

SIMULAÇÃO NUMÉRICA DO ESCOAMENTO TURBULENTO EM COMPRESSORES ALTERNATIVOS

Francisco F. S. Matos

EMBRACO - Empresa Brasileira de Compressores S.A.

Francisco_F_Matos@embraco.com.br

Cesar J. Deschamps

Universidade Federal de Santa Catarina

deschamps@nrva.ufsc.br

Alvaro T. Prata

Universidade Federal de Santa Catarina

prata@nrva.ufsc.br

Resumo. *O presente trabalho considera a simulação do esvaziamento de cilindros de compressores alternativos. Um modelo de um grau de liberdade é adotado para descrever a dinâmica das válvulas do tipo palheta. A metodologia dos volumes finitos é empregada para a solução do escoamento turbulento compressível transiente originado pelos movimentos do pistão e das palhetas. Um sistema de coordenadas móveis é obtido por uma transformação de coordenadas, de tal forma que a malha computacional possa se expandir ou se contrair, de acordo com as posições do pistão e da palheta. Resultados de grandezas do escoamento são apresentados e permitem uma discussão sobre a potencialidade da simulação numérica.*

Palavras chave: *Compressores alternativos, Dinâmica de válvulas, Malha móvel.*

1. Introdução

A maioria dos compressores empregados para fins de refrigeração são do tipo alternativo. Geralmente nesses compressores as válvulas são automáticas, abrindo e fechando de acordo com a diferença de pressão entre o cilindro e as câmaras de sucção e de descarga. O princípio de funcionamento do compressor alternativo pode ser compreendido com o auxílio da Fig. 1. Inicialmente, devido ao movimento descendente do pistão, o fluido refrigerante é aspirado para o interior do cilindro através da válvula de sucção, a qual abre automaticamente devido à diferença de pressão originada entre ambos os lados da palheta. Uma vez aberta, a abertura da válvula é controlada pela própria distribuição de pressão criada pelo escoamento sobre a superfície da palheta. O fluido é admitido no cilindro até o pistão atingir o ponto morto inferior, ponto A. Nesta posição o cilindro se encontra então preenchido com gás na pressão de sucção, a qual por sua vez é aproximadamente igual a do evaporador. Este processo de sucção está representado no diagrama p-V, indicado na Fig. 1(b) pela curva DA. Ao iniciar o seu movimento ascendente, a válvula de sucção é fechada devido aumento da pressão no cilindro e ao efeito mola da válvula. Com a válvula de sucção fechada, a pressão aumenta continuamente até atingir uma pressão superior à da câmara de descarga, ponto B. Esta diferença de pressão faz com que então a válvula de descarga seja aberta e ocorra o processo de descarga do fluido, até que o pistão alcance o ponto morto superior, ponto C. A descarga não é completa pois sempre haverá uma quantidade de gás ocupando o volume morto do cilindro, necessário para o alojamento das válvulas e para um ajuste das peças na montagem. Devido a este volume, a pressão no interior do cilindro não cai imediatamente à pressão de sucção quando o pistão inicia o seu movimento descendente novamente. Assim, o vapor passa primeiro por um processo de re-expansão, no qual a válvula de sucção permanece fechada, fazendo com que a pressão de sucção seja alcançada somente no ponto D. O resultado deste processo é que um rendimento volumétrico menor.

Para se alcançar um compressor de eficiência elevada, as válvulas devem possuir uma série de características, tais como resposta rápida, perda de carga reduzida e restrição ao refluxo do fluido refrigerante. Para isto, no entanto, necessita-se de um entendimento detalhado do escoamento através das válvulas. Este trabalho considera o desenvolvimento de um modelo computacional para a simulação do processo de esvaziamento do cilindro de compressores. A Fig. 2 mostra a geometria simplificada adotada para a análise, onde a válvula de descarga é aproximada por um disco circular. Como indicado, o fluido refrigerante é forçado a escoar axialmente através do orifício de passagem e então, devido à presença da palheta (disco frontal), sua direção passa a ser radial até a saída da válvula. A diferença de pressão através da válvula e o afastamento entre palheta e assento determinam o padrão do escoamento. Por outro lado, o escoamento gera o campo de pressão que determina a força resultante sobre na palheta e que controla a sua dinâmica. Assim, modelos matemáticos para a previsão deste processo devem tratar a solução do escoamento e da dinâmica da palheta de forma acoplada.

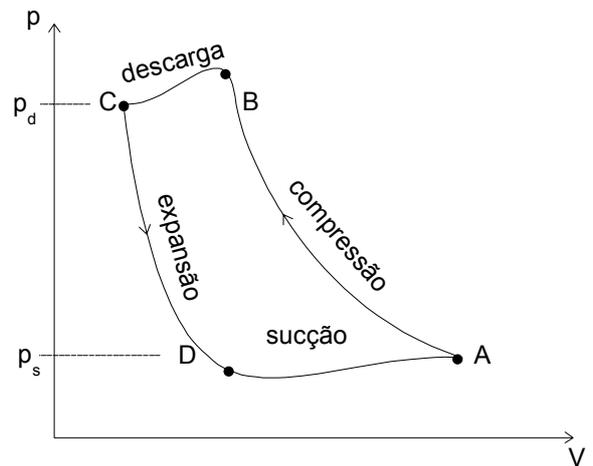
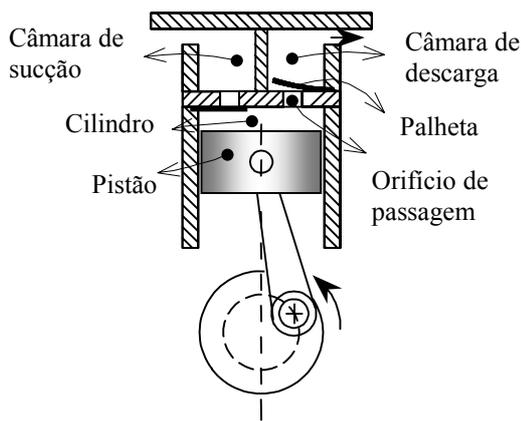


Figura 1. Princípio de operação de um compressor alternativo.

Uma descrição de modelos desenvolvidos para a caracterização de sistema de válvulas tipo palheta é apresentada por MacLaren (1972, 1982). Trabalhos mais recentes e com ênfase no escoamento em válvulas são os de Ferreira e Driessen (1986), Ferreira et al. (1989), Possamai et al. (1995) e Deschamps et al. (1996). Com o intuito de aperfeiçoar a modelação do fenômeno, Lopes e Prata (1997) analisaram numericamente o escoamento laminar compressível transiente acoplado à dinâmica da palheta. Para isto, assumiram uma vazão através da válvula variando segundo uma função senoidal para uma aproximação da condição de escoamento criada pelo movimento cíclico do pistão. Neste trabalho, ao invés de prescrever uma vazão através da válvula o escoamento é resolvido por completo. Para a solução do escoamento no interior do cilindro, emprega-se a metodologia indicada por Catto e Prata (1997) que resolve as equações de conservação em um domínio que se contrai e se expande acompanhando a variação de volume do cilindro, decorrente do movimento do pistão. Fazendo assim, o escoamento no interior do cilindro e através da válvula de descarga é aquele gerado pelo movimento do pistão, da mesma forma como acontece na prática. Detalhes da metodologia empregada para este fim são apresentados a seguir.

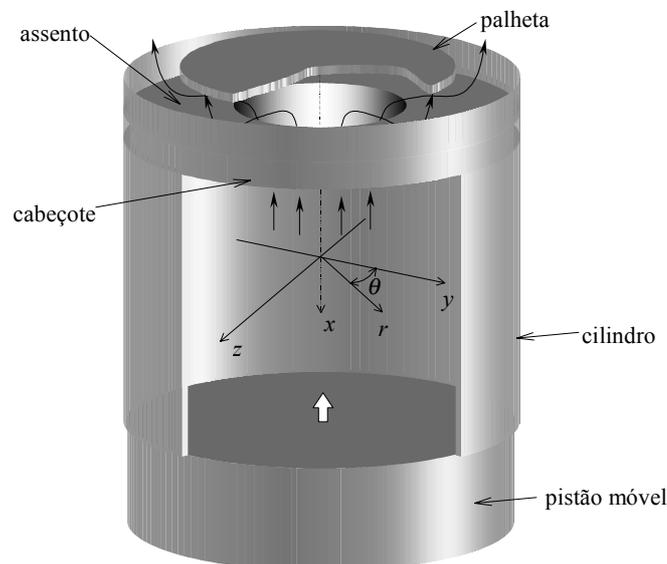


Figura 2. Geometria simplificada de compressor alternativo.

2. Modelo Matemático

2.1. Dinâmica da válvula de descarga

Conforme ilustrado na Fig. 2, a palheta é considerada paralela ao assento. Geralmente, o material usado na sua fabricação é o aço mola e a sua dinâmica expressa de forma simplificada por um modelo de um grau de liberdade:

$$m\ddot{\delta}_1 + C\dot{\delta}_1 + K\delta_1 = F - F_0 \quad (1)$$

onde F_0 é a força de pré-carga na palheta, considerada nula aqui. Os parâmetros δ_1 , $\dot{\delta}_1$ e $\ddot{\delta}_1$ são o afastamento, a velocidade e a aceleração da palheta, respectivamente. Os coeficientes elástico e de amortecimento da palheta, K e C , respectivamente, assim como a sua massa, m , são determinados experimentalmente.

Para resolver a Eq. (1) para s , a força resultante F atuando na palheta é obtida da distribuição de pressão na palheta induzida pelo fluido:

$$F = \int_0^{2\pi} \int_0^{D/2} p r \, dr \, d\theta \quad (2)$$

onde p é a pressão sobre a superfície da palheta determinada da solução do escoamento, enquanto r e θ são as coordenadas na direção radial e circunferencial, respectivamente.

2.2. Válvula de sucção

Para evitar a modelação do escoamento através da válvula de sucção, a vazão através da válvula e a força sobre a palheta são avaliadas a partir de dados experimentais de áreas efetivas de força e de escoamento. Esses dados, no entanto, não fornecem uma representação precisa do fenômeno em questão. Mesmo assim, como o trabalho objetiva detalhar apenas o esvaziamento do cilindro através da válvula de descarga, considerou-se um compromisso aceitável o uso deste procedimento nesta etapa do trabalho. Detalhes sobre áreas efetivas de força e de escoamento podem ser encontrados em Ferreira e Driessen (1986).

No contexto da presente metodologia para a solução numérica do escoamento no interior do cilindro, o fluxo de massa proveniente da válvula de sucção é introduzido em um volume vizinho ao cabeçote através de um termo fonte nas equações da quantidade de movimento na direção axial e conservação da massa.

2.3. Escoamento Turbulento Compressível

As equações governantes do escoamento são modeladas através de um conceito de média aplicado a escoamentos periódicos (Arcoumanis and Whitelaw, 1987). As tensões de Reynolds originadas são avaliadas via o conceito de viscosidade turbulenta e considerando que as flutuações de densidade sejam desprezíveis quando comparadas às flutuações de velocidade. Assim, o efeito de compressibilidade sobre o escoamento é representado através de variações espaciais e temporais de massa específica. Para a geometria axissimétrica da Fig. 1 as equações resultantes são:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(\rho r v) = 0 \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho u) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u u) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(\rho r v u) = & -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu_{\text{eff}} \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\mu_{\text{eff}} r \frac{\partial u}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu_t \frac{\partial u}{\partial x} \right) \\ & + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\mu_t r \frac{\partial v}{\partial x} \right) + \frac{1}{3} \frac{\partial}{\partial x} (\mu_{\text{eff}} \bar{\nabla} \cdot \bar{\nabla}) - \frac{\partial}{\partial x} (\mu_t \bar{\nabla} \cdot \bar{\nabla}) - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial x} (\rho k) \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho v) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u v) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(\rho r v v) = & -\frac{\partial p}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu_{\text{eff}} \frac{\partial v}{\partial x} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\mu_{\text{eff}} r \frac{\partial v}{\partial r} \right) - \frac{\mu_{\text{eff}} v}{r^2} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu_t \frac{\partial u}{\partial r} \right) \\ & + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\mu_t r \frac{\partial v}{\partial r} \right) + \frac{1}{3} \frac{\partial}{\partial r} (\mu_{\text{eff}} \bar{\nabla} \cdot \bar{\nabla}) - \frac{\partial}{\partial r} (\mu_t \bar{\nabla} \cdot \bar{\nabla}) - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial r} (\rho k) \end{aligned} \quad (5)$$

$$-\rho \overline{u'u'} = \mu_t \left(2 \frac{\partial u}{\partial x} \right) - \frac{2}{3} (\mu_t \bar{\nabla} \cdot \bar{\nabla} + \rho k) \quad (6)$$

$$-\rho \overline{u'v'} = \mu_t \left(\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \quad (7)$$

$$-\rho \overline{v'v'} = \mu_t \left(2 \frac{\partial v}{\partial r} \right) - \frac{2}{3} (\mu_t \bar{\nabla} \cdot \bar{\nabla} + \rho k) \quad (8)$$

onde $\mu_{\text{eff}} = \mu + \mu_t$. No modelo RNG k- ϵ de Orzag et al. (1993) a viscosidade turbulenta e as equações para as grandezas turbulentas k e ϵ são escritas comor:

$$\mu_{\text{eff}} = \mu \left[1 + \sqrt{\frac{\rho C_\mu}{\mu} \frac{k}{\sqrt{\epsilon}}} \right]^2 \quad (9)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho uk) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(\rho r vk) = \frac{\partial}{\partial x} \left[(\mu + \alpha \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x} \right] + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r(\mu + \alpha \mu_t) \frac{\partial k}{\partial r} \right] + \mu_t S^2 - \rho \epsilon - \rho \epsilon 2M_t^2 \quad (10)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \epsilon) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u \epsilon) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(\rho r v \epsilon) = \frac{\partial}{\partial x} \left[(\mu + \alpha \mu_t) \frac{\partial \epsilon}{\partial x} \right] + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r(\mu + \alpha \mu_t) \frac{\partial \epsilon}{\partial r} \right] + C_{\epsilon 1} \frac{\epsilon}{k} \mu_t S^2 - C_{\epsilon 2} \frac{\rho \epsilon^2}{k} - \rho R + C_{\epsilon 3} \rho \epsilon \bar{\nabla} \cdot \bar{\nabla} \quad (11)$$

Os valores de C_μ , $C_{\epsilon 1}$, $C_{\epsilon 2}$ são iguais a 0,0845, 1,42 e 1,68, respectivamente. Os parâmetros α e R são obtidos das seguintes expressões:

$$\left| \frac{\alpha - 1.3929}{\alpha_0 - 1.3929} \right|^{0.6321} \left| \frac{\alpha + 2.3929}{\alpha_0 + 2.3929} \right|^{0.3679} = \frac{\mu}{\mu_{\text{eff}}} \quad (12)$$

$$R = \frac{C_\mu \xi^3 (1 - \xi / \xi_0) \epsilon^2}{1 + \beta \xi^3} \frac{1}{k} \quad (13)$$

onde $\alpha_0 = 1,0$, $\beta = 0,012$, $\xi = Sk/\epsilon$, $\xi_0 \approx 4,38$ e S^2 é o módulo da taxa de deformação, o qual para situação de escoamento compressível é dado por:

$$S^2 = 2 \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial v}{\partial r} \right)^2 + 2 \left(\frac{v}{r} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 - \frac{2}{3} \left(\bar{\nabla} \cdot \bar{\nabla} + \frac{\rho}{\mu_t} k \right) \bar{\nabla} \cdot \bar{\nabla} \quad (14)$$

O último termo no lado direito da Eq. (14) refere-se à dilatação volumétrica do escoamento. Os efeitos de compressibilidade são introduzidos na equação da dissipação ϵ (Eq. 11) através do termo $(C_{\epsilon 1} \mu_t S^2 \epsilon) / k$ de tal forma que associado a um processo de compressão do escoamento há um aumento da escala de comprimento da turbulência. No caso de escoamentos no interior de cilindros, este aspecto da equação de ϵ pode gerar valores de escalas de comprimento maiores do que a própria dimensão física do domínio. Por outro lado, no modelo RNG k- ϵ de Orzag et al. (1993), o termo $-\rho R$ contrabalança esse aumento da escala de comprimento pois R decresce com a compressão do fluido. Devido à ausência de trabalhos que explorem a influência do termo $-\rho R$ no escoamento compressível, decidiu-se adotar o procedimento sugerido por Reynolds (1980) e El Tahry (1983) e adicionar o termo $C_{\epsilon 3} \rho \epsilon \bar{\nabla} \cdot \bar{\nabla}$ na equação de ϵ , onde $C_{\epsilon 3} = -0,373$.

Para escoamentos com números de Mach elevados, a compressibilidade afeta a turbulência através da dilatação, dando origem a uma elevação dos níveis de dissipação da turbulência, a qual é normalmente desprezada na modelação do escoamento incompressível. Desprezando este efeito, o modelo de turbulência falha na previsão do decaimento da taxa de espalhamento com o aumento do número de Mach. Para contornar essa falha, Sarkar e Balakrishnan (1990) propuseram a adição do termo $\rho \epsilon 2M_t^2$ na equação de k, onde M_t é o número de Mach turbulento, definido como:

$$M_t = \sqrt{k/c^2} \quad (15)$$

e $c (= \sqrt{\gamma RT})$ é a velocidade do som.

Finalmente, para a solução do escoamento deve-se incluir também uma equação para a conservação da energia, escrita como:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho T) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u T) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(\rho r v T) = -p \bar{\nabla} \cdot \bar{\nabla} + \frac{\partial}{\partial x} \left[\left(\frac{\kappa}{c_v} + \alpha_T c_p \frac{\mu_t}{c_v} \right) \frac{\partial T}{\partial x} \right] + \\ + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \left(\frac{\kappa}{c_v} + \alpha_T c_p \frac{\mu_t}{c_v} \right) \frac{\partial T}{\partial r} \right] \end{aligned} \quad (16)$$

onde κ é a condutividade térmica do fluido. O termo de dissipação viscosa que deveria aparecer na Eq. (16) foi desprezado aqui devido à sua pequena contribuição nas condições de número de Mach ($=|\bar{\nabla}|/c$) esperadas para o presente problema. A expressão para o cálculo de α_T é obtida da teoria de dos grupos renormalizados em termos da viscosidade efetiva, μ_{eff} :

$$\left| \frac{\alpha_T - 1.3929}{\alpha_{\text{mol}} - 1.3929} \right|^{0.6321} \left| \frac{\alpha_T + 2.3929}{\alpha_{\text{mol}} + 2.3929} \right|^{0.3679} = \frac{\mu}{\mu_{\text{eff}}} \quad (17)$$

onde $\alpha_{\text{mol}} = \kappa / (c_p \mu)$ é o inverso do número de Prandtl molecular. As Eqs. (16) e (17) permitem que o modelo seja aplicado no cálculo da transferência de calor junto às paredes sem a necessidade do uso de funções parede. Isto é assim pois a Eq. (17) pode prever facilmente a variação do número de Prandtl turbulento (α_T) para uma faixa de valores que variam desde o número de Prandtl molecular, na subcamada limite viscosa, até o número de Prandtl turbulento, nas regiões onde o escoamento é completamente turbulento.

Uma equação de estado é requerida para completar o sistema de equações. Por simplicidade, neste trabalho o gás é tratado como perfeito, obedecendo então a relação:

$$p = \rho RT \quad (18)$$

3. Metodologia de Solução

3.1. Sistema de coordenadas móveis

As equações de transporte da seção anterior podem ser representadas por uma única equação para a variável ϕ genérica, escrita para o sistema de coordenadas móveis:

$$\frac{1}{\delta} \frac{\partial}{\partial t}(\rho \delta \phi) + \frac{1}{\delta} \frac{\partial}{\partial \eta}(\rho \tilde{u} \phi) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(\rho r v \phi) = \frac{1}{\delta} \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{\Gamma^\phi}{\delta} \frac{\partial \phi}{\partial \eta} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \Gamma^\phi \frac{\partial \phi}{\partial r} \right) + S^\phi \quad (19)$$

onde ϕ é igual a 1 no caso da Eq. (3), u e v para as Eqs. (4) e (5), k e ε para as Eqs. (10) e (11), e T para a Eq. (16). Por outro lado, S^ϕ e Γ^ϕ são os respectivos termos fontes e coeficientes de difusão, sendo que para a continuidade, Eq. (3), S^ϕ e Γ^ϕ são iguais a zero.

A principal característica do sistema de coordenadas móveis é que o mesmo transforma o domínio físico em um domínio computacional que permanece imutável apesar do movimento da palheta e do pistão. Conseqüentemente, a coordenada axial x do sistema inercial é substituída por uma nova coordenada axial, η , usando a seguinte transformação:

$$\eta = \frac{x(t)}{\delta_1(t)} ; \quad \eta = x ; \quad \eta = \frac{x(t) - [\delta_1(t) + \delta_2(t)]}{\delta_3(t)} \quad (20)$$

correspondendo às regiões do difusor (subscrito 1), do orifício de passagem (subscrito 2) e do cilindro (subscrito 3), respectivamente. O domínios físico e computacional são ilustrados na Fig. 3.

A coordenada móvel η varia de 0 a 1 na região do difusor, de δ_1 a ($\delta_1 + \delta_2$) no orifício de passagem e de 0 a 1 na região entre o pistão e o cabeçote. Na Eq. (19) o valor de δ é igual a δ_1 (proveniente da dinâmica da palheta) na região do difusor, a δ_2 ($=1$) no orifício de passagem e a δ_3 ($=$ distância entre o pistão e o cabeçote, conforme mecanismo biela-manivela) na região do cilindro. A componente de velocidade axial \tilde{u} , a qual é a velocidade axial do fluido com relação a coordenada móvel η é obtida por:

$$\tilde{u} = u - u_g \quad (21)$$

onde u_g é dado por:

$$u_g = \left(\frac{\partial x}{\partial t} \right)_{\eta,r} = \eta \frac{\partial \delta_1}{\partial t} = \eta \dot{\delta}_1 ; \quad u_g = 0 ; \quad u_g = \left(\frac{\partial x}{\partial t} \right)_{\eta,r} = \eta \frac{\partial \delta_3}{\partial t} = \eta \dot{\delta}_3 \quad (22)$$

de acordo com o domínio que está sendo considerado; i.e. região do difusor, orifício de passagem e cilindro, respectivamente. Na Eq. (22) $\dot{\delta}_1$ é a velocidade instantânea da palheta e $\dot{\delta}_3$ é a velocidade do pistão.

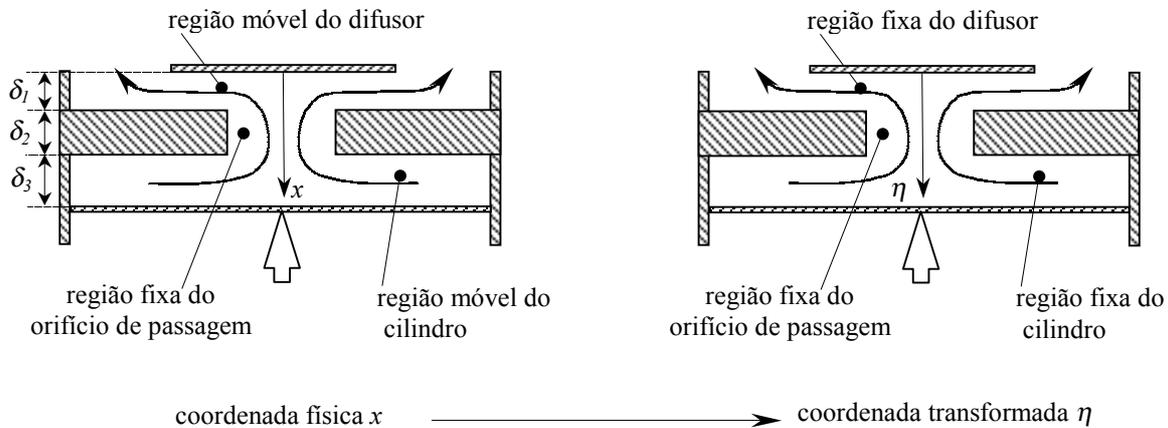


Figura 3. Transformação de coordenadas.

3.2. Metodologia numérica

A metodologia de volumes finitos foi empregada na discretização das equações diferenciais que governam o escoamento, com uma aproximação totalmente implícita para a integração no tempo de todos os termos. Para as componentes axial e radial de velocidade foram adotados volumes desencontrados. Na integração espacial das equações da conservação da quantidade de movimento, os valores das velocidades u e v nas faces dos volumes de controle foram obtidos através do esquema de interpolação QUICK, conforme formulação proposta por Hayase et al. (1992). Um método de solução segregada foi empregado para a solução das equações, enquanto que o acoplamento entre os campos de pressão e de velocidade foi realizado através do algoritmo SIMPLEC. A subrelaxação das equações algébricas foi requerida para garantir a convergência do procedimento iterativo de solução do sistema de equações.

A malha computacional na discretização foi construída com 32×88 (x, r) volumes na região do difusor, 28×30 (x, r) volumes na região do orifício de passagem e 28×88 (x, r) volumes na região do cilindro, com refino em regiões onde se esperam gradientes elevados das propriedades do escoamento.

A simulação foi realizada para 4 ciclos de compressão do cilindro, utilizando-se um intervalo de tempo correspondente a 0,5 grau de giro da manivela para a parte do ciclo em que as duas válvulas estão fechadas e a 0,1 grau caso contrário.

A equação diferencial que governa o movimento da palheta, Eq. (1), foi resolvida analiticamente considerando que a força resultante na palheta permanece constante ao longo do intervalo de tempo referente à integração.

3.3. Condições de contorno

Nas paredes sólidas todas as componentes de velocidade foram consideradas iguais a zero com exceção da superfície do assento e do pistão (Fig. 2) onde $v=0$ mas $u = \dot{\delta}_1$ no assento e $u = \dot{\delta}_3$ no pistão, ou seja, a velocidade do assento em relação a palheta é obtida da Eq. (1) e a velocidade do pistão assim como a posição do pistão pode ser obtida através do mecanismo biela-manivela. Para o eixo de simetria ($r=0$) as condições apropriadas são $v = \partial u / \partial r = 0$.

Uma atenção especial foi tomada na saída da válvula onde a pressão foi prescrita. Para obter, por exemplo, a velocidade axial no orifício de entrada através de um valor específico de pressão, a equação do movimento na direção axial foi integrada em um volume de controle correspondente à metade do volume adjacente à fronteira. Dessa forma a velocidade axial na saída é expressa em termos da pressão na câmara de descarga e as componentes de velocidade adjacentes. Uma vez que a velocidade axial assim obtida satisfaz a conservação da quantidade de movimento mas não a conservação da massa, a mesma deve ser corrigida via o algoritmo SIMPLEC, de maneira análoga ao realizado para os volumes internos. Esse é um passo sutil porém de crucial importância para se alcançar a convergência. Para a componente de velocidade paralela à fronteira de saída, ou seja, v , a condição de contorno foi prescrita como $\partial v / \partial x = 0$.

Com relação as quantidades turbulentas nas câmaras de descarga e de sucção, nenhuma informação está disponível para a energia cinética turbulenta. A partir de testes numéricos decidiu-se adotar uma intensidade de 0,01 % caso o gás

seja admitido da câmara de descarga (refluxo) e de 3% para se advém da câmara de sucção. A taxa de dissipação foi estimada considerando-se a condição de equilíbrio; $\varepsilon = \lambda^{3/4} k^{3/2} / \ell_m$, onde $\ell_m = 0,07d/2$ e $\lambda = 0,09$. Nas paredes sólidas, a energia cinética turbulenta é prescrita como nula, enquanto que para a dissipação ε o seu valor foi avaliado no volume de controle adjacente à parede seguindo uma condição de não equilíbrio.

Para a equação da energia, as paredes do pistão, do cilindro, do cabeçote, do assento e da palheta foram consideradas isotérmicas. Nas válvulas de descarga e de sucção, a condição de escoamento parabólico é usada para a temperatura caso o gás esteja saindo do domínio de solução. Caso contrário, as temperaturas de entrada são prescritas com os valores das temperaturas da câmara de descarga e de sucção, respectivamente.

4. Resultados

Através da metodologia apresentada, simulou-se o processo de compressão de um compressor disponível no mercado. Como a simulação parte de uma estimativa para o campo inicial do escoamento, alguns ciclos devem ser resolvidos para se alcançar o regime periódico. Para o compressor em questão esta condição foi observada após 3 ciclos.

Para auxiliar a compreensão do escoamento na abertura da válvula de descarga, resultados de vetores de velocidade são apresentados na Fig. 4 para diferentes posições ωt ($= 2\pi f$) do ciclo: (a) $\omega t = 2,56$, quando a válvula abre; (b) $\omega t = 2,67$, na condição de pressão máxima no cilindro; (c) $\omega t = 2,78$, na abertura máxima da válvula; (d) $\omega t = 2,99$, quando a válvula está fechando e (e) $\omega t = 3,13$, no momento anterior ao fechamento da válvula.

Na posição $\omega t = 2,56$ a abertura da válvula de descarga corresponde a um afastamento da palheta $s/d = 0,01$, onde d é o diâmetro do orifício de passagem. Justamente devido a este afastamento reduzido, o atrito viscoso é intenso na região entre a palheta e o assento. Com a válvula um pouco mais aberta ($\omega t = 2,67$), percebe-se claramente a presença de regiões de recirculação do escoamento no orifício de passagem e sobre o assento. Tais regiões são indesejáveis uma vez que diminuem a área de passagem do escoamento. Para a abertura máxima da válvula ($\omega t = 2,78$), a pressão no interior do cilindro decresce devido ao aumento do afastamento da palheta. Embora a região de recirculação continue presente no assento, a mesma é uma fração menor da área de passagem do escoamento. É interessante notar que a válvula inicia o seu movimento de fechamento com o pistão ainda em seu movimento ascendente ($\omega t = 2,99$), com a vazão do escoamento sendo reduzida drasticamente. Finalmente, na posição $\omega t = 3,13$ a válvula se encontra praticamente fechada, com o pistão praticamente no ponto morto superior.

A Fig. 5 apresenta resultados de escalas de comprimento da turbulência ℓ ($= k^{3/2}/\varepsilon$), adimensionalizadas pelo diâmetro do orifício de passagem d , em duas posições do ciclo: (a) $\omega t = 2,56$, quando a válvula abre, e (b) $\omega t = 2,78$, na abertura máxima da válvula. Verifica-se pelo exame da Fig. 5 que os valores das escalas de comprimento não excedem as dimensões geométricas do compressor. Além disto, os valores correspondentes à condição de válvula fechada (Fig. 5a) são bem mais elevados do que aqueles encontrados com a válvula totalmente aberta. Isto acontece pois, apesar dos níveis reduzidos de velocidade, a deformação volumétrica do escoamento acaba se manifestando no modelo de turbulência. Este efeito diminui em importância à medida que a válvula vai abrindo e o cilindro sendo esvaziado.

Os resultados mostrados nas Figs. 4 e 5 demonstram a potencialidade da metodologia de malha móvel desenvolvida para a presente análise. Uma etapa seguinte que se faz necessária é a validação dos resultados com referência a dados experimentais relativos à operação do compressor.

Um aspecto restritivo ao uso do modelo computacional refere-se ao tempo de processamento computacional requerido para a simulação. Para a obtenção dos resultados deste trabalho foram necessários 14 dias de processamento para completar 4 ciclos de compressão, utilizando-se um computador com processador Pentium III 700 MHz e 128 MB de RAM. Desta forma, trabalhos futuros devem buscar uma redução deste tempo de processamento, quer seja pela otimização do procedimento de cálculo ou pela melhoria dos recursos computacionais.

5. Conclusões

Os resultados aqui apresentados demonstram que a metodologia desenvolvida é adequada para a simulação de compressores alternativos com válvulas automáticas. A complexa interação entre as válvulas de descarga e de sucção e o escoamento de gás foi incorporada no modelo, podendo ser analisada localmente através dos diversos campos de propriedades. Por limitações de espaço, este trabalho apresentou apenas uma breve discussão sobre alguns resultados durante o processo de descarga do cilindro.

O modelo computacional deve ser otimizado, especialmente em relação ao tempo de processamento computacional, para que possa ser utilizado como apoio ao projeto de compressores.

6. Agradecimentos

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

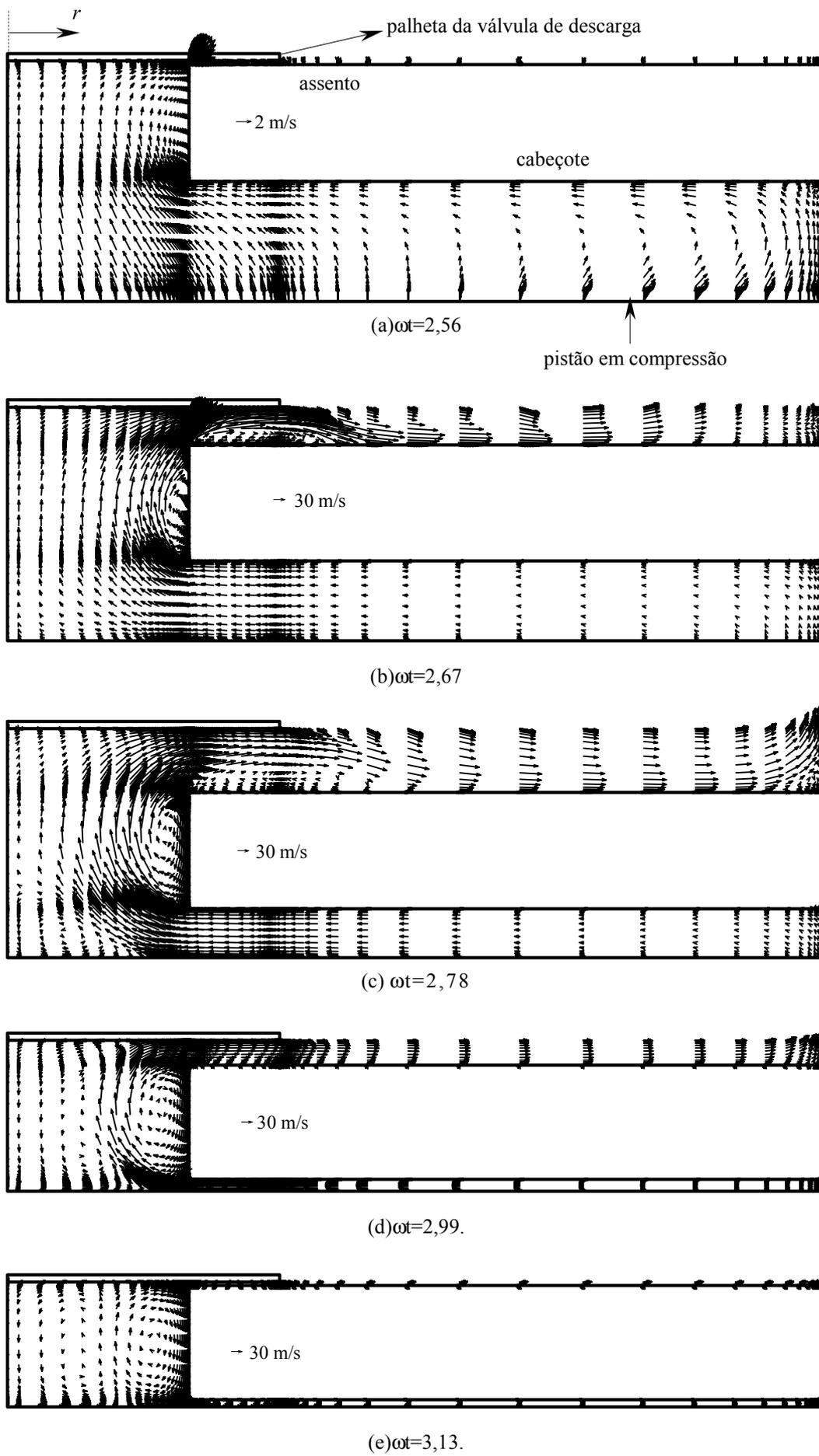
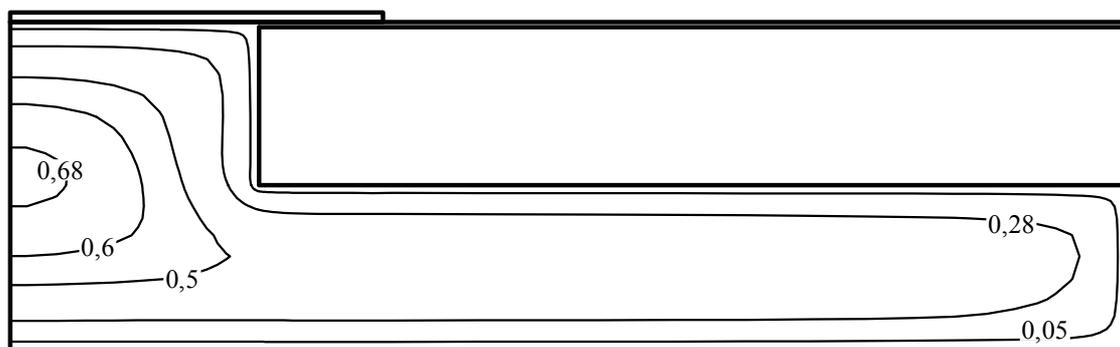
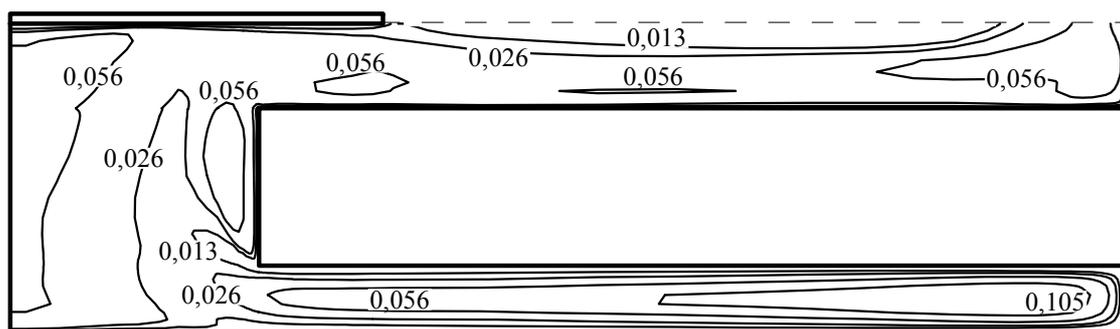


Figura 4. Vetores velocidade durante a abertura da válvula de descarga.



(a) $\omega t = 2,56$



(b) $\omega t = 2,78$

Figura 5. Escalas de comprimento típicas no processo de descarga.

7. Referências

- Arcoumanis, C. and Whitelaw, J.H., 1987, "Fluid Mechanics of Internal Combustion Engines – A Review", Proc. Instn. Mech. Engrs., Vol. 201, No. C1, UK, pp. 57-74.
- Catto, A.G. and Prata, A.T., 1997, "A Numerical Study of Instantaneous Heat Transfer During Compression and Expansion in Piston-Cylinder Geometry", AES-Vol. 37, Proc. ASME Advanced Energy System Division, Dallas, USA, pp. 441-450.
- Deschamps, C.J., Prata A.T. and Ferreira, R.T.S., 1996, "Turbulent Flow Through Plate Type Valves of Reciprocating Compressors", Proc. ASME Advanced Energy Systems Division, Atlanta, USA, AES-Vol. 36, pp. 151-161.
- ElTahry, S.H., 1983, "Kappa-Epsilon-Equation Model for Compressible Reciprocating-Engine Flows", Journal of Energy, v. 7, n. 4, pp. 345-353, 1983.
- Ferreira, R.T.S., Deschamps, C.J. and Prata, A.T., 1989, "Pressure Distribution Along Valve Reeds of Hermetic Compressors", Experimental Thermal and Fluid Sciences, Vol. 2, pp. 201-207.
- Ferreira, R.T.S. and Driessen, J.L., 1986, "Analysis of the Influence of Valve Geometric Parameters on the Effective Flow and Force Areas", Proc. 9th Purdue Compressor Technology Conference, West Lafayette, Indiana, Estados Unidos, pp. 632-646.
- Hayase, T., Humphrey, J.A.C., and Greif, R., 1992, "A Consistently Formulated QUICK Scheme for Fast and Stable Convergence Using Finite-Volume Iterative Calculation Procedures", J. Comp. Physics, V. 98, pp. 108-118.
- Lopes, M.N. and Prata, A.T., 1997, "Comportamento Dinâmico de Válvulas tipo Palheta em Escoamentos Periódicos", COB 1138, Anais do XIV Congresso Brasileiro de Engenharia Mecânica (CD-ROM), Bauru.
- MacLaren, J.F.T., 1972, "A Review of Simple Mathematical Models of Valves in Reciprocating Compressor", Proc. 2nd Purdue Compressor Technology Conference, West Lafayette, Indiana, Estados Unidos, p. 180-187.
- MacLaren, J.F.T., 1982, "The Influence of Computers of Compressor Technology", Proc. 7th Purdue Compressor Technology Conference, West Lafayette, Indiana, Estados Unidos, p. 1-12.
- Orzag, S.A., Yakhot, V., Flannery, W., Boysan, F., Choudhury, D., Marusewski, J., Patel, B., 1993, "Renormalization Group Modeling and Turbulence Simulations", Near-wall Turbulent Flows, Elsevier Science Publisher.
- Possamai, F.C., Ferreira, R.T.S. and Prata, A.T., 1995, "Pressure Distribution in Laminar Radial Flow Through Inclined Valve Reeds", ASME International Mechanical Eng. Congress, Heat Pump and Refrigeration Systems Design, AES v.34, pp. 107-119.

Reynolds, W.C., 1980, "Modeling of Fluid Motions in Engines - An Introductory Overview", in: Mattavi, J.N.; Amann, C.A. (eds.), Combustion Modeling in Reciprocating Engines, Plenum Press, p. 41-68, 1980.
Sarkar, S., Balakrishnan, L., 1990, "Application of a Reynolds-Stress Turbulence Model to the Compressible Shear Layer", ICASE Report 90-18, NASA CR 182002.

NUMERICAL SIMULATION OF TURBULENT FLOW IN RECIPROCATING COMPRESSORS

Francisco F. S. Matos

EMBRACO - Empresa Brasileira de Compressores S.A.

Francisco_F_Matos@embraco.com.br

Cesar J. Deschamps

Universidade Federal de Santa Catarina

deschamps@nrva.ufsc.br

Alvaro T. Prata

Universidade Federal de Santa Catarina

prata@nrva.ufsc.br

Abstract. *In the present work a numerical methodology is developed to simulate reciprocating compressors. A one degree of freedom model is adopted for the valves motion and a finite volume methodology is employed to solve the compressible turbulent flow in the cylinder and through the discharge valve. The dynamics of the discharge valve and its associated time dependent flow field are coupled and solved simultaneously. A moving coordinate system that expands and contracts according to the piston and valve positions is used. Results concerning flow quantities are presented for an assessment of the present model.*

Keywords. *Reciprocating Compressors, Valve dynamics.*