

ILMASTOINTILAITTEIDEN MELUNLÄHTEIDEN ETSIMINEN AIKARIIPPUVAN VIRTAUSSIMULOINNIN KEINON

Pekka Saarinen, Jukka Keränen

Työterveyslaitos
Lemminkäisenkatu 14-18 B, 20520 Turku
pekka.saarinen@ttl.fi

1 JOHDANTO

Vaikka James Lighthill johti nimeään kantavan, virtausmelun syntyä kuvaavan aaltoyhtälön jo 1950-luvulla, siitä ei ole tullut yleisesti käytettyä työkalua ilmastointilaitteiden meluntuoton analysoinnissa. Näin siitä huolimatta, että numeerinen virtaussimulointi, jonka lopputuloksesta Lighthillin yhtälön lähdekenttä voidaan laskea, on ilmastointiteollisuudessa yleinen suunnittelutyökalu. Toki äänilähteiden erottuminen vaatii virtaussimulaation tekemistä aika-riippuvana, käyttäen huomattavasti tavanomaista parempaa paikka- ja varsinkin aikaresoluutiota. Lisäksi lähdekenttä on erikseen laskettava mallinnetusta nopeus- ja tiheyskentästä. Mo-niin kaupallisiin virtaussimulointiohjelmistoihin kuitenkin kuuluu funktiogeneraattori, jonka avulla lähdekentän laskeminen on yksinkertaista. Tässä tutkimuksessa on demonstroitu sekä tulo- että poistoilmalaitetta esimerkkinä käyttäen, miten ilman virtausmelun lähteet saadaan esille virtausratkaisijaa käyttäen.

2 LIGHTHILLIN AALTOYHTÄLÖ

Virtaamattomassa väliaineessa äänen aaltoyhtälö kirjoitetaan yleensä käyttäen aerodynaami-sena muuttujana painetta p , muodossa

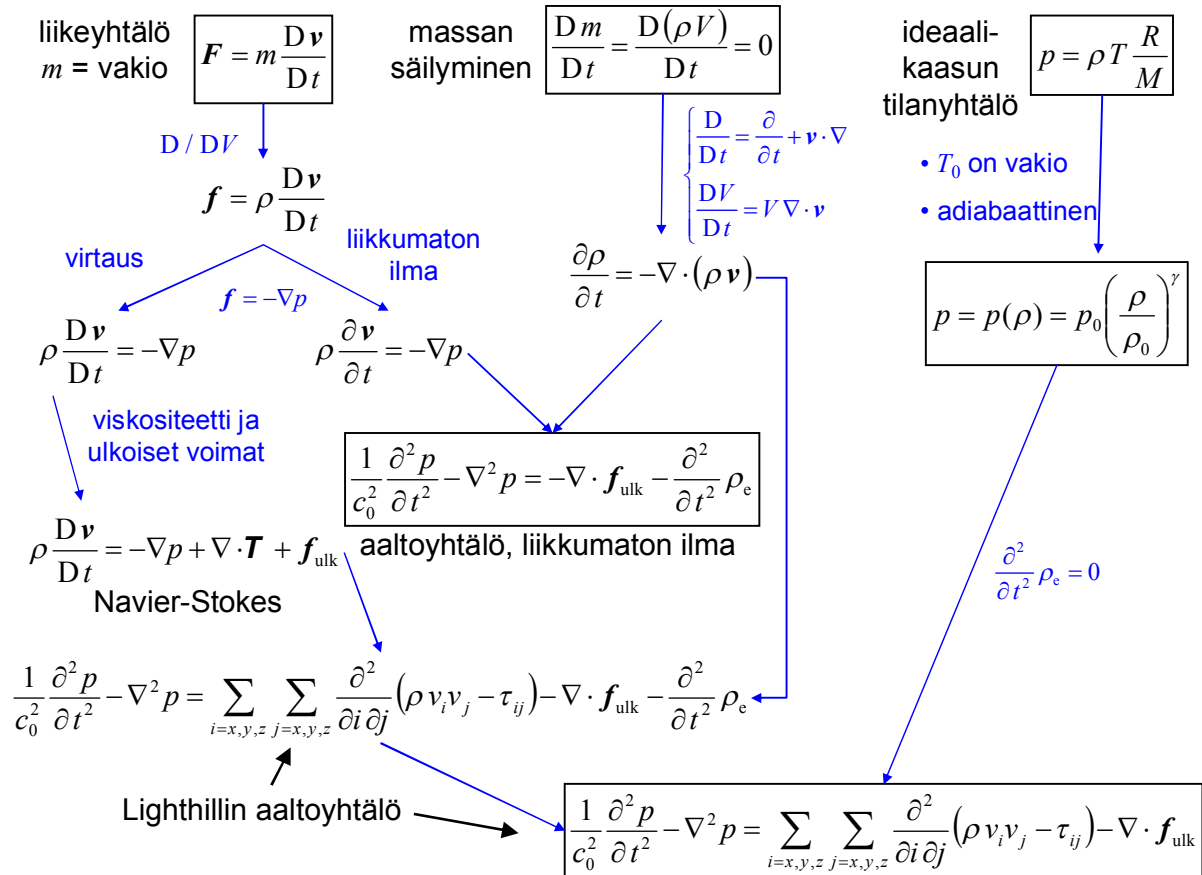
$$\frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} - \nabla^2 p = 0. \quad (1)$$

Yhtälön ratkaisuja ovat taso- ja palloaallot sekä kaikki niiden lineaariset yhdistelmät. Kaikki ratkaisut kuitenkin kuvaavat pelkästään eteneviä aaltoja, jotka saapuvat ratkaisualueelle muu-alta, reunaehtojen kautta. Ääniaaltojen syntyä yhtälön (1) avulla ei voida selittää. Jos sen si-jaan jollakin alueella yhtälön oikea puoli eroaisi nolasta, yhtälön ratkaisu tällä alueella käyt-täytyisi poikkeavalla tavalla. Tämä taas voidaan tulkita siten, että ko. alueella ääni absorboi-tuu, heijastuu tai taittuu tai syntyy uutta ääntä. Tällainen tilanne syntyy esimerkiksi silloin, kun yhtälö (1) yleistetään tilanteisiin, joissa kaasumolekyyleihin vaikuttaa jokin ulkoinen voima (yleensä keskipakoisvoima tai gravitaatio) tai väliaineessa on suuria taustalämpötilan gradientteja (kuten kuumia suihkuja tai liekkiä). Näin saatava yleisempi virtaamattoman il-man aaltoyhtälö ja sen johto on esitetty kuvassa 1. Suure $f_{\text{ulk}} = dF_{\text{ulk}}/dV$ on ulkoisten voi-mien tiheys (voima tilavuusyksikköä kohti) ja suure $\rho_e = \rho - p/c_0^2$, nk. ylimääräinen tiheys, mittaa poikkeamaa adiabaattisesta käyttäytymisestä.

Virtausäänen kannalta tärkein aaltoyhtälön (1) yleistys on kuitenkin väliaineen virtauksen sal-liminen. Kuten kuvasta 1 voidaan nähdä, aaltoyhtälön johto muuttuu tällöin siten, että toisessa

Eulerin yhtälössä $\rho \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = -\nabla p$ kaasualkion nopeuden osittaisderivaatta $\partial \mathbf{v} / \partial t$ yleistyy koko-naisderivaataksi $D\mathbf{v} / Dt = \partial \mathbf{v} / \partial t + \mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v}$. Tämä voidaan tulkita siten, että kiinteässä pisteessä

oleva kuvitteellinen kaasun kiihtyvyyssanturi korvataan kaasualkion mukana kulkevalla anturilla, joka paikallisten vaihtelujen lisäksi havaitsee myös ne nopeusvaihtelut, jotka johtuvat kaasualkion kulkeutumisesta virtauskentän osasta toiseen. Periaatteessa virtaavassa väliaineessa on otettava huomioon myös kitkavoimat, joiden tiheys $\mathbf{f}_{\text{kitka}} = \nabla \cdot \mathbf{T}$, missä $\mathbf{T} = (\tau_{ij})$ on jännitystensori (vektori, jonka komponentit ovat vektoreja). Kitkavoimien merkitys on kuitenkin häviävän pieni, sillä hitausvoimien ja kitkavoimien suuruussuhdetta mittaava Reynoldsin luku on virtausäänisovelluksissa lähes aina hyvin suuri.



Kuva 1. Äänen aaltoyhtälöt ja niiden johto. Alinna on Lighthillin aaltoyhtälö, kun akustisena muuttujana käytetään painetta. Aaltoyhtälön oikean puolen termit ovat äänen lähde-termejä.

Kuvassa 1 on esitetty lyhyesti johdot sekä tavanomaiselle, virtaamattomassa väliaineessa pätevälle äänen aaltoyhtälölle että virtaavassa väliaineessa pätevälle Lighthillin aaltoyhtälölle. Ääniaallot virtaamattomassa väliaineessa ovat analogisia peräkkäin kytketyissä pienissä joussissa etenevien aaltojen kanssa. Jousen palautusvoimaa vastaa tällöin yksittäisenä värähtelijänä toimivan ilma-alkion puristumisen tai venymisen aiheuttama painemuutos, ja sitä kuvaa kaasun tapauksessa tilanyhtälö $p = p(\rho, T, M)$. Värähtelijäketjun yksittäiseen värähtelijään kohdistuu nettovoima, jos naapurivärähtelijöiden siihen kohdistamat vastakkaisiin suuntiin vaikuttavat painevoimat ovat erisuuruiset. Tämä merkitsee, että paineella on nolasta eroava gradientti ∇p . Kaasussa palautusvoiman sijasta on kuitenkin luontevinta käyttää voimatihey-

tä $\mathbf{f} = d\mathbf{F}/dV = -\nabla p$. Tilanyhtälönä voidaan käyttää ideaalikaasujen tilanyhtälöä $p = RT\rho/M$. Ellei kemiallisia reaktioita tapahdu, moolimassaa M voidaan pitää vakiona. Jos myöskään taustalämpötila ei muutu, ainoat lämpötilanmuutokset ovat seurausta itse ääniaalloissa tapahtuvista kaasun tiheyden muutoksista. Nämä taas ovat niin nopeita ilmiöitä, ettei lämpötilan johtumista ehdi tapahtua, ts. adiabaattisia prosesseja. Tällöin $T = T(\rho)$ ja sen myötä paine riippuu yksin tiheydestä, ts. $p = p(\rho)$, ja paineen suhteelliset muutokset ovat suurempia kuin tiheyden. Käyttäen hyväksi ominaislämpökapasiteettien c_v ja c_p määritelmiä saadaan helposti johdettua ideaalikaasun adiabaattinen tilanyhtälö (alaindeksi 0 viittaa tasapainotilaan)

$$p = p_0 \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^\gamma,$$

missä $\gamma = c_p/c_v \approx 1.4$. Tästä puolestaan saadaan $\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial p}{\partial t} \approx \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial p}{\partial t}$, kun muistetaan että

$c = \sqrt{\gamma \frac{p}{\rho}} \approx \sqrt{\gamma \frac{p_0}{\rho_0}} = c_0$. Tällöin $\frac{\partial^2}{\partial t^2} \rho_e \approx 0$ ja Lighthillin yhtälö saadaan kuvassa 1 alinna esitettyyn muotoon

$$\frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} - \nabla^2 p = \sum_{i=x,y,z} \sum_{j=x,y,z} \frac{\partial^2}{\partial i \partial j} (\rho v_i v_j - \tau_{ij}) - \nabla \cdot \mathbf{f}_{\text{ulk}}.$$

Pyörimättömässä systeemissä ulkoisia voimia ei ole, joten lähde-termi $-\nabla \cdot \mathbf{f}_{\text{ulk}}$ voidaan jättää huomioon ottamatta. Lisäksi, kuten edellä todettiin, kitkavoimat ovat inertiaalivoimiin verrattuna häviävän pieniä, joten myös lähde-termi $-\sum_{i=x,y,z} \sum_{j=x,y,z} \frac{\partial^2}{\partial i \partial j} \tau_{ij}$ voidaan poistaa. Näin jäljelle jää aaltoyhtälö

$$\frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} - \nabla^2 p = \sum_{i=x,y,z} \sum_{j=x,y,z} \frac{\partial^2}{\partial i \partial j} (\rho v_i v_j). \quad (2)$$

Yhtälö poikkeaa alkuperäisestä Lighthillin yhtälöstä [1] siinä, että muuttujana on tiheyden sijasta käytetty painetta, joka on ensisijainen suure äänenvoimakkuutta mitattaessa.

Yhtälö (2) ei tarkkaan ottaen ole aito aaltoyhtälö, sillä paineesta riippuva suure – tiheys – esiintyy yhtälön oikealla puolella. Pienillä Machin luvun v/c_0 arvoilla tämä seikka voidaan kuitenkin jättää huomiotta, jolloin yhtälölle saadaan analyyttinen ratkaisu, jossa jokaisessa lähdekentän pisteessä on kvadrupolilähde. Ratkaisu yleistyy myös tilanteeseen, jossa lähdealueen ympärillä on ääntä heijastavia pintoja. Jokaisessa pinnan pisteessä on tällöin dipolilähde [2]. Paras lopputulos saavutetaan silti käyttämällä yhdistelmämenetelmää, jossa tiheys $\rho(\mathbf{r}, t)$ ja virtausnopeus $\mathbf{v}(\mathbf{r}, t)$ lähdealueella ratkaistaan virtausmallinnuksen (CFD) keinoin, minkä jälkeen myös aaltoyhtälö (2) reunaehtoineen ratkaistaan numeerisesti erillisen akustisen ratkaisijan avulla [3]. Näin saadaan hyvällä tarkkuudella ennustettua kaukana äänilähteestä mitattava äänenpainekenttä joko taajuus- tai aika-avaruudessa. Mikäli Lighthillin aaltoyhtälön lähde-termiä ymmärtävää akustista ratkaisijaa ei ole käytettävissä, voidaan pelkästä ajasta

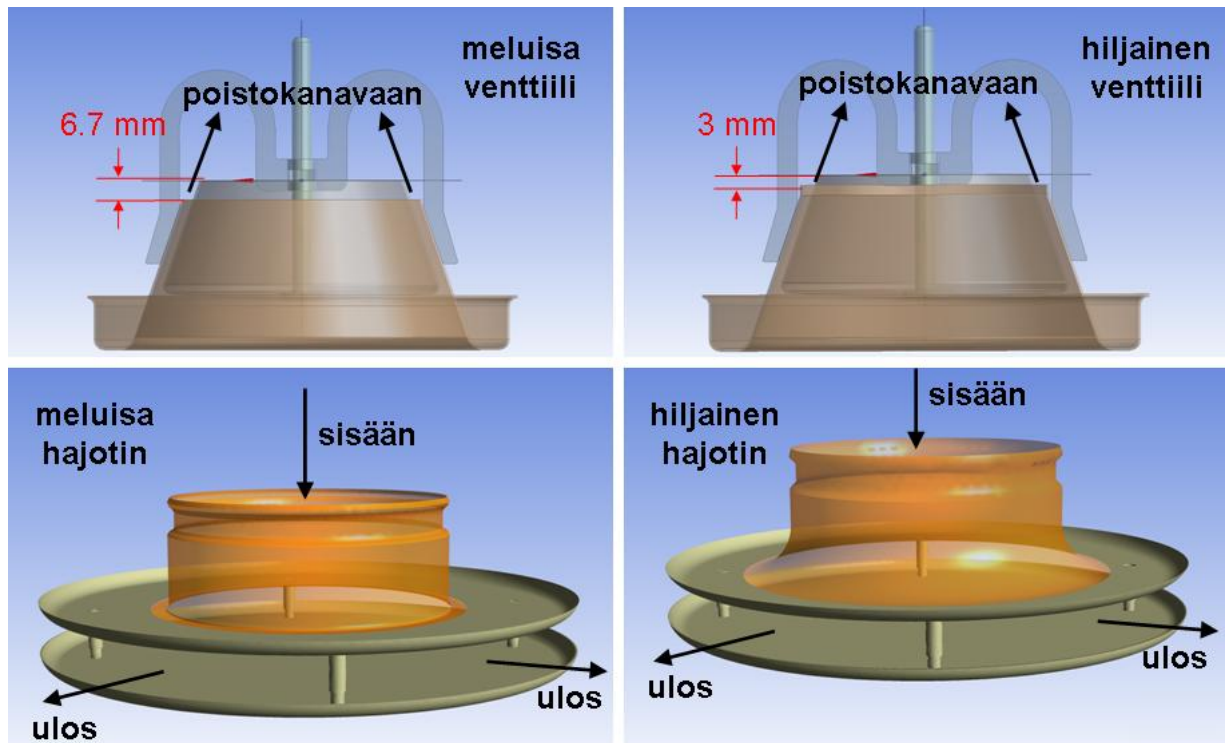
riippuvasta virtaussimulaatiostakin tehdä hyödyllisiä päätelmiä virtauksen meluntuotosta. Esimerkiksi piirtämällä simuloidusta virtauskentästä laskettuja inertiaalilähdetermin

$$I(\mathbf{r}, t) = \sum_{i=x,y,z} \sum_{j=x,y,z} \frac{\partial^2}{\partial i \partial j} (\rho v_i v_j) \quad (3)$$

tasa-arvopintoja voidaan nähdä, missä meluntuoton kannalta ongelmalliset virtauskentän osat sijaitsevat. Vertaamalla eri laitevariaatioiden lähdekenttiä taas voidaan arvioida, mikä versio tuottaa eniten ja mikä vähiten ääntä. Juuri näin menetellään seuraavaksi käyttäen esimerkkeinä kahta laiteparia (hiljainen ja meluisa versio), joista toinen on tuloilmalaite ja toinen poistoilmalaite.

3 ESIMERKKILAITTEET

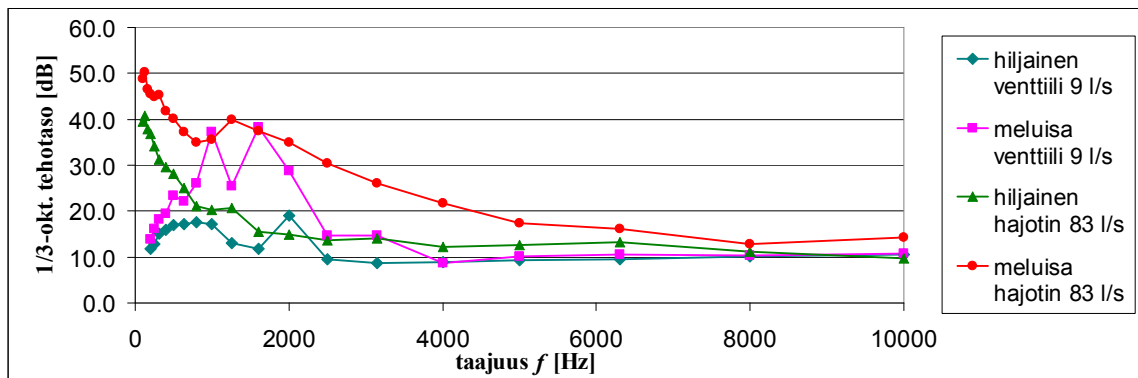
Kuvassa 2 on rakennekuvat neljästä päätelaitteesta, joista kaikista mitattiin huoneeseen säteilyt kokonaisääniteho 1/3-oktaavikaistoittain. Ylhäällä kuvatut laitteet ovat poistoventtiilejä ja alhaalla on kaksi kattohajotinta (kattoon asennettava tuloilmalaite). Vasemmanpuoleiset geometriat ovat meluisia ja oikeanpuoleiset hiljaisia. Kuten kuvasta käy ilmi, erot meluisan ja vastaavan hiljaisen laitteen geometrioissa ovat sangen vähäisiä. Siitä huolimatta erot niiden meluntuotoissa ovat selvästi kuultavissa, kuten myös mittaustuloksista kuvassa 3 helposti havaitaan. Näin kumpikin laitepari toimii hyvänä testinä sille, voidaanko inertiaalilähdetermiä (3) mallintamalla ennustaa erot eri variaatioiden meluntuotossa ja paljastaa uskottavalla tavalla melun syntykohdat.



Kuva 2. Laitegeometriat, joiden avulla testattiin CFD:llä simuloitun lähdekentän korrelaatiota mitatun meluntuoton kanssa. Hiljainen ja meluisa poistoventtiili eroavat toisistaan lähinnä sisä- ja ulkokartion välisen siirroksen suhteen. Hiljaisessa kattohajottimessa taas tulo-kanavan ja lautasosan välinen liitos on pyörästetty, toisin kuin meluisassa geometriassa.

4 MITTAUKSET JA MALLINNUKSET

Prototyypilaitteiden mitatut äänitehotasot on esitetty kuvassa 3. Poistovenktiilien äänitehot mitattiin ilmavirralla 9 l/s ja hajottimien ilmavirralla 83 l/s, jotka kumpikin ovat laitteiden normaalilla toiminta-alueella. Voimakkaimmin ääntä säteilevillä taajuuskaistoilla hiljaisen ja meluisan laitegeometrian äänitehojen ero oli tyypillisesti välillä 10 dB – 20 dB. Tämä on merkittävä ero, joka on selvästi korvin kuultavissa. Näin ollen eron pitäisi näkyä myös vertailtaessa meluisan ja hiljaisen laiteversion lähdekenttiä.



Kuva 3. Meluisan ja hiljaisen poistovenktiilin ja hajottimen huoneeseen säteilemät äänitehot 1/3-oktaavikaistoittain.

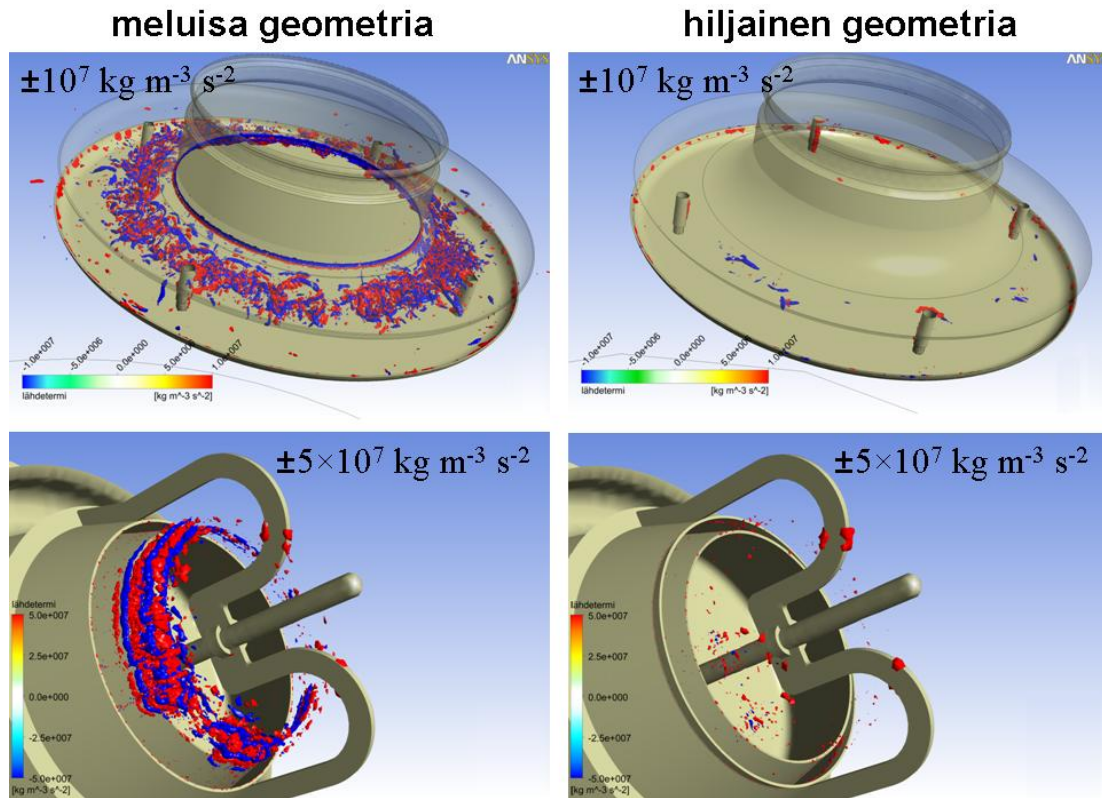
Laitteiden virtausmallinnukset tehtiin aikariippuvina ja kokoonpuristuvina käyttäen ANSYS CFX 12.0.1 -ohjelmiston LES-ratkaisijaa (Large Eddy Simulation). Simulaatiot aloitettiin ajasta riippumattomasta tasapainotilan RANS-ratkaisusta, minkä vuoksi tarvittiin pitkä (vähintään noin kaksi kertaa virtausaika tuloreunaehdosta lähdealueelle) "esimallinnus", ennen kuin simulaatio alkoi muistuttaa todellista turbulenttia virtausta. Tämän jälkeen tehtiin varsinainen mallinnus hyvin lyhyellä aika-askelalla – hajottimilla 0.00004 s ja venttiileillä 0.00001 s. Laskentaverkko oli lähdealueen läheisyydessä hyvin tiheä; hajottimilla pienimpien laskentakoppien läpimitat olivat neljäsosamillimetrin ja poistovenktiilillä kymmenesosamillimetrin suuruusluokkaa.

Kuvassa 4 on tuokiokuvat mallinnetuista inertiaalilähdekentistä. Ne on laskettu simulaation tuottamista nopeus- ja tiheyskentistä käyttäen virtausmallinnusohjelmiston jälkikäsitelijän funktiogeneraattoria. Koska funktiogeneraattorissa ei ollut suureiden toisia derivaattoja, lähdermiä (3) jouduttiin muokkaamaan käyttämällä kokoonpuristumattomuusoletusta ($\rho = \text{vakio}$, $\nabla \cdot \mathbf{v} = 0$). Tämä voidaan kuitenkin sallia, sillä Machin luku ja äänenpaineet ovat ilmastointisovelluksissa pieniä. Kummankin päätelaitteen meluisan ja hiljaisen geometrian mallinnetut lähdekentät eroavat selvästi toisistaan. Virtausmelua näyttää syntyvän eniten vähän matkaa ylävirtaan kohdasta, jossa virtaus irtoaa pinnasta, mikä vaikuttaa uskottavalta.

5 YHTEENVETO

Tietokoneiden laskentatehon ja mallinnusalgoritmien kehittyminen on tehnyt viime vuosina mahdolliseksi aeroakustisen simuloinnin, jossa perinteisen virtausmallinnuksen keinoin mallinnetaan ääntä tuottava virtauskenttä hyvin korkealla aikaresoluutiolla ja lopputulos syötetään akustiselle ratkaisijalle, joka laskee lähdekentän ja ratkaisee äänenpaineentien kaukana lähteestä. Menetelmä on jo käytössä auto- ja ilmailuteollisuudessa, mutta ilmanvaihtokomponenttien suunnittelussa turvaututaan vielä paljolti prototyypitesteihin. Kuitenkin CFD-

mallinnus on perustyökalu ilmanvaihtoteollisuudessa. Tässä tutkimuksessa on demonstroitu, miten pelkällä CFD-työkalullakin on mahdollista saada kvalitatiivisia tuloksia ilmastoinnin päätelaitteiden meluntuotosta. Esteenä on oikeastaan vain laskenta-aika. Aikaresoluution, ja äänen lähdealueella myös paikkaresoluution, on oltava virtaussimulaatiossa hyvin korkea. Tässä työssä käytettiin rinnakkaislaskentaa neljällä prosessorilla, jolloin laskenta-ajat vaihtelivat muutamasta päivästä muutamaaan viikkoon, riippuen lähtötilanteesta (RANS-ratkaisu vai toisen samankaltaisen geometrian lopputilanne) ja mallinnusalueen koosta.



Kuva 4. Inertiaalilähdetermin tasa-arvopintoja hajottimien (ylhäällä) ja poistoventtiilien (alhaalla) simuloituista virtauskentistä laskettuina. Meluisan ja hiljaisen geometrian välinen ero samoin kuin eniten melua tuottavat kohdat ovat selvästi havaittavissa.

KIITOKSET

Tämä tutkimus on toteutettu osana suurelta osin Tekesin rahoittamaa Flophy-hanketta. Halton Oy ja Fläkt Woods Oy toimittivat päätelaitteiden prototyypit sekä niiden CAD-mallit.

VIITTEET

1. Lighthill M J, On Sound Generated Aerodynamically I. General Theory, *Proc. R. Soc. Lond. A* **211**(1952), 564-587.
2. Curle N, The Influence of Solid Boundaries on Aerodynamic Sound, *Proc. R. Soc. Lond. A* **231**(1955), 505-514.
3. Caro S, Ploumhans P & Gallez X, Implementation of Lighthill's Acoustic Analogy in a Finite / Infinite Elements Framework, *Proceedings of the 10th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, May 2004, Manchester, UK.