



## **SIMULAÇÃO DE ESCOAMENTOS EM TORNO DE CORPOS POROSOS E DE ARRANJOS DENSOS DE CILINDROS**

**Maria Regina Pereira de Araújo**

Universidade Federal do Rio de Janeiro, Departamento de Engenharia Mecânica  
Cx. P. 68503 - 21945-970 - Rio de Janeiro, RJ, BRASIL

**Miguel Hiroo Hirata**

Escola Federal de Engenharia de Itajubá, Departamento de Mecânica  
Cx. P. 50 - 37500-000 - Itajubá, MG, BRASIL

**Gustavo César Rachid Bodstein**

Universidade Federal do Rio de Janeiro, Departamento de Engenharia Mecânica  
Cx. P. 68503 - 21945-970 - Rio de Janeiro, RJ, BRASIL

**Resumo.** *O conhecimento das cargas aerodinâmicas, que atuam em um arranjo de cilindros, é de grande interesse científico e de fundamental importância na análise e solução de vários problemas tecnológicos. Estes problemas estão presentes nos projetos de reatores nucleares, trocadores de calor, estruturas marítimas usadas na exploração do petróleo no mar, etc. A complexidade dos fenômenos envolvidos na análise do escoamento ao redor de um conjunto de corpos faz com que modelos simplificados sejam adotados. Neste trabalho, o problema é modelado utilizando-se o conceito de prisma equivalente, onde supõe-se que a carga aerodinâmica atuante no conjunto é aproximadamente igual à carga aerodinâmica resultante do escoamento do fluido ao redor de um corpo (prisma equivalente) cuja superfície é definida pelo contorno que envolve o conjunto. Considera-se ainda que parte do fluido passa entre os corpos exigindo a utilização de um prisma equivalente com superfície porosa. Para simular a resistência interna ao escoamento, o meio foi suposto poroso. A solução do modelo adotado foi obtida considerando uma região externa e outra interna ao prisma. A análise do escoamento externo foi feita com a utilização do método de vórtices e na análise do escoamento interno foi utilizado o método dos elementos de contorno.*

**Palavras chave:** *Método de vórtices, Corpo poroso, Aerodinâmica*

### **1. INTRODUÇÃO**

O conhecimento das cargas aerodinâmicas, que atuam em um arranjo de cilindros, é de grande interesse científico e de fundamental importância na análise e solução de vários problemas tecnológicos. Estes problemas estão presentes nos projetos de reatores nucleares, de trocadores de calor, de estruturas marítimas usadas na exploração do petróleo no mar, etc.

Justifica-se, então, o enorme esforço que tem sido direcionado para a análise do escoamento ao redor de corpos com formas complexas e ao redor de um conjunto de corpos. O objetivo principal deste esforço reside na determinação das cargas aerodinâmicas, que são utilizadas nos projetos estruturais e na análise dinâmica, presentes nos problemas mencionados.

O fenômeno da interferência sempre se faz presente nestes problemas; este é caracterizado pelas modificações observadas no movimento do fluido ao redor de um corpo, impostas pela presença de outros corpos adjacentes. Dois tipos principais de interferência podem ser identificados: o efeito sombra e o efeito de bloqueio. Efeitos adicionais são observados quando o escoamento orienta-se obliquamente ao arranjo de corpos. As modificações assim introduzidas no escoamento trazem consigo modificações profundas nas cargas aerodinâmicas. A determinação e a análise destas cargas representam um dos principais objetivos deste trabalho.

A complexidade dos fenômenos envolvidos, quando se analisa o escoamento ao redor de corpos de forma complexa ou ao redor de um conjunto de corpos, faz com que modelos simplificados sejam adotados. Em determinadas condições, quando o interesse reside na determinação das cargas atuantes sobre um conjunto de corpos, ao redor do qual um fluido se movimenta, o fenômeno pode ser modelado utilizando o conceito de prisma equivalente. Se o conjunto de corpos pode ser considerado denso (um conjunto de tubos localizados muito próximos uns dos outros, por exemplo), pode-se supor que a carga aerodinâmica atuante no conjunto é aproximadamente igual à carga aerodinâmica resultante do escoamento do fluido ao redor de um corpo (prisma equivalente), cuja superfície é definida pelo contorno que envolve o conjunto (Fernandes, 1991).

No presente trabalho, este enfoque foi adotado. A novidade, porém, consiste em se considerar que parte do fluido passa entre os corpos; este fato exige a utilização de um prisma equivalente com superfície porosa (a condição de impenetrabilidade deve ser modificada). Para simular a resistência interna ao escoamento, resultante da presença de corpos no interior do prisma equivalente, o meio foi suposto como sendo poroso. A solução do modelo adotado foi obtida considerando uma região externa e outra interna ao prisma. A análise do escoamento externo foi feita com a utilização do método de vórtices, (Hirata, 1991; Lewis, 1991; Puckett, 1993) e na análise do escoamento interno, governado pela equação de Darcy, foi utilizado o método dos elementos de contorno (Brebba, Telles e Wrobel, 1984).

Em trabalho anterior, Araújo e Hirata (1993) apresentaram alguns resultados da simulação de um caso simples quando o escoamento interno é suposto unidimensional. Neste trabalho, simulações do caso geral foram realizadas, onde a hipótese de escoamento unidimensional no interior do prisma foi relaxada. Os resultados obtidos mostram boa concordância com os dados experimentais disponíveis na literatura, demonstrando as potencialidades do modelo adotado.

## **2. MODELAGEM E SOLUÇÃO DO PROBLEMA**

A análise do escoamento ao redor de um conjunto denso de cilindros é feita com a utilização do conceito de prisma equivalente. O modelo do prisma equivalente substitui o conjunto de cilindros por um prisma virtual, definido pela superfície que envolve exteriormente o conjunto de cilindros. Nas aplicações tecnológicas de maior interesse, em geral, o prisma equivalente possui a forma rombuda. Dessa maneira, o problema consiste na análise do escoamento de um fluido newtoniano ao redor de um corpo poroso de forma rombuda (prisma equivalente). Para a utilização de um modelo bidimensional, a seção normal do corpo poroso representa o prisma equivalente. Supõe-se que a região fluida seja de grandes dimensões e que os efeitos da compressibilidade sejam desprezíveis. A porosidade é conhecida ou pode ser calculada.

A região fluida é decomposta em duas sub-regiões: uma região externa ao corpo, correspondente ao escoamento ao redor de um corpo rombudo poroso, e uma região interna, que corresponde ao escoamento no interior do corpo, como mostrado na Fig. 1.

Na superfície do corpo são especificadas duas condições de contorno cinemáticas: a primeira especifica um valor não nulo da componente normal da velocidade (a superfície é porosa) e a segunda especifica um valor nulo da componente tangencial da velocidade. A condição dinâmica especifica que, sobre a superfície do corpo, a pressão externa seja igual à pressão interna.

A solução das equações que governam o escoamento externo será obtida com a utilização do método de vórtices.

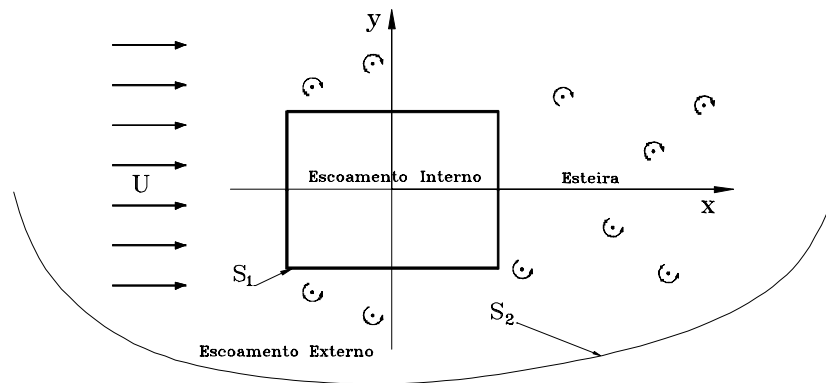


Figura 1 - Definição do Problema

A região interna corresponde ao escoamento no interior do corpo; supõe-se que o escoamento através do meio poroso obedeça à lei de Darcy. Especificam-se duas condições de contorno na superfície que delimita o meio (superfície interna do corpo): a condição cinemática correspondente à conservação da massa, onde se especifica o valor da componente normal da velocidade; e a condição dinâmica, que corresponde à especificação da pressão imposta pelo escoamento externo. A solução das equações que governam o escoamento interno será obtida com a utilização do Método de Elementos de Contorno (método direto).

## 2.1 Escoamento Externo

A região fluida é delimitada pela superfície  $S_1$ , que define o corpo, e pela superfície  $S_2$ , situada a grandes distâncias. O escoamento incidente é representado pela velocidade  $U$  e a esteira viscosa é representada por uma nuvem de vórtices discretos.

O movimento do fluido na região externa ao corpo poroso é descrito pelas equações de conservação: continuidade e Navier-Stokes. Utilizando-se essas equações, obtém-se a equação que governa o transporte de vorticidade. Para um escoamento bidimensional e incompressível, a equação de transporte de vorticidade pode ser escrita como (Batchelor, 1967):

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \omega = \nu \nabla^2 \omega \quad (1)$$

onde  $\omega$  é a única componente não nula do vetor vorticidade. A formulação para o escoamento externo ao corpo completa-se com as condições de contorno, especificadas na superfície da região fluida.

Na superfície do corpo tem-se:

$$u_n^o = \Delta u_n, \text{ em } S_1, \quad (2A)$$

$$u_\tau^o = 0, \text{ em } S_2, \quad (2B)$$

onde os índices inferiores,  $n$  e  $\tau$ , representam, respectivamente, as direções normal e tangencial à superfície do corpo e o superescrito, o, se refere ao escoamento externo. Observe que a condição dinâmica exige, nesta superfície, a igualdade de pressão entre o escoamento interno e o escoamento externo.

A grandes distâncias, a perturbação causada pelo corpo deve decair e o escoamento deve tender ao escoamento uniforme de velocidade  $U$ , isto é

$$|\mathbf{u}| \rightarrow U, \text{ em } S_2. \quad (3)$$

Utilizando um procedimento de decomposição do operador convectivo-difusivo da Eq. (1), os transportes convectivo e difusivo de vorticidade podem ser tratados realizando-se uma seqüência no tempo de processos de convecção e difusão, que convergem para a Eq. (1) no limite quando o intervalo de tempo tende a zero (Chorin, 1973). Assim, temos

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \omega = 0, \quad (4)$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} = \nu \nabla^2 \omega. \quad (5)$$

Como a vorticidade presente no fluido é simulada por uma nuvem de vórtices discretos, a velocidade num ponto do plano complexo  $z_j = x_j + iy_j$  pode ser expressa como

$$u_j - iv_j = 1 + \frac{d}{dz} F(z) + \frac{i}{2\pi} \sum_{k=1}^N \Gamma_k c_{jk}. \quad (6)$$

O primeiro termo do lado direito representa o escoamento incidente. O segundo termo representa o potencial complexo utilizado para simular a presença do corpo. Se a superfície do corpo for uma circunferência, pode-se utilizar o Teorema do Círculo para obter a expressão  $F(z)$ ; a solução obtida é exata e foi utilizada por Mustto et al. (1998) entre outros. Se o corpo apresenta uma forma mais complexa, pode-se utilizar métodos numéricos. Neste trabalho optou-se pelo método dos elementos de contorno, onde  $F(z)$  representa uma distribuição de singularidades sobre a superfície do corpo. Sarpkaya (1989), Porthouse e Lewis (1981), Sparlat e Leonard (1981) e Pereira (1999), entre outros, optaram pela distribuição de vórtices. Neste trabalho, a opção foi feita pela distribuição de fontes (Kamemoto, 1990; Araújo e Hirata, 1993 e Araújo, 1997); o segundo termo da equação é escrito como:

$$\frac{d}{dz} F(z) = \frac{1}{2} \frac{d}{dz} \int_{s_1} \gamma(\xi) \ln(z - \xi) d\xi. \quad (7)$$

Esta opção, que resulta na solução de um problema de Neumann, apresenta-se como mais natural para o presente problema, uma vez que se especifica o valor da componente normal da velocidade (veja expressão (2.A)).

Finalmente, o terceiro termo da Eq. (6) representa a contribuição de cada vórtice de intensidade  $\Gamma_k$ , que forma a nuvem. Desta maneira o termo  $c_{jk}$  representa a velocidade induzida no vórtice  $j$ , pelo vórtice  $k$ , se  $\Gamma_k$  for unitário. A utilização de um vórtice potencial para o cálculo de  $c_{jk}$  nos leva a um comportamento singular indesejável quando um vórtice se aproxima do outro. Para eliminar a singularidade, optou-se pela utilização do vórtice de

Rankine (Araújo, 1997), para o qual  $c_{jk} \rightarrow 0$  de maneira linear quando o ponto  $j$  se aproxima do ponto  $k$ , isto é:

$$c_{jk} = \frac{z_j - z_k}{\sigma^2}, \text{ se } r < \sigma \quad \text{e,} \quad c_{jk} = \frac{1}{z_j - z_k} \text{ se } r > \sigma \quad (8)$$

A geração dos vórtices que formam a nuvem merece um comentário especial. A vorticidade presente no escoamento é gerada na superfície do corpo e é carregada pelo escoamento onde mantém-se confinada dentro da camada limite até ser lançada no meio fluido, nos pontos de separação. A simulação numérica deste processo é realizada distribuindo-se novos vórtices discretos nas vizinhanças da superfície, a cada incremento de tempo. Este procedimento é conhecido como o processo de geração no método de vórtices. No presente trabalho, com o intuito de reduzir o esforço computacional e por se tratar de uma investigação preliminar, a geração de vórtices foi confinada às vizinhanças das arestas, que são os pontos de separação (todos os corpos analisados possuem arestas vivas).

A velocidade em cada vórtice é calculada com a utilização da Eq. (6) e o processo de convecção é realizado utilizando um esquema de Euler de primeira ordem.

O efeito da difusão, governado pela Eq. (5), é simulado com a utilização do Método de Avanço Randômico, onde  $\xi$  é o deslocamento na direção  $x$  e  $\eta$  na direção  $y$ . O deslocamento total dos vórtices, convectivo e difusivo, é calculado de acordo com:

$$x_j(t + \Delta t) = x_j(t) + u_j(t)\Delta t + \xi_j(t), \quad (9A)$$

$$y_j(t + \Delta t) = y_j(t) + v_j(t)\Delta t + \eta_j(t). \quad (9B)$$

O avanço randômico é definido como (Porthouse e Lewis, 1981).

$$\xi_j = \Delta r_j \cos(\Delta\Theta_j), \quad \text{e} \quad \eta_j = \Delta r_j \sin(\Delta\Theta_j), \quad (10)$$

onde

$$\Delta r_j = \sqrt{(4\Delta t/\text{Re})\ln(1/P_j)}, \quad \text{e} \quad \Delta\Theta_j = 2\pi Q_j. \quad (11)$$

Na equação (11),  $P_j$  e  $Q_j$ , são números randômicos entre 0 e 1.

## 2.2 Escoamento Interno

O campo de velocidades  $\mathbf{u}^i$ , do escoamento interno obedece a seguinte Equação de Darcy (Bejan, 1984):

$$\mathbf{u}^i = -\nabla\phi, \quad (12)$$

onde o potencial  $\phi$ , é dado por  $\phi = (k/\mu)p$ , sendo  $\mu$  a viscosidade dinâmica do fluido,  $p$  a pressão e  $k$  a permeabilidade do meio. A permeabilidade  $k$  para o arranjo de cilindros será definida na seção 3. O potencial é determinado pelo seguinte problema de valor de contorno,

$$\nabla^2\phi = 0, \text{ na região fluida,} \quad (13)$$

$$\phi = kp/\mu, \text{ em } S_1 \quad (14)$$

Da Eq. (14) pode-se observar que é necessário o conhecimento da pressão em  $S_1$  para a determinação do potencial. O campo de pressão, como visto, é imposto pelo escoamento externo. A solução deste problema é, também, obtida numericamente com a utilização do método dos elementos de contorno, na sua formulação direta (Brebbia, Telles e Wrobel, 1984).

### 2.3 Interface do Escoamento Externo com o Escoamento Interno

Na superfície do corpo,  $S_1$ , interface entre o problema externo e o problema interno, são especificadas duas condições cinemáticas (para o problema externo - condições (2)) e uma condição dinâmica (para o problema interno - condição (14)); estas condições são denominadas de condições de compatibilização. Neste trabalho, utiliza-se um algoritmo simplificado (sem iterações) para compatibilizar as soluções interna e externa. Assim, para cada incremento do tempo as seguintes etapas são executadas:

- com a solução do problema externo, a distribuição de pressão na superfície do corpo é calculada, utilizando o teorema de Bernoulli.
- esta distribuição de pressão calculada é utilizada como a condição de contorno para o problema interno; veja expressão (14).
- com a solução do problema interno, a componente normal da velocidade é calculada e guardada para o próximo incremento de tempo, quando é utilizada como condição de contorno para o problema externo, veja expressão (2.A).

### 2.4 Cálculo das Forças Aerodinâmicas

Os coeficientes de pressão são calculados utilizando-se o mesmo procedimento de Vezza e Galbraith (1985). Para este cálculo a superfície do corpo é dividida em duas regiões, uma antes dos pontos de descolamento, e outra na região de esteira, e o coeficiente de pressão é obtido em todos os pontos de controle dos painéis utilizando-se a equação de Bernoulli. Os coeficientes de sustentação,  $C_L$ , e arrasto,  $C_D$ , são calculados integrando-se o valor de coeficiente de pressão sobre toda a superfície do corpo, e são definidos como:

$$C_D = F_x / (1/2)\rho U_\infty^2 L \quad \text{e} \quad C_L = F_y / (1/2)\rho U_\infty^2 L, \quad (15)$$

onde  $F_x$  e  $F_y$  são as componentes das forças que atuam sobre o corpo nas direções do escoamento e na direção normal ao escoamento incidente;  $\rho$  é a massa específica do fluido e  $L$  é um comprimento característico, que neste caso é igual ao lado do arranjo de cilindros.

## 3. RESULTADOS E CONCLUSÕES

Supondo um arranjo quadrado de cilindros de lado igual a 1 e usando 30 cilindros por coluna, foram definidas e estudadas algumas configurações. Em algumas destas configurações o arranjo (corpo poroso) está orientado de modo a que o escoamento uniforme incida perpendicularmente a um dos lados do quadrado, e, em outras, o arranjo é girado de  $45^\circ$  em relação ao caso anterior.

A Figura 2 mostra a posição dos vórtices da esteira no último instante de tempo da simulação após 1000 passos de tempo, para um arranjo com inclinação de  $45^\circ$  com o escoamento incidente e permeabilidade igual a  $k = 1,643 \times 10^{-6} \text{ m}^2$ . Esta figura pode ser interpretada como uma representação discretizada da região do escoamento onde a vorticidade é diferente de zero. Claramente, a simulação capta a formação de grandes vórtices gerados alternadamente nas arestas vivas (pontos de separação) do corpo. Os vórtices posicionados mais a jusante correspondem àqueles nascidos nos instantes iniciais da

simulação. A concentração de vórtices que se desviaram de seu caminho natural e se colocaram na parte superior da figura sofreram os efeitos do transiente numérico que ocorre antes de  $t < 40$  s.

A Figura 3 mostra valores dos coeficientes de arrasto e sustentação variando no tempo, para um número de Reynolds igual a 52000, definido como  $UL/v$ , sendo  $L$  o lado do quadrado. Após o transiente numérico ter passado ( $t > 40$  s), pode-se observar que o valor de  $C_L$  oscila em torno de zero, e o de  $C_D$  oscila em torno de 2,54. Este resultado numérico é muito próximo do coeficiente de arrasto médio experimental obtido para um cilindro sólido na mesma configuração (Blevins, 1984), que é  $C_D = 2.4$ .

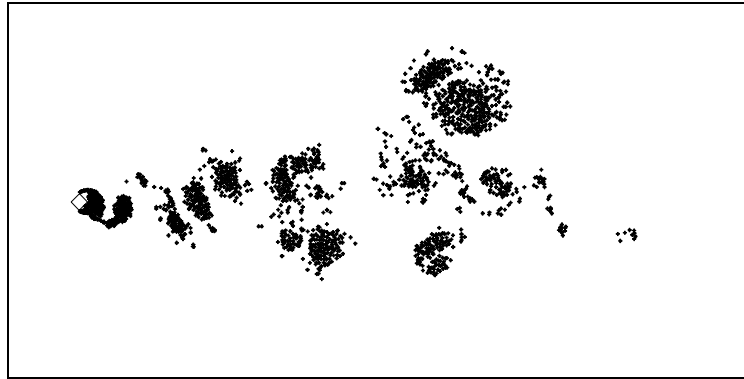


Figura 2 - Esteira simulada para um corpo poroso ( $k = 1,643 \times 10^{-6} \text{ m}^2$ ) fazendo  $45^\circ$  com o escoamento incidente,  $Re=52000$ ,  $t=1000\Delta t$

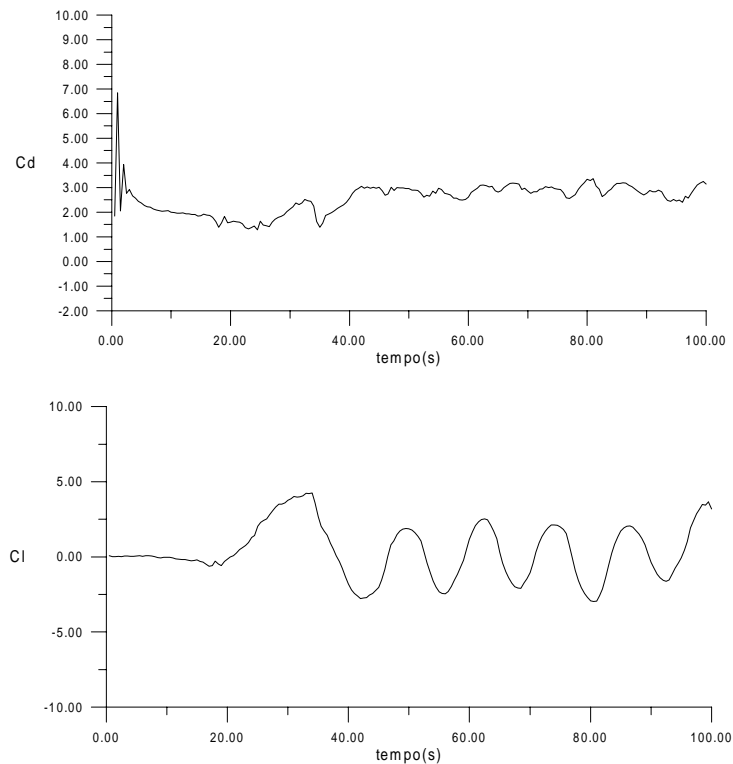


Figura 3 - Desenvolvimento no tempo para coeficientes de arrasto e coeficientes de sustentação.

Cabe salientar que experimentos realizados com valores altos do número de Reynolds, como o utilizado nesta simulação, são suscetíveis a efeitos tridimensionais, que não estão

presentes numa simulação puramente bidimensional. Como consequência, simulações bidimensionais fornecem valores do coeficiente de arrasto maiores que aqueles obtidos experimentalmente.

Para esta análise foi utilizado um modelo bastante simples; o escoamento externo ao corpo (campo externo) foi simulado utilizando-se o método de vórtices e o escoamento interno ao corpo (campo interno) foi simplificado, supondo-se que o escoamento fosse unidimensional, na direção do escoamento incidente. No escoamento interno, a modelagem obedece à Lei de Darcy, utilizando-se uma analogia desta lei com o escoamento de Couette.

O intervalo de tempo utilizado em todas as simulações deste trabalho é  $\Delta t$  adimensional = 0.05; o intervalo de tempo adimensional é definido como  $\Delta t \equiv (\Delta t^* U) / L$  onde  $U$  é a velocidade do escoamento incidente,  $\Delta t^*$  é o intervalo de tempo com dimensão e  $L$  é um comprimento característico, no caso igual ao lado do quadrado.

Em todas as simulações feitas aqui neste trabalho, pode ser observado ainda que o número de Reynolds, para o escoamento interno, manteve-se abaixo de 100, dentro do domínio de validade da equação de Darcy. O número de Reynolds para o escoamento interno é definido como,  $Re = u\delta/\nu$ , onde  $u$  é a velocidade de filtro,  $\nu$  é a viscosidade cinemática do fluido e  $\delta$  é um comprimento característico associado com o meio poroso, neste caso, o diâmetro do cilindro.

Para o caso geral, no qual foi relaxada a hipótese de escoamento unidimensional no escoamento interno, foi simulado o escoamento em torno de um corpo poroso (um cilindro de seção quadrada) com permeabilidade  $k = 7,5 \times 10^{-6} m^2$ , orientado de modo a que o escoamento uniforme incida perpendicularmente a um dos lados do quadrado.

A Figura 4 mostra o desenvolvimento no tempo para o coeficiente de arrasto,  $C_D$ , e o coeficiente de sustentação,  $C_L$ , para este caso. Os valores de coeficiente de arrasto obtidos para o caso geral e para o caso simplificado são próximos, sendo que o valor obtido nesta simulação ( $C_D$  médio igual a 1,9) está abaixo do valor experimental, para o corpo não poroso ( $C_D$  médio igual a 2,2), como era esperado. Alguns resultados de simulações foram comparados com resultados experimentais que foram compilados por Fernandes (1991). O parâmetro utilizado nestas comparações foi o coeficiente de sombra, definido como:

$$S = 1 - F_t / nF_c \quad (16)$$

onde  $F_t$  é a força total em um arranjo,  $n$  é o número de cilindros e  $F_c$  é a força que atuaria em um cilindro se ele estivesse isolado. Os resultados são mostrados na Tabela 1:

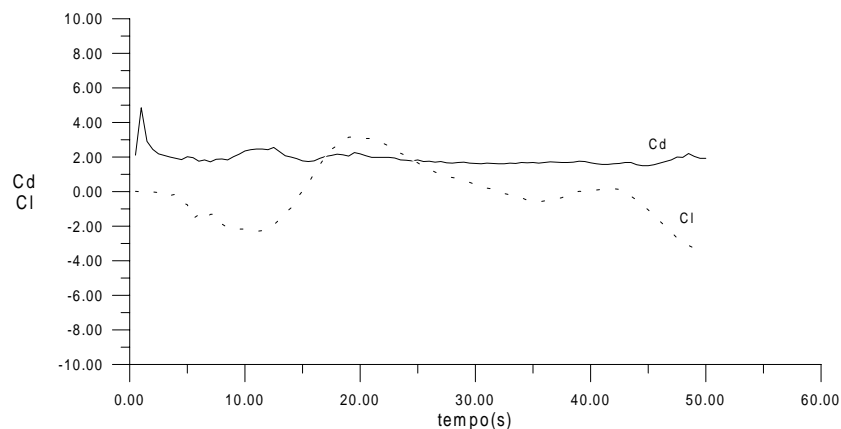


Figura 4 - Desenvolvimento no tempo para  $C_D$  (corpo poroso -  $k = 7,5 \times 10^{-6} m^2$ )



Tabela 1. Comparação de Resultados: Coeficiente de Sombra e  $C_d$

Parâmetros	Arranjo, $c/d=1,5$ Modelo Prisma Poroso	Arranjo, $c/d=3,5$ (Fernandes)	Arranjo, $c/d = 2$ (Fernandes)
$S$	0,85	0.70	
$C_D$ médio/cilindro	0,13		0,20

Na tabela acima,  $d$  é o diâmetro dos cilindros e  $c$  é a distância entre centros. Como pode ser visto, tanto o coeficiente de sombra como o coeficiente de arrasto médio por cilindro, obtidos neste trabalho e aqueles experimentais, apresentados em Fernandes (1991), são da mesma ordem de grandeza.

Uma outra comparação de resultados foi feita entre os valores obtidos para coeficientes de arrasto de arranjos e prismas. Os resultados são mostrados na Tabela 2:

Tabela 2. Coeficientes de Arrasto de Arranjos e Prismas

Modelo Prisma Poroso - numérico		Sarpkaya - exp.
$c/d = 1,75$ , ângulo = $0^\circ$	$c/d = 1,35$ , ângulo = $45^\circ$	$c/d = 2$ , ângulo = $0^\circ$
$C_D$ arranjo 27% < $C_D$ prisma (experimental)	$C_D$ arranjo 18% < $C_D$ prisma (experimental)	$C_D$ arranjo 30% < $C_D$ prisma
$C_D$ arranjo 35% < $C_D$ prisma (numérico)		

Sarpkaya (1979), encontrou através de dados experimentais que o  $C_D$  de um arranjo é 30% menor que o  $C_D$  de um prisma sólido. Neste trabalho, foi encontrado que o  $C_D$  para o arranjo de cilindros (corpo poroso) é 35% menor que o  $C_D$  de um prisma sólido (valor obtido numericamente) e 27% menor que o  $C_D$  de um prisma sólido (valor obtido experimentalmente). Como pode ser visto, os resultados obtidos nestas simulações estão em boa concordância com aqueles citados por Sarpkaya.

### **Agradecimentos**

Os autores gostariam de agradecer à Fundação de Amparo à Ciência do Estado do Rio de Janeiro (FAPERJ), processo no. E-26/151.013/98, à Fundação de Amparo à Ciência do Estado de Minas Gerais (FAPEMIG), processo no. TEC-1565/97, e ao Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq), processo no. 521260/94-9, pelo apoio financeiro durante a realização deste trabalho.

### **REFERÊNCIAS**

- Araújo, M.R.O.P., 1997, Escoamento em um Arranjo Denso de Cilindros: Simulação Numérica Através do Método de Vórtices, Tese de Doutorado, PEM, COPPE/UFRJ - Rio de Janeiro.
- Araújo, M.R.O.P. & Hirata, M.H., 1993, Analysis of the Flow Around a Bluff Porous Body by Discrete Vortex Method, Anais do XII COBEM, vol. II, pp. 993-996.
- Batchelor, G.K., 1967, An Introduction to Fluid Mechanics, University Press, Cambridge.
- Bejan, A., 1984, Convection Heat Transfer, Wiley-Interscience Publications, USA.
- Brebbia, C.A., Telles, J.C.F. & Wrobel, L.C., 1984, Boundary Element Methods - Theory and Applications in Engineering, Springer-Verlag, Berlim, Germany.
- Chorin, A.J., 1973, Numerical Study of Slightly Viscous Flow, J.F.M. vol.57, pp. 785-796.

- Fernandes, A. C., 1991, Efeito da Interferência em Conjunto de Tubos, DIPREX/SEDEM, CENPES/PETROBRÁS, Relatório n.006/91.
- Hirata, M.H., 1991, Análise do escoamento de um fluido viscoso utilizando elementos da Teoria Potencial, Palestra proferida no I Congresso de Engenharia Mecânica Norte-Nordeste, Natal, RN. (Textos em Mecânica dos Fluidos n. 001/91 - Laboratório de Mecânica dos Fluidos / Aerodinâmica, PEM-COPPE/UFRJ, Rio de Janeiro, RJ.
- Kamemoto, K., 1990, Numerical Simulation of Vortex Flows Interacting with Vibrations of Under Flow Gates, IAHR/AIRH Symposium, Belgrade.
- Lewis, R.I., 1991, Vortex Element Methods for Fluid Dynamic Analysis of Engineering Systems, Cambridge University Press.
- Musto, A A, Hirata, M. H.& Bodstein, G.C.R., 1998, Discrete Vortex Method Simulation of the Flow Around a Circular Cylinder with and without Rotation, Applied Aerodynamics Conference, AIAA-98-2409 Paper.
- Pereira, L.A.A, 1999, Simulação Numérica do Escoamento ao Redor de um Corpo de Forma Qualquer Utilizando o Método de Vórtices. Dissertação de Mestrado – DEM - IEM/EFEL.
- Porthouse, D.T.C. & Lewis, R.I., 1981, Simulation of Viscous Diffusion for Extension of the Surface Vorticity Method to Boundary Layer and Separated Flows, J. Mech. E., vol. 23, n. 3.
- Puckett, E.G., 1993, Vortex Methods: An Introduction and Survey of Selected Research Topics, in Incompressible Computational Fluid Dynamics, edited by M.D. Gunzburger and R. A. Nicolaides, Cambridge University Press.
- Sarpkaya, T., 1989, Computational Methods with Vortices - The 1988 Freeman Scholar Lecture, Journal of Fluids Engineering, Vol. 111, pp. 5-52
- Sparlat, P.R. and Leonard, A., 1981, "Computation of Separated Flows by a Vortex Tracing Algorithm", AIAA 14<sup>th</sup> Fluid and Plasma Dynamics Conference, Palo Alto, California, AIAA-81-1246.
- Veza, M. e Galbraith, R.A M., An Inviscid Model of Unsteady Aerofoil Flow with Fixed Upper Surface Separation, International Journal for Numerical Methods in Fluids, V.5, p. 577-592, John Wiley & Sons.

## **SIMULATION OF THE FLOW AROUND A POROUS BODY AND A DENSE TUBE BUNDLE**

**Abstract:** *To know how hydrodynamic load acts in tube banks is of great scientific interest and very important in the analysis and solution of many technological problems. As an example of these problems we have: the design of nuclear reactors, the design of some components of offshore structures used in exploration of oil in the sea. Many effects that occur simultaneously in the flow around bodies with complex shapes and tube bundles turn the analysis complicated, presenting many unknown features. Because of that, simple models can be constructed, especially when the interest is to determine the resultant load that acts in compact tube bundles. The objective of this consists in analysing the flow around a compact tube bundle, which is modeled as an equivalent porous prism. The scheme presented for the analysis assumes that the flow field can be divided in two regions. The outer flow is analysed using the discrete vortex method with a porous condition on the body boundary; Darcy's Law governs the inner flow. Numerical results are presented and they are compared with experimental results. These results show the potentialities of the approach.*

**Key words:** *Vortex method, Porous body, aerodynamics*