

ESCOAMENTO TURBULENTO EM CONTRAÇÃO SÚBITA COM INSERTO POROSO

Reinaldo Marcondes Orselli¹

Marcelo J.S. De-Lemos²

Departamento de Energia - IEME

Instituto Tecnológico de Aeronáutica - ITA

2228-900 - São José dos Campos - SP - Brasil

* Autor para correspondência, ¹orselli@mec.ita.br; ²delemos@mec.ita.br

Resumo. A presente proposta tem como objetivo investigar a influência de uma inserção porosa no padrão do escoamento turbulento, incompressível e monofásico ocorrendo em canais que apresentam uma contração súbita. Após a contração, ocorre a formação de recirculações nas bordas do canal que diminuem a área útil do escoamento, sendo a menor área útil conhecida como “vena contracta”. As equações que regem o escoamento são discretizadas pelo método de volume de controle e o método SIMPLE é utilizado no acoplamento pressão-velocidade. O modelo macroscópico de turbulência para meios porosos é o *k-ε* Alto-Reynolds. Para a validação numérica, é feita uma simulação sem a inserção porosa para que seja possível comparar com um experimento existente na literatura e com o resultado numérico de um código comercial de mecânica dos fluidos. Posteriormente, são feitos cálculos numéricos com uma inserção porosa e então são comparadas as perdas de carga localizada no duto em relação ao caso sem o inserto poroso. No meio poroso, são empregadas as equações macroscópicas de conservação de massa e momentum baseadas no conceito da dupla decomposição apresentada por Pedras & de Lemos (2000).

Palavras-chave: escoamento turbulento, meio poroso, solução numérica, contração súbita.

1. Introdução

Em função da ampla aplicação envolvendo o escoamento de fluidos em canais contendo inserção porosa, em diversos setores da indústria e da ciência, observou-se, nas últimas décadas, um interesse crescente de vários pesquisadores no sentido de se descrever este tipo de escoamento. Sistemas de engenharia aplicados à prospecção de petróleo, filtros, escoamento sobre florestas e plantações e resfriamento de componentes eletrônicos são alguns exemplos de escoamentos através de uma estrutura porosa.

Este trabalho propõe o estudo de canais que sofrem uma súbita contração em escoamento turbulento. Essa contração gera um estrangulamento do escoamento à jusante da contração, fazendo surgir o que se conhece na literatura como “vena contracta”. A “vena contracta” é definida como a seção no qual a área efetiva (útil) de passagem de fluido é a menor (seção A_c), como mostra a Fig. 1a. Isto ocorre devido a uma recirculação nas suas bordas que na prática diminui a área de passagem do fluido.

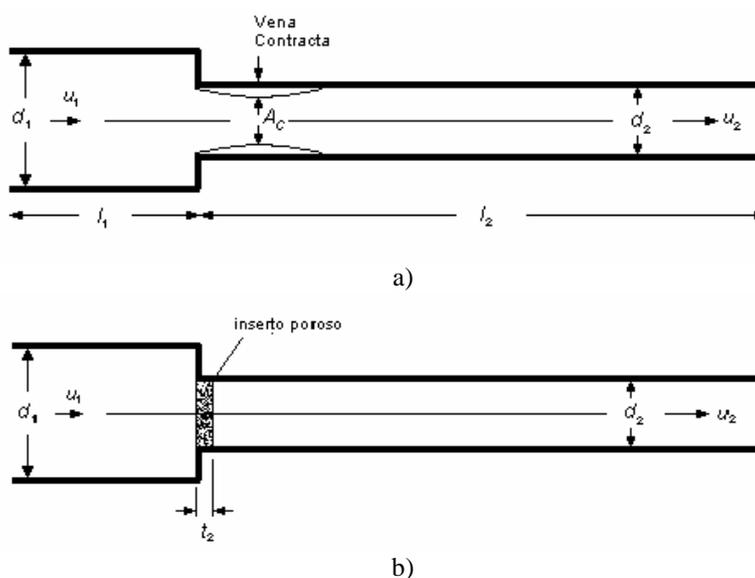


Figura 1: Desenho esquemático do canal. a) “vena contracta”, b) Inserto poroso.

O surgimento da “vena contracta” aparece em várias situações na indústria tais como em válvulas, medidores de vazão, tubos venturi e tubulações industriais em geral. Um dos problemas é que, devido à “vena contracta”, ocorre uma perda de carga localizada ainda maior no escoamento (principalmente na expansão depois de A_c). Assim, a proposta deste trabalho é estudar o fenômeno utilizando a ferramenta da mecânica dos fluidos computacional. Após este estudo, pretende-se verificar, numericamente, a influência do inserto poroso na perda de carga localizada no canal. A Fig. 1b mostra um esboço do inserto poroso no canal.

Nas Fig. 1a e 1b, no que se refere aos canais, u_1 e u_2 são suas velocidades médias, l_1 e l_2 são seus comprimentos, d_1 e d_2 ou $2r_1$ e $2r_2$ são seus diâmetros e t_1 e t_2 são as espessuras do inserto poroso. Os índices 1 e 2 representam a entrada e saída do canal, respectivamente.

Assato *et al.* (2003) realizaram um cálculo numérico em escoamento turbulento de um canal que sofre uma expansão abrupta no qual na sua entrada foi colocado um inserto poroso. Modelos de turbulência $k-\epsilon$ linear e não-linear com lei de logarítmica na parede foram utilizados. Além do meio limpo foram simulados casos com inserto poroso onde foram variadas as porosidades, permeabilidades e espessuras. Para uma validação do modelo, os resultados foram comparados com um experimento em meio limpo sendo que um melhor resultado foi obtido com o modelo não linear. Quanto aos casos com inserto poroso concluiu-se que a mudança da espessura teve um efeito maior no amortecimento da recirculação que a mudança da permeabilidade e porosidade.

Este artigo é uma seqüência de um trabalho anterior, Orselli & de Lemos (2004), no qual foi utilizado um duto de mesma geometria porém em regime laminar (número de Reynolds de 500 baseado no diâmetro de saída) no qual a perda de carga localizada esteve de acordo com os experimentais sem inserto poroso e as perdas de carga sempre foram maiores com as inserções porosas utilizadas.

Este trabalho tem como objetivo investigar a influência de uma inserção porosa no padrão do escoamento turbulento (regime permanente) em uma contração súbita. Para isto, é feita uma simulação numérica em um duto circular que sofre uma contração súbita. O fluido é incompressível e monofásico. Os resultados dos cálculos numéricos são comparados com os experimentais disponíveis na literatura e com um software comercial de mecânica dos fluidos computacional. Posteriormente, um inserto poroso homogêneo, indeformável e saturado é colocado logo depois da contração. O inserto poroso será simulado numericamente utilizando-se o modelo, para meios porosos, apresentado por Pedras & de Lemos (2001a) que emprega as equações macroscópicas de conservação de massa e momentum baseadas no conceito da dupla decomposição (Pedras & de Lemos (2000)). Em seguida, o novo comportamento do escoamento é analisado para comparar a perda de carga singular total do duto em relação ao caso sem inserto poroso.

2. Equações Governantes

Alguns conceitos básicos relacionados ao escoamento em meios porosos estão detalhados em Pedras & de Lemos (2000). Estes conceitos são: média intrínseca volumétrica e temporal, flutuação espacial e temporal, o teorema da média volumétrica local (TMVL), definições de equações microscópicas, equações macroscópicas e o conceito de dupla decomposição (flutuação temporal e desvio espacial).

As equações utilizadas neste texto estão completamente documentadas nos trabalhos de Pedras & de Lemos (2001a), Pedras & de Lemos (2001b) e Pedras & de Lemos (2001c). As equações macroscópicas assumem um escoamento homogêneo em um meio poroso indeformável, rígido e saturado. Basicamente, as equações macroscópicas do meio poroso são obtidas aplicando-se uma média temporal seguido de uma média volumétrica sobre as equação instantâneas. Desta maneira, o campo que será resolvido é o campo médio onde o conceito de regime permanente se aplica.

No meio poroso, termos adicionais aparecem nas equações turbulentas macroscópicas os quais precisam ser determinados e ajustados através de resultados numéricos obtidas através da simulação de um escoamento em uma célula unitária sujeita a uma condição de contorno periódica conforme descrito em Pedras & de Lemos (2001b) e Pedras & de Lemos (2001c).

As quatro equações que governam o escoamento do fluido em meio poroso no regime turbulento com modelo macroscópico $k-\epsilon$ Alto-Reynolds (baseado no modelo de Launder & Spalding (1974)), admitindo regime permanente e sem os efeitos da gravidade, são apresentadas abaixo, onde a Eq. (1) é a da continuidade, a Eq. (2) é a de momentum, a Eq. (3) é a de energia cinética turbulenta e a Eq. (4) é a da dissipação da energia cinética turbulenta:

$$\nabla \cdot \bar{\mathbf{u}}_D = 0 \tag{1}$$

$$\mathbf{r} \nabla \cdot \left(\frac{\bar{\mathbf{u}}_D \bar{\mathbf{u}}_D}{\mathbf{f}} \right) = -\nabla (f \langle \bar{p} \rangle^i) + m \mathbf{N}^2 \bar{\mathbf{u}}_D + \nabla \cdot (-\mathbf{r} f \langle \bar{\mathbf{u}}' \bar{\mathbf{u}}' \rangle^i) - \left[\frac{m \mathbf{f}}{K} \bar{\mathbf{u}}_D + \frac{c_F \mathbf{f} \mathbf{r} |\bar{\mathbf{u}}_D| \bar{\mathbf{u}}_D}{\sqrt{K}} \right] \tag{2}$$

$$\mathbf{r}\nabla \cdot (\bar{\mathbf{u}}_D \langle k \rangle^i) = \nabla \cdot \left[\left(\mathbf{m} + \frac{\mathbf{m}_f}{\mathbf{s}_k} \right) \nabla (\mathbf{f} \langle k \rangle^i) \right] + P^i + G^i - \mathbf{r} \mathbf{f} \langle \mathbf{e} \rangle^i \quad (3)$$

$$\mathbf{r}\nabla \cdot (\bar{\mathbf{u}}_D \langle \mathbf{e} \rangle^i) = \nabla \cdot \left[\left(\mathbf{m} + \frac{\mathbf{m}_f}{\mathbf{s}_e} \right) \nabla (\mathbf{f} \langle \mathbf{e} \rangle^i) \right] + \frac{\langle \mathbf{e} \rangle^i}{\langle k \rangle^i} [c_1 P^i + c_2 G^i - c_2 \mathbf{r} \mathbf{f} \langle \mathbf{e} \rangle^i] \quad (4)$$

Das Eq. (3) e (4), $\langle k \rangle^i = \overline{\mathbf{u}' \cdot \mathbf{u}'}^i / 2$ e $\langle \mathbf{e} \rangle^i = \overline{\mathbf{m} \langle \nabla \mathbf{u}' : (\nabla \mathbf{u}')^T \rangle^i} / \mathbf{r}$, onde k é energia cinética turbulenta por unidade de massa e e é a sua dissipação por unidade de massa. $P^i = (-\mathbf{r} \langle \overline{\mathbf{u}' \mathbf{u}'} \rangle^i : \nabla \bar{\mathbf{u}}_D)$ é a taxa de produção de $\langle k \rangle^i$ devido aos gradientes de $\bar{\mathbf{u}}_D$ e $G^i = c_k \mathbf{r} \frac{\mathbf{f} \langle k \rangle^i |\bar{\mathbf{u}}_D|}{\sqrt{K}}$ é a taxa de geração da média intrínseca de k devido à ação do meio poroso.

Da Eq. (2), terceiro termo à direita, o tensor de Reynolds macroscópico é dado por:

$$-\mathbf{r} \mathbf{f} \langle \overline{\mathbf{u}' \mathbf{u}'} \rangle^i = \mathbf{m}_f 2 \langle \bar{\mathbf{D}} \rangle^v - \frac{2}{3} \mathbf{f} \mathbf{r} \langle k \rangle^i \mathbf{I} \quad (5)$$

No qual o tensor de deformação macroscópico vale:

$$\langle \bar{\mathbf{D}} \rangle^v = \frac{1}{2} [\nabla (\mathbf{f} \langle \bar{\mathbf{u}} \rangle^i) + [\nabla (\mathbf{f} \langle \bar{\mathbf{u}} \rangle^i)]^T] \quad (6)$$

Onde, \mathbf{I} é o tensor unitário.

Nas Eq. (3) e (4), a viscosidade turbulenta macroscópica é dada por:

$$\mathbf{m}_f = \mathbf{r} c_m \frac{\langle k \rangle^i}{\langle \mathbf{e} \rangle^i} \quad (7)$$

As equações apresentadas acima são válidas tanto para o meio limpo quanto para a região porosa, dependendo dos valores da porosidade f (que é definida como a razão entre o volume ocupado pela fase líquida, ΔV_f e o volume total da fase sólida mais o da fase líquida, ΔV) e da permeabilidade K do meio (que pode ser entendida como a facilidade com o que o escoamento atravessa o meio poroso). Nas equações acima, a notação $\langle \rangle^i$ significa a sua média volumétrica intrínseca e $\mathbf{u} = \bar{\mathbf{u}} + \mathbf{u}'$. Nas Eq. (1) e (2), $\bar{\mathbf{u}}_D$ é a velocidade média superficial ou velocidade de Darcy e \mathbf{m} é a viscosidade do fluido e \mathbf{r} é a densidade do fluido. O quarto e o quinto termos à direita da Eq. (2) são os termos de Darcy e o de Forchheimer, respectivamente, onde c_F é o coeficiente de Forchheimer. Das equações acima, que se referem ao modelo de turbulência, $c_m = 0,09$, $\mathbf{s}_k = 1,4$, $\mathbf{s}_e = 1,3$, $c_1 = 1,5$ e $c_2 = 1,9$ são constantes empíricas adimensionais, valores estes propostos por Launder & Spalding (1974). Especificamente para o meio poroso, a constante c_k foi calculada como sendo igual a 0,28 através de experimentação numérica (vide Pedras & de Lemos (2001a), (2001b), (2001c)). Como mencionado, as equações acima reproduzem as equações para meio limpo quando f tende a 1 e K tende a infinito.

2.1. Condições de contorno

Como condições de contorno, foram impostos perfis de velocidades de k e e desenvolvidos na entrada do duto e na saída uma condição de fluxo difusivo de (I) nulo. No qual, I pode ser a velocidade, k ou e . A pressão relativa é sempre admitida nula na saída. Nas paredes as velocidades são consideradas nulas.

Nas fronteiras das paredes sólidas o modelo de turbulência de Alto Reynolds faz uso das chamadas leis da parede (*wall law*). Assim é utilizado uma lei de distribuição de velocidade universal dada por:

$$u^+ = \frac{1}{k} \ln(n^+ E) \quad (8)$$

Onde $u^+ = u/u_t$ é a velocidade adimensional de fricção sendo u a velocidade resultante paralela à parede e $u_t = (\tau_w/\rho)^{1/2}$ a velocidade de fricção. Ainda na Eq. (8), $n^+ = (u_t n/\nu)$ é a distância adimensional da parede, ν é a viscosidade cinemática e n é a distância do ponto à parede, k é a constante de von Kármán (o valor de 0,42 foi utilizado) e E é o parâmetro de rugosidade (o valor de 9,81 foi utilizado que corresponde à paredes lisas). A lei de distribuição de velocidade universal é válida para $30 \leq n^+ < 10^4$ (*Turbulent Core Region*; Warsi(1993)). Para que a lei de distribuição de velocidade universal possa ser utilizada como condição de contorno, é necessário que o primeiro volume da malha esteja localizado a uma distância da parede, n_p , tal que os efeitos viscosos sejam completamente sobrepujados pela turbulência ($n_p \gg \nu$).

3. Método Numérico

As Eq. (1), (2), (3) e (4) são discretizadas para um domínio bidimensional, em coordenadas generalizadas, envolvendo ambos os meios limpo e poroso. O método de volumes finitos é empregado na discretização e, para o tratamento do acoplamento pressão-velocidade, o algoritmo SIMPLE é utilizado (Patankar (1980)). Para as funções de interpolação dos fluxos convectivos é utilizado o esquema Flux Blended Deferred Correction proposto por Khosla & Rubin (1974).

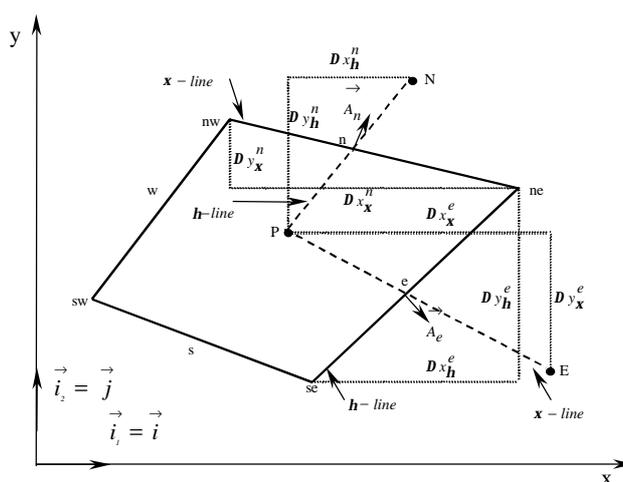


Figura 2: Volume de controle e sua discretização em coordenadas generalizadas.

A Figura 2 apresenta um volume de controle típico juntamente com o sistema de coordenadas generalizadas, $h - x$. A forma geral discretizada da equação de conservação bidimensional de uma propriedade qualquer j (tensor de qualquer ordem), em regime permanente, pode ser dada por:

$$I_e + I_w + I_n + I_s = S_j \quad (9)$$

onde I_e , I_w , I_n e I_s representam respectivamente os fluxos de \mathbf{j} nas faces leste, oeste, norte e sul do volume de controle e S_j o seu termo fonte. Nos quais os fluxos I_w e I_s são negativos.

Sempre que o termo fonte for dependente de $\langle \mathbf{j} \rangle^i$ será linearizado da seguinte forma:

$$S_j \approx S_j^{**} \langle \mathbf{j} \rangle_p^i + S_j^* \quad (10)$$

Os termos fonte nas equações de momentum para a direção x são dados por:

$$S^{*x} = (S_e^{*x})_p - (S_w^{*x})_p + (S_n^{*x})_p - (S_s^{*x})_p + S_p^* \quad (11)$$

e

$$S^{**x} = S_f^{**} \quad (12)$$

onde S^{*x} é a parte difusiva tratada de forma explícita. O termo S^{**x} na equação para o meio poroso é composto pelo coeficiente do termo de Darcy na direção x .

4. Resultados preliminares

A geometria a ser estudada é de um duto circular que sofre uma contração súbita em que $RA=0,1$, RA é razão entre as áreas das seções de saída (A_2) e entrada (A_1). A geometria é adimensionalizada baseando-se no raio de saída, r_2 . Segue-se que seus comprimentos na entrada e na saída do duto em relação à contração $l_1/r_2=9,375$ e $l_2/r_2=46,875$ são suficientemente grandes para que suas influências sejam desprezíveis no que se refere à perda de carga.

O escoamento é turbulento com número de Reynolds de 50000 baseado no diâmetro do duto de saída (d_2) como mostrado abaixo:

$$Re = \frac{\bar{u}_2 d_2}{\nu} \quad (13)$$

Acima ν é a viscosidade cinemática e \bar{u}_2 é a velocidade média no duto de saída.

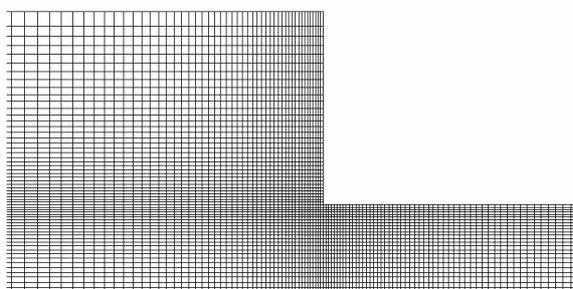


Figura 3. Esboço parcial da malha (8190 volumes de controle).

Na Figura 3 se observa parcialmente uma malha ortogonal axi-simétrica bidimensional com o total de 143 x 140 volumes de controle no duto de entrada e 260 x 24 no duto de saída, totalizando 8190 volumes de controle. Existe um forte fator de concentração na direção das paredes principalmente na região da “vena contracta” porém limitado à uma

distância tal que $30 \leq n^+ < 10^4$. Todas as malhas utilizadas nos cálculos são suficientemente refinadas para que a difusão numérica em questão seja desprezível.

Primeiramente é feito um cálculo em meio limpo e a perda de carga localizada é comparada com a literatura. Pode-se definir a perda de carga localizada (h_c) como (Streeter(1961)):

$$h_c = k_c \frac{(\bar{u}_2)^2}{2g} \quad (14)$$

Acima k_c é o coeficiente de perda de carga por contração (valor adimensional). Este valor de k_c não inclui as perdas de carga distribuídas na região de influência da contração súbita, pois as linhas de energia à jusante e à montante são prolongadas até a linha onde ocorre a redução abrupta dos diâmetros e daí são tiradas as diferenças de energia.

Em Streeter(1961) os valores experimentais de k_c são apresentados em diversas geometrias em escoamento turbulento. Sendo que o valor de k_c praticamente não varia com o número Reynolds em escoamento totalmente turbulento. Assim, pela referência, para $Re=50000$ e $RA=0,1$, tem-se $k_c=0,46$.

Primeiramente, a influência da malha é verificada com a construção de duas malhas adicionais: uma duas vezes menos refinada (4094 volumes de controle, 53×41 no duto de entrada e 113×17 no duto de saída) e outra duas vezes mais refinada (16376 volumes de controle, 106×82 no duto de entrada e 226×34 no duto de saída). Os resultados das três malhas utilizando uma ferramenta comercial de mecânica dos fluidos computacional foram $k_c=0,611$ com 4094 volumes, $k_c=0,629$ com 8190 volumes e $k_c=0,623$ com 16376 volumes. Assim, pode-se concluir que a malha com 8190 volumes é suficientemente refinada para o cálculo de k_c , pois o erro em relação à malha mais refinada foi de aproximadamente 1%. No entanto, o valor do k_c numérico é 37% maior que o experimental. Esta diferença pode estar associada a dificuldades com o modelo turbulência utilizado, com a formulação de discretização empregada e com erros devido à limitação da malha computacional usada. Em relação ao modelo de turbulência, o fato de se utilizar uma lei logarítmica de parede nas regiões de recirculação, aonde ela não é válida (White(1991)), pode também justificar parte das diferenças entre os resultados experimentais e numéricos.

Para validar numericamente a simulação presente, os resultados do código comercial são comparados com um programa numérico desenvolvido no laboratório de Computação em Fenômenos de Transporte (LCFT). Para que essa validação seja possível é preciso explicitar as características básicas com relação aos modelos matemáticos e numéricos do código comercial. Primeiramente, o código comercial utilizado é o FLUENT®. As equações utilizadas são exatamente as mesmas no que concerne ao meio limpo, elas são discretizadas pelo método do volume de controle utilizando o algoritmo SIMPLE e para as funções de interpolação dos fluxos convectivos é utilizado o esquema UPWIND de primeira ordem. Quanto às condições de contorno, elas são as mesmas com exceção da lei de parede no qual apenas os valores adimensionais de u^+ e n^+ da equação logarítmica são substituídos por u^* e n^* , onde $u^* = \frac{u C_m^{1/4} k^{1/2}}{t_w / r}$ e $n^* = \frac{r C_m^{1/4} k^{1/2} n}{m}$. Para finalizar, no código comercial a malha é do tipo não estruturada enquanto que

na simulação presente é estruturada. A malha utilizada no código comercial corresponde à malha na Fig. 3.

Ainda se referindo à validação, a mesma malha não pôde ser mantida na simulação presente, pois na interface da inserção porosa com o meio limpo ocorreram oscilações numéricas. Neste caso, os volumes foram concentrados nas interfaces (Fig. 4) até que a oscilação numérica ficasse desprezível. O número de volumes nas direções axiais e radiais foi mantido em relação ao meio limpo original, isto é, 8190. Os resultados com essa nova malha em meio limpo foram comparados com a malha original (do código comercial) como mostra a Fig. 5 onde as perdas de carga são comparadas.

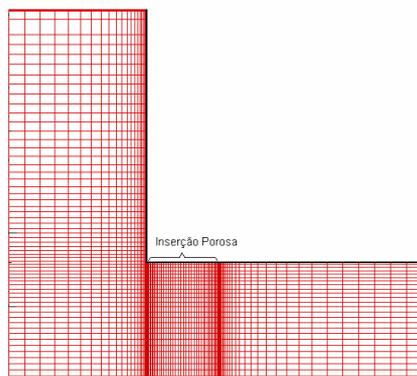


Figura 4. Esboço parcial da malha com concentração de volumes na interface meio limpo e poroso.

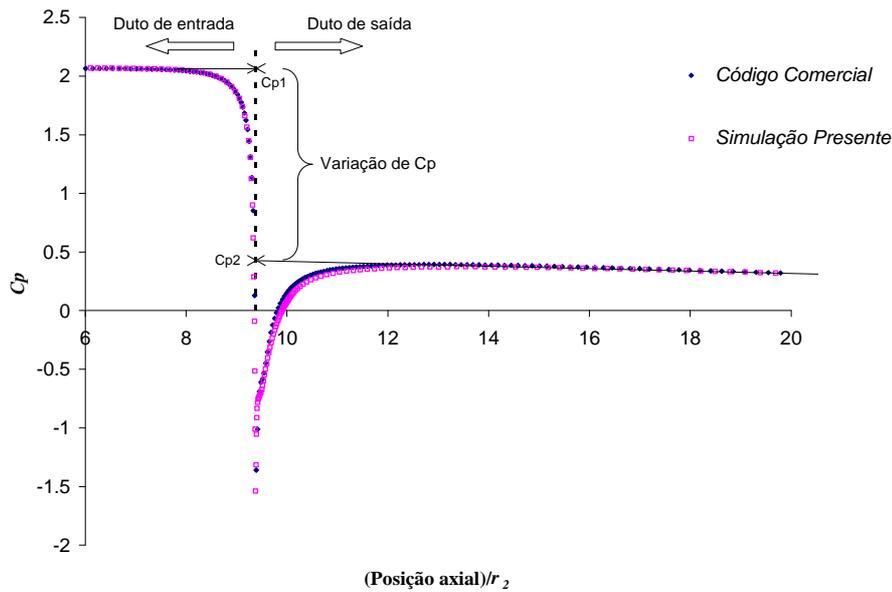


Figura 5. Comparação de C_p ao longo da direção axial com $r/r_2 = 0,984$, r é a posição radial.

Na Figura 5, C_p é o coeficiente de pressão, que é definido como:

$$C_p = \frac{p_a - p_b}{0,5 r \bar{u}_2^2} \quad (15)$$

Onde p_b é a pressão relativa de saída, adotada como nula e p_a é a pressão de um ponto qualquer considerado. Assim de acordo com a definição de k_c e C_p e após alguma manipulação algébrica chega-se ao valor de k_c :

$$k_c = (C_{p1} - C_{p2}) + \left(\frac{\bar{u}_1^2}{\bar{u}_2^2}\right) - 1 \quad (16)$$

O índice 1 se refere ao duto de entrada e o índice 2 ao duto de saída. Pela conservação da massa e como $A_2/A_1=0,1$ verifica-se que $\left(\frac{\bar{u}_1^2}{\bar{u}_2^2}\right)=0,01$. Então pela Fig. 5:

$$k_c = (C_{p1} - C_{p2}) + 0,01 - 1 = (2,077 - 0,450) + 0,01 - 1 = 0,637$$

Acima os valores de C_p se referem à malha da simulação presente. Observa-se que existe uma pequena diferença no valor de k_c (0,637) em relação à malha do código comercial ($k_c=0,629$). No entanto, esta variação é da ordem de 1% que pode ser considerada suficientemente pequena para validar numericamente os resultados da simulação presente.

5. Resultados finais e discussão

Com a validação do cálculo numérico para meio limpo pode-se calcular o escoamento com a inserção porosa logo após a contração súbita. Quatro permeabilidades (K), sempre em m^2 , e duas espessuras (t_2) diferentes são utilizadas nos cálculos. O número de Reynolds (Re) é sempre 50000 e a porosidade (f) é sempre 0,99. Em todos os gráficos que seguem abaixo a posição radial em relação ao raio do duto de saída é fixada e varia-se a posição axial.

A “vena contracta” é o principal causador da perda de carga localizada após a contração. Então o objetivo da inserção porosa é eliminar ou diminuir a “vena contracta”, embora ela própria aumente a perda de carga total do duto. Então, existe um compromisso entre a perda de carga causada pela inserção porosa e o ganho na eliminação ou

diminuição da “vena contracta”. Assim, para uma primeira aproximação, um valor numérico de 0,99 foi proposto, pois está próximo ao caso de um meio limpo. De qualquer modo, diversas permeabilidades são utilizadas, mesmo com grandes perdas de carga, para analisar o comportamento do escoamento em uma gama mais extensa.

Nos cálculos numéricos, a cada iteração, os resíduos das equações de momentum (nas direções axial e radial), das equações de k e e e da equação da conservação da massa são calculados. Assim é utilizado como critério de convergência um resíduo máximo normalizado de 10^{-9} .

Pelas Figuras 6 e 7 constata-se que a perda de carga aumenta à medida que a permeabilidade diminui. E, também que, a perda de carga aumenta com a mudança da espessura de $t_2/r_2 = 0,3125$ para $t_2/r_2 = 0,625$.

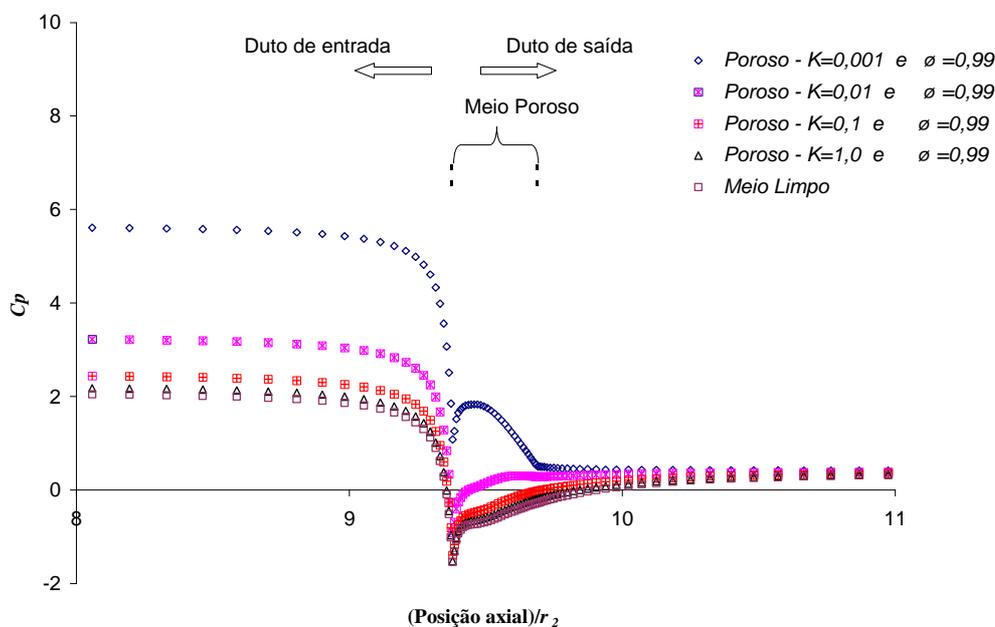


Figura 6. Comparação C_p meio limpo e poroso - $r/r_2 = 0,984$ - $Re = 50000$ - $t_2/r_2 = 0,3125$.

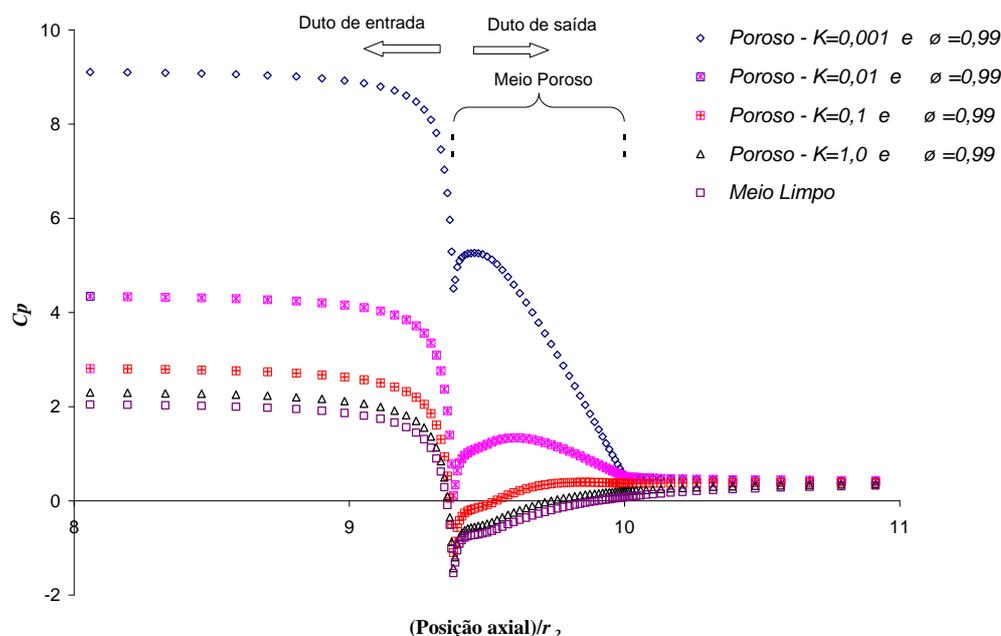


Figura 7. Comparação C_p meio limpo e poroso - $r/r_2 = 0,984$ - $Re = 50000$ - $t_2/r_2 = 0,625$.

O intuito das Fig. 8 e 9 é mostrar que as inserções porosas utilizadas eliminam ou reduzem as velocidades negativas à medida em que K diminui, isto é, a inserção porosa elimina ou diminui a formação das recirculações (“vena contracta”) logo após a contração, na borda do duto de saída, na gama das quatro permeabilidades e das duas espessuras consideradas. A recirculação desaparece quando K está entre 0,1 e 1,0 tanto para a espessura de $t_2/r_2 = 0,3125$ quanto para $t_2/r_2 = 0,625$. E, também que, quando a espessura do inserto passa de $t_2/r_2 = 0,3125$ para $t_2/r_2 = 0,625$, a recirculação é menos intensa ou ocorre uma diminuição de u_{axial}/\bar{u}_2 . A magnitude desta diminuição é mostrada na Tab.1.

Tabela 1: Valores do mínimo de u_{axial}/\bar{u}_2 logo após a contração para as espessuras de $t_2/r_2 = 0,3125$ e $t_2/r_2 = 0,625$.

K	Mínimo de u_{axial}/\bar{u}_2 $t_2/r_2 = 0,3125$	Mínimo de u_{axial}/\bar{u}_2 $t_2/r_2 = 0,625$? $(u_{axial}/\bar{u}_2)/\bar{u}_2$ %
1	-0,187	-0,172	18,9
0,1	-0,111	-0,086	30,5
0,01	0,0844	0,109	31,0
0,001	0,365	0,382	21,8

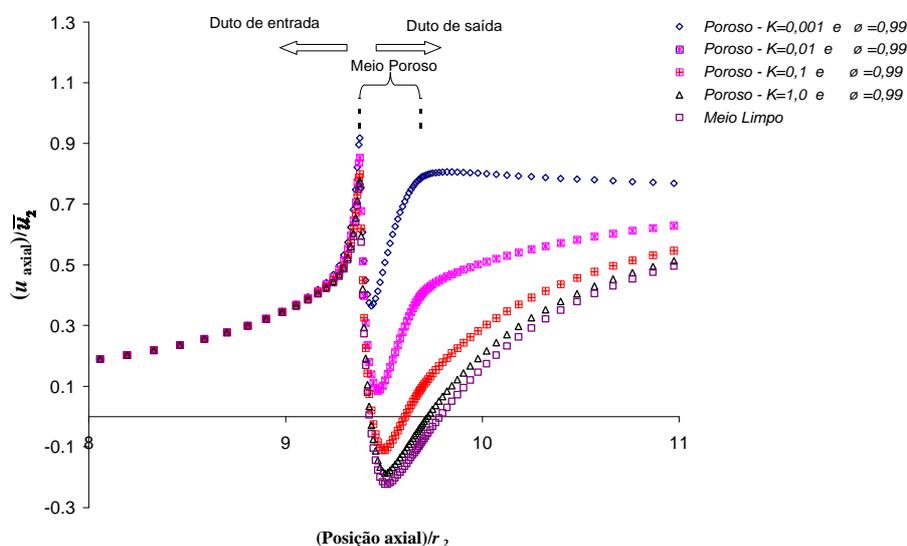


Figura 8. Comparação da velocidade axial - $r/r_2 = 0,984$ - $Re = 50000$ - $t_2/r_2 = 0,3125$.

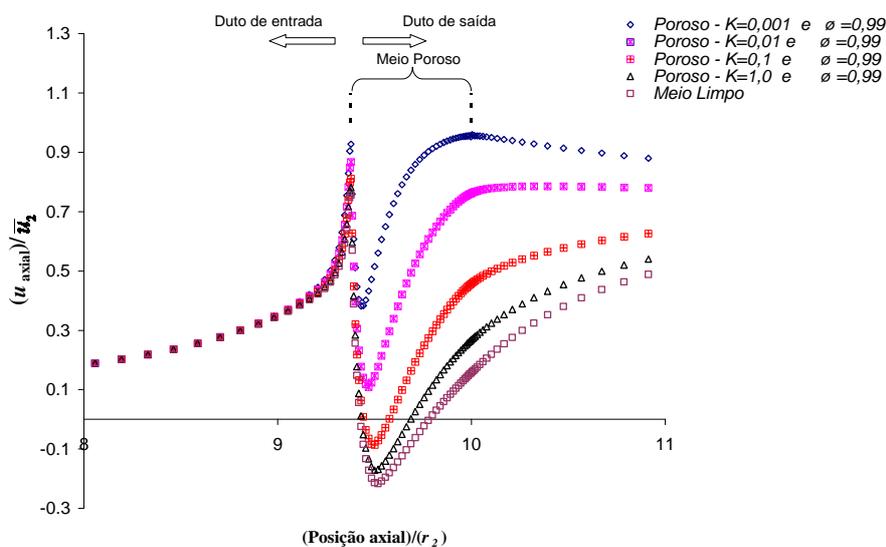


Figura 9. Comparação da velocidade axial - $r/r_2 = 0,984$ - $Re = 50000$ - $t_2/r_2 = 0,625$.

Nas Figuras 10 e 11, abaixo, nota-se uma diferença entre as velocidades de entrada e saída do duto ao longo do eixo de simetria. Observa-se, também, que a presença da “vena contracta” faz aumentar ainda mais a velocidade logo após o ponto da contração súbita para depois diminuir gradualmente.

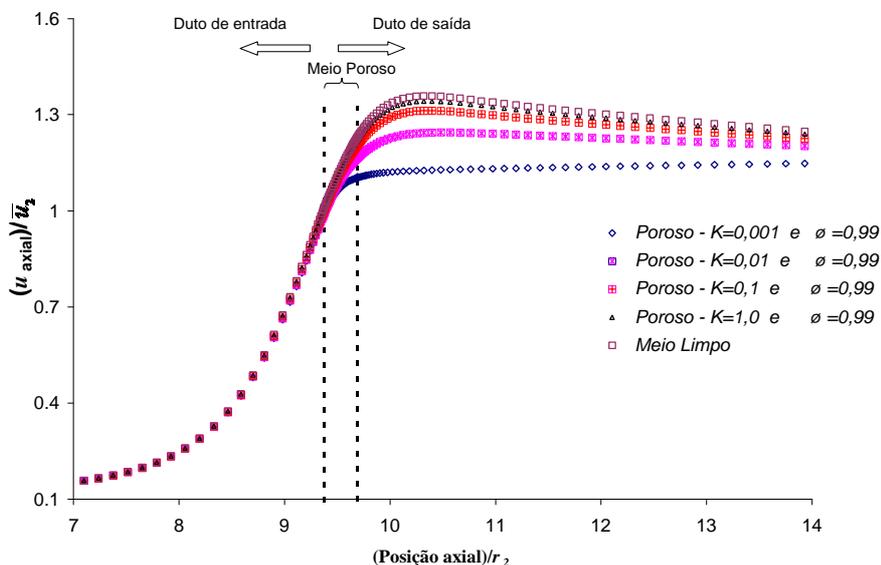


Figura 10. Comparação da velocidade axial - $r = 0$ (eixo de simetria) - $Re = 50000 - t_2/r_2 = 0,3125$.

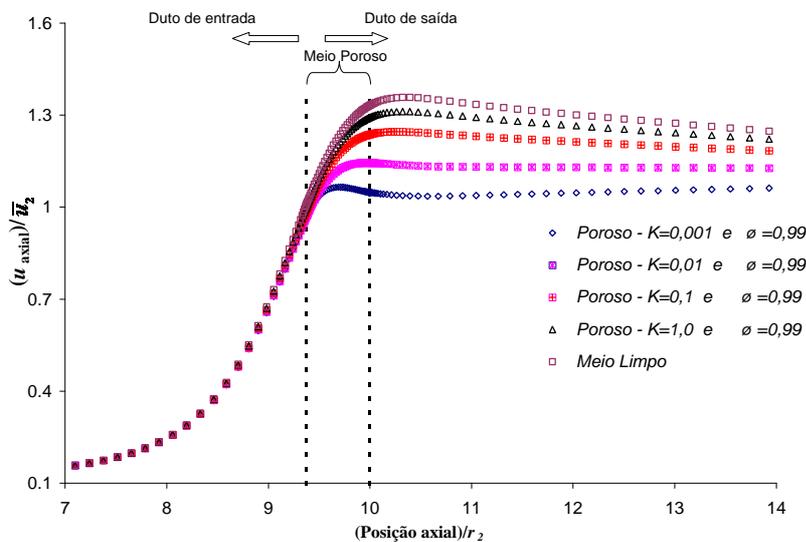


Figura 11. Comparação da velocidade axial - $r = 0$ (eixo de simetria) - $Re = 50000 - (t_2)/(r_2) = 0,625$.

Os valores das perdas de carga baseadas em k_c foram calculados para as duas inserções porosas variando-se a permeabilidade (K) como mostram as Tab. 2 e 3:

Tabela 2: Valores de K em relação aos valores de k_c para $t_2/r_2 = 0,3125$.

	$t_2/r_2 = 0,3125$			
$K (m^2)$	0,001	0,01	0,1	1,0
k_c	4,25	1,83	1,04	0,77

Tabela 3: Valores de K em relação aos valores de k_c para $t_2/r_2 = 0,625$.

	$t_2/r_2 = 0,625$			
$K (m^2)$	0,001	0,01	0,1	1,0
k_c	7,77	2,97	1,42	0,90

Os resultados das duas tabelas acima são mostrados no gráfico abaixo para uma melhor visualização da variação de k_c em função de K .

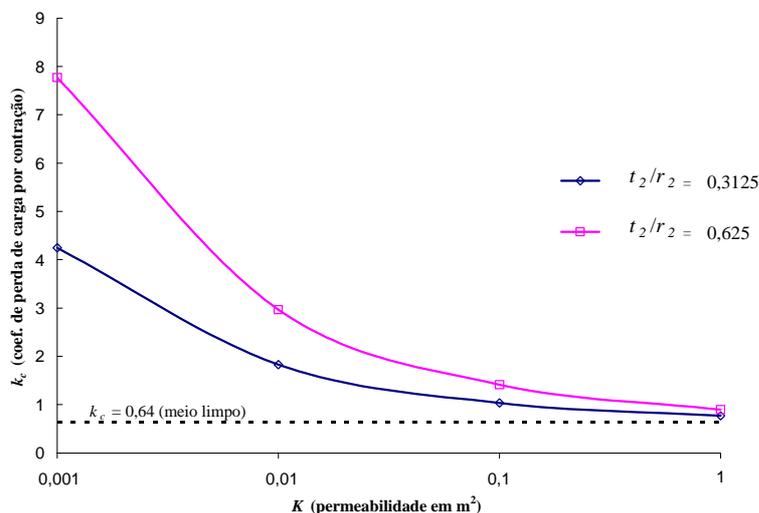


Figura 12. Variação de k_c (coeficiente de perda de carga singular) com K (permeabilidade).

6. Conclusão

Através dos resultados obtidos, constata-se que a inserção porosa elimina ou diminui a intensidade da recirculação nas bordas do duto logo após a contração súbita (“vena contracta”), porém a perda de carga localizada é sempre maior em relação ao caso em meio limpo. Outro fato, é que o valor de k_c numérico em meio limpo é 37% maior que o experimental. Então, para uma próxima etapa, os autores irão analisar a inserção porosa utilizando um modelo de turbulência $k-\epsilon$ de Baixo Reynolds. Com este novo modelo talvez melhores resultados sejam obtidos já que haverá um maior número de volumes na região da “vena contracta”.

7. Agradecimentos

Os autores são gratos ao CNPq e à FAPESP pelo apoio dado ao presente projeto.

8. Referências

- Assato, A., M., Pedras, M.H.J. & de Lemos, M.J.S., 2003, “Numerical solution of turbulent flow past a backward-facing-step with a porous insert using linear and non-linear $k-\epsilon$ models”, Journal of Porous Media, no prelo.
- de Lemos, M.J.S. & Pedras, M.H.J., 2001, “Recent Mathematical Models For Turbulent Flow In Saturated Rigid Porous Media”, Journal of Fluids Engineering, vol.123, pp.935-940.
- Khosla, P.K. & Rubin, S.G., 1974, “A Diagonally dominant second-order accurate implicit scheme”, Comp. & Fluids, vol. 2, pp. 207.
- Launder, B. E. & Spalding, D. B., 1974, “The numerical computation of turbulent flows”, Comp. Meth. Appl. Mech. Eng., vol. 3, pp. 269-289.
- Orselli, R.M. & de Lemos, M.J.S., 2004, “Escoamento laminar em contração súbita com inserto poroso”, III Congresso Nacional de Engenharia Mecânica.
- Patankar, S.V., 1980, “Numerical Heat Transfer and Fluid Flow”, Mc-Graw Hill.
- Pedras, M.H.J. & de Lemos, M.J.S., 2000, “On the definition of turbulent kinetic energy for flow in porous media”, International Communications in Heat and Mass Transfer, vol. 27 (2), pp. 211-220.

- Pedras, M.H.J. & de Lemos, M.J.S., 2001a, "Macroscopic Turbulence Modeling for Incompressible Flow Through Undeformable Porous Media", *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 44, n. 6, pp. 1081-1093.
- Pedras, M.H.J. & de Lemos, M.J.S., 2001b, "Simulation of Turbulent Flow in Porous Media Using a Spatially Periodic Array and a Low Re Two-Equation Closure", *Numerical Heat Transfer - Part A Applications*, vol. 39, n. 1, pp. 35-59.
- Pedras, M.H.J. & de Lemos, M.J.S., 2001c, "On the mathematical description and simulation of turbulent flow in a porous media formed by an array of elliptic rods", *Journal of Fluids Engineering*, vol.123, n.4, pp.941-947.
- Streeter, V.L. 1961, ed., "Handbook of Fluid Dynamics", McGraw-Hill, New York.
- Warsi, Z. U. A., 1993, *Fluid Dynamics - Theoretical and Computational Approaches*, CRC Press, Boca Raton.
- White, F. M., 1991, "Viscous Fluid Flow", McGraw-Hill.

SUDDEN CONTRACTION TURBULENT FLOW WITH A POROUS INSERT

Orselli, R.M.¹

De-Lemos, M.J.S.²

Departamento de Energia - IEME

Instituto Tecnológico de Aeronáutica - ITA

2228-900 - São José dos Campos - SP - Brasil

¹orselli@mec.ita.br; ²delemos@mec.ita.br

Abstract.

The purpose of this paper is to investigate the influence of a porous insert in a one phase incompressible turbulent pipe flow which suffers a sudden contraction. Sooner after the sudden contraction some vortices are noticed in the pipe borders. These vortices diminish the real flow area and its shorter real area is called "vena contracta". These equations are discretized by the control volume method and the resultant algebraic system equations are solved by the SIMPLE method. The *k-ε* high Reynolds standard turbulence model is used. The numerical calculation will be performed by a software developed at ITA institute, in the computer transport phenomena laboratory (LCFT). For an initial validation, a simulation will be carried out without the porous insert and it will be compared with an experimental result and also with a numerical result of a commercial CFD code. Afterwards, the porous insert will be introduced in the numerical simulations, and so, the new flow losses will be calculated and compared with the previous case, that is, without the porous insert. Inside the porous media, the momentum and mass continuity macroscopic equations will be used based on the double decomposition concept presented by Pedras & de Lemos (2000).

Keywords: Turbulent Flow, Porous Media, Numerical Solution, Sudden Contraction