

**ESCOLA POLITÉCNICA DA UNIVERSIDADE  
DE SÃO PAULO  
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA MECÂNICA**

**JULIO ZEPPONE CARLOS  
Número USP: 5696246**

**Estudo de aeroacústica no escoamento em torno de dois cilindros**

São Paulo  
2010

**JULIO ZEPPONE CARLOS**

**Estudo de aeroacústica no escoamento em torno de dois cilindros**

Relatório do Trabalho de Conclusão de  
Curso em Engenharia Mecânica pela  
Escola Politécnica da Universidade de  
São Paulo.

Orientador: Julio Romano Meneghini

São Paulo  
2010

## **FICHA CATALOGRÁFICA**

**Carlos, Julio Zeppone**

**Estudo de aeroacústica no escoamento em torno de dois cilindros / J.Z. Carlos. – São Paulo, 2010. 98 p.**

**Trabalho de Formatura - Escola Politécnica da Universidade de São Paulo. Departamento de Engenharia Mecânica.**

**1. Dispositivos de pouso de aeronaves 2. Aeronaves 3. Acústica 4. Inovações tecnológicas 5. Aerodinâmica I. Universidade de São Paulo. Escola Politécnica. Departamento de Engenharia Mecânica II. t.**

## RESUMO

A indústria aeronáutica brasileira tem se desenvolvido muito nos últimos anos, devido principalmente ao crescimento da EMBRAER no quadro mundial de produção de aeronaves de pequeno e médio porte. Nesta realidade, novos desafios têm aparecido para empresa no que diz respeito às necessidades de novos conceitos de projeto e de inovação tecnológica. Dentre estas, uma que tem sido crítica, é a necessidade de redução de ruído acústico produzido por aeronaves, para atender às cada vez mais restritivas legislações. Neste contexto, este trabalho de conclusão de curso visa estudar o ruído produzido por trens de pouso, por meio de simulações de aeroacústica computacional em geometrias mais simplificadas, principalmente cilindros em tandem. São apresentadas, além das etapas de revisão bibliográfica, as simulações tridimensionais utilizando o método de Lattice-Boltzmann, do software PowerFlow, para cilindros em tandem com distâncias entre centros de 1,435, 3, 3,7 e 5 diâmetros, para valores de  $Re$  de 200, 20000 e 166000, bem como seus resultados aerodinâmicos e aeroacústicos.

## ABSTRACT

The Brazilian aeronautical industry has developed in recent years mainly to the growth of the EMBRAER in the world-wide production of small and medium airliners. In this reality, new challenges have appeared for the company as the necessities of new concepts of project and technological innovation. Among these, one that has been critical is the necessity of reduction of the acoustic noise produced by an aircraft, to certify to the each time more restrictive laws. In this context, this work wants to study the noise produced by landing gears, by computational aeroacoustics simulation of simplified geometries, mainly tandem cylinders. It will be presented the tridimensional simulations using the method of Lattice-Boltzmann, PowerFLOW software, for tandem cylinders with distances between centers of 1,435, 3, 3,7 and 5 diameters, for values of Reynolds number of 200, 20000 and 166000.

# 1 SUMÁRIO

<b>1</b>	<b>SUMÁRIO.....</b>	<b>6</b>
<b>2</b>	<b>LISTA DE FIGURAS .....</b>	<b>8</b>
<b>3</b>	<b>INTRODUÇÃO.....</b>	<b>13</b>
<b>4</b>	<b>ATIVIDADES E CRONOGRAMA PREVISTOS.....</b>	<b>15</b>
<b>5</b>	<b>REVISÃO BIBLIOGRÁFICA .....</b>	<b>17</b>
<b>5.1</b>	<b>O ESCOAMENTO AO REDOR DE UM CILINDRO.....</b>	<b>17</b>
<b>5.2</b>	<b>ESCOAMENTO AO REDOR DE DOIS CILINDROS.....</b>	<b>21</b>
<b>5.3</b>	<b>MODELOS ACÚSTICOS COMPUTACIONAIS .....</b>	<b>25</b>
<b>5.3.1</b>	<i>Analogia de Lighthill.....</i>	<i>25</i>
<b>5.3.2</b>	<i>Equação de Ffwoocs Williams e Hawkings.....</i>	<i>26</i>
<b>5.4</b>	<b>O MÉTODO DE LATTICE-BOLTZMANN .....</b>	<b>27</b>
<b>6</b>	<b>SIMULAÇÕES REALIZADAS.....</b>	<b>35</b>
<b>6.1</b>	<b>FORMULAÇÃO DO PROBLEMA .....</b>	<b>35</b>
<b>6.1.1</b>	<i>Geometrias e Lattices (malhas) desenvolvidos.....</i>	<i>35</i>
<b>6.1.2</b>	<i>Propriedades e condições iniciais.....</i>	<i>39</i>
<b>6.1.3</b>	<i>Condições de contorno .....</i>	<i>39</i>
<b>6.1.4</b>	<i>Resultados .....</i>	<i>40</i>
<b>7</b>	<b>ANÁLISE DOS RESULTADOS.....</b>	<b>85</b>
<b>7.1</b>	<b>COEFICIENTE DE SUSTENTAÇÃO R.M.S.....</b>	<b>85</b>
<b>7.2</b>	<b>COEFICIENTE DE ARRASTO MÉDIO .....</b>	<b>86</b>
<b>7.3</b>	<b>FORÇAS INSTANTÂNEAS PARA <math>RE = 166000</math> E <math>L=3,7D</math> .....</b>	<b>87</b>

<b>7.4</b>	<b>COMPARAÇÃO DE RESULTADOS ACÚSTICOS EXPERIMENTAIS.....</b>	<b>88</b>
<b>7.5</b>	<b>COMPARAÇÃO PARAMÉTRICA DE RESULTADOS ACÚSTICOS .....</b>	<b>90</b>
<b>7.6</b>	<b>COMPARAÇÃO DE REGIMES DE INTERFERÊNCIA COM CASO DE TREM DE POUSO FRONTAL (NLG) .....</b>	<b>93</b>
<b>7.7</b>	<b>CONVERGÊNCIA DE MALHAS .....</b>	<b>95</b>
<b>8</b>	<b>COMENTÁRIOS E CONCLUSÕES .....</b>	<b>97</b>
<b>9</b>	<b>REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....</b>	<b>99</b>

## 2 LISTA DE FIGURAS

Figura 1 – Fenômenos observados no escoamento ao redor de cilindros em relação ao $Re_D$ ..	18
Figura 2 – Número de Strouhal em função do número de Reynolds [4] .....	19
Figura 3 – Relação do coeficiente de sustentação r. m. s. com o número de Reynolds[4].....	20
Figura 4 - Relação do coeficiente de arrasto médio com o número de Reynolds[5].....	21
Figura 5 – Linhas médias de escoamento (resultado computacional) para $L/D = 1,435$ [8] ...	22
Figura 6 - Linhas médias de escoamento (resultado computacional) para $L/D = 3,7$ [8].....	23
Figura 7 – Regimes de interferência do escoamento ao redor de cilindros em tandem [15]. ..	24
Figura 8 – Modelo D3Q19 do LBM [11].....	30
Figura 9 – Modelo D2Q9 do LBM [10]] .....	31
Figura 10 – VR's definidas por Li [10], para simulação do escoamento ao redor de um cilindro simples.....	32
Figura 11 – Condições de contorno implementadas no LBM, (a) retorno e (b) reflexão especular [11]. .....	32
Figura 12 – Faces, voxels e a formação dos surfles.[14] .....	33
Figura 13 – Lattice para caso de cilindro simples .....	36
Figura 14 – Detalhe para o lattice para cilindro simples.....	37
Figura 15 – Lattice para cilindros em tandem. ....	38
Figura 16 – Detalhe do lattice para cilindros em tandem.....	38
Figura 17 – Campo de velocidade para cilindro simples $Re\ 500\ Ma\ 0.2$ . ....	40
Figura 18 – Campo de vorticidade para cilindro simples $Re\ 500\ Ma\ 0.2$ .....	41
Figura 19 – Campo de pressão acústica para cilindro simples $Re\ 500\ Ma\ 0.2$ .....	41
Figura 20 - Histórico de $C_D$ e $C_L$ para o cilindro simples, $Re\ 500$ e $Ma\ 0,2$ .....	42
Figura 21 – Campo de velocidade para $L = 1,435D$ e $Re = 200$ .....	43
Figura 22– Campo de pressão estática para $L = 1,435D$ e $Re = 200$ .....	43
Figura 23– Campo de vorticidade em $z$ para $L = 1,435D$ e $Re = 200$ .....	44
Figura 24 – $C_d$ e $C_l$ instantâneos para o cilindro à montante, $L=1,435D$ e $Re = 200$ .....	44
Figura 25– $C_d$ e $C_l$ instantâneos para o cilindro à jusante, $L=1,435D$ e $Re = 200$ .....	45
Figura 26 – Campo de velocidade para $L = 3D$ e $Re = 200$ .....	46
Figura 27 - Campo de pressão estática para $L = 3D$ e $Re = 200$ .....	46
Figura 28 – Campo de vorticidade em $z$ para $L = 3D$ e $Re = 200$ .....	47

Figura 29 – Cd e Cl instantâneos para o cilindro à montante, $L=3D$ e $Re =200$ .....	47
Figura 30 – Cd e Cl instantâneos para o cilindro à jusante, $L=3D$ e $Re = 200$ .....	48
Figura 31 – Campo de velocidade para $L = 3,7D$ e $Re = 200$ .....	49
Figura 32 - Campo de pressão estática para $L = 3,7D$ e $Re = 200$ .....	49
Figura 33 – Campo de vorticidade em z para $L = 3,7D$ e $Re = 200$ .....	50
Figura 34– Cd e Cl instantâneos para o cilindro à montante, $L=3,7D$ e $Re = 200$ .....	50
Figura 35– Cd e Cl instantâneos para o cilindro à jusante, $L= 3,7D$ e $Re = 200$ .....	51
Figura 36 – Campo de velocidade para $L = 5D$ e $Re = 200$ .....	51
Figura 37 - Campo de pressão estática para $L = 5D$ e $Re = 200$ .....	52
Figura 38 – Campo de vorticidade em z para $L = 5D$ e $Re = 200$ .....	52
Figura 39 – Cd e Cl instantâneos para o cilindro à montante, $L=5D$ e $Re =200$ .....	53
Figura 40 – Cd e Cl instantâneos para o cilindro à jusante, $L=5D$ e $Re = 200$ .....	53
Figura 41 – Campo de pressão para $L = 1,435D$ e $Re = 20000$ .....	54
Figura 42 – Campo de velocidade para $L = 1,435D$ e $Re = 20000$ .....	54
Figura 43 – Fatia do campo de vorticidade para $L = 1,435D$ e $Re = 20000$ .....	55
Figura 44 – Cd e Cl instantâneos para o cilindro à montante, $L=1,435D$ e $Re =20000$ .....	56
Figura 45 – Cd e Cl instantâneos para o cilindro à jusante, $L=1,435D$ e $Re =20000$ .....	56
Figura 46 – Fatia do campo de velocidade (magnitude), $L=3D$ e $Re =20000$ .....	57
Figura 47 – Fatia do campo de pressão estática, $L=3D$ e $Re =20000$ .....	58
Figura 48 – Fatia do campo de vorticidade em z, $L=3D$ e $Re =20000$ .....	58
Figura 49 – Cd e Cl instantâneos para o cilindro à montante, $L=3D$ e $Re =20000$ .....	59
Figura 50 – Cd e Cl instantâneos para o cilindro à jusante, $L=3D$ e $Re =20000$ .....	59
Figura 51 – Fatia do campo de velocidade (magnitude), $L=3,7D$ e $Re =20000$ .....	60
Figura 52 – Fatia do campo pressão estática, $L=3,7D$ e $Re =20000$ .....	60
Figura 53 – Fatia do campo de vorticidade em z, $L=3,7D$ e $Re =20000$ .....	61
Figura 54– Cd e Cl instantâneos para o cilindro à montante, $L= 3,7D$ e $Re = 20000$ .....	62
Figura 55– Cd e Cl instantâneos para o cilindro à jusante, $L= 3,7D$ e $Re = 20000$ .....	62
Figura 56 – Fatia do campo de velocidade (magnitude), $L=5D$ e $Re =20000$ .....	63
Figura 57 – Fatia do campo de pressão estática, $L=5D$ e $Re =20000$ .....	64
Figura 58 – Fatia do campo de vorticidade em z, $L=5D$ e $Re =20000$ .....	64
Figura 59– Cd e Cl instantâneos para o cilindro à montante, $L= 5D$ e $Re = 20000$ .....	65
Figura 60– Cd e Cl instantâneos para o cilindro à jusante, $L= 5D$ e $Re = 20000$ .....	65
Figura 61 – Campo de velocidade para cilindros em tandem $L = 1,435D$ e $Re = 166000$ .....	66
Figura 62 – Campo de pressão para cilindros em tandem $L =1,435D$ e $Re = 166000$ .....	67

Figura 63 – Campo de vorticidade Z para cilindros em tandem $L = 1,435D$ e $Re = 166000$ . .	67
Figura 64 - Contornos de $\Lambda_2 = -2$ com escala de pressão para cilindros em tandem $L = 1,435D$ e $Re = 166000$ . .....	68
Figura 65 – Campo de pressão acústica de cilindros em tandem $L=1,435D$ e $Re = 166000$ ...	69
Figura 66 - Histórico de $C_D$ e $C_L$ para o cilindro à montante para $L = 1,435D$ e $Re = 166000$ . .....	69
Figura 67 - Histórico de $C_D$ e $C_L$ para o cilindro à jusante para $L = 1,435D$ e $Re = 166000$ . .	70
Figura 68 – Campo de velocidade para cilindros em tandem $L = 3D$ e $Re = 166000$ .....	71
Figura 69 – Campo de pressão para cilindros em tandem $L = 5D$ e $Re = 166000$ .....	71
Figura 70 – Campo de vorticidade Z para cilindros em tandem $L = 3D$ e $Re = 166000$ .....	72
Figura 71 - Histórico de $C_D$ e $C_L$ para o cilindro à montante para $L = 3D$ e $Re = 166000$ .....	73
Figura 72 - Histórico de $C_D$ e $C_L$ para o cilindro à jusante para $L = 3D$ e $Re = 166000$ . .....	73
Figura 73 – Campo de velocidade para cilindros em tandem $L = 3,7D$ e $Re = 166000$ .....	74
Figura 74 – Campo de pressão para cilindros em tandem $L = 3,75D$ e $Re = 166000$ .....	75
Figura 75 – Campo de vorticidade Z para cilindros em tandem $L = 3,7D$ e $Re = 166000$ .....	75
Figura 76 – Contornos de $\Lambda_2 = -2$ com escala de pressão para cilindros em tandem $L = 3,7D$ e $Re = 166000$ . .....	76
Figura 77 – Campo de pressão acústica de cilindros em tandem $L=3,7D$ e $Re = 166000$ . .....	77
Figura 78 - Histórico de $C_D$ e $C_L$ para o cilindro à montante para $L = 3,7D$ e $Re = 166000$ ...	77
Figura 79 - - Histórico de $C_D$ e $C_L$ para o cilindro à jusante para $L = 3,7D$ e $Re = 166000$ ...	78
Figura 80 – Posicionamento dos microfones para o caso de cilindros em tandem $L = 3,7D$ [12].....	79
Figura 81 – PSD da pressão para escuta A.....	80
Figura 82 – PSD da pressão para escuta B.....	80
Figura 83– PSD da pressão para escuta C.....	81
Figura 84 – Campo de velocidade para cilindros em tandem $L = 5D$ e $Re = 166000$ .....	82
Figura 85 – Campo de pressão para cilindros em tandem $L = 5D$ e $Re = 166000$ .....	82
Figura 86 – Campo de vorticidade Z para cilindros em tandem $L = 5D$ e $Re = 166000$ .....	83
Figura 87 - Histórico de $C_D$ e $C_L$ para o cilindro à montante para $L = 5D$ e $Re = 166000$ .....	84
Figura 88 - Histórico de $C_D$ e $C_L$ para o cilindro à jusante para $L = 5D$ e $Re = 166000$ . .....	84
Figura 89 – Comparação de $C_D$ e $C_L$ instantâneos para o cilindro à montante. [12].....	87
Figura 90 – Comparação de $C_D$ e $C_L$ instantâneos para o cilindro à jusante. [12] .....	88
Figura 91– Comparação do PSD para a escuta A.[12] .....	89
Figura 92– Comparação do PSD para a escuta B.[12].....	89

Figura 93 – Comparação do PSD para a escuta C. [12].....	89
Figura 94 – Espectro de pressão, em dB, para a probe A nos casos de Re 200. ....	91
Figura 95 – Espectro de pressão, em dB, para a probe A nos casos de Re 20000 .....	91
Figura 96 – Espectro de pressão, em dB, para a probe A nos casos de Re 166000 .....	92
Figura 97 – Geometria ensaiada para trem de pouso frontal (NLG: <i>nose landing gear</i> ) .....	93
Figura 98 – Fatias na direção normal ao elemento principal no caso do NLG. ....	94
Figura 99 - Histórico de $C_D$ e $C_L$ para os cilindros para $L = 3,7D$ e $Re = 166000$ e resolução 128 voxels/diâmetro.....	95
Figura 100 - Histórico de $C_D$ e $C_L$ para os cilindros para $L = 3,7D$ e $Re = 166000$ e resolução 100 voxels/diâmetro.....	95
Figura 101 - Histórico de $C_D$ e $C_L$ para os cilindros para $L = 3,7D$ e $Re = 166000$ e resolução 150 voxels/diâmetro.....	96

**LISTA DE TABELAS**

Tabela 1 – Coordenada das escutas no caso de $L = 3,7D$ [13].....	79
Tabela 2 – CL r.m.s.obtido na simulação de cilindro simples .....	85
Tabela 3 – Cl r.m.s. obtido para as simulações de cilindros em tandem .....	86
Tabela 4 – $C_D$ obtido na simulação de para cilindro simples .....	86
Tabela 5 –. $C_D$ obtido para as simulações de cilindros em tandem .....	87

### 3 INTRODUÇÃO

A produção de aeronaves civis no país torna-se, cada vez mais, uma indústria estratégica fundamental para a autonomia e desenvolvimento sustentável da nação. Buscando auto-suficiência no que se refere à concepção, projeto e certificação de aeronaves, o Brasil, liderado pela EMBRAER (Empresa Brasileira de Aeronáutica S.A.), tem alcançado metas de comercialização de aviões crescentes em mercados antes não atingíveis. O sucesso da EMBRAER teve como origem os avanços extraordinários da tecnologia brasileira, motivando e movimentando diversos setores tecnológicos adjacentes ao aeronáutico. Este esforço já rende resultados de sucesso e outros muito promissores, colocando o Brasil na posição mundialmente reconhecida como um dos maiores fabricantes de aeronaves de até 110 passageiros.

Um novo desafio surge para o desenvolvimento do setor aeronáutico: os limites e requisitos para os níveis de ruído externo tanto para certificação quanto para operação de aeronaves em aeroportos têm se tornado cada dia mais restritivo devido, principalmente, a pressões das comunidades preocupadas com a melhoria da qualidade de vida nas cidades. Embora as aeronaves, e especialmente os motores, tenham se tornado cada dia mais silenciosos devido ao progresso tecnológico, a sensação de incômodo tem aumentado devido ao aumento do tráfego aéreo. Dentro deste contexto, novos requisitos para ruído externos, ainda mais restritivos que os atualmente estipulados, já estão em vigor desde janeiro de 2006 (ref. [1] e [2]) e a discussão para um próximo requisito já prevê outra redução de 5 a 10 EPNdB (*Effective Perceived Noise in Decibels*) para janeiro de 2015-2020.

Assim, os limites de ruído de operação e certificação, cada vez mais restritivos, têm tornado a tecnologia de projetar aeronaves de baixo ruído um diferencial competitivo importante na disputa por clientes.

O contínuo desenvolvimento de motores tem os tornado mais silenciosos ao longo dos anos, fazendo com que o ruído aerodinâmico torne-se uma importante fonte de ruído comparável ao próprio motor nas condições de pouso. Assim, para as novas aeronaves, deve-se focalizar no ruído aerodinâmico tanto quanto no do motor como fonte importante de ruído. Além disso, a experiência da EMBRAER na concepção de aeronaves demonstra que a

empresa precisa ter domínio sobre o quesito ruído de motor para poder discutir e influenciar tecnicamente em pé de igualdade com seus fornecedores.

Atualmente, parte dos estudos e avaliações dos níveis de ruído externo dos aviões EMBRAER são realizados predominantemente por consultores externos internacionais. Tal abordagem traz como consequência algumas dificuldades e até mesmo lentidão de respostas para situações críticas, como é o caso das modificações aerodinâmicas e de motor para melhoria dos níveis de ruído externo. Como exemplo, este procedimento dificulta atividades de:

- Avaliação da real situação do avião quanto aos requisitos de aeroportos;
- Avaliação da confiabilidade dos níveis de ruído estimados pelos fornecedores de motores;
- Conhecimento das contribuições do ruído do motor e aerodinâmico na metodologia utilizada;
- Avaliação de melhoramentos (motor e aerodinâmico) nos níveis de ruído;

É importante destacar que ainda não existe na concepção e no projeto aerodinâmico das aeronaves e áreas afins a cultura do uso de práticas de projeto para baixo ruído externo. Além disso, não existe ainda uma metodologia de avaliação bem desenvolvida de impacto de melhorias aerodinâmicas no ruído externo. Geralmente, muitas das alterações foram avaliadas e validadas via ensaios em vôo resultando em elevado custo.

Nesse contexto, esse trabalho de conclusão de curso visa, através do estudo aerodinâmico e aeroacústico do escoamento em torno de cilindros simples e em tandem, colaborar com o desenvolvimento acadêmico/científico e formação pessoal da área de estimativa de ruído aerodinâmico para trens de pouso, estudando este modelo simplificador afim de forma a entender os mecanismos de geração de ruído e interferência aerodinâmica presentes no problema real.

Como ferramenta para solução, a princípio escolheu-se o *software* comercial CFD++, trabalhado no primeiro trimestre do projeto. Contudo, devido à facilidade de geração de malhas, à viabilidade computacional e à crescente aplicação no mercado, utilizou-se o pacote *PowerFlow*, que se baseia nos métodos de Lattice-Boltzmann para solução do escoamento, para simulação dos casos objetivados para estudo.

## 4 ATIVIDADES E CRONOGRAMA PREVISTOS

Devido às facilidades e a comprovada eficiência do método de Lattice-Boltzmann e do *software* PowerFlow para a solução do escoamento ao redor de geometrias complexas, a sua utilização foi preferida para execução das simulações envolvendo as geometrias e problemas objetivados neste trabalho. Logo, as atividades previstas e o cronograma para este trabalho de conclusão de curso foram refeitos.

As atividades previstas são:

**A1.** Revisão bibliográfica sobre os métodos de Lattice-Boltzmann e choque de partículas para simulação de escoamentos.

**A2.** Simulações aerodinâmicas e aeroacústicas com geometrias variáveis, para validação e aprendizado do software PowerFlow.

**A3.** Simulações aerodinâmicas e aeroacústicas para casos de cilindro simples, com números de Reynolds variáveis.

**A4.** Simulações aerodinâmicas e aeroacústicas e estudo dos fenômenos de interferência para o caso de cilindros em tandem, com diferentes números de Reynolds e distância entre centros dos cilindros.

**A5.** Simulações aerodinâmicas e aeroacústicas para geometrias reais ou simplificadoras para trens de pouso. Os parâmetros, nestes casos, são baseados em casos de benchmark ou ensaios em túneis de vento.



## 5 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

### 5.1 O ESCOAMENTO AO REDOR DE UM CILINDRO

Escoamentos ao redor de cilindros circulares são vistos como paradigmas do escoamento em torno de corpos rombudos, dados os fenômenos que acontecem na interação desses com o meio circulante. Foram, por isso, muito estudados historicamente, e, portanto, possuem larga faixa de resultados empíricos para comparação.

Um corpo rombudo é, por definição, um corpo que imerso em uma corrente de fluido gera a separação do escoamento, ao longo de uma porção considerável de sua superfície.

Essa separação dá origem a duas camadas cisalhantes livres na região imediatamente posterior ao corpo, que possuem vorticidades de sinais opostos. A diferença dessas duas camadas é a causa principal de uma série de fenômenos e aspectos do escoamento ao redor de cilindros, como, por exemplo, o desprendimento de vórtices.

Uma característica marcante do escoamento ao redor de cilindros é sua elevada dependência com o número de Reynolds, que no caso é definido por:

$$\text{Re}_D = \frac{\rho \cdot U \cdot D}{\mu}$$

Em que  $\mu$  é a viscosidade dinâmica do fluido,  $U$  é a velocidade do escoamento ao longe,  $D$  é o diâmetro do cilindro e  $\rho$  é a massa específica do fluido.

Essa dependência do número de Reynolds indica que tipos de fenômenos podem ser observados no escoamento, bem como dizer quais outros aspectos o cilindro está sujeito, como, por exemplo, forças adimensionais, de arrasto e sustentação, e o ponto de separação da camada limite.

Os fenômenos observados no escoamento ao redor de cilindros, relacionados com o número de Reynolds podem ser observados na Figura 1.

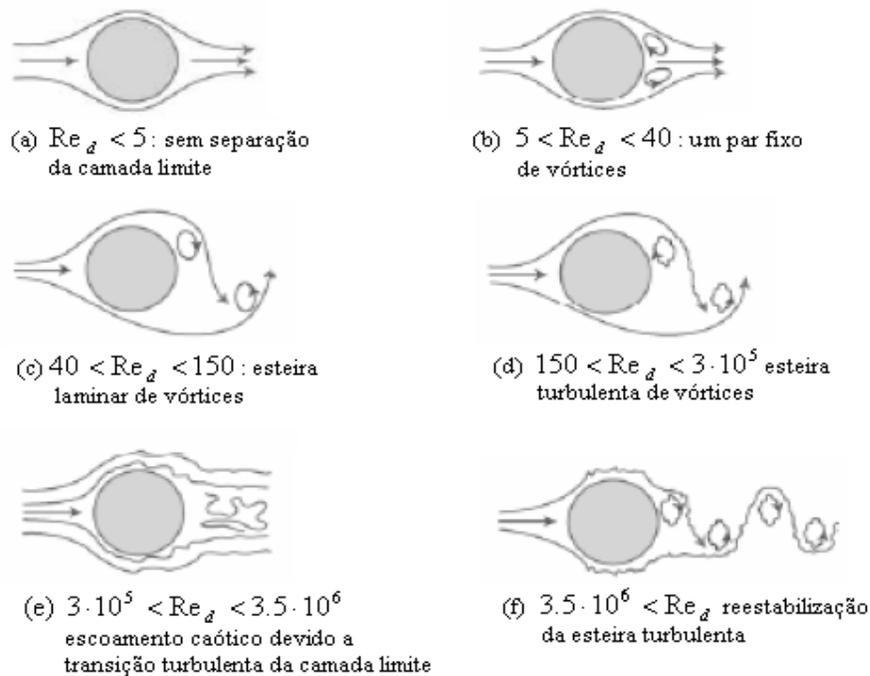


Figura 1 – Fenômenos observados no escoamento ao redor de cilindros em relação ao  $Re_D$ .

Os valores do número de Reynolds a serem estudados estão compreendidos na faixa de  $150 < Re_D < 3 \cdot 10^5$ , chamada de regime subcrítico de geração de vórtices, na qual ondas de instabilidade começam a aparecer nas camadas cisalhantes logo após o ponto de separação da camada limite, em aproximadamente  $80^\circ$ . A principal característica do escoamento deste regime é o deslocamento para montante do ponto de transição turbulenta, em relação ao regime anterior. Os vórtices formados na esteira são turbulentos, mesmo os mais próximos da base do cilindro [3].

Esses vórtices se desprendem do cilindro com uma frequência característica, e que será parâmetro para comparação e validação dos resultados por meio do seu adimensional, o número de Strouhal, definido por:

$$St_D = \frac{f \cdot D}{U}$$

Em que  $f$  é a frequência de desprendimento de vórtices.

A relação entre o número de Strouhal e o número de Reynolds pode ser encontrada nos estudos de Norberg [4], e é de acordo com a Figura 2.

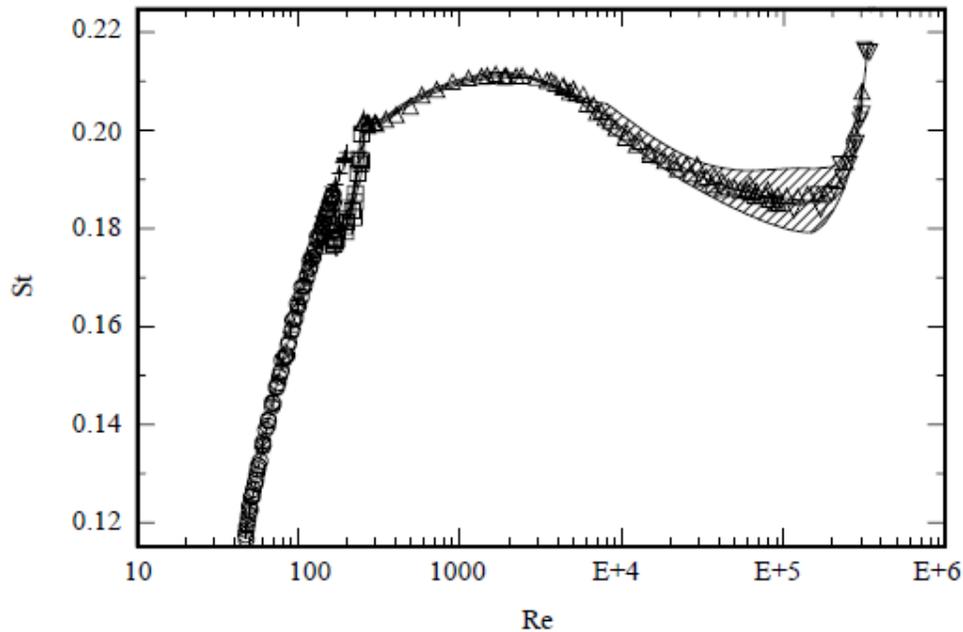


Figura 2 – Número de Strouhal em função do número de Reynolds [4]

Outros adimensionais de interesse, que foram utilizados como comparação e validação dos resultados, por serem, também, aspectos característicos do escoamento e do número de Reynolds, são os coeficientes de sustentação e de arrasto, que são definidos, respectivamente por:

$$C_L = \frac{L}{\frac{1}{2} \cdot \rho \cdot U \cdot A}$$

$$C_D = \frac{D}{\frac{1}{2} \cdot \rho \cdot U \cdot A}$$

Em que  $L$  é a força de sustentação,  $D$  é a força de arrasto e  $A$  é a área que confronta o escoamento.

Para os casos estudados, de cilindro 2D, a área  $A$  é definida como sendo o diâmetro vezes a profundidade de dimensão unitária, ou seja, o próprio diâmetro do cilindro.

O valor de  $C_D$  utilizado para comparação com os valores experimentais é o valor médio. O valor de  $C_L$  oscila em torno de zero para o caso do cilindro. Por isso, para comparação experimental, utiliza-se o valor quadrático médio (R. M. S.), definido por:

$$C_L' = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n C_{Li}^2}{n}}$$

Em que  $i$  representa o valor para cada passo temporal da simulação, e  $n$  o número total de passos.

Valores experimentais de  $C_D$  e  $C_L'$  podem também ser encontrados na literatura e possuem relações com o número de Reynolds como mostram a Figura 3 e a Figura 4.

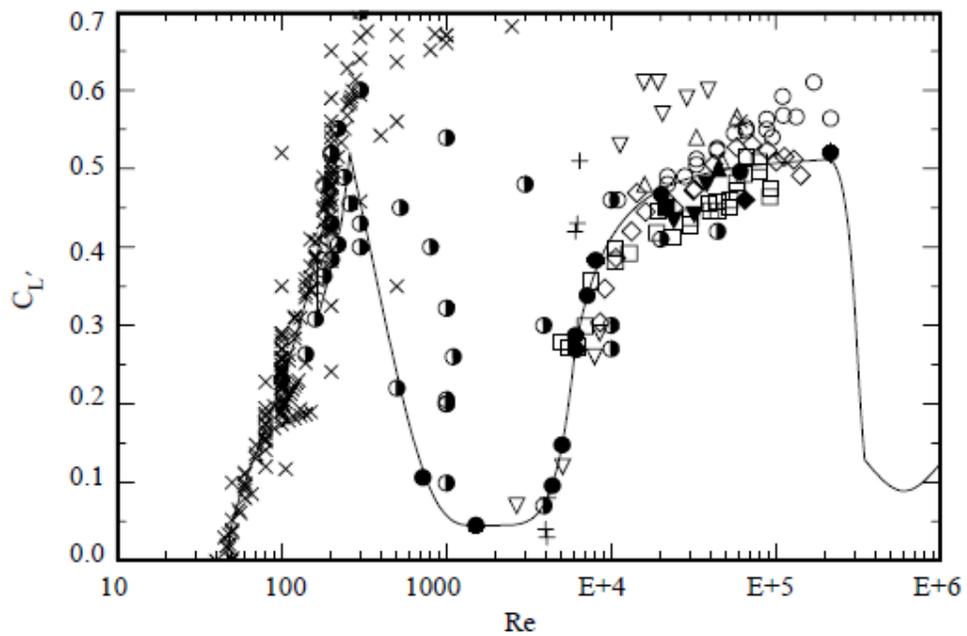


Figura 3 – Relação do coeficiente de sustentação r. m. s. com o número de Reynolds[4].

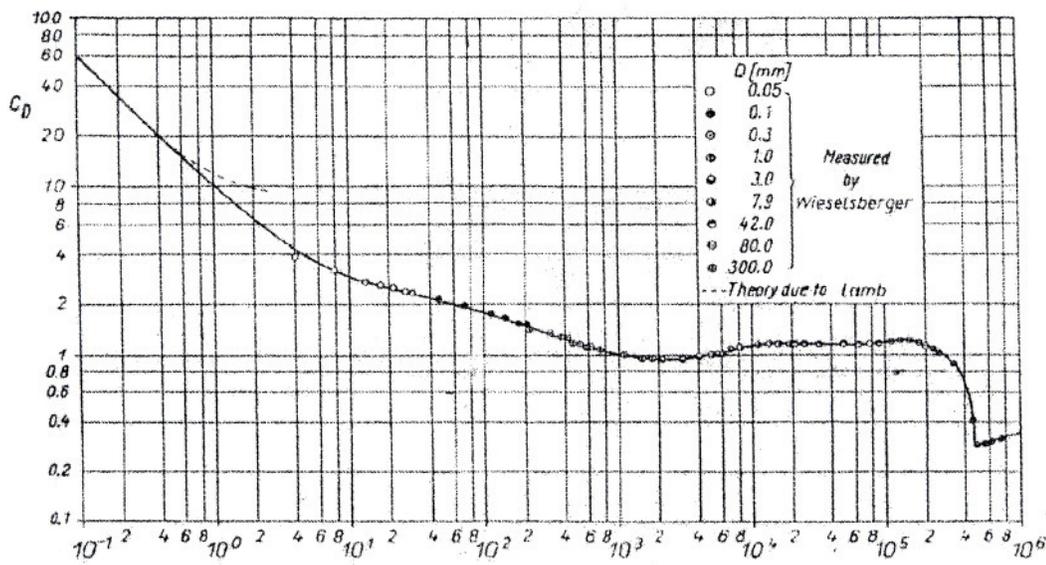


Figura 4 - Relação do coeficiente de arrasto médio com o número de Reynolds[5].

## 5.2 ESCOAMENTO AO REDOR DE DOIS CILINDROS

Assim como o escoamento ao redor de apenas um cilindro, em que a existência de forças viscosas é um efeito muito significativo, o número de Reynolds também caracteriza o escoamento ao redor de dois cilindros, determinando a existência dos fenômenos anteriormente enunciados, ou seja, alterando o estado e a natureza da separação da camada limite e restringindo outros adimensionais relativos às forças ou outras grandezas.

Contudo, a presença de um segundo cilindro, paralelo ao primeiro, posicionado a jusante do sentido do escoamento faz com que a distância entre centros destes cilindros se torne um fator também determinante para a caracterização dos fenômenos resultantes no escoamento. Existe, portanto, uma faixa definida pela distância adimensional  $L/D$ , em que  $L$  é a distância entre centros e  $D$  o diâmetro dos cilindros (ambos possuem o mesmo diâmetro).

Para pequenas separações dos cilindros, com  $L/D < 2,4$ , ambos os cilindros se comportam como se fossem apenas um corpo rombudo, em que se observa o descolamento da camada limite do cilindro anterior, no sentido do escoamento, e um logo acoplamento à

camada limite do cilindro posterior, ocorrendo a separação da camada limite para a esteira neste último [8]. A Figura 5 a seguir ilustra este comportamento:

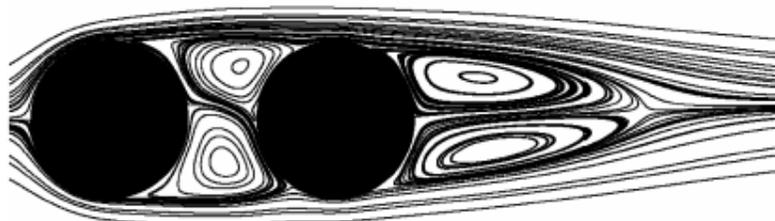


Figura 5 – Linhas médias de escoamento (resultado computacional) para  $L/D = 1,435$  [8]

Para separações muito grandes, como já se é de esperar, a distorção imposta ao fluxo de fluido por um dos cilindros já é dissipada até encontrar o outro cilindro, de forma com que o escoamento se comporte como se fosse ao redor de dois cilindros isolados.

Há, por fim, uma faixa intermediária, crítica, na qual o escoamento se torna biestável, com as características do fluxo variando entre cada uma das faixas descritas anteriormente. O estudo deste comportamento é o alvo principal deste trabalho, a ser estudado em uma faixa de separação entre os centros dos cilindros de  $1,435 < L/D < 5$ .

Sabe-se, pelos estudos de Ljunkrona et al. [9], que esse valor crítico, que transfere as características de pequena separação para a faixa intermediária, decresce ao se aumentar o número de Reynolds e a intensidade da turbulência do fluxo livre.

Um resultado computacional que ilustra essa faixa de separação é o obtido por Khorrami [8], para  $L/D = 3.7$ .



Figura 6 - Linhas médias de escoamento (resultado computacional) para  $L/D = 3,7$  [8]

Nos resultados obtidos por Khorrami [8], há a presença de esteira com desprendimento de vórtices em ambos os cilindros, com o estado de desprendimento do cilindro posterior fortemente dependente da esteira do primeiro cilindro.

Uma classificação mais abrangente é dada por Igarashi [15], em que ele agrupa os fenômenos observados da interferência dos cilindros em tandem em seis grupos dependentes da distância entre centros  $L$  e do número de Reynolds  $Re$ , conforme Figura 7.

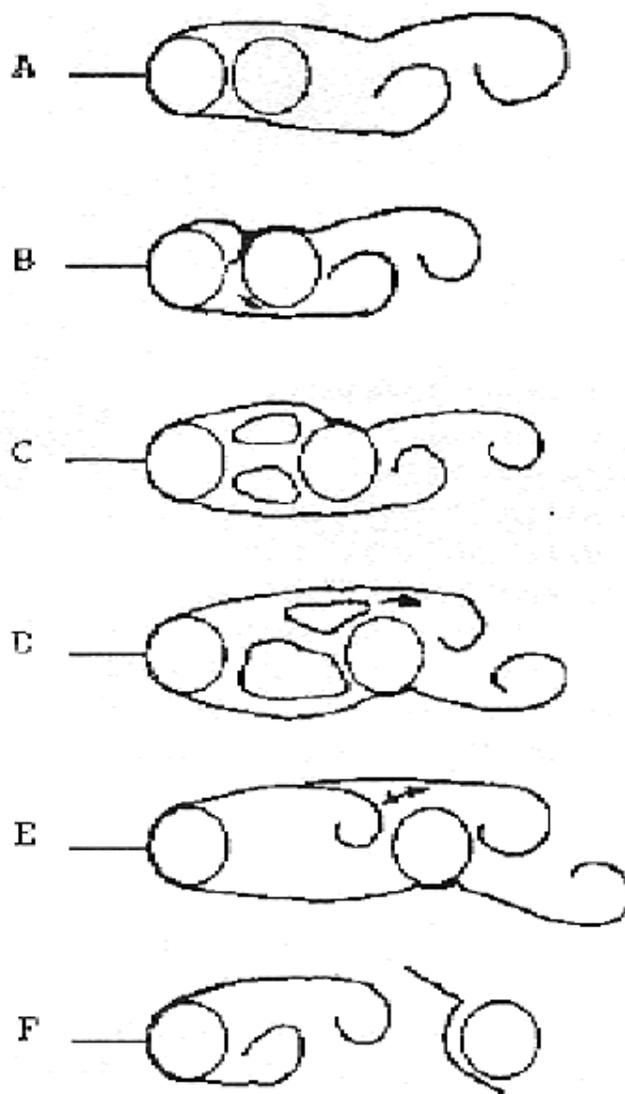


Figura 7 – Regimes de interferência do escoamento ao redor de cilindros em tandem [15].

Nesta classificação, cada regime é definido por:

- A. As camadas cisalhantes do cilindro à montante não re-aderem no cilindro à jusante, formando apenas uma esteira.
- B. As camadas cisalhantes do primeiro cilindro são capturadas pelo segundo cilindro, mas não há formação de vórtices no espaço entre os dois cilindros. Também somente uma esteira é identificada.
- C. Formação de vórtices simétricos no espaço entre os cilindros.
- D. Os vórtices começam alternar seu tamanho nas proximidades do segundo cilindro, não sendo mais simétricos como no regime C.

- E. Regime biestável entre os regimes D e F. Anteriormente descrito nas análises de Khorrami como valor crítico. Nota-se um enrolamento periódico da camada cisalhante do cilindro à montante nas proximidades do cilindro à jusante.
- F. A região da esteira próxima do primeiro cilindro termina antes de encontrar o segundo cilindro, de forma a se observar duas esteiras. Vórtices se formam nesta primeira esteira de forma regular. A segunda esteira é chamada de esteira binária, uma vez que ela é formada por uma composição das esteiras dos dois cilindros.

Esta classificação será abordada ao longo do texto, para identificar os fenômenos obtidos em cada caso simulado, citando apenas a letra para ela designada.

### 5.3 MODELOS ACÚSTICOS COMPUTACIONAIS

Os modelos acústicos computacionais são muito úteis para a obtenção do espectro de frequência do ruído e do *OASPL* (*Overall Sound Pressure Level*) para fins de predição acústica de um escoamento, uma vez que o levantamento das variações de pressão sonora exige um esforço computacional elevado para resolução das equações de *Navier-Stokes* na resolução requerida (método conhecido por DNS – *Direct Noise Simulation*). Problema semelhante àquele de captura dos fenômenos de turbulência. Por isso, a necessidade desses modelos.

Para predição do som produzido pelo escoamento ao redor de um ou de dois cilindros, o CFD ++, software inicialmente previsto para simulação dos casos aqui propostos, possui a disposição duas ferramentas implementadas, e que serão brevemente apresentadas a seguir: o *waveprop1* (analogia de Lighthill) e o *wavepropf* (equações de Ffwoes Williams e Hawkings) [6]. No PowerFlow, essas ferramentas ainda não estão implementadas, pelo menos não na versão atual disponibilizada, portanto as análises acústicas realizadas com este software são todas derivadas sem estes pós-tratamentos.

#### 5.3.1 Analogia de Lighthill

É utilizada para prever o ruído de *far-field* (ou seja, de um ponto que não pertence ao domínio computacional definido) por meio de resultados de simulações, com reconstrução estatística das flutuações de velocidade obtidas da turbulência em um volume definido, e posterior propagação de onda acústica por modelo analítico.

A formulação da ferramenta utiliza uma forma de equação de Lighthill dada por:

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - c_\infty^2 \frac{\partial^2 \rho}{\partial x^2} = \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j}$$

Em que  $T_{ij}$ , conhecido por tensor das tensões de Lighthill, é dado por:

$$T_{ij} = \rho u_i u_j - \tau_{ij} + (p - c_\infty^2 \rho) \delta_{ij}$$

A solução utilizada pelo programa é da forma:

$$4\pi \cdot p'(x_i, t) = \iiint \left[ \frac{l_i l_j}{c_\infty^2} \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial t^2} + \frac{3l_i l_j - \delta_{ij}}{c_\infty r^2} \frac{\partial T_{ij}}{\partial t} + \frac{3l_i l_j - \delta_{ij}}{r^3} T_{ij} \right] dV + \\ + \iint l_i n_j \left[ \frac{1}{c_\infty r} \left( \frac{\partial p}{\partial t} \delta_{ij} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial t} \right) + \frac{p \delta_{ij} - \tau_{ij}}{r^2} \right] dS$$

A analogia de Lighthill possibilita encontrar a variação da pressão acústica,  $p'(x_i, t)$ , por meio dessa equação. Vale ressaltar que essa ferramenta ignora a presença de paredes, logo, a onda não é bloqueada, refletida ou refratada por nenhum objeto em seu percurso até o ponto do observador a ser medido. É uma ferramenta, portanto, utilizada principalmente para ruídos de jato e de camada livre.

### 5.3.2 Equação de Ffwoocs Williams e Hawkings

A solução da equação de Ffwoocs Williams e Hawkings em uma superfície definida para a solução do ruído produzido pelo escoamento. Essa solução, implementada no CFD++, é da forma:

$$4\pi \cdot p'(x_i, t) = \iint \left[ \frac{\dot{Q}_j \hat{n}_j}{r(1-M_r)^2} + \frac{Q_j \hat{n}_j (r\dot{M}_r + c_\infty M_r - M^2)}{r^2 |1-M_r|^3} \right] dS +$$

$$+ \iint \left[ \frac{\dot{L}_j \hat{r}_j}{c_\infty r(1-M_r)^2} + \frac{L_j \hat{n}_j - L_j M_j}{r^2 (1-M_r)^2} \right] dS + \iint \left[ \frac{\dot{L}_j \hat{r}_j (r\dot{M}_k \hat{r}_k + c_\infty (M_k \hat{r}_k - M^2))}{c_\infty r^2 |1-M_r|^3} \right] dS + p'_Q$$

Em que os valores de  $Q_i$  e  $L_i$  são:

$$Q_i = (\rho_\infty - \rho)v_i + \rho u_i$$

$$Q_i = \rho u_i (u_j - v_j)n_j + p \hat{n}_i$$

#### 5.4 O MÉTODO DE LATTICE-BOLTZMANN

Para simulações de geometrias complexas, um método que tem ganhado muito espaço na indústria e em outras áreas de pesquisa é o método de Lattice-Boltzmann (LBM: Lattice-Boltzmann Method). Ao contrário dos outros métodos e modelos de CFD, que buscam resolver as equações de Navier-Stokes e outras equações de conservação para parâmetros macroscópicos (tal como momento, energia), o LBM consiste em uma série de colisão e propagações de partículas fictícias. Este método, que já mostra boas aplicações na indústria automotiva, tem sua importância crescente também na indústria aeronáutica, em geometrias, como por exemplo, o trem de pouso.

O método explícito de Lattice-Boltzmann para solução de escoamentos de fluidos consiste, em linhas gerais, em uma discretização da função de distribuição de primeira ordem da equação de cinética de gases de Boltzmann, em que o movimento e a interação das partículas são descritos, basicamente, pela mecânica clássica, auxiliado por um tratamento estatístico, uma vez de que se trata de inúmeras partículas em trânsito. A mecânica deste método pode ser basicamente entendida pelas noções de choques de um fluxo, como se as partículas fossem “bolas de bilhar”, que interagem entre si e trocam propriedades e grandezas. [10]

No método de volumes finitos, em que se trabalha com o modelo descrito pela solução de Navier-Stokes, uma escalar  $u$  fica definida da forma de uma média mais uma flutuação, de modo que:

$$u = \bar{u} + u'$$

Essas equações de Navier-Stokes ficam, então, na forma:

$$\frac{\partial(\rho\bar{u}_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho\bar{u}_i\bar{u}_j)}{\partial x_j} + \frac{\partial(\bar{p})}{\partial x_i} - \frac{\partial}{\partial t} \left[ \mu \left( \frac{\partial\bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial\bar{u}_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial\bar{u}_k}{\partial x_k} \right) \right] = - \frac{\partial(\bar{y})}{\partial x_j}$$

$$y = \rho u_i' u_j'$$

Que deve ser resolvida juntamente com a equação de conservação de massa:

$$\frac{\partial\rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho\bar{u}_i)}{\partial x_i} = 0$$

Existem diversos modelos para resolver essas flutuações, conhecidos por modelos de turbulência, que modelam o tensor  $y$ . Nota-se que essa formulação relaciona, sempre, propriedades macroscópicas, mensuráveis até mesmo experimentalmente.

No modelo LBM, o conceito utilizado é bem diferente. Não se chega a estudar os fenômenos de interação até o nível microscópico, molecular, como sugere a teoria cinética dos gases, devido à enorme exigência para mensurar cada molécula de um escoamento. Trabalha-se, contudo, em um chamado nível mesoscópico, em que se agrupa uma região do espaço de forma probabilística, em partículas com estados descritos por uma função de distribuição  $f$ .

As grandezas macroscópicas de densidade e velocidade no LBM são dadas a partir da definição dessa função de distribuição de partículas:

$$\rho = \sum_i f_i$$

$$u = \frac{\sum_i f_i \cdot c_i}{\rho}$$

A equação básica que modela simula um escoamento segundo o LBM é dado por:

$$f_i(x + c_i\Delta t, t + \Delta t) - f_i(x, t) = C_i$$

Em que  $f_i$  é a função de distribuição de partículas se movendo na direção  $i$ , de acordo com um número finito de direções e vetores de velocidade discretos  $c_i$  (dependendo do tipo

de método de discretização sendo utilizado);  $c_i \Delta t$  e  $\Delta t$  são os incrementos de posição e de tempo, respectivamente. Os termos a esquerda são os termos que descrevem o fluxo do escoamento em questão. O termo a direita representa o termo de colisão entre as partículas. Este termo pode ter diferentes formas, sempre obedecendo às leis de conservação (energia, quantidade de movimento, etc.). Um dos mais simples, e também um dos mais utilizados, é a aproximação de Bhatnagar-Gross-Krook (BGK) [11], em que:

$$C_i = -\Delta t \cdot \frac{f_i - f_i^{eq}}{\tau}$$

Sendo  $\tau$  um termo de relaxação associado à viscosidade cinemática do fluido, pela equação:

$$\nu = \left( \tau - \frac{1}{2} \right) \cdot T$$

Em que  $T$  é temperatura do lattice (lattice é a nomenclatura dada ao domínio simulado), utilizada como sendo  $1/3$  para escoamentos isotérmicos.  $f_i^{eq}$  é definido como sendo a função de equilíbrio de colisões locais, e depende da discretização utilizada. Para casos tridimensionais, utiliza-se comumente o modelo D3Q19 (três dimensões e 19 vetores de velocidades) mostrado pela Figura 8:

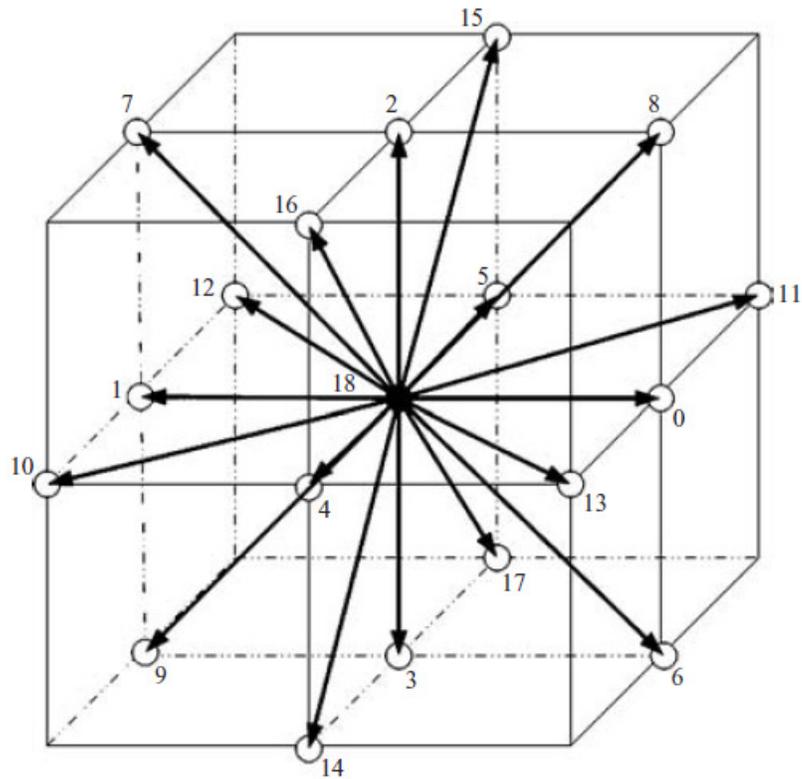


Figura 8 – Modelo D3Q19 do LBM [11]

Nesta formulação o valor de  $f_i^{eq}$  é dado por:

$$f_i^{eq} = \rho \omega_i \left[ 1 + \frac{c_i \cdot u}{T} + \frac{(c_i \cdot u)^2}{2T^2} - \frac{u^2}{2T} + \frac{(c_i \cdot u)^3}{6T^3} - \frac{c_i \cdot u}{2T^2} u^2 \right]$$

Em que  $\omega_i$  são parâmetros ponderadores da direção, dados por:

$$\omega_i = \begin{cases} 1/18, & \text{para as 6 direções cartesianas} \\ 1/36, & \text{para 12 direções diagonais} \\ 1/3, & \text{para direção estacionária / parada} \end{cases}$$

Para os casos bidimensionais, uma formulação D2Q9 normalmente é utilizada, conforme Figura 9:

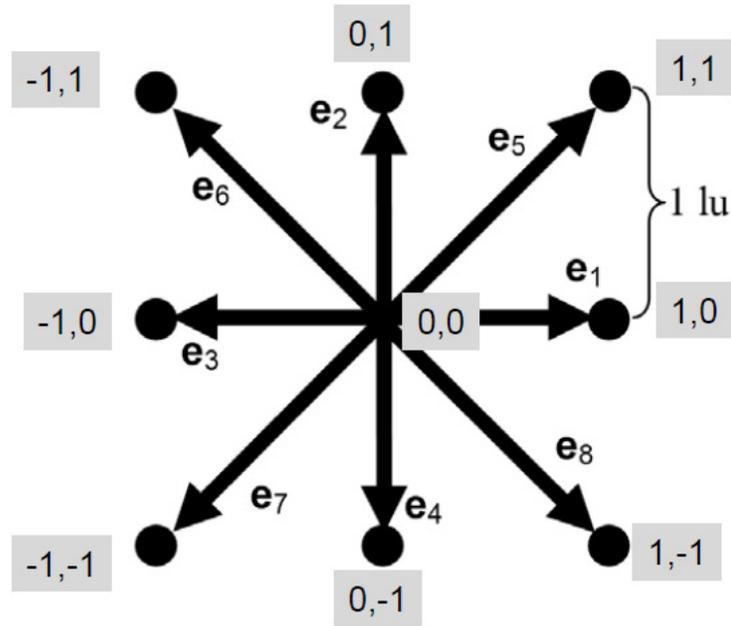


Figura 9 – Modelo D2Q9 do LBM [10]

Que, por sua vez, utiliza em sua formulação:

$$f_i^{eq} = \rho \omega_i \left[ 1 + 3 \frac{c_i \cdot u}{c^2} + \frac{9(c_i \cdot u)^2}{2c^4} - \frac{3u^2}{2c^2} \right]$$

Em que  $c$  é a velocidade básica no lattice, e  $\omega_i$  é dado por:

$$\omega_i = \begin{cases} 1/9, & \text{para as 4 direções cartesianas} \\ 1/36, & \text{para 4 direções diagonais} \\ 4/9, & \text{para direção estacionária / parada} \end{cases}$$

O domínio computacional, ou o Lattice, na maioria das vezes, tem sua região dividida em regiões menores, para que, definindo níveis diferentes de resolução (espaçamento entre os nós de cada elemento) condizentes com cada fenômeno ou exigência ocorrendo naquela região, possa-se diminuir o esforço computacional demandado. Essas regiões recebem o nome de VR's (*variable region*: região de variação do tamanho dos elementos, ou dos voxels, como são chamados). Como o método é explícito e deve-se garantir a conservação das grandezas macroscópicas, cada VR possui seu próprio passo de tempo.

Dessa forma, o LBM não necessita de uma malha propriamente dita, como os demais métodos de CFD, mas apenas de uma divisão de sua totalidade em regiões menores de resolução. Um exemplo pode ser visto na divisão de VR's realizada por [10], Figura 10:

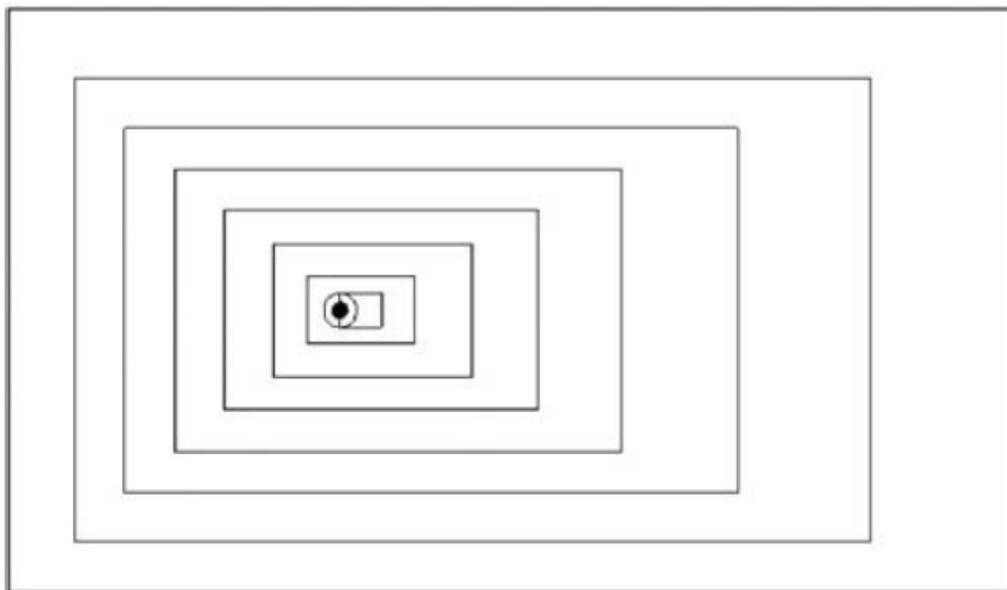


Figura 10 – VR's definidas por Li [10], para simulação do escoamento ao redor de um cilindro simples.

Para choques de partículas contra paredes e contornos, o LBM segue duas modelagens possíveis: o choque de retorno (*bounce back*) e o choque de reflexão especular (*specular reflection*). No choque de retorno, a velocidade de propagação pós-choque é contrária à velocidade original. No choque especular, mantém-se a velocidade tangencial e inverte-se a velocidade normal à superfície, conforme Figura 11.

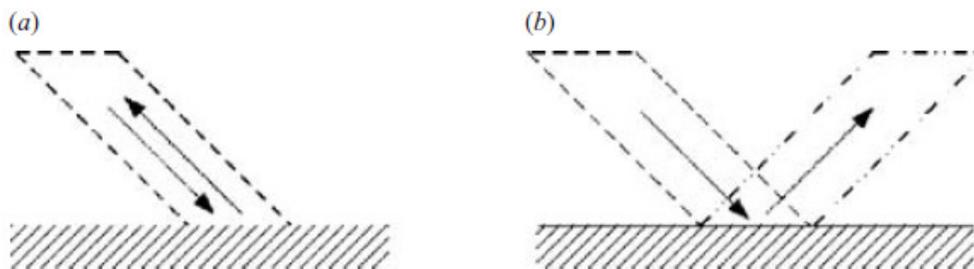


Figura 11 – Condições de contorno implementadas no LBM, (a) retorno e (b) reflexão especular [11].

Essa formulação para choques funciona muito bem para superfícies lisas, contudo, para superfícies com curvaturas e/ou rugosidades, efeitos como o desenvolvimento de camadas limites são prejudicados. Por isso, as superfícies utilizadas, tanto para a geometria quanto para as superfícies de delimitação do lattice são “facetizadas” previamente para a simulação, ou seja, são transformadas em um conjunto de pequenos planos, que reproduzem a superfície original.

O encontro dessas faces, ou do inglês *facets*, com os voxels formam os chamados surfels, que são os elementos discretizadores computacionais da superfície na simulação. Ver Figura 12.

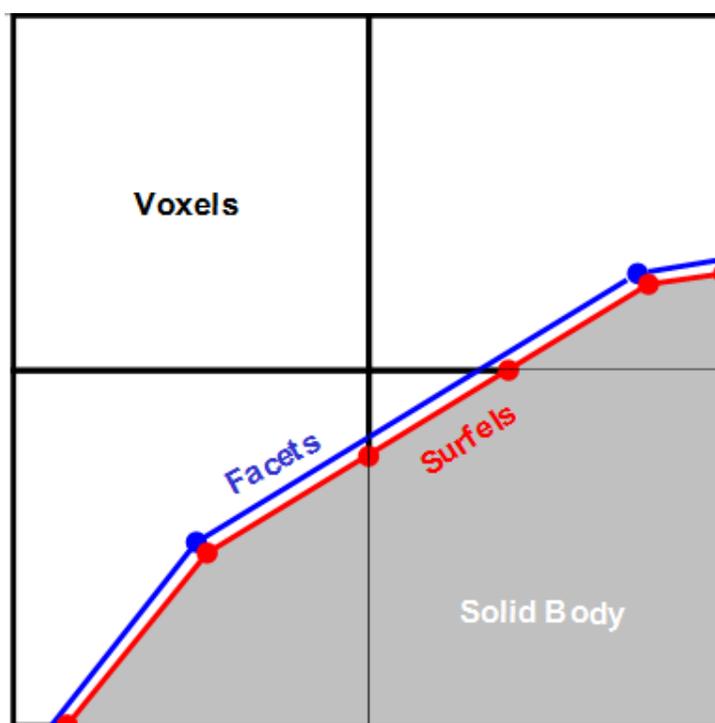


Figura 12 – Faces, voxels e a formação dos surfels.[14]

No PowerFlow, dois modelos são utilizados para as simulações: o modelo DNS, que aplica as formulações aqui apresentadas, e tem seu uso indicado para faixas de Re até 10000, e o modelo de turbulência, que é uma variação do modelo RNG, para número de Reynolds acima de 100000.

A turbulência no PowerFlow é modelada, assim como nos demais modelos de CFD, por ser muito caro computacionalmente resolver fenômenos de escalas da ordem das turbulências. O modelo utilizado no software é conhecido por VLES.

No LBM, os efeitos da turbulência são contabilizados por meio de uma correção no termo de relaxação  $\tau$  da forma [14]:

$$\frac{\partial f}{\partial t} = -\frac{1}{\tau}(f - f_{eq})$$

O modelo ainda conta com uma simplificação, semelhante ao modelo DES, para estudo do *swirl* e modelagem de grandes vorticidades (“*large eddies*”), para melhorar a precisão de regiões de separação. O termo de relaxação turbulenta, neste caso, é dado por:

$$\tau'_{turb} = \frac{\tau_{turb}}{\sqrt{1 + b \tau_{turb}^2 \Omega^2}}$$

Em que  $\Omega$  é o *swirl* local e  $b$  é uma constante de ordem  $O(10)$ .

## 6 SIMULAÇÕES REALIZADAS

As simulações realizadas com o PowerFlow foram para resolver os problemas de cilindro simples, bidimensional, com  $Re$  500 e  $Ma$  0,2 e para cilindros em tandem, tridimensional, com  $Re$  166000,  $Re$  200 ou  $Re$  20000, e  $Ma$  0,128, com distâncias entre centros dos cilindros de 1,435D, 3D, 3,7 e 5D.

Destas distâncias, sabe-se que apenas a de 1,435D e a de 3,7D possuem resultados experimentais para o problema aeroacústico, sendo este último o mais largamente estudado, por compor o *benchmark* da NASA para simplificação das interações e fenômenos presentes no problema de ruído de trens de pouso. Por isso, este caso foi focado para estudo dos resultados aeroacústicos.

As simulações para cilindros em tandem foram tridimensionais e a do cilindro simples foi bidimensional. Foram também simuladas, previamente, simulações bidimensionais para os casos de cilindro em tandem, contudo, foram apenas para verificação da efetividade do lattice.

O PowerFlow, como já dito, não possui ferramentas de propagação de ondas e predição sonora para campo longínquo (*farfield*) implementados no seu pacote. Logo, os resultados para as escutas (*probes*) realizadas para o caso de 3,7D são provenientes apenas da simulação direta, sem qualquer outro tipo de tratamento.

São apresentados, a seguir, as formulações e os resultados obtidos para os casos.

### 6.1 FORMULAÇÃO DO PROBLEMA

Para formulação do problema utilizou-se o software PowerCase, do pacote PowerFlow.

#### 6.1.1 Geometrias e Lattices (malhas) desenvolvidos

Para o caso do cilindro simples, embora a simulação fosse realizada bidimensional, o lattice deve ser feito em forma de blocos tridimensionais.

Por causa dos níveis mais grosseiros exigirem muito pouco, em termos de recursos computacionais, a domínio utilizado foi muito maior do que, por exemplo, aquele utilizado nas simulações do CFD++. Isso foi feito para se evitar influências dos contornos do lattice

sobre o cilindro, chegando mais próximo das condições de campo livre. As dimensões da caixa do domínio foram de  $1235D \times 1235D$ , com o cilindro posicionado no centro do lattice. A envergadura da caixa, por ser bidimensional, não foi relevada.

Foram utilizados 11 VR's, como podem ser visto na Figura 13. O bloco vermelho foi definido como o *inlet*, os blocos verdes-escuros como *symmetry* e o bloco verde-claro como *outlet*.

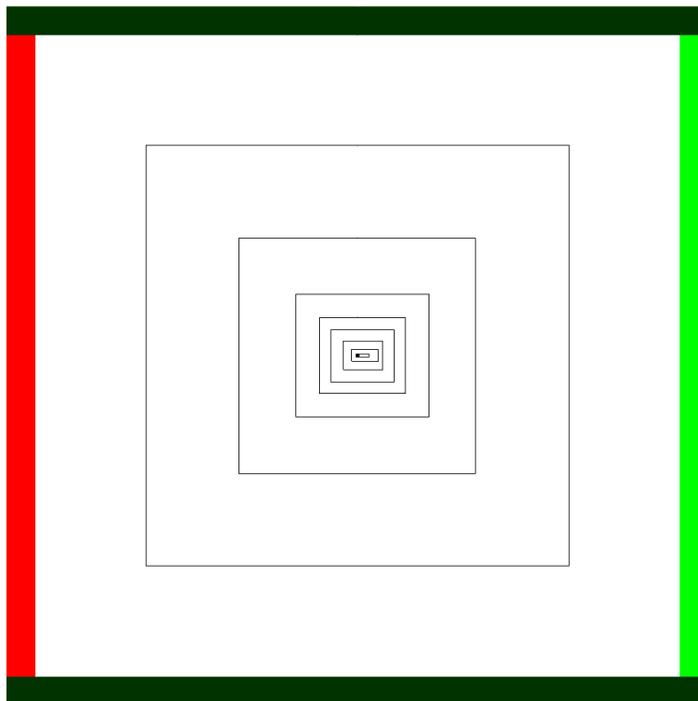


Figura 13 – Lattice para caso de cilindro simples

Na Figura 14 pode-se ver, em mais detalhes, as VR's mais refinadas. A VR 11 (mais refinada) foi definida com uma resolução de 100 voxels por diâmetro. As demais regiões são automaticamente definidas, dobrando o tamanho dos voxels para a região menos refinada seguinte.

O cilindro foi “facetizado” com 720 planos ao longo de sua circunferência.

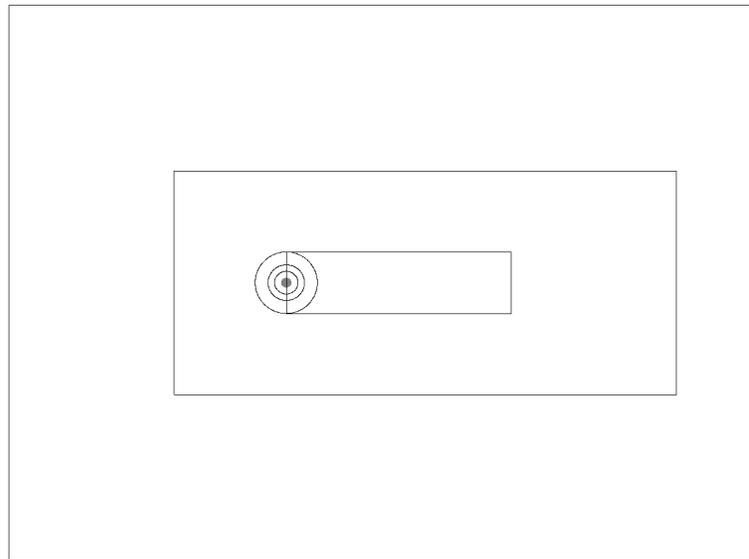


Figura 14 – Detalhe para o lattice para cilindro simples.

Para o caso de cilindros em tandem, tridimensional, a mesma “filosofia” de crescimento de voxels utilizado para o caso de cilindro simples foi aplicada. O domínio variava um pouco, dependendo da distancia  $L$  do caso em questão, mas possuía valores próximos de  $270D \times 255D$ . A envergadura utilizada foi de  $4D$ . Foram utilizadas sete VR’s. A resolução da camada mais refinada foi de 128 voxels por diâmetro de cilindro. O total equivalente de voxels foi de, aproximadamente, 16 milhões de voxels.

O caso de  $3,7D$ , como dito, foi realizado de acordo com o benchmark de cilindros em tandem da NASA. Os demais casos foram, simplesmente, variações da distância  $L$  entre eles. Logo, as distribuições de VR’s e mesmo o diâmetro do cilindro, de  $0,05715$  m, são iguais em todos os casos. O cilindro foi “facetizado” com 720 planos ao longo de sua circunferência, assim como no caso de cilindros simples.

Foi utilizada uma camada absorvedora (*anechoic layer*), para se evitar propagações sonoras provenientes de reflexões com as paredes do lattice. Essa camada, em vermelho, bem como as distribuições das VR’s e contornos podem ser vistos na Figura 15 e Figura 16.

Os modelos utilizados dentro do PowerFlow, para solução dos casos, foram DNS para  $Re$  200 e com modelo de turbulência, para  $Re$  166000 e 20000.

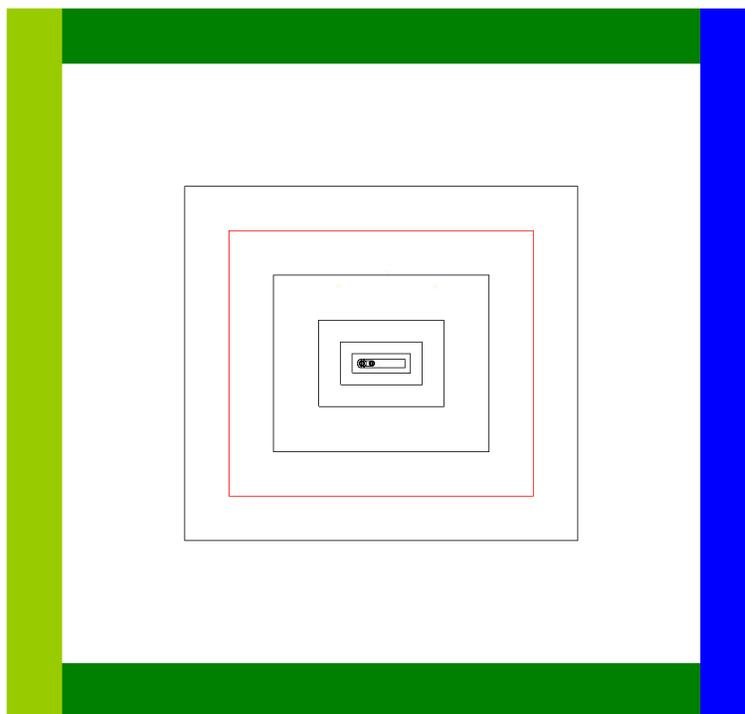


Figura 15 – Lattice para cilindros em tandem.

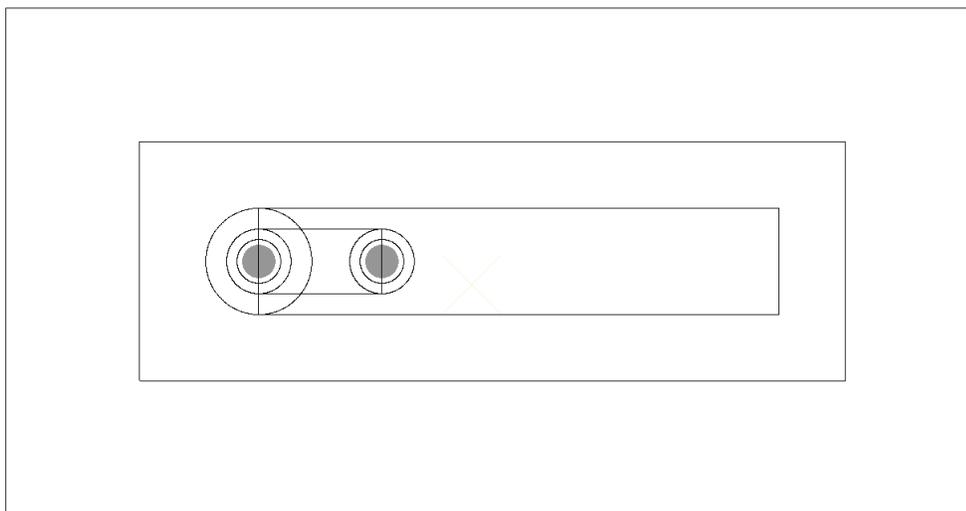


Figura 16 – Detalhe do lattice para cilindros em tandem.

### **6.1.2 Propriedades e condições iniciais**

Para o caso de cilindros simples, o número de Reynolds foi fixado em 500, a temperatura de 25°C, pressão inicial e de entrada no campo 101325 Pa, velocidade de 68,04 m/s (Ma 0,2), viscosidade cinemática de 0,0000149 m<sup>2</sup>/s. O diâmetro foi escolhido para atender ao número de Reynolds, ficando com valor de 0,0001095 m. Dado o tamanho do menor voxel (resolução de 100 voxels em um diâmetro), o passo de tempo foi de 1,858e-09 s.

Para os casos de cilindros em tandem, utilizou-se, como já dito, distâncias entre centro de 1,435D, 3D, 3,7D e 5D. O diâmetro de cada cilindro é de 0.05715 m, a velocidade de entrada e inicial do domínio de 44 m/s, a 21 °C (que equivale a Ma = 0,128), pressão de 101325 Pa, resultando em um Re de 166000. Foi adicionada uma velocidade inicial vertical de 0,01 m/s apenas para desestabilizar o escoamento inicial, e acelerar o fenômeno de desprendimento de vórtices.

Após as simulações de Re 166000, foram realizadas as simulações para Re 200 e Re 20000, alterando-se apenas a viscosidade cinemática necessária para se alcançar tal valor, sem alterar as condições iniciais.

### **6.1.3 Condições de contorno**

As seguintes condições de contorno foram escolhidas para a simulação do escoamento ao redor do cilindro e do cilindro em tandem:

- “inlet”: para o contorno de entrada foi escolhido um fluxo de entrada baseado na velocidade/pressão de entrada, com condições semelhantes às condições iniciais definidas, sem a velocidade vertical de desestabilização.
- “outlet”: para o contorno de saída, foi definida uma condição de saída de fluxo apenas, com pressão externa imposta, semelhante à inicial (101325 Pa).
- “cylinder wall”: para o contorno da parede do cilindro foi escolhida uma superfície viscosa, adiabática, facetizada em 720 planos ao longo da circunferência.
- “top symmetry” e “bottom symmetry”: para as simetrias laterais a condição de contorno escolhida foi de parede invísida, de forma com que não houvesse um crescimento de camada limite nesta região.

Obs.: nas simetrias laterais normais à envergadura, não foram utilizadas caixas para definições de condições de contorno. O PowerFlow trata essas faces como se fossem condições de periodicidade.

#### 6.1.4 Resultados

Seguem os resultados para os casos descritos. São apresentados os campos de velocidade, pressão, vorticidade e gráficos das forças instantâneas aplicadas nos cilindros. Para as simulações de 1,435D e 3,7D e Re 166000, são calculados o campo de pressão acústica (pressão subtraída da pressão média), e, para este último caso, os espectros de densidade de potência da pressão (PSD: power spectrum density) para as escutas colocadas.

##### 6.1.4.1 Cilindro simples com Re 500 e Ma 0,2

Para o caso do cilindro simples simulado no PowerFlow, os resultados dos campos de velocidade, vorticidade em z e pressão acústica são mostrados a seguir.

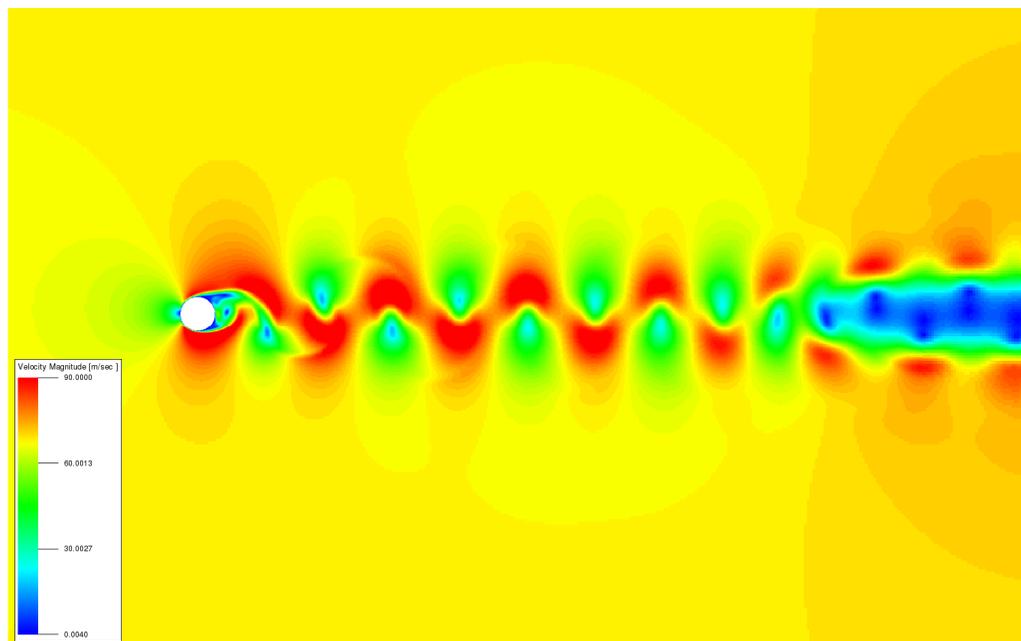


Figura 17 – Campo de velocidade para cilindro simples Re 500 Ma 0.2.

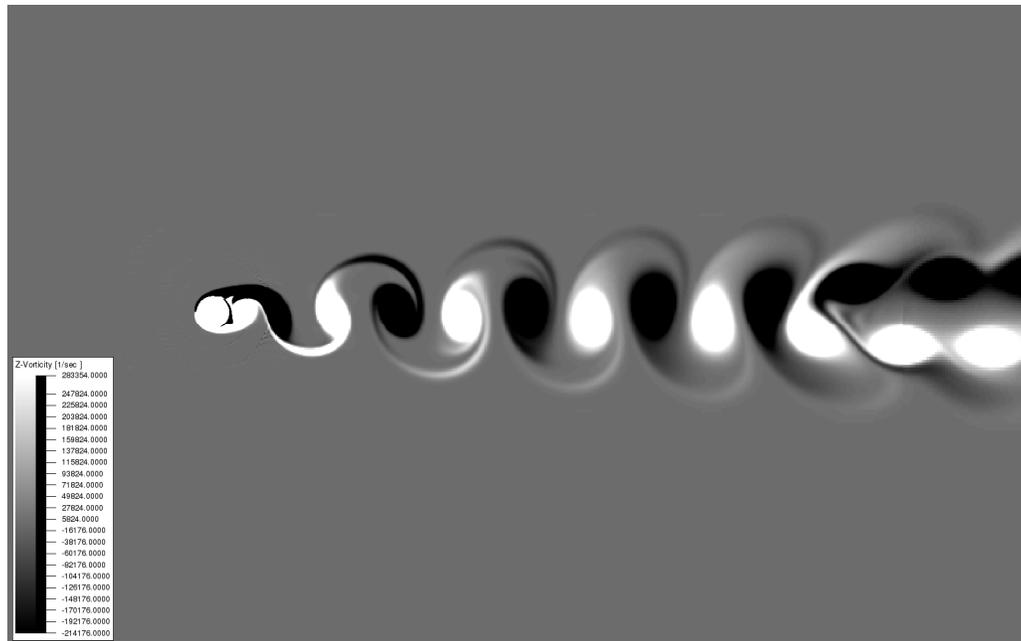


Figura 18 – Campo de vorticidade para cilindro simples Re 500 Ma 0.2.

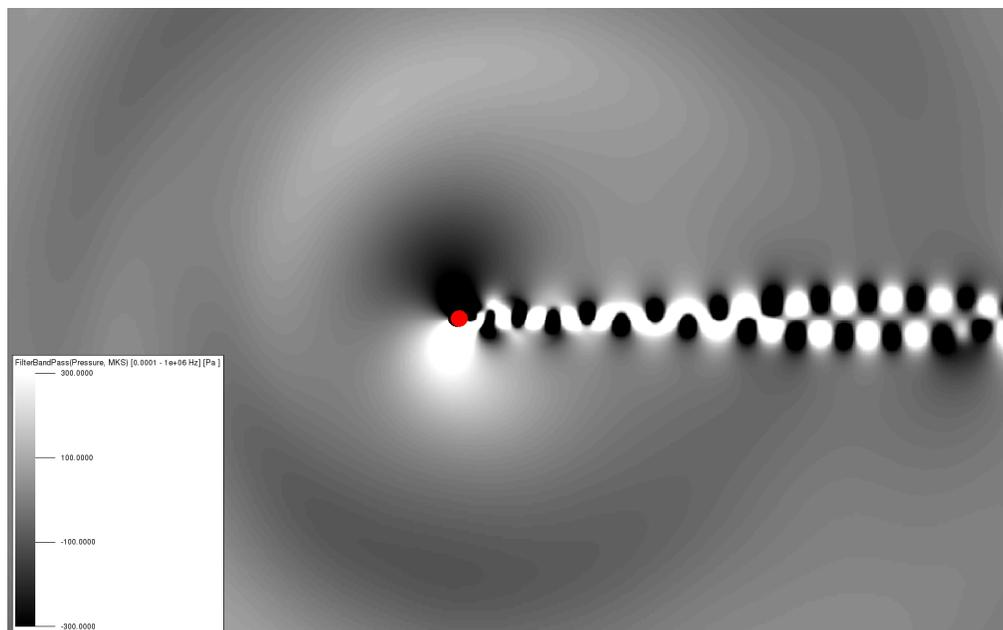


Figura 19 – Campo de pressão acústica para cilindro simples Re 500 Ma 0.2.

O campo de pressão acústico se mostrou muito intenso neste caso simulado, se comparado aos outros campos obtidos, para cilindros em tandem. Muito provavelmente devido ao elevado número de Mach da simulação.

Segue o histórico de forças adimensionais obtidos para este caso.

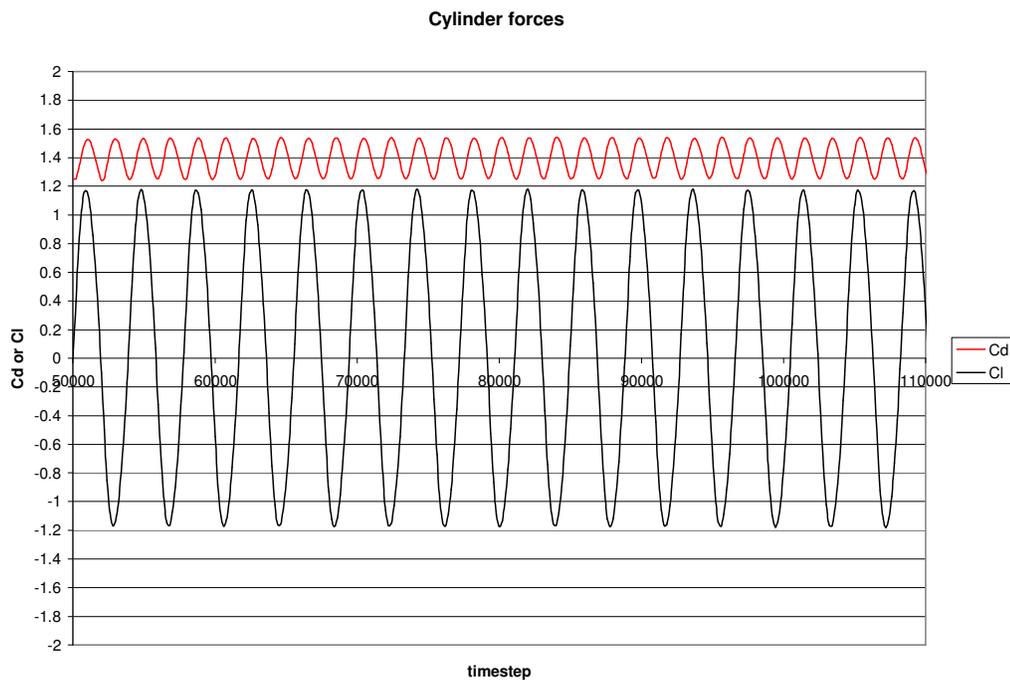


Figura 20 - Histórico de  $C_D$  e  $C_L$  para o cilindro simples,  $Re = 500$  e  $Ma = 0,2$ .

#### 6.1.4.2 Cilindros em tandem com $L = 1,435D$ e $Re = 200$

Os resultados obtidos para o caso de  $L = 1,435D$  e  $Re = 200$  podem ser vistos nos campos de magnitude de velocidade, pressão estática e vorticidade em  $z$  (direção normal ao plano) mostrados a seguir.

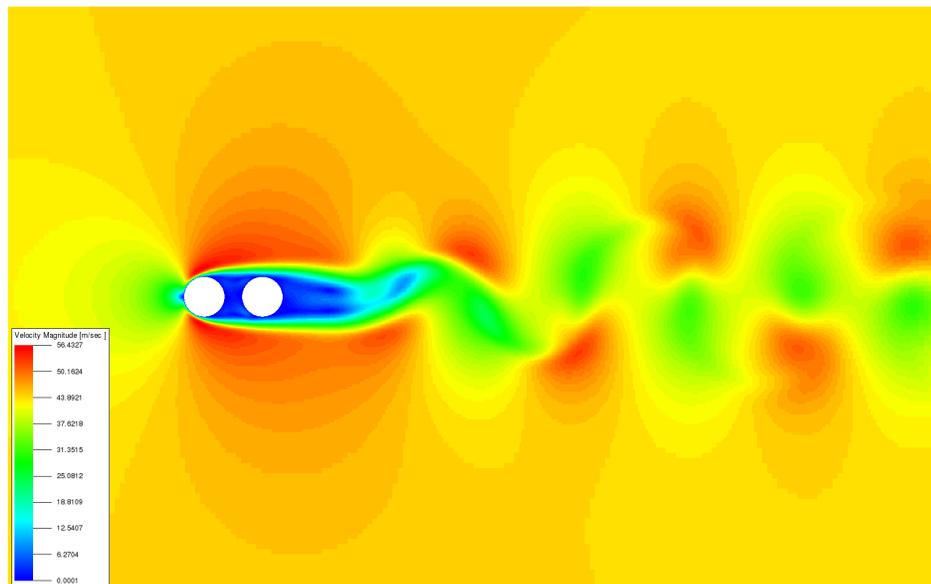


Figura 21 – Campo de velocidade para  $L = 1,435D$  e  $Re = 200$

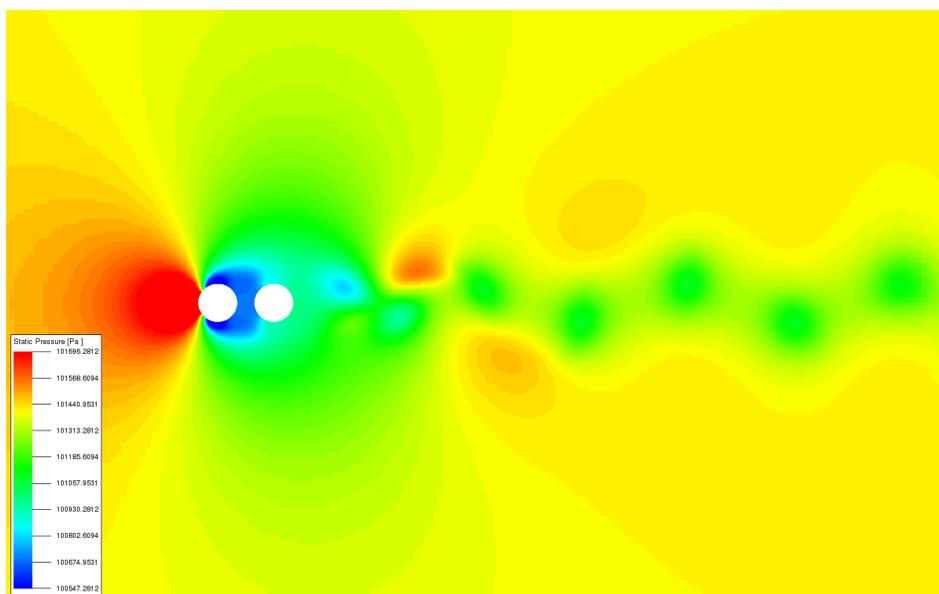


Figura 22– Campo de pressão estática para  $L = 1,435D$  e  $Re = 200$

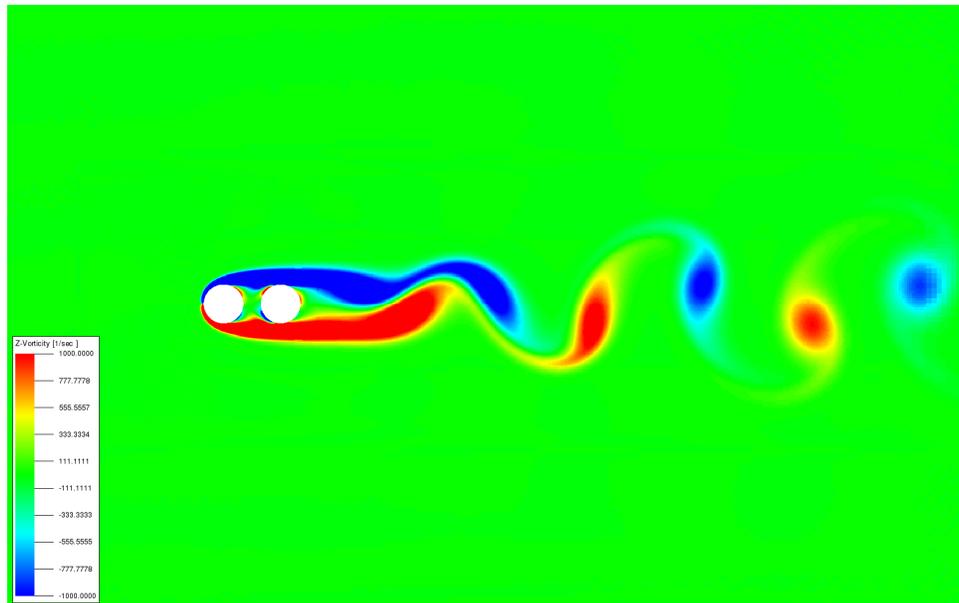


Figura 23– Campo de vorticidade em z para  $L = 1,435D$  e  $Re = 200$

Nota-se que o regime obtido para esse caso se enquadra no descrito pela item B da Figura 7, uma vez que há uma re-aderência da camada despreendida do primeiro cilindro. Para números de Reynolds menores ou distâncias entre centros menores, espera-se que estas camadas não se comportem assim, não “recolem” no segundo cilindro, se aproximando do regime A.

Seguem as forças instantâneas obtidas para este caso.

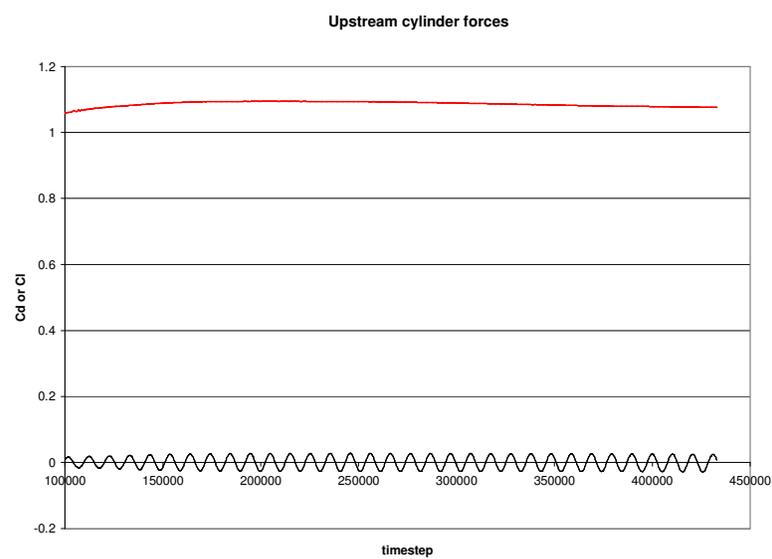


Figura 24 –  $C_d$  e  $C_l$  instantâneos para o cilindro à montante,  $L=1,435D$  e  $Re = 200$

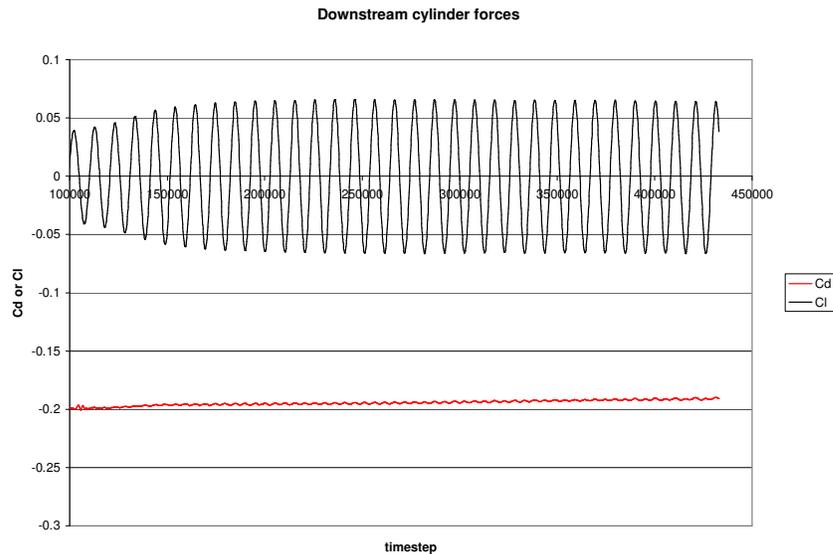


Figura 25– Cd e Cl instantâneos para o cilindro à jusante,  $L=1,435D$  e  $Re = 200$

Nota-se que o arrasto no cilindro à montante é muito maior que o arrasto no cilindro à jusante, que chega a ser negativo. Este resultado já era de certa forma esperado, uma vez que o segundo cilindro encontra-se em uma região de baixa pressão formada pela esteira do segundo cilindro.

A sustentação, em compensação, é muito maior, em termos de magnitude, no segundo cilindro, uma vez que é nele que estão sendo formados os vórtices que produzem as forças na direção perpendicular ao escoamento.

#### 6.1.4.3 Cilindros em tandem com $L = 3D$ e $Re = 200$

Seguem os resultados obtidos para o caso de  $L = 3D$  e  $Re = 200$  nos campos de magnitude de velocidade, pressão estática e vorticidade em z:

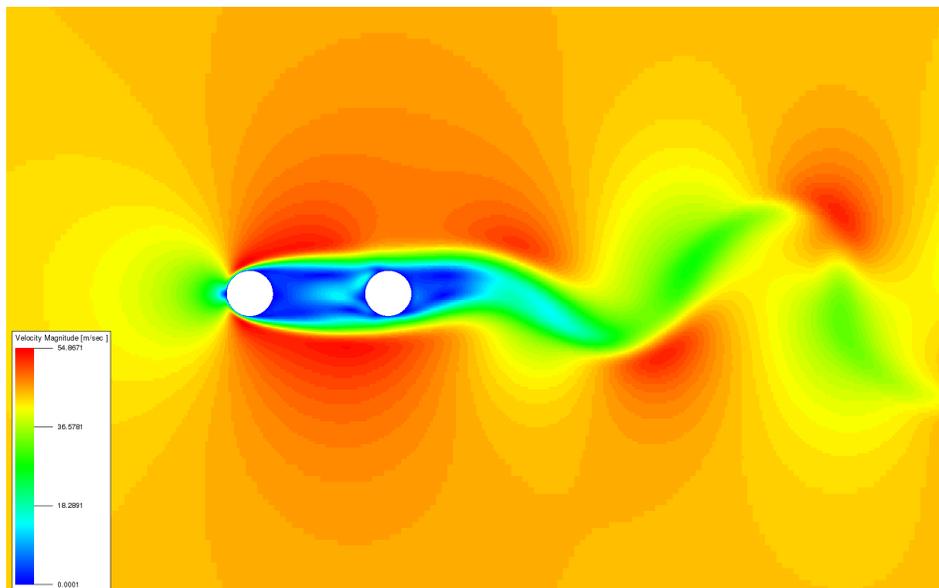


Figura 26 – Campo de velocidade para  $L = 3D$  e  $Re = 200$

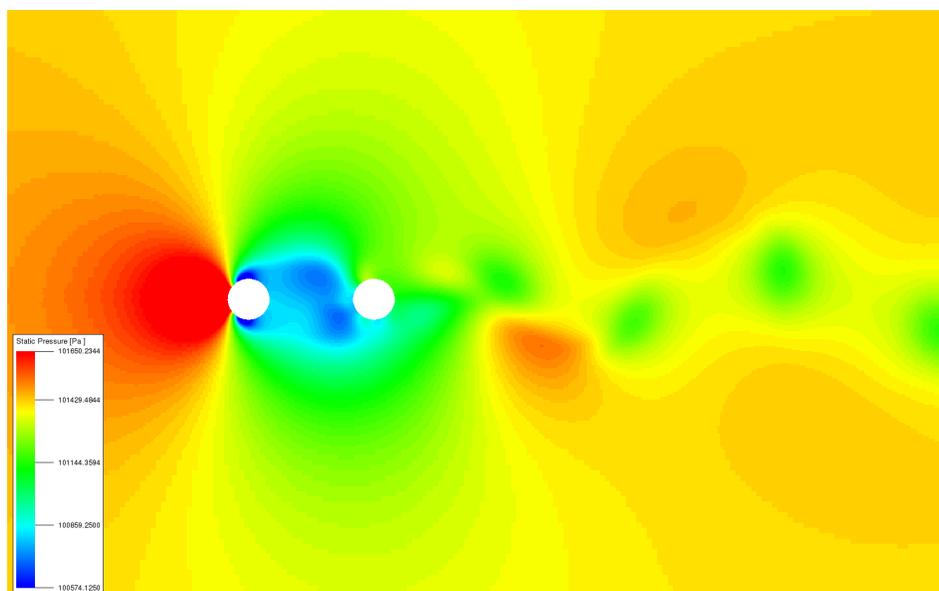


Figura 27 - Campo de pressão estática para  $L = 3D$  e  $Re = 200$

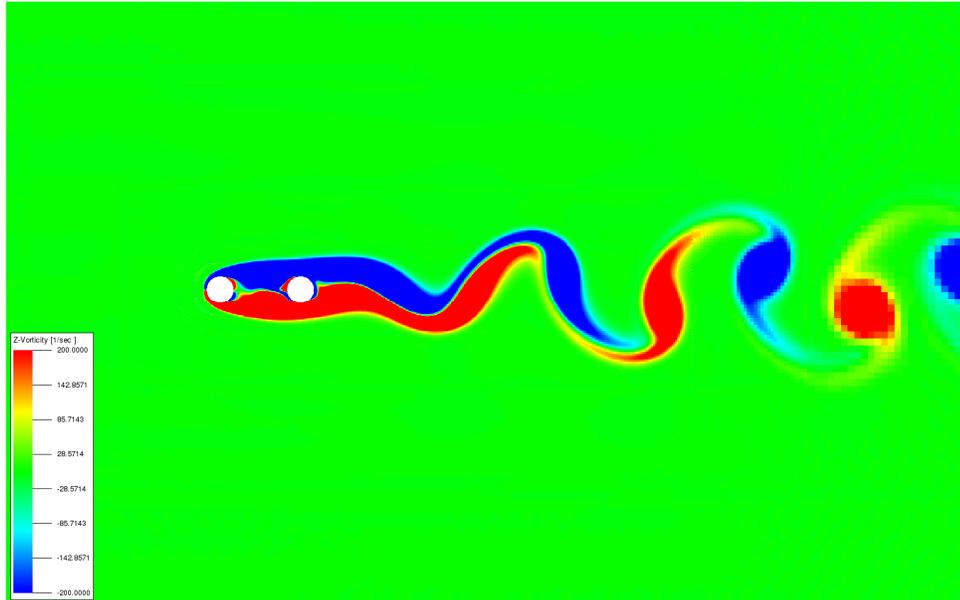


Figura 28 – Campo de vorticidade em  $z$  para  $L = 3D$  e  $Re = 200$

Para este caso, nota-se que o regime obtido é o C, com duas “bolhas” de vorticidade simétricas no vão entre os cilindros.

Seguem as forças instantâneas obtidas para cada um dos cilindros.

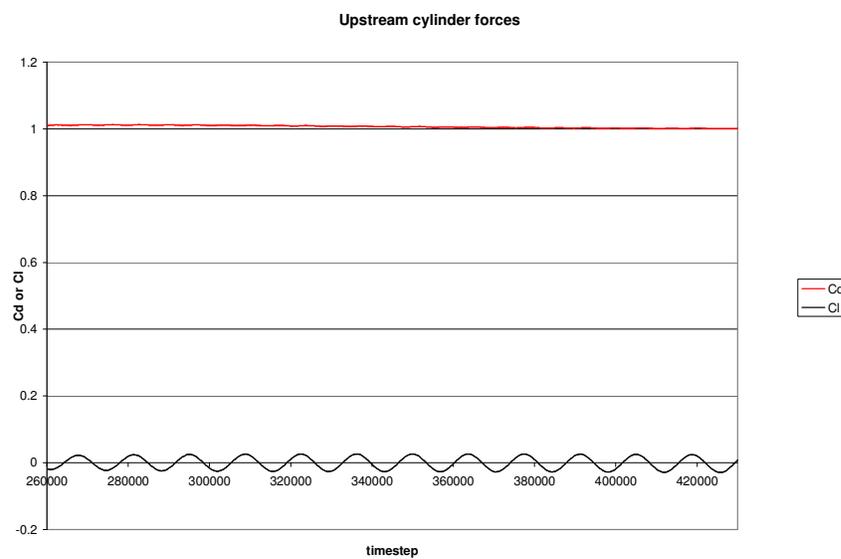


Figura 29 –  $C_d$  e  $C_l$  instantâneos para o cilindro à montante,  $L=3D$  e  $Re =200$

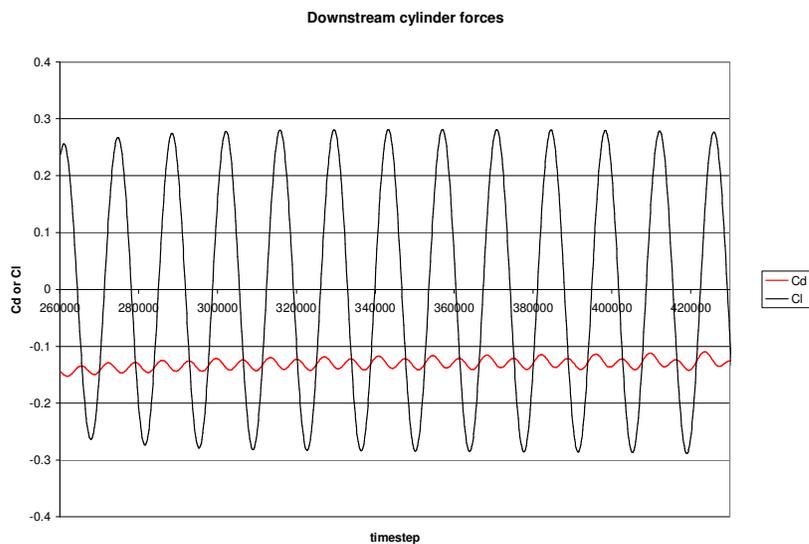


Figura 30 –  $C_d$  e  $C_l$  instantâneos para o cilindro à jusante,  $L=3D$  e  $Re = 200$

Em relação ao caso anterior, de  $L = 1,435D$ , as forças foram se modificando, com o  $C_d$  do segundo cilindro aumentando. Essa é uma tendência que se mantém nas próximas simulações com distanciamento dos cilindros.

#### 6.1.4.4 Cilindros em tandem com $L = 3,7D$ e $Re = 200$

Seguem os resultados obtidos para o caso de  $L = 3,7D$  e  $Re = 200$  nos campos de magnitude de velocidade, pressão estática e vorticidade em z:

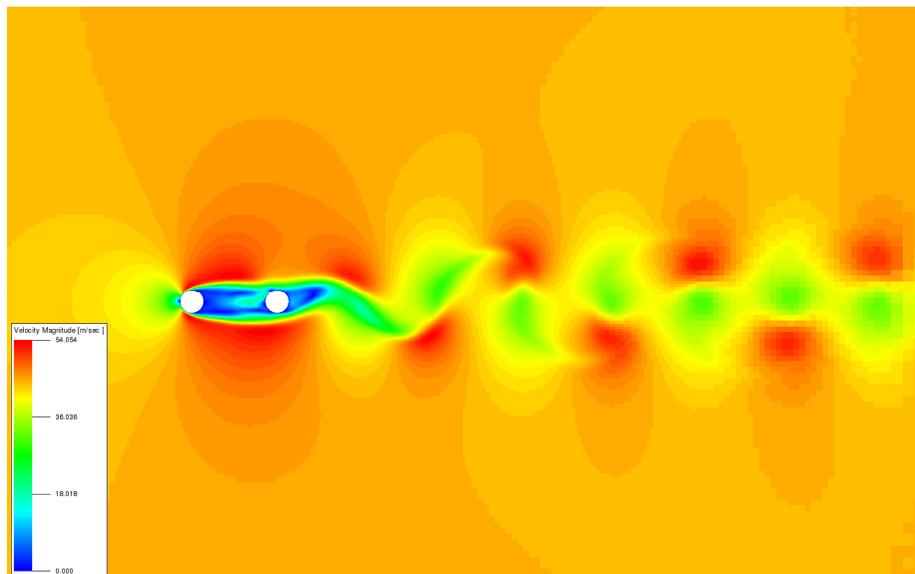


Figura 31 – Campo de velocidade para  $L = 3,7D$  e  $Re = 200$

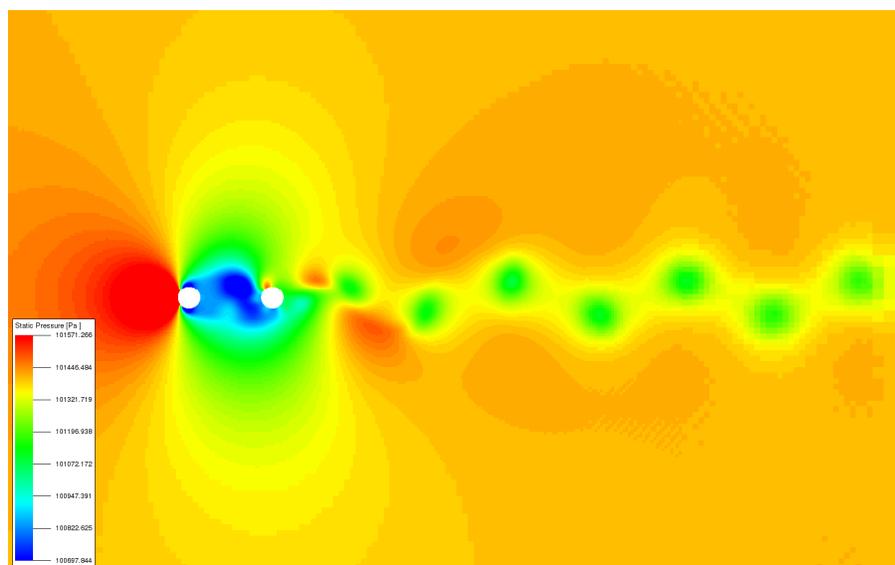


Figura 32 - Campo de pressão estática para  $L = 3,7D$  e  $Re = 200$

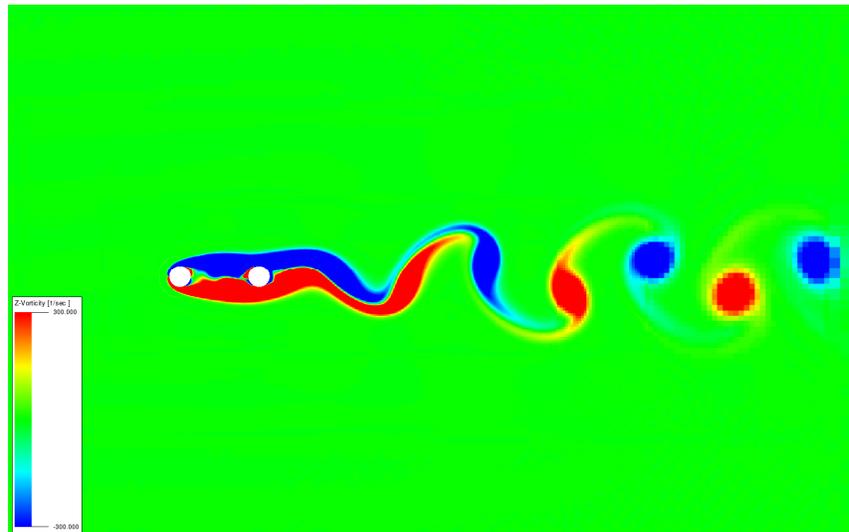


Figura 33 – Campo de vorticidade em  $z$  para  $L = 3,7D$  e  $Re = 200$

O regime obtido neste caso é o regime D, em que as “bolhas” de vorticidade no espaço entre os cilindros deixam de ser simétricas, e tem seu crescimento alternando para cada uma das direções da vorticidade.

Seguem as forças instantâneas obtidas para o caso.

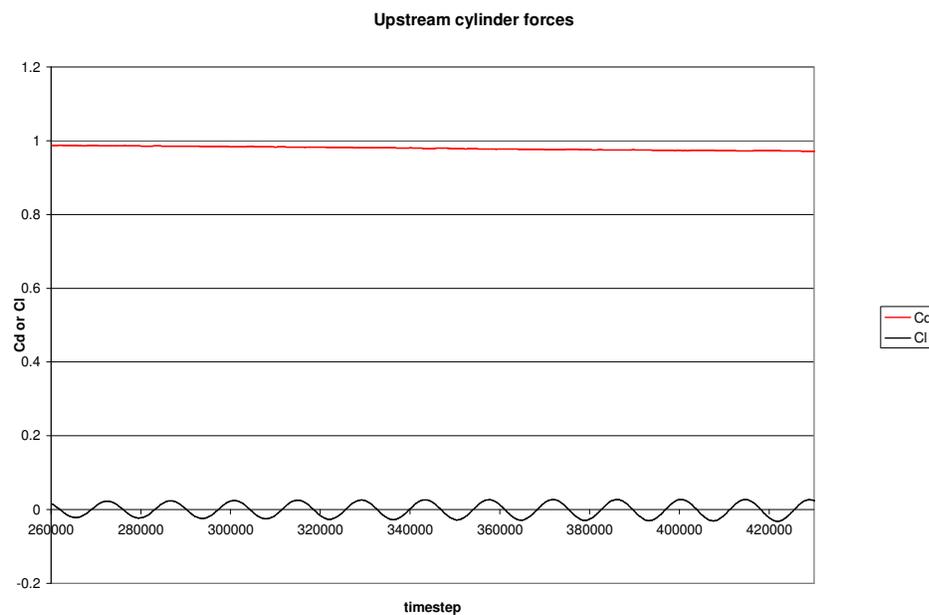


Figura 34–  $C_d$  e  $C_l$  instantâneos para o cilindro à montante,  $L=3,7D$  e  $Re = 200$

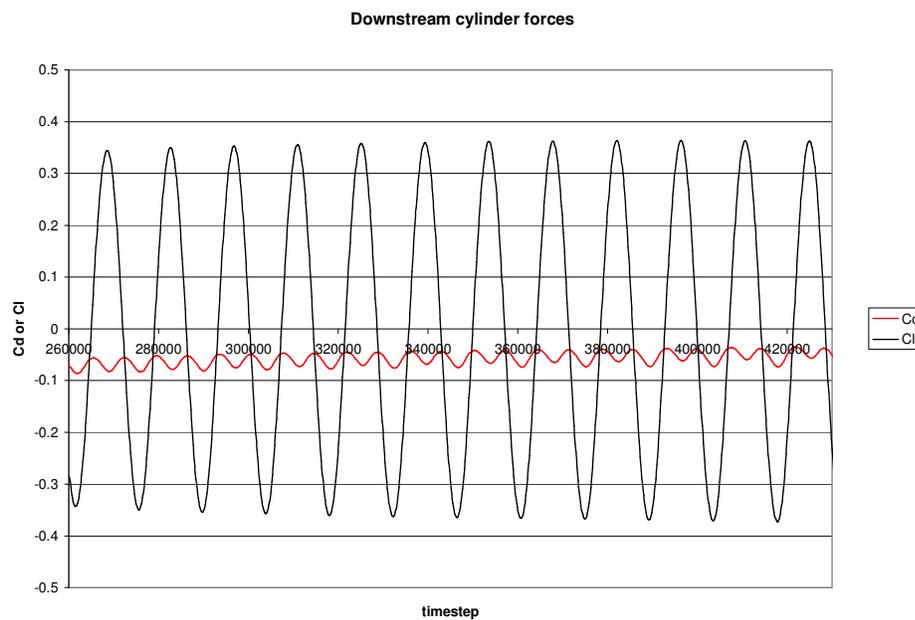


Figura 35– Cd e Cl instantâneos para o cilindro à jusante,  $L = 3,7D$  e  $Re = 200$

#### 6.1.4.5 Cilindros em tandem com $L = 5D$ e $Re = 200$

Seguem os resultados obtidos para o caso de  $L = 5D$  e  $Re = 200$  nos campos de magnitude de velocidade, pressão estática e vorticidade em z:

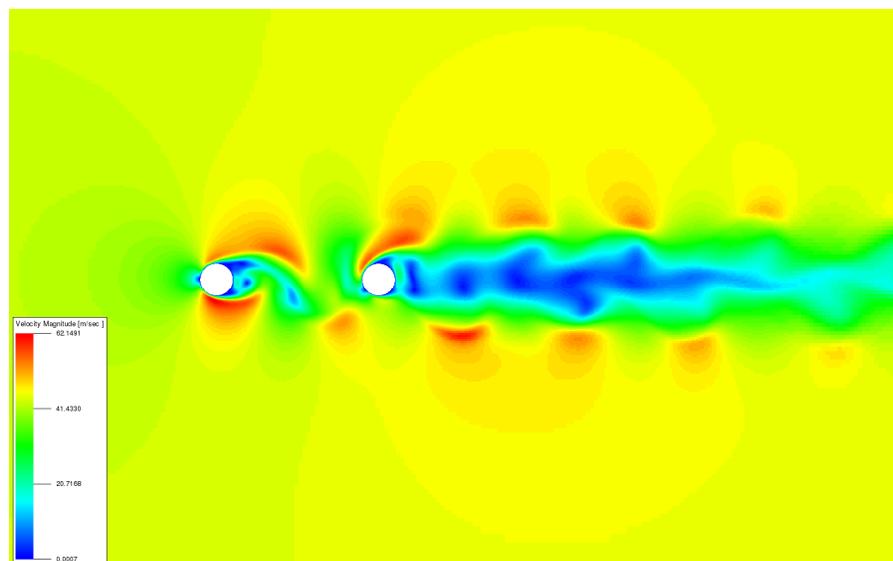


Figura 36 – Campo de velocidade para  $L = 5D$  e  $Re = 200$

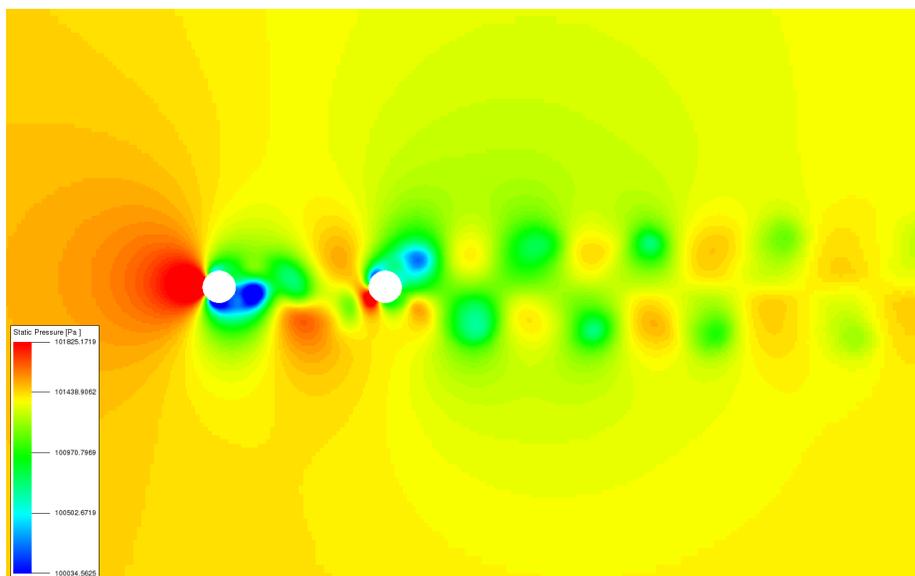


Figura 37 - Campo de pressão estática para  $L = 5D$  e  $Re = 200$

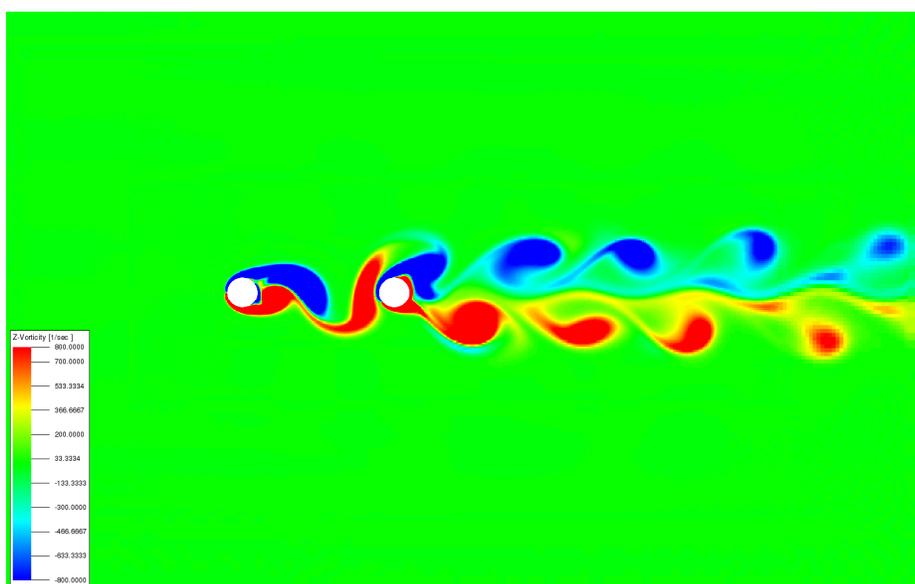


Figura 38 – Campo de vorticidade em  $z$  para  $L = 5D$  e  $Re = 200$

Os campos obtidos mostram claramente que se trata do regime F de interferência, com duas esteiras bem formadas, para cada cilindro. Detalhe para a esteira binária obtida na Figura 38.

As forças instantâneas podem ser vistas a seguir.

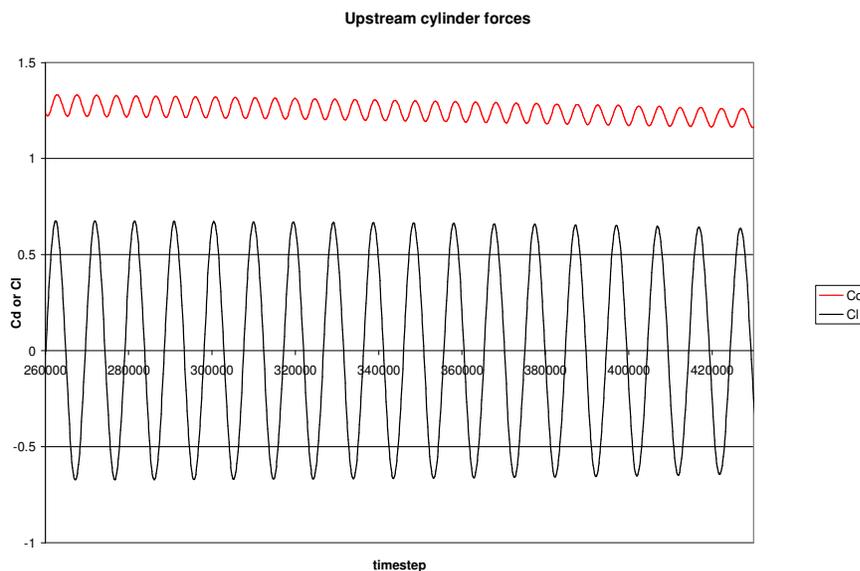


Figura 39 – Cd e Cl instantâneos para o cilindro à montante,  $L=5D$  e  $Re = 200$

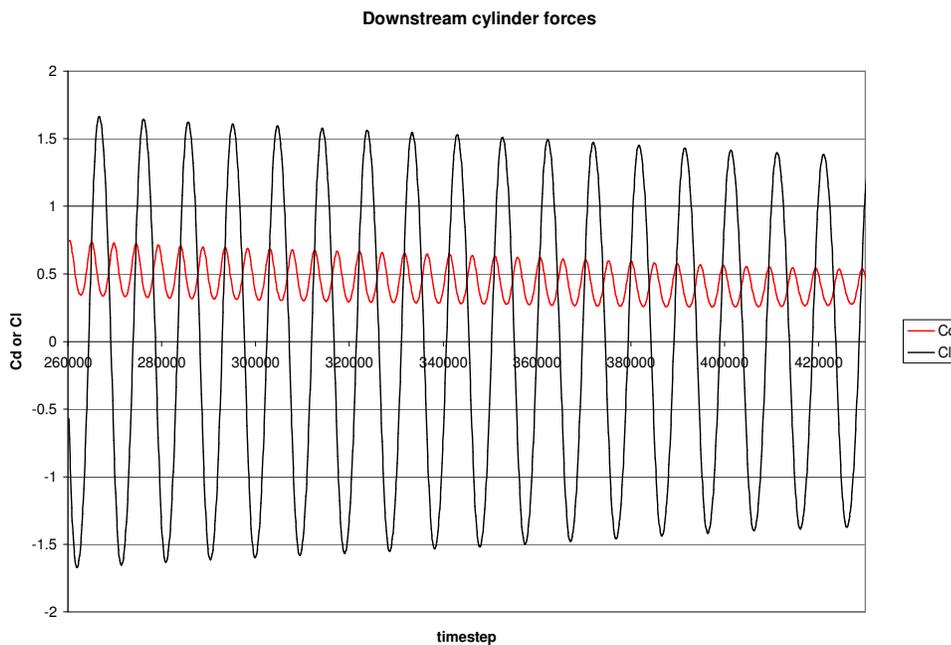


Figura 40 – Cd e Cl instantâneos para o cilindro à jusante,  $L=5D$  e  $Re = 200$

Como já dito anteriormente, e, novamente, enfatizado, as forças tendem a aumentar no segundo cilindro, e a tendência, é que elas se igualem comparando os dois cilindros entre si, conforme eles se distanciam.

#### 6.1.4.6 Cilindros em tandem com $L = 1,435D$ e $Re = 20000$

Os resultados obtidos para o caso de  $L = 1,435D$  e  $Re = 200$  podem ser vistos nos campos de magnitude de velocidade, pressão estática e vorticidade em  $z$  (direção normal ao plano) mostrados a seguir.

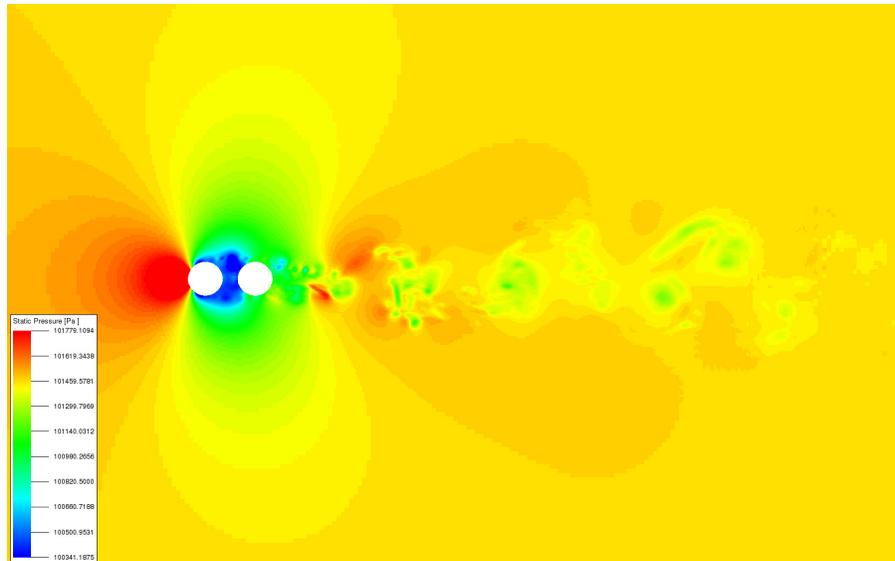


Figura 41 – Campo de pressão para  $L = 1,435D$  e  $Re = 20000$

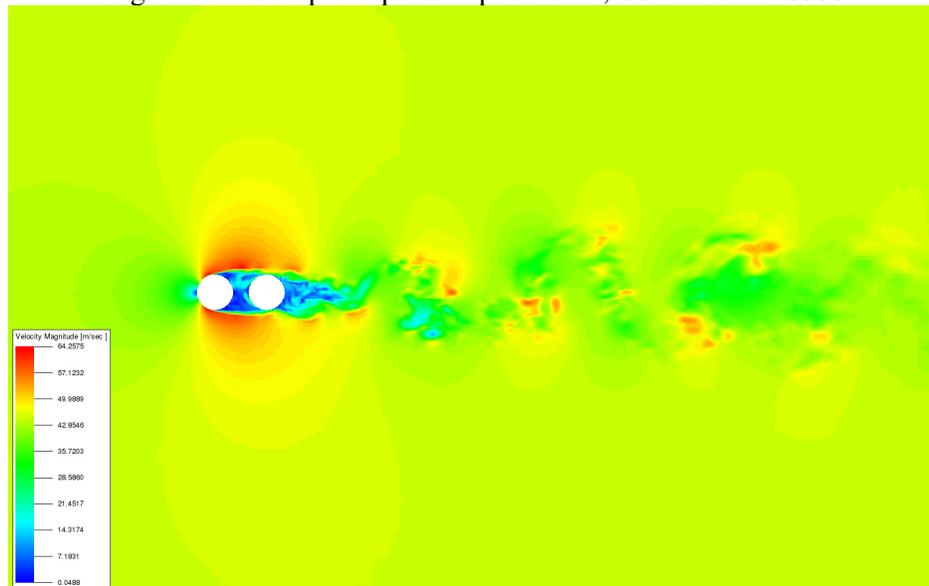


Figura 42 – Campo de velocidade para  $L = 1,435D$  e  $Re = 20000$

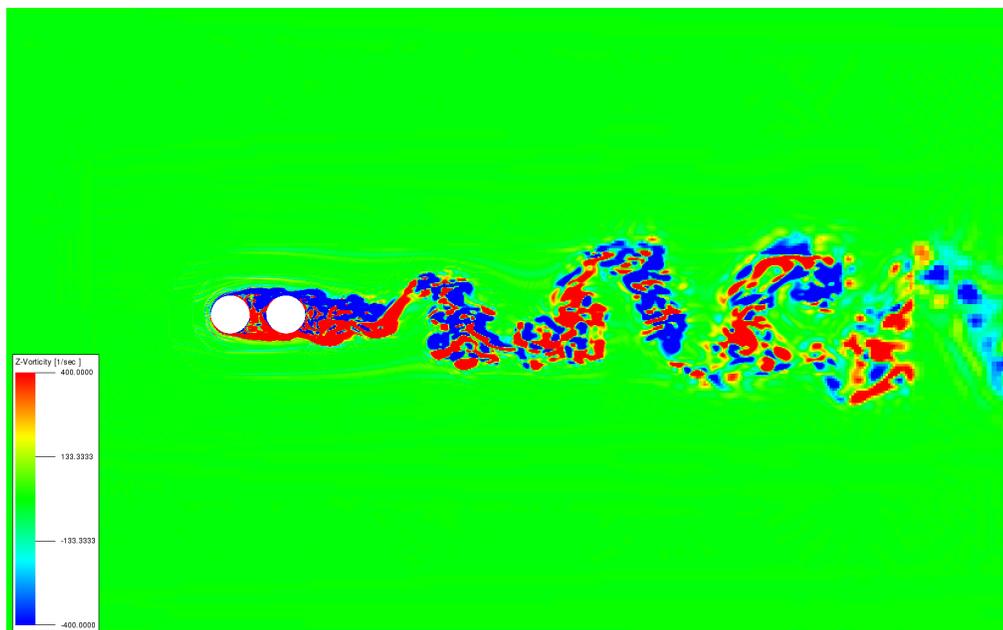


Figura 43 – Fatia do campo de vorticidade para  $L = 1,435D$  e  $Re = 20000$

Para o caso de  $Re = 20000$  e  $L = 1,435D$ , já nessa primeira configuração paramétrica, aparecem duas bolhas simétricas no vão entre os dois cilindros, o que comprova a relação qualitativa de que o aumento do número de Reynolds provoca uma redistribuição dentre os regimes, de forma a se comportar como um distanciamento maior. Nota-se, ainda, apenas uma esteira, na saída do cilindro à jusante. Trata-se, portanto, do regime C de Igarashi.

São apresentadas a seguir as forças instantâneas obtidas em cada um dos cilindros. Observa-se que as forças impostas não parecem mais simples senóides. Nota-se a presença de outros modos naturais de vibração, proporcionados pela turbulência e interação entre os cilindros.

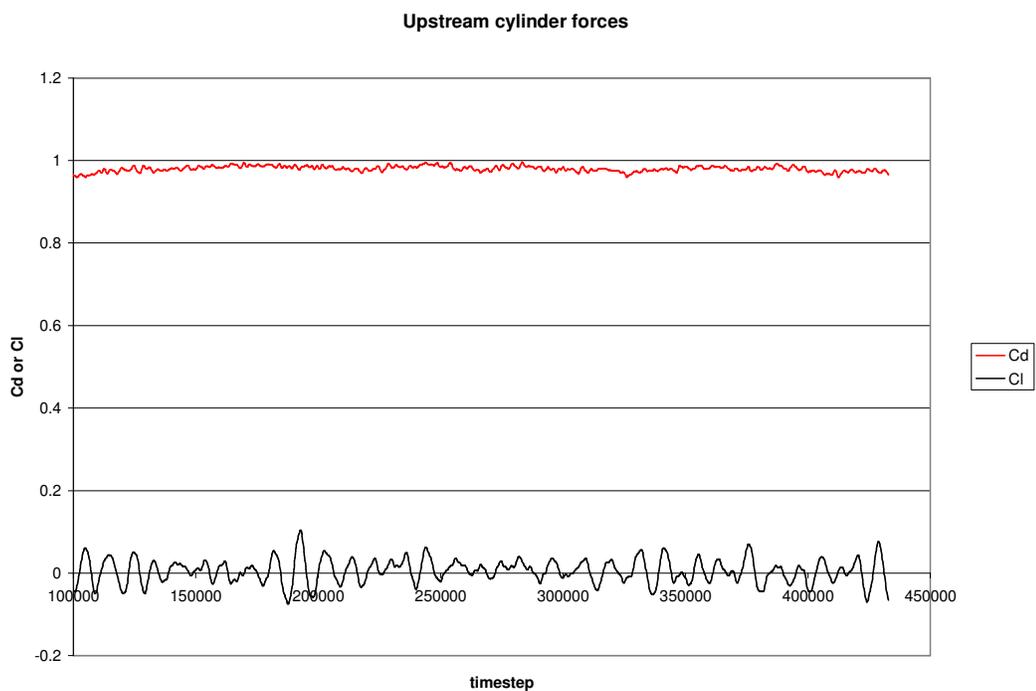


Figura 44 –  $C_d$  e  $C_l$  instantâneos para o cilindro à montante,  $L=1,435D$  e  $Re = 20000$

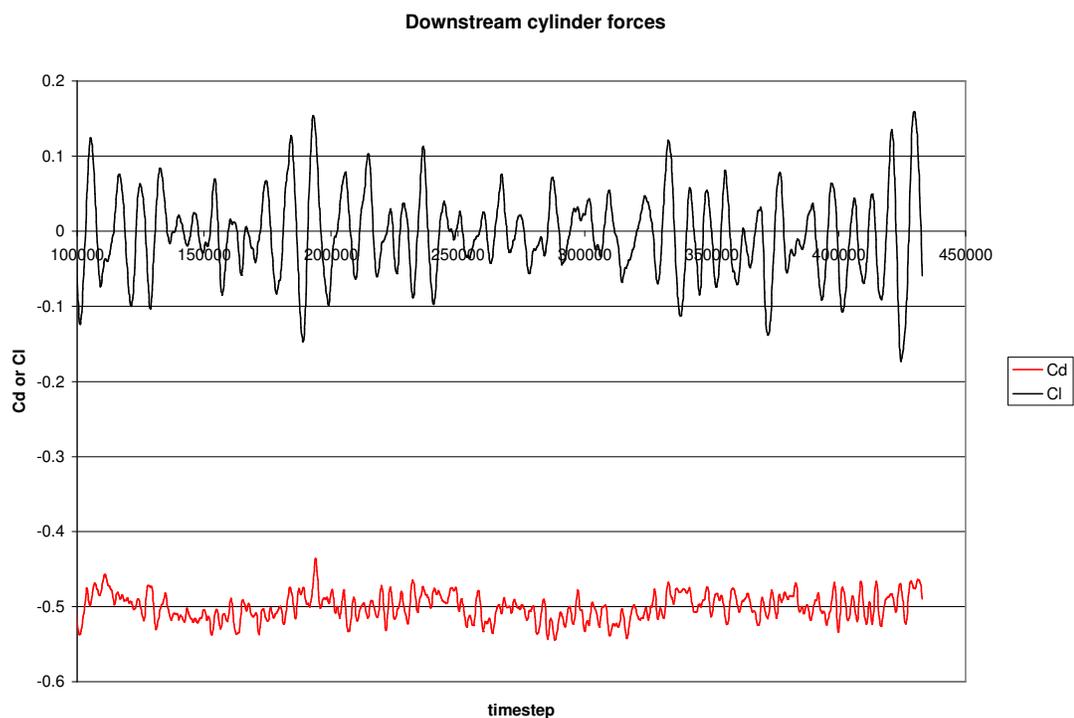


Figura 45 –  $C_d$  e  $C_l$  instantâneos para o cilindro à jusante,  $L=1,435D$  e  $Re = 20000$

#### 6.1.4.7 Cilindros em tandem com $L = 3D$ e $Re = 20000$

Para o caso tridimensional do cilindro em tandem com espaçamento entre centros de  $3D$  e  $Re = 20000$  simulado no PowerFlow, os resultados dos campos de velocidade, pressão e vorticidade  $Z$  são mostrados a seguir.

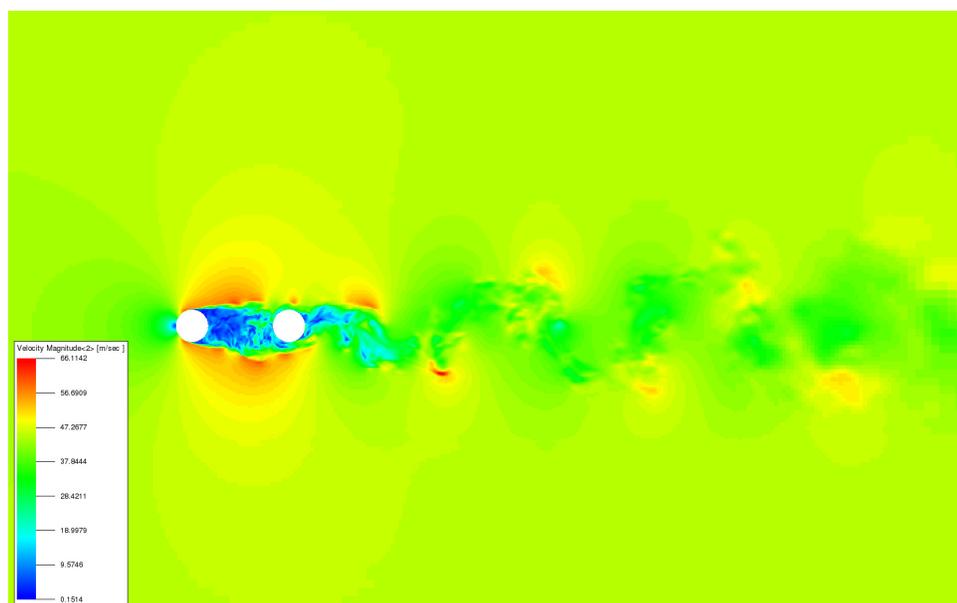


Figura 46 – Fatia do campo de velocidade (magnitudo),  $L=3D$  e  $Re =20000$

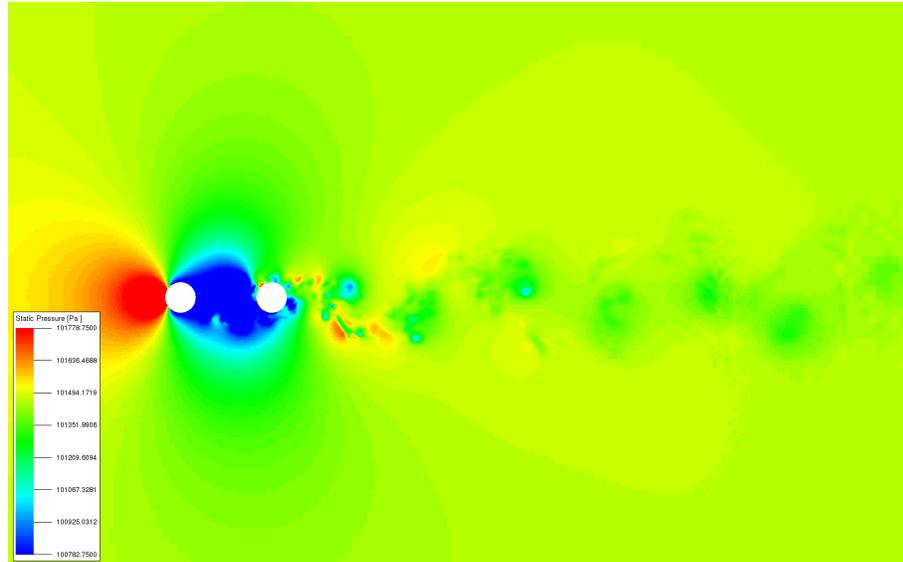


Figura 47 – Fatia do campo de pressão estática,  $L=3D$  e  $Re = 20000$

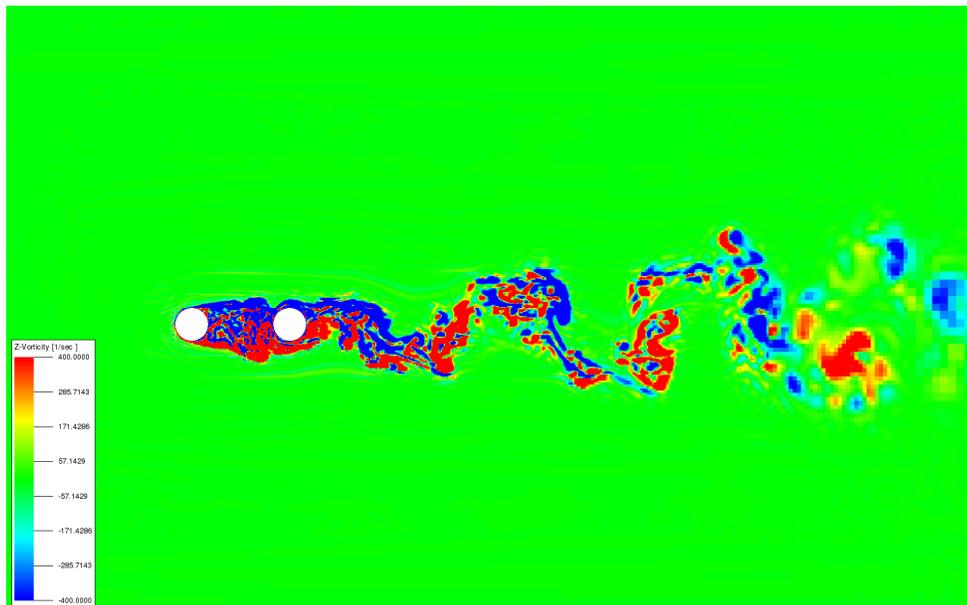


Figura 48 – Fatia do campo de vorticidade em  $z$ ,  $L=3D$  e  $Re = 20000$

No campo de vorticidades em  $z$ , nota-se a presença de bolhas assimétricas entre os dois cilindros, que, no transiente, competem pelo vão. Trata-se portanto do regime D de interferência.

Seguem as forças instantâneas obtidas nos dois cilindros.

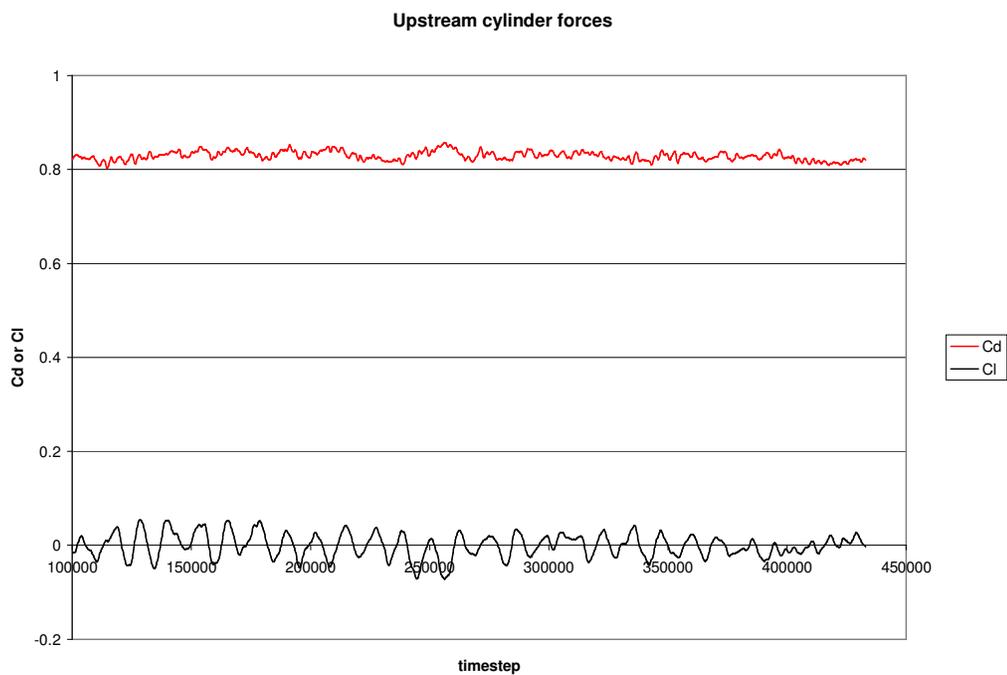


Figura 49 – Cd e Cl instantâneos para o cilindro à montante,  $L=3D$  e  $Re = 20000$

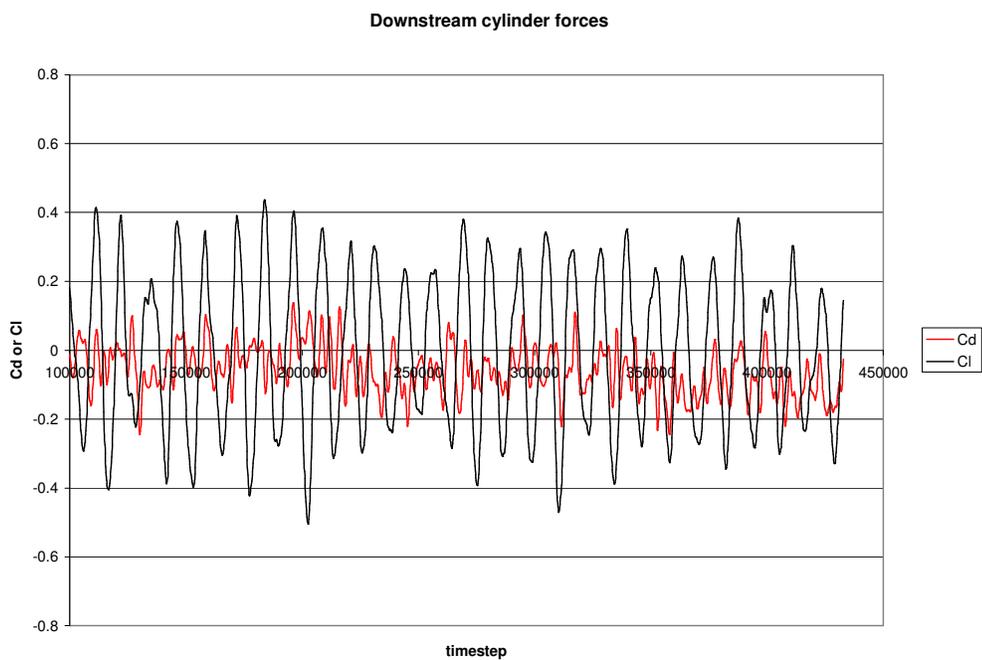


Figura 50 – Cd e Cl instantâneos para o cilindro à jusante,  $L=3D$  e  $Re = 20000$

#### 6.1.4.8 Cilindros em tandem com $L = 3,7D$ e $Re = 20000$

Os resultados obtidos para o caso de  $L = 1,435D$  e  $Re = 200$  podem ser vistos nas faixas dos campos de magnitude de velocidade, pressão estática e vorticidade em  $z$  (direção normal ao plano) mostrados a seguir.

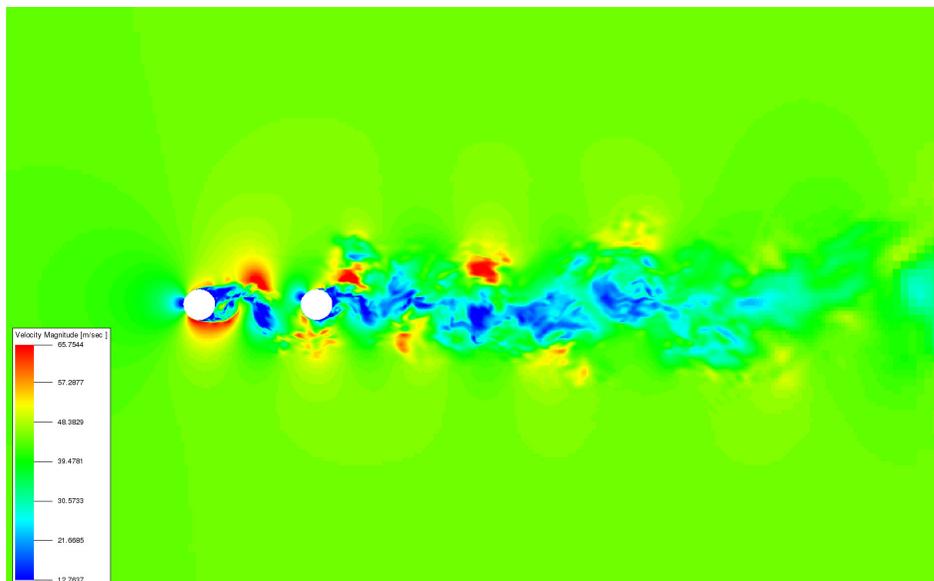


Figura 51 – Fatia do campo de velocidade (magnitude),  $L=3,7D$  e  $Re =20000$

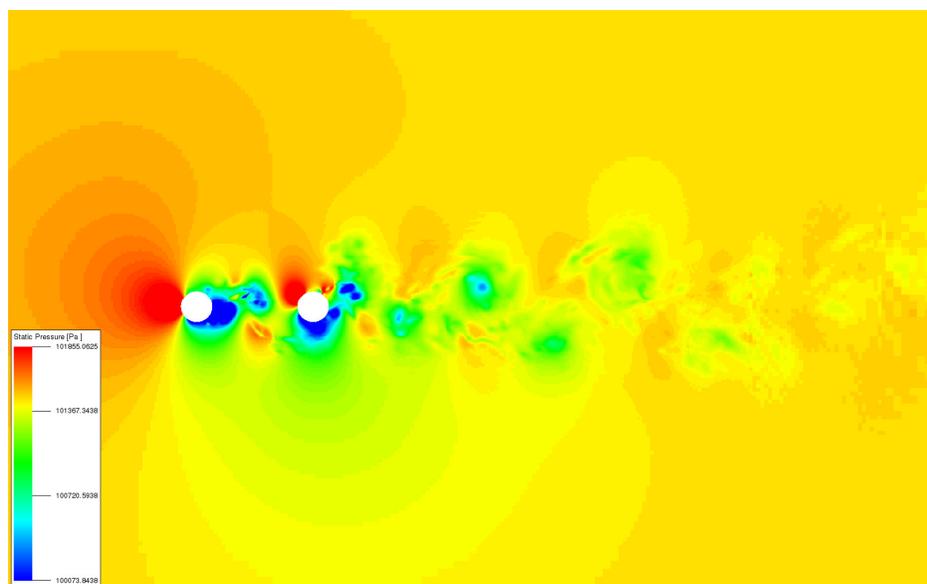


Figura 52 – Fatia do campo pressão estática,  $L=3,7D$  e  $Re =20000$

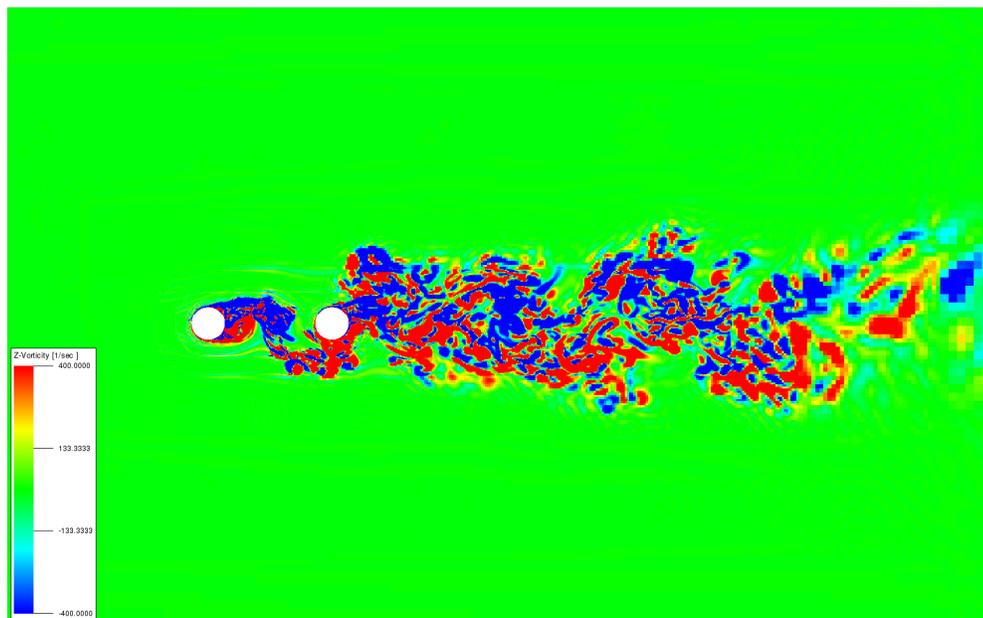


Figura 53 – Fatia do campo de vorticidade em  $z$ ,  $L=3,7D$  e  $Re = 20000$

Já se pode notar a presença da esteira saindo do cilindro à montante, e com um vórtice menor do que o *gap*, de modo com que ele possa ora readerer ao segundo cilindro ora formar vórtice. Trata-se, portanto do regime F ou E, devendo-se observar o histórico instantâneo dessa fatia.

Outra observação importante é a formação da esteira binária turbulenta, muito diferente daquela formada pelo escoamento com  $Re 200$ , laminar.

Seguem os históricos da forças adimensionais aplicadas nos dois cilindros para o caso.

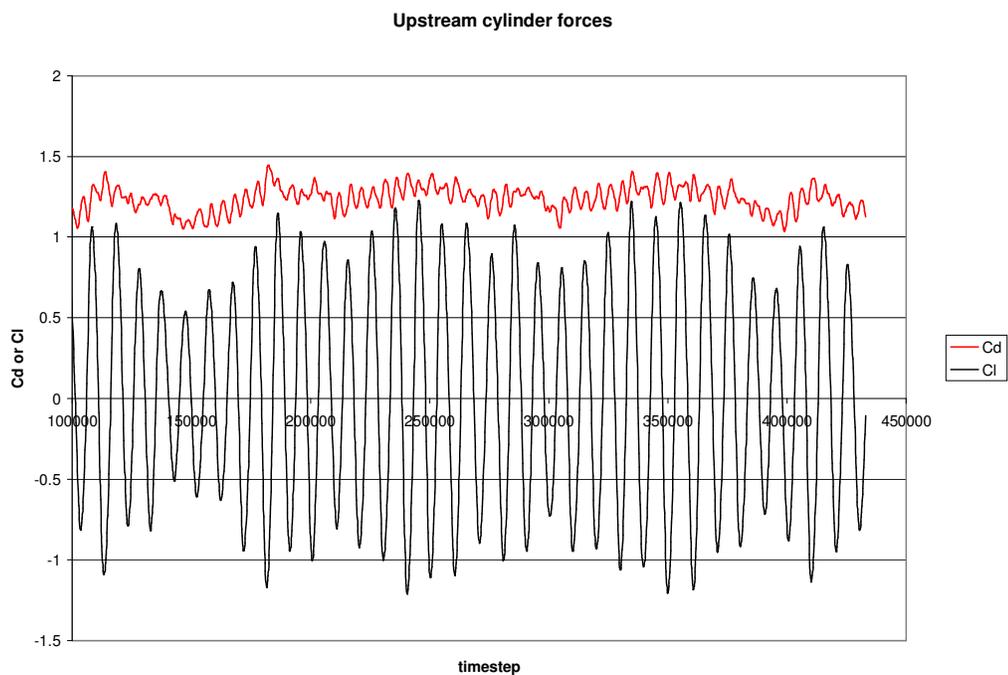


Figura 54– Cd e Cl instantâneos para o cilindro à montante,  $L= 3,7D$  e  $Re = 20000$

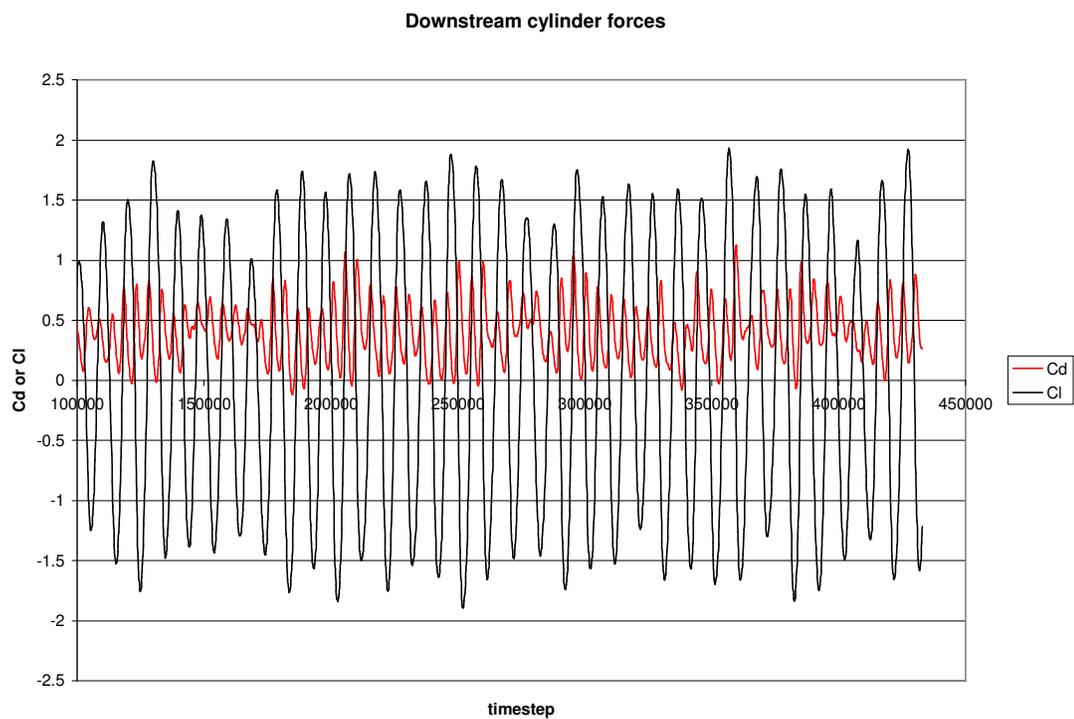


Figura 55– Cd e Cl instantâneos para o cilindro à jusante,  $L= 3,7D$  e  $Re = 20000$

#### 6.1.4.9 Cilindros em tandem com $L = 5D$ e $Re = 20000$

Para o caso tridimensional do cilindro em tandem com espaçamento entre centros de  $5D$  e  $Re = 20000$  simulado no PowerFlow, os resultados dos campos de velocidade, pressão e vorticidade  $Z$  são mostrados a seguir.

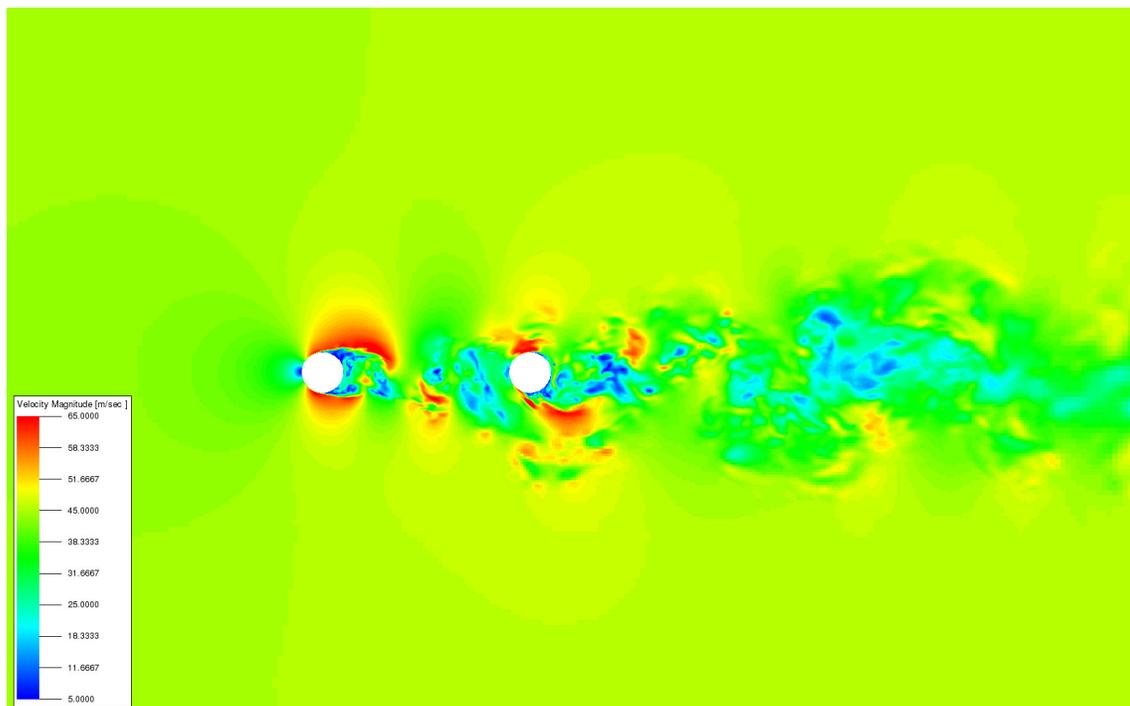


Figura 56 – Fatia do campo de velocidade (magnitude),  $L=5D$  e  $Re =20000$

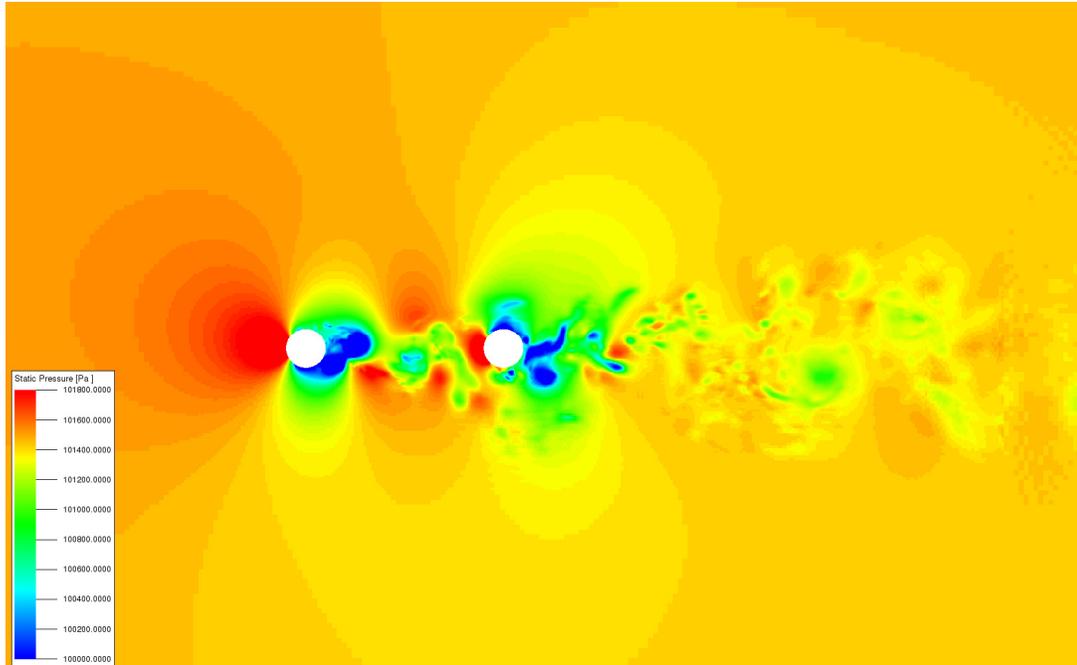


Figura 57 – Fatia do campo de pressão estática,  $L=5D$  e  $Re = 20000$

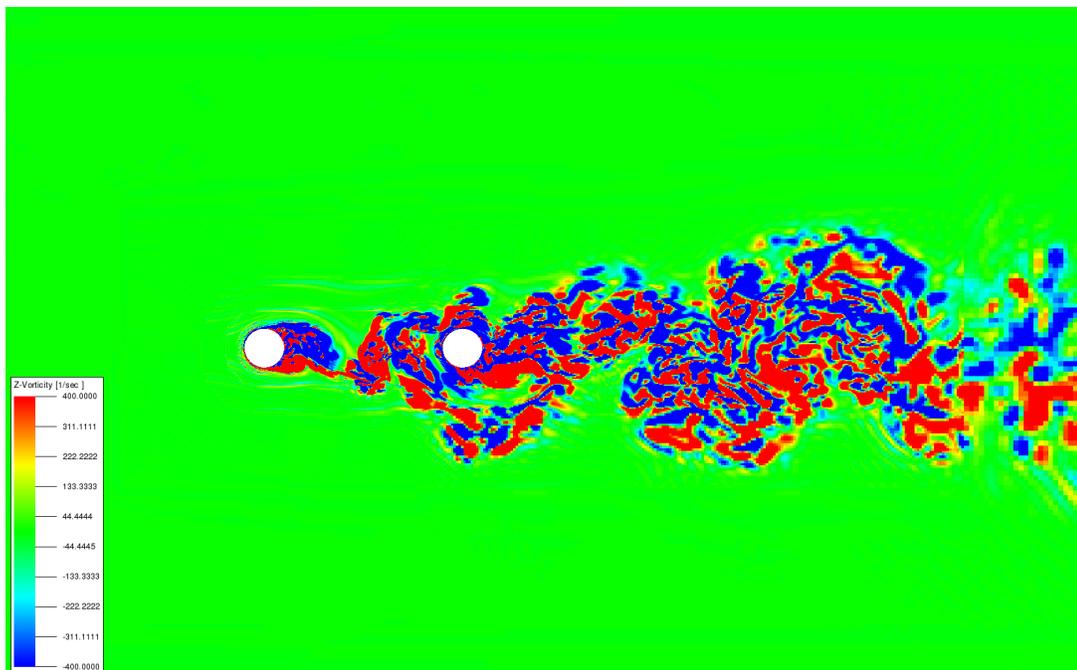


Figura 58 – Fatia do campo de vorticidade em  $z$ ,  $L=5D$  e  $Re = 20000$

As mesmas observações dos fenômenos obtidos no caso anterior podem aqui serem vistas, contudo, provavelmente trata-se do caso F, em que se têm duas esteiras bem visíveis, uma vez que o vórtice permaneceu do mesmo tamanho e vão aumentou muito, ficando maior que dois vórtices pelo menos.

Seguem as forças obtidas no caso.

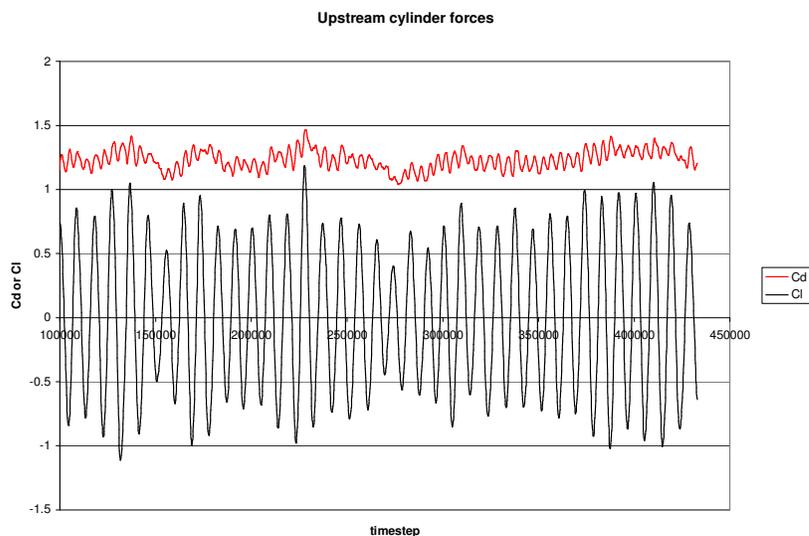


Figura 59–  $C_d$  e  $C_l$  instantâneos para o cilindro à montante,  $L= 5D$  e  $Re = 20000$

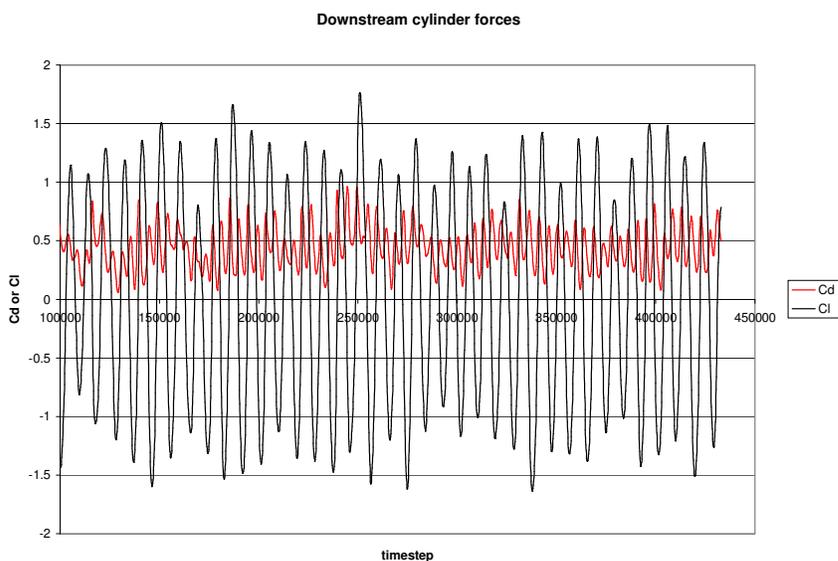


Figura 60–  $C_d$  e  $C_l$  instantâneos para o cilindro à jusante,  $L= 5D$  e  $Re = 20000$

#### 6.1.4.10 Cilindros em tandem com $L = 1,435D$ e $Re = 166000$

Para o caso tridimensional do cilindro em tandem com espaçamento entre centros de  $1,435D$  e  $Re=166000$  simulado no PowerFlow, os resultados dos campos de velocidade, vorticidade em  $z$  e pressão são mostrados a seguir.

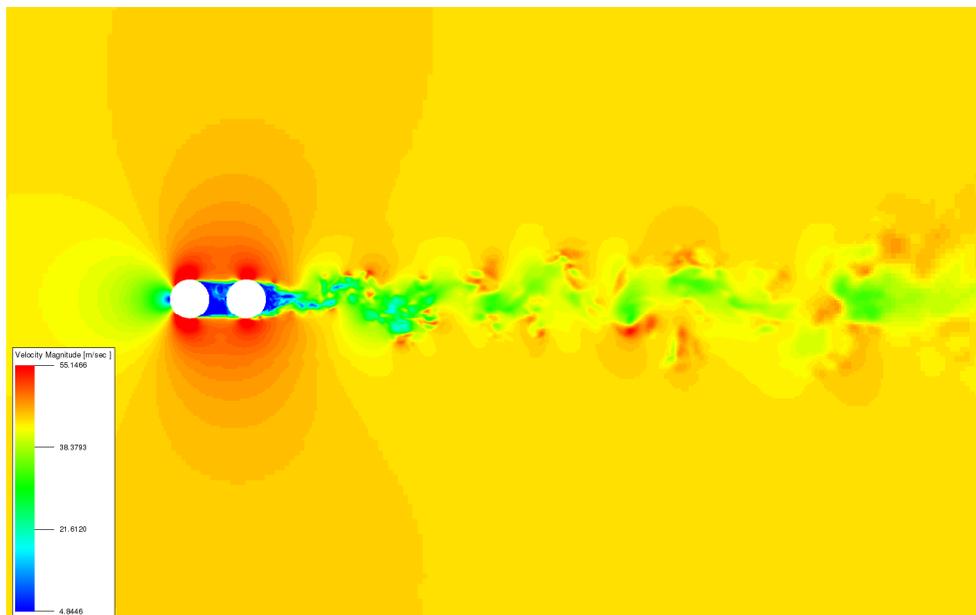


Figura 61 – Campo de velocidade para cilindros em tandem  $L = 1,435D$  e  $Re = 166000$ .

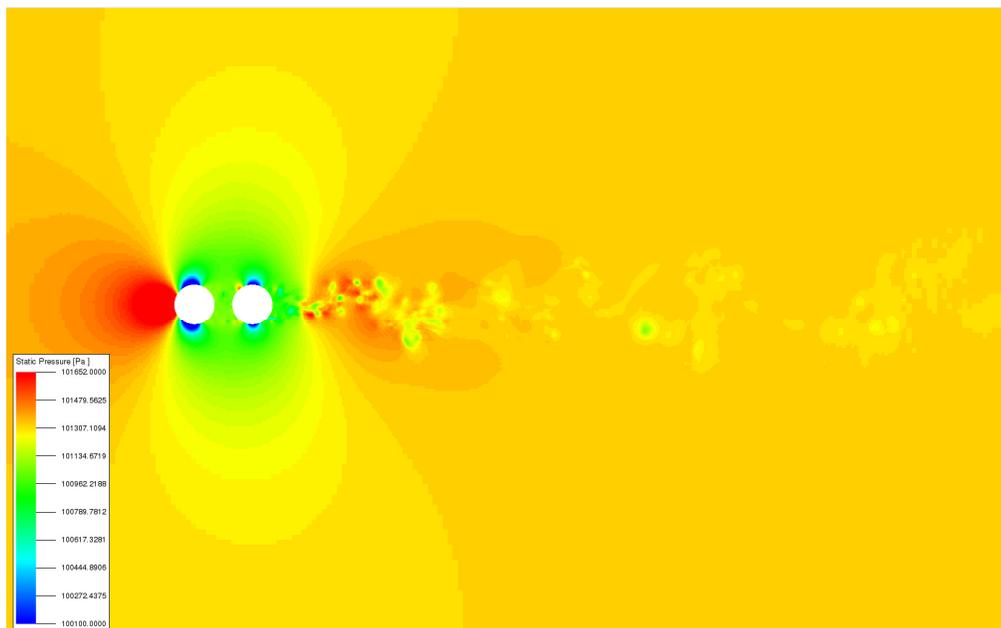


Figura 62 – Campo de pressão para cilindros em tandem  $L = 1,435D$  e  $Re = 166000$ .

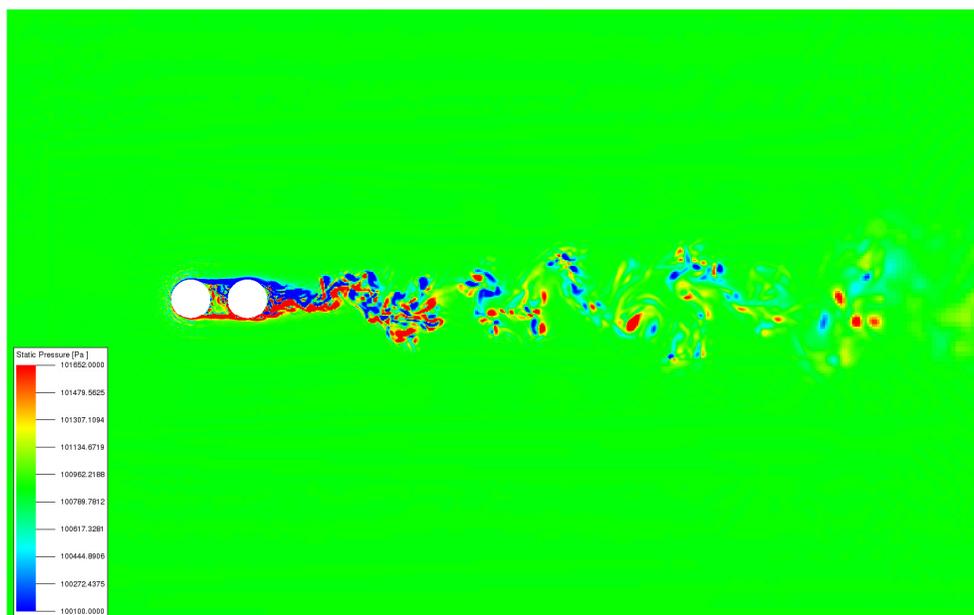


Figura 63 – Campo de vorticidade Z para cilindros em tandem  $L = 1,435D$  e  $Re = 166000$ .

O que, provavelmente, mais seja notável nestes resultados é o caráter da interferência. Conforme visto nas revisões bibliográficas, para o distância  $L = 1,435D$  os dois cilindros se comportam como se fossem apenas um corpo rombudo. Isso fica muito evidente no campo de

vorticidade em  $z$ , em que a camada limite se desprende do cilindro à montante e prontamente se adere ao segundo cilindro, como se não estivesse livre outrora.

Sabe-se que o efeito do aumento  $Re$  na interferência é que o regime se comporte como se fosse um distanciamento maior. Isso pode ser notado, neste caso, pela presença das “bolhas” começando a se formarem no vão dos cilindros. O regime observado é o C, da Figura 7.

Outra forma de se visualizar as vorticidades, e se identificar outras estruturas, em simulações tridimensionais, é por meio do Lambda2, como se vê na Figura 64.

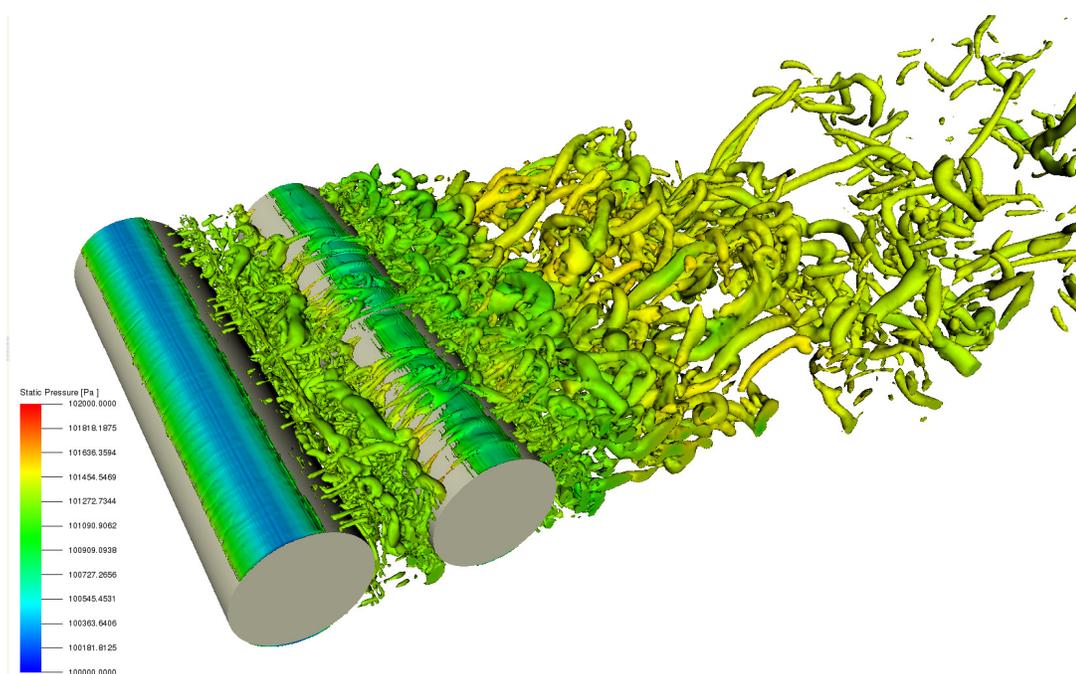


Figura 64 - Contornos de  $\Lambda_2 = -2$  com escala de pressão para cilindros em tandem  $L = 1,435D$  e  $Re = 166000$ .

O campo de pressão acústica obtido é mostrado na Figura 65. Pode-se notar, primeiro, os vórtices sendo dissipados no final da esteira, onde a resolução é bem mais grosseira, e segundo, que o campo é bem menos intenso que para o caso do cilindro simples.

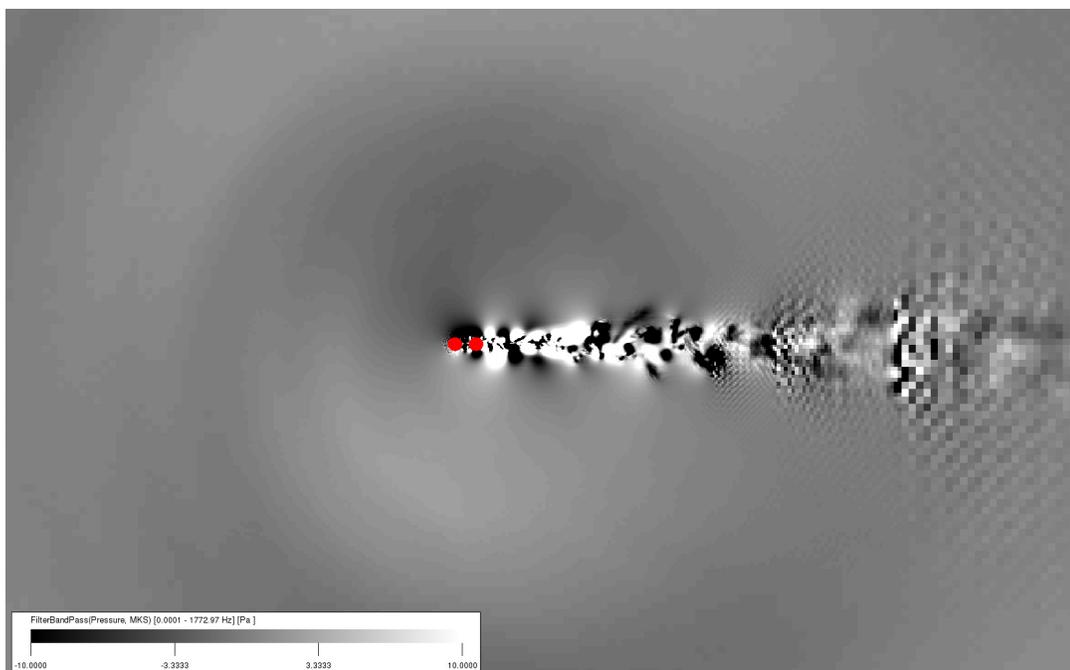


Figura 65 – Campo de pressão acústica de cilindros em tandem  $L=1,435D$  e  $Re = 166000$ .

O histórico das forças nos dois cilindros é mostrado a seguir:

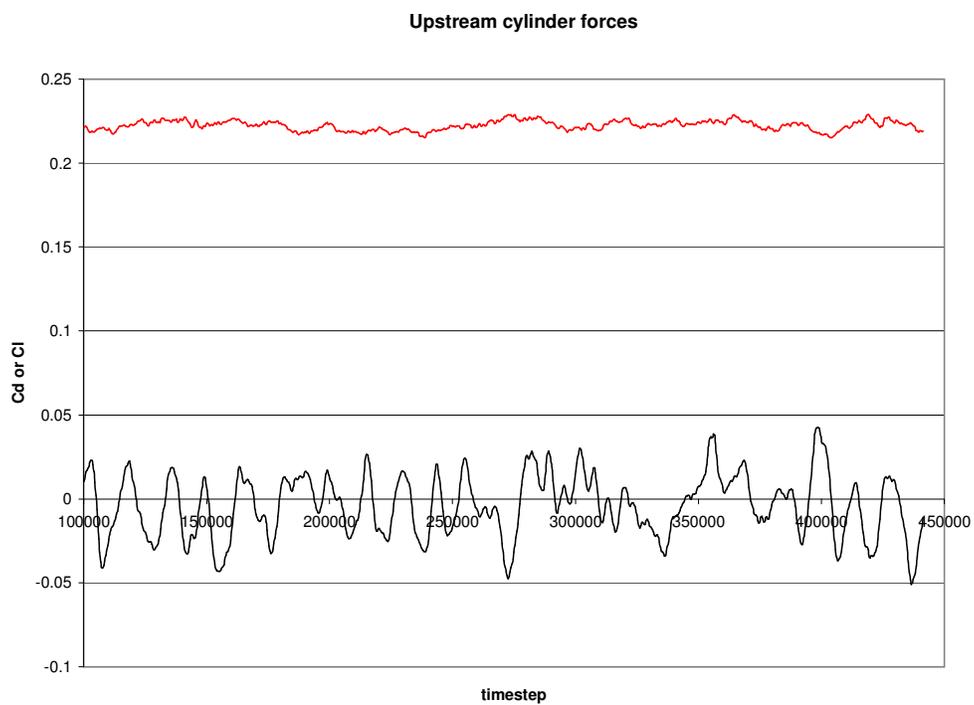


Figura 66 - Histórico de  $C_D$  e  $C_L$  para o cilindro à montante para  $L = 1,435D$  e  $Re = 166000$ .

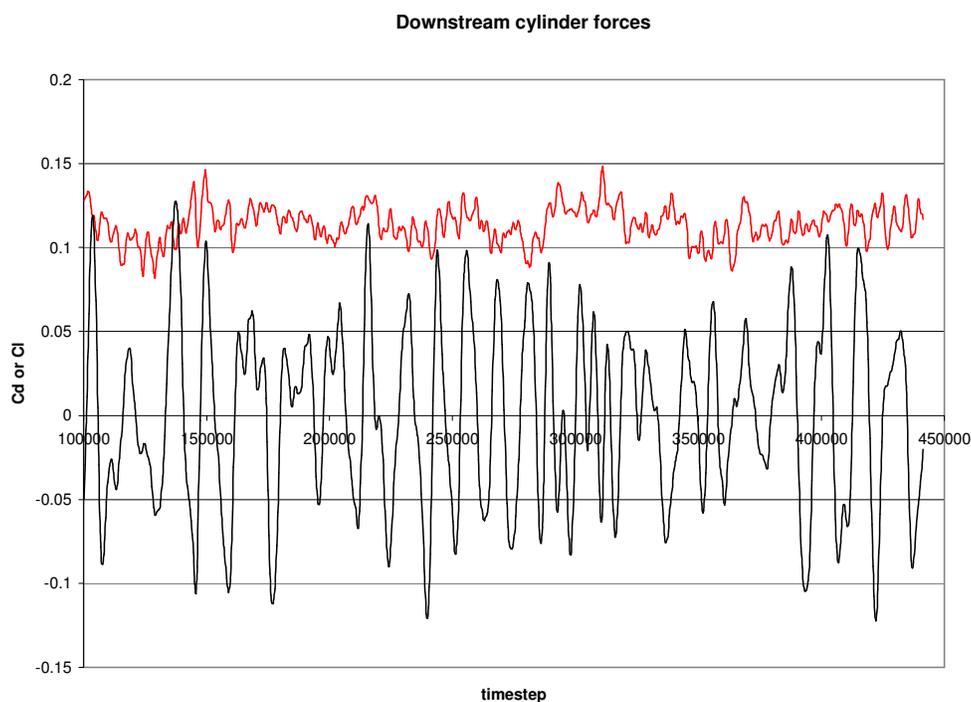


Figura 67 - Histórico de  $C_D$  e  $C_L$  para o cilindro à jusante para  $L = 1,435D$  e  $Re = 166000$ .

Para os casos turbulentos, com  $Re = 166000$ , as forças terão um comportamento muito mais aleatório do que aquele visto para o caso de  $Re = 200$ . Contudo, ainda se vê a tendência do arrasto menor no segundo cilindro.

#### 6.1.4.11 Cilindros em tandem com $L = 3D$ e $Re = 166000$

Para o caso tridimensional do cilindro em tandem com espaçamento entre centros de  $3D$  simulado no PowerFlow, os resultados dos campos de velocidade, pressão e vorticidade  $Z$  são mostrados a seguir.

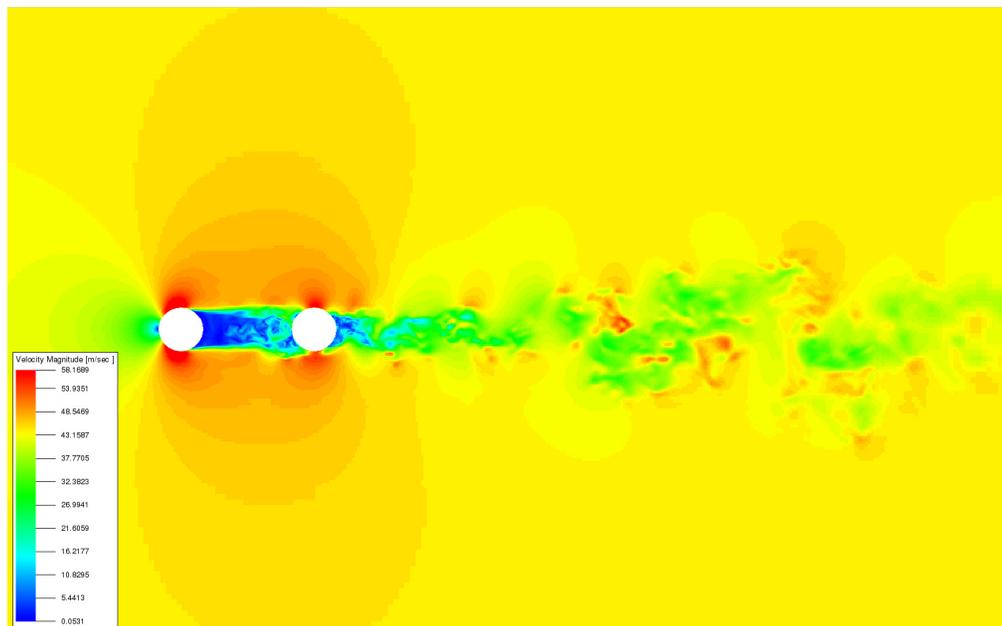


Figura 68 – Campo de velocidade para cilindros em tandem  $L = 3D$  e  $Re = 166000$ .

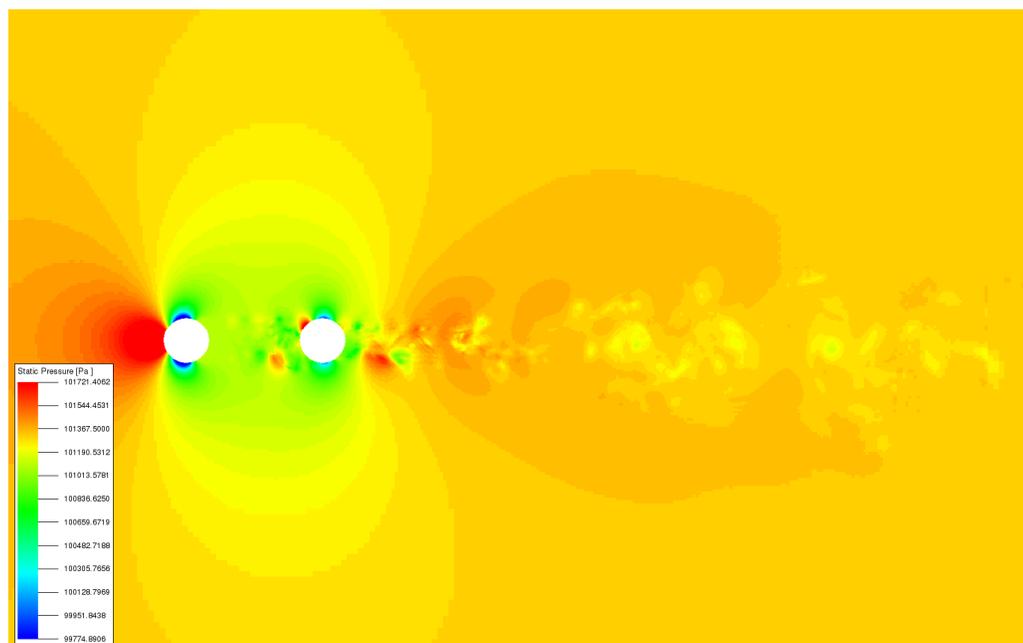


Figura 69 – Campo de pressão para cilindros em tandem  $L = 5D$  e  $Re = 166000$ .

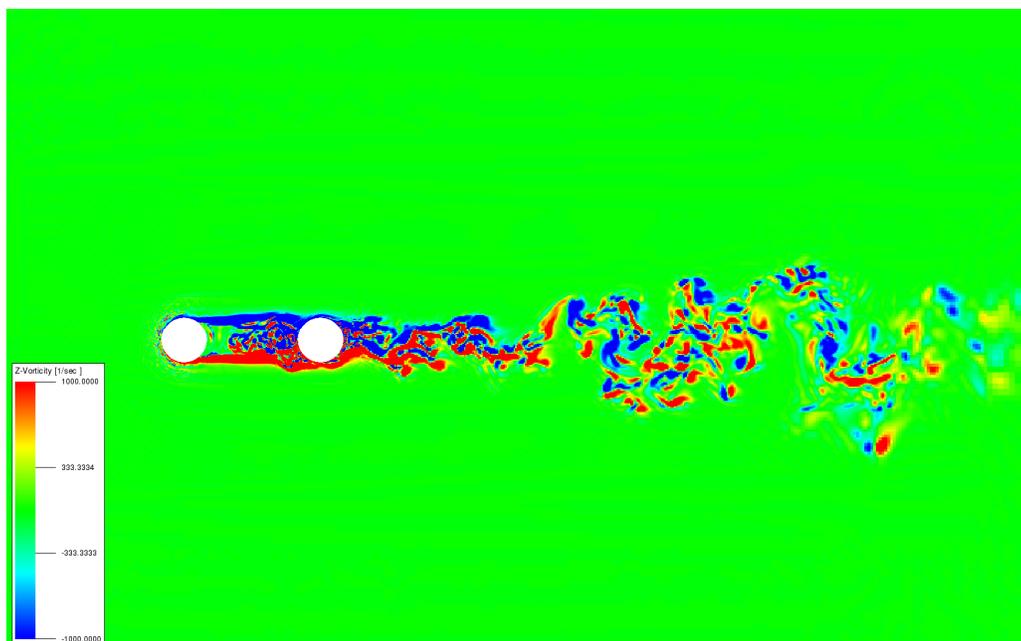


Figura 70 – Campo de vorticidade Z para cilindros em tandem  $L=3D$  e  $Re = 166000$ .

Este parece ser um caso limite da interferência entre dois cilindros se comportando como um só corpo rombudo, pois já se começa a perceber uma quase esteira se formando nas proximidades do segundo cilindro. No campo de pressão, pode-se ver claramente o ponto de estagnação no lugar em que a esteira se prende novamente no cilindro à jusante, confirmado pelo campo de vorticidade.

As forças instantâneas aplicadas nos dois cilindros podem ser conferidas a seguir.

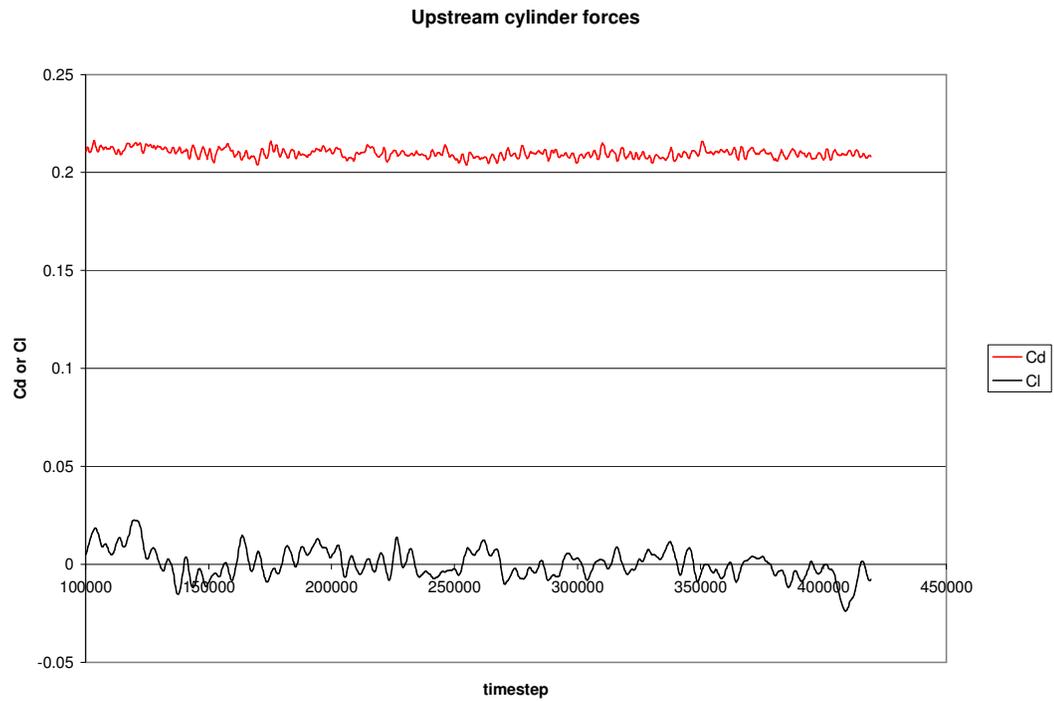


Figura 71 - Histórico de  $C_D$  e  $C_L$  para o cilindro à montante para  $L = 3D$  e  $Re = 166000$ .

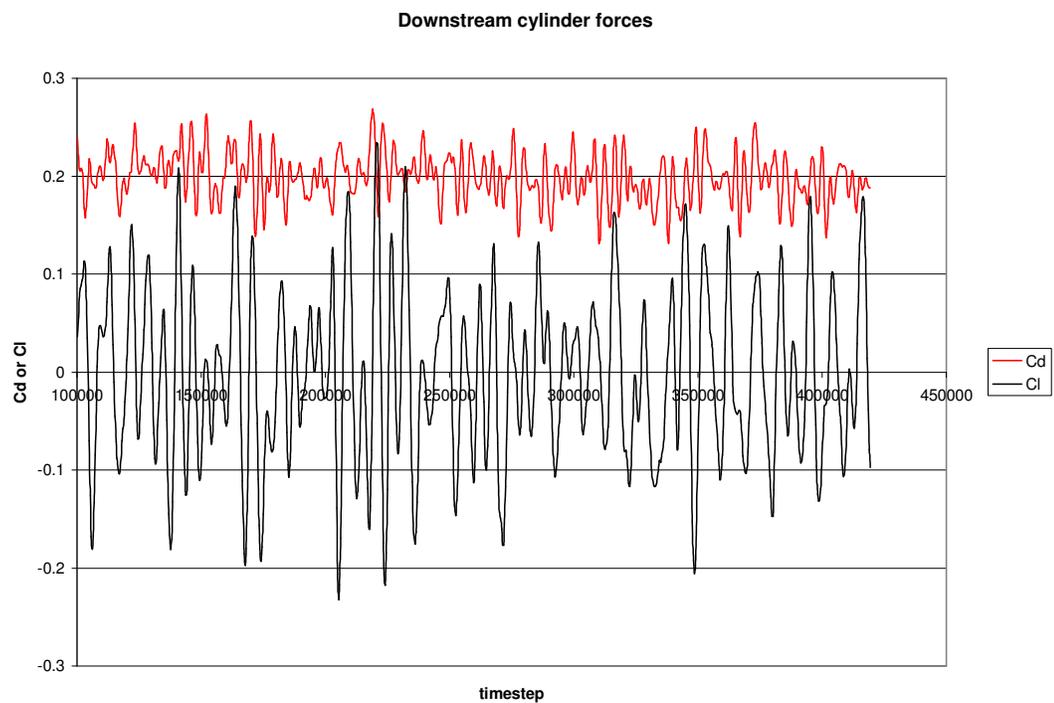


Figura 72 - Histórico de  $C_D$  e  $C_L$  para o cilindro à jusante para  $L = 3D$  e  $Re = 166000$ .

#### 6.1.4.12 Cilindros em tandem com $L = 3,7D$ e $Re = 166000$

Para o caso tridimensional do cilindro em tandem com espaçamento entre centros de  $3,7D$  e  $Re = 166000$ , os resultados dos campos de velocidade, pressão e vorticidade  $Z$  são mostrados a seguir:

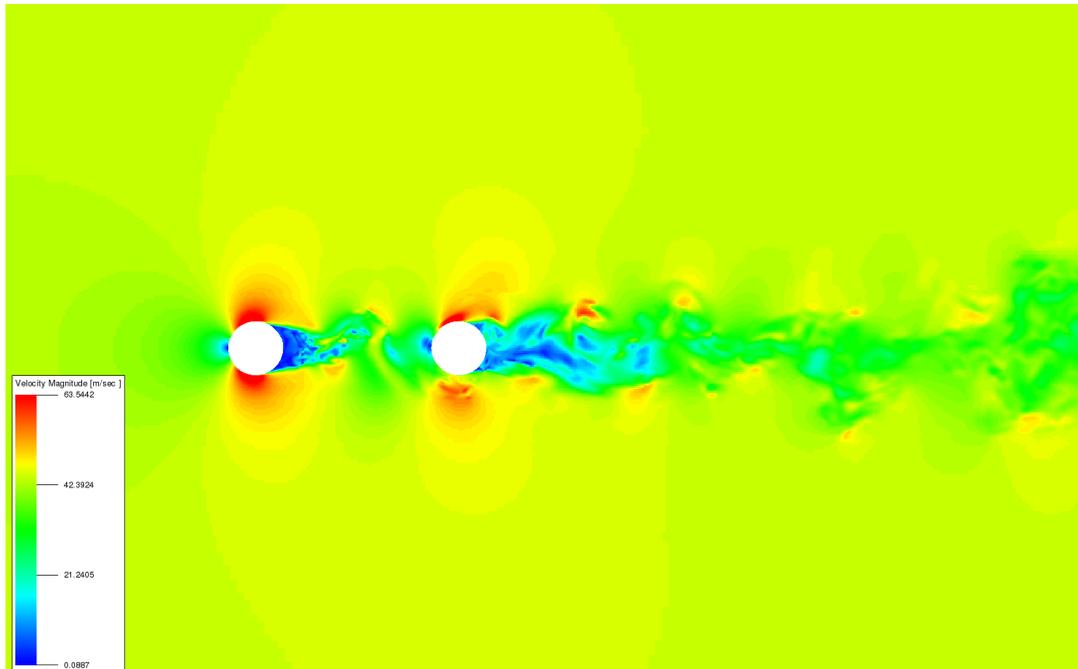


Figura 73 – Campo de velocidade para cilindros em tandem  $L = 3,7D$  e  $Re = 166000$ .

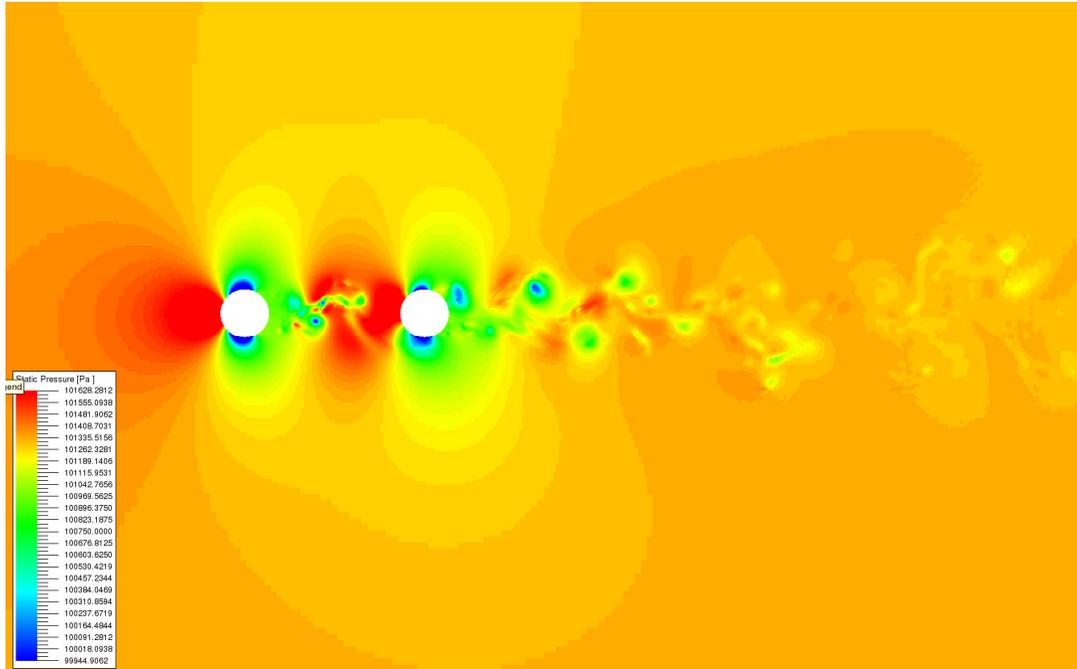


Figura 74 – Campo de pressão para cilindros em tandem  $L = 3,75D$  e  $Re = 166000$ .

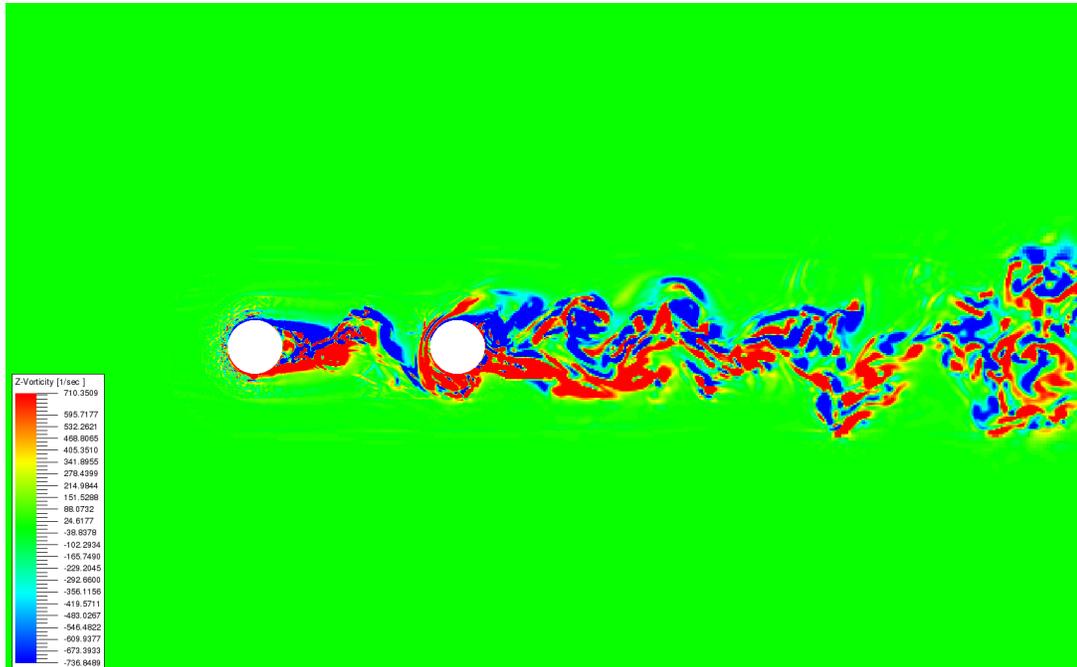


Figura 75 – Campo de vorticidade Z para cilindros em tandem  $L = 3,7D$  e  $Re = 166000$ .

Neste caso, já se percebe claramente a formação da esteira de saída do cilindro à montante. O ponto de estagnação do segundo cilindro tende a se fixar no ponto mais a montante deste.

Pode-se notar claramente uma diferença nas estruturas observadas nos contornos de  $\Lambda_2$ , conforme Figura 76:

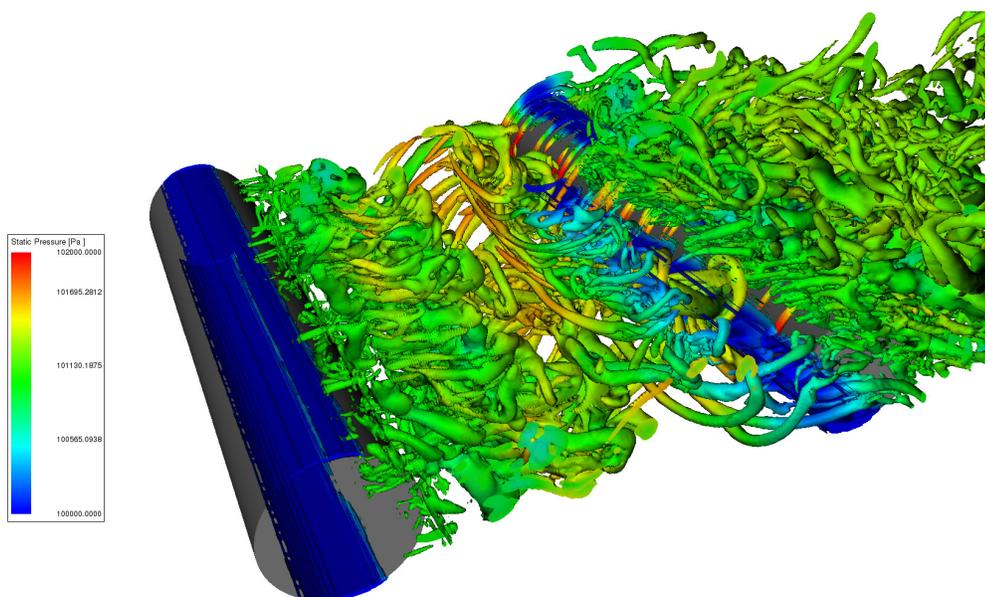


Figura 76 – Contornos de  $\Lambda_2 = -2$  com escala de pressão para cilindros em tandem  $L = 3,7D$  e  $Re = 166000$ .

O campo de pressão acústica para  $L = 3,7D$  pode ser visto na Figura 77. Nota-se uma predominância de geração de ruído proveniente do segundo cilindro, uma vez que ele está no centro das propagações das ondas.

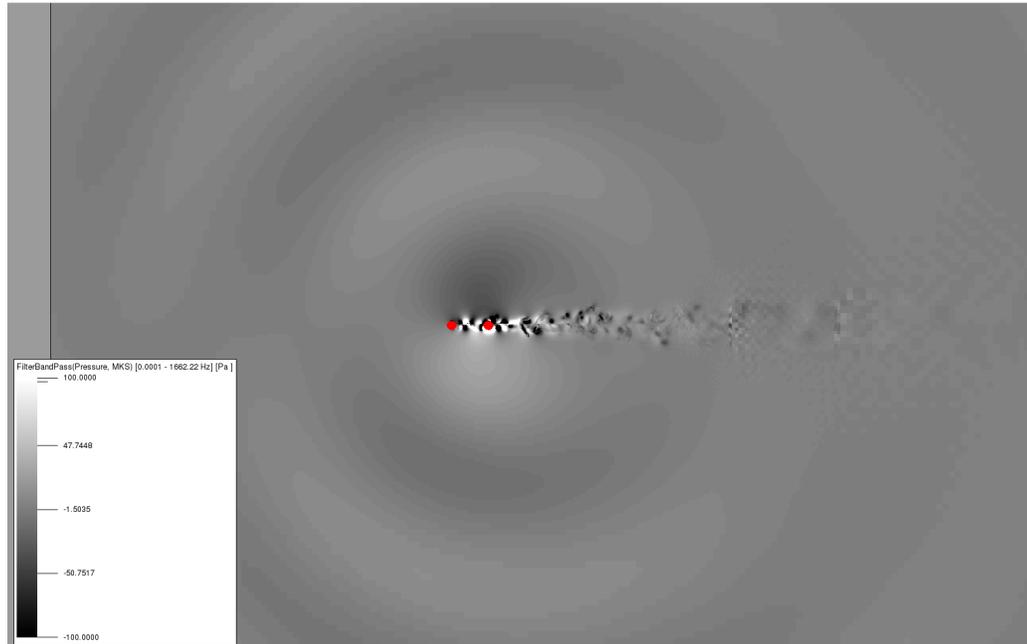


Figura 77 – Campo de pressão acústica de cilindros em tandem  $L=3,7D$  e  $Re = 166000$ .

O histórico dos adimensionais das forças atuantes em ambos os cilindros com distanciamento  $3,7D$  pode ser visto na Figura 78 e Figura 79.

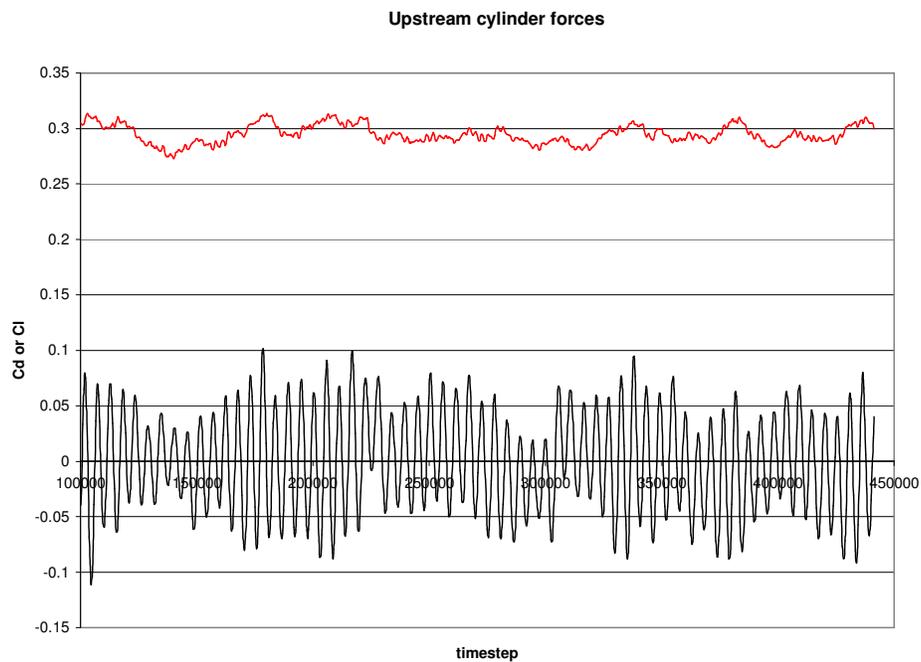


Figura 78 - Histórico de  $C_D$  e  $C_L$  para o cilindro à montante para  $L = 3,7D$  e  $Re = 166000$ .

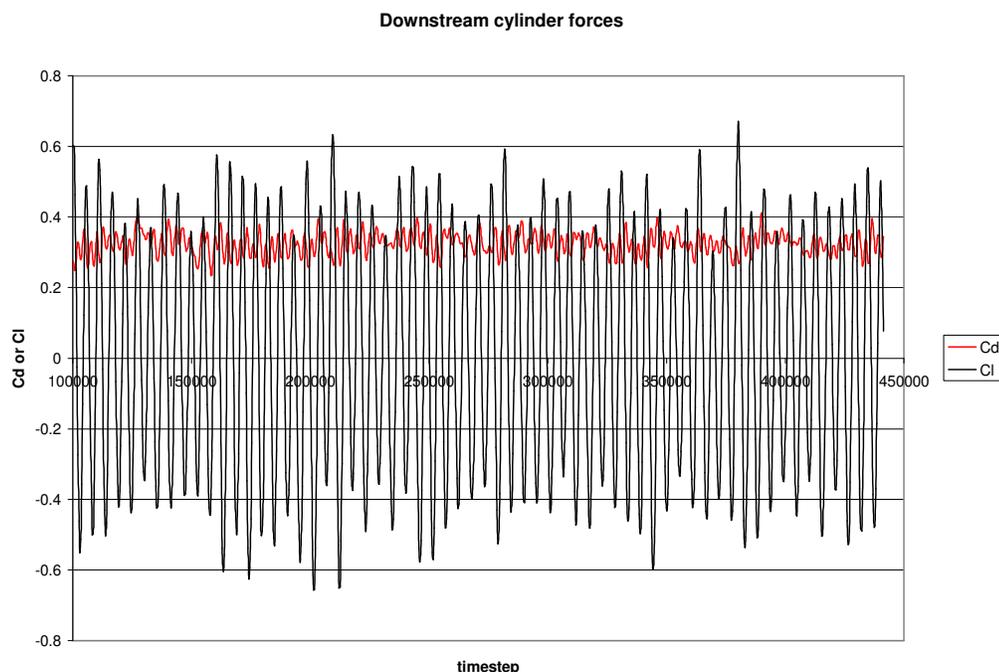


Figura 79 - - Histórico de  $C_D$  e  $C_L$  para o cilindro à jusante para  $L = 3,7D$  e  $Re = 166000$ .

Sobre o modelo de turbulência e função de parede, podemos verificar, nos casos em tandem em que foram usados, que, devido ao surgimento de uma esteira turbulenta, logo no começo do escoamento ao redor do primeiro cilindro. Como essa esteira é muito energética, ela posterga a sua separação afetando o arrasto causado no cilindro, e, por consequência, a sustentação medida.

Na verdade, o caso de *benchmark* da NASA de cilindros em tandem trabalhava com cilindros utilizando faixas de transição, que forçam a transição turbulenta no ponto em que são colocadas. Isso é feito para simular, em túnel de vento, números de Reynolds maiores do que o que se alcança experimentalmente.

O problema de transição de turbulência do método, de certa forma, compensa a não colocação destas faixas.

O caso de cilindros em tandem com  $L = 3,7D$  e  $Re = 166000$  possui vasto estudo na parte aeroacústica. Para comparação de resultado, foram posicionadas escutas nos seguintes pontos do Lattice:

Tabela 1 – Coordenada das escutas no caso de  $L = 3,7D$  [13]

Escuta	X	Y
A	-8,33D	27,8181D
B	9,11D	32,49D
C	26,55D	27,815D

Sendo X e Y os eixos referentes às direções paralela e vertical do escoamento, respectivamente, com origem no centro do cilindro à montante. Essas coordenadas ficam posicionadas no lattice conforme Figura 80.

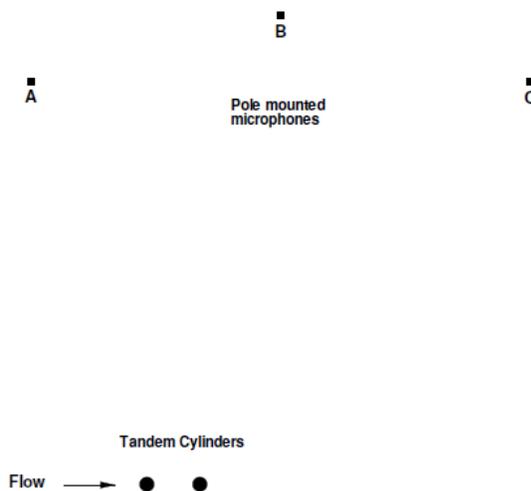


Figura 80 – Posicionamento dos microfones para o caso de cilindros em tandem  $L = 3,7D$  [12]

Os resultados para a densidade de potência do espectro de pressão para estas escutas podem ser vistos na Figura 81, Figura 82 e Figura 83, para as escutas A, B e C, respectivamente.

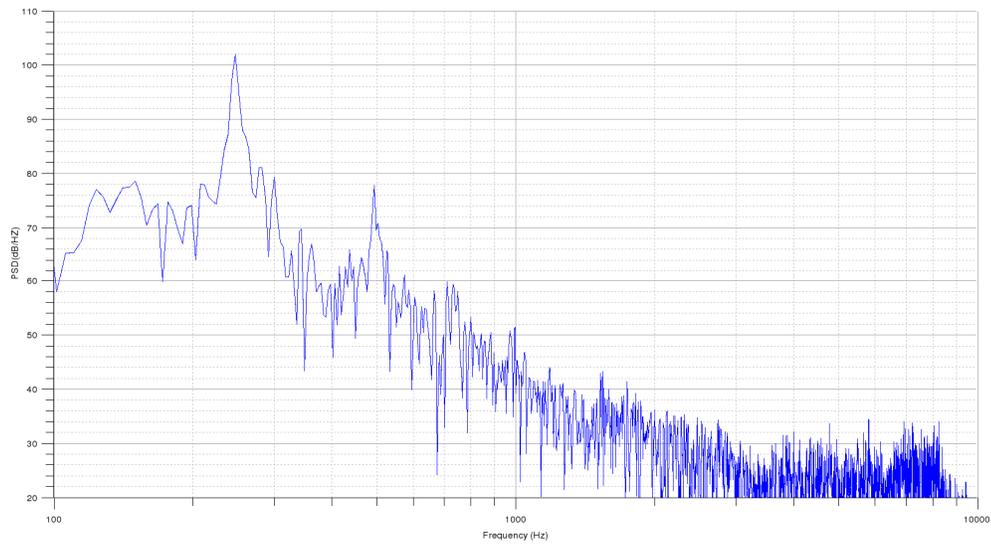


Figura 81 – PSD da pressão para escuta A.

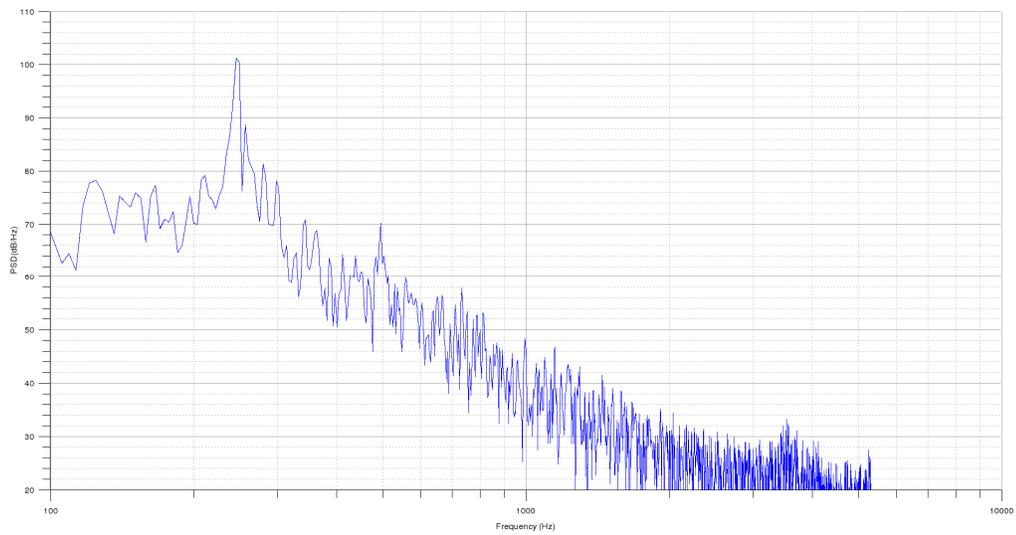


Figura 82 – PSD da pressão para escuta B.

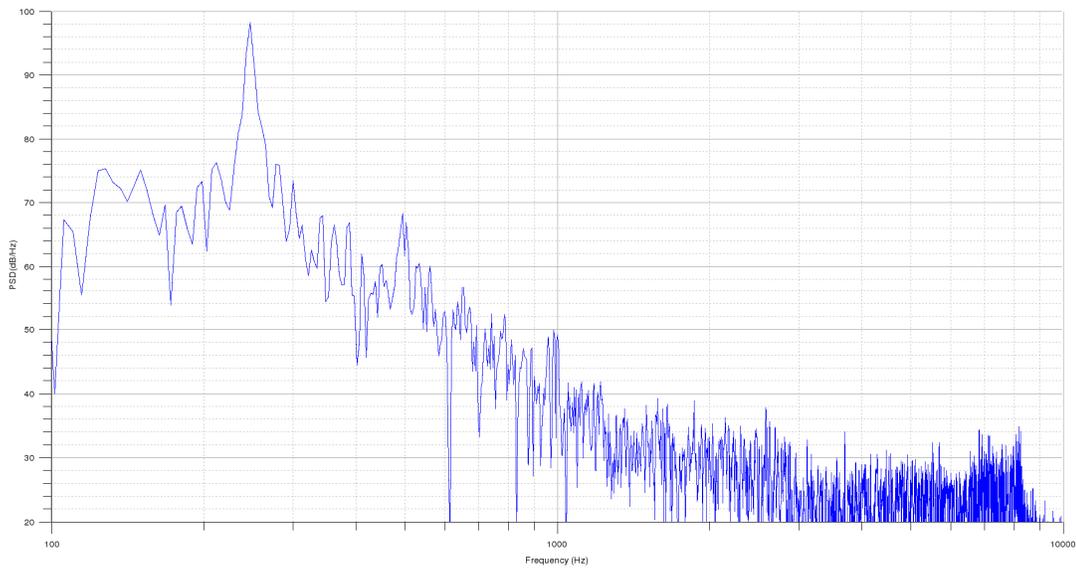


Figura 83– PSD da pressão para escuta C.

#### 6.1.4.13 Cilindros em tandem com $L = 5D$ e $Re = 166000$

Os resultados dos mesmos campos analisados nos outros casos podem ser visualizados, para o caso de cilindros em tandem com  $L = 5D$  e  $Re = 166000$ , na Figura 84, Figura 85 e Figura 86.

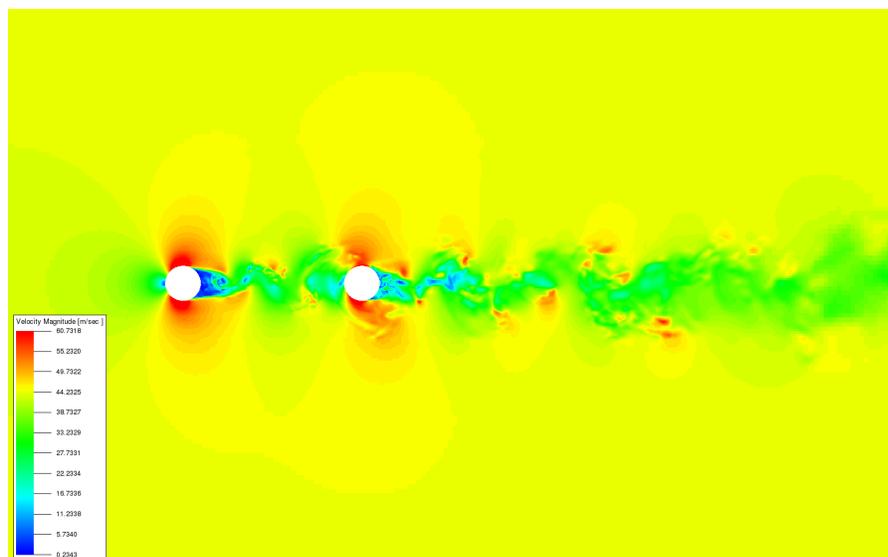


Figura 84 – Campo de velocidade para cilindros em tandem  $L = 5D$  e  $Re = 166000$ .

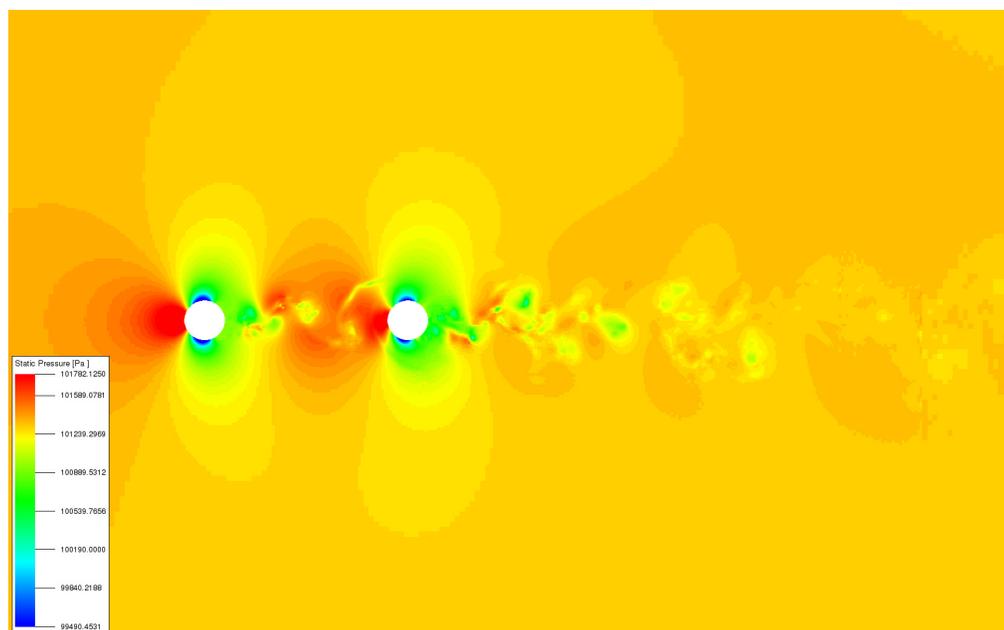


Figura 85 – Campo de pressão para cilindros em tandem  $L = 5D$  e  $Re = 166000$ .

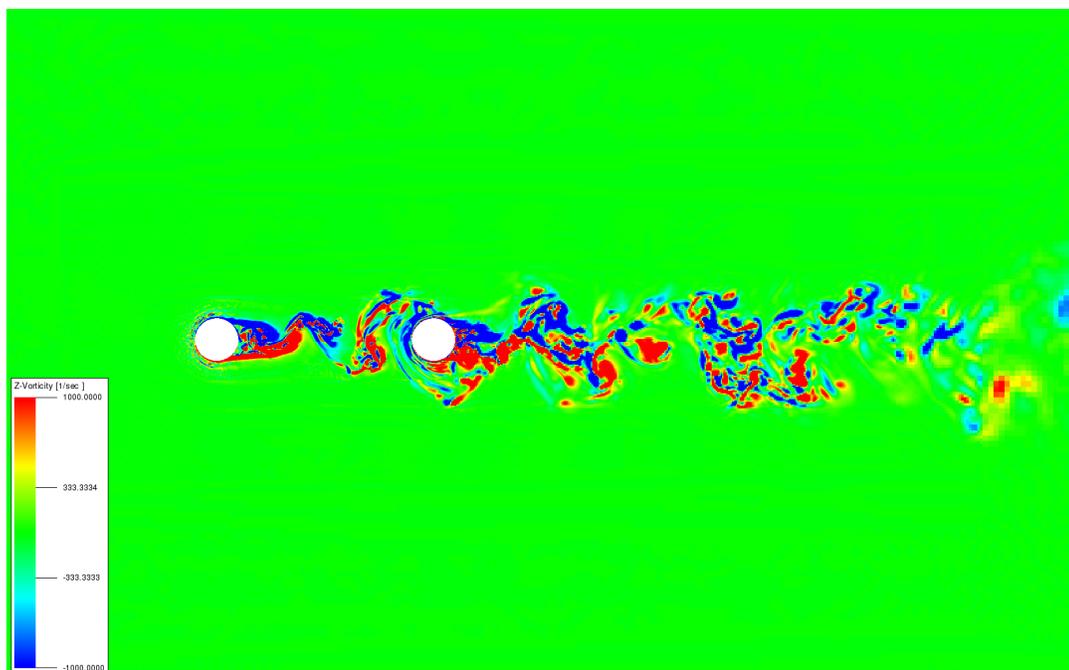


Figura 86 – Campo de vorticidade Z para cilindros em tandem  $L = 5D$  e  $Re = 166000$ .

A esteira do primeiro cilindro quando  $L = 5D$  já está muito mais desenvolvida que no caso de  $L = 3,7D$ . O ponto de estagnação do cilindro à jusante está muito bem definido no ângulo  $0^\circ$ . No campo de velocidade pode-se notar a pequena interferência presente no caso, uma vez que o campo próximo do segundo cilindro começa a se aproximar muito do campo do primeiro.

As forças instantâneas são apresentadas a seguir:

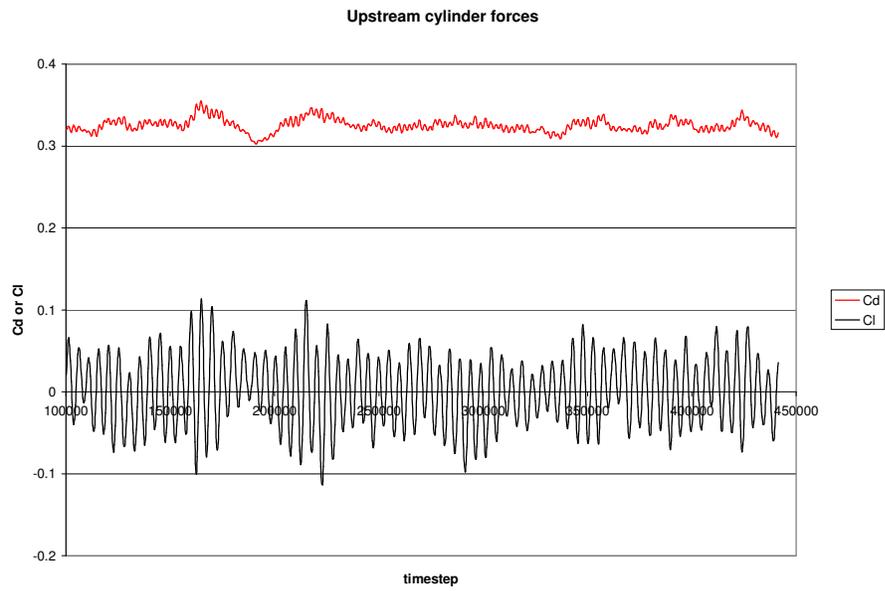


Figura 87 - Histórico de  $C_D$  e  $C_L$  para o cilindro à montante para  $L = 5D$  e  $Re = 166000$ .

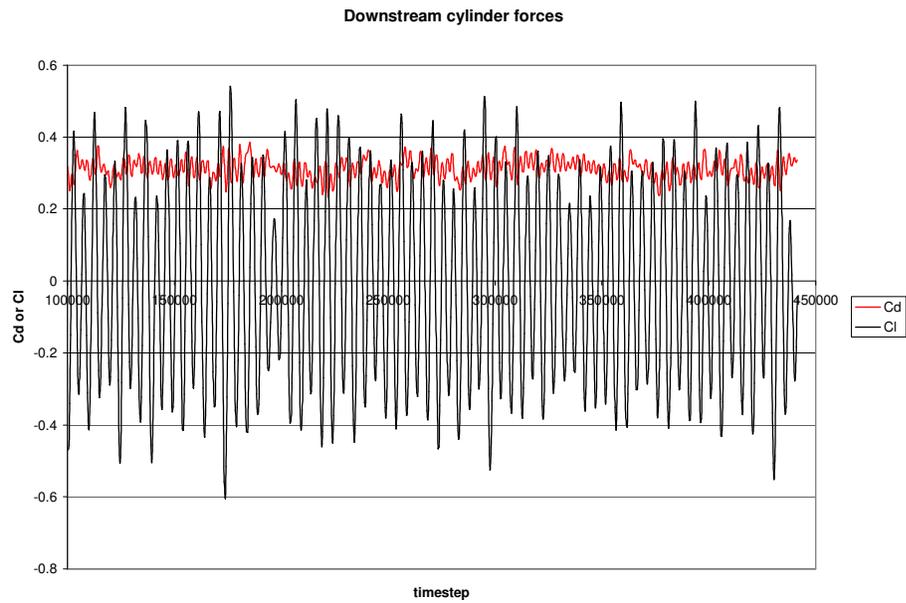


Figura 88 - Histórico de  $C_D$  e  $C_L$  para o cilindro à jusante para  $L = 5D$  e  $Re = 166000$ .

## 7 ANÁLISE DOS RESULTADOS

A seguir, serão comparados os valores obtidos nas simulações do coeficiente de arrasto médio e do coeficiente de sustentação quadrático médio, para se verificar a validação dos métodos e modelos numéricos empregados nestas simulações, além de outras comparações qualitativas. Isso deve ser realizado, pois nenhum modelo consegue descrever um fenômeno real por completo, devido às hipóteses e simplificações que por ele são impostas.

Esses dados experimentais usados para comparação estão amplamente distribuídos na literatura, e nem sempre apresentam coerência entre si, devido, principalmente, à grande sensibilidade do escoamento às condições de ensaio.

### 7.1 COEFICIENTE DE SUSTENTAÇÃO R.M.S.

A partir dos resultados de  $C_L$  mostrados anteriormente, pode-se obter o valor quadrático médio para cada uma das simulações, de forma já mostrada na seção de fundamentos teóricos. Os valores são apresentados na Tabela 3 e 4, a seguir:

Tabela 2 –  $C_L$  r.m.s.obtido na simulação de cilindro simples

$C_L$ obtido nas simulações cilindro simples		Resultado experimental [4]
Re 500	0,835	~0,35

Tabela 3 – Cl r.m.s. obtido para as simulações de cilindros em tandem

C <sub>L</sub> ' obtido nas simulações						
Distância entre centros L	Re 200		Re 20000		Re 166000	
	Cilindro à montante	Cilindro à jusante	Cilindro à montante	Cilindro à jusante	Cilindro à montante	Cilindro à jusante
1,435D	0,009	0,022	0,0282	0,053	0,019	0,054
3D	0,018	0,199	0,0266	0,253	0,0073	0,088
3,7D	0,019	0,257	0,487	0,926	0,045	0,337
5D	0,469	1,10	0,521	0,870	0,042	0,271

O valor de C<sub>L</sub>', para o caso de cilindro, está bem acima do esperado experimentalmente. O fato se deve, principalmente, por causa das tridimensionalidades que ocorrem neste caso de número de Re, que são suprimidas na simulação bidimensional.

São notáveis que as forças atuantes sejam menores para os escoamentos com os cilindros mais próximos, e a tendência de se aumentar essas forças conforme se aumenta a distância entre os cilindros.

As maiores forças de sustentação ocorrem para os cilindros à jusante, independente do caso em análise.

## 7.2 COEFICIENTE DE ARRASTO MÉDIO

A partir dos valores obtidos nas simulações para C<sub>D</sub>, obtiveram-se valores médios, que são comparados com os valores experimentais nas Tabelas 4 e 5:

Tabela 4 – C<sub>D</sub> obtido na simulação de para cilindro simples

C <sub>D</sub> obtido nas simulações		C <sub>D</sub> experimental [5]
Re 500	1,40	1,5

Para o resultado obtido no PowerFlow, o C<sub>D</sub> encontra-se um pouco abaixo do esperado, provavelmente pela separação posteriormente ao esperado da camada limite.

Os valores de C<sub>D</sub> médios para os casos de cilindros em tandem são mostrados na Tabela 5.

Tabela 5 –  $C_D$  obtido para as simulações de cilindros em tandem

$C_D$ obtido nas simulações						
Distância entre centros L	Re 200		Re 20000		Re 166000	
	Cilindro à montante	Cilindro à jusante	Cilindro à montante	Cilindro à jusante	Cilindro à montante	Cilindro à jusante
1,435D	1,05	-0,208	0,966	-0,499	0,223	0,114
3D	1,01	-0,131	0,817	-0,027	0,210	0,199
3,7D	0,980	-0,058	1,10	0,438	0,295	0,324
5D	1,25	0,443	1,17	0,435	0,326	0,311

Novamente, as forças foram menores para os cilindros mais próximos. E a tendência é que elas aumentem conforme se aumenta a distância L.

Nota-se que o  $C_D$  do segundo cilindro é predominantemente inferior em relação ao cilindro à montante quando a distância L é muito pequena, como mostra a comparação para  $L = 1,435D$ .

### 7.3 FORÇAS INSTANTÂNEAS PARA $RE = 166000$ E $L=3,7D$

Segundo Lockard [12], como as forças adimensionais variam muito ao longo do tempo para o caso de  $Re = 166000$ , os valores médios, ou mesmo quadráticos médios, são pouco representativos do fenômeno em si. Por isso, cabe-se uma análise instantânea destas forças. Segue, portanto, na Figura 89 e Figura 90, os históricos comparados de  $C_D$  e  $C_L$  para os cilindros à jusante e montante do escoamento.

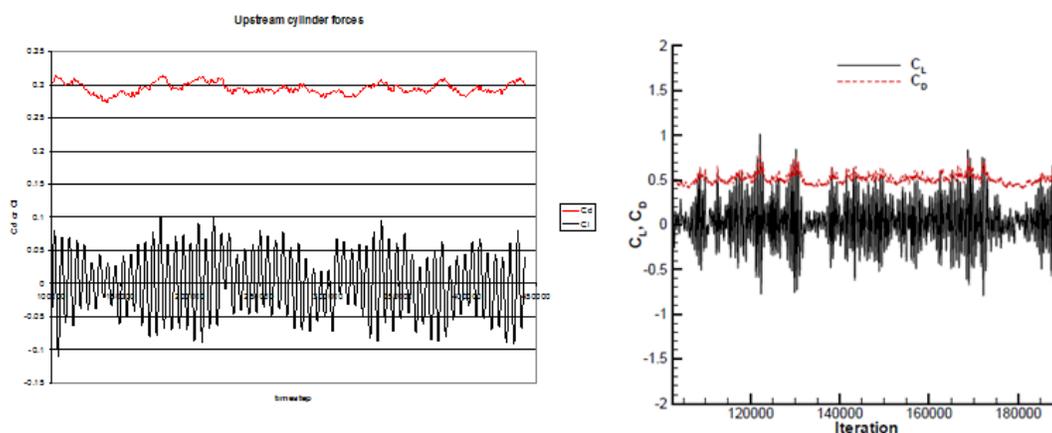


Figura 89 – Comparação de  $C_D$  e  $C_L$  instantâneos para o cilindro à montante. [12]

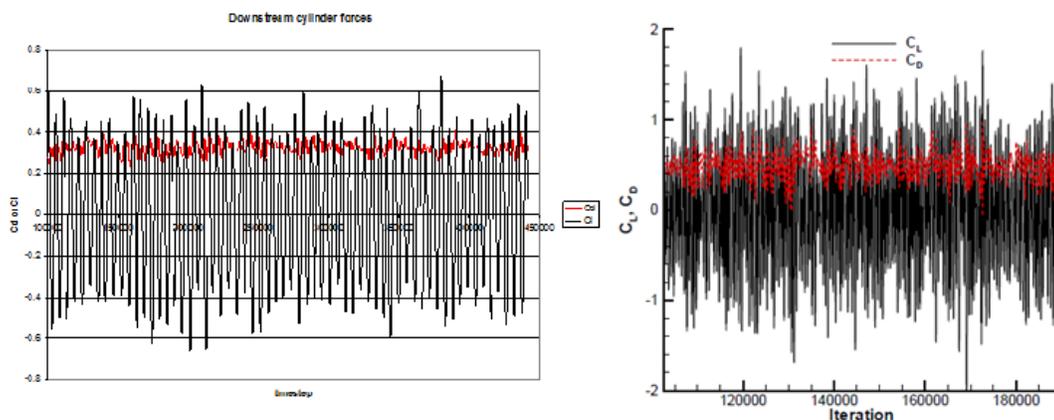


Figura 90 – Comparação de  $C_D$  e  $C_L$  instantâneos para o cilindro à jusante. [12]

Os valores variaram, notavelmente, menos que os valores obtidos por Lockard. Os valores de  $C_D$  foram ligeiramente menores, oscilando em cerca de 0,3 ao invés de 0,5. Os valores de variaram em uma escala bem menor do que os valores bibliográficos.

O que pode explicar essa divergência desses resultados é a diferença do ponto de separação da camada limite ocasionado pelo modelo de turbulência do PowerFlow, a ser discutido nas conclusões.

#### 7.4 COMPARAÇÃO DE RESULTADOS ACÚSTICOS EXPERIMENTAIS

Os resultados encontrados para as escutas (*probes*) obtidas para o caso de cilindros em tandem com distância entre centros de  $3,7D$  foram comparados com os resultados obtidos pelo experimento do QFF e com os resultados de CFD de Lockard[12].

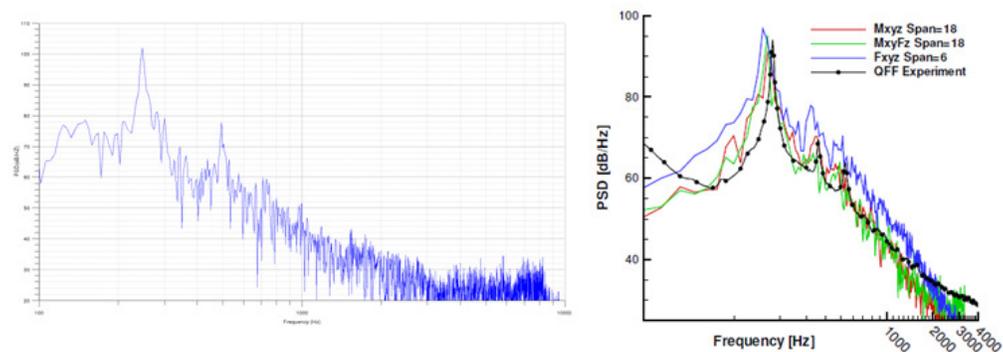


Figura 91– Comparação do PSD para a escuta A.[12]

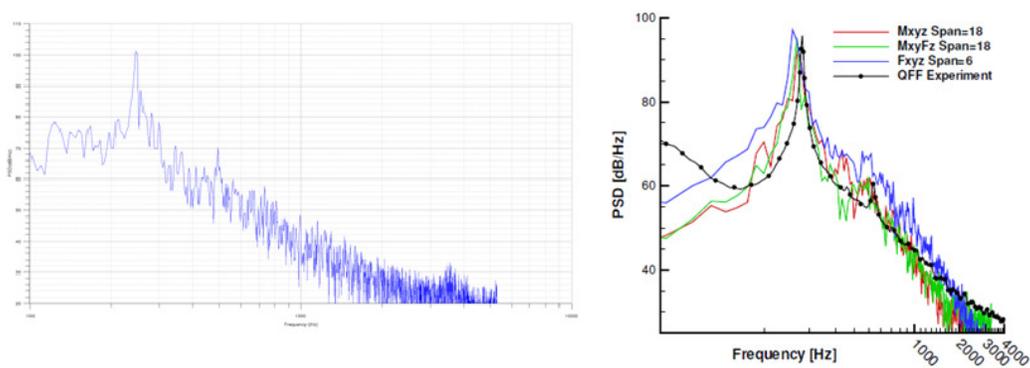


Figura 92– Comparação do PSD para a escuta B.[12]

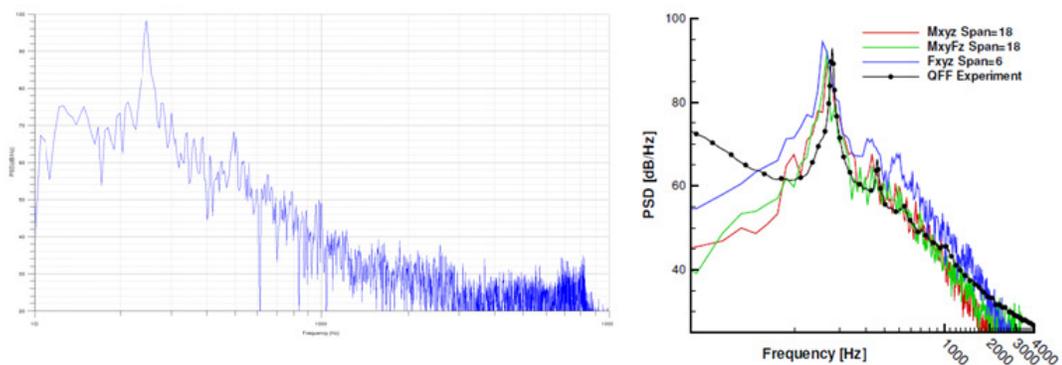


Figura 93 – Comparação do PSD para a escuta C. [12]

Notou-se que, mesmo sem utilizar as ferramentas de FW-H ou a analogia de Lighthill, podem-se obter resultados muito próximos dos esperados. A frequência principal é muito bem definida para as três escutas, e precisa em relação à bibliografia, próxima de 230 Hz. Pode-se notar uma segunda frequência principal para as três escutas, também vistas nos resultados bibliográficos.

Contudo, pode-se notar que, para altas frequências as escutas não capturam bem as amplitudes. Isto se deve ao fato de que, como as escutas estão relativamente longe dos cilindros, as ondas sonoras de alta frequência, pequeno comprimento de onda, são dispersas pelas malhas mais grosseiras das VR's externas. Estima-se que para uma boa transmissão de ondas pelo lattice são necessários, pelo menos, 12 voxels por comprimento de onda.

## **7.5 COMPARAÇÃO PARAMÉTRICA DE RESULTADOS ACÚSTICOS**

A seguir são mostrados gráficos comparativos do SPL (*Sound Pressure Level*) obtidos para as *probes* do localizadas no ponto A, para diferentes valores paramétricos simulados ao longo do trabalho, de forma a se obter conclusões a respeito das interferências e as gerações de ruído por elas desenvolvidas.

Para um mesmo número de Reynolds são avaliados, portanto, o espectro de pressão para as diferentes distâncias L, a seguir.

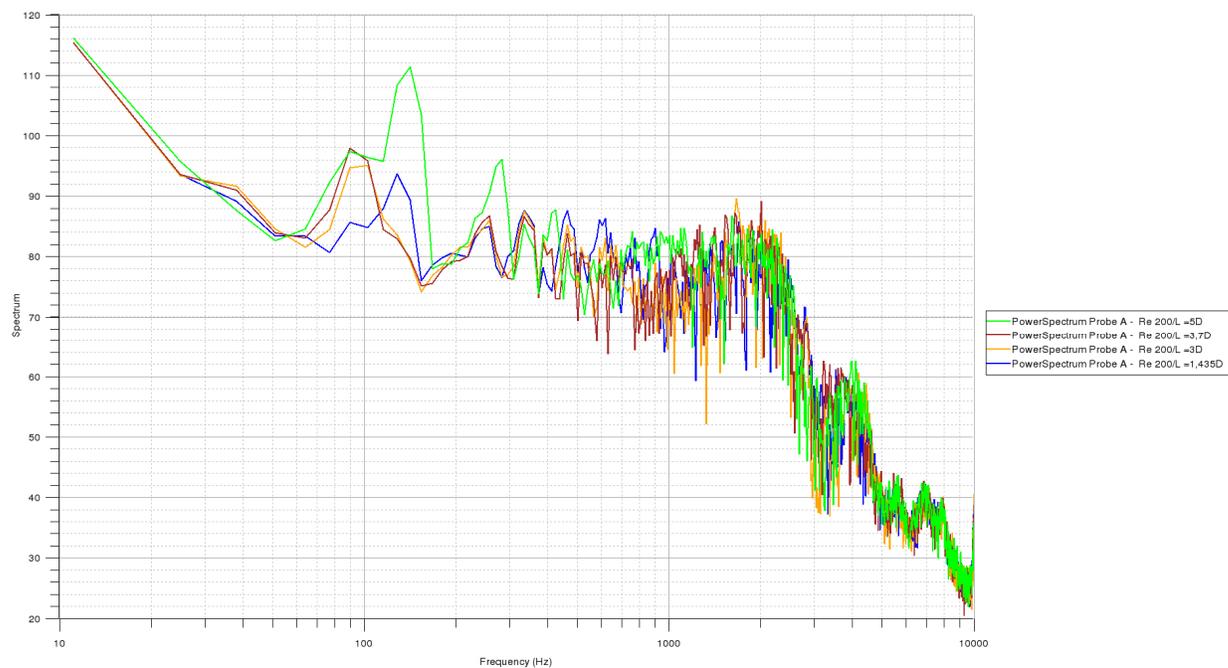


Figura 94 – Espectro de pressão, em dB, para a probe A nos casos de Re 200.

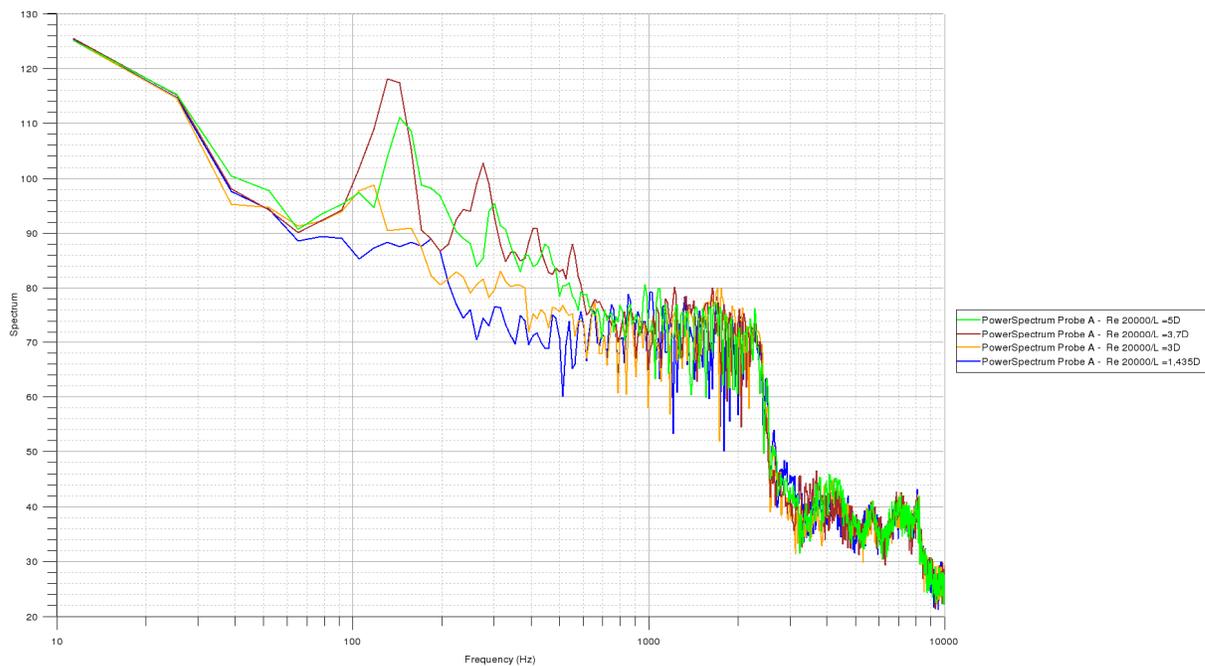


Figura 95 – Espectro de pressão, em dB, para a probe A nos casos de Re 20000



Figura 96 – Espectro de pressão, em dB, para a probe A nos casos de Re 166000

Alguns pontos devem ser ressaltados. Primeiramente, nota-se a tendência de surgirem tonais em alguns dos casos do escoamento. Para Re 200, todas as simulações apresentam picos próximos da frequência do Strouhal característico do desprendimento de vórtices. Com o aumento de Reynolds, as menores distâncias entre centros começam a não ter um pico tão bem definido, como as distâncias de 1,435 e 3D para Re 166000. A não ser pelas distâncias de 3,7D e 5D, esse fenômeno não foi observado.

Nos escoamentos turbulentos os picos para  $L=3,7D$  tiveram níveis superiores ao do escoamento com  $L=5D$ . Esse é um dos fatores da escolha desta distância para estudo de *benchmark*, por ser um escoamento crítico do ponto de vista acústico.

Nota-se, em casos de tonais, a presença de um segundo pico preponderante. Este fato, como já descrito, ocorre pela presença da esteira binária e de outras interferências, ocasionadas pelas reações de um segundo cilindro.

## 7.6 COMPARAÇÃO DE REGIMES DE INTERFERÊNCIA COM CASO DE TREM DE POUSO FRONTAL (NLG)

A motivação para a realização deste trabalho de formatura, como já dito no início deste, é o estudo da geração de ruído em trens de pouso de aeronaves, estudando o escoamento em torno, ao invés deles, de geometrias simplificadoras para entendimento dos fenômenos e interações que ocorrem nas proximidades destas superfícies. Uma análise válida, portanto, seria mostrar quão semelhantes são estes fenômenos, e verificar se o modelo se justifica. Logicamente, essa análise deveria ser feita antes das baterias de simulações de cilindros em tandem, dentro do trabalho de conclusão de curso. Contudo, por já integrar estudos semelhantes, como o próprio *benchmark* citado neste trabalho, já se sabia de antemão que os modelos eram válidos.

A geometria simulada, também no *PowerFlow*, é mostrada na Figura 97.

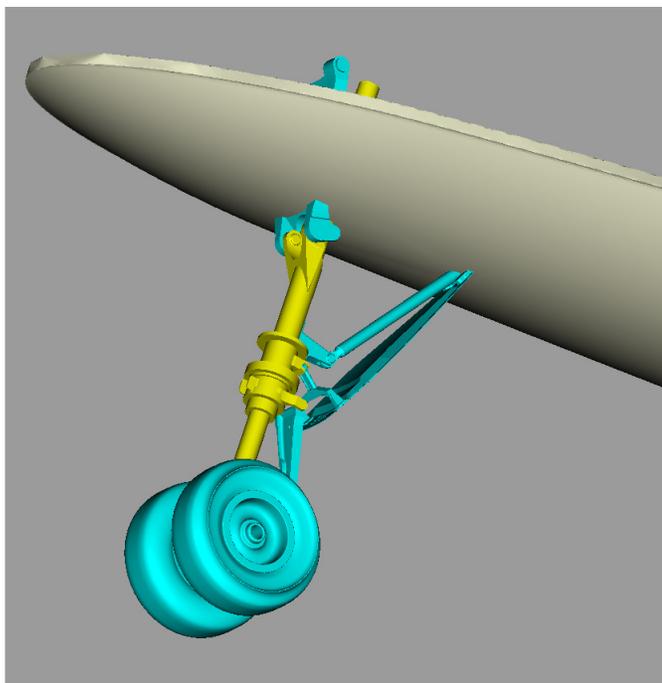


Figura 97 – Geometria ensaiada para trem de pouso frontal (NLG: *nose landing gear*)

Podem-se notar na geometria, diversas superfícies que se aproximam umas das outras, prováveis pontos de observação de interferência de corpos rombudos. Por exemplo, a interação entre o elemento principal, destacado em amarelo, com os outros eixos e vigas sustentadoras.

A seguir são mostradas algumas fatias normais da direção do elemento principal.

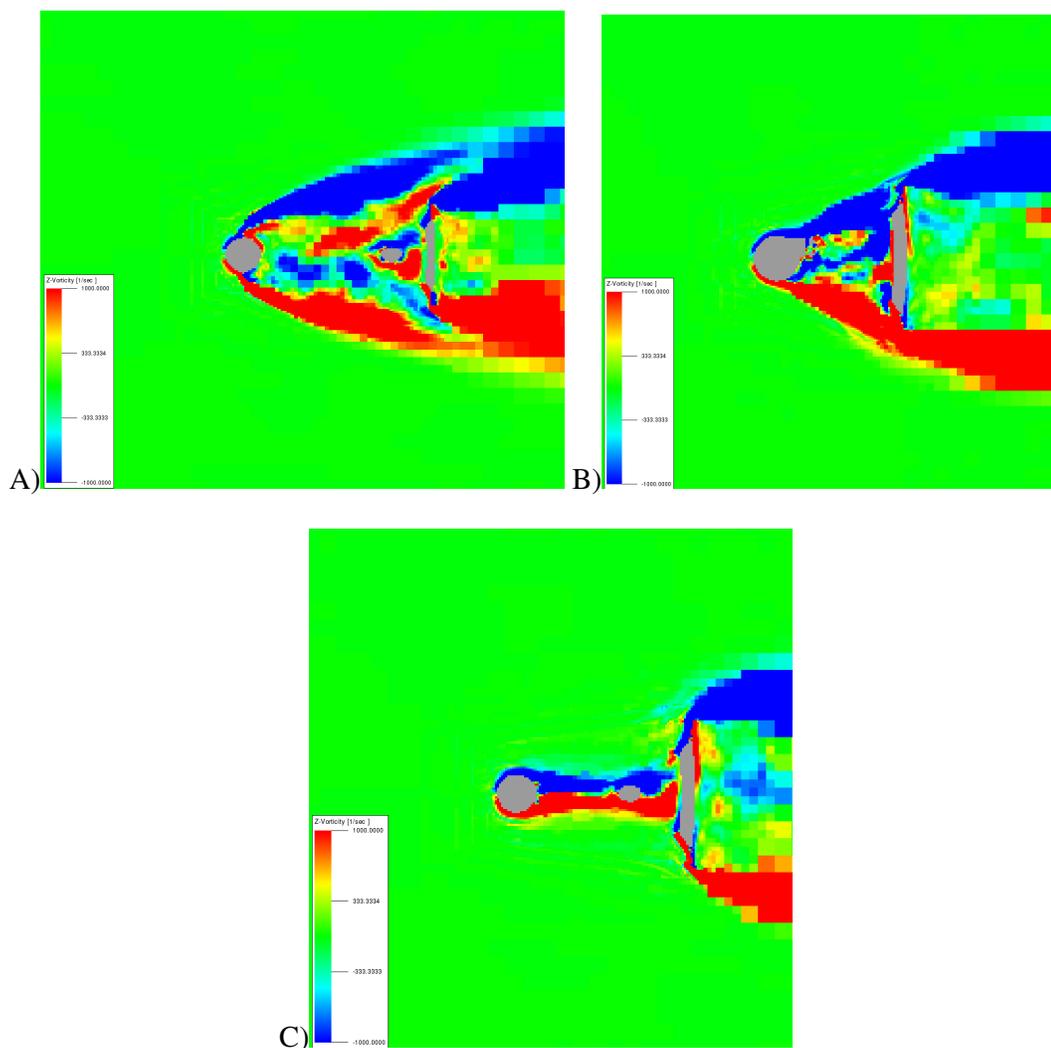


Figura 98 – Fatias na direção normal ao elemento principal no caso do NLG.

Primeiramente, cabe dizer que essa simulação teve uma malha refinada muito próxima à superfície do trem de pouso, para se estudar as flutuações de pressão e forças nele. Portanto, não se fez uma malha refinada no fluído, e por isso podemos ver regiões com resolução de voxels muito grandes nas fatias. Contudo, ainda se é possível se observar os fenômenos de interesse.

Reconhecendo os regimes, na fatia A), há a presença de uma esteira de vórtices deixando a estrutura principal e incidindo em um segundo cilindro. Na fatia B) observa-se interação de cilindros com placa plana, outra forma de modelar as iterações. Na fatia C), outro tipo de regime é observado, com a formação de duas bolhas simétricas na esteira.

## 7.7 CONVERGÊNCIA DE MALHAS

Todas as simulações de cilindros em tandem, como já descrito na formulação do problema, foram realizadas com uma resolução de 128 voxels/diâmetro. Uma análise pertinente, para qualquer estudo de CFD é a convergência de malhas, mostrando qual a variação no resultado de uma simulação tornando a malha mais grosseira ou mais refinada, a fim de se chegar a um resultado ótimo do ponto de vista da convergência do resultado à valores aceitáveis e da utilização de recursos computacionais suficientes para tal.

Foram então realizadas simulações com duas diferentes resoluções, 100 e 150 voxels/diâmetro, além da de 128 voxels/diâmetro já apresentada. Seguem seus resultados.

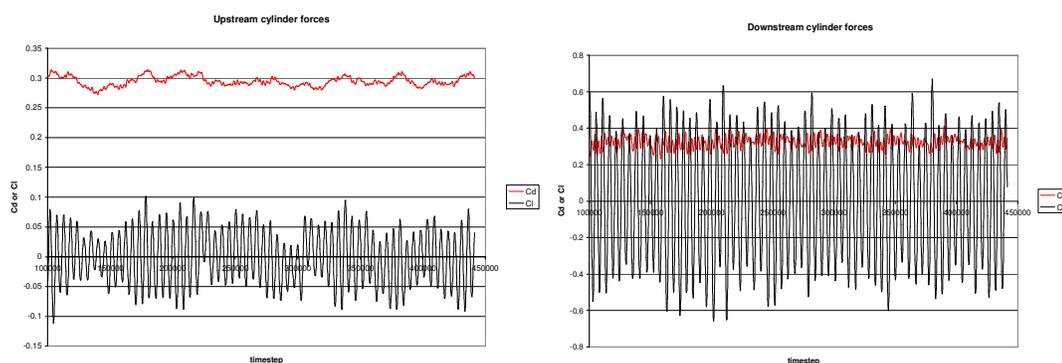


Figura 99 - Histórico de  $C_D$  e  $C_L$  para os cilindros para  $L = 3,7D$  e  $Re = 166000$  e resolução 128 voxels/diâmetro.

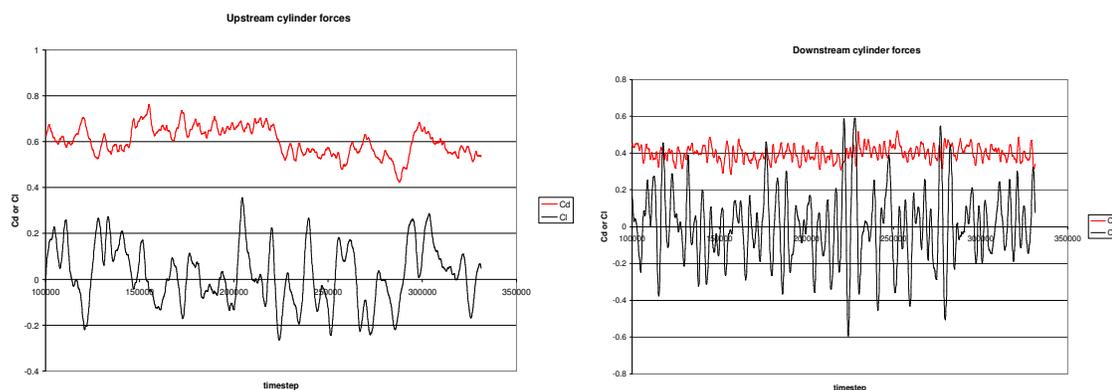


Figura 100 - Histórico de  $C_D$  e  $C_L$  para os cilindros para  $L = 3,7D$  e  $Re = 166000$  e resolução 100 voxels/diâmetro.

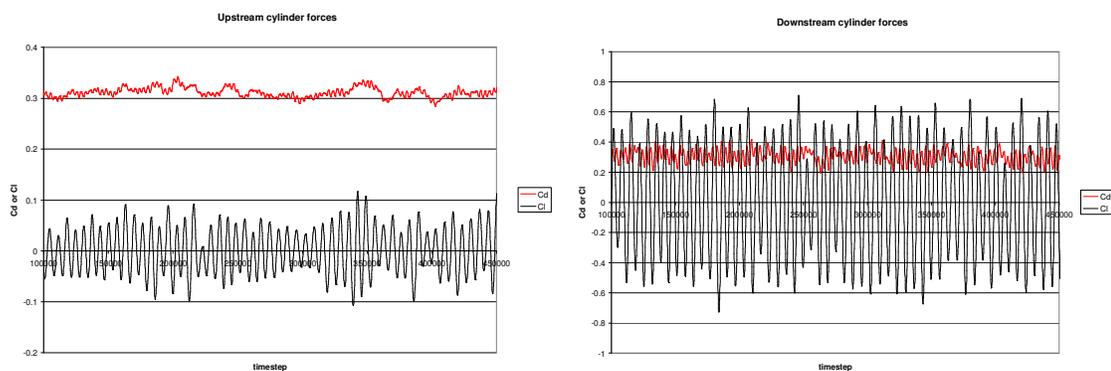


Figura 101 - Histórico de  $C_D$  e  $C_L$  para os cilindros para  $L = 3,7D$  e  $Re = 166000$  e resolução 150 voxels/diâmetro.

São notáveis os seguintes argumentos para a utilização da malha de 128 voxels/diâmetro: o aumento do refinamento não produz resultados muito diferentes, mostrando que a malha utilizada nas simulações é suficiente para reprodução de resultados confiáveis, pelo menos nos critérios mensurados, não sendo necessário um esforço computacional superior para o caso; a diminuição do refino provoca uma variação drástica na resposta das forças, sendo, portanto inviável para reprodução dos resultados.

## 8 COMENTÁRIOS E CONCLUSÕES

Para as simulações realizadas no PowerFlow, pode-se notar, a princípio, a rapidez com que se pode resolver os casos estudados, devido, principalmente, à rapidez do método e a elevada escalabilidade. As simulações tridimensionais levaram cerca de 30 horas para serem resolvidas, utilizando 128 processadores. Para as simulações bidimensionais, o esforço foi bem menor, cerca de 4,5 horas utilizando 8 processadores.

As simulações de cilindro em tandem foram satisfatórias no que se refere à obtenção e comparação dos fenômenos de interferência entre dois cilindros e tandem. Foi possível observar as duas fases de interferência levantadas na bibliografia: ambos os cilindros se comportando como um só corpo rombudo e os dois cilindros como corpos separados, com a influência da esteira do primeiro cilindro sobre o cilindro à jusante.

A simulação do cilindro simples foi satisfatória para obtenção dos fenômenos, já observados nos casos simulados no CFD++. Foi possível a obtenção, bem nítida, de um campo de pressão acústico. O que variou, um pouco, em relação ao resultado experimental foram as medições da força de sustentação, que foram superiores ao esperado, devido aos efeitos tridimensionais suprimidos na simulação 2D.

Sobre o modelo de turbulência e função de parede, podemos verificar, nos casos em tandem em que foram usados, que, devido ao surgimento de uma esteira turbulenta, logo no começo do escoamento ao redor do primeiro cilindro. Como essa esteira é muito energética, ela posterga a sua separação afetando o arrasto causado no cilindro, e, por consequência, a sustentação medida.

Em relação aos resultados acústicos, o PowerFlow, mesmo não utilizando nenhuma ferramenta de predição de ruído no *farfield* obteve resultados satisfatórios. Para melhorar esses resultados duas metodologias podem ser aplicadas: melhora a resolução do percurso da onda até a escuta ou aplicar alguma ferramenta de propagação.

Um estudo comparativo entre as *probes* posicionadas para diferentes interferências foi realizado para se comparar geração de ruído acústico proveniente dos regimes. O regime crítico obtido pela distância de 3,7D, principalmente nos casos turbulentos, se mostrou o que mais preocupa do ponto de vista de geração de ruído, sendo o maior nível de dB vistos nos espectros.



## 9 REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] International Civil Aviation Organization – ICAO, Chapter 4.
- [2] Federal Aviation Regulation - FAR-36 Stage 4
- [3] Meneghini, J. R. Projeto de pesquisa no tópico geração e desprendimento de vórtices no escoamento ao redor de cilindros. Universidades de São Paulo: Tese de Livre-Docência. São Paulo. 2002
- [4] Norberg, C. Fluctuating Lift on Circular Cylinder: Review and New Measurements, *Journal of Fluids and Structures*, 17:57-96, 2003.
- [5] Schlichting, H., Boundary Layer Theory, 7<sup>a</sup> ed. McGraw-Hill, 1979.
- [6] CFD++ User's Manual, Metacomp Technologies, Inc.
- [7] Launder, B. E., On the Computation of Convective Heat Transfer in Complex Turbulent Flows, *ASME J. Heat Transfer* 110, 1988, p. 1112-1127.
- [8] Khorrami, M. R., Choudhari, M. M., Lockard, D. P., Jenkins, L. N. e McGinley, C. B., Unsteady Flowfield Around Tandem Cylinders as Prototype Component Interaction in Airframe Noise. *AIAA Journal*, 2007, p. 1930-1941.
- [9] Ljungkrona, L. e Sunden, B., Flow Visualization and Surface Pressure Measurement on Two Tubes in a Inline Arrangement. *Experimental Thermal and Fluid Science*, Vol. 9, No. 1, 1993, p. 15 – 27.
- [10] Sukop, M. C. e Thorne Jr., D. T., Lattice Boltzmann Modeling: An Introduction for Geoscientists and Engineers. *Springer*, 2005, Miami-Florida.
- [11] Li, Y., Shock, R., Zhang, R., Chen, H., Numerical study of flow past an impulsively started cylinder by lattice-Boltzmann method, *Journal of Fluids Mechanics*, vol 519, p. 273-300, 2004.
- [12] Lockard, D. P., Khorrami, M. R., Choudhari, M. M., Hutcheson, F. V., Brooks, T. F., Stead, D. J., Tandem Cylinders Noise Predictions, *AIAA Journal*, 2007.
- [13] NASA, Tandem Cylinders Benchmark Problem Statement, v 1.08.
- [14] EXA Corporation, PowerFlow Basic Training Introduction, Presentation.
- [15] Igarashi, T., Characteristics of the flow around two circular cylinders arranged in tandem. *Bulletin of JSME*, v.24, n.188, p323-331, 1981.