

## PREVISÃO DO RUÍDO ACÚSTICO EM JATOS

### **Eduardo Mayer**

Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica, UFSC  
88.040-900, Florianópolis, SC  
eduardo@nrva.ufsc.br

### **César J. Deschamps**

Departamento de Engenharia Mecânica, UFSC  
88.040-900, Florianópolis, SC  
deschamps@nrva.ufsc.br

**Resumo.** O presente trabalho considera a previsão numérica do campo acústico gerado por jatos planos turbulentos. Em função da diferença de comportamento entre os fenômenos do escoamento e do campo acústico, adota-se uma metodologia híbrida realizada em duas etapas. A primeira consiste na solução dos campos instantâneos do escoamento turbulento (velocidade e pressão) através da Simulação de Grandes Escalas (SGE), com o modelo de sub-malha de Smagorinsky. Na segunda etapa avalia-se a pressão sonora para diferentes posições de observador usando a analogia acústica de Lighthill, implementada em rotinas desenvolvidas no trabalho. A analogia de Lighthill é representada por uma equação de onda não homogênea, cujo termo de não homogeneidade é função do campo instantâneo de velocidade na região compreendida pelo escoamento. Assim, o campo de velocidade determinado a partir da resolução das equações de Navier-Stokes filtradas da SGE fornece, em última instância, os dados necessários para a avaliação da fonte sonora do ruído. Resultados de grandezas médias são apresentados, tais como perfis de velocidade e de tensões de Reynolds. Além disto, campos instantâneos de vorticidade e de viscosidade turbulenta de sub-malha são também disponibilizados para ilustrar a natureza transiente e assimétrica do escoamento. Resultados do espectro de frequência da pressão sonora são obtidos para várias posições do observador.

**Palavras-Chave.** Aeroacústica, analogia de Lighthill, simulação de grandes escalas, jato plano.

### 1. Introdução

Em compressores, motores a reação e motores alternativos, grande parte do ruído acústico se deve ao próprio escoamento do fluido de trabalho, independentemente da interação com a estrutura do sistema de dutos. Geralmente, o escoamento é de natureza turbulenta, com o movimento das estruturas turbulentas se comportando como uma fonte sonora distribuída.

A aeroacústica é um ramo da mecânica dos fluidos, tendo o seu início na década de 50, com os trabalhos pioneiros de Lighthill (1952, 1954). A motivação inicial para trabalhos na área adveio da necessidade de redução dos níveis de ruído gerado por aviões; seja pela interação da carenagem da aeronave com o ar circundante, ou devido aos sistemas de propulsão, em particular, motores a jato puros ou mistos.

Até meados da década de 80, o desenvolvimento da aeroacústica se deu marcadamente nos campos teórico e experimental, com o desenvolvimento de inúmeras extensões da proposta inicial de Lighthill (1952, 1954). Além disto, nesse mesmo período foram realizados importantes estudos sobre jatos, obtendo-se dados de propriedades médias, tensões de Reynolds, caracterizando a estrutura do escoamento em diversas regiões do jato e como a mesma afeta o ruído.

Posteriormente, com o aumento da capacidade de processamento e de memória dos computadores, surgem os primeiros trabalhos computacionais em aeroacústica. De fato, muitas das situações em aeroacústica não são abertas a um tratamento analítico, requerendo a resolução numérica das equações diferenciais do modelo escolhido para a previsão do ruído gerado aerodinamicamente. Os métodos computacionais adotados para a previsão de ruído gerado aerodinamicamente são classificados em duas categorias principais: métodos diretos e métodos híbridos.

Os métodos diretos são aqueles que resolvem diretamente o escoamento e, posteriormente, separam da solução a parcela referente às ondas sonoras, obtendo assim a informação sobre o ruído. Do ponto de vista numérico, tal procedimento é proibitivo, tendo em vista que os requisitos de refino de malha e passe de tempo para a solução numérica do escoamento e para a previsão do ruído são muito grandes, exigindo máquinas com capacidade de memória e de processamento em níveis que invariavelmente inviabilizam o emprego da metodologia.

Nos métodos híbridos, a pressão sonora é obtida em duas etapas distintas. A primeira delas consiste da resolução numérica do escoamento, o que se traduz na obtenção da história no tempo dos campos de velocidade e de pressão. Com os dados oriundos da resolução dos campos do escoamento, a excitação sonora é avaliada através de uma expressão matemática correspondente à analogia acústica escolhida. Em síntese, as analogias propõem uma equação diferencial para o cálculo da pressão sonora, onde um termo de não homogeneidade contém as informações do escoamento resolvido previamente. A variável sendo resolvida não necessita ser a pressão sonora, podendo ser também a massa específica, a pressão logarítmica, a entalpia, dentre outras. Os modelos híbridos apresentam a vantagem de permitir a previsão do campo acústico com recursos computacionais aceitáveis, uma vez que os níveis de discretização espacial e temporal necessários para a solução do escoamento são bem menores. Além disso, tais métodos possuem a

vantagem de apresentar de forma explícita o campo acústico, diferentemente da metodologia anterior, na qual faz-se necessário o emprego de um método para separar o campo acústico do campo do escoamento.

## 2. Analogia de Lighthill

Lighthill (1952) deduziu, a partir das equações de Navier-Stokes, uma equação de onda para a flutuação de massa específica, com um termo de não homogeneidade representando a contribuição do escoamento na geração do ruído. A equação de onda assim obtida é exata e geral, sendo aplicável, em princípio, a qualquer tipo de fluido e em qualquer situação de escoamento. Além disso, todos os efeitos de convecção, refração e espalhamento das ondas acústicas estão contemplados no termo de não homogeneidade. A equação de onda não-homogênea assume a seguinte forma:

$$\frac{\partial^2 \rho'}{\partial t^2} - c^2 \frac{\partial^2 \rho'}{\partial x_i \partial x_i} = \nabla \cdot \nabla \cdot \bar{\bar{T}} \quad (1)$$

onde  $\bar{\bar{T}}$  corresponde ao termo de não homogeneidade, dado por

$$\bar{\bar{T}} = \rho \bar{u} \bar{u} + (p - c^2 \rho) \bar{I} - \bar{P} \quad (2)$$

O tensor de não homogeneidade,  $\bar{\bar{T}}$ , definido pela Eq. (2) pode ser entendido como a comparação entre o estado de tensões presente sobre o fluido devido à presença do escoamento, em relação a uma situação referencial, a qual, nesse caso, corresponde à propagação de ondas acústicas em um meio em repouso. A solução da Eq. (1) pode ser representada conforme abaixo

$$\rho'(\bar{x}, t) = (\rho - \rho_o)(\bar{x}, t) = \frac{p(\bar{x}, t)}{c_o^2} = \iint_{\Omega} \frac{\partial^2}{\partial y_i \partial y_j} T_{ij}(\bar{y}, \tau) \frac{\delta(\tau - t^*)}{4\pi c_o^2 |\bar{x} - \bar{y}|} d\Omega d\tau \quad (3)$$

onde

$$t^* = t - \frac{|\bar{x} - \bar{y}|}{c_o} \quad (4)$$

e

$$G_o(\bar{x} - \bar{y}, \tau - t^*) = \frac{\delta(\tau - t^*)}{4\pi c_o^2 |\bar{x} - \bar{y}|} \quad (5)$$

corresponde a função de Green para o problema em domínio ilimitado, com condições de contorno e iniciais homogêneas.

O tensor  $T_{ij}(\bar{y}, \tau)$  contém as informações do escoamento e, desta forma, pode ser interpretado como a fonte do ruído atuando sobre um observador situado a distâncias  $\bar{x}$  e  $\bar{x} - \bar{y}$  em relação a dois pontos genéricos no escoamento, conforme representado na Fig. (1).

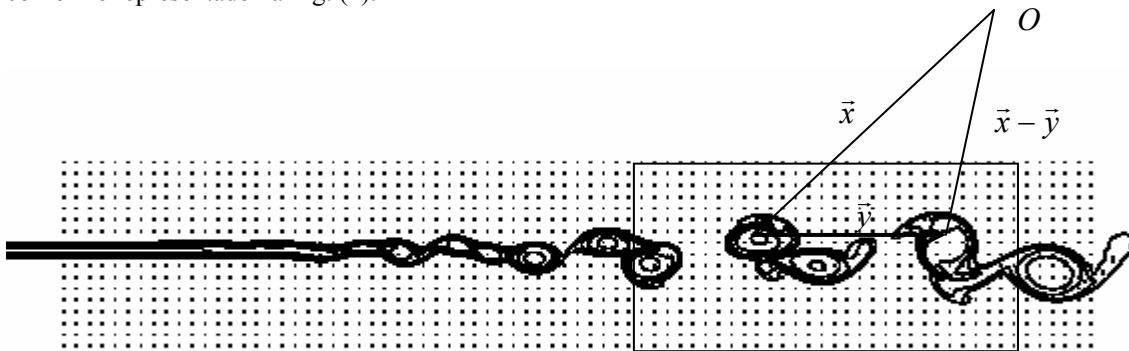


Figura 1. Posição de um observador em relação a dois pontos genéricos no escoamento.

Aplicando as propriedades da função de Green, a Eq. (3) se modifica para

$$\rho'(\bar{x}, t) = (\rho - \rho_o)(\bar{x}, t) = \frac{p(\bar{x}, t)}{c_o^2} = \int_{\Omega} \frac{1}{4\pi c_o^2 |\bar{x} - \bar{y}|} \frac{\partial^2}{\partial y_i \partial y_j} T_{ij}(\bar{y}, t^*) d\Omega d\tau \quad (6)$$

Algumas hipóteses podem ser feitas em relação ao tensor de não homogeneidade. Em primeiro lugar, o tensor definido na Eq. (2) é significativo apenas na região onde a presença do escoamento é significativa; comumente denominada *campo próximo*. Na região distante da influência direta do escoamento, denominada *campo afastado*, o tensor  $\bar{\bar{T}}$  pode ser negligenciado, valendo a formulação homogênea da equação da onda.

No campo próximo, as contribuições relacionadas ao tensor viscoso  $\bar{P}$  podem ser negligenciadas, considerando que a relação entre as magnitudes do tensor viscoso e do tensor de quantidade de movimento  $\rho \bar{u}\bar{u}$ , é da ordem do inverso do número de Reynolds.

O tensor de pressão, dado por  $(p - \rho c^2) \bar{I}$ , mostra-se significativo nos casos em que há grande fluxo de calor, meios multifásicos e em escoamentos supersônicos. No caso de jatos subsônicos isotérmicos, o efeito do tensor de pressão é desprezível.

Levando em conta todos os aspectos supracitados, o tensor de não homogeneidade  $\bar{\bar{T}}$  pode ser escrito como,

$$\bar{\bar{T}} = \rho_o \bar{u}\bar{u} \quad (7)$$

ou, na forma indicial, como

$$T_{ij} = \rho_o u_i u_j \quad (8)$$

com um erro proporcional ao quadrado do número de Mach, ( $M = U/c_o$ ).

### 3. Simulação de Grandes Escalas

A Simulação de Grandes Escalas (SGE) se destina à modelagem de escoamentos turbulentos e é baseada em um processo de filtragem das menores estruturas turbulentas do escoamento. Assim na SGE apenas as estruturas turbulentas de grande escala são diretamente resolvidas, enquanto que os efeitos dos movimentos de pequena escala são obtidos via modelação.

Na SGE, um filtro passa-baixa é aplicado sobre o escoamento para que o campo de velocidade filtrado seja adequadamente resolvido em uma malha relativamente grosseira, ou seja, para resolver apenas as estruturas turbulentas capazes de serem captadas pela malha computacional. Especificamente, o tamanho de malha  $h$  é proporcional ao tamanho do filtro  $\Delta$ .

Em geral, a escolha do filtro está relacionada à parcela do espectro de frequências associadas ao campo de velocidades que se quer resolver e ao método numérico disponível para a solução das equações filtradas. Considerando que o método a ser empregado na resolução do escoamento é o método de volumes finitos, o filtro empregado pode ser descrito como

$$G(\bar{r}) = \begin{cases} \frac{1}{\Delta^3}; |\bar{r}| \leq \frac{\Delta}{2} \\ 0; |\bar{r}| \geq \frac{\Delta}{2} \end{cases} \quad (9)$$

onde  $\Delta$  é o tamanho característico do filtro associado à frequência de corte. Em particular, se  $\Delta$  for tomado como o tamanho da malha, o processo de filtragem se confunde com a filtragem imposta pela discretização, uma vez que no interior de um volume de discretização todas as variáveis são mantidas constantes.

É interessante ressaltar que o filtro acima é homogêneo, ou seja, a operação de filtragem comuta com a operação de derivação espacial, fato utilizado na dedução das Eqs. (10) e (11). Por simplicidade, a operação de filtragem será representada por uma barra sobre a quantidade a ser filtrada. Aplicando o filtro dado por (9) sobre as equações de Navier-Stokes para escoamento incompressível, e considerando as suas propriedades de comutação em relação aos operadores de derivação temporal e espacial, obtém-se, após alguma manipulação algébrica que:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (10)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \nu \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \pi_{ij} \right] \quad (11)$$

A modelação do tensor de sub-malha,  $\pi_{ij}$ , faz uso da hipótese de Boussinesq, conforme abaixo:

$$\pi_{ij} = -\nu_t \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) + \frac{2}{3} k \delta_{ij} \quad (12)$$

onde  $\nu_t$  é calculado de acordo com o modelo de Smagorinsky (1963):

$$\nu_t = (C_s \Delta)^2 \sqrt{2 S_{ij} S_{ij}} \quad (13)$$

O tensor taxa de deformação  $S_{ij}$  sendo dado por

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (14)$$

O comprimento característico do filtro,  $\Delta$ , é calculado em função do tamanho da malha de discretização. A constante de Smagorinsky  $C_s = 0,18$  foi determinada analiticamente por Lilly (1967) para turbulência homogênea e isotrópica. No entanto, o valor desta constante tem sido adaptado de acordo com o tipo de escoamento a ser resolvido. Neste trabalho, utiliza-se  $C_s = 0,2$

#### 4. Formulação do Problema e Metodologia de Solução

Não existe, do ponto de vista físico, uma dissociação entre o jato turbulento e o campo acústico gerado pelo mesmo, uma vez que ambos são integrantes de um mesmo escoamento. Os conceitos referentes à manifestação, tanto do jato turbulento, quanto do campo acústico são indistinguíveis. Em outras palavras, ambos podem ser expressos por campos de velocidade e de pressão, significando que, em uma solução precisa do escoamento estariam contidas todas as informações que permitiriam a caracterização do jato e do ruído concomitantemente observado.

A separação conceitual e o tratamento distinto para os fenômenos do escoamento e do ruído são justificados pela diferença entre os mecanismos envolvidos na manifestação dos mesmos. O jato é o resultado de efeitos inerciais não-lineares e da difusão de quantidade de movimento em um meio quiescente. Já o ruído é resultante da natureza elástica (compressível) do fluido que escoar e o principal mecanismo envolvido consiste na propagação de pequenas flutuações de massa específica e pressão.

O campo de velocidade apresentado pelo jato é caracterizado pela presença de escalas de movimento diversificadas, onde as maiores contêm a maior parte da energia, enquanto as menores apresentando característica fortemente aleatória, quase independente do escoamento principal. O campo de velocidade é altamente não-linear e decai rapidamente devido aos mecanismos dissipativos da interação turbulenta entre as várias porções de fluido contidas no jato.

Por outro lado, o ruído é um fenômeno linear e apresenta, invariavelmente, pequena escala de magnitude e constitui um padrão altamente organizado de escoamento, de caráter oscilatório, semelhante ao apresentado por um sistema massa-mola. Devido a essas características, uma vez caracterizada a fonte, as condições iniciais e as condições de contorno, o campo acústico é unicamente determinado. Na maioria dos casos, o campo acústico apresenta um decaimento lento (inversamente proporcional à distância da fonte) e pode ser considerado como isentrópico.

##### 4.1. O Jato Plano

O interesse principal do presente trabalho reside no estudo de jatos planos turbulentos subsônicos isotérmicos. De acordo com a seção 2, escoamentos a baixo número de Mach podem ser tratados como incompressíveis, sem grande prejuízo para a previsão do campo acústico.

Por uma questão de simplicidade, a condição de escoamento bidimensional foi considerada neste trabalho para o escoamento filtrado, muito embora a SGE implique na solução de um escoamento tridimensional transiente. Tendo em vista o desenvolvimento realizado na seção 3, as equações para o escoamento filtrado podem ser escritas como:

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} = 0 \quad (15)$$

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \frac{\partial(\overline{uu})}{\partial x} + \frac{\partial(\overline{uv})}{\partial y} = -\frac{1}{\rho_o} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left[ (v + v_t) \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[ (v + v_t) \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right] \quad (16)$$

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + \frac{\partial(\overline{vu})}{\partial x} + \frac{\partial(\overline{vv})}{\partial y} = -\frac{1}{\rho_o} \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x} \left[ (v + v_t) \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[ (v + v_t) \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} \right] \quad (17)$$

A viscosidade turbulenta  $v_t$  é expressa através da proposta de Smagorinsky:

$$v_t = (C_s \Delta)^2 \sqrt{2S_{ij}S_{ij}} \quad (18)$$

Para a solução das Eqs. (15) a (17) são necessárias condições de contorno em cada uma das fronteiras do domínio de solução, conforme identificadas na Fig. (2).

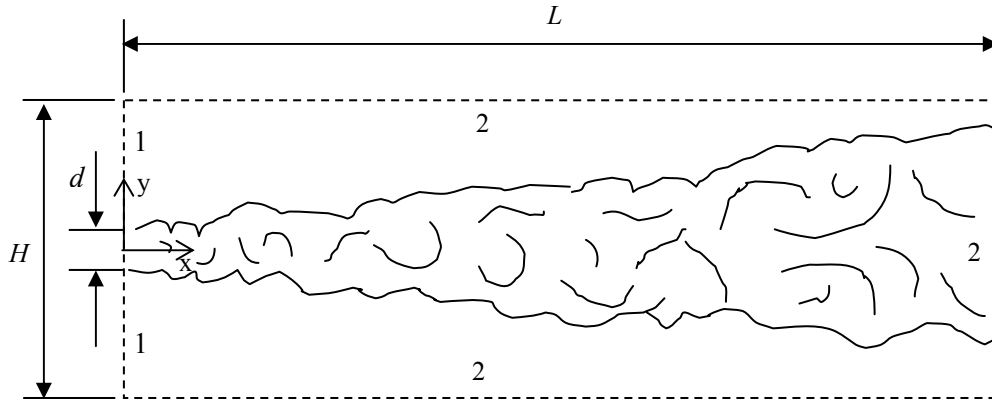


Figura 2. Domínio de solução do escoamento.

Para a fronteira 1, foram prescritas as componentes do vetor velocidade, de acordo as seguintes expressões:

- Fronteira 1 ( $x = 0; 0 \leq y \leq H/2$ ):

$$u = \frac{\text{Re } \mu}{2\rho d} \left[ 1 + \tanh \left[ \frac{d/2 - y}{2\theta} \right] \right] + U_s \quad (19)$$

$$v = 0 \quad (20)$$

- Fronteira 1 ( $x = 0; -H/2 \leq y \leq 0$ ):

$$u = \frac{\text{Re } \mu}{2\rho d} \left[ 1 + \tanh \left[ \frac{d/2 + y}{2\theta} \right] \right] + U_s \quad (21)$$

$$v = 0 \quad (22)$$

Para a fronteira 2, uma condição de contorno de pressão igual à pressão do ambiente não perturbado,  $p_o$ , foi empregada.

As Eqs. (15) a (17) foram resolvidas numericamente através do método dos volumes finitos, empregando-se o código FLUENT (2002). A avaliação do transporte advectivo nas interfaces de cada volume foi realizada com o esquema QUICK de Leonard (1979). O acoplamento entre os campos de pressão e de velocidade foi realizado com o algoritmo SIMPLEC (Maliska, 1995). A solução do sistema de equações algébricas resultantes da discretização foi realizada com o método TDMA (TriDiagonal Matrix Algorithm).

#### 4.2. O Campo Acústico

De acordo com a seção 2, para jatos subsônicos isotérmicos, apenas o tensor fluxo de quantidade de movimento  $\rho_o \bar{u}\bar{u}$  é significativo e, além disso, a flutuação da massa específica pode ser desprezada para esse tensor, o que acarreta um erro na avaliação do mesmo da ordem do quadrado do número de Mach. Diante do considerado acima, a equação de Lighthill reduz-se à seguinte forma:

$$\frac{\partial^2 \rho'}{\partial t^2} - c^2 \frac{\partial^2 \rho'}{\partial x_i \partial x_i} = \rho_o \bar{\nabla} \cdot \bar{\nabla} \cdot (\bar{u}\bar{u}) \quad (23)$$

O campo de velocidades  $\bar{u}$  que compõe o tensor expresso por  $\bar{u}\bar{u}$  não é filtrado. Assim, levando em conta que o tensor de Leonard,  $\overline{\bar{L}}$ , e o tensor cruzado,  $\overline{\bar{C}}$ , podem ser negligenciados, o tensor  $\bar{u}\bar{u}$  pode ser expandido em

$$\bar{u}\bar{u} = \overline{\bar{u}\bar{u}} + \overline{\bar{u}'\bar{u}'} \quad (24)$$

onde  $\overline{\bar{u}\bar{u}}$  corresponde ao tensor fluxo de quantidade de movimento para as componentes filtradas e  $\overline{\bar{u}'\bar{u}'}$  representa o tensor de sub-malha.

Substituindo o tensor de sub-malha na Eq. (24) pela relação de Boussinesq, obtém-se:

$$\bar{u}\bar{u} = \overline{\bar{u}\bar{u}} - 2\nu_t S_{ij} \quad (25)$$

Aplicando duas vezes o operador  $\bar{\nabla}$  sobre a Eq. (25) e negligenciando os termos de ordem superior, obtém-se, finalmente, que

$$\bar{\nabla} \cdot \bar{\nabla} \cdot (\bar{u}\bar{u}) = \bar{\nabla} \cdot \bar{\nabla} \cdot (\overline{\bar{u}\bar{u}}) - \bar{\nabla} \nu_t \cdot \nabla^2 \bar{u} \quad (26)$$

Assim, a Eq. (23) pode ser reescrita como

$$\frac{\partial^2 \rho'}{\partial t^2} - c^2 \nabla^2 \rho' = \rho_o [\bar{\nabla} \cdot \bar{\nabla} \cdot (\overline{\bar{u}\bar{u}}) - \bar{\nabla} \nu_t \cdot \nabla^2 \bar{u}] \quad (27)$$

ou, em notação indicial,

$$\frac{\partial^2 \rho'}{\partial t^2} - c^2 \frac{\partial^2 \rho'}{\partial x_i \partial x_i} = \rho_o \left[ \frac{\partial^2 \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_i \partial x_j} - \frac{\partial \nu_t}{\partial x_k} \cdot \frac{\partial^2 \bar{u}_k}{\partial x_i \partial x_i} \right] \quad (28)$$

A solução da Eq. (28) pode ser expressa da seguinte forma

$$\rho'(\bar{x}, t) = \frac{p(\bar{x}, t)}{c_o^2} = \rho_o \int_{\Omega} \frac{1}{4\pi c_o^2 |\bar{x} - \bar{y}|} \left[ \frac{\partial^2 \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_i \partial x_j} - \frac{\partial \nu_t}{\partial x_k} \cdot \frac{\partial^2 \bar{u}_k}{\partial x_i \partial x_i} \right] (\bar{y}, t^*) \quad (29)$$

onde

$$t^* = t - \frac{|\bar{x} - \bar{y}|}{c_o} \quad (30)$$

A metodologia numérica empregada para a previsão do campo acústico se baseia, em essência, na aplicação de uma técnica de integração sobre a solução analítica da equação de Lighthill, que exige requisitos mínimos de precisão e de desempenho computacional.

## 5. Resultados

No presente capítulo são apresentados resultados do escoamento de jatos planos subsônicos turbulentos e o ruído sonoro gerado pelos mesmos. A solução do escoamento é obtida através da simulação de grandes escalas, obtendo-se assim o comportamento transiente da turbulência. Para ilustrar a natureza transiente do escoamento, são apresentados campos instantâneos de vorticidade e de viscosidade turbulenta sub-malha. Por outro lado, procede-se também um tratamento estatístico do escoamento, de tal forma a se obterem perfis médios de velocidade, de tensões de Reynolds, bem como campos médios de energia cinética turbulenta. A partir dos dados do escoamento, a pressão sonora no espectro de frequência é avaliada para diversos pontos de um observador.

### 5.1. Jato plano

O jato plano foi resolvido para números de Reynolds igual a 7200, definido com base na velocidade média na saída do jato,  $U$ , na largura da folga,  $s$  ( $= 2,5$  mm), e nas propriedades físicas do ar a temperatura de  $20$  °C ( $\rho = 1,17$  kg/m<sup>3</sup>,  $\mu$

$= 1,85 \times 10^{-5} \text{ Ns/m}^2$ ). Para este número de Reynolds, os correspondentes valores de Mach e de velocidade na saída do jato são 0,13 e 45,5 m/s, respectivamente.

Considerando a natureza do modelo de turbulência empregado na solução do escoamento, a determinação dos espaçamentos  $h_x$  e  $h_y$  nas direções  $x$  e  $y$ , respectivamente, da malha computacional é realizada com base nas relações de Kolmogorov, referentes às estruturas turbulentas de pequena escala.

O domínio físico empregado para a solução do escoamento corresponde a um retângulo de 3,75 cm de comprimento e 4 cm de largura. A malha empregada para a discretização do domínio computacional é ilustrada na Fig. 3.

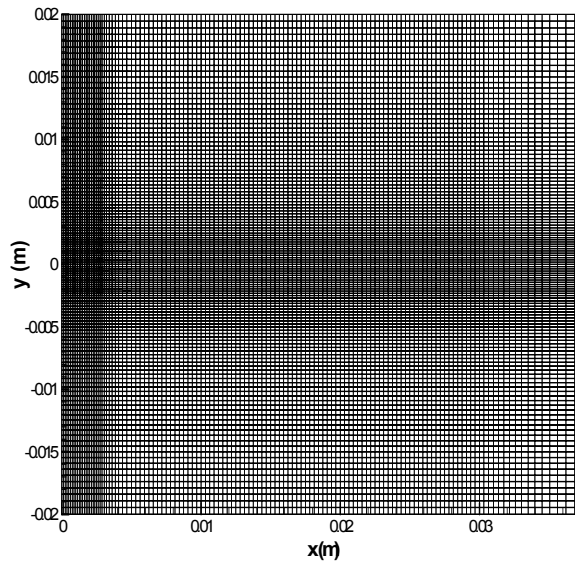


Figura 3. Malha computacional para a Simulação de Grandes Escalas.

Perfis médios da componente longitudinal de velocidade,  $\bar{U}$ , são apresentados na Fig. 4, para diferentes posições longitudinais  $x/d$ , onde  $d = 0,0025\text{m}$ . Observa-se de forma clara que a difusão de quantidade de movimento é bem reduzida até a posição  $x/d = 4$ . Isto acontece porque o transporte por advecção nas regiões iniciais é bem mais intenso do que o transporte difusivo turbulento, dificultando a transferência de quantidade de movimento na direção transversal. No entanto, a partir de  $x/d = 4$ , existe um aumento brusco na difusão, refletido no aumento repentino na taxa de abertura dos perfis, com uma conseqüente diminuição do nível de velocidade na linha de simetria. A razão deste fenômeno está associada ao crescimento rápido das camadas cisalhantes e aos níveis elevados de taxa de deformação ali existentes. Uma vez que o mecanismo de produção da turbulência é justamente a deformação do escoamento, não é surpresa que este efeito eventualmente se manifeste.

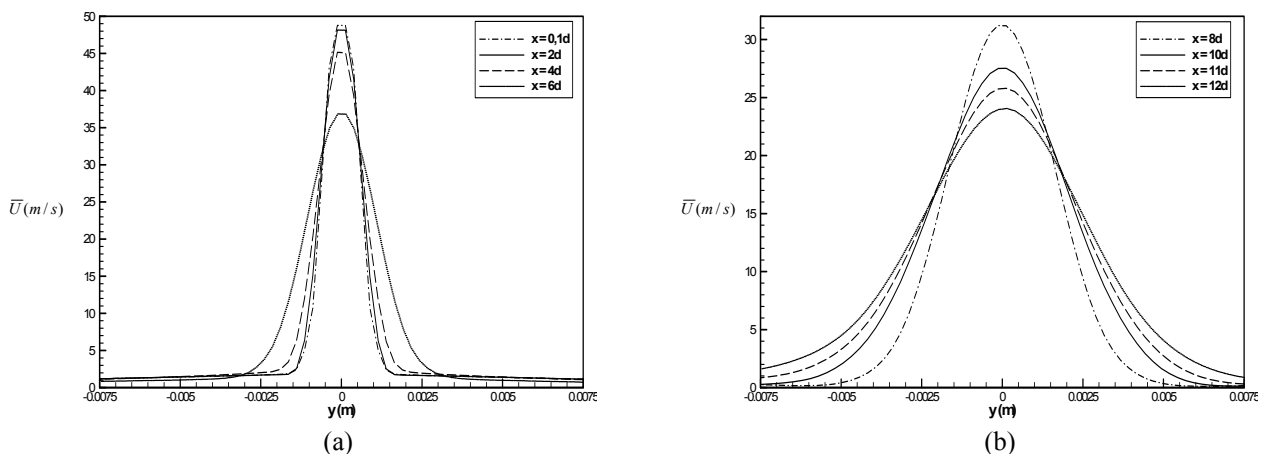


Figura 4. Perfis médios da componente longitudinal de velocidade: (a)  $0,1 \leq x/d \leq 6$ ; (b)  $8 \leq x/d \leq 12$ .

Resultados de perfis de tensão de Reynolds na direção longitudinal,  $u^*$ , são apresentados na Fig. 5. Na região inicial do jato, fica evidente a formação de dois picos de máximo para  $u^*$ , dispostos simetricamente. Tais picos se devem à região de máxima deformação nas camadas cisalhantes na borda do jato. Naturalmente, além da taxa de deformação do escoamento, a produção da turbulência depende também dos níveis das tensões de Reynolds. Desta forma, é natural observar que, apesar da diminuição da deformação do escoamento na camada cisalhante do jato, os

níveis de  $u^*$  têm um aumento bem acentuado na região inicial do jato ( $0,1 \leq x/d \leq 6$ ) devido à elevação dos níveis das tensões de Reynolds.

Para complementar a análise do jato turbulento, são apresentados campos de vorticidade e de viscosidade turbulenta sub-malha, referentes a um determinado instante de tempo da simulação. O campo de vorticidade apresentado na Fig. (6a) indica que os maiores níveis de vorticidade estão contidos inicialmente nas duas camadas cisalhantes. Este é um resultado esperado, uma vez que é justamente nessas regiões que as maiores taxas de deformação do escoamento. A formação de vórtices é uma manifestação da turbulência no escoamento e tem o efeito de aumentar o transporte difusivo turbulento. De fato, pode-se observar nas figuras anteriores, para perfis de velocidade e de grandezas turbulentas, que justamente na posição onde surgem os vórtices ocorre o aumento acentuado na difusão das propriedades. A região de interação dos vórtices denomina-se região de mistura e é caracterizada por níveis de turbulência elevados e, como conseqüência, o mesmo acontecendo para difusão elevada de quantidade de movimento. Após a região de mistura, a turbulência vai decaindo em função da dissipação viscosa e da diminuição do termo de produção. Finalmente, uma outra característica importante de ser observada é a assimetria do campo de vorticidade, decorrente do comportamento aleatório do escoamento turbulento. Os vórtices caracterizados na Fig. (6a) representam as grandes escalas turbulentas resolvidas pela SGE.

O campo de viscosidade turbulenta sub-malha adimensional  $\mu_t^* = \mu_t / \mu$  são apresentados na Fig. (6b). De acordo com o modelo de Smagorinsky, a viscosidade de sub-malha é proporcional à taxa de deformação, de modo que os seus maiores valores ocorrem nas camadas cisalhantes. Novamente, deve ser observada a assimetria dos campos em função da natureza turbulenta do escoamento. A viscosidade de sub-malha é um indicativo do quanto adequada é a malha computacional, ou de quanto pequenas são as estruturas de pequena escala. Deste modo, em função das observações supracitadas sobre os níveis de  $\mu_t^*$ , fica evidente que as regiões das camadas cisalhantes são aquelas que necessitam de maior refino local da malha.

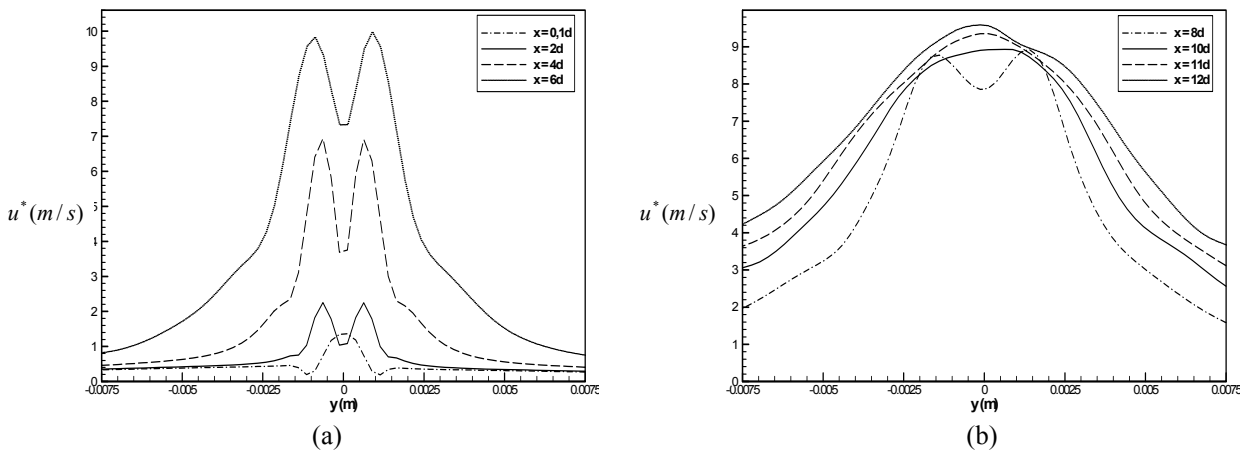


Figura 5. Perfis médios da tensão de Reynolds longitudinal  $u^*$ : (a)  $0,1 \leq x/d \leq 6$ ; (b)  $8 \leq x/d \leq 12$ .

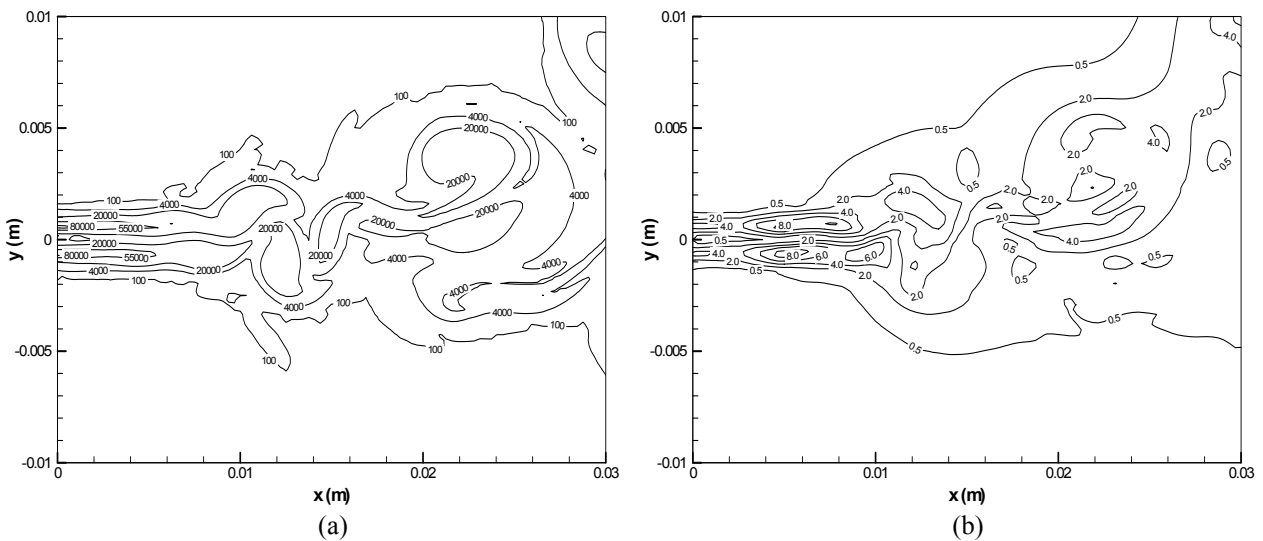


Figura 6. Campos instantâneos de vorticidade (a) e de viscosidade de sub-malha (b).



## 5.2. Campo acústico

A determinação do campo acústico se deu através da implementação de uma rotina de cálculo da Eq. (29). O algoritmo utilizado no processo de obtenção do campo acústico compreende a seguinte seqüência de operações: i) Leitura dos dados referentes aos campos de velocidade e de viscosidade turbulenta contidos em cada arquivo da série temporal obtida da SGE; ii) Obtenção, mediante interpolação, de um novo conjunto de arquivos para a série temporal, representando os valores das propriedades do escoamento na malha a ser empregada para o cálculo do termo de não-homogeneidade (mapeamento Chebyshev); iii) Obtenção da série temporal para o termo de não-homogeneidade de Lighthill em todos os pontos da nova malha computacional, através das rotinas de diferenciação a Chebyshev; iv) Aplicação da transformada de Fourier discreta sobre a série temporal compreendida pelo termo de não-homogeneidade de Lighthill; v) Escolha da posição do observador; vi) Correção de fase dos resultados, devido aos tempos de retardo (diferença entre os tempos de emissão e recepção do sinal) associados a cada ponto pertencente à região na qual o jato é resolvido (domínio físico do jato); vii) Integração numérica dentro do domínio físico do jato; viii) Obtenção do espectro de frequência da pressão sonora, através da determinação do módulo do número complexo obtido do processo de integração numérica.

A Fig. (7) mostra a malha computacional utilizada para a determinação do campo acústico, conforme o mapeamento de Chebyshev, tendo 65x 65 pontos nodais. Nos resultados a seguir, a pressão acústica é apresentada em dB, com o valor de referência de 20  $\mu$ Pa. A Fig. (8) apresenta o espectro de frequência da pressão sonora percebida por um observador em diferentes posições: a) 3m e 30m, 15°; b) 3m e 30m e 45°. De acordo com os resultados, não há mudança significativa no espectro de frequência com o ângulo do observador em relação ao eixo longitudinal do jato. Observa-se a proporcionalidade entre o nível de pressão sonora com o inverso da distância em relação à fonte e que os níveis de pressão sonora aumentam com a frequência em todo o espectro, exceto na região de baixas frequências (0 a 2,5 kHz), onde se verifica um decaimento em torno de 3 dB. No intervalo que varia entre 2,5 kHz a 7,5 kHz o nível de pressão aumenta de 8 dB e se mantém praticamente constante desde 7,5 kHz até a frequência máxima.

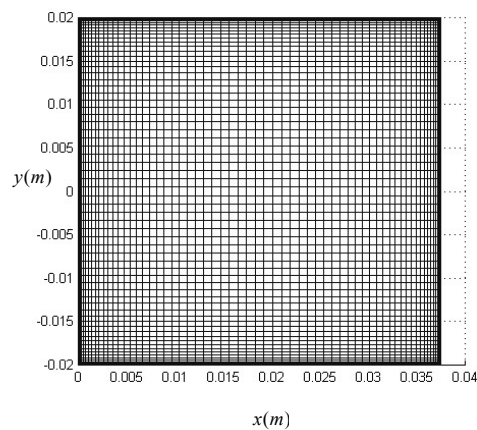


Figura 7. Malha computacional com mapeamento de Chebyshev (65 x 65 pontos).

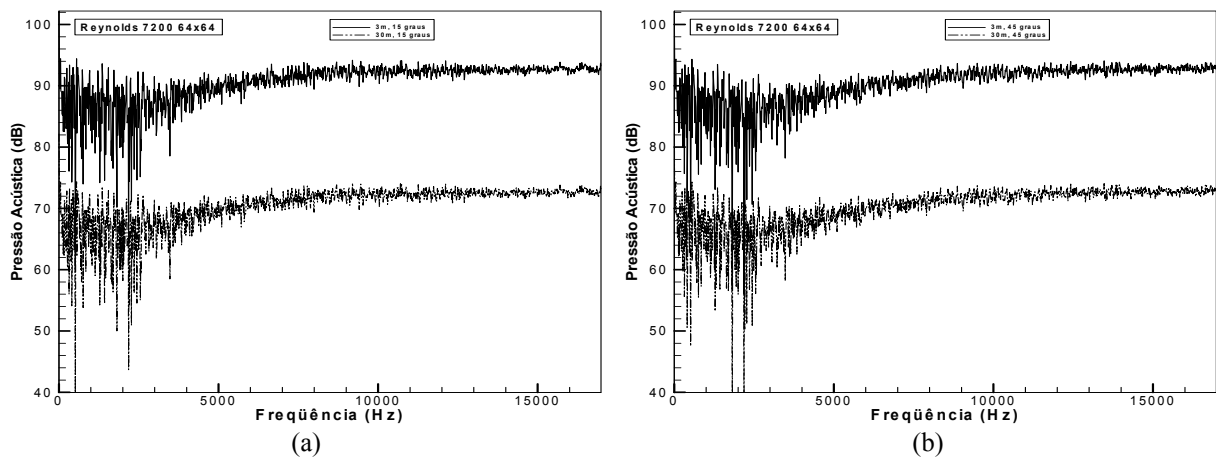


Figura 8. Espectro de frequência da pressão sonora: (a) posições 3 e 30 m e 15°; (b) posições 3 e 30 m e 45°.

## 6. Conclusões

A análise dos resultados referentes a grandezas médias obtidas para os jatos através da simulação de grandes escalas, bem como a comparação com resultados da literatura, mostra que os mesmos são fisicamente consistentes.

Os resultados indicam que a metodologia empregada apresenta um grande potencial para a resolução de jatos, apesar de algumas limitações encontradas. A primeira delas está relacionada ao caráter excessivamente difusivo do modelo de Smagorinsky, utilizado para a determinação da viscosidade de sub-malha. Esta deficiência pode ser verificada através da comparação entre a evolução da velocidade média e da tensão de Reynolds longitudinal com resultados numéricos e experimentais disponíveis na literatura.

Apesar dos resultados obtidos para o campo acústico carecerem de validação, os níveis de pressão sonora previstos numericamente apresentam consistência física. Por exemplo, a 'lei do inverso da distância' é rigorosamente observada em quase todas as faixas de frequência. Apesar destas observações, é de se esperar que os resultados contenham uma parcela significativa de ruído espúrio, decorrente de erros de truncamento e pelo uso de condições de contorno de caráter reflexivo na resolução dos jatos. Outras possíveis fontes de erro são devidas ao processo de integração numérica no espaço e à transformação de Fourier discreta aplicada sobre o termo de não homogeneidade de Lighthill, na coordenada temporal.

Uma grande dificuldade encontrada para a validação da metodologia desenvolvida neste trabalho está associada à carência de dados sobre o ruído gerado por jatos turbulentos na faixa de número de Reynolds e número de Mach englobados pelos casos simulados.

## 7. Agradecimentos

Este trabalho teve o apoio da Empresa Brasileira de Compressores S.A. (EMBRACO) e do Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq).

## 8. Referências

- Leonard, B.P., 1979, "A Stable and Accurate Convective Modelling Procedure Based on Quadratic Upstream Interpolation", *Comp. Meth. In Applied Mech. And Eng.*, v. 19, pp. 59-98.
- Lighthill, M.J., 1952, "On Sound Generated Aerodynamically: I. General Theory", *Proc. Roy. Soc. Vol. A211, No 1107*, pp. 564-587.
- Lighthill, M.J.; 1954, "On Sound Generated Aerodynamically: II. Turbulence as a Source of Sound", *Proc. Roy. Soc. Vol. A222, n. 1148*, pp. 1-32.
- Lilly, D. K., 1967, "The Representation of Small-Scale Turbulence in Numerical Simulation Experiments". *Proc. of the IBM Scientific Computing Symposium on Environmental Sciences*, Goldstine, H. H. ed., IBM Form n. 320-1951, pp. 195-210.
- Maliska, C.R., 1995, "Transferência de Calor e Mecânica dos Fluidos Computacional", LTC - Livros Técnicos e Científicos Editora S. A., Rio de Janeiro.
- Smagorinsky, J.S., 1963, "General Circulation Experiments with the Primitive Equations: I. The Basic Experiment". *Mon. Weath. Rev.*, v. 91, pp. 99-163.

## PREDICTION OF JET NOISE

### Eduardo Mayer

Departamento de Engenharia Mecânica, UFSC  
88.040-900, Florianópolis, SC  
eduardo@nrva.ufsc.br

### César J. Deschamps

Departamento de Engenharia Mecânica, UFSC  
88.040-900, Florianópolis, SC  
deschamps@nrva.ufsc.br

**Abstract.** *The theory of aero-acoustics is relatively new, with the work of Lighthill in the fifties being the starting point. The basic idea is to define an acoustic analogy, by which the real problem of noise radiation is replaced by the problem of the classical acoustic in a medium at rest with equivalent acoustic sources to represent the flow field contribution. The task of evaluating such sources is intrinsically a fluid mechanics problem. Therefore, aero-acoustics combines aerodynamics and acoustics. In this work a numerical methodology is developed to predict noise generated by turbulent flow. Given the strong physical distinction between flow and acoustic fields, the problem is tackled through a hybrid methodology composed of two steps. In the first one, the turbulent flow is numerically solved using Large Eddy Simulation (LES), so that the transient behavior of large turbulence scales can be described. Effects associated to small scales are resolved via Smagorinsky's sub-grid model. In the second step, the sound pressure level is estimated from the transient flow field using Lighthill's analogy. The turbulent flow considered here is represented by a plane jet. Results of average quantities are shown to be in agreement with available data in the literature. Instantaneous fields for vorticity and sub-grid viscosity are also presented in the paper to illustrate the transient and asymmetric nature of turbulence. Sound pressure level results are provided for different observer's positions. Overall, results for flow field are satisfactory and encouraging predictions for sound pressure level are obtained.*