennan kulku ja tulokset

7.1 Alkuperäinen hila

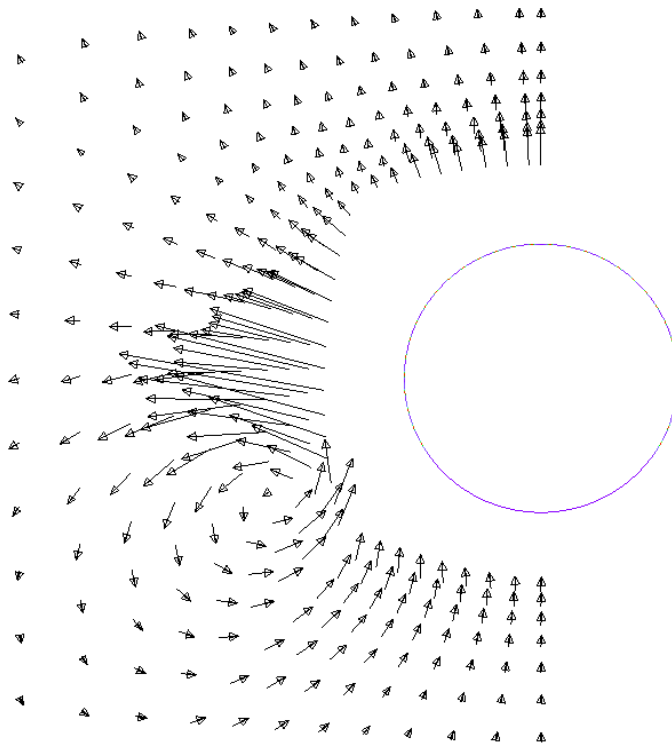
Konvergenssin nopeuttamiseksi käytettiin kahta monihilatasoa sekä toisella että ensimmäisellä (tiheimmällä) hilatasolla. Laskenta muuttui epästabiiliksi, kun ensimmäisellä hilatasolla yritettiin käyttää kolmea monihilatasoa. Iterointi konvergoi erittäin hitaasti ja selviä muutoksia virtauskentässä oli havaittavissa vielä 45 000 laskentakierroksen jälkeen. Kuvissa 7, 8 ja 9 esitetään virtauskentän muutos liikemäärävektorien avulla.



Kuva 7: Liikemäärävektorit suihkujen keskilinjalla, 21600 laskentakierrosta

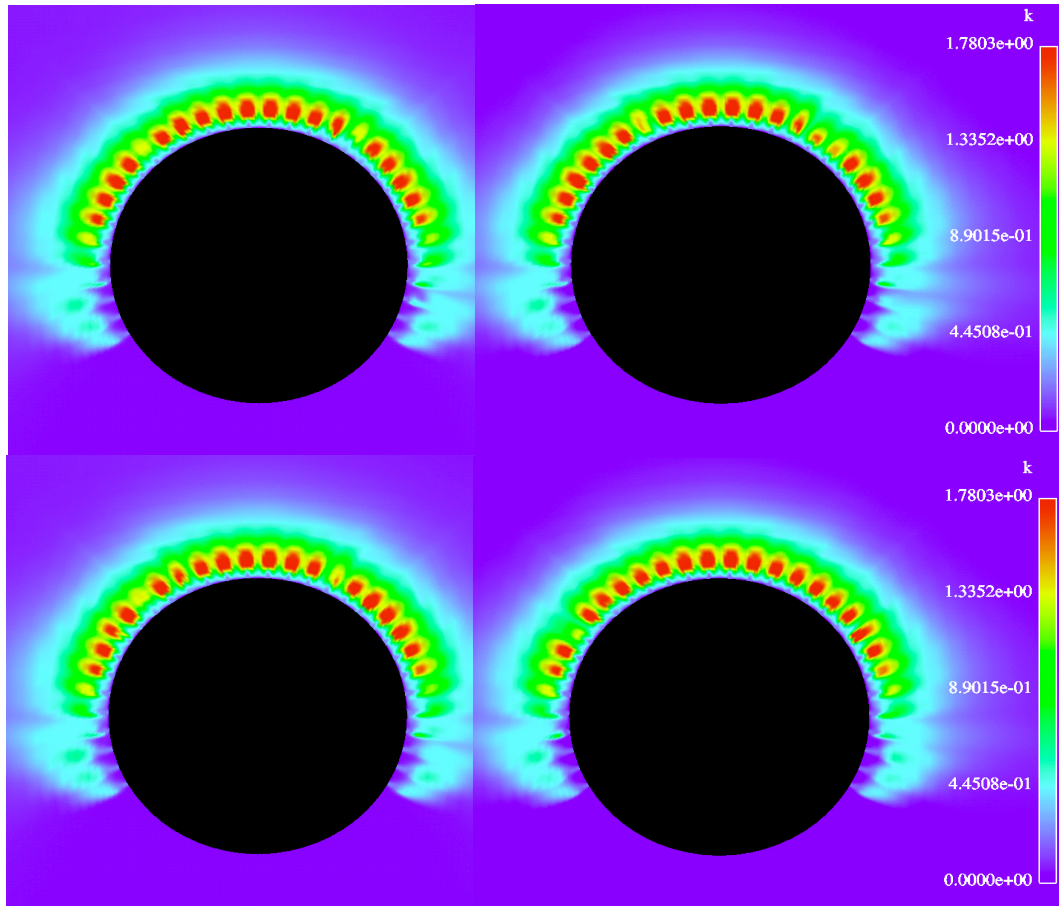


Kuva 8: Liikemäärävektorit suihkujen keskilinjalla, 39600 laskentakierrosta

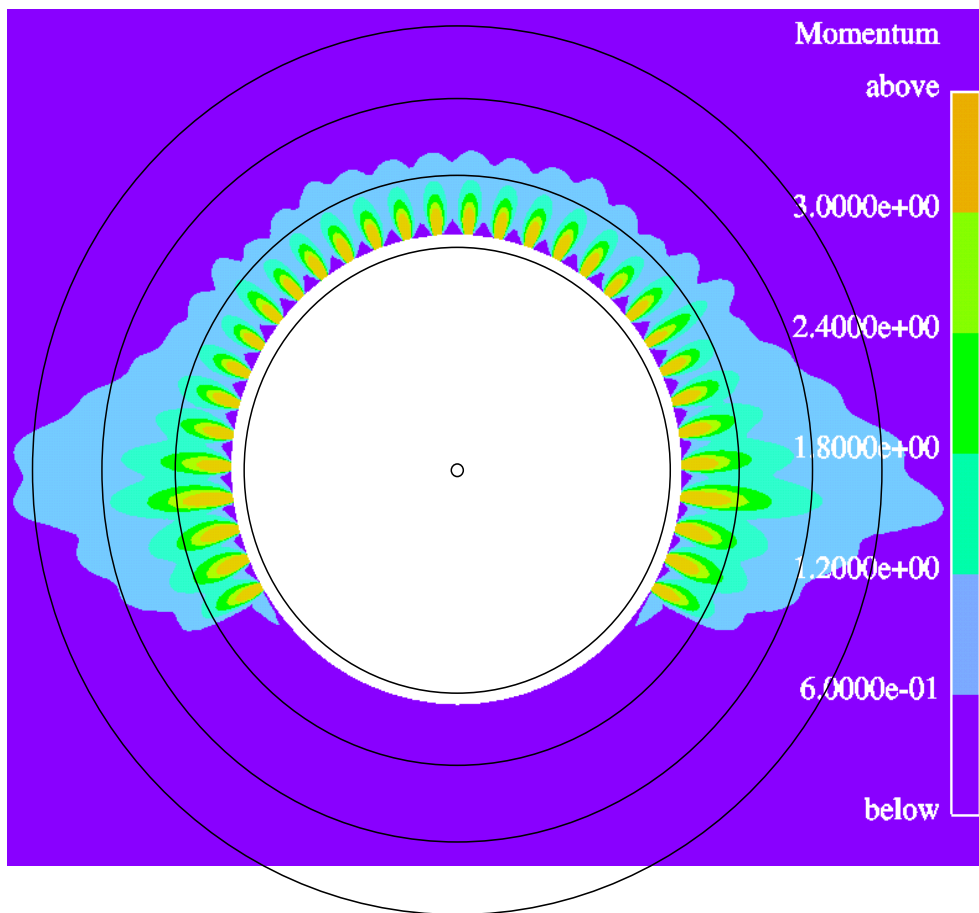


Kuva 9: Liikemäärävektorit suihkujen keskilinjalla, 45600 laskentakierrosta

Turbulenssin kineettisen energian maksimikohdat vaihtelivat suuttimien edessä suuttimelta toiselle. Kuvassa 10 on turbulenssin kineettisen energian jakauma laskentakierroksilla 46 800, 48 000 49 200 ja 50 400. Kuvassa 11 on liikemääräjakauma suuttimen läheisyydessä.



Kuva 10: Turbulenssin kineettisen energian jakauma laskentakierroksilla 46800 (ylhällä vasemmalla), 48000, 49200 ja 50400 (alhaalla oikealla).



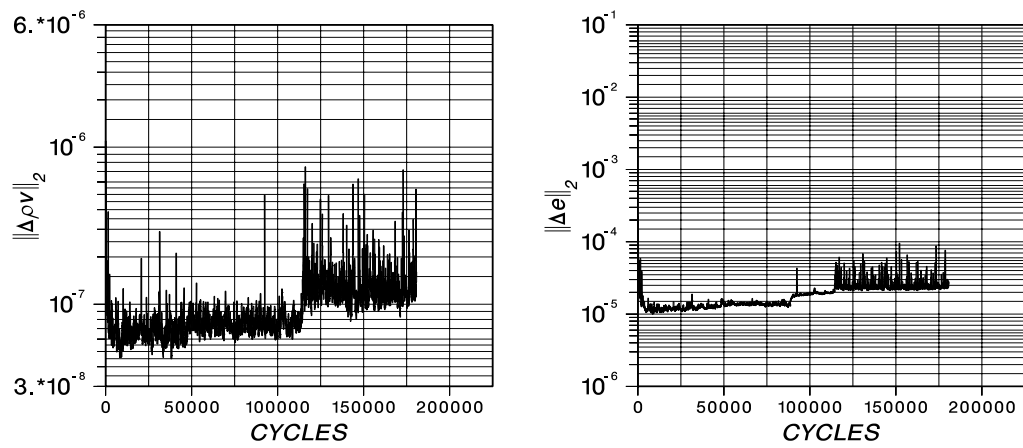
Kuva 11: Liikemääräjakauma suuttimen läheisyydessä.

7.2 Muutettu hila

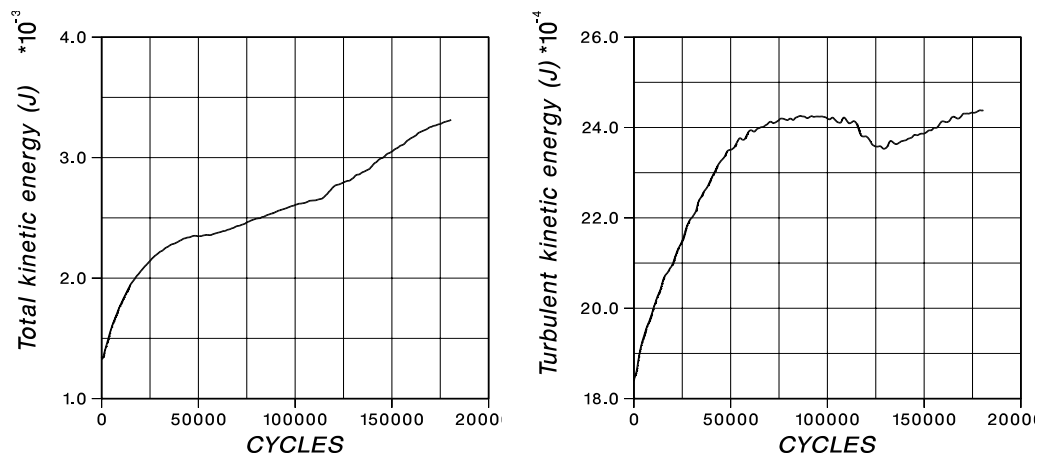
Muutetulla hilalla laskenta käyttäytyi lähes samalla lailla kuin alkuperäisellä hilallakin. Kuitenkaan CFL-lukua ei voinut kasvattaa samalla tavoin laskennan kuluessa kuin alkuperäisellä hilalla. Turbulenssin kineettinen energia näyttää muuttuvan laskennan loppuvaiheessa jaksollisesti, mikä saattaa olla merkkinä ajastariippuvasta virtaustilanteesta. Tällä ei kuitenkaan liene sanottavasti merkitystä virtauskenttään aivan suutinputken lähialuetta lukuunottamatta. Laskenta konvergoi erittäin hitaasti, koska virtausnopeudet ovat pieniä suuressa osassa huonetta. Virtauskenttä muuttui 100 000 kierrokseen saakka. Kuvassa 12 on y -suuntaisen liikemäärän residuaalin L_2 -normi ja energian residuaalin L_2 -normi. Liikemäärä ei näytä muuttuvan juuri ollenkaan, 110 000 kierroksen kohdalla näkyvä muutos johtuu CFL-luvun vaihdosta, mutta siitä huolimatta pientä muutosta tapahtuu virtauskentässä kokoajan.

Kuvassa 13 kineettisen kokonaisenergian konvergenssi ja turbulenssin kineettisen energian konvergenssi.

Kuvassa 14 on liikemääräjakauma suuttimen läheisyydessä. Kun verrataan kuvia 11 ja 14 havaitaan, että suihkujen nopeus suutinputken yläosassa on

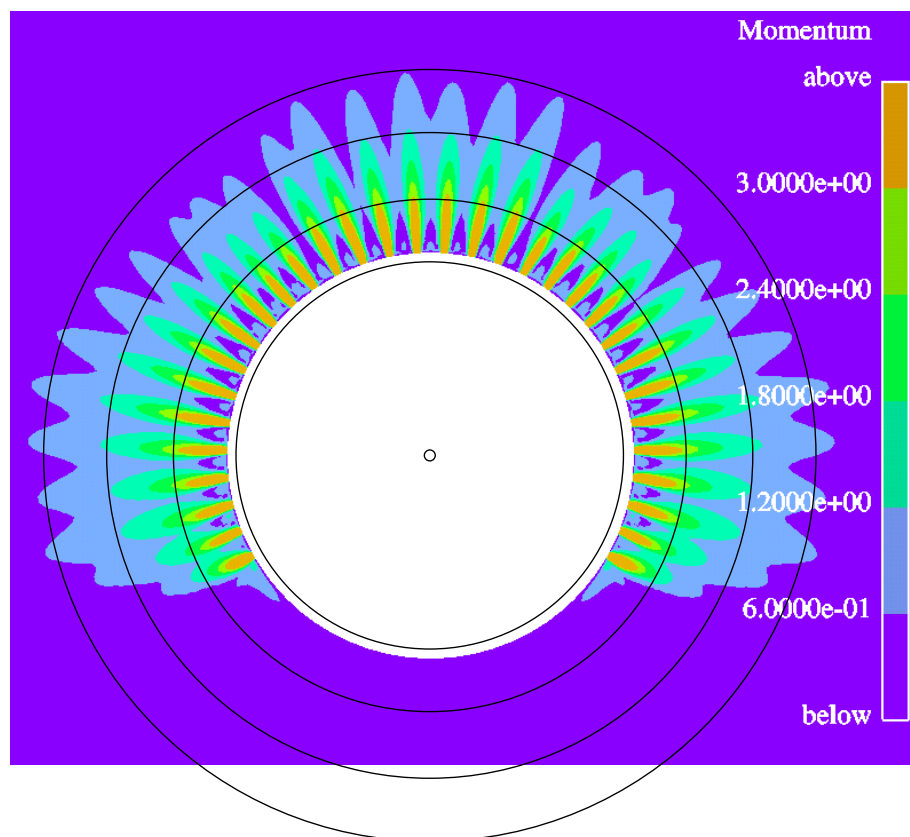


Kuva 12: Vasemmalla y -suuntaisen liikemäärän residuaalin L_2 -normi ja oikealla energian residuaalin L_2 -normi.

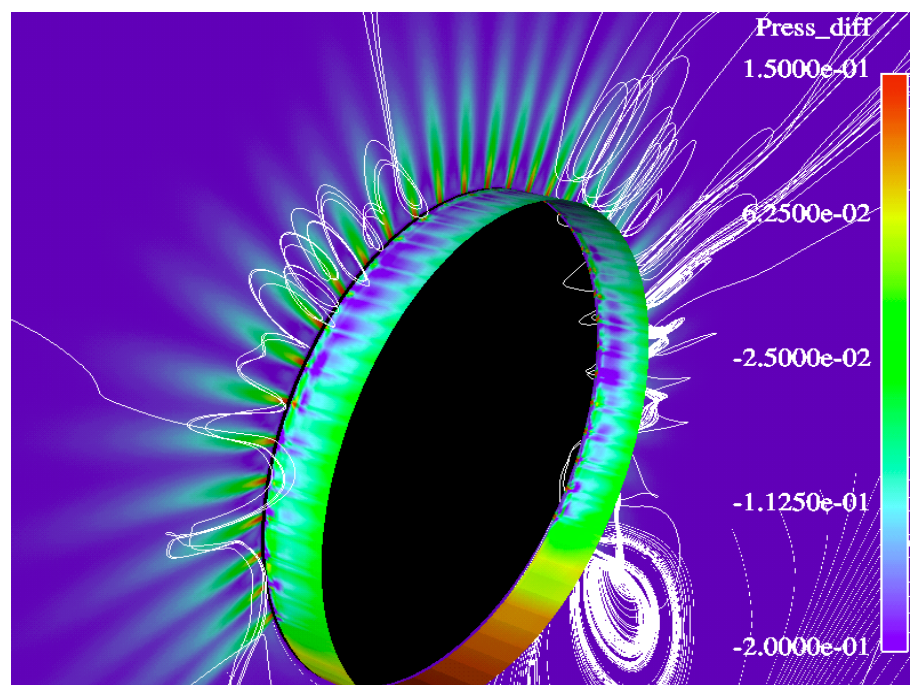


Kuva 13: Vasemmalla kineettisen kokonaisenergian konvergenssi ja oikealla turbulenssin kineettisen energian konvergenssi.

huomattavasti suurempi, kun aidat mahdollistavat korvausilman etenemisen ylimmillekin suuttimille.



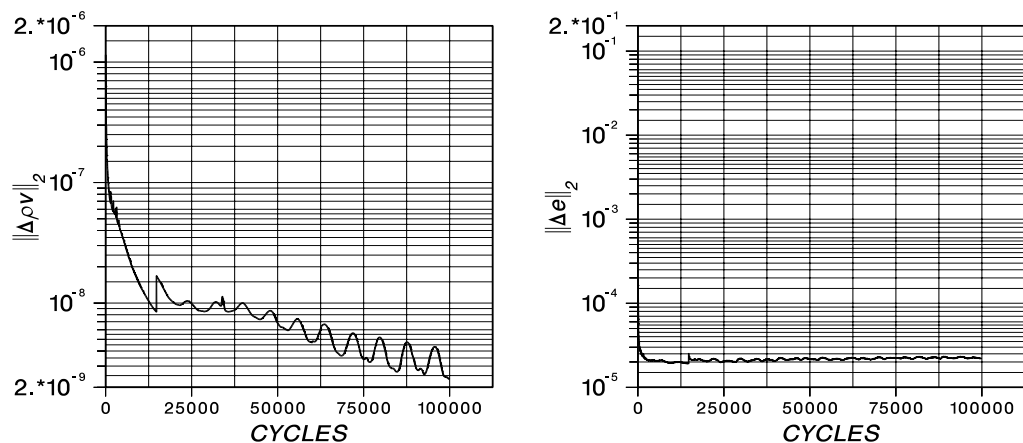
Kuva 14: Liikemääräjakauma lähellä tuloilmalaitetta



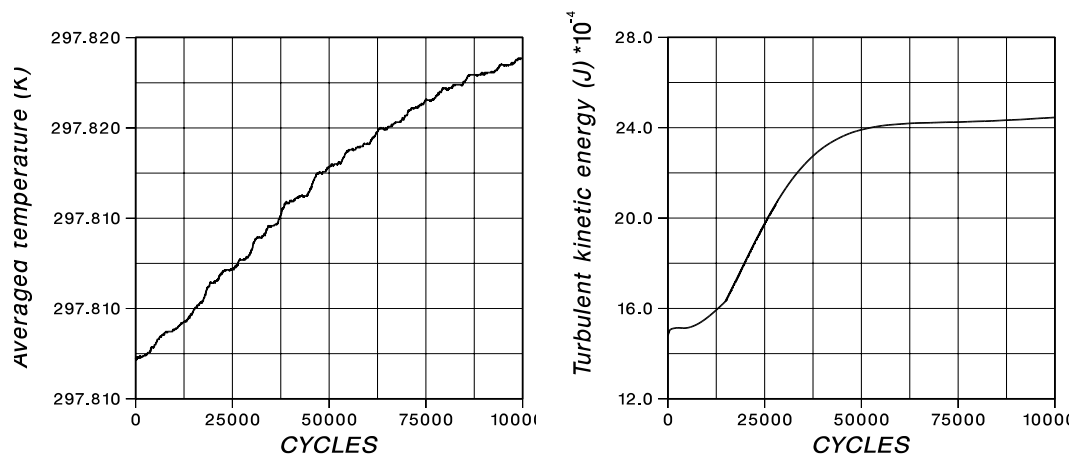
Kuva 15: Massattoman partikkelin kulkeutuminen sekundäärivirtauksessa. Putken pinnalla painejakauma, suutinten keskellä olevalla tasolla liikemääräjakauma.

7.3 Alilämpöisen tuloilmavirran laskenta

Tässäkin tapauksessa iterointi konvergoi hyvin hitaasti. y -suuntaisen liikemäärän residuaalin L_2 -normi (kuva 16) muuttui hitaasti vielä 100 000 kierroksen kohdalla. Energian residuaalin L_2 -normi (kuva 16) muuttuu vakaaksi jo 20 000 kierroksen kohdalla. Keskimääräinen lämpötila (kuva 17) muuttuu koko laskennan ajan, mutta muutos on erittäin pieni, koko laskennan aikana vain 0,1 K. Turbulenssin kineettinen energia (kuva 17) on laskennan loppuvaiheessa jo hyvin vakaantunut.



Kuva 16: Oikealla y -suuntaisen liikemäärän residuaalin L_2 -normi ja vasemmalla energian residuaalin L_2 -normi.

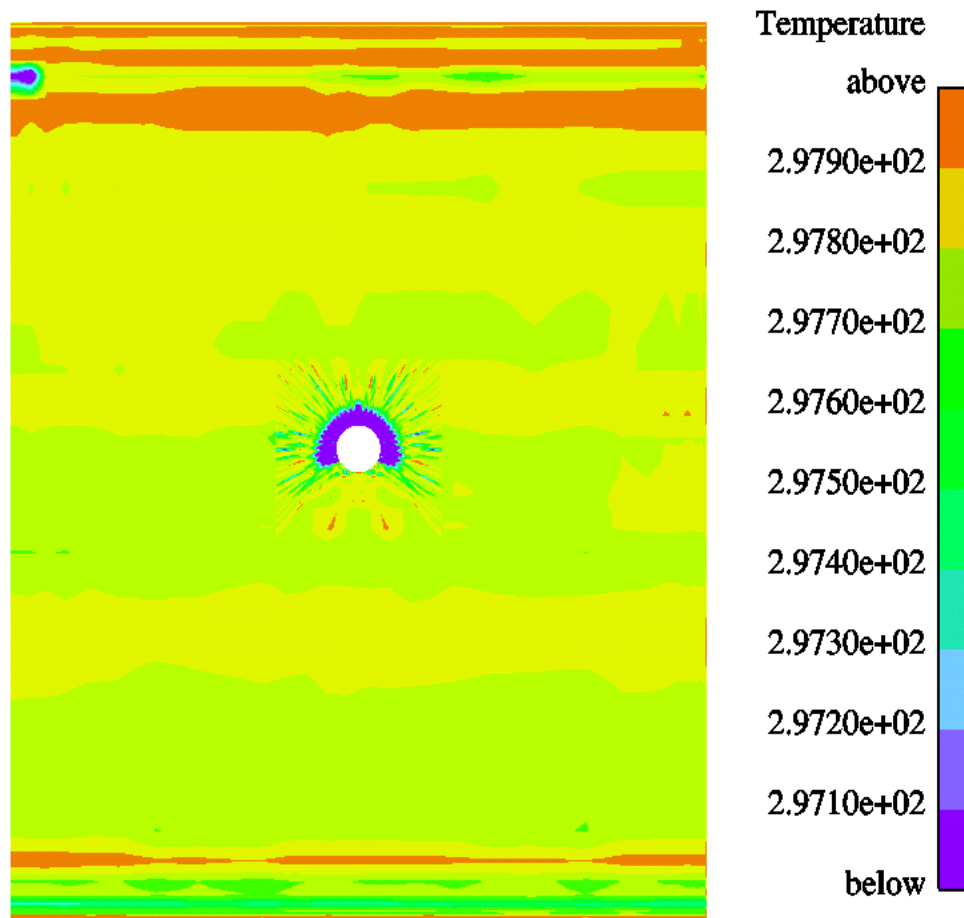


Kuva 17: Vasemmalla keskimääräinen lämpötila ja vasemmalla turbulenssin kineettinen energia.

Virtausnopeus lähellä huoneen seinää on erittäin hidasta. Tästä johtuen lämpötila muuttuu seinästä lähtevän lämpövuon seurauksena erittäin hitaasti. Tämän vuoksi FINFLO:ssa on nykyään mahdollista antaa laskenta-alueeseen alkuarvauksena lämpötila. Ongelmana on myös säteilyn mallinnus, sillä kun

laskenta-alueita rajoittavat symmetriatasot, ei näistä seinistä voi tuoda lämpövuota huoneeseen. Tässä tapauksessa lattiasta seinille säteilevän lämpösäteilyn osuus on merkittävä. Kun sivuseiniä ei tässä tapauksessa ole, joudutaan lattiaan, päätyseinään ja kattoon tuomaan todellista suurempi lämpövuoto.

Laskujen mukaan lämpötila ei kerrostu kovinkaan selvästi. Kuvassa 18 esitetään lämpötilajakauma suihkun keskikohdan tasossa. Ilma sekoittuu jo suuttimien lähialueella niin voimakkaasti, ettei lämpötila poikkea yhtä astetta enempää koko huoneen alueella lähialuetta huomioon ottamatta.

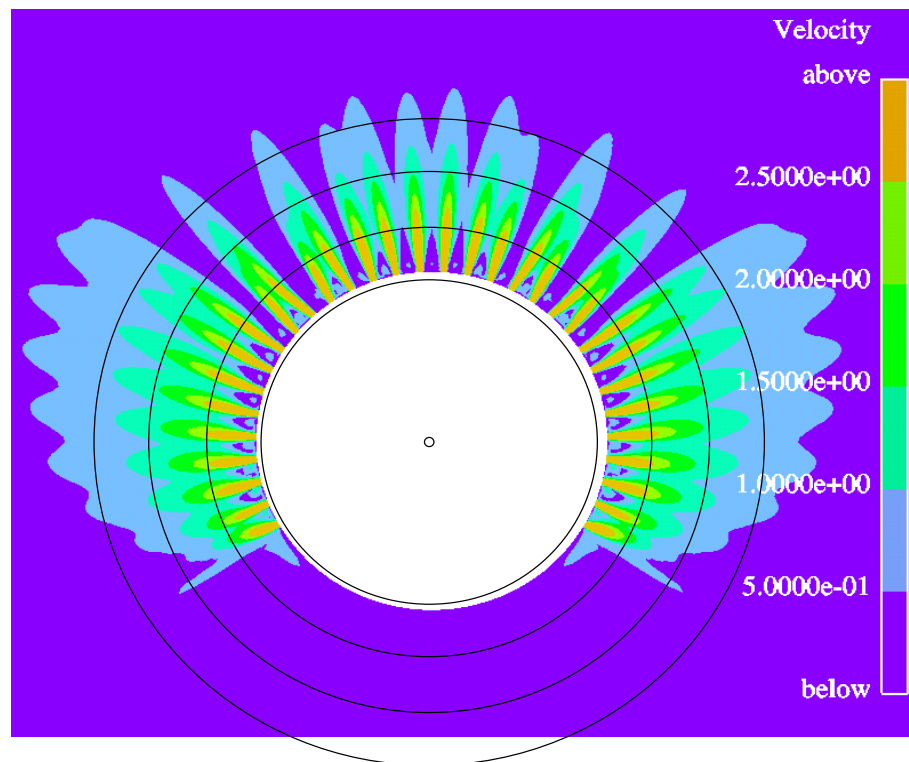


Kuva 18: Lämpötilakerrostuma keskellä suihkutasoa.

Suuttimen alta tuleva sekundäärivirtaus kääntää suutinputken alaosan suihkuja ylöspäin. Muutos virtauskentässä oli hidasta mutta selvää vielä 40 000 kierroksen kohdalla.

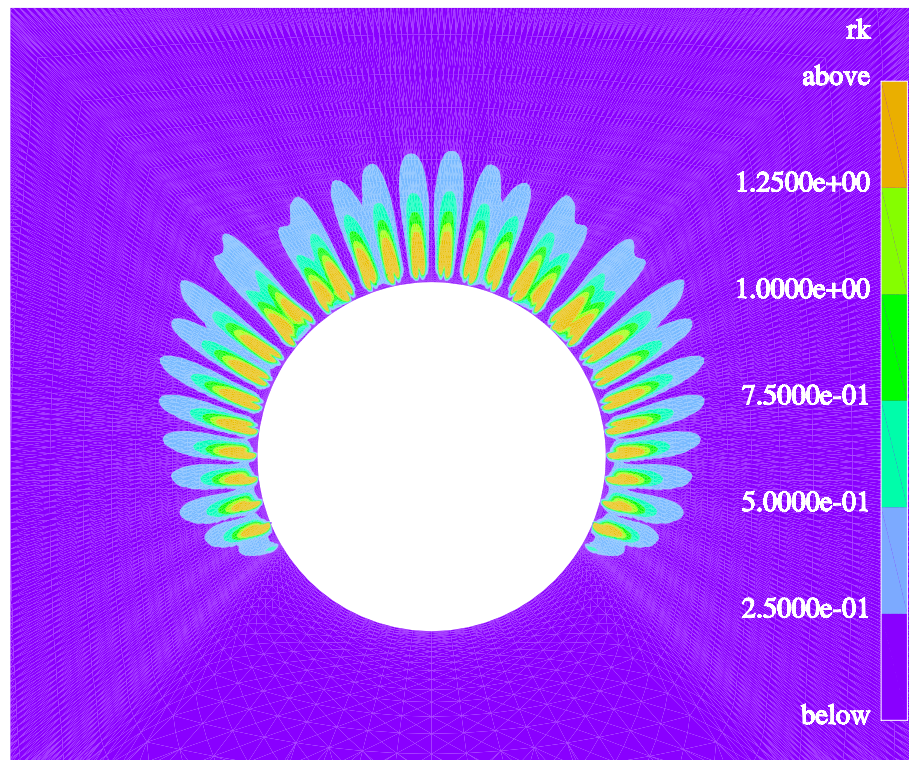
Nopeusjakauma lähellä tuloilmalaitetta on kuvassa 19. Sekundäärivirtaus hidastaa ja taivuttaa alimpia suihkuja. Osa suihkuista yhdistyy kahden suihkun kokonaisuudeksi. Tämä ilmiö saattaa olla ajasta riippuva, jolloin suihkut yhdistyisivät ja irtaantuivat jatkuvasti toisistaan. Suihkujen nopeudet 2 m/s asti vastaavat hyvin tehtyjä PIV-mittauksia. Alueella 0,5 .. 1,0 m/s nopeusjakauma poikkeaa huomattavasti mittaustuloksista. Tämä liittyy luul-

tavasti kanavan sivuilla oleviin pyörteisiin, jotka ovat huomattavasti alempana kuin todellisuudessa. Turbulenssin kineettisen energian jakauma lähellä tuloilmalaitetta on kuvassa 20. Turbulenssin kineettinen energia on suuressa osassa laskenta-aluetta melko pieni, jolloin turbulenssimalli ei välttämättä toimi kunnolla. Turbulenttisen ja molekylaarisen viskositeetin suhde tuloilmalaitteen lähistöllä on kuvassa 21. Turbulenttista viskositeettia kehittyi eniten suihkujen nopeuden hidastuttua lähelle ympäröivän ilman nopeutta.

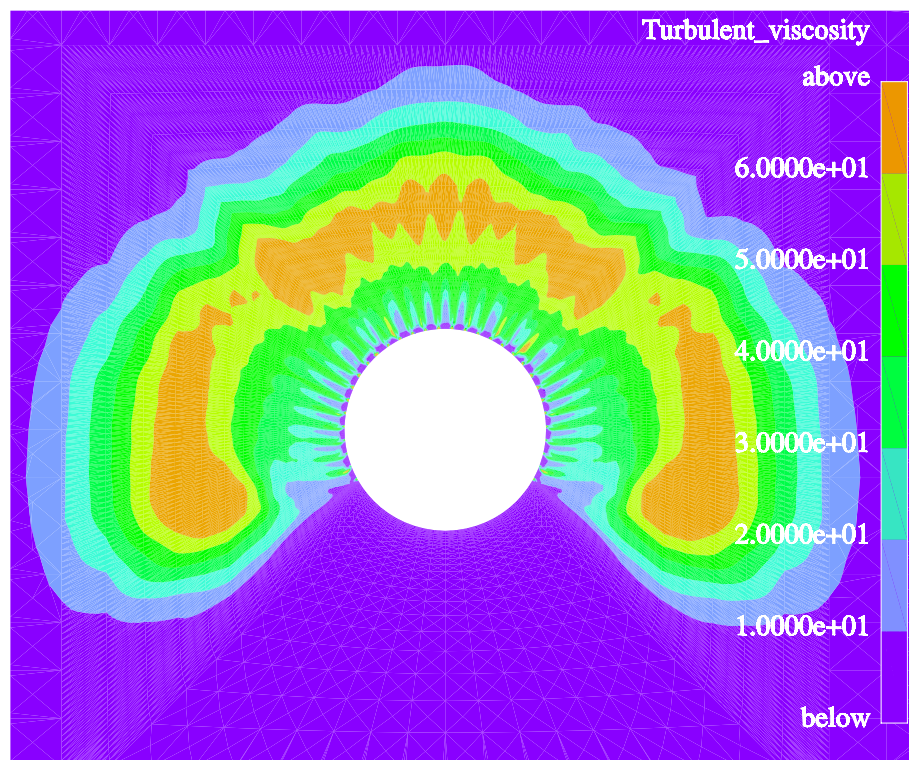


Kuva 19: Nopeusjakauma lähellä tuloilmalaitetta.

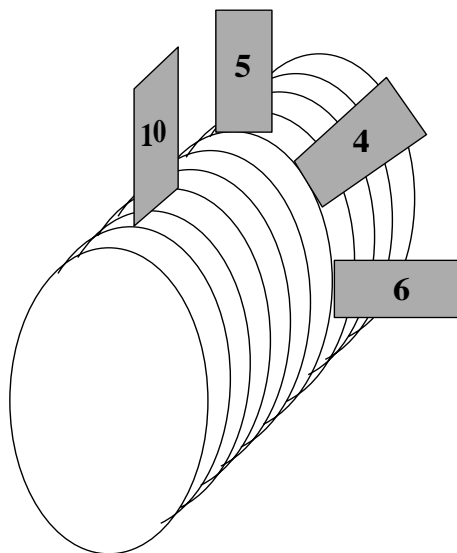
Suutinkanavan lähikentästä on tehty PIV-mittauksia tasoilla, joiden suunnat esitetään kuvassa 22. Laskentatuloksia ja vastaavia mittaustuloksia verrataan kuvissa 23 .. 26. Suunnassa 4, eli 45° kulmassa yläviistoon laskentatuloksissa on kohta, jossa kaksi suihkua yhdistyy. Tästä syystä nopeusjakaumat ovat tällä kohtaa kvalitatiivisesti hyvin erilaiset. Suunnassa 5, suoraan ylöspäin putken päällä poikkisuunnassa nopeusprofiilit ovat varsin samanlaiset. Lasketut nopeudet ovat lähellä suutinta hieman pienempiä mutta kauempana suurempia kuin mitatut. Suunnassa 6, kohtisuoraan sivullepäin, näkyy sekundäärivirtauksen aiheuttama suuttimien suihkujen kääntyminen. Lasketut nopeudet ovat kaikilla etäisyyksillä mitattuja suurempia, 50 mm etäisyydellä olevia huippuja lukuunottamatta. Suunnassa 10 maksiminopeudet ovat yhtäsuuria tai hieman pienempiä kuin mitatut. Lasketut nopeusprofiilit ovat kuitenkin leveämpiä kuin mitatut.



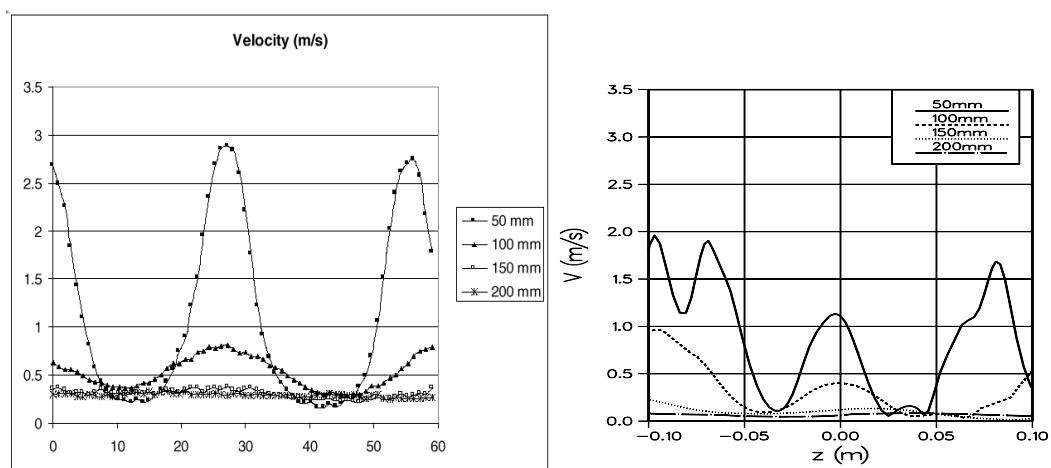
Kuva 20: Turbulenssin kineettinen energia lähellä tuloilmalaitetta.



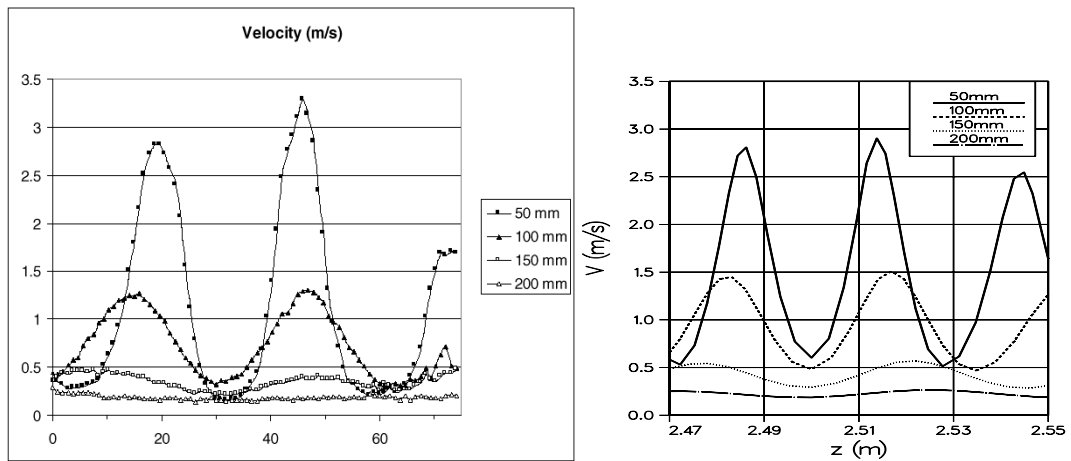
Kuva 21: Turbulenttisen ja molekylaarisen viskositeetin suhde lähellä tuloilmalaitetta.



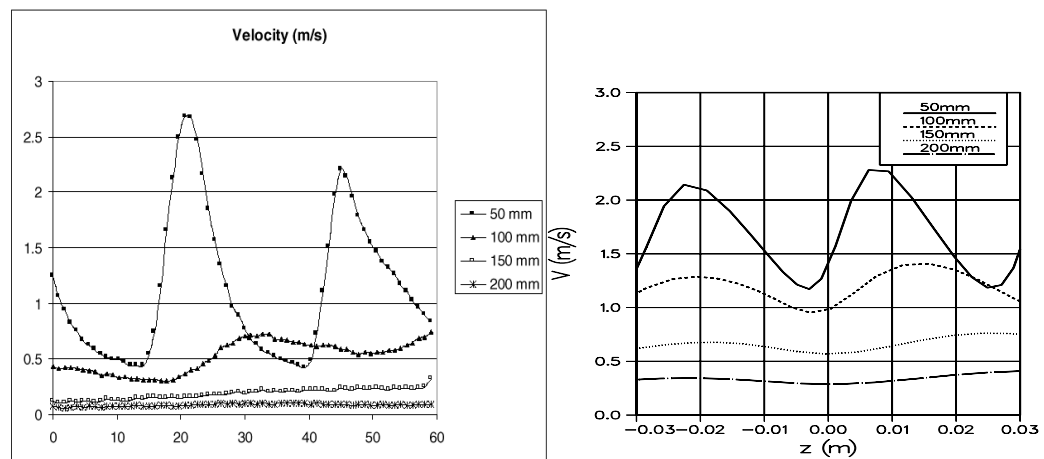
Kuva 22: Vertailutasojen suunnat.



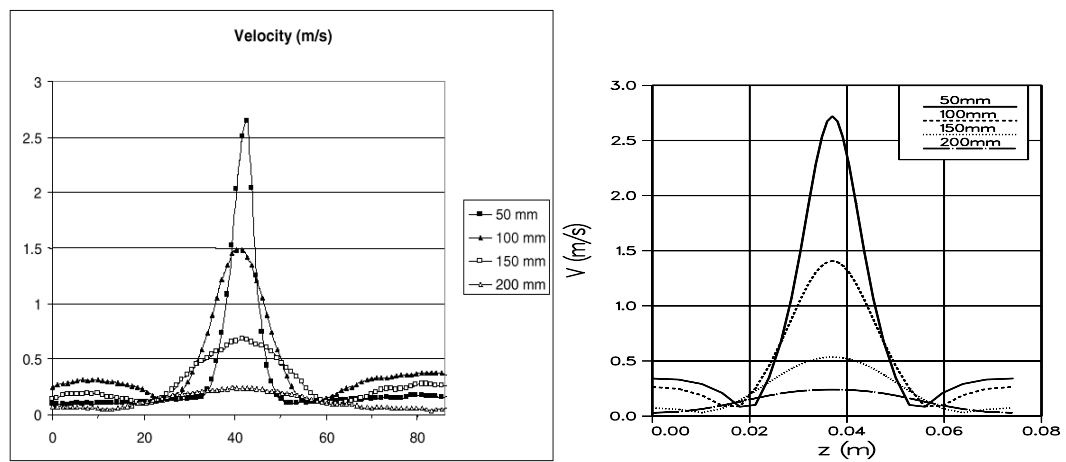
Kuva 23: Nopeusjakauma suunnassa 4. Mittaustulokset vasemmalla.



Kuva 24: Nopeusjakauma suunnassa 5. Mittaustulokset vasemmalla.



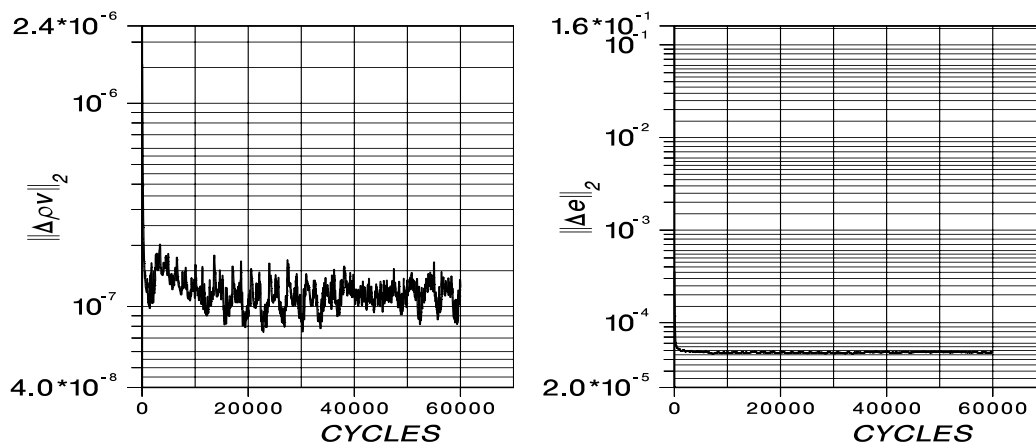
Kuva 25: Nopeusjakauma suunnassa 6. Mittaustulokset vasemmalla.



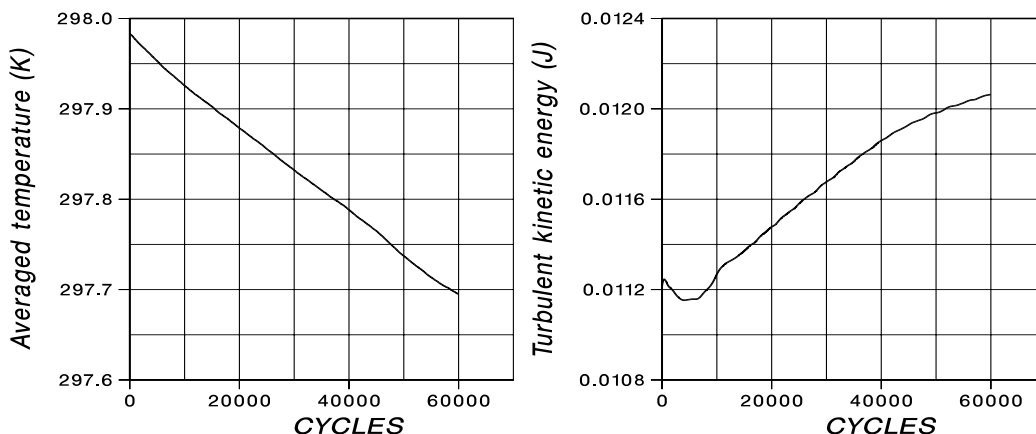
Kuva 26: Nopeusjakauma suunnassa 10. Mittaustulokset vasemmalla.

7.4 Alilämpöisen tuloilmavirran laskenta konvektiivisillä lämpölähteillä

Kuten muissakin tapauksissa, tässäkin konvergenssi oli erittäin hidasta. Alkuarvaukseksi laskettavalla toisella hilatasolla piti laskea 100 000 kierrosta, jotta virtauskenttä ei enää muuttunut. Hyvästä alkuarvauksesta huolimatta ensimmäisellä hilatasolla piti laskea 50 000 laskenta kierrosta, jotta virtauskenttä ei enää oleellisesti muuttuisi. Kuvassa 27 esitetään y -suuntaisen liikemäärän residuaalin L_2 -normi sekä energian residuaalin L_2 -normi ja kuvassa 28 keskimääräisen lämpötilan ja turbulenssin kineettisen energian muutos laskennan kuluessa. Molemmat näyttävät olevan vielä muuttumassa, mutta koska muutokset sekä nopeuden että lämpötilan suhteen olivat laskentatulosta laskennan aikana tarkasteltuina pieniä, päätettiin laskenta keskeyttää.

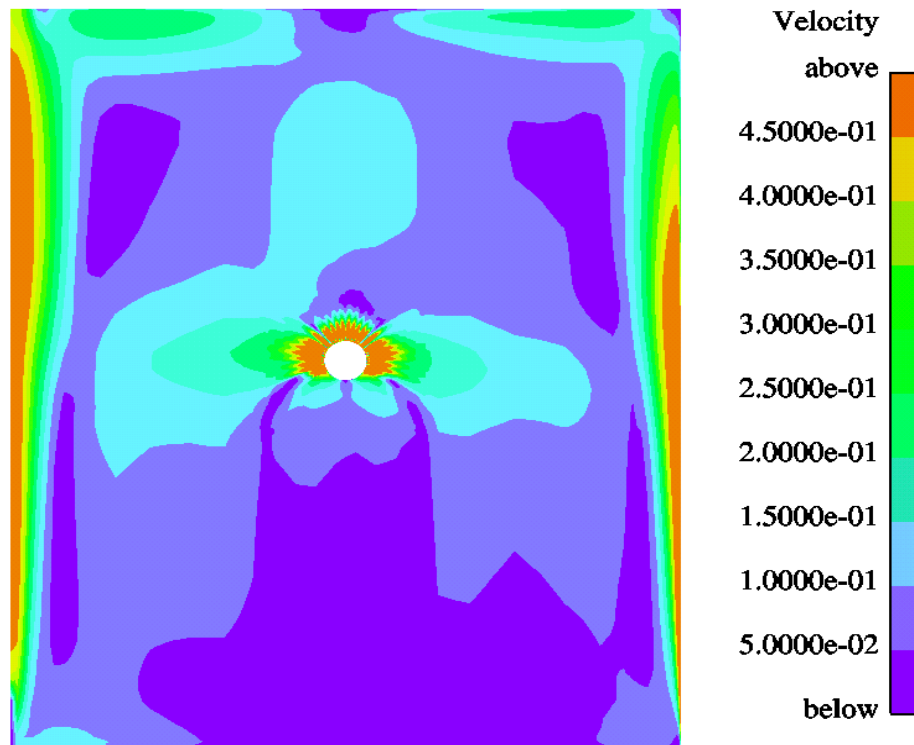


Kuva 27: Oikealla y -suuntaisen liikemäärän residuaalin L_2 -normi ja vasemmalla energian residuaalin L_2 -normi.

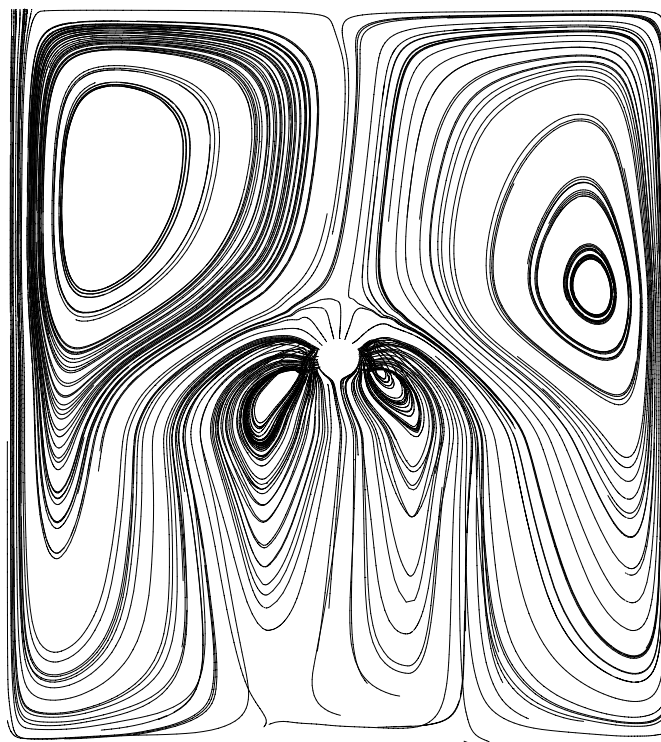


Kuva 28: Vasemmalla keskimääräinen lämpötila ja vasemmalla turbulenssin kineettinen energia.

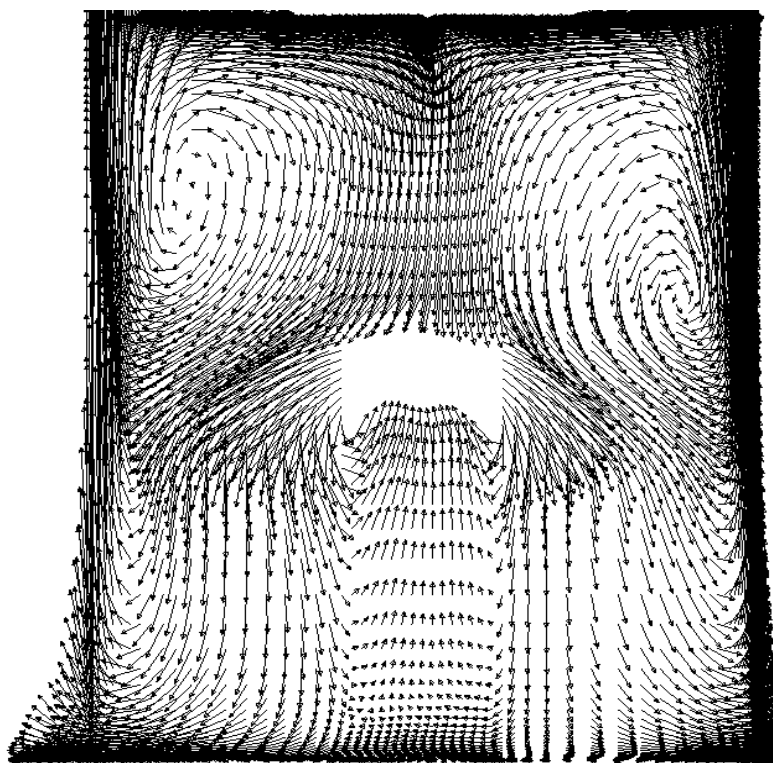
Kuvassa 29 on nopeusjakauma keskellä suihkutasoa. Lämmönlähteet aiheuttavat voimakkaat nostevirtaukset, jotka katosta kääntyttyään törmäävät toisiinsa. Pyörteiden keskustoihin ja suutinkanavan alapuolelle muodostuu hitaan virtauksen vyöhyke. Kuvassa 30 on seurattu massattomien partikkeleiden lentoratoja laskenta-alueessa. Tuloilmalaitteen molemmilla puolilla olevien pyörteiden paikat ovat selvästi alempana kuin mittauksissa. Nostevirtausten kääntyminen katosta, törmääminen ja alaspäin kääntyminen näkyvät myös hyvin. Tuloilmalaitteen virtauskenttä työntää alaspäin laskeutuvan virtauksen kohti huoneen päätyä ja keskustaa, jolloin tuloilmalaitteen alapuolelle jää hitaan virtauksen vyöhyke. Kuvassa 31 esitetään nopeusvektorit keskellä suihkutasoja. Lämpötilajakauma on kuvassa 32. Lämpötila vaihtelee huoneessa erittäin vähän, tuloilmalaitteen ja lämmittimien läheisyyttä lukuunottamatta vaihtelua on n. 1 K. Turbulenssin kineettisen energian jakauma keskellä suihkutasoa on kuvassa 33 ja lähellä tuloilmalaitetta kuvassa 34. Turbulenssin kineettinen energia on tässäkin tapauksessa suuressa osassa laskenta-aluetta melko pieni verrattuna suihkujen lähialueen arvoihin. Turbulenttisista viskositeettia kehittyi tässä tapauksessa eniten nostevirtausten yläosaan ja kohtaan, jossa ne katosta alas kääntyessään törmäävät tuloilmasuihkuihin (kuva 35). Lähellä tuloilmalaitetta turbulenttisen viskositeetin jakauma (kuva 36) on muutoin varsin samanlainen kuin tasaisella lämpökuormalla (kuva 21), mutta myös tuloilmalaitteen alapuolelle muodostuu turbulenttista viskositeettia voimakkaiden pyörteiden keskelle.



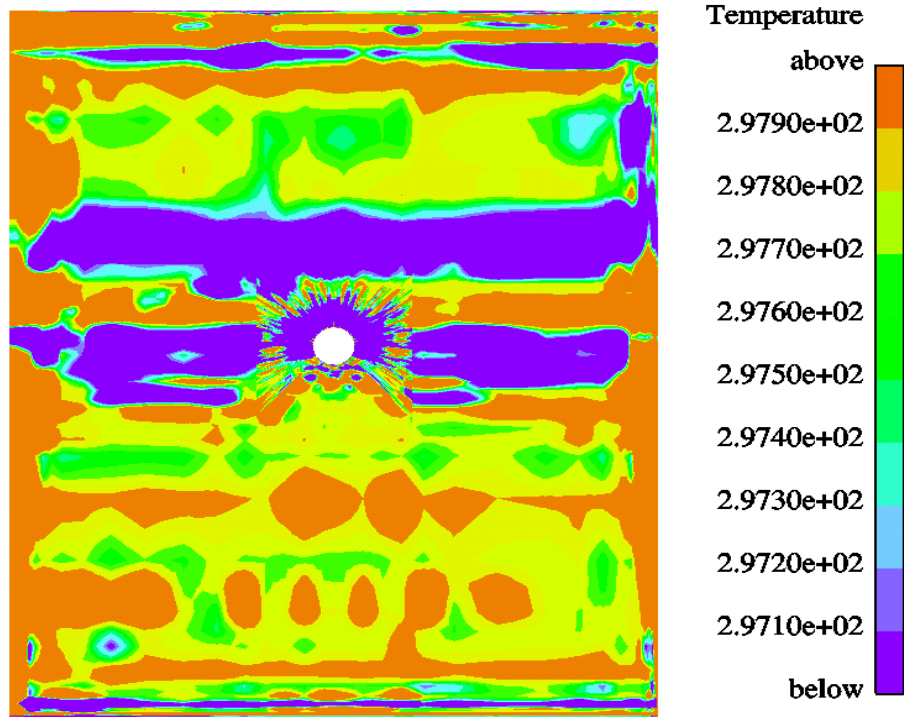
Kuva 29: Nopeusjakauma keskellä suihkutasoa.



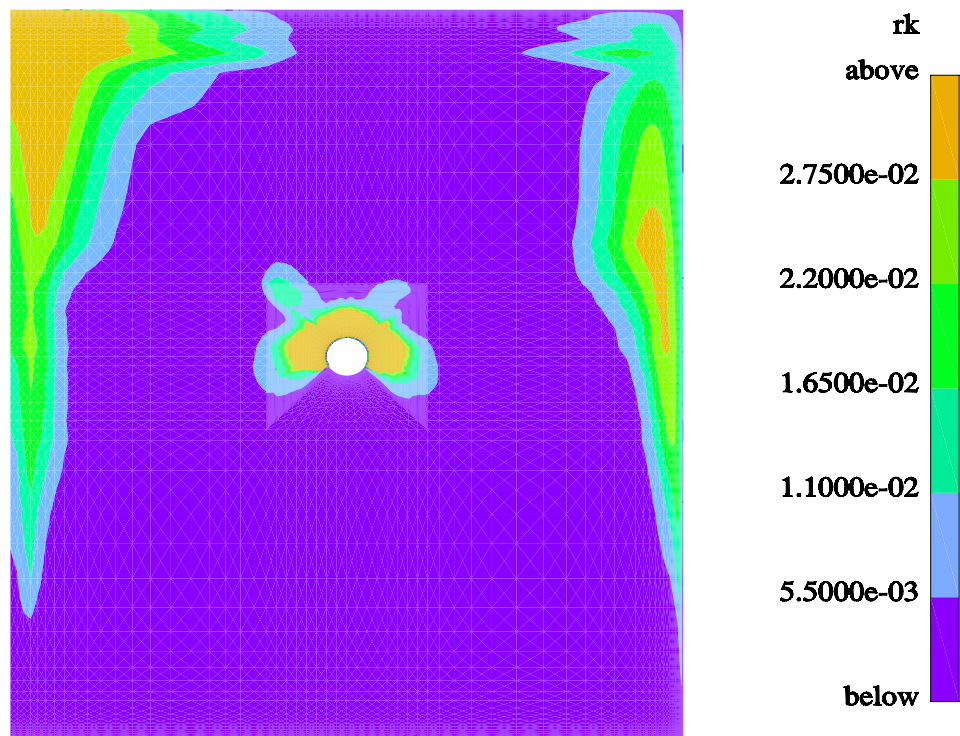
Kuva 30: Virtaviivat laskenta-alueessa.



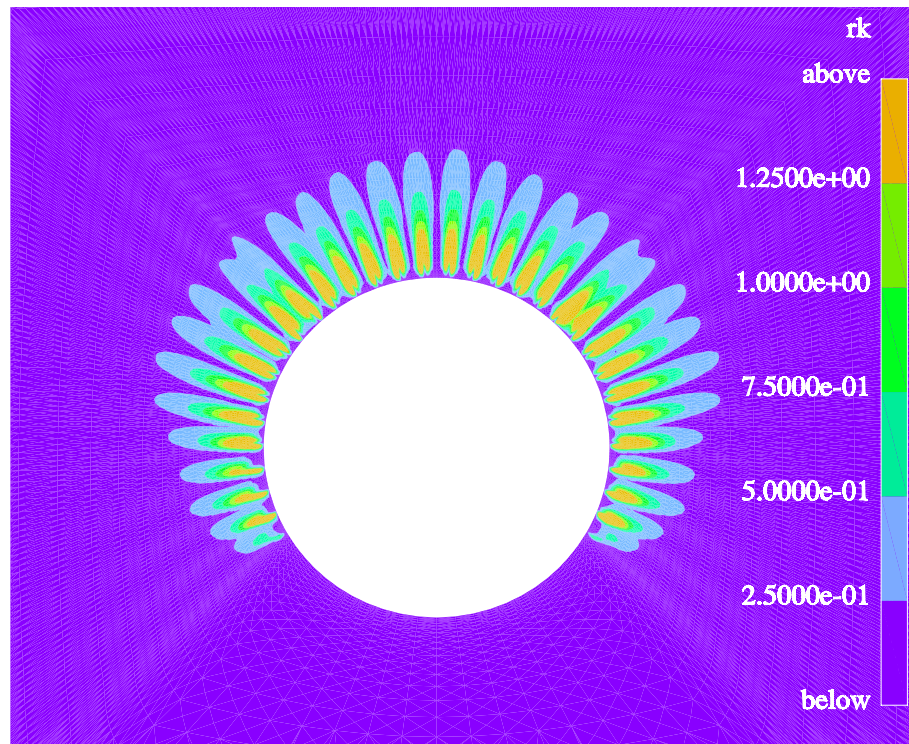
Kuva 31: Nopeusvektorit keskellä suihkutasoa.



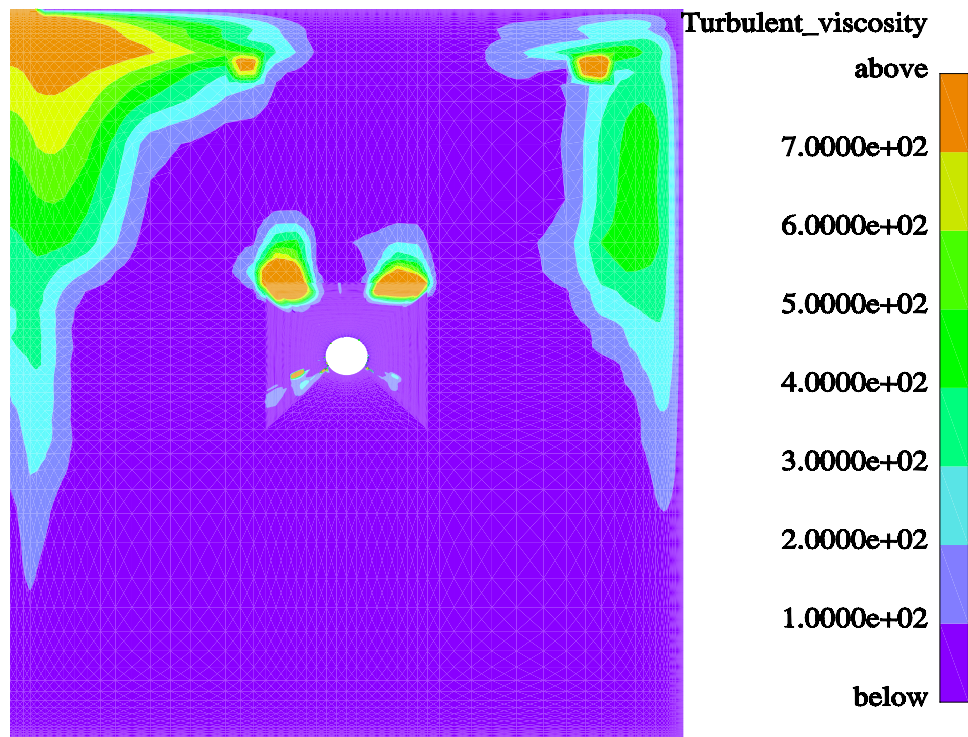
Kuva 32: Lämpötilakerrostuma keskellä suihkutasoa.



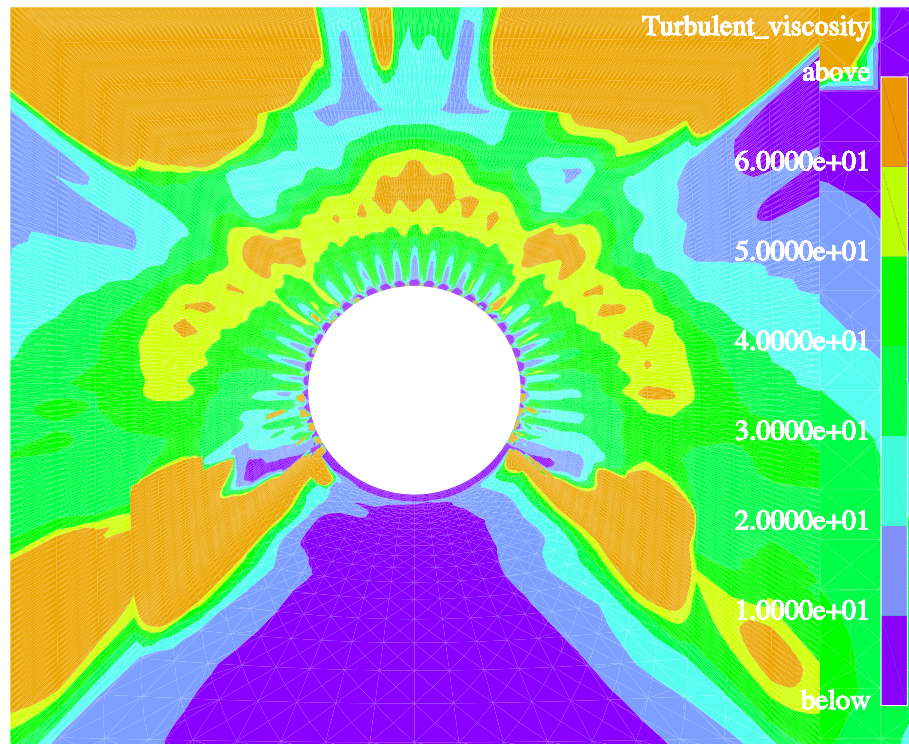
Kuva 33: Turbulenssin kineettinen energia keskellä suihkutasoa, kun lämpölähteet ovat konvektiivisia.



Kuva 34: Turbulenssin kineettinen energia lähellä suihkutasoa, kun lämpölähteet ovat konvektiivisia.

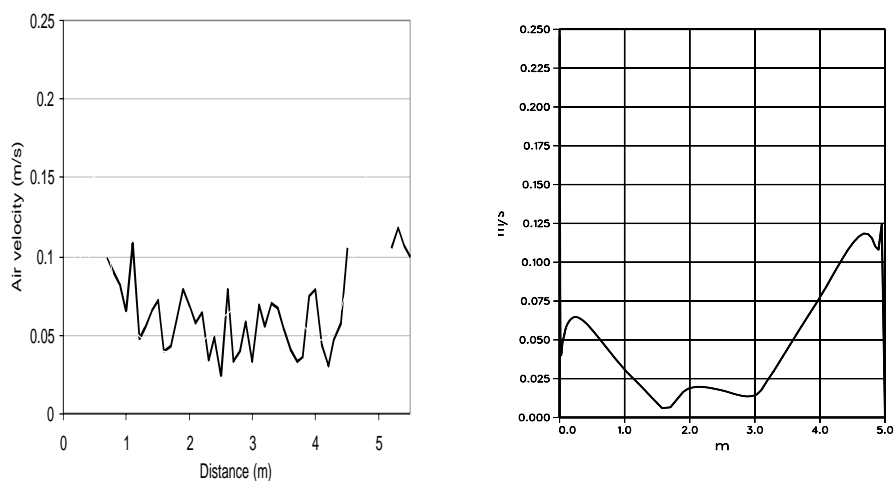


Kuva 35: Turbulenttisen ja molekylaarisen viskositeetin suhde keskellä suihkutasoa, kun lämpölähteet ovat konvektiivisia.

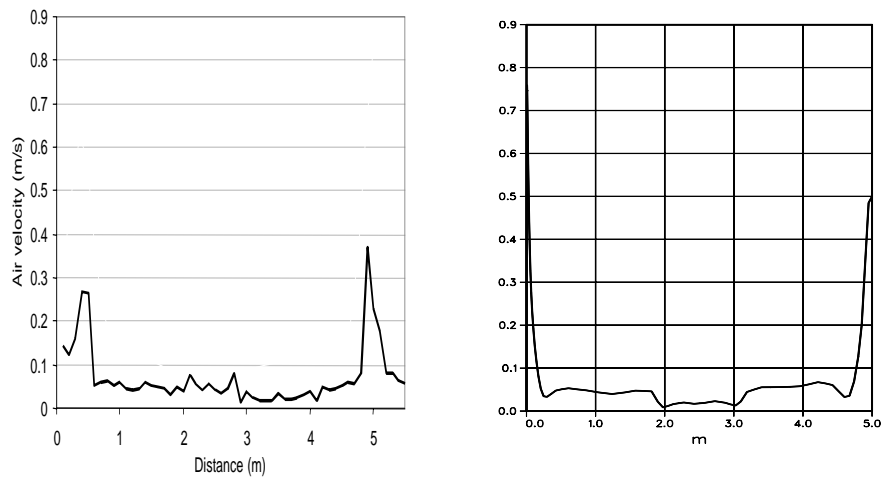


Kuva 36: Turbulenttisen ja molekylaarisen viskositeetin suhde lähellä tuloilmalaitetta, kun lämpölähteet ovat konvektiivisia.

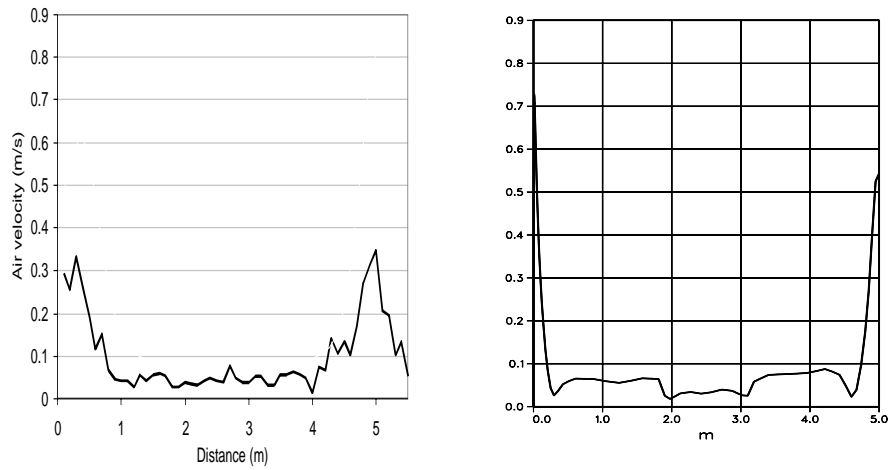
Nopeusjakaumat eri tasoilla huonetta esitetään kuvissa 37 .. 40. Näissä kuvissa esitetään myös keskeltä mittaushuonetta tehdyt mittaukset [6]. Käyrien koordinaatisto on käänteinen symmetriatasoon nähden verrattuna tässä raportissa oleviin muihin kuviin. Nopeusjakaumat vastavat hyvin mittaustuloksia muilla korkeuksilla paitsi tasolla 3,0 m, jossa pyörteiden sijainti aiheuttaa maksimikohtien puuttumisen tuloilmalaitteen molemmilta puolilta.



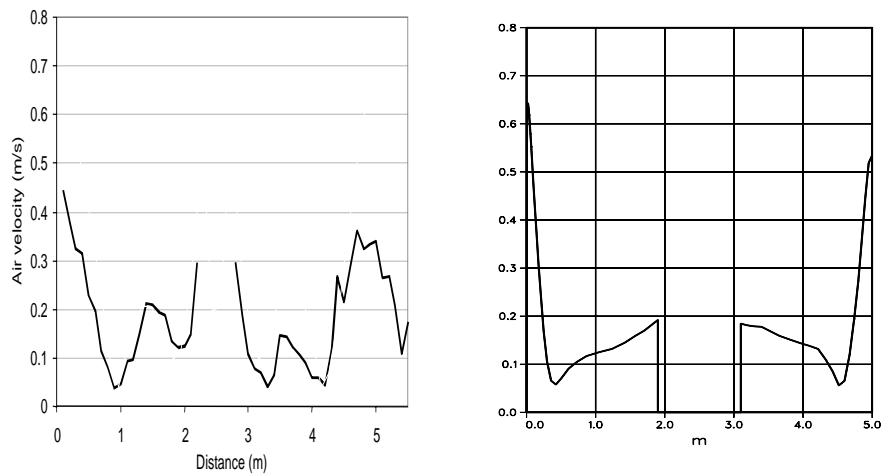
Kuva 37: Nopeusjakaumat tasolla 0,1 m. Vasemmalla mitattu jakauma [6].



Kuva 38: Nopeusjakaumat tasolla 1,1 m. Vasemmalla mitattu jakauma [6].



Kuva 39: Nopeusjakaumat tasolla 1,8 m. Vasemmalla mitattu jakauma [6].



Kuva 40: Nopeusjakaumat tasolla 3,0 m. Vasemmalla mitattu jakauma [6].

8 Johtopäätökset

Tässä työssä laskettiin yksi suutinrivi Activent-suutinkanavasta numeerisesti. Geometriaa oli yksinkertaistettu sijoittamalla suuttimet kanavan kehälle suoraviivaisesti ruuvipinnan sijaan. Kanavan pinnasta kohoavat suuttimet olivat laskennassa putken pinnan tasalla ja suuttimien korkeuden vaikutusta tarkasteltiin lisäämällä suuttimien molemmille puolille todellisen suuttimen korkuiset kehäsuuntaiset symmetriapinnat. Nämä muuttivat lähikentän virtausta olennaisesti, joten suuttimia ei voi mallintaa pelkkinä aukkoina. Koska virtaustilanne periaatteeltaan muistuttaa kaksiulotteista tilannetta, saattaa sillä olla olennaisia vaikutuksia koko huoneen virtauskenttään. Tämä saattoi olla syynä tuloilmaelimen lähikentässä tapahtuvan sekundaarivirtauksen heikkouteen, joka vaikutti myös koko lähikentän virtauskuvion muotoon. Ainakaan tällaisenaan yhden suutinrivin mallinnusta ei ole järkevää käyttää tuloilmalaitteen reunaehtojen määrittämiseen, koska mallinnus vie kohtuuttomasti aikaa eikä nopeusjakauma tuloilmalaitteen lähikentässä riittävästi muistuta todellisuutta. Sen sijaan laskennalla saadaan tietoa suihkujen käyttäytymisestä ja sekundaari-ilman virtauksesta aivan suuttimien lähialueella.

Viitteet

- [1] Chien, K.-Y., "Predictions of Channel and Boundary-Layer Flows with a Low-Reynolds-Number Turbulence Model," *AIAA Journal*, Vol. 20, Jan 1982, pp. 33–38.
- [2] *FINFLO User Manual version 2.2*, 1997.
- [3] Hirsch, C., *Computational Methods for Inviscid and Viscous Flows*, Vol. 2 of *Numerical Computation of Internal and External Flows*. Chichester: John Wiley & Sons Ltd, 1990. ISBN 0-471-92351-6.
- [4] Siikonen, T., "Laskennallisen virtausmekaniikan ja lämmönsiirron jatko-opintojakso," Teknillinen korkeakoulu, Sovelletun termodynamiikan laboratorio, Espoo, 1998.
- [5] Rahman, M. and Rautaheimo, P., "A Modification for an Explicit Algebraic Stress Model," Helsinki University of Technology, Laboratory of Applied Thermodynamics, 1998. ISBN 951-22-4021-1.
- [6] Koskela, H., "Mittaustuloskäyrästä," Turun aluetyöterveyslaitos, Turku, 1999. (Julkaisematon).