

## SIMULAÇÃO NUMÉRICA DO ESCOAMENTO DURANTE O PROCESSO DE COMPRESSÃO EM MOTORES DE COMBUSTÃO INTERNA

### Maurício Silveira Toledo

Ecole Centrale de Lyon – LMFA  
36, Av. Guy de Collongue  
BP 163 69131 Ecully Cedex – France  
[toledo@mecaflu.ec-lyon.fr](mailto:toledo@mecaflu.ec-lyon.fr)

### Lionel Le Penven

Ecole Centrale de Lyon – LMFA  
36, Av. Guy de Collongue  
BP 163 69131 Ecully Cedex – France  
[lepenven@mecaflu.ec-lyon.fr](mailto:lepenven@mecaflu.ec-lyon.fr)

### Marc Buffat

Université Claude Bernard – Lyon 1 – UFR de Mécanique  
43, Boulevard du 11 Novembre 1918  
69622 Villeurbanne Cedex – France  
[buffat@ufrmeca.univ-lyon1.fr](mailto:buffat@ufrmeca.univ-lyon1.fr)

### João Nildo de Souza Vianna

Universidade de Brasília – Dept. de Eng. Mecânica – LTMD  
Campus Universitário Darcy Ribeiro – Asa Norte  
70910-900 Brasília – DF – Brasil  
[vianna@unb.br](mailto:vianna@unb.br)

**Resumo.** Este trabalho apresenta um estudo da adaptação de um programa para a resolução do escoamento tipo "tumble", no interior dos cilindros em motores de combustão interna, através da simulação de grandes escalas. O código, denominado NadiaLES, resolve as equações de Navier-Stokes em três dimensões, considerando escoamento compressível, através de um método misto, elementos finitos / volumes finitos, em malha não estruturada. No que concerne o programa, foram implementadas alterações visando o tratamento da condição limite de aderência, a definição de um esquema de malha móvel e a adaptação dos esquemas numéricos para a simulação de grandes escalas. Quanto às simulações, inicialmente interessou-se exclusivamente nos parâmetros do cálculo numérico, foi realizado um estudo sobre a estabilidade e sobre as diferentes estratégias de refinamento da malha. Em seguida, realizou-se um estudo físico do escoamento, foi mostrada a influência do número de Reynolds inicial bem como as consequências dos diferentes tratamentos para a viscosidade do fluido durante a compressão.

**Palavras chave:** Simulação Numérica, "Tumble", Vórtice de Taylor, LES.

### 1. Introdução

Existe atualmente um grande esforço da parte dos fabricantes de motores para melhorar o desempenho de seu produto. Tendo como objetivo principal a diminuição dos níveis de poluição e consumo, grande número de estudos é realizado a fim de compreender melhor os escoamentos no interior das câmaras de combustão. Esses escoamentos são turbulentos e possuem grande importância na formação da mistura, na inflamação e na estrutura e propagação da chama.

Sabendo que a turbulência tem um papel muito importante e positivo nesse escoamento antes da combustão, é importante compreender todos os fenômenos que agem sob sua evolução. O problema que se apresenta é que o nível de turbulência, que é bastante elevado durante o início da fase de admissão, decresce muito rápido no decorrer do ciclo (Lumley, 1999), comprometendo a eficiência da combustão.

Entre as diversas soluções para minimizar o problema, destaca-se a geração de um tipo de escoamento particular denominado "tumble", que consiste num vórtice de grande escala cujo eixo de rotação é perpendicular àquele do cilindro (Arcoumanis et al., 1990). Este tipo de escoamento, ilustrado na Fig. (1), apresenta a vantagem de ser facilmente obtido, principalmente nos motores de quatro válvulas por cilindro, bastando dirigir o jato de entrada para as paredes laterais. Esta configuração melhora consideravelmente a combustão, porque permite estocar por mais tempo a energia cinética das grandes escalas do movimento, energia que, ao longo do processo, é transferida fazendo surgir os

pequenos vórtices, contribuindo assim para melhorar a mistura ar-combustível.

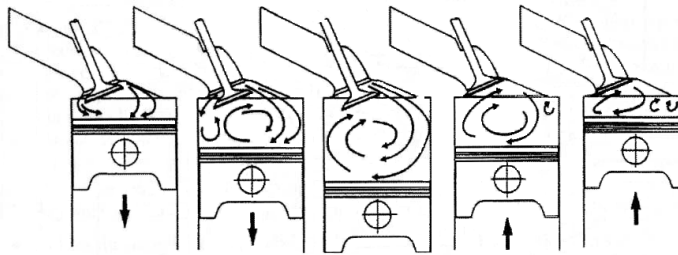


Figura 1. O escoamento de "Tumble".

Um experimento baseado numa configuração menos complexa que uma câmara de combustão real, mas adequado para permitir alguns estudos de base, foi desenvolvido no Instituto de Mecânica dos Fluidos de Toulouse (IMFT). O banco de ensaios, ilustrado na Fig. (2), consiste em uma câmara de combustão em forma de um paralelepípedo com uma fenda retilínea permitindo também o estudo da fase de admissão. A idéia, além de realizar um estudo experimental isolado, é de construir uma base de dados que possam ser comparados aos resultados obtidos a partir de simulações.

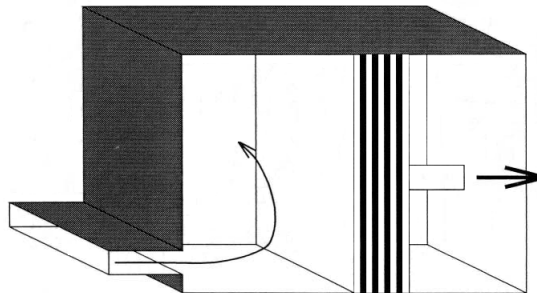


Figura 2. A geometria experimental.

No caso da simulação numérica, o estudo deste gênero de fenômeno, embasado num experimento, permite avaliar os métodos e os modelos utilizados e compreender, de maneira mais aprofundada, a física associada a este problema. Existem, a princípio, várias opções de ferramentas para a simulação numérica de escoamentos turbulentos.

A simulação numérica direta (DNS), que teoricamente é a solução mais desejável tendo em vista que se apoia nas equações exatas do movimento, não é viável no caso deste problema específico, porque seria necessário utilizar uma malha extremamente refinada para considerar todas as escalas de turbulência, o que está além do limite das capacidades de cálculo disponíveis atualmente.

Os modelos em um ponto, baseados numa aproximação estatística da turbulência a partir da decomposição de Reynolds (aproximação RANS - Reynolds Averaged Navier-Stokes), são frequentemente uma boa alternativa, particularmente para escoamentos em geometrias complexas. Todos esses modelos porém repousam sob hipóteses de fechamento que são difíceis de justificar com precisão.

A simulação de grandes escalas (LES - Large-Eddy Simulation) se apresenta como uma alternativa a DNS. A idéia geral é de resolver diretamente as maiores estruturas do escoamento, aquelas que portam a energia, e em seguida fazer uma modelagem da influência das pequenas escalas não resolvidas, chamadas de submalha, sobre aquelas que são resolvidas.

O objetivo é estudar o escoamento de "tumble" pela modelagem de LES. A idéia geral é de simular a experiência do IMFT durante as etapas de admissão e compressão com uma malha reproduzindo a configuração do banco de ensaios. Antes de tudo, é importante lembrar que de maneira geral as simulações LES são muito caras em tempo de cálculo tendo em vista que, se o escoamento não possui nenhuma simetria estatística particular, como é o caso aqui, é necessário efetuar um grande número de simulações independentes a partir de condições iniciais diferentes. Torna-se muito importante então, escolher uma configuração otimizada para os parâmetros dos esquemas numéricos utilizados.

O programa utilizado neste trabalho é o código NadiaLES, desenvolvido no Laboratório de Mecânica dos Fluidos e Acústica (LMFA) da Escola Central de Lyon. Este programa resolve as equações de Navier-Stokes, considerando o escoamento compressível, através de um método misto, volumes finitos / elementos finitos, em malha não estruturada utilizando cálculo paralelo (descrito em Duchamp, 1999). No estágio atual, é necessário adaptar o programa à configuração experimental do IMFT.

## 2. Metodologia

Sabendo que a grande vantagem do escoamento tipo "tumble" é manter a turbulência durante a compressão, este trabalho se restringiu a simulações feitas somente durante esta etapa. Daí a necessidade, então, de definir um esquema de malha móvel bem como reescrever as equações que regem o problema adaptando-as para esta situação.

Num primeiro momento buscou-se uma configuração numérica otimizada. Os cálculos foram feitos então sempre em regime laminar, com a viscosidade uniforme em todo o domínio. Será mostrado um estudo puramente numérico, analisando a influência da discretização espacial e temporal sobre a estabilidade do cálculo e a precisão dos resultados. Em seguida será apresentada uma abordagem física, colocando em evidência a influência do número de Reynolds inicial e do tratamento da viscosidade no escoamento obtido ao final da compressão.

## 3. O sistema de equações

Consideram-se as equações de Navier-Stokes para os escoamentos compressíveis escritas sob a forma instantânea local. Estas equações podem ser adimensionalizadas quando são definidas as seguintes grandezas de referência: um comprimento  $L_0$ , uma velocidade  $U_0$ , uma temperatura  $T_0$  e uma massa específica  $\rho_0$ . A pressão de referência é então definida por  $P_0 = \rho_0 U_0^2$ .

Considerando ainda que a relação entre os calores específicos à pressão e volume constantes  $\gamma$  é constante e igual a 1,4, é possível definir os números adimensionais de Reynolds (Re), Mach (Ma) e Prandtl (Pr) na forma

$$Re = \frac{\rho_0 U_0 L_0}{\mu_0}, \quad Ma = \frac{U_0}{a_0}, \quad Pr = \frac{\mu c_p}{\lambda} \quad (1)$$

As equações de Navier-Stokes adimensionalizadas com relação às grandezas recém definidas podem ser escritas na forma conservativa e em variáveis primitivas como se segue:

Continuidade:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2)$$

Quantidade de movimento:

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i u_j}{\partial x_j} + \frac{\partial P}{\partial x_i} = \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} \quad (3)$$

sendo

$$\sigma_{ij} = \frac{\mu}{Re} S_{ij} \quad (4)$$

e

$$S_{ij} = \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \quad (5)$$

A viscosidade adimensional pode ser definida como

$$\mu = \mu_0 \left( \frac{T}{T_0} \right)^b, \quad (6)$$

onde  $b = 0,76$  para o ar.

Energia:

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \frac{\partial (E+P)u_i}{\partial x_i} = \frac{\partial \sigma_{ij} u_j}{\partial x_i} + \frac{\gamma \mu}{Pr} \frac{\partial^2 q_i}{\partial x_i^2}, \quad (7)$$

sendo E a energia total por unidade de massa dada por

$$E = \rho c_v T + \frac{1}{2} \rho u^2 = \frac{\gamma P}{\gamma - 1} + \frac{1}{2} \rho u^2 \quad (8)$$

e  $q$  o vetor fluxo de calor

$$q_i = -\frac{\mu}{(\gamma - 1) Re Pr Ma^2} \frac{\partial T}{\partial x_i} \quad (9)$$

O sistema de equações descrito acima necessita ainda de uma equação constitutiva para que possa ser resolvido. Deve-se considerar então a equação de Clapeyron, ou equação de estado, e o problema admitirá solução única de acordo com as condições iniciais e limites.

As Eqs. (2) a (9) precisam ser adaptadas para as simulações em dois domínios diferentes. É necessário reescrevê-las sob uma forma mais geral, o que permitirá sua utilização em todos os cálculos: seja para a compressão, onde somente o domínio deformável é considerado (é o caso deste trabalho) ou para a admissão, onde existe uma porção de malha fixa e outra deformável (simulações não abordadas neste artigo).

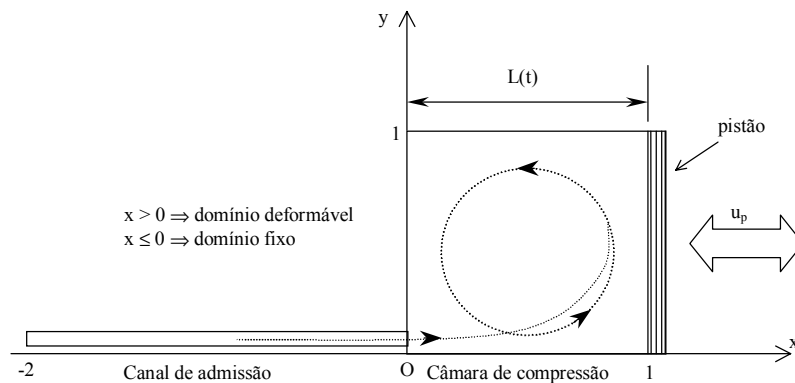


Figura 3. Esquema do domínio de cálculo.

A Fig. (3), um esquema do domínio de cálculo, é uma simplificação da geometria mostrada na Fig. (2). Embora o canal de admissão não seja considerado nos cálculos apresentados, sua presença neste esquema evidencia o problema dos dois domínios, situação que o programa NadiaLES deverá administrar para simular a experiência do IMFT.

Como é possível constatar, a fronteira do domínio deformável sofre simplesmente uma homotetia segundo o eixo  $x$ . Designando como  $L(t)$  o comprimento do domínio deformável no instante  $t$  na direção  $x$  e como  $L_0$  o comprimento no instante inicial  $t = 0$  ( $L_0 = L(0)$ ), uma lei de compressão arbitrária pode ser escrita na forma

$$L(t) = L_0 + \frac{v}{\omega} [1 - \cos(\omega t)], \quad (10)$$

onde  $2v/\omega$  representa o curso do pistão,  $\omega$  a frequência (rotação) e  $v$  sua velocidade máxima. A razão de homotetia será simplesmente

$$r(t) = \frac{L_0}{L(t)}, \quad (11)$$

é importante notar que, por definição,  $r(t)$  é a razão de compressão.

A fim de transformar este domínio deformável num domínio fixo, utiliza-se a coordenada auxiliar  $X$  definida por  $X = x r(t)$ , e reescrevem-se as equações do movimento no referencial  $(O; X; y; z)$ .

Se  $f(x; y; z; t)$  representa uma grandeza física qualquer (velocidade, massa específica, ...) impõe-se:  $\tilde{f}(X; y; z; t) = f(x; y; z; t)$ . Desta maneira, a evolução ao longo do tempo de  $\tilde{f}(X; y; z; t)$  para  $X$ ,  $y$  e  $z$  constantes corresponde a evolução temporal de  $f$  num ponto  $(x(t); y; z)$  se deslocando com uma velocidade  $(u_m; 0; 0)$ , sendo

$$u_m = \frac{dx}{dt} = \frac{X}{L_0} \frac{dL(t)}{dt}. \quad (12)$$

Esta equação pode ainda ser escrita como

$$u_m = \frac{X}{L_0} u_p, \quad (13)$$

onde  $u_p$  é a velocidade do pistão definida por

$$u_p(t) = \frac{dL(t)}{dt}. \quad (14)$$

É necessário agora observar como as derivadas parciais de  $f$  se exprimem em função das derivadas parciais de  $\tilde{f}$

$$\frac{\partial f(x;t)}{\partial x} = r(t) \frac{\partial \tilde{f}(X;t)}{\partial X}, \quad (15)$$

$$\frac{\partial f(x;t)}{\partial t} = \frac{\partial \tilde{f}(X;t)}{\partial t} - \frac{\partial \tilde{f}(X;t)}{\partial X} r(t) u_m(X;t). \quad (16)$$

A Eq. (16) pode ainda ser escrita sob uma forma mais adequada

$$\frac{\partial f(x;t)}{\partial t} = \frac{\partial \tilde{f}(X;t)}{\partial t} - r(t) \frac{\partial}{\partial X} [\tilde{f}(X;t) u_m(X;t)] + r(t) \tilde{f}(X;t) \frac{u_p(t)}{L_0}. \quad (17)$$

Considerando estas relações, é possível reescrever as equações de base adaptadas ao domínio deformável. Para simplificar a escrita, o símbolo "~" será abandonado, ficando entendido por exemplo que  $\rho$  representa  $\rho(X; y; z; t)$ .

Continuidade:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + r \frac{\partial}{\partial X} [\rho(u_1 - u_m)] + \rho r \frac{u_p}{L_0} + \frac{\partial(\rho u_2)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho u_3)}{\partial z} = 0, \quad (18)$$

Quantidade de movimento:

$$\frac{\partial(\rho u_1)}{\partial t} + r \frac{\partial[\rho u_1(u_1 - u_m)]}{\partial X} + \rho u_1 r \frac{u_p}{L_0} + \frac{\partial(u_1 u_2)}{\partial y} + \frac{\partial(u_1 u_3)}{\partial z} + r \frac{\partial \rho}{\partial X} = r \frac{\partial \sigma_{11}}{\partial X} + \frac{\partial \sigma_{12}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{13}}{\partial z}, \quad (19a)$$

$$\frac{\partial(\rho u_2)}{\partial t} + r \frac{\partial[\rho u_2(u_1 - u_m)]}{\partial X} + \rho u_2 r \frac{u_p}{L_0} + \frac{\partial(u_2 u_2)}{\partial y} + \frac{\partial(u_2 u_3)}{\partial z} + \frac{\partial \rho}{\partial y} = r \frac{\partial \sigma_{21}}{\partial X} + \frac{\partial \sigma_{22}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{23}}{\partial z}, \quad (19b)$$

$$\frac{\partial(\rho u_3)}{\partial t} + r \frac{\partial[\rho u_3(u_1 - u_m)]}{\partial X} + \rho u_3 r \frac{u_p}{L_0} + \frac{\partial(u_3 u_2)}{\partial y} + \frac{\partial(u_3 u_3)}{\partial z} + \frac{\partial \rho}{\partial z} = r \frac{\partial \sigma_{31}}{\partial X} + \frac{\partial \sigma_{32}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{33}}{\partial z}, \quad (19c)$$

onde

$$\sigma_{11} = 2r\mu \frac{\partial u_1}{\partial X} - \frac{2}{3} \mu \left( r \frac{\partial u_1}{\partial X} + \frac{\partial u_2}{\partial y} + \frac{\partial u_3}{\partial z} \right), \quad (20a)$$

$$\sigma_{12} = \mu \left( \frac{\partial u_1}{\partial y} + r \frac{\partial u_2}{\partial X} \right), \quad (20b)$$

$$\sigma_{13} = \mu \left( \frac{\partial u_1}{\partial z} + r \frac{\partial u_3}{\partial X} \right), \quad (20c)$$

$$\sigma_{22} = 2\mu \frac{\partial u_2}{\partial y} - \frac{2}{3} \mu \left( r \frac{\partial u_1}{\partial X} + \frac{\partial u_2}{\partial y} + \frac{\partial u_3}{\partial z} \right), \quad (20d)$$

$$\sigma_{23} = \mu \left( \frac{\partial u_2}{\partial z} + \frac{\partial u_3}{\partial y} \right), \quad (20e)$$

$$\sigma_{33} = 2r\mu \frac{\partial u_3}{\partial z} - \frac{2}{3}\mu \left( r \frac{\partial u_1}{\partial X} + \frac{\partial u_2}{\partial y} + \frac{\partial u_3}{\partial z} \right). \quad (20f)$$

Energia:

$$\begin{aligned} \frac{\partial E}{\partial t} + r \frac{\partial [E(u_1 - u_m) + Pu_1]}{\partial X} + Er \frac{u_p}{L_0} + \frac{\partial (E+P)u_2}{\partial y} + \frac{\partial (E+P)u_3}{\partial z} = \\ = r \frac{\partial (\sigma_{1j}u_j)}{\partial X} + \frac{\partial (\sigma_{2j}u_j)}{\partial y} + \frac{\partial (\sigma_{3j}u_j)}{\partial z} + \frac{\mu}{Pr} \left( r^2 \frac{\partial^2 e}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 e}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 e}{\partial z^2} \right). \end{aligned} \quad (21)$$

Estas equações podem agora ser utilizadas para todo o domínio em todos os cálculos, bastando para isso especificar os valores corretos de  $u_m$ ,  $r$  e  $u_p$  de acordo com o domínio (canal de admissão ou câmara de compressão).

No que concerne os esquemas numéricos, a discretização em espaço é realizada através do esquema proposto em Roe (1981) e modificado para 2ª ordem como descrito em Hirsh (1990). Este esquema é ainda adaptado para simulações LES, minimizando os efeitos da dissipação numérica, como descrito em Carpentier (1995) e Dervieux (1985), e os problemas consequentes do baixo número de Mach, como descrito em Turkel (1993) e Viozat (1997). A discretização em tempo é realizada pelo método Runge-Kutta de 4ª ordem.

#### 4. Sobre a validação do código

A validação do código NadiaLES foi feita em duas etapas. Inicialmente foi simulado o caso do escoamento ao longo de um prisma de seção quadrada, onde os resultados foram comparados com valores experimentais e com soluções obtidas a partir de outros códigos baseados em modelos k-ε. Posteriormente foram realizadas simulações da compressão do próprio escoamento tipo “tumble”, onde os resultados foram comparados com os obtidos a partir de um código baseado na técnica espectral.

No caso do escoamento ao longo do prisma, o código NadiaLES apresentou um desempenho superior aos outros, fornecendo resultados mais próximos dos valores experimentais. No caso da compressão do escoamento tipo “tumble”, deve-se notar que a condição de aderência nas paredes não pôde ser considerada (limitação da técnica espectral). Assim, considerando deslizamento simples nas paredes, os resultados do programa NadiaLES apresentaram um bom acordo com os obtidos através do código baseado na técnica espectral. Maiores detalhes sobre a validação bem como todos os resultados referentes a esta etapa do desenvolvimento podem ser encontrados em Toledo (2001).

#### 5. O Vórtice de Taylor como opção de condição inicial

A fim de efetuar as simulações da compressão do “tumble”, é necessário escolher um estado inicial para o escoamento imediatamente antes do início do processo.

Da mesma maneira que no estudo de Le Roy (1998), partiu-se de um campo de velocidade bidimensional, uma solução particular das equações de Navier-Stokes supondo deslizamento simples nas paredes do domínio, definido por

$$u_1 = \frac{\partial \Psi}{\partial y} \text{ e } u_2 = -\frac{\partial \Psi}{\partial x}, \quad (22)$$

sendo  $\Psi$  a função de corrente definida por

$$\Psi = A(t) \sin\left(\frac{\pi x}{a}\right) \sin\left(\frac{\pi y}{b}\right), \quad (23)$$

onde  $a$  e  $b$  são as dimensões da câmara de compressão e tais que  $0 < x < a$  e  $0 < y < b$ .

Este campo de velocidade, chamado Vórtice de Taylor, não obedece à condição de aderência nas paredes da câmara. O trabalho de Le Roy (1998) mostrou, todavia, que ele constitui, na maior parte do domínio, uma boa aproximação para o campo médio de velocidade observado no final da etapa de admissão na experiência do IMFT.

Desta maneira, para realizar as simulações da fase de compressão, partiu-se do campo de velocidade definido pela expressão analítica da Eq. (22) e impôs-se, desde o instante inicial, a condição de velocidade nula nas paredes. Esta forma de proceder introduz consequentemente uma descontinuidade no estado inicial, mas aparentemente isto não ocasiona dificuldades particulares de natureza numérica.

## 6. Resultados

Inicialmente serão apresentados os resultados do estudo dos parâmetros numéricos, primeiro sobre a estabilidade e em seguida sobre a malha. Posteriormente serão mostrados os resultados da análise de algumas variáveis influenciando no comportamento físico do escoamento, o número de Reynolds inicial e o tratamento dado à viscosidade.

### 6.1. Estudo da estabilidade numérica

Nesta etapa do trabalho, foram realizados dois tipos de cálculo a fim de otimizar o parâmetro que controla a estabilidade e, conseqüentemente, o passo em tempo. Este parâmetro foi definido como

$$CFL = \frac{(U + c) \Delta t}{\Delta x} \quad (24)$$

onde  $c$  é a velocidade do som e  $\Delta x$  é uma dimensão característica da malha. Foram feitas uma simulação com  $CFL = 0,6$ , considerada como referência, e outra com  $CFL = 0,8$ , ambas em malha regular. Estes valores foram escolhidos arbitrariamente, tendo em vista que não existe um limite definido para este parâmetro nos casos de códigos compressíveis, não lineares e descentrados. Um valor de  $CFL < 1$  é sempre prudente, no caso deste estudo adotou-se um valor inicial de 0,6. No intuito de diminuir o tempo de simulação decidiu-se verificar as conseqüências de um aumento do CFL.

Antes de tudo é necessário apresentar a solução no início da compressão mantida como referência. A Fig. (4) mostra a solução fornecida após a primeira iteração do programa NadiaLES. Nela são mostrados os campos de pressão em cores e de velocidade, representado pelos vetores, possibilitando uma análise sobretudo qualitativa, tendo em vista que não aparecem valores numéricos da velocidade e, mesmo no caso da pressão, a variação máxima dessa propriedade é menor que a resolução da palheta gráfica representando a escala.

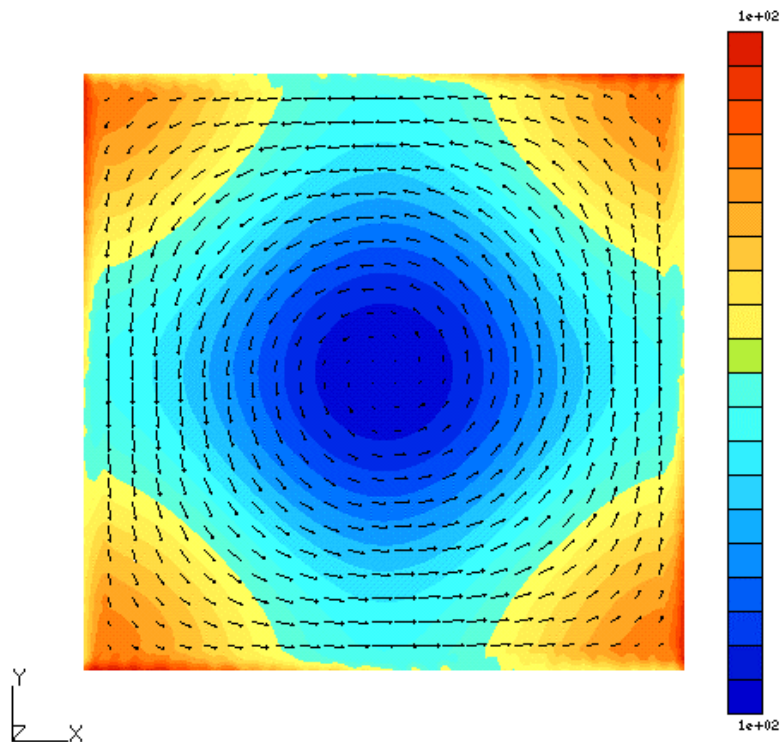


Figura 4. Campos iniciais de velocidade e pressão.

É importante observar que esta solução é sempre a mesma para todos os cálculos nesta geometria tendo como campo inicial de velocidade um vórtice de Taylor e aderência nas paredes. Ela mostra a adaptação dos parâmetros iniciais do problema à condição forte de parede. Este escoamento tem a forma de um único vórtice que ocupa toda a câmara. Esta configuração inicial é apreciada porque é uma boa aproximação do campo de velocidade média obtido no final da fase de admissão a partir das simulações (modelos estatísticos) realizadas por Le Roy (1998).

Para comparar as soluções obtidas utilizando diferentes valores de CFL, foram calculados os perfis de velocidade no centro da câmara ao final da compressão. O esboço na Fig. (5) mostra as retas escolhidas.

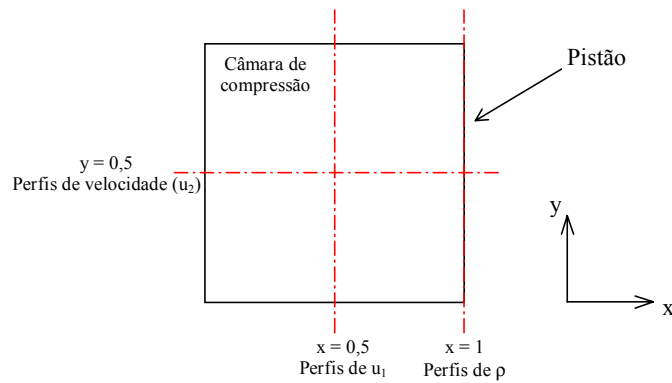


Figura 5. Retas escolhidas para cálculo dos perfis de velocidade.

Os gráficos da Fig. (6) mostram os perfis de velocidade para os diferentes valores de CFL.

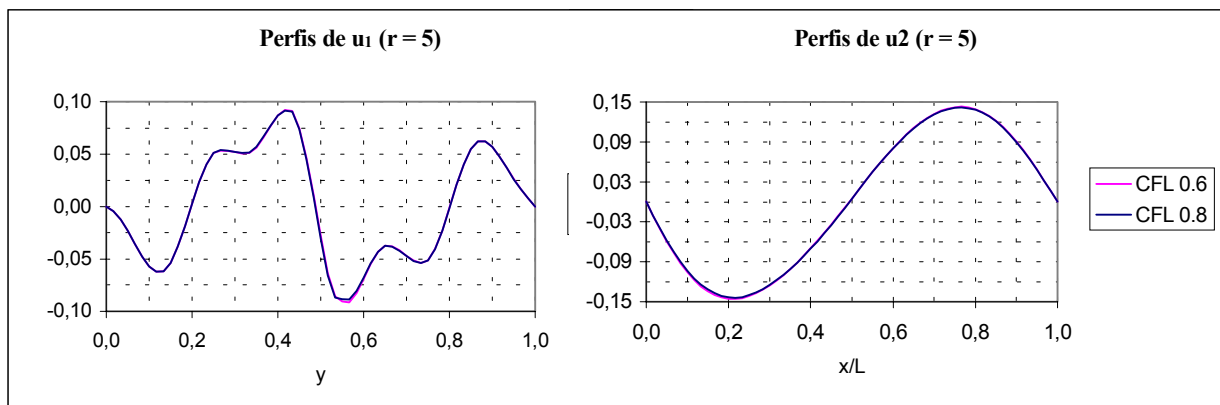


Figura 6. Comparação entre os perfis de velocidade ao final da compressão.

Em ambos os casos o perfil de  $u_1$ , apresentado na Fig. (6), mostra claramente a presença de dois vórtices secundários formados durante a compressão. Essas estruturas, porém, apresentam uma menor intensidade que o vórtice central. O perfil de  $u_2$ , mostra apenas o vórtice central, sabendo que para os turbilhões secundários a forma da curva é idêntica, variando apenas os valores extremos de velocidade.

É importante observar ainda que não há nenhuma diferença importante entre os dois resultados. A única distinção significativa entre as duas situações foi o número de iterações para chegar ao final da compressão. No caso da simulação com o maior valor de CFL, este número foi aproximadamente 75% do observado no outro caso, o que mostra o ganho com a nova configuração. A Fig. (7) mostra os campos de velocidade e pressão ao final da compressão.



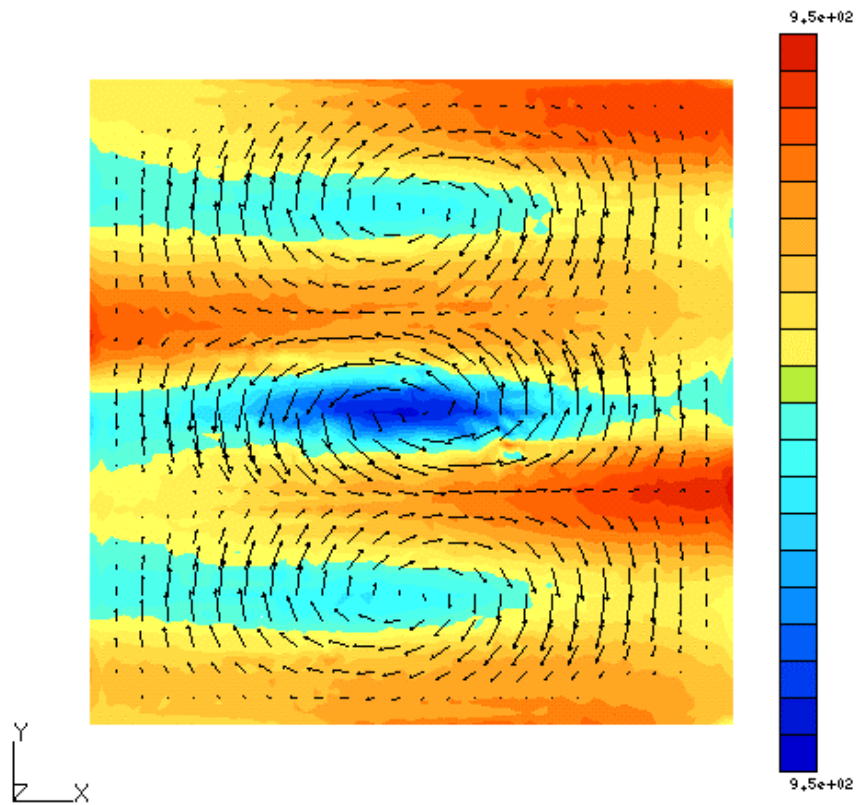


Figura 7. Campos de velocidade e pressão ao final da compressão (CFL = 0,8).

Normalmente esta é a forma do resultado típico que deve ser encontrado. No final da compressão observa-se que restam turbilhões de menor escala, serão sempre três para esta configuração de parâmetros, e um campo de pressão correspondente.

### 6.2. Estudo de refinamento local da malha

Nesta etapa do trabalho, foram realizadas simulações com duas malhas refinadas de maneira diferente. A Fig. (8) apresenta as diferentes configurações testadas.

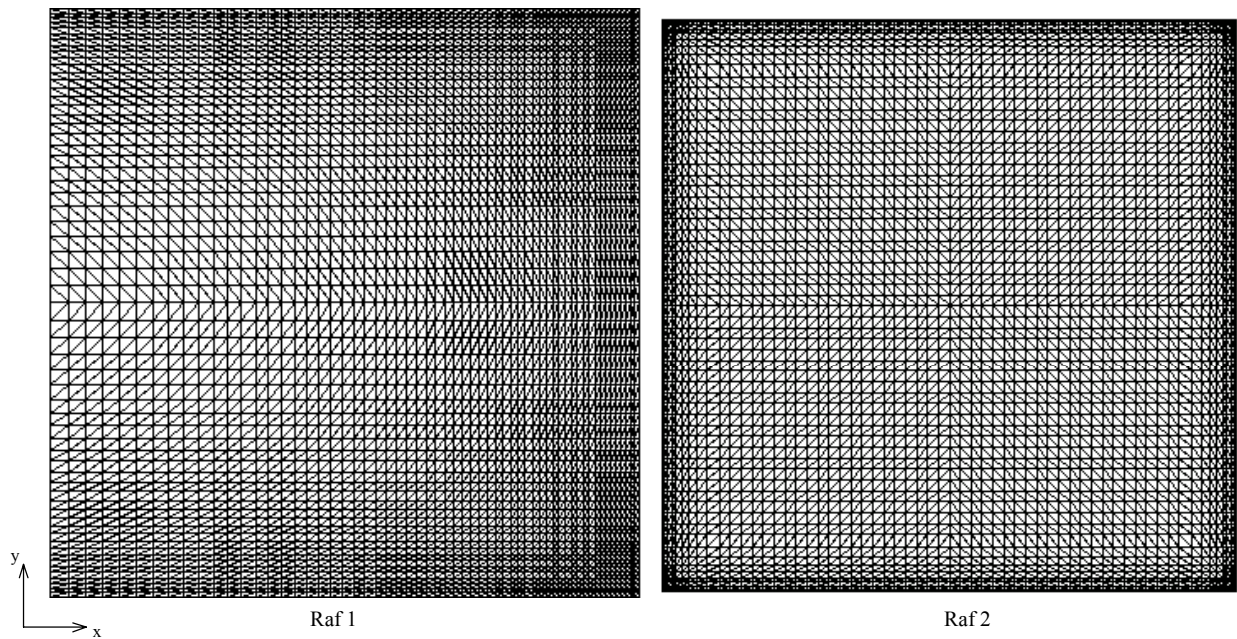


Figura 8. As diferentes malhas testadas.

Novamente a comparação foi feita a partir dos perfis de velocidade calculados ao final da compressão. A Fig. (9) mostra os perfis de velocidade para as três configurações: Regular (Reg), Raf 1 e Raf 2.

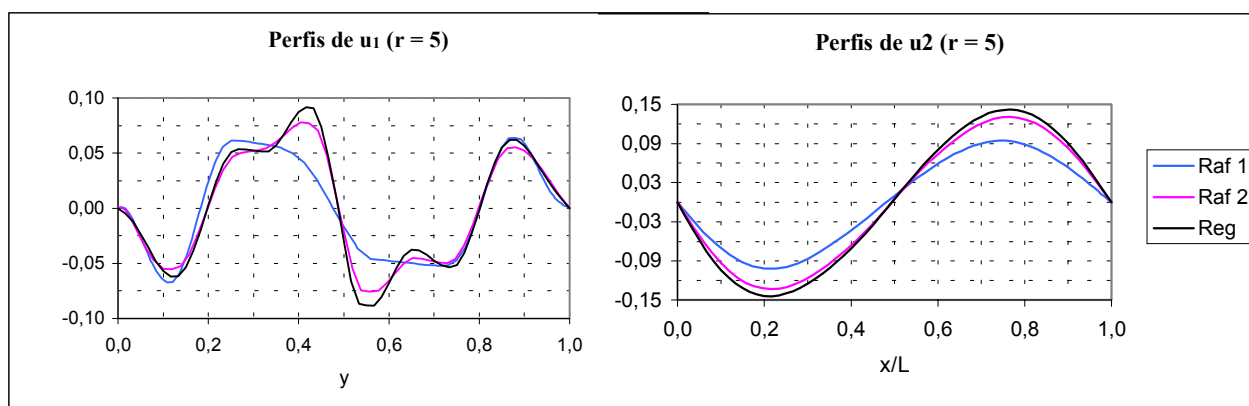


Figura 9. Perfis de velocidade para as diferentes malhas.

Estes perfis foram traçados segundo o esquema apresentado na Fig. (5),  $u_1$  ao longo da reta  $x = 0,5$  e  $u_2$  sobre a reta  $y = 0,5$ . É possível perceber claramente que a primeira técnica de refinamento, aquela da malha Raf 1, penaliza demais os resultados. A primeira constatação é que os níveis de velocidade obtidos a partir desta malha são menores que os outros. Além disso, no caso do perfil de  $u_1$ , observa-se nitidamente uma perda de informação no que diz respeito à interface entre os vórtices e à intensidade do vórtice central. É importante notar todavia que esta perda ocorre justamente na região mais grosseira da discretização, onde o comprimento característico é em torno de duas vezes maior que no caso das outras malhas. Nas regiões onde a dimensão característica da malha é da mesma ordem de grandeza em todos os casos, observam-se aproximadamente os mesmos níveis de velocidade (no caso de  $u_1$ ). Os níveis de  $u_2$  são sempre mais fracos para esta malha (Raf 1), o motivo provável é que sobre a reta onde este perfil é calculado, seguindo na direção  $y$ , o comprimento característico é duas vezes maior que no caso das outras malhas. Assim, para os perfis de velocidade e as retas escolhidas, este tipo de refinamento não trouxe nenhuma vantagem.

A outra técnica, aquela da malha Raf 2, não apresentou diferenças importantes com relação à malha regular no caso dos perfis de velocidade. Observa-se, sobretudo para os valores de  $u_1$ , que os extremos são um pouco menores. Novamente as diferenças são mais acentuadas nas regiões centrais onde, mesmo para esta malha, o comprimento característico é maior que no caso regular. Nas regiões mais refinadas essas diferenças diminuem, mas mesmo assim, elas são maiores que aquelas observadas entre as malhas Raf 1 e Regular. De fato, quando as regiões refinadas são comparadas, a malha Raf 1 é mais fina, o que justifica sua diferença menor. No caso do perfil de  $u_2$  não há diferença importante, o erro observado a nível de velocidade ainda pode ser justificado por aquele do comprimento característico segundo a reta e a direção escolhidas para traçá-lo.

### 6.3. Influência do número de Reynolds inicial

O objetivo aqui é estudar a influência do nível de viscosidade cinemática sobre o escoamento. Os cálculos apresentados anteriormente correspondem a um valor de  $Re = 1100$  e agora serão apresentados também os resultados obtidos após uma simulação com um valor mais baixo,  $Re = 390$ .

Antes de tudo é importante justificar os dois valores de  $Re$  (viscosidade  $\nu$ ) escolhidos. Como já foi mencionado, Le Roy (1998) realizou diversas simulações da fase de admissão do experimento do IMFT. Essas simulações, que foram efetuadas seguindo a aproximação RANS, utilizavam diferentes modelos de turbulência. Os valores de  $Re$  escolhidos aqui correspondem àqueles obtidos substituindo-se, na sua definição, o valor da viscosidade molecular pelo da viscosidade turbulenta ( $\nu_T$ ) observado no final da admissão (início da compressão) obtidos a partir dos modelos  $k-\epsilon$  e  $\overline{u_i u_j} - \epsilon$  (este último não utiliza o conceito de viscosidade turbulenta, mas é possível estimar um valor pela mesma relação do modelo  $k-\epsilon$ ). Assim, o menor valor,  $Re = 390$ , corresponde ao resultado do modelo  $k-\epsilon$ , ao passo que o maior corresponde ao modelo  $\overline{u_i u_j} - \epsilon$ . É importante observar a diferença significativa entre as previsões dos dois modelos, o que demonstra o interesse, neste caso particular, de uma aproximação mais direta como é o caso da LES.

No que concerne o presente estudo, as simulações são sempre em regime laminar, o valor de  $\nu$  é constante durante todo o processo de compressão. Esta hipótese não apresenta um sentido físico particular, mas foi escolhida como uma tentativa de compreender melhor a influência desta propriedade. A proposta é de analisar os perfis de velocidade no final da compressão, assim sendo, as retas escolhidas para o cálculo dos perfis são as mesmas utilizadas anteriormente. A Fig. (10) mostra os resultados.

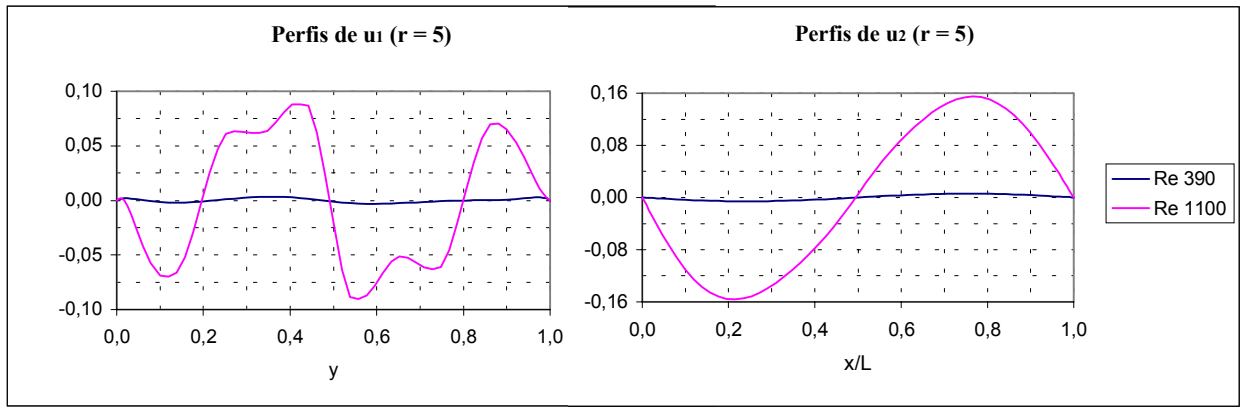


Figura 10. Perfis obtidos a partir de diferentes valores iniciais de Reynolds

A influência da viscosidade ficou bastante evidente, o campo de velocidade obtido a partir da simulação com Re inicial de 390 é praticamente nulo comparado com o outro.

Com o objetivo de analisar melhor os efeitos da viscosidade, decidiu-se por abandonar a hipótese de  $\nu$  constante e aplicar uma correção deste parâmetro em função da temperatura (lei de Sutherland simplificada). Este estudo é mostrado na seção 5.4.

#### 6.4. Influência do tratamento da viscosidade

Até o presente momento, supôs-se que  $\nu$  era constante durante a compressão, ficando entendido que esta variável representa um nível de viscosidade turbulenta susceptível de ser observado em simulações LES. Por esta razão, na ausência de uma informação mais precisa, não havia necessidade de fazer variar  $\nu$  como é o caso durante uma compressão real. Tendo em vista que durante o processo de compressão há um aumento de temperatura, os níveis de viscosidade serão sempre diferentes que os assumidos nas simulações anteriores. Uma lei de evolução de temperatura foi suposta na forma

$$T = \left( \frac{\rho_0}{\rho} \right)^{1-\gamma}, \quad (25)$$

consequência do caráter quase isentrópico da compressão.

A Fig. (11) mostra os perfis de velocidade no final da compressão. As simulações partiram de um valor inicial de viscosidade correspondente a Re = 1100.

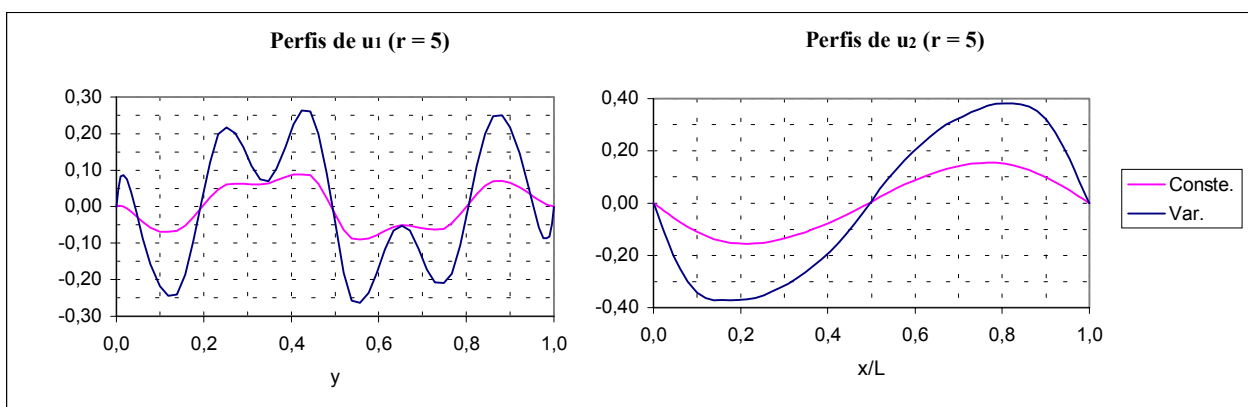


Figura 11. Perfis obtidos a partir dos diferentes tratamentos dados à viscosidade

Como é possível constatar, as variações da viscosidade têm uma grande importância nos perfis de velocidade. Os valores extremos do campo são bem maiores para o caso variável, além disso, os perfis de  $u_1$  mostram que mesmo os turbilhões secundários são mais intensos.

É importante notar que este caso supondo viscosidade variável foi o mais próximo de uma situação real dentre todas as simulações. Os níveis de velocidade observados ao final da compressão foram os maiores e espera-se que no caso turbulento eles também o sejam. Este comportamento sugere que o escoamento de "tumble" cumpre a sua função

essencial, conservando uma parcela maior da energia cinética do fluido até o final da compressão, o que contribui para a otimização da mistura e melhora a combustão.

## 7. Conclusões

No aspecto do cálculo numérico, inicialmente foram tratadas a implementação das condições limites para o caso de aderência e a modificação do valor do parâmetro de estabilidade CFL. Todos os problemas relativos à implementação das condições fortes de parede foram resolvidos e foi possível aumentar o valor do CFL de 0,6 para 0,8 sem comprometer a qualidade dos resultados, o que acarretou uma diminuição significativa no tempo de cálculo. De fato, o aspecto dos campos de velocidade e pressão, bem como e os perfis de velocidade no centro da câmara, mostraram a equivalência entre as soluções obtidas a partir das diferentes configurações de CFL.

Analisou-se em seguida a influência do refinamento local da malha na qualidade dos resultados, particularmente para os perfis de velocidade. Foi constatado que a técnica de refinamento deve ser tal que não haja nenhuma região no domínio onde o comprimento característico da malha seja muito maior que aquele do caso regular.

O estudo da influência do número de Reynolds inicial colocou em evidência um efeito importante sobre a solução. Foram observados, para o caso onde  $Re$  é três vezes menor no início da compressão, níveis de velocidade aproximadamente quinze vezes menores no final do processo.

A influência das variações de viscosidade durante a compressão foi o último ponto analisado. Constatou-se que a correção deste parâmetro devido às variações de temperatura acarreta um campo de velocidade mais intenso no final da compressão.

## 8. Referências

- Carpentier, R., 1995, "Approximation et Analyse Numérique d'Écoulements Instationnaires", PhD thesis, Université de Nice Sophia-Antipolis.
- Dervieux, A., 1985, "Steady Euler Flow Simulation Using Unstructured Meshes", VKI Lectures Series, 1884 – 04.
- Duchamp de Lageneste, L., 1999, "Simulation des Grandes Echelles d'Écoulements Compressibles et Réactifs sur Maillages Non-structurés", PhD thesis, Ecole Centrale de Lyon.
- Hirsh, C., 1990, "Numerical Computation of External and Internal Flows", Wiley.
- Le Roy, O., 1998, "Modélisation d'un Écoulement Tourbillonnaire Turbulent Soumis à une Compression", PhD thesis, Ecole Centrale de Lyon.
- Lumley, J. L., 1999, "Engines : An Introduction", Cambridge University Press., New York.
- Roe, P. L., 1981, "Aproximate Riemann Solvers, Parameter Vectors and Difference Schemes", J. Comp. Physics, 43.
- Toledo, M. S., 2001, "Simulação Numérica do Escoamento Durante o Processo de Compressão em Motores de Combustão Interna", Dissertação de Mestrado em Engenharia Mecânica, Universidade de Brasília.
- Turkel, E., 1993, "Review of Preconditioning Methods for Fluid Dynamics", Applied Numerical Mathematics, 12, 257 – 284.
- Viozat, C., 1997, "Implicit Upwind Scheme for Low Mach Number Compressible Flows", Rapport de recherche, 3084, I.N.R.I.A..

## NUMERICAL SIMULATION OF THE FLOW DURING COMPRESSION STROKE IN IC ENGINES

### **Maurício Silveira Toledo**

Ecole Centrale de Lyon – LMFA  
36, Av. Guy de Collongue  
BP 163 69131 Ecully Cedex – France  
[toledo@mecaflu.ec-lyon.fr](mailto:toledo@mecaflu.ec-lyon.fr)

### **Lionel Le Penven**

Ecole Centrale de Lyon – LMFA  
36, Av. Guy de Collongue  
BP 163 69131 Ecully Cedex – France  
[lepenven@mecaflu.ec-lyon.fr](mailto:lepenven@mecaflu.ec-lyon.fr)

### **Marc Buffat**

Université Claude Bernard – Lyon 1 – UFR de Mécanique  
43, Boulevard du 11 Novembre 1918  
69622 Villeurbanne Cedex – France  
[buffat@ufrmecca.univ-lyon1.fr](mailto:buffat@ufrmecca.univ-lyon1.fr)

### **João Nildo de Souza Vianna**

Universidade de Brasília – Dept. de Eng. Mecânica – LTMD  
Campus Universitário Darcy Ribeiro – Asa Norte  
70910-900 Brasília – DF – Brazil  
[vianna@unb.br](mailto:vianna@unb.br)

**Abstract.** *This work presents a study of a code's adaptation for resolution of tumbling flows inside IC engines' cylinder using large-eddy simulation. The code, named NadiaLES, solves the 3-D Navier-Stokes equations, considering compressible flows, using a mix method, finite elements / finite volumes, under unstructured meshes. About the code, it has been changed to work under condition of nil velocity at walls, to process a mobile mesh scheme and has been adapted for large-eddy simulation. About simulations, at first an entirely numerical study has been carried out, considering stability parameters and mesh refinement. In addition, a physical study has been carried out, showing the influence of Reynolds Number as well as consequences of different treatment of viscosity during compression stroke. Results show, for the numerical part, that's possible to increase the stability parameter without compromising of solution's quality. It has been also shown that mesh refinement must be made near the walls without compromise the domain's central part. In the physical study, lowest velocity levels have been found when initial Reynolds Number was reduced. In addition, higher velocity levels have been found when viscosity was improved due temperature variations during compression stroke.*

**Keywords.** *Numerical simulation, tumble, Taylor's vortex, LES.*