UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE - FURG
CURSO DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA OCEÂNICA

HIDRODINÂMICA DE CILINDROS PERFURADOS SUJEITOS A UM ESCOAMENTO UNIFORME TRANSVERSAL

BRUNO GALLER KUBELKA

Dissertação apresentada à Comissão de Curso de
Pós-Graduação em Engenharia Oceânica da
Fundação Universidade Federal do Rio Grande,
como requisito parcial à obtenção do título de
Mestre em Engenharia Oceânica.

Orientador: Prof. Dr. Waldir Terra Pinto

Rio Grande, Agosto de 2014

Este trabalho é dedicado a minha família que
esteve sempre perto mesmo morando bem longe.

AGRADECIMENTOS

Não há como agradecer algo ou alguém sem antes agradecer ao que mantém vivo meus sonhos e meus planos futuros. Sou muito agradecido a Deus e ao mar por serem fontes inesgotáveis de energia e inspirações. Sou muito grato a minha família por todos os ótimos momentos vividos juntos. Agradeço também a todos os antigos e novos amigos por ajudarem a me tornar quem eu sou e fazer o que faço hoje.

Agradeço muito ao meu orientador e todos do Laboratório de Interação Fluido Estrutura que sempre foi minha segunda casa aqui em Rio Grande. Sou muito grato também ao CNPq pelo apoio financeiro durante o curso. E ao laboratório de Engenharia Costeira que esteve sempre de portas abertas disponibilizando a estação de trabalho para as simulações que realizei.

RESUMO

Assim como em grande parte das estruturas oceânicas, como plataformas, pontes, estações de geração de energia eólica, de correntes e de ondas, as estruturas de cultivo submerso conhecidas como linhas de suspenção, são compostas por elementos cilíndricos. O estudo da interação fluido estrutura de cilindros lisos e rugosos foi extensivamente desenvolvido durante décadas. Desta maneira, regimes do escoamento ao redor destes cilindros já estão bem estabelecidos. No entanto, quando tratamos de cilindros com furos, ou seja, permeáveis há pouca literatura existente. Neste caso a interação fluido estrutura não acontece apenas na interface, mas também no interior do domínio sólido. No presente estudo se utilizou ensaios experimentais e simulações computacionais para avaliar o comportamento destes cilindros perfurados em Números de Reynolds na ordem de 10^4. Em um tanque de água se deslocou uma plataforma onde cilindros e instrumentos de monitoramento do comportamento do fluido e da estrutura foram fixados. Na simulação computacional o cilindro foi mantido fixo e se estabeleceu condições iniciais e de contorno no domínio numérico que simulavam no contorno de entrada um escoamento uniforme. O programa STAR-CCM+ resultou também em informações do comportamento do fluido e da estrutura. Experimentalmente observou-se uma redução na amplitude oscilação das forças hidrodinâmicas e também uma redução nos valores respectivos máximos com o aumento do parâmetro de permeabilidade. O coeficiente de arrasto numérico se mostrou mais coerente com a literatura pesquisada se comparado com o experimental. Em ambos os resultados, numérico e experimental, o coeficiente de sustentação de raiz média quadrática se mostrou coerente e sugeriu-se uma mitigação do fenômeno de VIV na presença de furos no cilindro. Outra observação interessante foi a mudança para mais a jusante da formação de vórtices no cilindro com perfurações.

Palavras-chaves: hidrodinâmica; cilindro perfurado; estudo experimental; estudo numérico; vórtices.

ABSTRACT

As most of marine structures as platforms, bridges, eolic energy systems, wave energy systems and current energy systems, submerged long lines are composed by cylindrical elements. The study of fluid-structure interaction for smooth and rough cylinders has been extensively investigated for decades. Therefore flow regimes around these cylindrical structures is already been established. But when holes are created in the cylinder wall, namely make it permeable there is few works done on it. In this case the interaction does not occur only in the interface, but as well inside the solid boundary. In the present study, by experimental and numerical analyses the hydrodynamic behavior of perforated cylinders was monitored under a Reynolds Number of 10^4 order. In a water tank a towed trolley was dislocated with cylinders and instruments fixed on it for monitoring fluid and structure behaviors. In the computational simulation the cylinder was maintained fixed and initial and boundary conditions in the numeric domain were defined to simulate in the inlet a uniform flow. As experimentally the software STAR-CCM+ resulted in information about fluid and structure behaviors. Experimentally was observed a reduction in oscillating amplitude of forces analyzed and as well in their maximum value with perforation in the cylinder wall. The numeric drag coefficient shows a better agreement with literature if compared with experimental one. In both results, experimental and numeric, the root mean square lift coefficient was coherent and we could suggest VIV mitigation with the presence of holes in the cylinders. Another interesting observation was the shift downstream of vortex formation in perforated cylinders.

Key-words: hydrodynamics, perforated cylinders; experimental study; numerical study; vortex.

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

ATC	Anemômetro de Temperatura Constante
CAD	Desenho Assistido por Computador
PVC	Material plástico de cloreto de polivinila
RANS	*Reynolds Averaged Navier Stokes*
VIV	Vibrações Induzidas por Vórtices

LISTA DE SÍMBOLOS

a_n	coeficiente de Fourier
b_n	coeficiente de Fourier
A_p	área perfurada do cilindro [m^2]
A_t	área total do cilindro [m^2]
C	capacidade máxima da célula de carga [Kg]
C_D	coeficiente de arrasto
C_L	coeficiente de sustentação
$C_{L_{rms}}$	raiz quadrática média do coeficiente de sustentação
D	diâmetro do cilindro [m]
E	voltagem de excitação [Kg]
$\vec{F}$	vetor força [N]
F_D	força de arrasto [N]
F_L	força de sustentação [N]
F_a	frequência de amostragem [amostras por segundo]
F_H	força convertida [N]
f_n	frequência natural [Hz]
f_v	frequência de desprendimento de vórtices [Hz]
$G(t)$	função dependente do tempo
$\vec{i}$	vetor normal unitário na direção x
$\vec{j}$	vetor normal unitário na direção y
$\vec{k}$	vetor normal unitário na direção z
k	energia cinética [J]
K	rigidez da estrutura [N/m]
L	comprimento submerso do cilindro [m]
M	massa da estrutura [Kg]
M	número de Mach
N	comprimento da Transformada Rápida de Fourier
N_f	número de furos

p	pressão hidrostática [Pa]
$\overline{p}$	pressão média [Pa]
p_0	pressão antes da interação com o fluido [Pa]
Re	número de Reynolds
s	velocidade do som [m/s]
S	sensibilidade da célula de carga [mV/V]
St	número de Strouhal
t	tempo [s]
T	período de uma série temporal [s]
T_n	período natural [s]
u	componente do vetor velocidade na direção x [m/s]
U	velocidade característica do escoamento [m/s]
U_r	velocidade relativa
v	componente do vetor velocidade na direção y [m/s]
$\vec{V}$	vetor velocidade da partícula do fluido [m/s]
w	componente do vetor velocidade na direção z [m/s]
x	coordenada retangular
$x(t)$	variação de um sinal em função do tempo
y	coordenada retangular
z	coordenada retangular
β	parâmetro de permeabilidade [%]
Δt	passo de tempo [s]
Δv	variação de voltagem [V]
ε	taxa de dissipação cinemática [u^3/L]
μ	viscosidade do fluido [$Kg/m \cdot s$]
ν	coeficiente de viscosidade cinemático do fluido
ρ	massa especifica do fluido [Kg/m^3]
τ	tensão de cisalhamento [N]
ϕ	velocidade potencial
$\varphi(x,t)$	variável dependente do tempo e do espaço

ω	vorticidade
ω_n	frequência angular de uma série temporal [$^{rad}/_{s}$]

LISTA DE ILUSTRAÇÕES

LISTA DE TABELAS

SUMÁRIO

1 INTRODUÇÃO

1.1 ANTECEDENTES

O avanço tecnológico mundial de fazendas de cultivo em mar aberto tem como principal desafio o desenvolvimento de métodos de projeto e construção que garantam a segurança da estrutura, de modo que resista aos esforços ambientais sofridos e a eficiência do sistema de produção seja mantida. Assim como em grande parte das estruturas oceânicas, como plataformas, pontes, estações de geração de energia eólica, de correntes e de ondas, as estruturas de cultivo submerso conhecidas como linhas de suspenção (*longlines*) (Figura 1.1), são compostos por elementos cilíndricos orientados verticalmente.

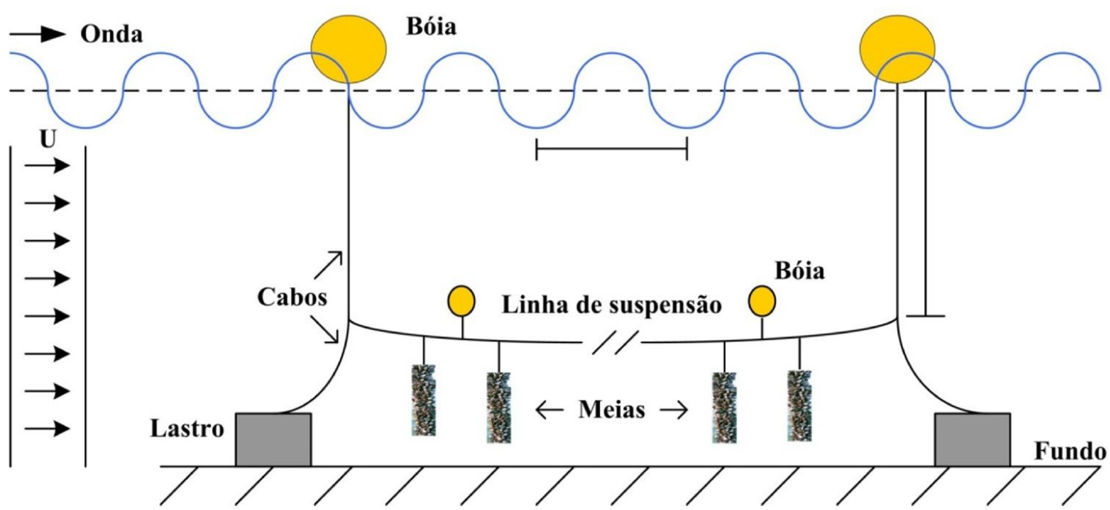

Figura 1.1- Arranjo representativo de uma estrutura de cultivo submersa com as meias de cultivo suspensas na vertical sobre a linha de suspensão. Nota-se que a linha de suspensão foi segmentada, pois esta pode chegar a possuir centenas de meias sobre sua extensão. Onde ***U*** representa a velocidade da corrente, ***L*** o comprimento de onda e ***h*** a profundidade na qual os efeitos da onda superficial estão reduzidos.

Neste tipo de estrutura (Figura 1.1) o parâmetro chave para o sucesso da fazenda é manter a tração da linha de suspensão para quaisquer condições ambientais, de modo que haja um mínimo deslocamento vertical da meia pela ação de ondas e/ou horizontalmente sobre a influência de correntes (Matis, 2011).

Resultados da teoria linear de ondas de gravidade em regiões de águas profundas indicam que os efeitos da onda sobre estruturas submersas a uma profundidade (***h***) igual à metade do comprimento de onda (***L***) ficam reduzidos a 4,32% dos efeitos da onda na superfície (Dean e Darymple, 1991). Fato que indica que os esforços hidrodinâmicos sobre estruturas de cultivo submersas são dominados pelas correntes oceânicas. Daí atribui-se maior relevância das correntes para o estudo da estrutura em questão.

É de suma importância abordar as escalas em que podem eventualmente estar envolvidas na hidrodinâmica destes sistemas de cultivos citados. Assim sendo no presente estudo adota-se uma escala menor onde a meia de cultivo é comparada a um cilindro perfurado. Desta maneira, nem a escala da fazenda como um todo nem as meias de cultivo suspensas em cada *long-line* foram estudadas. Sabe-se que o comportamento hidrodinâmico de uma fazenda de cultivo como um todo poderá ser entendido quando todas as escalas forem estudadas, bem como, a interação existente entre estas escalas, entretanto, o passo inicial para este detalhado conhecimento é o entendimento dos fenômenos básicos de menor escala. Acredita-se que as perfurações no cilindro exercem um papel semelhante às extremidades pontiagudas das conchas (Plew, 2005), portanto, a escala da concha (organismo) também se enquadra no trabalho atual.

A geometria complexa e irregular de meias de cultivo é um desafio em estudos de engenharia de aquicultura e oceânica. Muito ainda tem para ser investigado para chegar-se a um consenso sobre os comportamentos hidrodinâmicos decorrentes da incidência de correntes sobre a mesma a meia de cultivo. Algumas metodologias já foram empregadas com o intuito de prever coeficientes de forças hidrodinâmicas para estas estruturas de cultivo. Plew (2005) estudou as forças hidrodinâmicas de cilindros perfurados e rugosos em um tanque de água, bem como o comportamento hidrodinâmico para linhas de suspensão em tamanho real através de simulações numéricas. Plew et. al. (2009) mediu experimentalmente coeficientes de arrasto e determinou a energia cinética resultante da turbulência ao redor de uma meia de cultivo de mexilhões remontada com conchas sujeita a corrente em um tanque de água. Fredriksson et. al. (2010) desenvolveu estudos biológicos e de forças hidrodinâmicas a fim de aprimorar o projeto de estruturas de cultivo de ostras através de modelos reduzidos em um tanque de água.

A hidrodinâmica de cilindros lisos e rugosos sujeitos a escoamentos transversais já foi extensivamente investigada tanto experimentalmente como numericamente (principalmente em simulações bidimensionais) nas últimas décadas, e os regimes do escoamento já estão bem estabelecidos. Estes estudos assumem que a interação entre o domínio do fluido e do cilindro ocorre apenas no contorno sólido. Ou seja, não há transferência de massa através deste contorno sólido. No entanto, em ocasiões em que estes corpos possuem perfurações a suposição de não haver fluxo interno não se mantêm e a interação fluido estrutura ocorre não apenas na interface como também no interior do domínio sólido. Neste contexto, investigou-se até que ponto consegue-se comparar o escoamento ao redor de meias de cultivo (Figura 1.2 (A)) e de cilindros perfurados (Figura 1.2 (B) e (C)).

Figura 1.2 - Diferentes representações das estruturas cilíndricas de estudo. (A) Meia de cultivo de mexilhões tamanho real; (B) Cilindro perfurado em escala reduzida (1:2,5); (C) Cilindro perfurado desenhado em CAD utilizado para simulações numéricas.

Os gradientes de velocidade e pressão gerados pela presença de uma estrutura cilíndrica imersa num escoamento subcrítico serão abordados em detalhes na fundamentação teórica, porém, é essencial introduzir que estes gradientes irão acarretar na presença de pequenas instabilidades no escoamento ao redor do cilindro/meia. Resultando na formação de vórtices junto à estrutura e em forças atuando sobre o cilindro.

Nas investigações experimentais uma plataforma com um cilindro fixo foi deslocada sobre um tanque de água por uma extensão de 10 *m* em quatro velocidades constantes entre 0,3 e 0,6 *m/s*. Observou-se o comportamento do cilindro através de células de carga e para entender o comportamento do fluido na presença do cilindro instalaram-se anemômetros de filme quente logo atrás do cilindro também fixos na plataforma. No programa *STAR-CCM+*, simulações numéricas com o modelo de turbulência $k-\varepsilon$ e pelo Método de Volumes Finitos reproduziu-se o ensaio em laboratório apenas para a velocidade de 0,3 *m/s*. No entanto, ao invés de o cilindro se deslocar o cilindro foi mantido fixo e simulou-se no contorno de entrada do domínio um escoamento uniforme transversal. Realizou-se uma análise comparativa dos coeficientes das forças hidrodinâmicas numéricos e do desprendimento de vórtices com os resultados obtidos experimentalmente.

O aprimoramento do conhecimento sobre vibrações induzidas por vórtices (*VIV*) e dos esforços resultantes deste fenômeno em cilindros perfurados sujeitos a um escoamento uniforme e transversal, no âmbito da engenharia oceânica, visa dar um passo inicial no desenvolvimento de tecnologias de cultivo mais resistentes e mais produtivas no Brasil. No entanto, este conhecimento teria que ser combinado com pesquisas mais aprofundadas sobre aspectos biológicos dos organismos para termos aprimoramento significativo da produção.

1.2 OBJETIVOS

O principal objetivo deste trabalho é entender o comportamento hidrodinâmico da interação de cilindros perfurados sujeitos a um escoamento uniforme transversal com a água no meio adjacente através de ensaios experimentais e simulações computacionais. E automaticamente atendendo a este, os seguintes objetivos secundários foram estabelecidos:

a) Avaliar as forças hidrodinâmicas sobre cilindros perfurados;
b) Avaliar os coeficientes de arrasto e de sustentação em função do número de Reynolds;
c) Observar possíveis mitigações dos efeitos de *VIV* na presença de furos nos cilindros;
d) Investigar a possível formação de vórtices mais a jusante do cilindro na presença de perfurações;
e) Testar ambas as metodologias, experimental e numérica, utilizadas no estudo da hidrodinâmica de cilindros perfurados;
f) Identificar uma possível semelhança entre as meias de cultivos reais e os cilindros perfurados de escala reduzida.

1.3 ESTRUTURA DO TRABALHO

O presente estudo é dividido em cinco capítulos. No capítulo 2, são apresentados os fundamentos teóricos necessários para o entendimento dos fenômenos hidrodinâmicos presentes em escoamentos atuando sobre cilindros sem furos e perfurados. No capítulo 3, as metodologias para o estudo experimental e numérico são expostas, detalharam-se também métodos utilizados para a análise dos dados gerados. No capítulo 4, apresenta-se e discute-se resultados obtidos através das metodologias descritas. Por fim, no capítulo 5, as considerações finais sobre o trabalho foram apresentadas a partir das conclusões obtidas e de sugestões para trabalhos futuros.

2 FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA

2.1 CONCEITOS BÁSICOS DE HIDRODINÂMICA

2.1.1 Definições de um fluido

Qualquer tensão tangencial exercida em um fluido, independente de seu volume, irá resultar em movimentos daquele fluido. Ao contrário de sólidos que ao sofrerem tensões de cisalhamento resistem a estas através de deformações estáticas. Se tratando de fluidos, podemos diferenciar os gases dos líquidos pelos efeitos de suas forças coesivas. Sendo o líquido composto por moléculas relativamente agrupadas com fortes forças coesivas, tendendo a manter seu volume (White, 2003).

Em estudos de mecânica dos fluidos o fluido é tratado como contínuo. Nesta suposição, uma partícula de um fluido é o menor elemento possível para um fluido no qual as propriedades macroscópicas não são influenciadas por moléculas individuais (Versteeg e Malalasekera, 2007). Outra propriedade inerente dos fluidos é a viscosidade, a qual especifica o comportamento fluido mecânico relacionando uma tensão local em um fluido em movimento com a taxa de deformação do seu elemento. Esta tensão de cisalhamento aplicada, τ, é proporcional ao gradiente de velocidade para os fluidos lineares comuns ou *Newtonianos* (White, 2003), sendo expressa pela equação (2.1):

$$\tau = \mu \frac{du}{dy} \tag{2.1}$$

onde μ é o coeficiente de viscosidade dinâmico e du/dy representa o gradiente de velocidade da componente u na coordenada retangular y.

A principal característica de um escoamento viscoso é que a velocidade relativa entre o fluido e uma parede sólida é nula, independentemente da magnitude do coeficiente de viscosidade. A consequência deste fato é a ocorrência de elevados gradientes de velocidade no entorno da estrutura sólida, resultando em uma camada onde a velocidade do escoamento passa a ser inferior com relação ao escoamento médio adjacente, esta região é conhecida como camada limite (Figura 2.1).

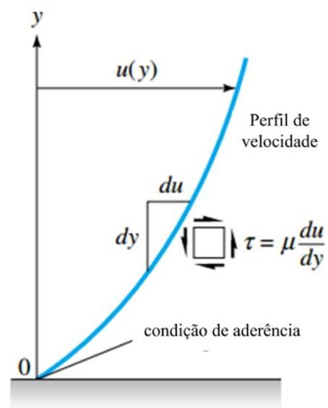

Figura 2.1 - Distribuição de cisalhamento de um fluido *Newtoniano* na camada limite próximo a uma parede, retirado de White (2003).

A tensão de cisalhamento é proporcional a inclinação do perfil de velocidade e é maior na parede (Figura 2.1). Logo, na parede, a velocidade u é zero, caracterizando uma condição de aderência característica de todos os escoamentos viscosos.

A outra característica do escoamento que merece atenção é a compressibilidade, a qual tem como efeito variações na massa especifica, ρ. Estes efeitos de compressibilidade tornam se importantes quando a velocidade do escoamento atinge um valor correspondente a uma fração significativa da velocidade do som no fluido. Neste contexto, o número de *Mach* (M) é um parâmetro adimensional que mede a velocidade de um fluido, relativamente à velocidade de propagação do som nesse meio fluido (Equação 2.2).

$$M = \frac{U}{s} \tag{2.2}$$

onde s é a velocidade do som no fluido e U é a velocidade característica do escoamento. Sabe-se que a velocidade do som na água é superior a 1400 *m/s*. Desta maneira, fica claro que podemos considerar o escoamento em questão como incompressível.

A primeira providência para se estudar estruturas ou sistemas em movimento é a adoção de um sistema de referência. No caso de estudos hidrodinâmicos, é usual a adoção do chamado sistema Euleriano, o qual concentra a atenção no movimento do fluido numa determinada região do espaço ao invés de observar partículas individuais. No sistema Euleriano, as propriedades do movimento são, portanto, funções do espaço e do tempo. O campo de velocidade do fluido ($\vec{V}$) é expresso por uma função vetorial da posição e do tempo, dada pela equação (2.3) (Versteeg e Malalasekera, 2007; Blevins, 2001):

$$\vec{V}(x,y,z,t) = u(x,y,z,t)\vec{i} + v(x,y,z,t)\vec{j} + w(x,y,z,t)\vec{k} \tag{2.3}$$

As componentes da velocidade são u, v e w podendo ser expressas em função das coordenadas retangulares x, y, z e do tempo t. Onde $\vec{i}$, $\vec{j}$ e $\vec{k}$ são os vetores unitários nas direções x, y e z.

2.1.2 Linha Corrente

A adoção do sistema Euleriano permite a introdução de ferramentas de visualização espacial do escoamento. Uma das ferramentas mais importantes são as linhas de corrente, que são curvas espaciais definidas de forma que a direção tangente a um linha de corrente é a mesma do vetor velocidade naquele ponto. A principal consequência disso é que não há fluxo de massa através de uma linha de corrente. Matematicamente, essa condição pode ser expressa pela equação (2.4) (White, 2003; MéHauté, 1976):

$$\frac{dx}{u(x,y,z,t_0)} = \frac{dy}{v(x,y,z,t_0)} = \frac{dz}{w(x,y,z,t_0)} \tag{2.4}$$

onde t_0 corresponde ao instante de tempo fixo.

Vale destacar que as linhas correntes não se cruzam, exceto em um ponto teórico de infinita velocidade ou nos pontos de estagnação e de separação de um corpo onde a velocidade é zero (MéHauté, 1976).

2.1.3 Série de Taylor

Se uma função contínua $f(x,y)$ de duas variáveis independentes x e y são conhecidas em, por exemplo, $x = x_0$, então podemos aproximar esta para outra localização no eixo x como $x_0 + \Delta x$ pela série de Taylor através da equação (2.5) (Versteeg e Malalasekera, 2007; Dean e Darymple, 1991):

$$f\left(x_0+\Delta x, y\right)=f\left(x_0, y\right)+\frac{\partial f\left(x_0, y\right)}{\partial x} \Delta x+\frac{\partial^2 f\left(x_0, y\right)}{\partial x^2} \frac{(\Delta x)^2}{2!}+\ldots+\frac{\partial^n f\left(x_0, y\right)}{\partial x^n} \frac{(\Delta x)^n}{n!} \quad (2.5)$$

onde as derivadas de $f\left(x_0, y\right)$ são assumidas em $x=x_0$.

2.1.4 Derivada Material

A formulação do problema do movimento do fluido requer a avaliação do balanço de quantidade de movimento linear em relação a um referencial inercial, o que não é o caso do referencial Euleriano, pois suas propriedades são em função do tempo e do espaço. Este problema é contornado pela introdução do conceito de derivada material. A derivada material é na realidade a derivada total de uma função de várias variáveis independentes. Por exemplo, a componente x é uma função $u(x, y, z, t)$. A variação total de u para pequenas variações das variáveis independentes pode ser obtida, na equação (2.6), a partir da expansão de primeira ordem de u em série de Taylor:

$$u(x+\Delta x, y+\Delta y, z+\Delta z, t+\Delta t)=u(x, y, z, t)+\frac{\partial u}{\partial x} \Delta u+\frac{\partial u}{\partial y} \Delta y+\frac{\partial u}{\partial z} \Delta z+\frac{\partial u}{\partial t} \Delta t \quad (2.6)$$

Utilizando a definição de derivada, dada pela equação (2.7):

$$\frac{d u}{d t}=\lim _{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta u}{\Delta t} \quad (2.7)$$

Substitui-se a equação 2.6 na equação 2.7, o que resulta na equação (2.8):

$$\frac{d u}{d t}=\lim _{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta u}{\Delta t}+\frac{\Delta x}{\Delta t} \frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\Delta y}{\Delta t} \frac{\partial u}{\partial y}+\frac{\Delta z}{\Delta t} \frac{\partial u}{\partial z} \quad (2.8)$$

onde $\Delta x / \Delta t$ é igual u, $\Delta y / \Delta t$ é igual v e $\Delta z / \Delta t$ é igual a w.

No limite, as razões entre as taxas de variação entre das coordenadas espaciais são as respectivas componentes do campo de velocidade do fluido. Então a derivada absoluta da função u, é expressa pela equação (2.9):

$$\frac{du}{dt} = \frac{\partial u}{\partial t} = u\frac{\partial u}{\partial x} + v\frac{\partial u}{\partial y} + w\frac{\partial u}{\partial z} \qquad (2.9)$$

onde a primeira parcela corresponde à aceleração local e as demais parcelas ao termo convectivo da aceleração do fluido na direção x. O mesmo deve ser computado para as outras direções quando se trata de um escoamento tridimensional.

2.1.5 Equações Diferenciais de Governo

Com base no exposto, pode-se considerar que o movimento de um fluido real é governado por dois conjuntos de equações: *(i)* equação da continuidade (balanço da massa) e *(ii)* as equações de *Navier-Stokes* (balanço da quantidade de movimento). Todas estas equações diferenciais básicas podem ser derivadas por considerando um volume de controle infinitesimal (dx, dy, dz). Os termos de fluxo de massa ocorrem em todas as seis faces, três de entrada e três de saída. E o balanço entre entrada e saída é mantido de modo que nenhuma massa pode ser criada nem destruída.

Para desenvolver-se uma equação matemática para expressar este conceito, considere um cubo muito pequeno localizado com seu centro no sistema de coordenadas cartesianas retangular em x, y e z. Para o cubo com lados Δx, Δy e Δz a taxa na qual a massa de fluido escoa no cubo por suas faces deve ser igual à taxa de acumulação de massa no cubo e o fluxo de massa para fora destas faces (Dean e Darymple, 1991).

Pode-se relacionar o fluxo de massa nas faces com o centro do cubo pela série truncada de Taylor (equação 2.5). O elemento em consideração é tão pequeno que as propriedades do fluido nas faces podem ser expressas com precisão o suficiente com os dois primeiros termos de uma expansão da série de Taylor (Dean e Darymple, 1991).

Para chegar-se à equação que resolvida resulta na solução analítica do campo de velocidade, adota-se uma hipótese de incompressibilidade do fluido (equação 2.10):

$$\nabla \cdot \vec{V} = 0 \qquad (2.10)$$

onde $\nabla \cdot$ representa o divergente do vetor velocidade $\vec{V}$.

O balanço da quantidade de movimento descreve a relação entre o vetor de força $\vec{F}$ aplicado em uma unidade de volume e das forças inerciais. Estas são consequência da tendência natural dos corpos de resistirem a qualquer mudança em seu movimento (White, 2003). A segunda lei de Newton diz que a taxa de mudança de quantidade de movimento é proporcional à força aplicada e é dada na direção em que a força age. Para um fluido incompressível, a integração da equação de quantidade de movimento com relação à distância resulta em uma igualdade de energia e trabalho, expressando uma força do balanço de energia (Versteeg e Malalasekera, 2007; White, 2003). Assim obtêm-se a equação (2.11):

$$d\vec{F} = \rho \frac{d\vec{V}}{dt} \tag{2.11}$$

onde ρ é a massa específica, $\vec{V}$ é o vetor velocidade e t é o tempo.

Substituindo a tensão de cisalhamento (τ), equação (2.1), nas equações de Euller (equação 2.11), resulta nas equações de *Navier Stokes* (Versteeg e Malalasekera, 2007), dadas pelas equações (2.12) à (2.14):

$$\nabla \cdot \left(\rho u \vec{V} \right) = -\frac{\partial p}{\partial x} + \nabla \cdot \left(\mu \nabla u \right) \tag{2.12}$$

$$\nabla \cdot \left(\rho v \vec{V} \right) = -\frac{\partial p}{\partial y} + \nabla \cdot \left(\mu \nabla v \right) \tag{2.13}$$

$$\nabla \cdot \left(\rho w \vec{V} \right) = -\frac{\partial p}{\partial z} + \nabla \cdot \left(\mu \nabla w \right) \tag{2.14}$$

onde u, v e w são as componentes do vetor velocidade $\vec{V}$ em relação às coordenadas retangulares x, y e z, respectivamente. A variação espacial da pressão nas três dimensões é expressa por $\partial p/\partial x$, $\partial p/\partial y$, $\partial p/\partial z$, μ é o coeficiente de viscosidade dinâmico, $\nabla \cdot$ corresponde ao divergente de uma função e ∇ ao gradiente.

As equações acima (equações 2.12 a 2.14) possuem quatro incógnitas: p u, v e w. Quando combinadas com a equação da continuidade (equação 2.10) formam quatro equações com quatro incógnitas. A solução geral deste sistema de equações descrito acima não existe, porém, em muitos casos soluções particulares podem ser encontradas quando a condição de contorno é especificada.

Em contornos sólidos fixos, a fricção reduz a velocidade para zero, então $\vec{V}$. Esta condição é utilizada na equação, e sabendo que a fricção está envolvida, a equação também deve ser utilizada. Se o escoamento é assumido ser real, somente a componente da velocidade $\vec{V}$ perpendicular ao contorno é zero. Logo, o fluido não pode passar ou escapar do contorno (MéHauté, 1976). Vale lembrar que ao criarmos furos no contorno sólido mudamos as condições de contorno encontradas no nosso domínio, no entanto, não faz parte deste estudo entrar em detalhe da matemática deste problema e sim apenas entender o comportamento hidrodinâmico desta nova situação.

2.2 ESCOAMENTO SOBRE UM CILINDRO SEM FUROS

O caráter geral do movimento do fluido em contato com superfícies sólidas dependem da relação: *(i)* entre as dimensões espaciais ocupadas pelo fluido e uma constante física linear do fluido; *(ii)* entre a velocidade e a velocidade física constante do fluido (Reynolds, 1883). Estas relações fundamentais da lei da resistência deram origem ao que conhecemos hoje como número de Reynolds (Re).

Uma estrutura cilíndrica sujeita a um escoamento uniforme transversal (Figura 2.2) tem seu padrão de fluxo descrito adimensionalmente por esta relação entre influências de forças inerciais *(i)* e viscosas *(ii)* na equação (2.15).

$$\mathrm{Re} = \frac{UD}{\upsilon} = \mu \frac{UD}{\rho} \tag{2.15}$$

onde U é a velocidade característica do escoamento à montante da estrutura livre de turbulência, D é o diâmetro da estrutura, υ corresponde ao coeficiente de viscosidade cinemático do fluido, μ a viscosidade do fluido e ρ representa a massa especifíca do fluido.

Na presença de uma estrutura em um escoamento uniforme um gradiente de velocidade é observado na região próxima da superfície sólida. O fluido se adere à superfície do corpo (Figura 2.1), adquirindo a velocidade relativa do próprio corpo, ou seja, nula. Nesta região onde a velocidade é muito menor a vorticidade passa a estar presente. Esta região é chamada de camada limite e nela as forças viscosas e inerciais são de igual importância. Quando se compara a espessura desta camada limite com o diâmetro do cilindro, ou outra dimensão característica da estrutura, a primeira é bem menor, portanto, neste estudo desconsideraram-se as forças viscosas para o escoamento como um todo.

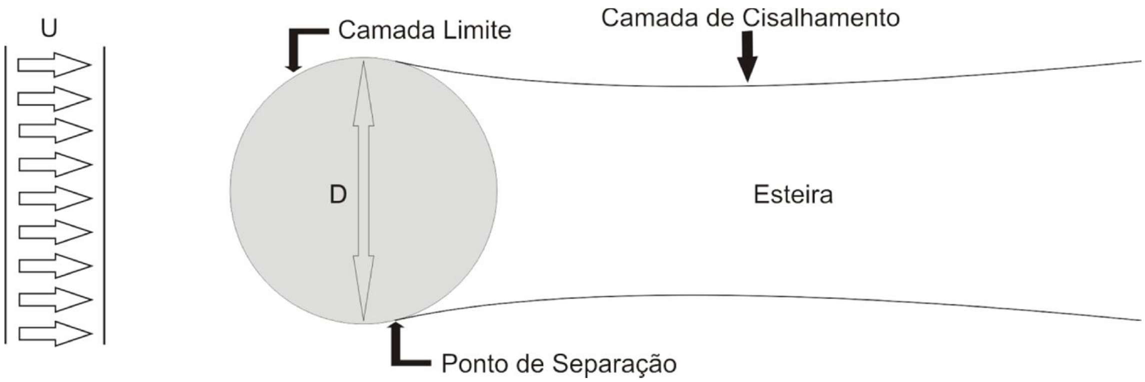

Figura 2.2 - Ilustração representativa bidimensional das estruturas de fluxo típicas encontradas em um escoamento uniforme transversal incidente sobre um cilindro sem furos.

Na parte traseira do cilindro onde velocidades estão reduzidas com relação ao escoamento adjacente existe uma região chamada de esteira (Figura 2.2 e Figura 2.3), onde as primeiras instabilidades no escoamento anteriormente laminar começam a aparecer e com o aumento do Número de Reynolds ela vai se tornando turbulenta (Tennekes e Lumley, 1972).

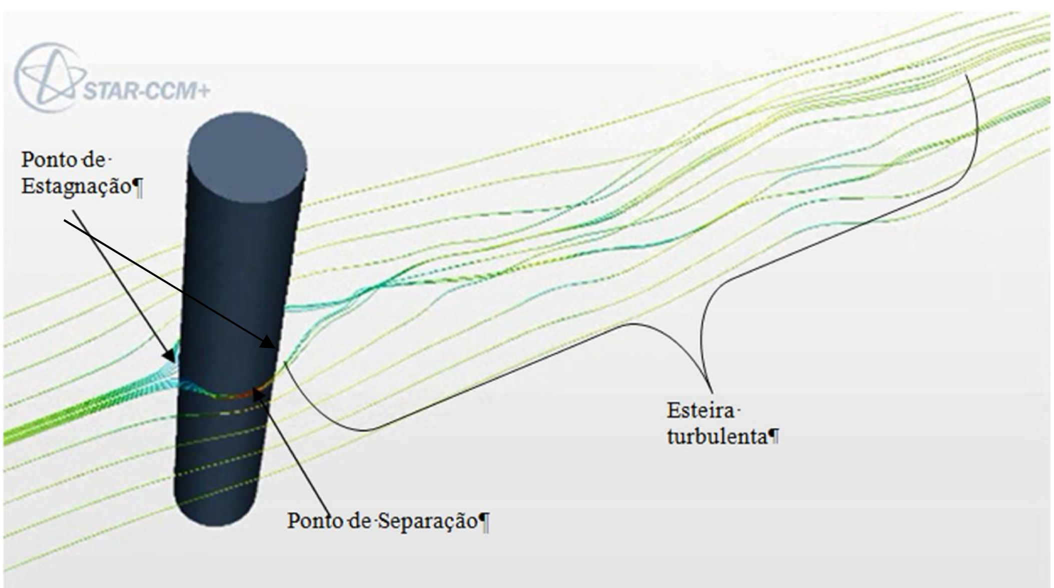

Figura 2.3 - Imagem da simulação numérica desenvolvida no presente estudo. Nota-se que a coloração azul corresponde a velocidades próximas de *0,0 m/s* e em vermelho a velocidade atinge *0,7 m/s*.

O limite entre esta região de turbulência e a região laminar adjacente é conhecida como camada de cisalhamento (Figura 2.2). Nos dois pontos de separação (um em cada extremidade na lateral do cilindro) se observa velocidades do escoamento mais elevadas (Figura 2.2 e Figura 2.3) nestes pontos ocorre o desprendimento de vórtices da parede do cilindro, pois a alta velocidade do escoamento passa a não acompanhar a geometria da estrutura cilíndrica.

Sumer e Fredsoe (2006) afirmam que a camada limite está localizada a montante destes pontos de separação. Encontra-se pontos de estagnação nas duas regiões de baixa velocidade, o primeiro na parte frontal do cilindro onde ocorre a separação do escoamento resultado da geometria divergente da estrutura cilíndrica e a segunda atrás deste (Figura 2.3).

Quando o escoamento possui um $\mathrm{Re} < 5$ trata-se de um regime laminar (Figura 2.4), no qual não há a formação de vórtices e as forças viscosas predominam. A partir do momento que o número de Reynolds sofre um aumento o escoamento começa a apresentar instabilidades na esteira que posteriormente irá resultar em vorticidade e turbulência, neste caso as forças inerciais passam a ser predominantes. Uma descrição detalhada dos regimes de escoamento pode ser encontrada em Sumer e Fredsoe (2006), Zdravkovich (1990), Achenbach e Heinecke (1981) e Lienhard (1966) de acordo com diferentes valores de Re.

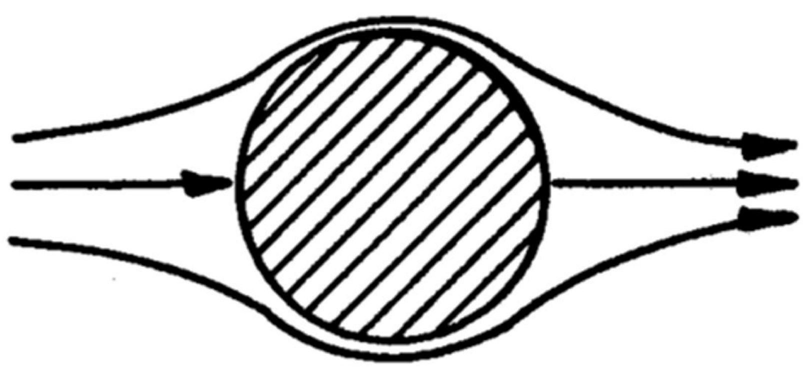

Figura 2.4 - Regime de escoamento laminar, retirado de Lienhard (1966).

Para $5 < \mathrm{Re} < 47$ passa a haver uma aceleração do fluido nas laterais do cilindro (Figura 2.3) e este não acompanha mais a curvatura do cilindro. O fluido se separa da superfície, formando uma região de baixa pressão nas laterais do cilindro e dois vórtices simétricos fixos são formados na esteira do escoamento como na Figura 2.5. Este fenômeno é responsável pela separação da camada limite e tem sua origem devido a presença deste gradiente de pressão resultado da geometria divergente do escoamento presente à jusante do cilindro.

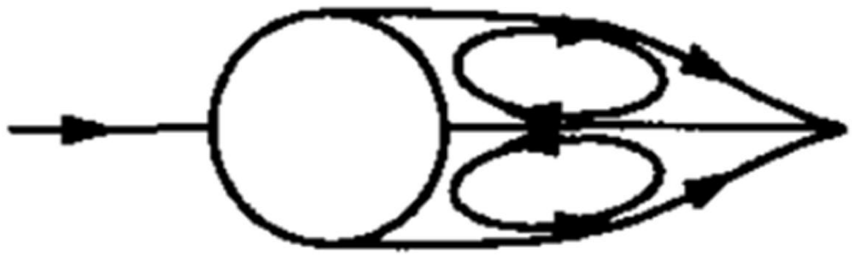

Figura 2.5 - Primeiro regime de transição do escoamento ($5 < \mathrm{Re} < 47$), retirado de Lienhard (1966).

Se o número de Reynolds continuar aumentando ($47 < \mathrm{Re} < 200$) uma instabilidade na simetria dos vórtices é gerada e vórtices laminares irregulares passam a se formar (Figura 2.6).

Figura 2.6 - Regime de transição do escoamento ($47 < \mathrm{Re} < 200$), retirado de Lienhard (1966).

Em números de Reynolds entre 200 e 300 os vórtices passam a se mostrar turbulentos, sendo esse regime caracterizado pelo início de uma esteira turbulenta. Mas a camada limite ainda se mantém laminar, como pode ser observado na Figura 2.3 e Figura 2.7.

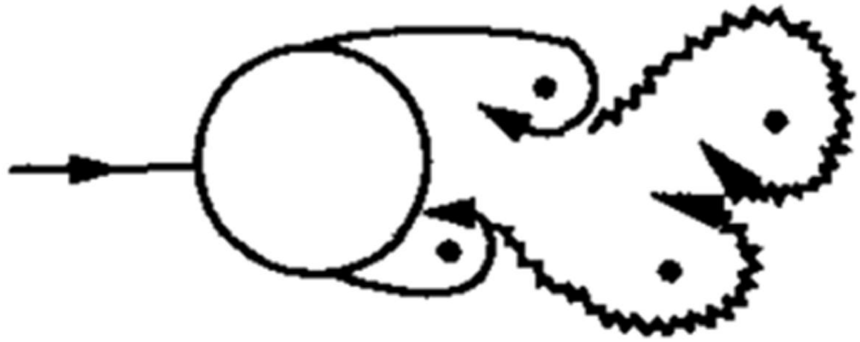

Figura 2.7 - Regime de transição do escoamento ($200 < \mathrm{Re} < 300$), retirado de Lienhard (1966).

Quando $300 < \mathrm{Re} < 3,0 \times 10^5$ a esteira passa a ser completamente turbulenta. Os vórtices se formam turbulentos e se movimentam de maneira tridimensional, formando se em porções de vórtices sobre a superfície longitudinal do cilindro (Figura 2.8). Nesta mesma figura, nota-se que **A** correspondem aos pontos de separação laminares, à jusante destes a camada limite se mantém laminar e a montante deste a esteira se apresenta turbulenta.

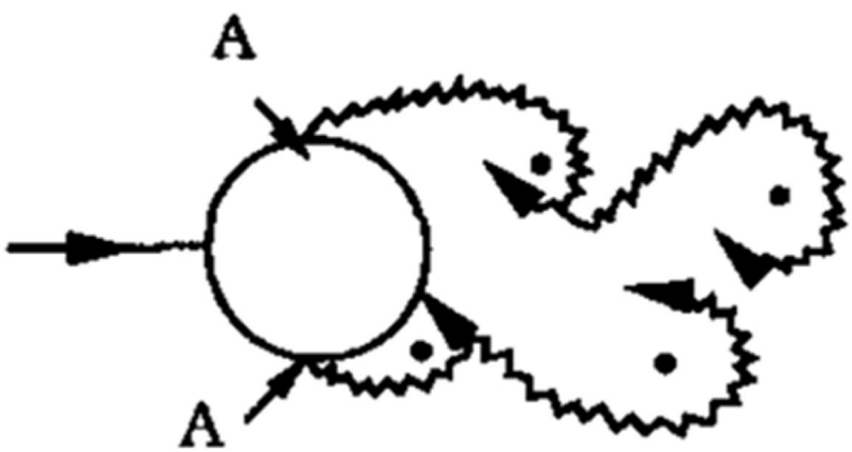

Figura 2.8 - Regime de transição do escoamento ($300 < \mathrm{Re} < 3,0 \times 10^5$), retirado de Lienhard (1966).

Aumentando mais um pouco o número de Reynolds ($3,0 \times 10^5 < \mathrm{Re} < 3,5 \times 10^5$) o ponto de separação para um lado do cilindro é turbulento, e do outro é laminar, se alternado ocasionalmente. A turbulência na camada limite avança na direção do ponto de separação à medida que o Re aumenta (Figura 2.9). Nota-se que **A** é ponto de separação que se mantêm laminar e **B** é o ponto de separação no qual passa a haver turbulência, porém, a camada limite à jusante deste ainda é laminar.

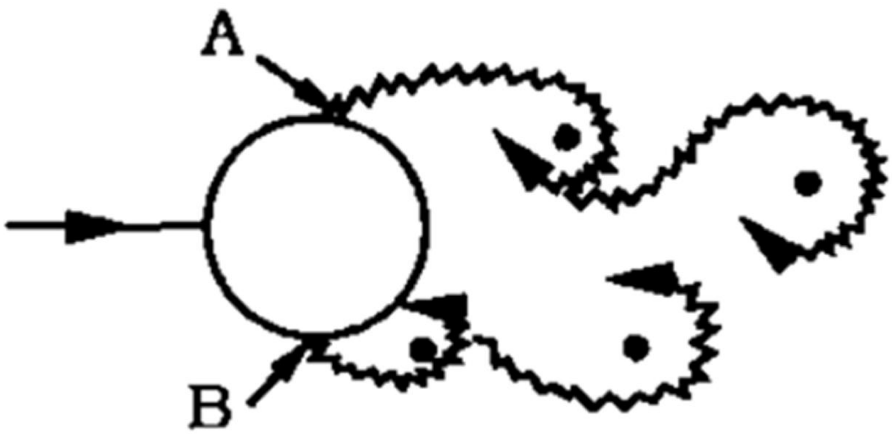

Figura 2.9 - Regime de transição do escoamento ($3,0\times10^5 < \mathrm{Re} < 3,5\times10^5$), retirado de Lienhard (1966).

Para $3,5\times10^5 < \mathrm{Re} < 1,5\times10^6$ a camada limite é parcialmente laminar e parcialmente turbulenta, em ambos os lados do cilindro. A região de transição está localizada entre o ponto de estagnação na frente do cilindro e os pontos de separação, **B**, (Figura 2.10).

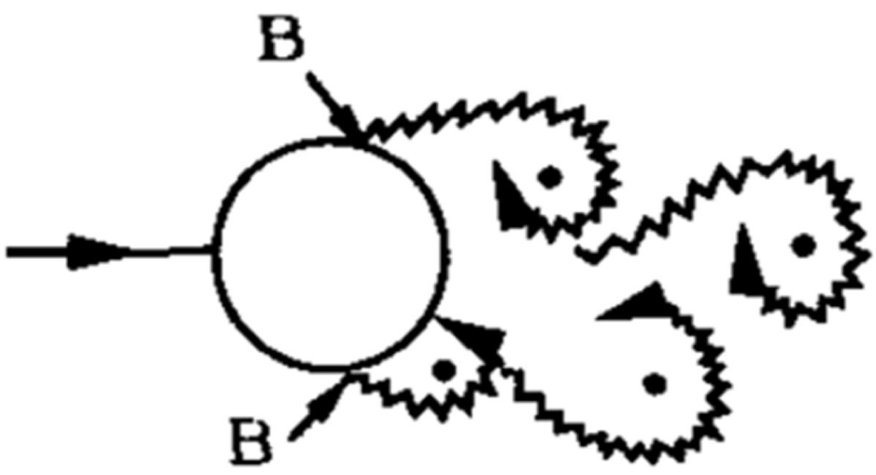

Figura 2.10 - Regime de transição do escoamento ($1,5\times10^6 < \mathrm{Re} < 4,0\times10^6$), retirado de Lienhard (1966).

A turbulência avança na camada limite na direção do ponto de separação à medida que o número de Reynolds aumenta ainda mais. Em $1,5\times10^{6} < \mathrm{Re} < 4,0\times10^{6}$ um lado é totalmente turbulento e o outro parcialmente. Neste caso, o lado turbulento apresenta um deslocamento mais à jusante do ponto de separação (**C**) como pode ser visto na Figura 2.11.

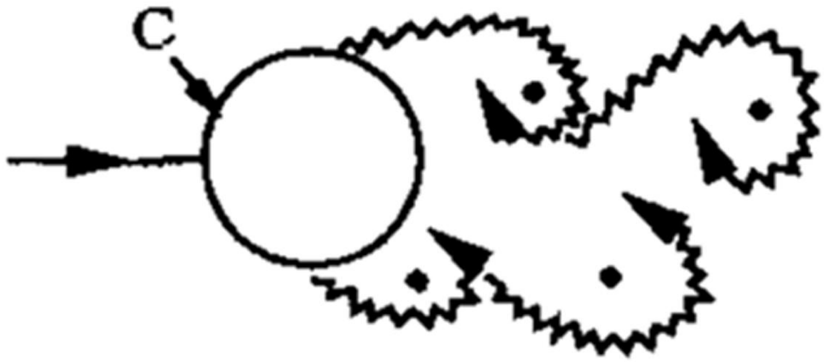

Figura 2.11 - Regime de transição do escoamento ($1,5\times10^{6} < \mathrm{Re} < 4,0\times10^{6}$), retirado de Lienhard (1966).

E finalmente, para $\mathrm{Re} > 4,0\times10^{6}$ a camada limite é totalmente turbulenta em ambos os lados do cilindro (Figura 2.12). E os pontos de separação, **C**, passam a ser bem próximos do ponto de estagnação na frente do cilindro.

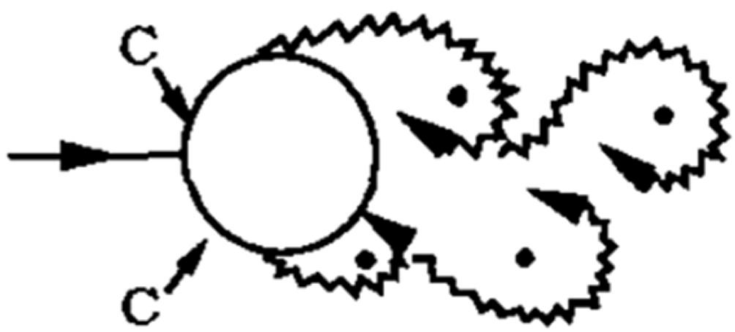

Figura 2.12 - Regime de transição do escoamento ($\mathrm{Re} > 4,0\times10^{6}$), retirado de Lienhard (1966).

Como consequência do fenômeno de desprendimento de vórtice, a distribuição de pressão ao redor do cilindro sofre mudanças periódicas assim que o processo de desprendimento avança (**Erro! Fonte de referência não encontrada.**). Este campo de pressão ao redor da estrutura, segundo Blevins (2001), pode ser descrito pela equação generalizada de Bernoulli.

$$p = -\rho \frac{\partial \phi}{\partial t} - \frac{1}{2}\rho \vec{V}^2 + G(t) \tag{2.16}$$

onde ϕ é potencial de velocidade, corresponde a pressão hidrostática e $G(t)$ é uma função dependente do tempo.

Utilizando a análise dimensional para a distribuição de pressão ao redor do cilindro, obtêm-se o coeficiente de pressão (C_p) equação (2.17).

$$C_p = \frac{2\left(p - p_0\right)}{\rho D U^2} \tag{2.17}$$

onde p_0 é a pressão antes da interação do fluido com o cilindro, p é a pressão exercida sobre a estrutura, ρ é a massa especifica do fluido, D é o diâmetro do cilindro e U é a velocidade do escoamento antes da interação com o cilindro.

Além do gradiente de pressão descrito, observam-se também variações no campo de velocidade ao redor do cilindro, como descrito anteriormente através da Figura 2.3. Nesta figura notam-se velocidades maiores à jusante dos pontos de separação (com exceção do ponto de estagnação) e fora da esteira o que resultará em uma tendência de rotação do elemento do fluido, a qual é denominada de vorticidade e é fornecida para formação de vórtices individuais (Figura 2.14 (A)).

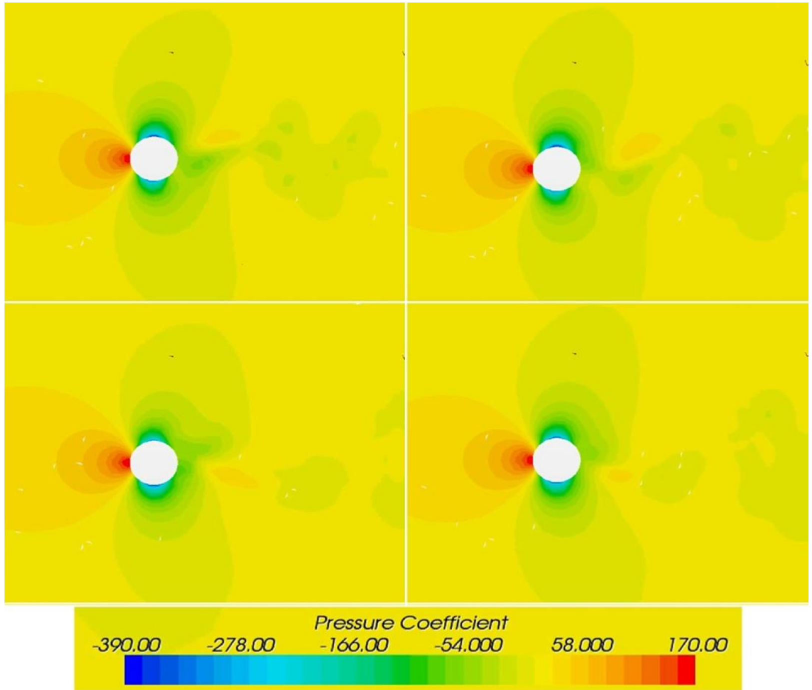

Figura 2.13 - Imagens de um ciclo de desprendimento de vórtices desenvolvida no presente estudo do coeficiente de pressão para o cilindro sem furos. No mapa de cores, o vermelho corresponde a pressão mais alta e o azul a pressão mais baixa, como observado na barra abaixo do mapa.

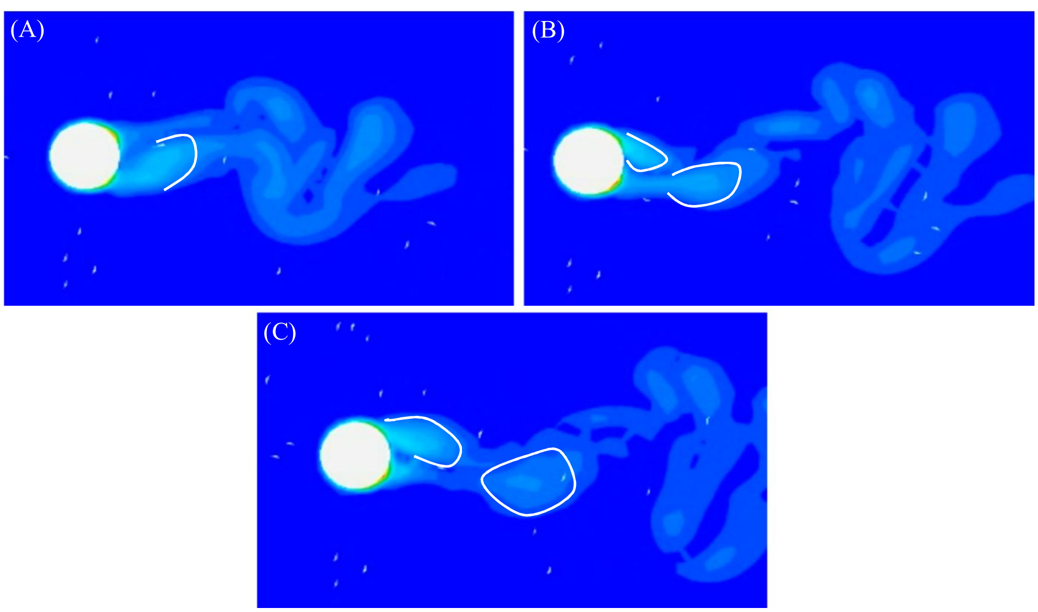

Figura 2.14 - Imagens de simulações desenvolvidas no presente trabalho da energia cinética turbulenta durante um ciclo de desprendimento de vórtice. Destaque em branco corresponde aos vórtices.

Durante o processo de formação para $\mathrm{Re} > 200$, um vórtice cresce mais em uma extremidade do cilindro do que na outra e a direção da vorticidade de um lado tem o sentido horário e do outro anti-horário. Esta abordagem de vorticidade de sinais opostos em um dado momento resulta no desligamento do fornecimento da mesma junto a parede do cilindro (ponto de separação). Neste instante, é quando ocorre o desprendimento do vórtice da parede do cilindro (Figura 2.14 (B)), passando a se propagar na esteira acompanhando o movimento do escoamento (Figura 2.14 (C)) (Sumer e Fredsoe, 2006).

Tendo em vista o número de Reynolds em que os ensaios experimentais e as simulações numéricas foram conduzidos, na ordem de 10^4, de acordo com Sumer e Fredsoe (2006), Zdravkovick (1990) e Lienhard (1966) classifica-se o regime de escoamento do estudo atual como regime subcrítico, no qual as trajetórias dos vórtices (esteira) são totalmente turbulentas, mas a camada limite se mantém laminar (Figura 2.3 e Figura 2.8).

Segundo Tennekes e Lumley (1972) o mecanismo de manutenção da turbulência depende de estruturas tridimensionais presentes no fenômeno de desprendimento de vórtices. Blackburn et. al. (2001) estudou a hidrodinâmica de cilindros sem perfurações em simulações bi e tridimensionais e observou diferenças nas simulações tendo a simulação tridimensional apresentado amplitudes de deslocamento do cilindro mais semelhantes às medidas experimentalmente em ensaios em um tanque de água.

A vorticidade (ω) presente em números de Reynolds mais altos, é uma medida da velocidade rotacional dos elementos do fluido, dada pela equação (2.18) (Blevins, 2001).

$$\omega = \left(\frac{\partial \omega}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z}\right)\vec{i} - \left(\frac{\partial w}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial z}\right)\vec{j} + \left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}\right)\vec{k} \tag{2.18}$$

onde $\vec{i}$, $\vec{j}$ e $\vec{k}$ são os vetores unitários nas direções x, y e z, respectivamente.

Quando consideramos que $\omega = 0$, a teoria do Escoamento Potencial é imposta, de forma que o escoamento é caracterizado como irrotacional. Porém, em alguns pontos do domínio a velocidade potencial deixa de existir, *pontos singulares*, os quais estão associados com fontes de vorticidade para o escoamento (Blevins, 2001).

Utilizando a ferramenta de análise dimensional descrita por diversos autores como, Tavoularis (2005), Blevins (2001) e Tennekes e Lumley (1972) podemos normalizar a frequência de desprendimento de vórtices, em relação à U e a D, logo, este número adimensional é conhecido como número de Strouhal (equação 2.19), o qual pode ser analisado em função do outro número adimensional abordado anteriormente, o número de Reynolds (equação 2.15).

$$St = \frac{f_v D}{U} = St(\mathrm{Re}) \tag{2.19}$$

onde f_v é a frequência de desprendimento de vórtices.

Estudos de Sumer e Fredsoe (2006) e Lienhard (1966) afirmam que a partir de $\mathrm{Re} > 300$ o número de Strouhal permanece praticamente constante ($St = 0,2$) até o começo do regime crítico ($\mathrm{Re} = 3,0 \times 10^5$). Nos estudos experimentais de Schewe (1983), também em um regime subcrítico, um espectro de banda estreita com frequência bem definida indica a ocorrência de desprendimentos de maneira regular em $St = 0,2$. Na Figura 2.15 observa-se claramente este valor do número de Strouhal estabelecido para números de Reynolds que correspondam ao regime subcrítico.

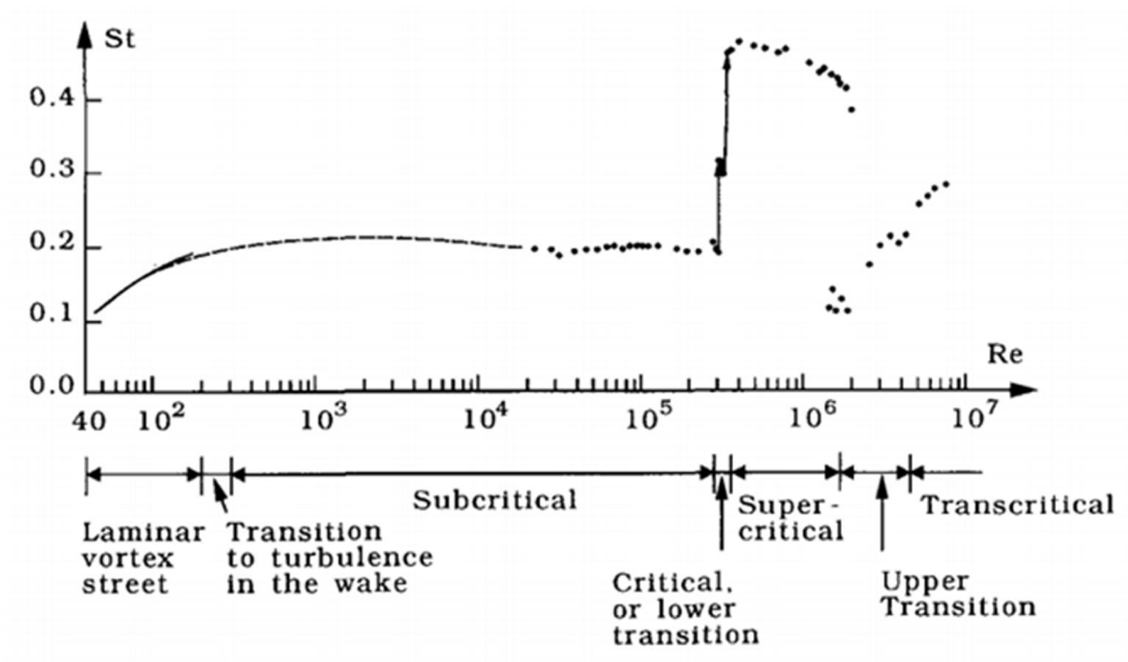

Figura 2.15 - Número de Strouhal para cilindros sem furos em todos os regimes de escoamento, retirado de Sumer e Fredsoe (1983).

As oscilações periódicas da formação e do desprendimento de vórtices ao redor do cilindro resultam também variações periódicas nas componentes de forças hidrodinâmicas. A componente de arrasto sofre vibrações na direção do escoamento e oscila em torno de um valor médio diferente de zero. E a força de sustentação, é resultado de vibrações transversais ao escoamento e tem seu valor médio igual a zero (Sumer e Fredsoe, 2006). A frequência de desprendimento (f_v) de vórtices é igual à frequência de oscilação da força de sustentação e a metade da frequência de oscilação da força de arrasto (Blackburn et. al., 2001).

Novamente utilizando-se do poder da análise dimensional, estabelecemos relações entre variáveis dependentes e independentes resultando em soluções conhecidas como coeficientes numéricos (Blevins, 1990). Neste contexto, as forças de arrasto (F_D) e sustentação (F_L) adimensionalizadas são descritas pelas equações 2.20 e 2.21, respectivamente.

$$C_D = \frac{2F_D}{\rho D U^2} \tag{2.20}$$

$$C_L = \frac{2F_L}{\rho D U^2} \tag{2.21}$$

onde C_D é o coeficiente de arrasto e C_L o de sustentação.

Pela equação (2.22) pode-se transformar o C_L em um coeficiente de raiz quadrática médio ($C_{L_{rms}}$), evitando a análise de um coeficiente de média zero (Sumer e Fredsoe, 2006).

$$C_{L_{rms}} = \sqrt{\overline{C}_L^{'2}} \tag{2.22}$$

onde $\overline{C}_L^{'}$ é a distância até o valor máximo de C_L em cada período de desprendimento.

Valores típicos de coeficientes de arrasto e de sustentação encontrados na literatura para cilindros sem furos foram resumidos na Tabela 2.1.

Tabela 2.1 - Revisão de estudos de parâmetros hidrodinâmicos para cilindros sem perfurações no regime subcrítico.

Autor	C_D	C_{Lrms}	$\frac{L}{D}$	Re	St
Prsic et al. (2014)	1,31	0,54	-	$3,1 \times 10^4$	0,20
Thingbo (2013)	1,0	0,09	-	$3,9 \times 10^3$	0,21
Plew (2005)	1,07	-	10,8	$4,0 \times 10^3$ - $1,3 \times 10^4$	0,21
Blackburn (2001)	1,32	-	26,7	$10^2 - 10^3$	-
Tremblay (2000)	0,99	-	-	$3,9 \times 10^3$	0,22
Schewe (1983)	1,13	0,32	10	$10^4 - 10^6$	0,2
Achenbach e Heinecke (1981)	1,3	-	3,38	$10^4 - 10^6$	0,21
Lienhard (1966)	1,2	-	-	10^4	-

2.3 ESCOAMENTO SOBRE UM CILINDRO PERFURADO

A escassez de estudos na literatura existente para estruturas perfuradas, nos deixa com apenas observações feitas em poucos estudos de estruturas que permitem o fluxo de água em no interior de seu domínio. Em um dos primeiros de poucos trabalhos com cilindros perfurados Alridge et. al. (1978) mediu variações nos coeficientes de arrasto com cilindros de diferentes razões de aspecto e observou a formação de vórtices com a presença de furos na estrutura. Este trabalho sugere um enfraquecimento na formação de vórtices resultado da passagem do fluido pelo interior do cilindro, diminuindo o gradiente de pressão existente devido a presença da estrutura.

As mudanças nos padrões de fluxo geradas pela presença de furos em cilindros circulares podem ser bem complexas. Para uma baixa permeabilidade haverá uma entrada do escoamento na parte frontal do cilindro e um fluxo de saída na região de mínima pressão, causando uma separação prematura. Uma porosidade mais alta resulta em uma mudança em toda a distribuição de pressão (Figura 2.16) e eventualmente diminui a força de arrasto (Mair e Maull, 1971).

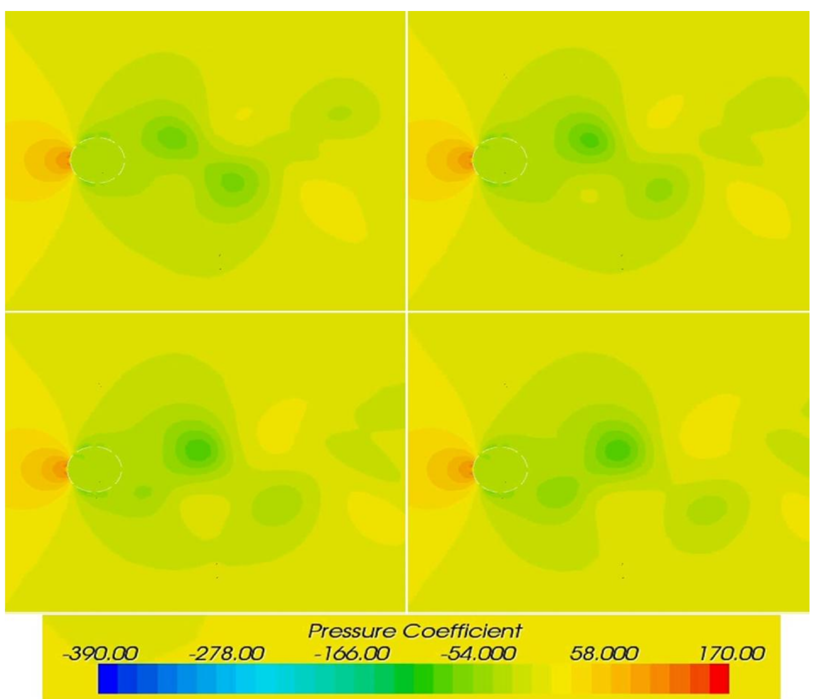

Figura 2.16 - Imagens de um ciclo de desprendimento de vórtices desenvolvida no presente estudo do coeficiente de pressão para o cilindro com furos. No mapa de cores, o

vermelho corresponde a pressão mais alta e o azul a pressão mais baixa, como observado na barra abaixo do mapa.

Zdravkovich e Volk (1972) estudaram experimentalmente a distribuição de pressão estática média ao redor de um cilindro circular acopladas com diversos tipos de revestimentos perfurados. Estes pesquisadores concluíram que a aplicação de revestimentos perfurados a distribuição média da pressão é alterada. Assim como pode ser observado comparando a Figura 2.13 com a Figura 2.16, claramente a baixa pressão existente na Figura 2.13 deixa de existir na Figura 2.16.

Molin (1993) desenvolveu um modelo de escoamento potencial para o arrasto de cilindros ocos perfurados e destacaram o papel de perfuração na diminuição de vibrações induzidas por vórtices (VIV). Funcionando como amortecedores e/ou estabilizadores do momento transferido do fluido para a estrutura (Blevins, 2001). Da mesma maneira Zdravkovich e Volk (1972) atribuem duas funções principais à presença de furos em estruturas cilíndricas:

- Perturbar quaisquer flutuações bem correlacionadas resultantes do desprendimento de vórtices ao redor e ao longo do objeto cilíndrico;
- Providenciar aumento no amortecimento aero e hidrodinâmico de vibrações laterais.

Mair e Maull (1971) discutiram a possibilidade da formação de vórtices mais a jusante do cilindro em áreas maiores de perfuração se comparado com cilindros sem furos. Outra observação feita pelo autor foi a de uma diminuição na intensidade da turbulência na região da esteira próxima ao cilindro perfurado.

Adotamos o parâmetro de permeabilidade (β), na equação (2.23), para caracterizar a perfuração feita nos cilindros (Osgood, 2000; Molin, 1993):

$$\beta = \frac{N_f A_p}{A_t} \tag{2.23}$$

onde N_f é o número de furos da parte submersa do cilindro, A_p corresponde a área da parte perfurada e A_t a área total.

Para efeito comparativo buscou-se informações sobre estudos em que estruturas de cultivo de organismos marinhos com conchas foram construídas em escalas reduzidas para experimentos em tanques de água. Fredriksson et. al. (2010) estudou coeficientes hidrodinâmicos de estruturas de bandejas verticais de ostras, remontadas em laboratório, em escoamentos uniformes e oscilatórios. Plew (2005) afirma que as arestas pontiagudas de meias de cultivo geram vários pontos em que a separação pode ocorrer, logo, esperamos que o escoamento ao redor da estrutura seja altamente turbulento. No oceano as meias se tornam altamente incrustadas, o que pode ou não adicionar rugosidade e/ou ainda diminuir a permeabilidade preenchendo os vazios entre as conchas (Plew et. al., 2009).

Assim como para cilindros impermeáveis, os valores típicos de coeficientes de arrasto encontrados para cilindros perfurados estão listados na Tabela 2.2.

Tabela 2.2 - Revisão de estudos de parâmetros hidrodinâmicos para cilindros com perfurações no regime subcrítico.

Autor	C_D	$\frac{L}{D}$	*Re*
Fredriksson et al. (2010)	1,04	1,28	$10^5 - 10^6$
Plew et al. (2009)	1,0	5,39	$10^3 - 10^4$
Molin (1993)	0,75 e 1,15	-	-
Alridge et al. (1978)	0,88-0,94	2,67-7,92	$10^4 - 10^6$

A comparação dos coeficientes de arrasto pesquisados na Tabela 2.1 e na Tabela 2.2 evidencia o que Molin (1993) e Mair e Maull (1971) já haviam argumentado sobre uma possível redução do coeficiente de arrasto médio na presença de perfuração nos cilindros.

3 MATERIAIS E MÉTODOS

3.1 ARRANJO EXPERIMENTAL

Os experimentos em laboratório foram desenvolvidos em um canal de vidro com dimensões de *16 m* de comprimento, seção transversal retangular de *0,71 m* de largura por *0,79 m* de altura. Na Figura 3.1 observa-se que as paredes laterais e o fundo do canal são de vidro comum, os quais estão apoiados em uma estrutura metálica reticulada com blocos de isopor entre eles para evitar variações térmicas e ainda absorver vibrações (Coelho, 2008). Durante o deslocamento da plataforma sobre o trilho localizado na parte superior das paredes laterais do tanque de água. Durante os ensaios, o canal foi preenchido com água doce até *0,61 m* de altura.

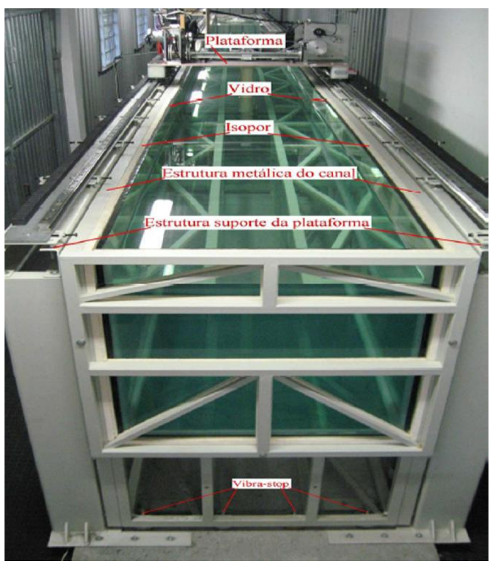

Figura 3.1 - Estrutura do tanque e com a plataforma sobre este, retirado de Coelho (2008).

Utilizou-se uma estrutura suporte para fixar verticalmente os cilindros (*80 cm* de comprimento) na plataforma (Figura 3.2), de modo que *50 cm* do cilindro estivessem submersos. Os quais foram deslocados por uma distância de *10 m*. As estruturas cilíndricas usadas foram três tubos de PVC de diâmetro externo de *40 mm* (Figura 1.2 (B)), dentre eles dois são perfurados com furos de diâmetro *8,5 mm* e *10 mm*, correspondendo a áreas perfuradas de *18%* e *42%* (equação 2.23), respectivamente.

Figura 3.2 - (A) Estrutura fixadora das células de carga na plataforma; (B) Estrutura fixador dos cilindros nas células de carga. Nota-se em destaque em vermelho sólido a célula de carga que media a força transversal ao deslocamento da plataforma e pontilhado que media a força alinhada ao escoamento.

A geometria é um dos mais importantes parâmetros para se determinar a força que um fluido exerce sobre uma estrutura (Blevins, 2001). A geometria de um cilindro é caracterizada pelo comprimento (L) e pelo diâmetro (D). A razão destas duas características é conhecida como razão de aspecto (L/D). Para o cilindro utilizado no presente estudo (Figura 3.3 (A)) a razão de aspecto calculada foi de *12,5* e para uma estrutura de cultivo real de cultivo de mexilhões (Figura 3.3(B)) uma razão de aspecto de *32* geralmente é observada. Ambas possuem um comprimento significativamente superior ao diâmetro, caracterizando este tipo de estrutura como esbeltas.

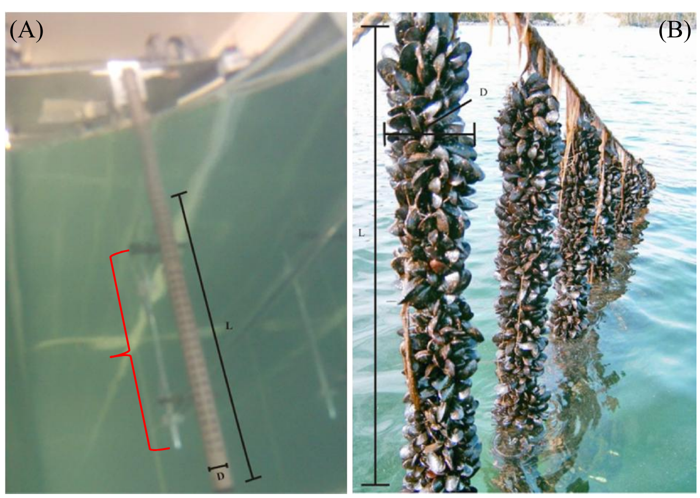

Figura 3.3 - Representação de parâmetros geométricos da razão de aspecto. (A) Cilindro perfurado submerso fixado na plataforma. Nota-se em destacado em vermelho o sensor de filme quente posicionado na esteira próxima ao cilindro; (B) Meia de cultivo tamanho real, retirado de Canada (2012).

Outra característica que é inerente do sistema em questão é a frequência natural da estrutura (F_n), a qual pode ser calculada pela equação (3.1) (Thomson, 1988):

$$f_n = \sqrt{\frac{K}{m}} \tag{3.1}$$

onde K é a rigidez e m a massa da estrutura.

Outro método, este experimental, foi utilizado para determinar a frequência natural do sistema. Sem colocar o carro em movimento, deixamos o cilindro fixo na estrutura suporte com as células de carga e forçou-se o cilindro a vibrar manualmente (decaimento). O sinal mensurado e processado está representado na Figura 3.4.

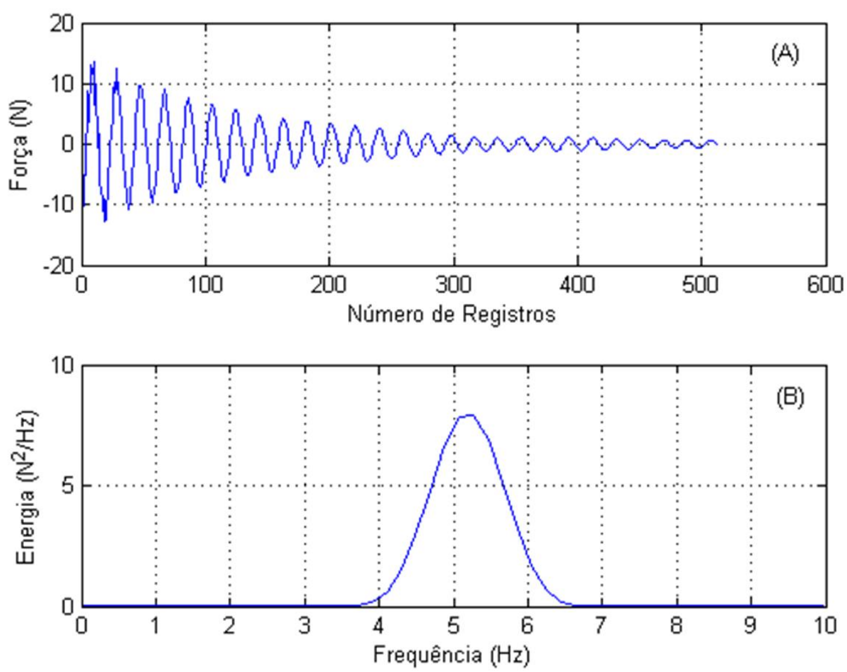

Figura 3.4 – Gráficos do teste de decaimento. (A) Série temporal do teste; (B) Espectro de energia do sinal obtido no teste.

A Figura 3.4 (A) mostra um amortecimento característico da rigidez da estrutura (Thomson, 1988) e a Figura 3.4 (B) indica em que frequência se concentra a maior energia de oscilação da força, logo, a frequência natural da estrutura utilizada neste estudo é de $f_n = 5,2\,Hz$.

Os ensaios em laboratório no tanque de água com o cilindro fixo pela extremidade superior na plataforma foram conduzidos em quatro velocidades constantes (U) entre *0,3 m/s* e *0,6 m/s*. Novamente utilizando da análise dimensional calcularam-se as velocidades reduzidas, U_r (equação 3.2).

$$U_r = \frac{UT_n}{D} \tag{3.2}$$

onde T_n corresponde ao período natural da estrutura, ou o inverso da frequência natural (f_n).

Considerando o número de Strouhal teórico apresentado na equação (2.19) é possível calcular as frequências de desprendimento de vórtices teóricas para cada velocidade de ensaio (Tabela 3.1).

Tabela 3.1 – Frequência teórica de desprendimento de vórtices**.**

Re	U_r	$f_v\,(Hz)$
$2,4\times10^4$	2,88	3,0
$2,0\times10^4$	2,40	2,5
$1,6\times10^4$	1,92	2,0
$1,2\times10^4$	1,44	1,5

Os sistemas de sensoriamento utilizados constituem-se de duas células de carga (Figura 3.2 (B)) e de dois sensores de filme quente (Figura 3.3 (A) e Figura 3.5) para medir as alterações das características da interação estrutura fluido com a presença de furos nos cilindros. A primeira gerou dados do comportamento da estrutura com incidência do escoamento sobre esta e a segunda nos mostrou a resposta do fluido com a presença da estrutura. Deve-se ressaltar que as medições foram todas simultâneas e com uma mesma frequência de amostragem ($F_a = 100$ amostras por segundo) para todos os sensores utilizados. Um intervalo de 8 minutos para estabilização da água no canal foi adotado entre cada sessão de ensaio. Três replicatas de cada velocidade para cada ensaio foram feitas para garantir a validade dos experimentos.

3.2 INSTRUMENTAÇÃO

3.2.1 Medição das forças hidrodinâmicas

A reação da estrutura na interação com o fluido foi analisada medindo forças de arrasto e sustentação, o que foi viabilizado através da instalação de células de carga no conjunto estrutural de fixação dos cilindros (Figura 3.2 (A)).

Duas células de carga de *5 Kg* foram utilizadas, como pode ser observado na Figura 3.2 (B), para medirmos as forças alinhadas com a direção do escoamento (arrasto) e outra para a força transversal ao escoamento (sustentação). O silicone branco (Figura 3.2 (B)) possui sensores de tensão que ao estarem sujeitos às forças hidrodinâmicas sofrem uma deformação, resultando em gradientes de voltagens (Δv), os quais foram inseridos na equação (3.3) para conversão unidades de força (Newtons).

$$F_H = \frac{\Delta v\, C}{S\, E} \tag{3.3}$$

onde Δv é a medição obtida da variação da voltagem com a ação do escoamento sobre a estrutura, C é a capacidade máxima da célula de carga em questão ($C = 5\ Kg$), S é sensibilidade especificada no manual do instrumento $S = 2{,}1\, {}^{mV}\!/_{V}$ e E é a voltagem de excitação da célula ($E = 5\ Kg$).

A calibração da célula foi efetuada no mesmo programa de aquisição, no qual para cada ensaio realizado corrige-se através de uma ponte de *Nulling* a deformação sofrida pelo uso anterior das células. Deixando sempre a voltagem inicialmente medida próxima de zero. Se verificou a validade do programa através de medições com pesos conhecidos fora do tanque.

3.2.2 Medição do desprendimento de vórtices

Os Anemômetros de Temperatura Constante (ATC) possuem resoluções espaciais, temporais e de amplitude suficientemente altas para medir as características da turbulência nas menores escalas dinâmicas (Tavoularis, 2005). Nos dias atuais, existem sensores que relacionam a transferência de calor convectiva para o fluido ao redor com a velocidade do fluido (Dantec, 2012). Utilizando de sensores de filme quente que através de flutuações nas velocidades do fluido uma voltagem é gerada no sinal de saída. O ATC consiste de uma resistência elétrica exposta ao escoamento. A variação de velocidade do fluido provoca alterações na temperatura alterando o valor da resistência. O ATC possui um amplificador operacional de alta velocidade que detecta a variação da resistência e corrige a sua voltagem de modo a manter a potência elétrica na resistência constante. As variações de voltagem são medidas e associadas à transferência de calor da resistência para o escoamento que, por sua vez, são associados à transferência de calor por convecção. Assim é possível estimar a velocidade de convecção, ou seja, a velocidade do escoamento.

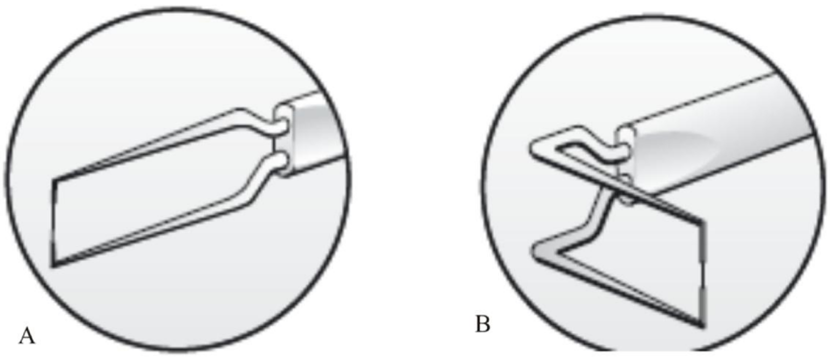

Figura 3.5 - Ilustração dos sensores ATC, retirado de Jorgensen (2004). (A) Sensor posicionado na direção x. (B) Sensor posicionado na direção y.

Um sensor simples foi posicionado alinhado com o escoamento amostrando na direção x (Figura 3.5 (A)), e outro sensor em "L" (Figura 3.5 (B)) foi posicionado para a coleta de dados na direção y. Instalou-se um sensor de cada lado da esteira próxima do limite da camada cisalhante onde geralmente é observada a presença dos vórtices e verticalmente posicionaram-se os sensores aproximadamente no meio do cilindro evitando a interferência do fundo e da superfície sobre as medições (Figura 3.3 (A)).

Cada sensor foi instalado em uma extremidade da estrutura suporte (Figura 3.6), a qual foi fixada na plataforma e arrastada logo atrás do cilindro durante os ensaios (Figura 3.5 (A)).

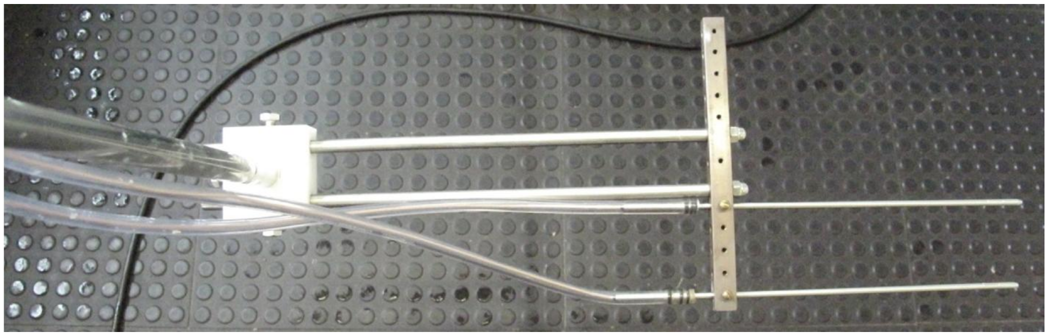

Figura 3.6 - Estrutura de fixação na plataforma para os sensores ATC.

De acordo com a velocidade de ensaio e a perfuração do cilindro a distância do sensor para melhor aquisição do sinal pode mudar, portanto, testes experimentais foram realizados para a definição do melhor local de posicionamento dos sensores para cada velocidade. As distâncias de posicionamento dos anemômetros testadas foram especificadas em função do diâmetro do cilindro (D), logo, captou-se o sinal em distâncias de *0,5D* a *2,5D*, de maneira que se instalou em cinco distâncias diferentes nesta faixa, ou seja, o teste foi realizado de *0,5D* em *0,5D*. Assim determinaram-se as seguintes posições ótimas (Tabela 3.2):

Tabela 3.2 – Posições ótimas de posicionamento do ATC de acordo com as diferentes perfurações do cilindro (β) e e velocidades reduzidas (U_r).

U_r	$\beta = 0\%$	$\beta = 18\%$	$\beta = 42\%$
2,88	1,0	1,5	1,5
2,40	1,0	1,5	2,0
1,92	0,5	1,5	1,5
1,44	1,0	1,5	1,5

É pertinente destacar que para o presente estudo não foi necessário uma calibração, pois estamos interessados somente nas frequências dos sinais mensurados. A calibração seria importante caso o campo de velocidade fosse intenção da pesquisa. Então se inseriu somente as condições do ambiente (temperatura da água) e especificações de cada sensor apenas uma vez antes do primeiro ensaio.

3.3 PROCESSAMENTO INICIAL E ANÁLISE NO DOMÍNIO DO TEMPO

Durante os ensaios se verificou um atraso da plataforma para atingir a velocidade programada para seu deslocamento. Antes da análise dos dados propriamente dita, foi necessário descartar os registros medidos em que a plataforma se encontrava acelerando e desacelerando. Para retirarem-se ruídos característicos de ensaios experimentais neste tipo de estrutura aplicamos um filtro passa baixa, onde as medições de frequências mais altas foram desconsideradas do sinal e em seguida reamostramos o sinal para torná-lo efetivo.

Como se utilizou de análises no domínio da frequência também foi necessário possuir uma série temporal onde o número de registros fosse potência de dois. Assim, selecionou-se o maior número de registros possíveis sempre na parte central do tanque.

Após a seleção inicial dos dados relevantes para a análise, gráficos onde as forças hidrodinâmicas pudessem ser observadas e analisadas de acordo com sua variação ao longo do tempo foram gerados. Analisou-se também através de diagramas criados no Matlab© o comportamento das forças máximas atuantes sobre os cilindros de diferentes parâmetros de permeabilidade e os coeficientes hidrodinâmicos.

3.4 ANÁLISE NO DOMÍNIO DA FREQUÊNCIA

Sabendo que sinais de forças e voltagens variam ao longo do tempo (séries temporais), x(t), e as vibrações na estrutura induzidas pela formação de vórtices é periódica, representa-se através da série de Fourier qualquer movimento periódico por uma série de senos e cossenos que estão harmonicamente relacionados como descrito na equação 3.4 (Newland, 1993; Thomson, 1988).

$$x(t) = \frac{a_0}{2} + a_n \cos \omega_n t + b_n \sin \omega_n t \tag{3.4}$$

onde a frequência angular, ω_n, é dada por $\omega_n = {}^{2\pi}\!/_{T}$, e T é o período da função.

Integrando cada termo da equação sobre o período obtemos os seguintes coeficientes de Fourier (equações 3.5 e 3.6):

$$a_n = \frac{2}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} x(t) \cos \omega_n t \, dt \tag{3.5}$$

$$b_n = \frac{2}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} x(t) \sin \omega_n t \, dt \tag{3.6}$$

Estes podem ser plotados com suas frequências associadas para observarmos as frequências presentes na função em questão. Esta representação gráfica é conhecida como espectro de Fourier (Blevins, 1990). Com o auxílio da computação digital, análises harmônicas atualmente são desenvolvidas com mais eficiência. Um algoritmo computacional conhecido como Transformada Rápida de Fourier (TRF) é utilizado para reduzir o tempo computacional (Thomson, 1988).

Na ferramenta matemática digital Matlab© há vários métodos de análise espectral que utilizam a TRF para determinar as energias espectrais dos sinais. Desenvolveu-se um algoritmo onde a densidade espectral foi determinada. De maneira geral, o comprimento N da TRF e os valores de entrada de x determinam o comprimento da variável de saída e a gama de frequências correspondentes. Para isso, o comprimento padrão N da TRF é 256, ou pode-se utilizar de qualquer potência de dois mais próximas do comprimento do sinal. Neste estudo, o número de registros utilizados na análise espectral foi o padrão.

3.5 SIMULAÇÃO NUMÉRICA

O modelo computacional utilizado para as simulações foi o STAR-CCM+ versão 8.06, no qual os cilindros com e sem furos foram criados através da ferramenta CAD 3D. De mão das estruturas cilíndricas o próprio programa possui ferramentas para a geração de malhas volumétricas que correspondem a discretização do domínio. Em seguida, através do Método de Volumes Finitos, as equações de *Navier-Stokes* foram resolvidas pelo programa através de um modelo de turbulência.

3.5.1 Modelo de Turbulência

Sabe-se que na mecânica dos fluidos, a turbulência ocorre quando forças inerciais são maiores que as forças viscosas, isto é em número de Reynolds mais elevados. Esta é caracterizada por escoamentos *caóticos* (aleatórios) e pode ser dita como a superposição do escoamento médio e as flutuações em torno desta média (CD-ADAPCO, 2013). De maneira resumida, a energia do escoamento médio é transferida para vórtices de larga escala, os quais são progressivamente quebrados em vórtices menores antes de a energia ser dissipada nas menores escalas (Tennekes e Lumley, 1972).

Na modelagem da turbulência, as equações de um escoamento laminar transiente são convertidas em equações da média do tempo. Os termos adicionais resultantes desta operação são chamados de tensões de Reynolds (Patankar, 1980). Assim, qualquer variável $\varphi(x,t)$ do escoamento dependente do tempo e do espaço (e.g. vetor velocidade) é decomposta (equação

3.7), retirando a média ou filtrando, em uma quantidade que pode ser capturada, $\overline{\varphi}(x,t)$, e uma componente que não, $\varphi'(x,t)$ (CD-ADAPCO, 2013).

$$\varphi(x,t) = \overline{\varphi}(x,t) + \varphi'(x,t) \tag{3.7}$$

Modelos de turbulência aplicam o conceito de uma viscosidade turbulenta ou de uma difusividade turbulenta para expressar as tensões e os escoamentos turbulentos. O resultado é que as equações das médias no tempo tem a mesma aparência que as equações para o escoamento laminar, mas os coeficientes laminares de transferência, como viscosidade, difusividade e condutividade são substituídos por coeficientes efetivos (laminar mais turbulento). Do ponto de vista computacional, um escoamento turbulento é equivalente a um escoamento laminar com uma descrição mais complicada da viscosidade (Patankar, 1980).

O modelo computacional utilizado pelo programa STAR-CCM+ nas simulações foi o $k-\varepsilon$ RANS (*Reynolds Averaged Navier Stokes*) onde todas as escalas de turbulência são modeladas. A teoria matemática destes modelos são bem complexas e no estudo atual não foi aprofundada.

3.5.2 Método de Volumes Finitos

Para a resolução das equações de *Navier-Stokes* o STAR CCM+ utiliza-se do Método de Volumes Finitos, o qual consiste na integração das equações diferenciais para cada volume de controle criado. O domínio do problema em questão é dividido em um número de volumes de controles sem sobreposição de modo que um volume esteja em volta de um ponto na grade numérica (Patankar, 1980).

O Método de Volumes Finitos é usado para transformar uma equação governante contínua em uma forma discretizada, pela qual esta possa ser resolvida. A abordagem utilizada foi a segregada, onde as equações do escoamento são resolvidas umas após as outras e em seguida conectadas por uma equação de correção (CD-ADAPCO, 2013). Resumidamente, aplicando este método obtém-se um conjunto de equações lineares algébricas, com o número total de variáveis desconhecidas em cada equação correspondendo ao número de células (volumes de controle) na grade. O método de discretização implícito é o único disponível para uma análise incompressível transiente no STAR CCM+ e, além disto, uma discretização de segunda ordem foi utilizada.

3.5.3 Configurações e Grades Numéricas

O passo de tempo utilizado nas simulações foi ajustado para $\Delta t = 0,01$. O número de interações internas foi de cinco para cada passo de tempo. Estes dois ajustes foram muito mais direcionados para o tempo computacional disponível para executar as simulações do que para obter resultados precisos. O tempo total de cada simulação durou *50 s*, sendo que somente após *20 s* de simulação o resultado convergiu.

Algumas condições de contorno foram aplicadas no domínio computacional:

- Velocidade de entrada do escoamento (*0,3 m/s*);
- Pressão de saída igual a zero;
- Condição de parede é especificada de modo que a velocidade tangencial é zero.

A grade volumétrica foi desenvolvida no próprio STAR CCM+ e pode ser observada na Figura 3.7. A validade desta malha foi testada através de uma ferramenta presente STAR CCM+, chamada relatório do diagnóstico da malha onde os seguintes parâmetros são avaliados:

- Células abertas;
- Células inválidas/vértices de referência;
- Faces de área zero;
- Células de volume zero ou negativas.

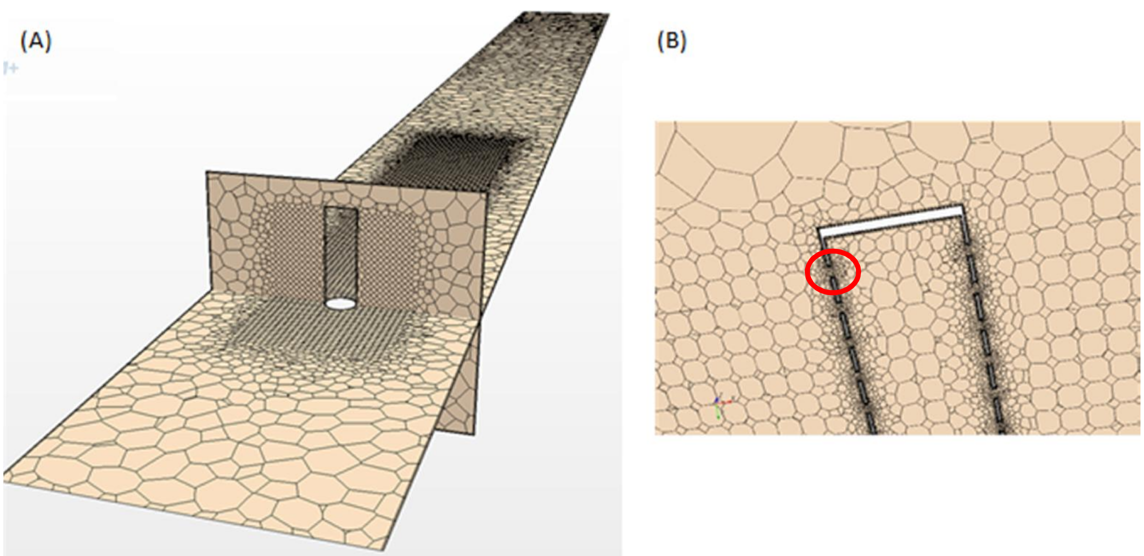

Figura 3.7 – Grade numérica. (A) Grade de todo o domínio na simulação com o cilindro sem furos; (B) Ampliação da grade utilizada na simulação do cilindro perfurado ($\beta = 18\%$). Nota-se no destaque em vermelho o refinamento próximo das perfurações do cilindro.

Após o diagnóstico de validade conclui-se que as grades numéricas criadas estavam aptas para se iniciar as simulações. As simulações numéricas resultaram em dados que nos permitiram analisar o comportamento dos coeficientes hidrodinâmicos no domínio criado e alterações no campo de energia cinética turbulenta na presença de perfurações no cilindro.

4 RESULTADOS E DISCUSSÕES

4.1 AMPLITUDE DAS FORÇAS HIDRODINÂMICAS EXPERIMENTAIS

As amplitudes de oscilações para cada componente de força medidas foram analisadas abaixo através de uma representação gráfica no domínio do tempo dos cilindros em diferentes parâmetros de permeabilidade (β). No primeiro gráfico, trata-se da velocidade reduzida de $U_r = 1,44$.

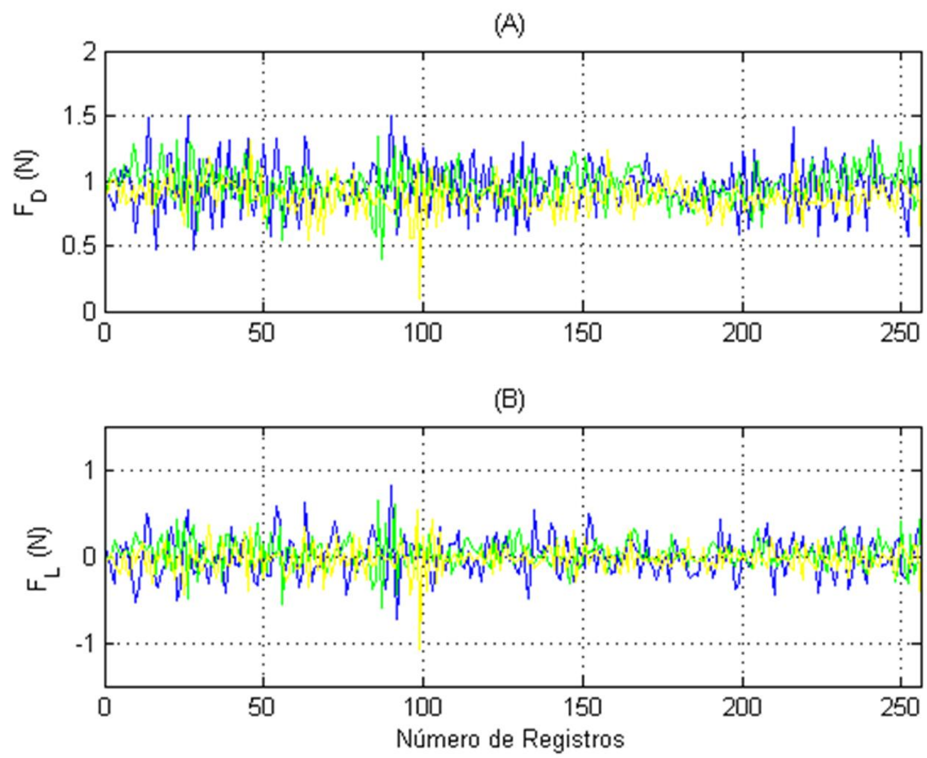

Figura 4.1 - Série temporal das forças hidrodinâmicas medidas em Newtons (N) para um $\mathrm{Re} = 1,2 \times 10^4$. (A) Força de arrasto; (B) força de sustentação. Nota-se que a curva azul corresponde ao cilindro de $\beta = 0\%$, a curva verde representa a variação da força em $\beta = 18\%$ e a curva amarela ao cilindro de $\beta = 42\%$.

Na Figura 4.1 (A), a força de arrasto se manteve entre *0,47 N* e *1,51 N* para o cilindro sem furos, entre *0,40 N* e *1,41 N* para $\beta = 18\%$, e para o cilindro de maior perfuração entre *0,09 N* e *1,32 N*. Desta maneira, a amplitude de oscilação da força de arrasto sofreu apenas uma leve diminuição nos ensaios com cilindros perfurados.

Na Figura 4.1 (B), a força de sustentação oscilou entre *-0,73 N* e *0,82 N* para $\beta = 0\%$**,** para o cilindro de perfuração intermediária houve uma oscilação entre *-0,59 N* e *0,64 N*, e para $\beta = 42\%$ entre *-1,08 N* e *0,54 N*. Agora para a força na direção transversal (F_L) ao escoamento a presença de furos no cilindro alterou muito pouco as amplitudes de oscilação.

A seguir podem-se analisar as séries temporais das forças hidrodinâmicas para $U_r = 1,92$.

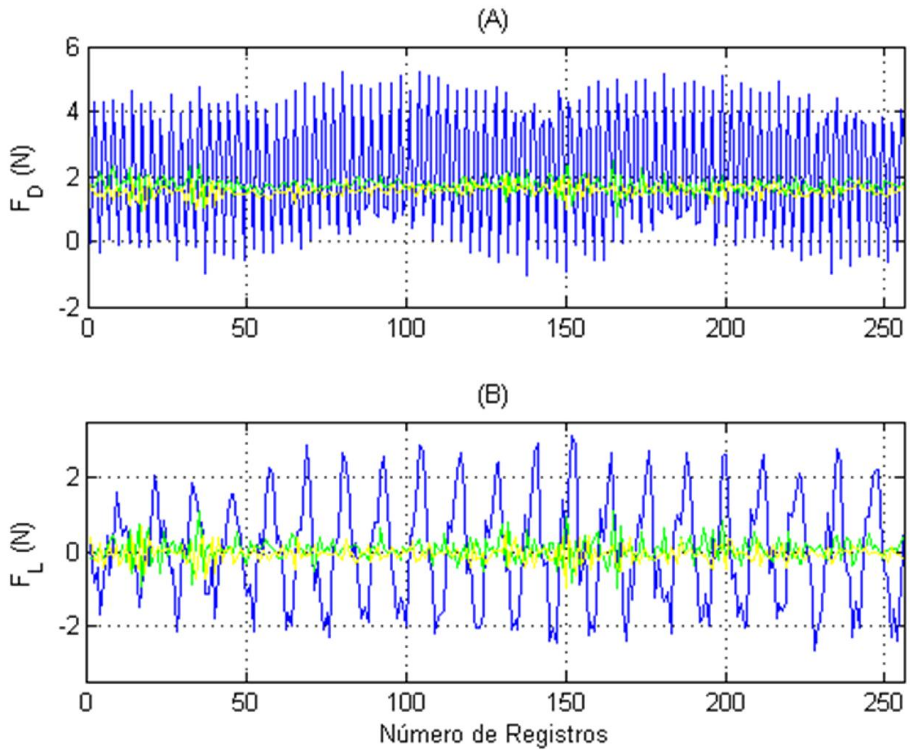

Figura 4.2 - Série temporal das forças hidrodinâmicas medidas em Newtons (N) para um $\mathrm{Re} = 1,6 \times 10^4$. (A) Força de arrasto; (B) força de sustentação. Nota-se que a curva azul corresponde ao cilindro de $\beta = 0\%$, a curva verde representa a variação da força em $\beta = 18\%$ e a curva amarela ao cilindro de $\beta = 42\%$.

Na Figura 4.2 (A), a força de arrasto se manteve entre *-1,07 N* e *5,24 N* para o cilindro sem furos, entre *-0,77 N* e *2,50 N* para $\beta = 18\%$, e para a maior perfuração entre *-0,97 N* e *2,07 N*. Claramente nesta velocidade do escoamento a amplitude de oscilação da F_D é atenuada na presença de perfurações nos cilindros.

Na Figura 4.2 (B), a força de sustentação oscilou entre *-2,67 N* e *3,12 N* para $\beta = 0\%$, entre *-1,00 N* e *1,00 N* para o cilindro de perfuração intermediária, e entre *-1,01 N* e 0,*68 N* para $\beta = 42\%$. Pode-se observar uma grande amplitude de oscilação da F_L para o cilindro sem furos, porém, a área perfurada diminuiu a amplitude do sinal desta força.

Aumentando a velocidade para $U_r = 2,40$ obteve-se os seguintes registros das forças hidrodinâmicos:

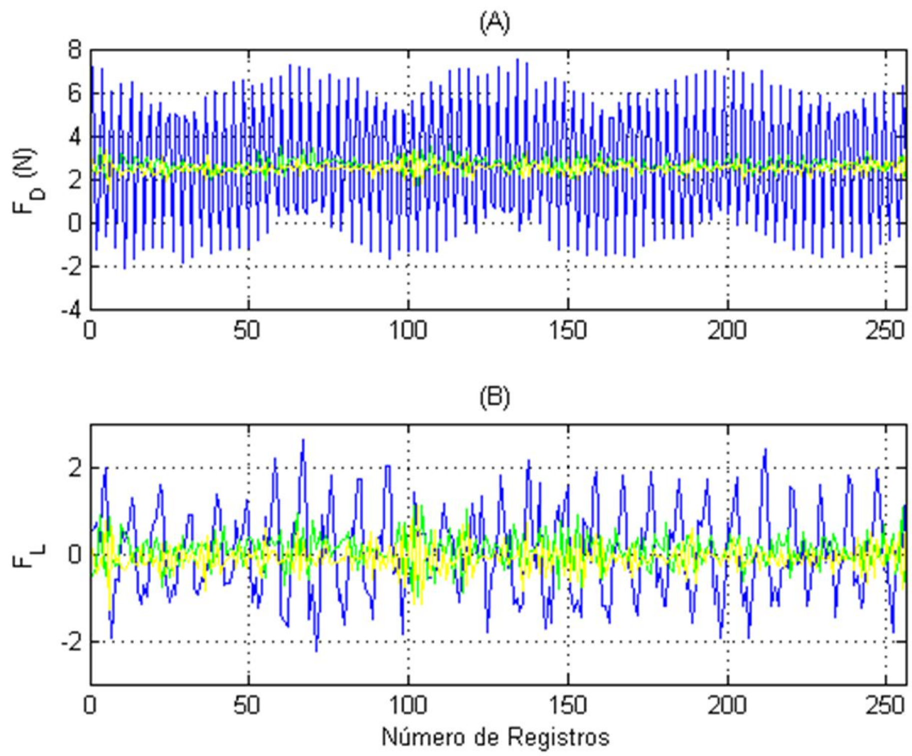

Figura 4.3 - Série temporal das forças hidrodinâmicas medidas em Newtons (N) para um $\mathrm{Re} = 2,0 \times 10^4$. (A) Força de arrasto; (B) força de sustentação. Nota-se que a curva azul corresponde ao cilindro de $\beta = 0\%$, a curva verde representa a variação da força em $\beta = 18\%$ e a curva amarela ao cilindro de $\beta = 42\%$.

Na Figura 4.3 (A), a força de arrasto se manteve entre *-2,095 N* e *7,49 N* para o cilindro sem furos, entre *1,67 N* e *3,60 N* para $\beta = 18\%$, e para o cilindro de maior perfuração entre *1,43 N* e *3,35 N*. Repetiu-se a atenuação de oscilações observadas na força de arrasto anterior, ficando evidente a influência da área perfurada na diminuição da força de arrasto atuante sobre o cilindro.

Na Figura 4.3 (B), a força de sustentação oscilou entre *-2,23 N* e *2,63 N* para $\beta = 0\%$**,** entre *-1,21 N* e *1,10 N* para o cilindro de perfuração intermediária, e entre *-1,3 N* e *1,12 N* para

$\beta = 42\%$. Assim como a força de arrasto, a força de sustentação apresentou uma atenuação na presença de furos no cilindro.

Por fim, analisou-se a série temporal das forças para $U_r = 2,88$.

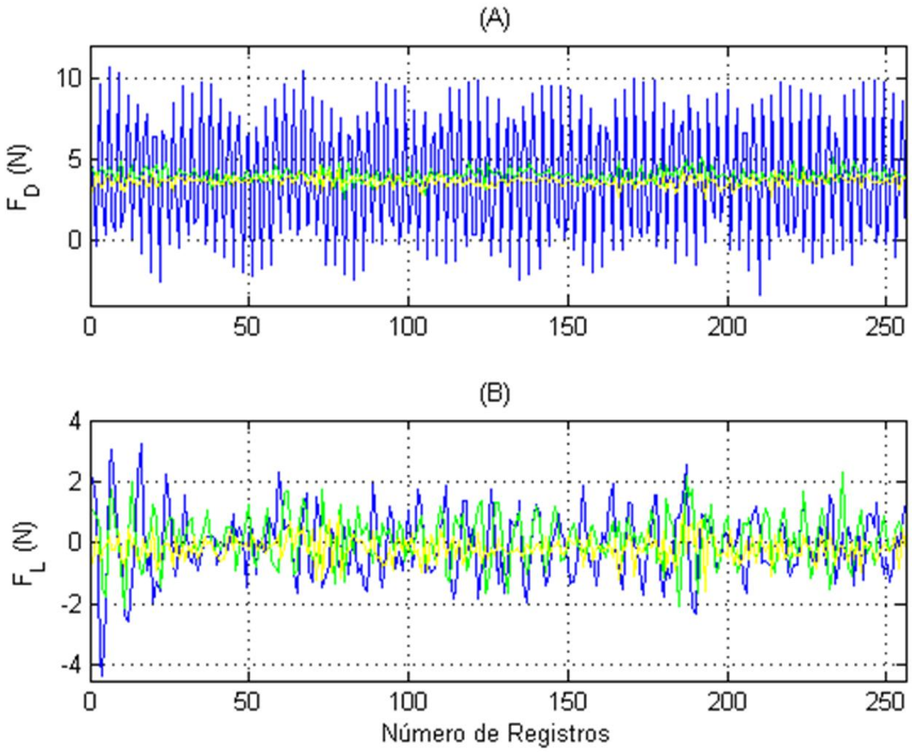

Figura 4.4 - Série temporal das forças hidrodinâmicas medidas em Newtons (N) para um $\mathrm{Re} = 2,4 \times 10^4$. (A) Força de arrasto; (B) força de sustentação. Nota-se que a curva azul corresponde ao cilindro de $\beta = 0\%$, a curva verde representa a variação da força em $\beta = 18\%$ e a curva amarela ao cilindro de $\beta = 42\%$.

Na Figura 4.4 (A), a força de arrasto se manteve entre *-3,40 N* e *10,62 N* para o cilindro sem furos, entre *2,50 N* e *5,10 N* para $\beta = 18\%$, e para o cilindro de maior perfuração entre *2,55 N* e *4,58 N*. A presença de furos no cilindro mais uma vez mostrou atenuar as amplitudes de oscilação do sinal de força de arrasto.

Na Figura 4.4 (B), a força de sustentação oscilou entre *-4,36 N* e *3,24 N* para $\beta = 0\%$, entre *2,13 N* e *2,32 N* para o cilindro de perfuração intermediária, e entre *1,3 N* e *1,12 N* para $\beta = 42\%$. Assim como para F_D, F_L foi bem atenuado com o aumento de β**,** ou seja, com o aumento da área total dos furos. Mas a alteração na força de sustentação não foi tão intensa.

As reduções de amplitudes de oscilações observadas nas análises das séries temporais das forças hidrodinâmicas, principalmente na Figura 4.2, Figura 4.3 e Figura 4.4, podem estar relacionadas com a mudança no gradiente de pressão resultantes da entrada do fluido no interior do cilindro, como argumentado por Molin (1993), Zdravkovich e Volk (1972) e Mair e Maull (1971).

4.2 FORÇAS HIDRODINÂMICAS MÁXIMAS EXPERIMENTAIS

Visando observar a influência da perfuração nas forças hidrodinâmicas máximas exercidas pelo fluido sobre a estrutura desenvolveu-se um diagrama que compara as forças máximas registradas em cada velocidade do escoamento, ou seja, para cada número de Reynolds analisado experimentalmente nas diferentes parâmetros de permeabilidade (β).

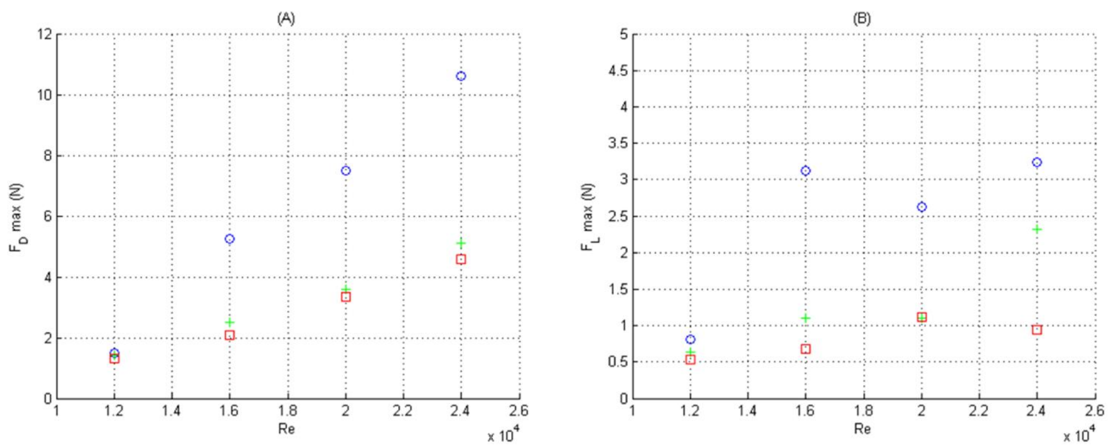

Figura 4.5 – Diagrama de forças hidrodinâmicas máximas observadas nos diferentes números de Reynolds. (A) Força de arrasto; (B) Força de sustentação. Nota-se que os círculos azuis correspondem ao cilindro de $\beta = 0\%$, a cruz verde é atribuído a $\beta = 18\%$ e o quadrado vermelho corresponde a $\beta = 42\%$.

Para o número de Reynolds mais baixo nas três perfurações a força de arrasto máxima medida (Figura 4.5 (A)) se manteve em torno de *1,5 N*. Ao contrário, neste mesmo número de Reynolds, a atenuação da força de sustentação (Figura 4.5 (B)) com a presença de furos, ocorre mesmo que por pouca diferença. Ao analisarmos a F_D em *Re* mais altos se observou atenuações mais evidentes, mais especificamente, para $\mathrm{Re} = 2,4 \times 10^4$ nota-se uma diferença de aproximadamente *6 N* entre o cilindro sem perfuração e o cilindro de maior perfuração. Da mesma forma, $F_{L_{Máx}}$ do cilindro com perfurações, para *Re* mais altos, se mostram bem abaixo dos valores medidos para o cilindro onde $\beta = 0\%$.

4.3 NÚMERO DE STROUHAL

A transformação de domínios executada nos sinais de voltagem mensurados pelos sensores de filme quente (ATC) resultou em espectros de energia das diferentes perfurações para cada sensor (direções x e y). A frequência do espectro de energia foi normalizada pelo diâmetro do cilindro (D) e pela velocidade característica do escoamento (U), desta forma, a frequência onde a maior energia se concentra (frequência de pico) corresponde ao número de Strouhal (St - equação 2.19).

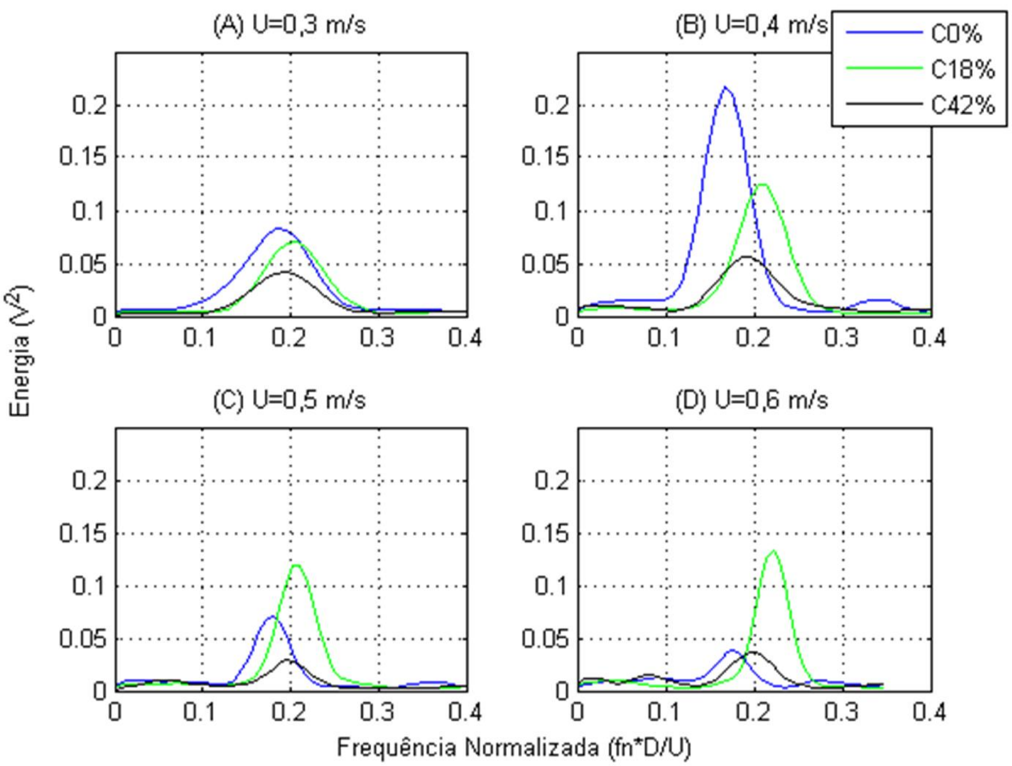

Figura 4.6 - Espectros de energia do sensor na direção x nas diferentes velocidades de ensaio. Na legenda, *C0%* representa $\beta = 0\%$, *C18%* é o cilindro onde $\beta = 18\%$ e *C42%* corresponde a $\beta = 42\%$.

Na Figura 4.6 (A), a frequência normalizada onde a energia se concentra foi de 0,18 no cilindro sem furos e 0,19 para os cilindros de $\beta = 18\%$ e $\beta = 42\%$. Em (B) o cilindro sem furos apresentou $St = 0{,}17$, já os cilindros perfurados de $\beta = 18\%$ e $\beta = 42\%$, apresentaram frequências normalizadas de pico de 0,2 e 0,19, respectivamente. Em (C) as frequências normalizadas onde se observou maiores energias foram de 0,18, para o cilindro sem furos

0,21 para $\beta = 18\%$ de perfuração e 0,19 para uma perfuração de $\beta = 42\%$. Em (D), a frequência normalizada onde a energia esteve mais concentrada foi de 0,18 para **c**, 0,22 para $\beta = 18\%$ e 0,2 para $\beta = 42\%$.

Nestes espectros de energia se verificou números de Strouhal inferiores com os descritos pela literatura, 0,2 (Sumer e Fredsoe, 2006) – ver Tabela 4.1. Nota-se que as frequências normalizadas obtidas para o cilindro sem furos na Figura 4.6 foi um pouco inferior ao das obtidas para os cilindros com perfuração, sugerindo um aumento na frequência do desprendimento de vórtices (f_v) com o aumento do parâmetro de permeabilidade (β).

Tabela 4.1 - Números de Strouhal obtidos nas medições do ATC na direção *y* para as velocidades de ensaio nos diferente parâmetros de permeabilidade.

U_r $\left(U\left(m/s\right)\right)$	$\beta(\%)$	St
1,44 (0,3)	0	0,18
	18	0,19
	42	0,19
1,92 (0,4)	0	0,17
	18	0,20
	42	0,19
2,40 (0,5)	0	0,18
	18	0,21
	42	0,19
2,88 (0,6)	0	0,18
	18	0,22
	42	0,2

Outro fato evidente é que a intensidade do sinal obtido para o cilindro sem furos varia com as diferentes velocidades analisadas. No entanto, para o cilindro com $\beta = 18\%$ esta sem mantêm entorno de 0,1 V^2 e o cilindro onde $\beta = 42\%$ se mantem em torno de 0,05 V^2. Indicando um comportamento aleatório do cilindro onde $\beta = 0\%$, sugere-se a presença de vibrações que podem não estar relacionadas com VIV ou com vibrações próximas da frequência natural da estrutura, resultando em amplificações e aleatoriedade (principalmente na Figura 4.6 (B)).

Desenvolveu se a mesma análise para o sensor posicionado na direção *x*, agora para a direção *y*.

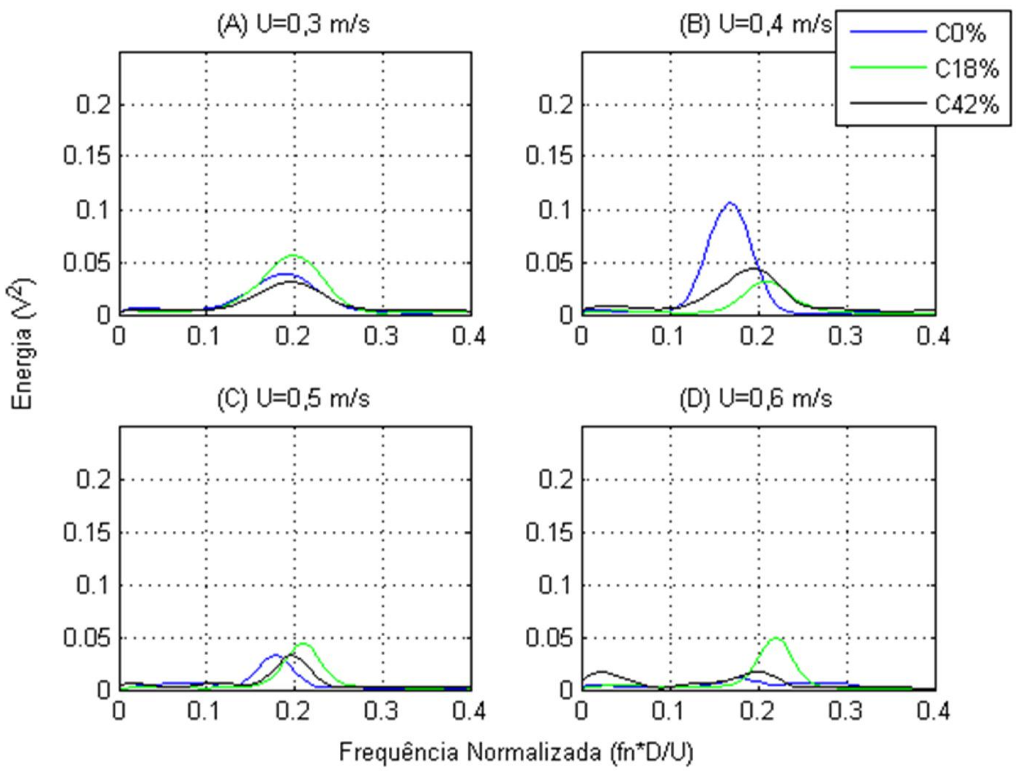

Figura 4.7 - Espectros de energia do sensor na direção y nas diferentes velocidades de ensaio. Na legenda, *C0%* representa $\beta = 0\%$, *C18%* é o cilindro onde $\beta = 18\%$ e *C42%* corresponde a $\beta = 42\%$.

Na Figura 4.7 (A), uma energia de pico foi observada na frequência de 0,19 para todos os três cilindros analisados. No entanto, para a (B) o cilindro sem furos apresentou um $St = 0{,}17$ e para os cilindros com $\beta = 18\%$ e $\beta = 42\%$ observou-se valores de 0,21 e 0,19, respectivamente. Em (C) a frequência normalizada onde a energia esteve mais concentrada foi de 0,18 para $\beta = 0\%$, 0,21 para o $\beta = 18\%$ e 0,19 para $\beta = 42\%$. Por fim, em (D) se observou máxima energia em frequências normalizadas de 0,18, 0,22 e 0,2 para o cilindro sem furos e os dois cilindros perfurados $\beta = 18\%$ e $\beta = 42\%$, respectivamente.

Da mesma forma que foi relatado para os resultados do sensor *x*, o sensor *y* resultou em frequências normalizadas um pouco abaixo do que foi já estudado pela literatura existente (Tabela 4.2). Entretanto, neste sensor a energia resultante do sinal transformado para o domínio da frequência foi um pouco inferior à observada pelo sensor *x*. O aumento da f_v com a presença de furos nos cilindros também foi observado nesta direção do sensor.

O aumento do *St* (frequência de desprendimento normalizada) com a o aumento de área perfurada não confirmou o que foi descrito por Mair e Maull (1971), onde cilindros circulares sofrem com uma diminuição do *St* e somente em maiores áreas perfuradas o autor descreve um aumento na frequência normalizada. Comparando a Tabela 4.1 e a Tabela 4.2 verificou-se idênticos de St, com exceção do cilindro sem furos em uma velocidade de ensaio $U_r = 1,44$. Esta semelhança entre os dois sensores apoia a validade e a precisão na medição das frequências de desprendimento de vórtices.

Tabela 4.2 - Números de Strouhal obtidos nas medições do ATC na direção *y* para as velocidades de ensaio nos diferente parâmetros de permeabilidade.

U_r $\left(U\left(m/s\right)\right)$	$\beta(\%)$	St
1,44 (0,3)	0	0,19
	18	0,19
	42	0,19
1,92 (0,4)	0	0,17
	18	0,21
	42	0,19
2,40 (0,5)	0	0,18
	18	0,21
	42	0,19
2,88 (0,6)	0	0,18
	18	0,22
	42	0,2

4.4 ANÁLISE COMPARATIVA DOS COEFICIENTES HIDRODINÂMICOS

Os coeficientes hidrodinâmicos medidos experimentalmente e calculados numericamente foram comparados nos diferentes parâmetros de permeabilidades (β) pelos diagramas abaixo.

Na Figura 4.8 (A), o C_D médio numérico do cilindro sem furos foi igual a 0,9 e esteve bem próximo dos valores pesquisados na literatura existente (Tabela 2.1), ao contrário, do C_D médio experimental que foi 0,53. Verificou-se ainda que com a presença de furos o coeficiente de arrasto médio numérico apresentou um leve aumento de 2,22% para $\beta = 18\%$ e de 7,22% para $\beta = 42\%$. Nas medições experimentais registrou se uma diminuição de 3,85% para o cilindro de $\beta = 18\%$ e de 12,5% para o cilindro onde $\beta = 42\%$.

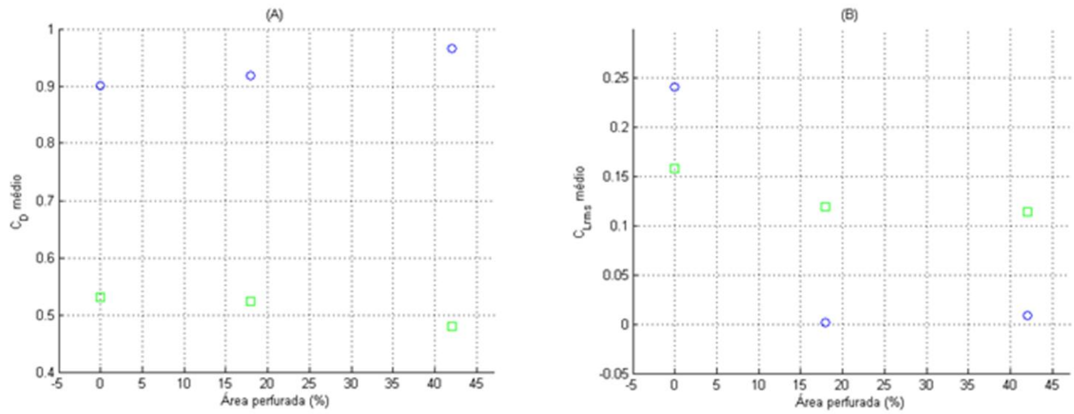

Figura 4.8 – Diagramas dos coeficientes hidrodinâmicos médios numéricos e experimentais em função do parâmetro de permeabilidade (β) do cilindro. (A) Coeficiente de arrasto médio; (B) Coeficiente de raiz quadrático de sustentação médio. Nota-se que os círculos azuis representam os valores da simulação numérica e os quadrados em verde os valores experimentais.

Na Figura 4.8 (B), o $C_{L_{rms}}$ médio numérico para $\beta = 0\%$ foi de 0,24 próximo do obtido por Schewe (1983) (Tabela 2.1). Nesta mesma área perfurada o coeficiente obtido experimentalmente foi menor, 0,16. Para ambos os cilindros perfurados, os coeficientes numéricos obtidos resultaram em uma diminuição de aproximadamente 99% se comparado com o sem perfurações. Já nos resultados experimentais se observou uma diminuição de 24%.

Assim como esperado (Molin, 1993; Alridge et. al., 1978; Zdravkovich e Volk, 1972; Mair e Maull, 1971) os coeficientes de arrasto experimentais obtidos apresentaram uma diminuição com o aumento da área perfurada. Ao contrário do que foi observado nos coeficientes de arrasto numéricos calculados. Para ambas as análises, numérica e experimental, o coeficiente de sustentação de raiz quadrática médio apresentaram uma atenuação com o aumento do parâmetro de permeabilidade (β), sugerindo uma mitigação nas VIV.

4.5 INFLUÊNCIA DA PERFURAÇÃO NA HIDRODINÂMICA DA ESTEIRA

4.5.1 Resultados Experimentais

Em consequência dos números de Strouhal obtidos para o sensor na direção *x* terem sido muito próximos do sensor na direção *y*, nas análises a seguir considerou-se apenas o valor do sensor *x*, o qual apresentou sinais com maiores intensidades. Na Tabela 3.2, já se conseguiu ter uma ideia de como a perfuração nos cilindros muda a distância em que o sinal de desprendimento dos vórtices é mais bem capturado. No cilindro impermeável a variação na voltagem do sensor foi a distâncias de *0,5D* e *1,0D* do cilindro, entretanto, para os cilindros perfurados a distância mínima de posicionamento do sensor de filme quente (ATC) foi de *1,5D*.

A seguir espectros de energia para $\mathrm{Re} = 1,2 \times 10^4$ foram analisados mais afundo, com o intuito de observar este deslocamento da posição ótima de captação do sinal para mais a jusante do cilindro com o aumento de β.

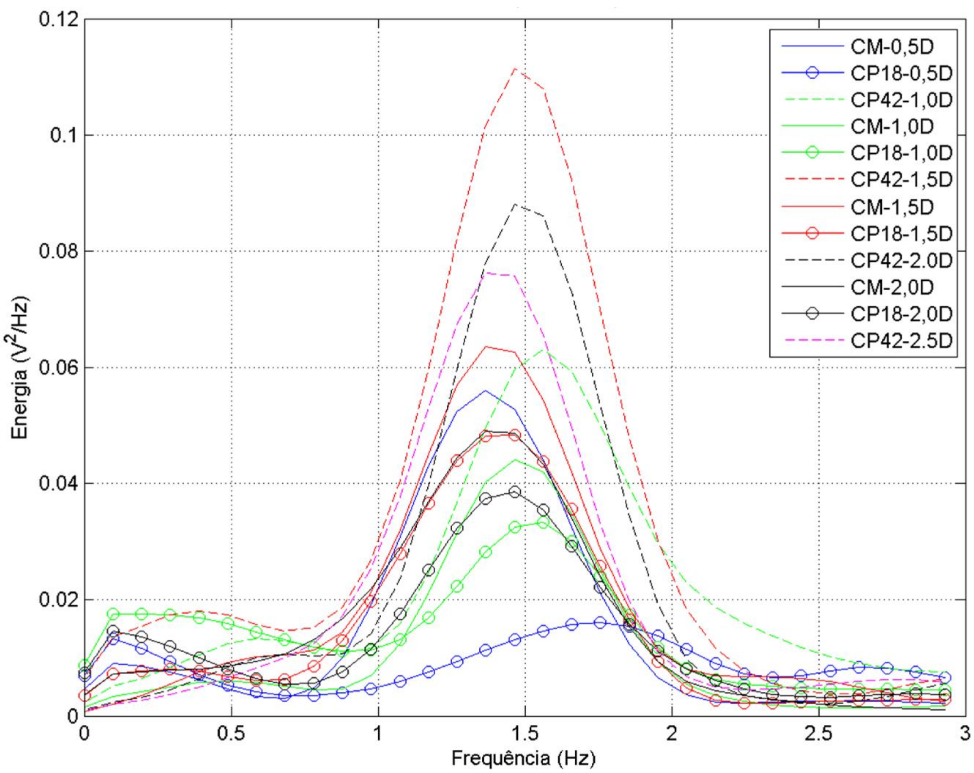

Figura 4.9 - Gráfico, para a velocidade de $U_r = 1,44$**,** da frequência de desprendimento de vórtices medida para cada β e cada posição dos sensores de filme quente na direção *x*. Na legenda, *CM* representa $\beta = 0\%$, *CP18* o cilindro onde $\beta = 18\%$ e *CP42* corresponde a $\beta = 42\%$.

Na Figura 4.9 se verificou que o cilindro sem furos apresentou intensidades de energia semelhantes nas distâncias de *1,0D* e *1,5D*, para a perfuração de $\beta = 18\%$ o sinal mais intenso de desprendimento de vórtices foi quando o sensor de filme quente foi posicionado a *1,5D* e *2,0D* de distância do cilindro, assim como para o de maior perfuração $\beta = 42\%$. Este resultado se mostrou coerente com observações feitas por Mair e Maull (1971).

Para o número de Reynolds $1,6\times10^4$ os seguintes espectros de energia foram obtidos nas diferentes distâncias do cilindro:

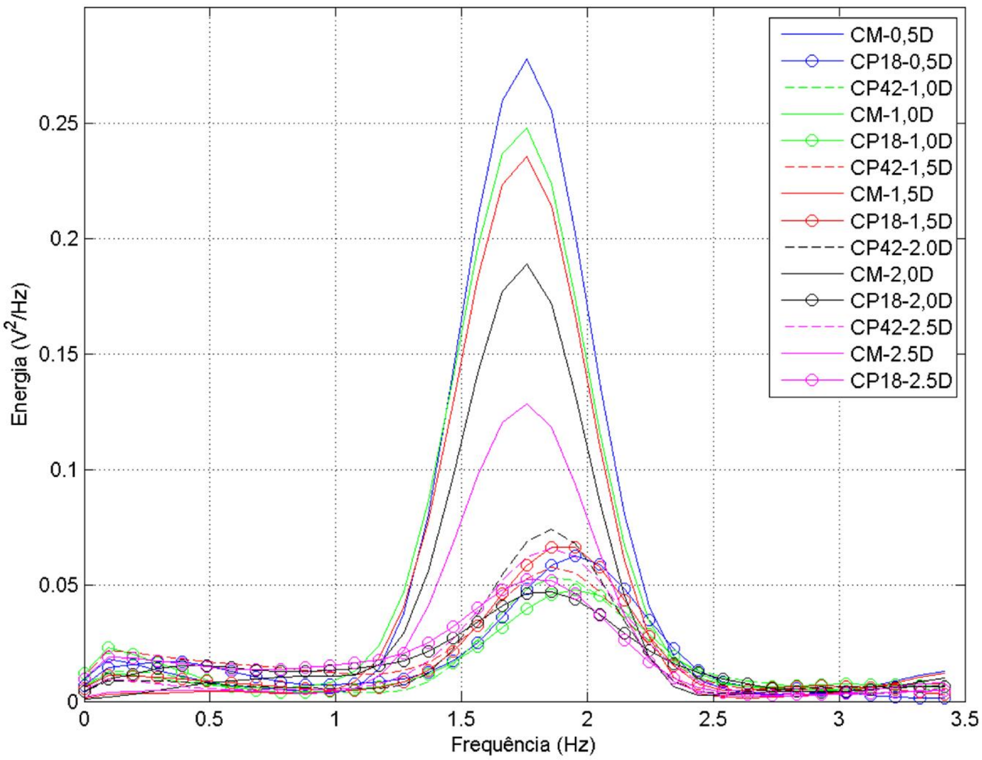

Figura 4.10 - Gráfico, para a velocidade de $U_r = 1,92$**,** da frequência de desprendimento de vórtices medida para cada β e cada posição dos sensores de filme quente na direção *x*. Na legenda, *CM* representa $\beta = 0\%$, *CP18* o cilindro onde $\beta = 18\%$ e *CP42* corresponde a $\beta = 42\%$.

Na Figura 4.10 novamente se observou que para o cilindro sem furos a formação de vórtices em posições mais próximas da estrutura (*0,5D* e *1,0D*) e para o cilindro de $\beta = 18\%$ a posição de *1,5D* apresentou maior energia, apesar de estar bem próxima da distância de *0,5D*. No cilindro de maior área perfurada, o sinal mais energético foi a *2,0D* de distância do cilindro. Novamente indicando que a presença de furos leva ao desprendimento de vórtices mais a jusante do cilindro.

Para $\mathrm{Re} = 2,0\times10^4$ os espectros de energia das voltagens nas diferentes perfurações são analisados.

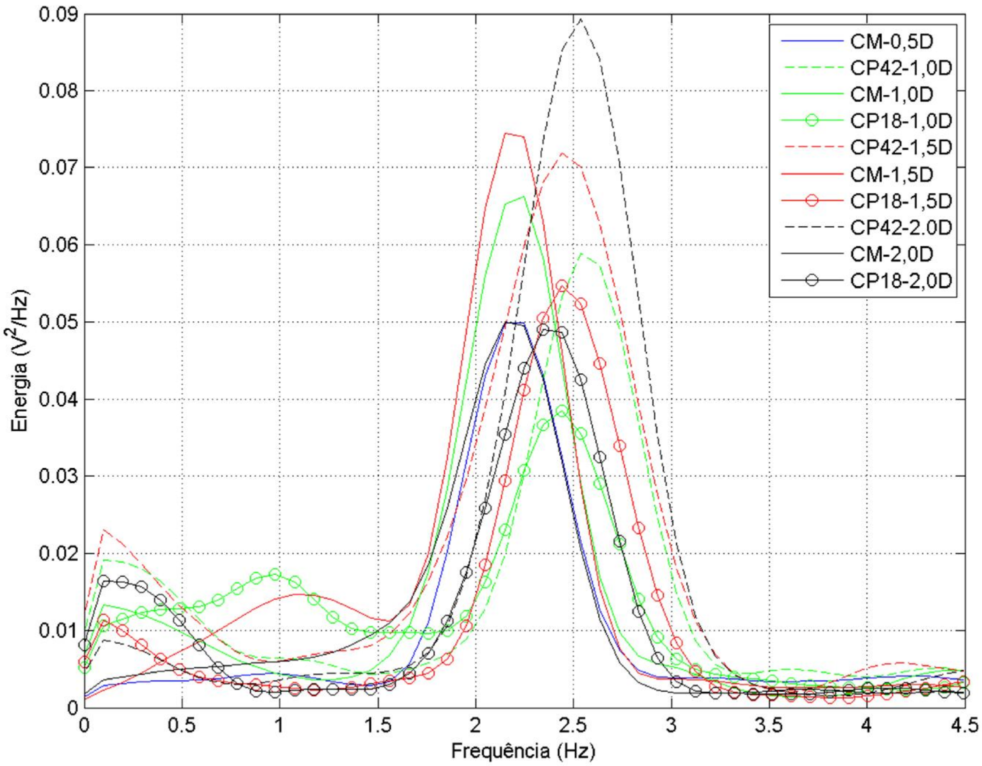

Figura 4.11 - Gráfico, para a velocidade de $U_r = 2,40$**,** da frequência de desprendimento de vórtices medida para cada β e cada posição dos sensores de filme quente na direção *x*. Na legenda, *CM* representa $\beta = 0\%$, *CP18* o cilindro onde $\beta = 18\%$ e *CP42* corresponde a $\beta = 42\%$.

Na Figura 4.11 o cilindro em que $\beta = 0\%$ apresentou sinais semelhantes e mais intensos em distâncias de *1,0D* e *1,5D*, para a menor perfuração energias maiores foram observadas a *1,5D* e *2,0D* de distância, e para o cilindro com *42%* de área perfurada uma energia mais intensa foi observada a *2,0D*. Mais uma vez o trabalho de Mair e Maull (1971) foi coerente com os resultados obtidos nesta análise.

Por fim, para $\mathrm{Re} = 2,4 \times 10^4$ temos:

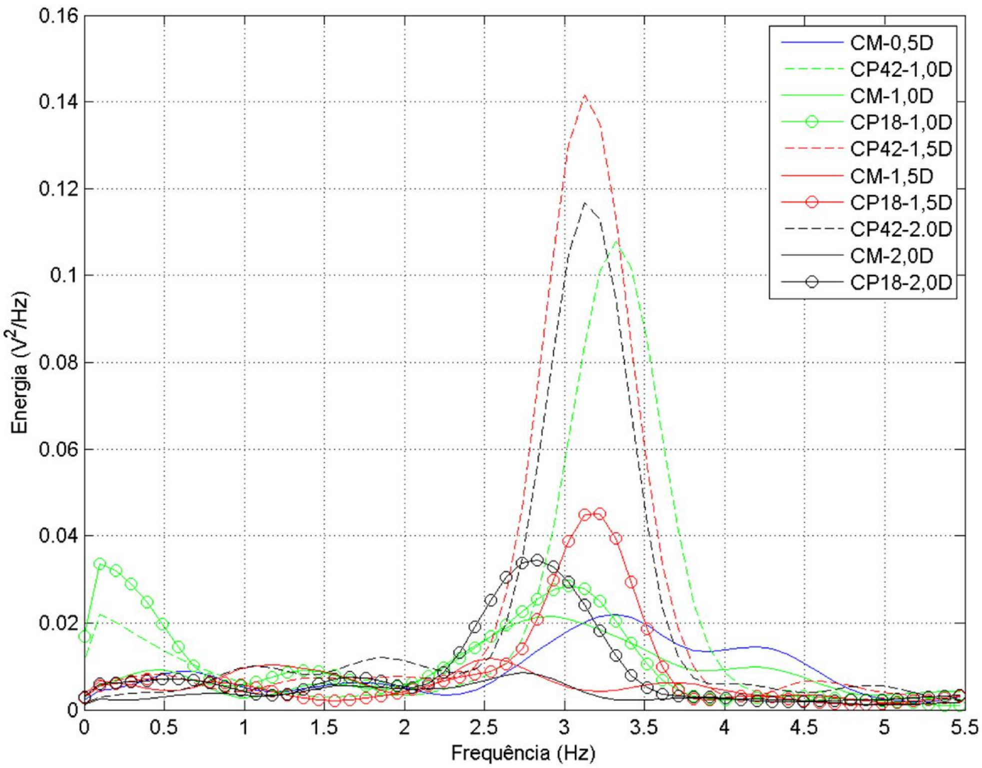

Figura 4.12 - Gráfico, para a velocidade de $U_r = 2,88$**,** da frequência de desprendimento de vórtices medida para cada β e cada posição dos sensores de filme quente na direção *x*. Na legenda, *CM* representa $\beta = 0\%$, *CP18* o cilindro onde $\beta = 18\%$ e *CP42* corresponde a $\beta = 42\%$.

Na Figura 4.12, o cilindro sem furos apresentou energias maiores e bem próximas em *0,5D* e *1,0D*, para os cilindros de $\beta = 18\%$ e $\beta = 42\%$ notamos energias mais intensas a distâncias de *1,5D* e de *2,0D*, resultado que novamente apoia o estudo de Mair e Maull (1971).

O aumento na velocidade do escoamento também parece ter gerado uma tendência de vórtices apresentarem maior intensidade de energia um pouco mais afastado do cilindro, motivo pelo qual nas duas maiores velocidades não foram incorporados os resultados das medições a *0,5D* de distância. Sugere-se que para todos os números de Reynolds (Re) analisados experimentalmente as perfurações exerceram uma influência na formação de vórtices, os quais passaram a ser formados mais a jusante da esteira assim como descrito por Mair e Maull (1971).

4.5.2 Resultados Numéricos

Diante destes resultados experimentais investigou-se este fenômeno também nas simulações numéricas. Assim sendo, desenvolveram-se mapas de cores para a energia cinética turbulenta resultante do escoamento ($\mathrm{Re} = 1,2\times10^4$) incidente sobre os cilindros onde $\beta = 0\%$ e $\beta = 18\%$.

Comparando a Figura 4.13 e a Figura 4.14 observou-se uma mudança de local onde a energia cinética turbulenta mais intensa se encontra. Para $\beta = 0\%$ o desprendimento de vórtices é ocorre na parede do cilindro, onde uma energia cinética turbulenta aparenta ser mais intensa (Figura 4.13). Diferente que para $\beta = 18\%$, pois, podem-se notar intensidades maiores de energia cinética turbulenta mais afastada da parede (Figura 4.14).

Verificou-se, ainda, que o comportamento da esteira turbulenta, ou seja, da propagação dos vórtices após seu desprendimento, se dá de maneira diferente na presença de perfuração no cilindro, indicando um aumento da área de abrangência da esteira. Estas observações do campo de energia cinética turbulenta na esteira do cilindro estão de acordo com o estudo de Mair e Maull (1971). O mesmo estudo argumenta que a presença de furos no cilindro limita o espaço disponível para a posição do ponto de separação. Acredita se que este fenômeno possa ter relação também com o gradiente de pressão alterado, resultante da passagem do fluido pelo interior do cilindro com perfurações (Molin, 1993; Zdravkovich eVolk, 1972).

Portanto, ambas as análises, experimental e numérica, mostraram uma alteração na posição da formação e do desprendimento de vórtices, sugere-se que com o aumento do parâmetro de permeabilidade, β, passa a se observar a ocorrência deste fenômeno mais a jusante da estrutura cilíndrica.

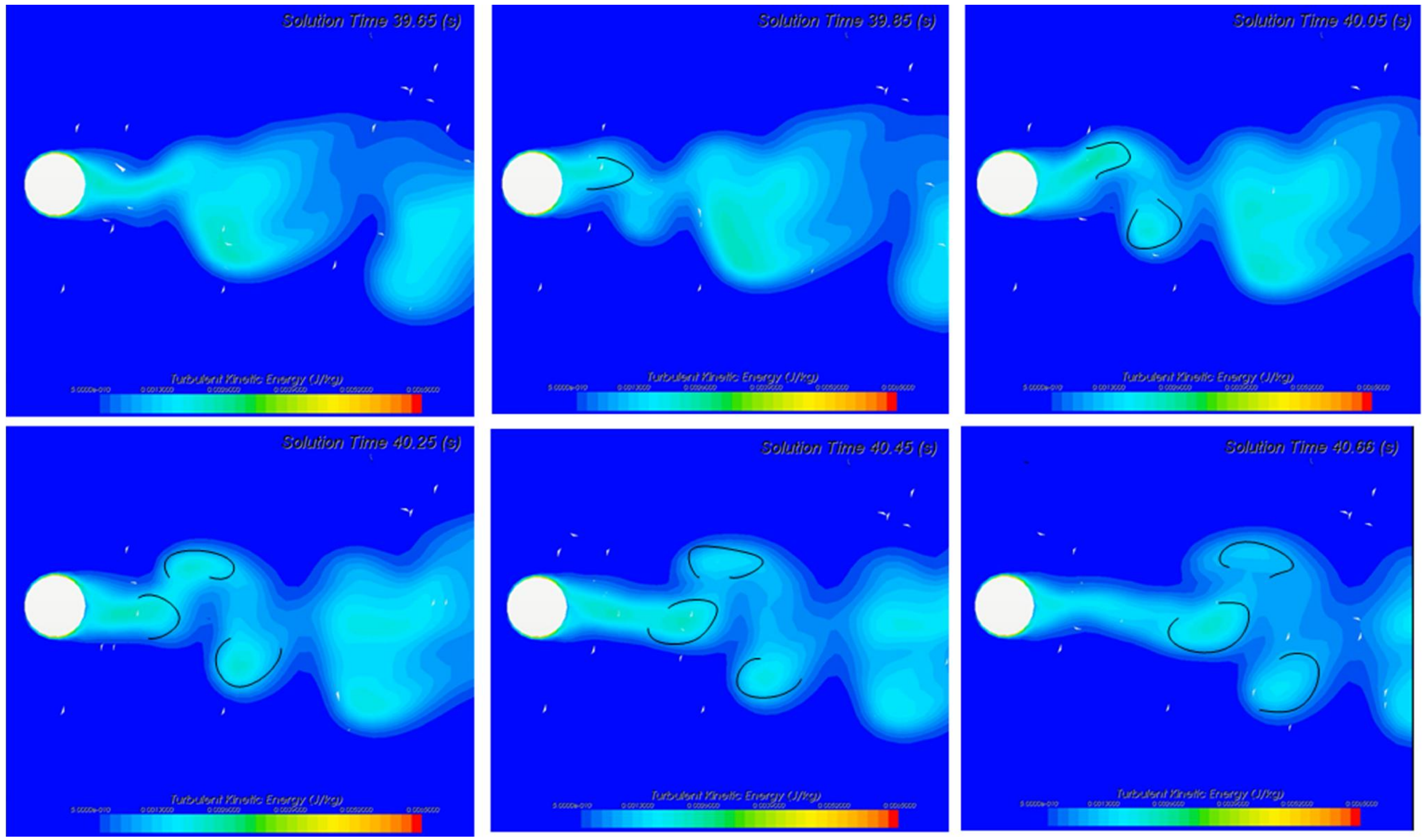

Figura 4.13 – Resultados Numéricos da formação e do desprendimento de vórtices, através de um mapa de cores da energia cinética turbulenta para o cilindro onde $\beta = 0\%$. Nota-se que esta figura apresenta um período de desprendimento e que alguns vórtices estão identificados na figura por curvas pretas. No mapa de cores o valor mínimo em azul corresponde a $5,0\times10^{-10}\left({}^{J}\!/\!_{Kg}\right)$ e o máximo $6,5\times10^{-3}\left({}^{J}\!/\!_{Kg}\right)$.

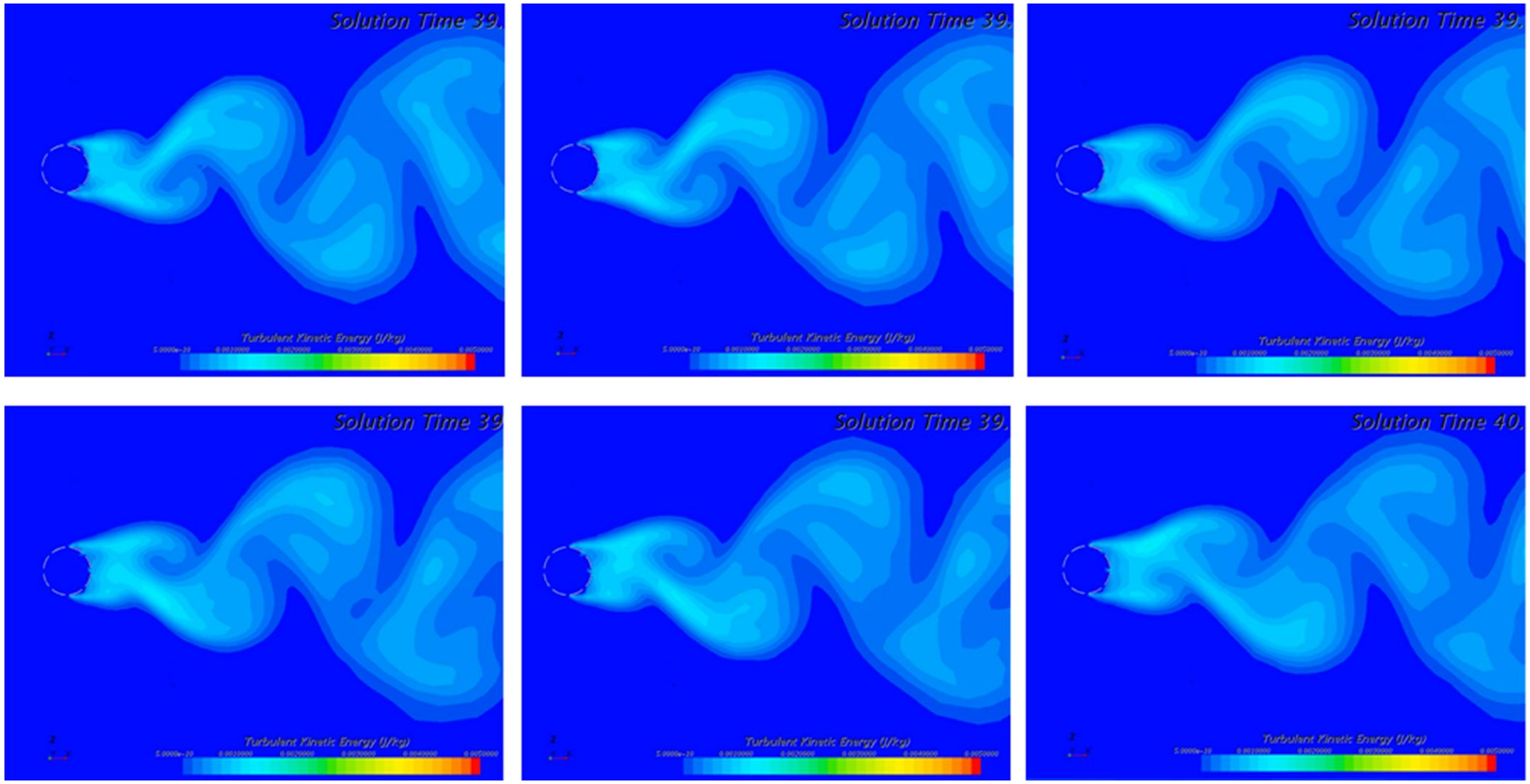

Figura 4.14 - Resultados Numéricos da formação e do desprendimento de vórtices, através de um mapa de cores da energia cinética turbulenta para o cilindro onde $\beta = 18\%$. Nota-se que esta figura apresenta um período de desprendimento e que alguns vórtices estão identificados na figura por curvas pretas. No mapa de cores o valor mínimo em azul corresponde a $5{,}0 \times 10^{-10} \left({}^{J}\!/\!{}_{Kg} \right)$ e o máximo $6{,}5 \times 10^{-3} \left({}^{J}\!/\!{}_{Kg} \right)$

5 CONSIDERAÇÕES FINAIS

5.1 CONCLUSÕES

O estudo do comportamento hidrodinâmico de cilindros perfurados esbeltos sujeitos a um escoamento transversal uniforme foi o passo inicial para preencher uma lacuna existente na literatura atual sobre este tema. Na análise experimental executada em um tanque de água onde os cilindros foram deslocados presos a uma plataforma os resultados foram satisfatórios mais ainda existe um longo caminho a ser percorrido até o estabelecimento de comportamentos hidrodinâmicos padrões destas estruturas. A análise numérica foi muito útil como uma ferramenta auxiliar na investigação de alguns resultados obtidos experimentalmente indicando novas possibilidades apoiando os resultados experimentais. Para ambas as abordagens, experimental e numérica, conclusões iniciais foram atingidas e a metodologia empregada se mostrou bastante promissora. Neste contexto, esta dissertação apresenta as seguintes conclusões:

1. Os furos nos cilindros reduções nas amplitudes das oscilações das forças hidrodinâmicas para os três maiores números de Reynolds analisados experimentalmente podem estar relacionadas com uma mudança no gradiente de pressão resultante da entrada do fluido no interior do cilindro. Pois, para o cilindro perfurado existe a comunicação entre o escoamento externo e o escoamento interno, de forma que a diferença de pressão a montante e a jusante da estrutura seja inferior a esta diferença de pressão para o cilindro impermeável com escoamento externo somente;
2. Com o aumento do parâmetro de permeabilidade (β) do cilindro observou-se uma diminuição nos esforços máximos exercidos pelo fluido sobre o cilindro. Novamente a causa disto aparenta estar relacionada com o novo campo de pressão estabelecido pela presença de furos;
3. O valor do coeficiente de arrasto médio obtido experimentalmente com o cilindro sem furos ($\beta = 0\%$) foi abaixo do esperado se comparados com outros estudos feitos em números de Reynolds semelhantes. Uma possível causa é que a estrutura de fixação das células de carga na plataforma não evitou vibrações que não estivessem relacionados com o fenômeno de Vibrações Induzidas por Vórtices (VIV).

Outra possibilidade é a falta de rigidez do cilindro de PVC ter resultado em um comportamento de cilindro flexível durante os ensaios;

4. O valor do coeficiente de arrasto médio obtido experimentalmente com os cilindros perfurados também esteve abaixo do esperado. No entanto, comparando somente os valores para os cilindros com as três perfurações diferentes ($\beta = 0\%$, $\beta = 18\%$ e $\beta = 42\%$) sugeriu-se uma leve diminuição no coeficiente de arrasto assim como descrito em outros estudos;

5. A intensidade do espectro de energia (do sinal do sensor de filme quente) para o cilindro com $\beta = 18\%$ se manteve próxima de 0,1 V^2 e para o cilindro onde $\beta = 42\%$ em torno de 0,05 V^2. Ao contrário do observado para o cilindro sem furos, onde esta intensidade variou nas três velocidades, indicando vibrações no cilindro, $\beta = 0\%$, que podem não estar relacionadas com as VIV;

6. Nos resultados numéricos os valores para os coeficientes de arrasto médios para as três perfurações estiveram mais próximos do já estabelecido pela literatura. No entanto, quando comparamos os valores entre eles se observou um leve aumento de C_D, fato que não era esperado para parâmetros de permeabilidades (β) menores que 50%;

7. A raiz quadrática média do coeficiente de sustentação tanto experimental como numérico dos cilindros sem furos se apresentaram coerentes e sofreram uma atenuação com o aumento do parâmetro de permeabilidade (β**)**. Sugere-se, portanto, uma possível mitigação das forças resultantes das VIV do cilindro;

8. Em ambas as análises, experimental e numérica, identificou-se alterações na formação e no desprendimento de vórtices atrás do cilindro. A esteira aparenta ocupar uma maior área do escoamento com a presença perfurações no cilindro. Além disso, sugere-se que com o aumento de β passa a se observar a formação e o desprendimento mais a jusante da estrutura cilíndrica. Esta mudança de posição foi atribuída à alteração do campo de pressão ao redor do cilindro na presença de perfurações;

9. Além do estabelecimento de alguns comportamentos hidrodinâmicos qualitativos relevantes e quantitativos não tão relevantes assim, os cilindros perfurados continuam mostrando uma potencial semelhança com meias de cultivos de moluscos que deve ser investigada mais afunda.

5.2 TRABALHOS FUTUROS

Muitas lacunas ainda permanecem sobre o comportamento hidrodinâmico de cilindro perfurados sujeitos a um escoamento uniforme transversal e logo de imediato algumas recomendações para novos estudos podem ser realizadas para dar continuidade ao conhecimento adquirido nesta dissertação:

1. Estudos experimentais em um tanque de circulação podem resultar em dados com maior acurácia. Nestas instalações seria possível utilizar técnicas não intrusivas para determinação do campo de velocidade ao redor do cilindro e o tempo de amostragem não estaria limitado ao espaço disponível para o deslocamento da plataforma, facilitando as medições das instabilidades hidrodinâmicas;
2. A construção de sistemas mecânicos mais refinados poderá ajudar em medições onde vibrações indesejadas sejam evitadas;
3. Buscar mais recursos computacionais para as simulações numéricas, como estações de trabalho (clusters) e paralelizações, obtendo-se resultados de maior acurácia;
4. Aprimoramentos nos modelos físicos reduzidos como cilindros com núcleos ou a própria modelagem física da meia de cultivo também podem acrescentar conhecimento para este tema;
5. O estudo da interferência de estruturas cilíndricas vizinhas resultaria em um melhor entendimento do comportamento das linhas de suspensão como um todo (em diferentes escalas).

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

ACHENBACH, E.; HEINECKE, E. On vortex shedding from smooth and rough cylinders. **Journal of Fluid Mechanics**, V. 109, p. 239-251, 1981.

ALRIDGE, T. R.; PIPER, B. S.; HUNT, J. C. R. The drag coefficient of finite-aspect-ratio of perforated circular cylinders. **Journal of Industrial Aerodynamics**, V. 3, p. 251-257, 1978.

BLACKBURN, H. M.; GOVARDHAN, R. N.; WILLIAMSON, C. H. K. A complementary numerical and physical investigation of vortex induced vibration. **Journal of Fluids and Structures**, V. 15, p. 481-488, 2001.

BLEVINS, Robert D. Flow-Induced Vibrations. 2ª edição. Florida: Krieger Publishing Co. 2001. 477 p. ISBN 1-57524-183-8.

CANADA. **Mussel Seed Quality and Availability in Newfoundland**. 2012.

CD-ADAPCO. **User Guide STAR-CCM+ Version 8.06**. 2013

COELHO, Jairo Fernando de Lima. Desenvolvimento de uma instalação experimental para estudo de fluido estrutura. Rio Grande, 2008. 97 p. Dissertação (Mestrado em Engenharia Oceânica) FURG – Universidade Federal de Rio Grande.

DANTEC , Dynamics A/S. **Probes for Hot-Wire Anemometry**. Dinamarca, 2012. 25 p.

DEAN, Robert G.; DARYMPLE, Robert A. Water Waves Mechanics for Engineers and Scientists. Singapore: World Scientific Publishing Co. 1991. 353 p. ISBN 981-02-0421-3.

FREDRIKSSON, David W.; Steppe, Cecily N.; WALLENDORF, Louise; SWEENEY, Stephen; KRIEBEL, David. Biological and hydrodynamic design considerations for vertically oriented oyster grow out structures. **Journal Aquacultural Engineering**, V. 42, p. 57-69, 2010.

JORGENSEN, Finn E. **How to measure turbulence with hot-wire anemometers – a practical guide**. Dinamarca, 2004. 73 p.

LIENHARD, John L. **Synopsis of lift, drag, and vortex frequency data for rigid circular cylinders**. Washington, 1966. 32 p.

MAIR, W. A.; MAULL, D. J. Bluff bodies and vortex shedding – a report on Euromech 17. **Journal of Fluid Mechanics**, V. 45, p. 209-224, 1971.

MATIS. Food Research, Innovation & Safety. **Offshore aquaculture farming: Report from the initial feasibility study and market requirements for the innovations from the project**. Islândia, 2011. 26 p.

MÉHAUTÉ, Bernard Le. An Introduction to Hydrodynamics and Water Waves. Michigan: Springer-Verlag. 1976. 315 p. ISBN 3540072322.

MOLIN, B. A potential flow model for the drag of shrouded cylinders. **Journal of Fluid Structures**, V. 7, p. 29-38, 1993.

NEWLAND, D. E. An Introduction of random vibrations, spectral and wavelet analyses. 3ª edição. Inglaterra: Longman Scientific and Techinical. 1993. 477 p. ISBN 0582215846.

OSGOOD, David B. Oscillating flow about perforated cylinder. Monterey, 2000. 19 p. Dissertação (Mestrado de Ciência em Engenharia Mecânica). Universidade do Sul da Florida.

PATANKAR, Suhas V. Numerical Heat Transfer and Fluid Flow. Estados Unidos da América: Hemisphere Publishing Corporation. 1980. 197 p. ISBN 0070487405.

PICCININI, Flávio Costa. Um Estudo do Carregamento Hidrodinâmico sobre Estruturas Oceânicas Esbeltas. Rio Grande, 2003. 92 p. Dissertação (Mestrado em Engenharia Oceânica). FURG – Universidade Federal de Rio Grande.

PLEW, David Russell. Hydrodynamics Effects of Long-line Mussel Farms. Nova Zelândia, 2005. 330 p. Tese (Doutorado em Filosofia de Engenharia Civil), Universidade de Cantebury.

PLEW, David Russell; ENRIGHT, Mathew P.; NOKES, Roger I.; DUMAS, Jennifer K. Effect of mussel bio-pumping on the drag on and flow around a mussel crop rope. **Journal Aquacultural Engineering**, V. 40, p. 55-61, 2009.

PRSIC, Mia Abrahamsem; ONG, Muk Chen; PETTERSEN, Bjornar; MYRHAUG, Dag. Large eddy simulations of flow around a smooth circular cylinder in a uniform current in the subcritical flow regime. **Ocean Engineering**, V. 77, p. 61-73, 2014.

REYNOLDS, Osborne. An experimental investigation of the circumstances which determine whether the motion of water shall be direct or sinuous, and of the law of resistance in parallel channels. **Proceedings of the Royal Society of London**, V. 35, p. 84-108, 1883.

SCHEWE, Gunter. On the force fluctuations acting on a circular cylinder in cross-flow from subcritical up to transcritical Reynolds numbers. **Journal of Fluid Mechanics**, V. 133, p. 265-285, 1983.

SUMER, B. Mutlu; FREDSOE, Jorgen. Hydrodynamics Around Cylindrical Structures. Singapore: World Scientific Publishing Co. 2006. 548 p. ISBN: 9789812700391.

TAVOULARIS, Stavros. Measurement in Fluid Mechanics. 1ª edição. Nova Iorque: Cambridge University Press. 2005. 370 p. ISBN 0521815185.

TENNEKES, Henk; LUMLEY, John L. A first course in turbulence. Massachusetts: MIT Press. 1972. 320 p. ISBN 9780262200196.

THINGBO, Sunniva Sestad. Simulation of viscous flow around a circular cylinder with STAR-CCM+. Trodheim, 2013. 71 p. Dissertação (Mestrado em Hidrodinâmica Marinha). NTNU – Norwegian University of Science and Technology.

THOMSON, W. T. Theory of Vibration with Applications. Londres: Unwin Hyman Ltd. 1998.

TREMBLAY, Frederic. Direct and large eddy simulation of flow around circular cylinder at subcritical Reynolds numbers. Munique, 2000. 129 p. Tese (Doutorado em Engenharia). Universidade Técnica de Munique.

VERSTEEG, H. K.; MALALASEKERA, W. An Introduction to Computational Fluid Dynamics. 2ª edição. Inglaterra: Pearson Education Limited. 2007. 503 p. ISBN 9780131274983.

WHITE, Frank M. Fluid Mechanics. 5ª edição. Singapore: McGraw-Hill Book Co. 2003. 1024 p.

ZDRAVKOVICH, M. M. Conceptual overview of laminar and turbulent flows past smooth and rough cylinders. **Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics**, V. 33, p. 53-62, 1990.

ZDRAVKOVICH, M. M.; VOLK, J. R. Effect of shroud geometry on the pressure distributed around a circular cylinder. Journal of Sound and Vibration, V. 20, p. 451-455, 1972.