

UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO SUL  
INSTITUTO DE PESQUISAS HIDRÁULICAS  
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM RECURSOS HÍDRICOS E  
SANEAMENTO AMBIENTAL

EDSON LUIS NICOLAIT FERNANDES

INFLUÊNCIA DA PRESENÇA DE UM CONTORNO PLANO NO  
COMPORTAMENTO DO ESCOAMENTO EM TORNO DE UM CILINDRO  
CIRCULAR RÍGIDO

PORTO ALEGRE

2022

EDSON LUIS NICOLAIT FERNANDES

INFLUÊNCIA DA PRESENÇA DE UM CONTORNO PLANO NO COMPORTAMENTO  
DO ESCOAMENTO EM TORNO DE UM CILINDRO CIRCULAR RÍGIDO

Dissertação de Mestrado apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Recursos Hídricos e Saneamento Ambiental da Universidade Federal do Rio Grande do Sul como requisito parcial à obtenção do grau de mestre.

Orientadora: Edith Beatriz Camano Schettini

PORTO ALEGRE

2022

### CIP - Catalogação na Publicação

Fernandes, Edson Luis Nicolait  
INFLUÊNCIA DA PRESENÇA DE UM CONTORNO PLANO NO  
COMPORTAMENTO DO ESCOAMENTO EM TORNO DE UM CILINDRO  
CIRCULAR RÍGIDO  
/ Edson Luis Nicolait Fernandes. -- 2022.  
159 f.  
Orientadora: Edith Beatriz Camano Schettini.

Dissertação (Mestrado) -- Universidade Federal do  
Rio Grande do Sul, Instituto de Pesquisas Hidráulicas,  
Programa de Pós-Graduação em Recursos Hídricos e  
Saneamento Ambiental, Porto Alegre, BR-RS, 2022.

1. Cilindro circular. 2. Interação esteira-placa.  
3. Campo de pressões. 4. Túnel de vento. 5. Arrasto.  
I. Schettini, Edith Beatriz Camano, orient. II.  
Título.

EDSON LUIS NICOLAIT FERNANDES

INFLUÊNCIA DA PRESENÇA DE UM CONTORNO PLANO NO COMPORTAMENTO  
DO ESCOAMENTO EM TORNO DE UM CILINDRO CIRCULAR RÍGIDO

Dissertação de Mestrado apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Recursos Hídricos e Saneamento Ambiental da Universidade Federal do Rio Grande do Sul, como requisito parcial à obtenção do grau de mestre.

Aprovado em: Porto Alegre, 31 de maio de 2022.

---

Prof<sup>ª</sup>. Dr<sup>ª</sup>. Edith Beatriz Camano Schettini – UFRGS  
Orientadora

---

Prof<sup>ª</sup>. Dr<sup>ª</sup>. Daniela Guzzon Sanagiotto – UFRGS  
Examinadora

---

Prof. Dr. Acir Mércio Loredou-Souza – UFRGS  
Examinador

---

Prof. Dr. Maurício Dai Pra – UFRGS  
Examinador

À minha mãe, por me dar a chance de retribuir.

## **AGRADECIMENTOS**

Gostaria de agradecer imensamente à Professora Beatriz, minha orientadora. Foste tu, querida Professora, que sugeriu e viabilizou a realização deste estudo experimental. Teus conselhos para a correção dos rumos foram fundamentais para chegarmos a um bom resultado. Em minha memória ficarão, certamente, as tuas palavras repletas de otimismo, carinho e entusiasmo.

Ao estimado Professor Acir, Diretor do LAC, eu também sou muito grato. Foi um grande privilégio realizar um estudo experimental nas instalações desse laboratório. O Túnel de Vento Professor Joaquim Blessmann é uma referência na ciência do nosso país. Eu poderia usar várias linhas para descrever o grande conhecimento e a enorme didática que o Professor Acir possui; porém é o seu humor fino, característica maior da sua inteligência, que nos cativa e nos motiva.

Uma saudação especial aos técnicos do LAC, os engenheiros Roges e Lívio. Sem o suporte e a ajuda de ambos na condução dos ensaios eu não teria chegado aos resultados que cheguei.

*A ciência descreve as coisas como são; a arte, como são  
sentidas, como se sente que são.*

*Fernando Pessoa*

## RESUMO

Os tubos de seção circular são utilizados desde a antiguidade para atender as mais variadas demandas das civilizações. A preferência na sua escolha reside certamente na observação da natureza, onde ela é abundante e eficiente. Na engenharia moderna o seu emprego é generalizado, principalmente na condução dos mais variados tipos de fluidos, tais como água potável, óleos e efluentes de esgoto. As tubulações que são posicionadas próximas ao leito de corpos d'água são submetidas ao escoamento externo, o que pode alterar os campos de pressão e de velocidade do escoamento em sua vizinhança, podendo causar uma série de danos a essas tubulações. Os efeitos do escoamento de um fluido no entorno de um tubo de seção circular são conhecidos na engenharia há mais de um século, porém os efeitos advindos da proximidade de um contorno plano só começaram a ser esclarecidos por volta dos anos de 1970. Desde então, o modelo idealizado de um cilindro próximo a uma placa plana e submetido ao escoamento gerado no interior de um túnel de ensaio tornou-se usual para o estudo desse tipo de escoamento. Das primeiras pesquisas com esse arranjo experimental, sabe-se que, além do número de Reynolds, a distância entre a placa e o cilindro e a espessura da camada limite do escoamento incidente têm um papel fundamental no comportamento dos fenômenos físicos advindos desse escoamento alterado. O presente trabalho teve como objetivo principal estudar os campos de pressão e de velocidade do escoamento ora citado. Para alcançar esse objetivo, foi empreendido um programa experimental no túnel de vento do Laboratório de Aerodinâmica das Construções (LAC) da UFRGS. Nos ensaios foram investigados alguns dos principais fenômenos físicos gerados pelo escoamento, tais como o desprendimento alternado de vórtices (marcado pela frequência do desprendimento e pelo número de Strouhal) e as pressões externas médias (a partir das quais se determinam os coeficientes de arrasto e de sustentação) atuantes no cilindro. A análise desses fenômenos aumentou o acervo de informações acerca da influência que a proximidade da placa tem em relação ao desaparecimento do desprendimento alternado de vórtices na esteira do cilindro, da manutenção do valor do número de Strouhal e do comportamento do coeficiente de arrasto antes e imediatamente após a sua queda pronunciada devido à diminuição da distância entre a placa e o cilindro a partir de uma distância crítica.

Palavras-chave: *Cilindro circular. Interação esteira-placa. Campo de pressões. Túnel de vento. Arrasto.*

## ABSTRACT

Circular section tubes have been used since ancient times to meet the most varied demands of civilizations. The preference in its choice certainly resides in the observation of nature, where it is abundant and efficient. In modern engineering, its use is widespread, mainly in the conduction of the most varied types of fluids, such as drinking water, oils and sewage effluents. Pipes that are positioned close to the bottom surfaces of water bodies are subjected to external flow, which can change the flow pressure and velocity fields in their vicinity, therefore leading to potential damages to these pipes. The effects of fluid flow around a tube with a circular section have been known in engineering for over a century, but the effects arising from the proximity of a flat contour only began to be clarified around the 1970s. Since then, the idealized model of a cylinder next to a flat plate and submitted to the flow generated inside a test tunnel has become usual for the study of this type of flow. From the first researches with this experimental arrangement, it is known that, in addition to the Reynolds number, the distance between the plate and the cylinder and the thickness of the boundary layer of the incident flow have a fundamental role in the behavior of the physical phenomena arising from this modified flow. The present work aimed to study the pressure and velocity fields of the mentioned flow. To achieve this goal, an experimental program was undertaken at the boundary layer wind tunnel of the Laboratório de Aerodinâmica das Construções (LAC) of UFRGS. In the tests, some of the main physical phenomena generated by the flow were investigated, such as the alternating vortex shedding (characterized by the shedding frequency and the Strouhal number) and the mean external pressures (from which the drag and lift coefficients are determined) acting on the cylinder. The analysis of these phenomena increased the amount of information about the influence that the proximity of a flat plate has in relation to the disappearance of the alternating vortex shedding in the cylinder's wake, the maintenance of the Strouhal number value and the behavior of the drag coefficient before and immediately after its pronounced drop due to the decrease in the distance between the plate and the cylinder from a critical distance.

*Key-words: Circular cylinder. Wake-plate interaction. Pressure field. Wind tunnel. Drag.*

## LISTA DE FIGURAS

|  |    |
|--|----|
| Figura 1 – Amostra da manufatura em terracota de tubulações para condução de água no Império Romano (1-A); trecho do conjunto ósseo da asa de um pássaro (1-B); ocorrência natural do bambu e o diagrama da estrutura morfológica do caule do mesmo (1-C). ..... | 20 |
| Figura 2 – Exemplos de aplicação das seções tubulares na engenharia .....  | 21 |
| Figura 3 – Diagrama esquemático representativo do estudo do escoamento no entorno de um cilindro circular próximo a um contorno plano .....  | 24 |
| Figura 4 – Reynolds e seu aparato .....  | 31 |
| Figura 5 – Escoamento laminar (A) e turbulento (B) no experimento de Reynolds .....  | 32 |
| Figura 6 – Gráfico do comportamento do número de Strouhal para Reynolds entre 40 e 1400 .....  | 34 |
| Figura 7 – Comparativo entre os perfis de velocidade em uma placa plana .....  | 37 |
| Figura 8 – Escoamento potencial em torno de um cilindro circular.....  | 39 |
| Figura 9 – Diagrama do mecanismo de separação do escoamento em um cilindro circular...   | 40 |
| Figura 10 – Esquema com a decomposição de forças em um corpo rombudo .....   | 41 |
| Figura 11 – Escoamento em torno de um aerofólio.....   | 42 |
| Figura 12 – Diagrama de pico de sustentação de Schewe .....  | 45 |
| Figura 13 – Regimes de escoamento em torno de um cilindro circular isolado.....  | 46 |
| Figura 14 – Separação da camada limite e formação da esteira .....   | 47 |
| Figura 15 – Diagrama de Gerrard.....   | 48 |
| Figura 16 – Diagrama esquemático de um tubo de Pitot padrão.....   | 51 |
| Figura 17 – Figura ilustrativa de um sensor de fio quente .....  | 54 |
| Figura 18 – Diagrama esquemático de um circuito de anemometria de fio quente a temperatura constante .....   | 55 |
| Figura 19 – Espectros dos sinais do fio quente na esteira do cilindro obtidos por Bearman e Zdravkovich (1978) .....   | 68 |
| Figura 20 – Espectros dos sinais do fio quente na esteira do cilindro obtidos por Taniguchi e Miyakoshi (1990) .....   | 69 |
| Figura 21 – Diagrama esquemático da interação entre a vorticidade da camada limite da placa e a vorticidade da camada cisalhante inferior do cilindro obtido por Taniguchi e Miyakoshi (1990) .....  | 70 |
| Figura 22 – Picos dos sinais do espectro do $C_L$ obtidos por Lei et al. (1999).....   | 70 |
| Figura 23 – Gráficos do número de Strouhal $\times G/D$ obtidos por Göktun (1975).....   | 74 |
| Figura 24 – Gráficos do número de Strouhal $\times G/D$ obtidos por Bearman e Zdravkovich (1978) .....   | 74 |
| Figura 25 – Gráficos do número de Strouhal $\times G/D$ obtidos por Buresti e Lanciotti (1979)...  | 75 |

|   |     |
|---|-----|
| Figura 26 – Gráficos do número de Strouhal $\times G/D$ obtidos por Taniguchi e Miyakoshi (1990) .....  | 76  |
| Figura 27 – Gráficos do número de Strouhal $\times G/D$ obtidos por Lei et al. (1999) .....   | 76  |
| Figura 28 – Gráficos do número de Strouhal $\times Re$ para diferentes $G/D$ obtidos por Price et al. (2002) .....  | 77  |
| Figura 29 – Gráficos do número de Strouhal $\times G/D$ obtidos por Wang e Tan (2008).....  | 78  |
| Figura 30 – Gráficos do número de Strouhal $\times G/D$ obtidos por Oner et al. (2008).....   | 79  |
| Figura 31 – Gráficos do número de Strouhal $\times G/D$ : (A) $Re < 4 \times 10^3$ ; (B) $Re \geq 4 \times 10^3$ – obtidos por Lin et al. (2009) .....      | 80  |
| Figura 32 – Diagramas dos $C_P$ médios sobre a superfície do cilindro obtidos por Göktun (1975) .....   | 83  |
| Figura 33 – Diagramas dos $C_P$ médios sobre as superfícies do cilindro e da placa obtidos por Bearman e Zdravkovich (1978).....                            | 84  |
| Figura 34 – Diagramas dos $C_P$ médios sobre a superfície do cilindro obtidos por Lei et al. (1999) .....   | 85  |
| Figura 35 – Gráficos do $C_D$ e do $C_L \times G/D$ obtidos por Roshko et al. (1975).....   | 87  |
| Figura 36 – Gráficos do $C_D \times G/D$ obtidos por Göktun (1975).....   | 88  |
| Figura 37 – Gráficos do $C_L \times G/D$ obtidos por Göktun (1975).....   | 88  |
| Figura 38– Gráficos do $C_D \times G/\delta$ obtidos por Zdravkovich (1985) .....   | 89  |
| Figura 39 – Gráficos do $C_L \times G/D$ para uma camada limite gerada por uma haste de seção circular obtidos por Zdravkovich (1985).....                  | 89  |
| Figura 40 – Gráficos do $C_L \times G/D$ para uma camada limite de aproximação gerada por uma malha de fios obtidos por Zdravkovich (1985) .....            | 90  |
| Figura 41 – Gráficos do $C_D \times G/D$ obtidos por Lei et al. (1999) .....  | 90  |
| Figura 42 – Gráficos do $C_L \times G/D$ obtidos por Lei et al. (1999).....   | 91  |
| Figura 43 – Gráficos do $C_D \times G/D$ obtidos por Nishino et al. (2007) .....  | 92  |
| Figura 44 – Gráficos do $C_L \times G/D$ obtidos por Nishino et al. (2007) .....  | 92  |
| Figura 45 – Gráficos do $C_D$ e do $C_L \times 2G/D (d/r)$ obtidos por Göktun (1975) .....  | 94  |
| Figura 46 – Gráficos do $C_{pb} \times G/D$ obtidos por Bearman e Zdravkovich (1978) .....  | 94  |
| Figura 47 – Diagrama em planta baixa do Túnel de Vento Professor Joaquim Blessmann.....   | 98  |
| Figura 48 – Vista geral do Túnel de Vento Professor Joaquim Blessmann .....   | 98  |
| Figura 49 – Esquema de montagem do conjunto placa-cilindro no interior da câmara de ensaios do túnel de vento.....  | 100 |
| Figura 50 – Representação do cilindro circular com as duas linhas de orifícios para as tomadas de pressão e um corte ilustrativo da sua seção central ..... | 101 |
| Figura 51 – Painel do processador de sinais da anemometria de fio quente .....  | 102 |
| Figura 52 – Cilindro circular e placa montados na câmara de ensaios com a sonda de fio quente posicionada em uma distância mais próxima à placa .....       | 103 |

|  |     |
|--|-----|
| Figura 53 – Módulo transdutor de pressões ZOC33.....   | 104 |
| Figura 54 – Perfil de velocidades do escoamento não perturbado na posição da mesa M-II para a configuração de vento com baixos níveis de turbulência .....   | 106 |
| Figura 55 – Perfil de velocidades da camada limite a $10D$ do bordo de ataque da placa ( $\delta = 1D$ ).....  | 107 |
| Figura 56 – Perfil de velocidades da camada limite a $20D$ do bordo de ataque da placa ( $\delta = 1,4D$ ).....  | 108 |
| Figura 57 – Forma de posicionar a placa para se obter as distâncias do eixo do cilindro a $10D$ e $20D$ do bordo de ataque .....   | 109 |
| Figura 58 – Posições da sonda de fio quente em relação ao cilindro e à placa .....   | 110 |
| Figura 59 – Espectros dos sinais do fio quente com $\delta = 1D$ em $G/D = 0,2$ para as duas posições da sonda .....   | 112 |
| Figura 60 – Espectros dos sinais do fio quente com $\delta = 1D$ em $G/D = 0,3$ para as duas posições da sonda .....   | 112 |
| Figura 61 – Espectros dos sinais do $C_L$ com $\delta = 1D$ em $G/D = 0,2$ e $G/D = 0,3$ .....   | 113 |
| Figura 62 – Espectros dos sinais do fio quente com $\delta = 1D$ em $G/D = 0,4$ para as duas posições da sonda .....   | 113 |
| Figura 63 – Espectros dos sinais do $C_L$ com $\delta = 1D$ em $G/D = 0,4$ e $G/D = 0,5$ .....   | 114 |
| Figura 64 – Espectros dos sinais do fio quente com $\delta = 1,4D$ em $G/D = 0,2$ e $G/D = 0,3$ para as duas posições da sonda.....  | 115 |
| Figura 65 – Espectros dos sinais do $C_L$ com $\delta = 1,4D$ em $G/D = 0,2$ e $G/D = 0,3$ .....   | 115 |
| Figura 66 – Espectros dos sinais do fio quente com $\delta = 1,4D$ em $G/D = 0,4$ e $G/D = 0,5$ .....  | 116 |
| Figura 67 – Espectros dos sinais do $C_L$ com $\delta = 1,4D$ em $G/D = 0,4$ e $G/D = 0,5$ .....   | 116 |
| Figura 68 – Gráficos adimensionalizados da frequência de desprendimento dos vórtices obtidos por meio dos sinais da anemometria de fio quente para $G/D = 0,4$ com $\delta = 1D$ e $\delta = 1,4D$ ..... | 117 |
| Figura 69 – Gráficos adimensionalizados da frequência de desprendimento dos vórtices obtidos por meio dos sinais do $C_L$ para $G/D = 0,4$ com $\delta = 1D$ e $\delta = 1,4D$ .....                     | 117 |
| Figura 70 – Valores do número de Strouhal para $G/D$ entre 0,3 e 2 obtidos por meio da leitura dos espectros dos sinais do fio quente e dos sinais do $C_L$ com $\delta = 1D$ .....                      | 118 |
| Figura 71 – Valores do número de Strouhal para $G/D$ entre 0,3 e 2 obtidos por meio da leitura dos espectros dos sinais do fio quente e dos sinais do $C_L$ com $\delta = 1,4D$ .....                    | 119 |
| Figura 72 – Valores do número de Strouhal $\times G/D$ encontrados por Göktun (1975) e por este trabalho .....   | 120 |
| Figura 73 – Valores do número de Strouhal $\times G/D$ encontrados por Bearman e Zdravkovich (1978) e por este trabalho .....  | 121 |
| Figura 74 – Valores do número de Strouhal $\times G/D$ encontrados por Lei et al. (1999) e por este trabalho .....   | 121 |
| Figura 75 – Valores do número de Strouhal $\times G/D$ encontrados por Wang e Tan (2008) e por este trabalho.....  | 122 |

|  |     |
|--|-----|
| Figura 76 – Valores do número de Strouhal $\times G/D$ encontrados por Oner et al. (2008) e por este trabalho.....   | 123 |
| Figura 77 – Diagramas do $C_p$ médio sobre a superfície do cilindro para $G/D$ entre 0,1 e 0,4 com $\delta = 1D$ .....   | 124 |
| Figura 78 – Diagramas do $C_p$ médio sobre a superfície do cilindro para $G/D = 0,8$ e $G/D = 1$ com $\delta = 1D$ .....   | 125 |
| Figura 79 – Diagramas do $C_p$ médio sobre a superfície do cilindro para $G/D$ entre 0,2 e 0,5 com $\delta = 1D$ .....   | 126 |
| Figura 80 – Diagramas do $C_p$ médio sobre a superfície do cilindro para $G/D$ entre 0,6 e 1 com $\delta = 1D$ .....   | 126 |
| Figura 81 – Diagramas do $C_p$ médio sobre a superfície do cilindro para $G/D$ entre 0,1 e 0,6 com $\delta = 1,4D$ .....   | 127 |
| Figura 82 – Diagramas do $C_p$ médio sobre a superfície do cilindro para $G/D = 0,8$ e $G/D = 1$ com $\delta = 1,4D$ .....   | 128 |
| Figura 83 – Comparativo dos gráficos do $C_p$ médio sobre a superfície do cilindro para $G/D$ entre 0,2 e 0,5 com $\delta = 1,4D$ .....                                    | 129 |
| Figura 84 – Comparativo dos gráficos do $C_p$ médio sobre a superfície do cilindro para $G/D$ entre 0,6 e 1 com $\delta = 1,4D$ .....                                      | 129 |
| Figura 85 – Gráficos do $C_D$ obtidos por este trabalho para escoamentos incidentes com $\delta = 1D$ e $\delta = 1,4D$ .....  | 130 |
| Figura 86 – Comparação entre os gráficos do $C_D$ obtidos por Roshko et al (1975) e por este trabalho com escoamento incidente com $\delta = 1D$ e $\delta = 1,4D$ .....   | 131 |
| Figura 87 – Comparação entre os gráficos do $C_D$ obtidos por Göktun (1975) e por este trabalho com escoamento incidente com $\delta = 1D$ e $\delta = 1,4D$ .....         | 132 |
| Figura 88 – Comparação entre os gráficos do $C_D$ obtidos por Zdravkovich (1985) e por este trabalho com escoamento incidente com $\delta = 1D$ e $\delta = 1,4D$ .....    | 133 |
| Figura 89 – Comparação entre os gráficos do $C_D$ obtidos por Lei et al. (1999) e por este trabalho com escoamento incidente com $\delta = 1D$ e $\delta = 1,4D$ .....     | 133 |
| Figura 90 – Comparação entre os gráficos do $C_D$ obtidos por Nishino et al. (2007) e por este trabalho com escoamento incidente com $\delta = 1D$ e $\delta = 1,4D$ ..... | 135 |
| Figura 91 – Gráficos do $C_L$ obtidos por este trabalho para escoamentos incidentes com $\delta = 1D$ e $\delta = 1,4D$ .....  | 136 |
| Figura 92 – Gráficos do $C_{L\ RMS} \times G/D$ obtidos por Lei et al. (1999) e por este trabalho.....   | 137 |
| Figura 93 – Comparação entre os gráficos do $C_D$ obtidos por Roshko et al (1975) e por este trabalho com escoamento incidente com $\delta = 1D$ e $\delta = 1,4D$ .....   | 138 |
| Figura 94 – Comparação entre os gráficos do $C_D$ obtidos por Göktun (1975) e por este trabalho com escoamento incidente com $\delta = 1D$ e $\delta = 1,4D$ .....         | 139 |
| Figura 95 – Comparação entre os gráficos do $C_L$ obtidos por Zdravkovich (1985) e por este trabalho com escoamento incidente com $\delta = 1D$ e $\delta = 1,4D$ .....    | 140 |
| Figura 96 – Comparação entre os gráficos do $C_L$ obtidos por Lei et al. (1999) e por este trabalho com escoamento incidente com $\delta = 1D$ e $\delta = 1,4D$ .....     | 140 |

|  |     |
|--|-----|
| Figura 97 – Comparação entre os gráficos do $C_L$ obtidos por Nishino et al. (2007) e por este trabalho com escoamento incidente com $\delta = 1D$ e $\delta = 1,4D$ ..... | 141 |
| Figura 98 – Espectros dos sinais do fio quente com $\delta = 1D$ adimensionalizados .....  | 154 |
| Figura 99 – Espectros dos sinais do fio quente com $\delta = 1,4D$ adimensionalizados .....  | 155 |
| Figura 100 – Espectros dos sinais do $C_L$ com $\delta = 1D$ adimensionalizados .....  | 156 |
| Figura 101 – Espectros dos sinais do $C_L$ com $\delta = 1,4D$ adimensionalizados .....  | 157 |
| Figura 102 – Pressões médias sobre a superfície do cilindro para $G/D = 0,2; 0,8$ e $2$ com $\delta = 1D$ .....  | 158 |
| Figura 103 – Pressões médias sobre a superfície do cilindro para $G/D = 0,2; 0,8$ e $2$ com $\delta = 1,4D$ .....  | 159 |

## LISTA DE TABELAS

|  |     |
|--|-----|
| Tabela 1 – Resumo com as características das instalações, dos tipos de aparato utilizados e das técnicas empregadas pelos autores elencados no texto ..... | 65  |
| Tabela 2 – Comportamento de $(G/D)_{cr}$ em função de $Re$ e $\delta/D$ .....  | 73  |
| Tabela 3 – Comportamento do número de Strouhal .....   | 82  |
| Tabela 4 – Comportamento do coeficiente de pressão .....   | 86  |
| Tabela 5 – Comportamento dos coeficientes de arrasto e de sustentação .....  | 96  |
| Tabela 6 – Distâncias da sonda de fio quente em relação ao cilindro e à placa .....  | 110 |
| Tabela 7 – Valores para $(G/D)_{cr}$ obtidos por trabalhos anteriores e por este .....   | 142 |
| Tabela 8 – Valores para $St$ obtidos por trabalhos anteriores e por este .....   | 142 |
| Tabela 9 – Comportamento do diagrama do $C_p$ obtidos por trabalhos anteriores e por este .  | 143 |
| Tabela 10 – Valores extremos (ou notáveis) para o $C_D$ e para o $C_L$ obtidos por trabalhos anteriores e por este .....                                   | 144 |

## **LISTA DE SIGLAS**

CTA – *Constant Temperature Anemometry*

FLDV – *Fiber Laser Doppler Velocimeter*

LAC – Laboratório de Aerodinâmica das Construções

LDA – *Laser Doppler Anemometry*

MDF – *Medium Density Fiberboard*

PIV – *Particle Image Velocimetry*

TE – Túneis de Ensaio

UFRGS – Universidade Federal do Rio Grande do Sul

## LISTA DE SÍMBOLOS

$\bar{u}$  – velocidade média temporal do escoamento

$C_D$  – coeficiente de arrasto (*drag coefficient*)

$C_L$  – coeficiente de sustentação (*lift coefficient*)

$C_P$  – coeficiente de pressão

$C_{pb}$  – coeficiente de pressão de base

$D$  – diâmetro do cilindro

$f$  – frequência

$F_D$  – força de arrasto (*drag force*)

$F_L$  – força de sustentação (*lift force*)

$G$  – distância entre o cilindro e a placa

$P$  – pressão

$q$  – pressão dinâmica

$Re$  – número de Reynolds

$Re_{ci}$  – número de Reynolds crítico inferior

$Re_{cr}$  – número de Reynolds crítico

$Re_D$  – número de Reynolds baseado no diâmetro do cilindro

$Re_k$  – número de Reynolds baseado na rugosidade do cilindro

$Re_x$  – número de Reynolds de uma placa plana orientada em relação à coordenada  $x$

$St$  – número de Strouhal

$U, U_0, U_\infty$  – velocidade da corrente livre (escoamento não perturbado)

$x$  – coordenada do eixo horizontal

$y$  – coordenada do eixo vertical

$\gamma$  – peso específico

$\delta$  – espessura da camada limite

$\theta$  – ângulo medido ao longo da superfície do cilindro

$\Theta$  – temperatura

$\nu$  – viscosidade cinemática do fluido

$\rho$  – massa específica do fluido

## SUMÁRIO

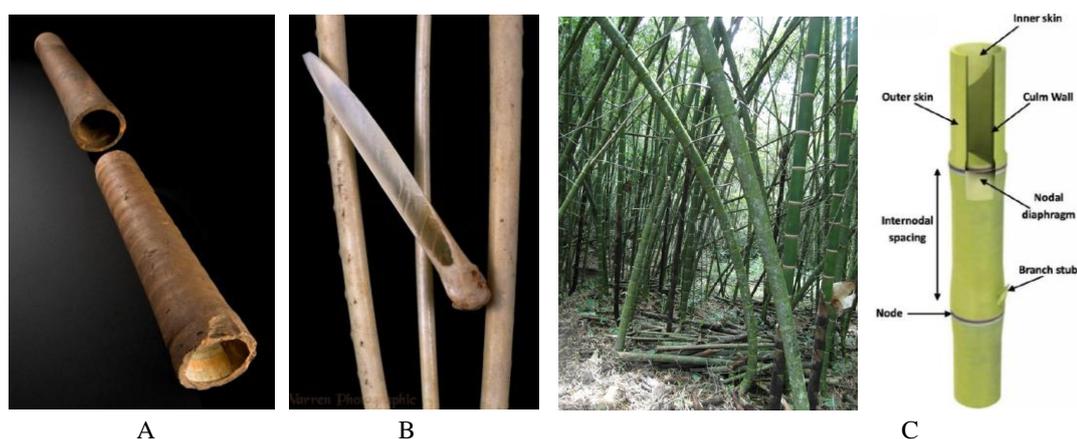
|   |    |
|---|----|
| <b>1 INTRODUÇÃO</b> .....   | 20 |
| 1.1 RELEVÂNCIA DO ESTUDO .....  | 21 |
| 1.2 OBJETIVOS .....   | 25 |
| 1.3 ORGANIZAÇÃO DA DISSERTAÇÃO .....  | 25 |
| <b>2 PRINCÍPIOS BÁSICOS DO ESCOAMENTO EM TORNO DE CORPOS IMERSOS</b><br>.....   | 27 |
| 2.1 BREVE HISTÓRICO.....  | 27 |
| 2.2 O NÚMERO DE REYNOLDS .....  | 30 |
| 2.3 O NÚMERO DE STROUHAL .....  | 33 |
| 2.4 A PLACA PLANA.....  | 35 |
| 2.5 SEPARAÇÃO E ESTEIRA.....  | 37 |
| 2.6 CORPOS AERODINÂMICOS E CORPOS ROMBUDOS .....  | 40 |
| 2.7 ESCOAMENTO EM TORNO DE CILINDROS CIRCULARES.....  | 42 |
| <b>2.7.1 Regimes de escoamento em torno de cilindros circulares</b> .....   | 44 |
| <b>2.7.2 Formação de vórtices em cilindros circulares</b> .....   | 47 |
| 2.8 TÓPICOS SOBRE SIMULAÇÃO DE ESCOAMENTOS.....   | 48 |
| <b>2.8.1 Simulação em túnel de vento</b> .....  | 49 |
| <b>2.8.2 Medidas de pressões em um túnel de vento</b> .....   | 50 |
| 2.8.2.1 Recomendações em relação às tomadas de pressão .....  | 51 |
| 2.8.2.2 Determinação dos coeficientes de pressão .....  | 52 |
| <b>2.8.3 Medida de velocidades</b> .....  | 53 |
| 2.8.3.1 Anemometria de fio quente .....   | 53 |
| <b>3 ESCOAMENTO EM TORNO DE CILINDROS CIRCULARES PRÓXIMOS A UM<br/>CONTORNO PLANO</b> .....                               | 56 |
| 3.1 PUBLICAÇÕES IMPORTANTES E ALGUNS ASPECTOS DA ABORDAGEM<br>EXPERIMENTAL ADOTADA.....                                   | 58 |
| 3.2 COMPORTAMENTO DE ALGUNS DOS PRINCIPAIS FENÔMENOS FÍSICOS DO<br>ESCOAMENTO SOB A INTERFERÊNCIA DO CONTORNO PLANO ..... | 66 |
| <b>3.2.1 Desprendimento regular de vórtices e razão de abertura crítica, <math>(G/D)_{cr}</math></b> .....                | 66 |
| <b>3.2.2 Comportamento do número de Strouhal</b> .....  | 73 |
| <b>3.2.3 Comportamento das pressões médias</b> .....  | 82 |
| <b>3.2.4 Comportamento dos coeficientes de arrasto e de sustentação</b> .....   | 86 |
| <b>4 PROGRAMA EXPERIMENTAL</b> .....  | 97 |
| 4.1 O TÚNEL DE VENTO PROFESSOR JOAQUIM BLESSMANN – LAC/UFRGS.....   | 97 |

|   |            |
|---|------------|
| 4.2 DESCRIÇÃO DO APARATO DE ENSAIO .....  | 99         |
| 4.3 DESCRIÇÃO DO SISTEMA DE INSTRUMENTAÇÃO UTILIZADO.....                                   | 101        |
| 4.4 DETERMINAÇÃO DA VELOCIDADE DO VENTO DO ESCOAMENTO NÃO<br>PERTURBADO .....               | 104        |
| 4.5 CONFIGURAÇÕES ADOTADAS PARA O APARATO DE ENSAIO E<br>PROCEDIMENTOS.....                 | 106        |
| <b>5 ANÁLISE DOS RESULTADOS E DISCUSSÃO .....</b>   | <b>111</b> |
| 5.1 DESPRENDIMENTO ALTERNADO DE VÓRTICES E RAZÃO DE ABERTURA<br>CRÍTICA, $(G/D)_{cr}$ ..... | 111        |
| <b>5.1.1 escoamento incidente com <math>\delta = 1D</math>.....</b>                         | <b>111</b> |
| <b>5.1.2 escoamento incidente com <math>\delta = 1,4D</math>.....</b>                       | <b>114</b> |
| 5.2 COMPORTAMENTO DO NÚMERO DE STROUHAL.....  | 117        |
| 5.3 DISTRIBUIÇÃO DAS PRESSÕES MÉDIAS .....  | 123        |
| 5.4 COEFICIENTES DE ARRASTO E DE SUSTENTAÇÃO .....  | 129        |
| <b>5.4.1 Coeficiente de arrasto.....</b>  | <b>130</b> |
| <b>5.4.2 Coeficiente de sustentação .....</b>   | <b>135</b> |
| 5.5 RESUMO DOS RESULTADOS .....   | 141        |
| <b>6 CONSIDERAÇÕES FINAIS.....</b>  | <b>145</b> |
| 6.1 CONCLUSÕES.....   | 145        |
| 6.2 RECOMENDAÇÕES PARA TRABALHOS FUTUROS.....   | 146        |
| <b>REFERÊNCIAS .....</b>  | <b>148</b> |
| ANEXO A – Espectros adimensionalizados .....  | 154        |
| ANEXO B – Pressões médias sobre a superfície do cilindro para $G/D = 0,2; 0,8$ e $2$ .....  | 158        |

## 1 INTRODUÇÃO

Estruturas que utilizam a geometria de um tubo de seção circular são muito comuns em todas as áreas de conhecimento. As vantagens do seu emprego são conhecidas há milênios (WILSON, 1992; ELLENBERGER, 2005); evidenciadas pela observação da natureza, na qual elas aparecem em profusão. A ocorrência natural das seções circulares pode ser creditada à sua grande eficiência, pois nenhuma outra seção possui tantas virtudes mecânicas aliadas a um consumo mínimo de material. A Figura 1 mostra três formas de ocorrência das seções circulares: uma originária da técnica e do engenho humano (Figura 1-A) e outras duas de origem natural (Figura 1-B e Figura 1-C).

Figura 1 – Amostra da manufatura em terracota de tubulações para condução de água no Império Romano (1-A); trecho do conjunto ósseo da asa de um pássaro (1-B); ocorrência natural do bambu e o diagrama da estrutura morfológica do caule do mesmo (1-C).



(fonte: A – <https://collection.sciencemuseumgroup.org.uk/objects/co86051/pottery-water-pipe-roman-100-350-ce-water-pipe>; B – <https://www.warrenphotographic.co.uk/06106-frigate-bird-wing-bones>; C – KAMINSKI et al., 2016)

Os tubos de seção circular também aparecem em um rol de aplicações muito extenso na engenharia moderna: da condução de fluidos, como água e óleos (Figura 2-A e Figura 2-B),

ao uso na forma de elementos puramente estruturais, como postes de linhas de transmissão (Figura 2-C) e elementos reticulados de treliças planas e espaciais (Figura 2-D).

Figura 2 – Exemplos de aplicação das seções tubulares na engenharia



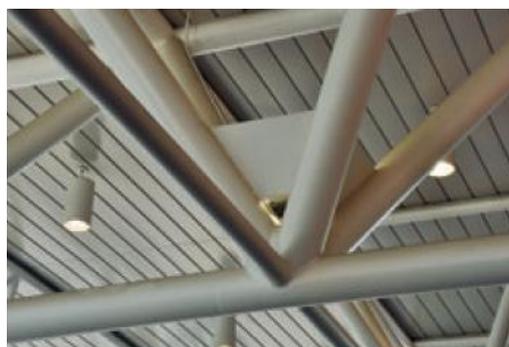
A



B



C



D

(fonte: A – <https://www.grupocobra.com/en/proyecto/emissary-for-beni-saf-desalination-plant/>; B – <http://edsonprof.blogspot.com/2012/06/o-que-e-um-emissario-submarino.html>; C – KALAGA; YENUMULA, 2017; D – BOAKE, 2012)

## 1.1 RELEVÂNCIA DO ESTUDO

Os tubos de seção circular utilizados na condução de alguns fluidos podem estar sujeitos aos efeitos do escoamento externo de outro fluido como, por exemplo, a água. Essa condição é bastante comum em oleodutos e emissários de esgoto que estão imersos em grandes corpos d'água. Os efeitos do escoamento externo somam-se a outros, como os do escoamento interno, do diferencial de pressões e da força gravitacional. Porém, muitas vezes são os efeitos devidos ao escoamento externo que se tornam determinantes no dimensionamento dessas estruturas.

O diâmetro dos oleodutos pode variar de 2" (50 mm) a 44" (1066 mm) (DET NORSKE VERITAS, 2012), com correntes que podem superar os 0,85 m/s (HAMILTON; LUGO-FERNANDEZ, 2001). Essa gama de situações de grande variabilidade técnica e ambiental encontra-se caracterizada no intervalo de números de Reynolds, baseado no diâmetro do cilindro, que compreende o regime subcrítico ( $3 \times 10^2 < Re_D < 3 \times 10^5$ ) (ONG et al., 2010). Embora esse intervalo de valores de Reynolds seja compatível com as observações feitas no local onde as estruturas de interesse são instaladas, existem situações em que as condições ambientais podem ser ainda mais extremas. Perturbações causadas pela remobilização do fundo dos oceanos (PAULL et al., 2018) podem dar origem a correntes com velocidades mais elevadas que as costumeiramente registradas e com índices de turbulência consideráveis. Toda essa agitação provoca um aumento significativo da massa específica da corrente de fluido em função da incorporação de partículas sedimentares, com impacto direto nos efeitos do escoamento sobre as estruturas imersas.

Um dos fenômenos mais nocivos provocado pelo escoamento externo em uma tubulação são as ações periódicas induzidas pelo desprendimento de vórtices (BAARHOLM et al., 2006). Essas ações são causadas por alterações no campo de pressões e podem gerar grandes deslocamentos quando a frequência do desprendimento dos vórtices se aproxima de um dos modos de vibração natural da tubulação (RAVEN et al., 1985). O desprendimento dos vórtices se manifesta em uma ampla faixa de números de Reynolds e a frequência do fenômeno é também função desse parâmetro (ROSHKO, 1954).

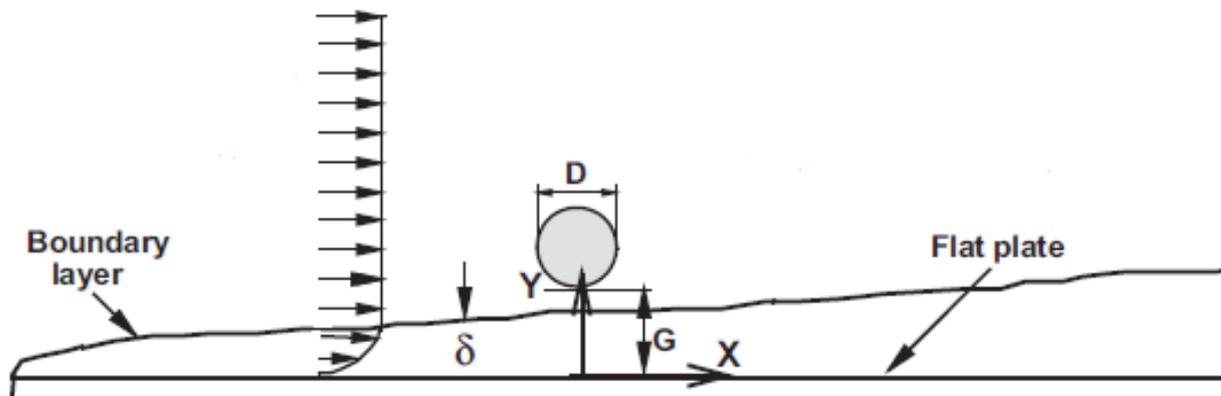
O desprendimento de vórtices é um fenômeno associado à formação da esteira em corpos rombudos. O cilindro circular é classificado como um corpo rombudo de contornos suaves para o qual não existem pontos fixos de descolamento do escoamento (BURESTI; LANCIOTTI, 1979; BURESTI, 1998). Com o intuito de facilitar o estudo e a previsão dos esforços em razão das ações advindas do escoamento externo em torno dos corpos, foi convenicionado que a força global atuante fosse decomposta em duas componentes: uma na direção principal do escoamento, a força de arrasto ( $F_D$ ), e outra na direção perpendicular, a força de sustentação ( $F_L$ ) (BLESSMANN, 1990). O fenômeno vibratório causado pelo desprendimento de vórtices atua em ambas as direções, porém o seu efeito é bem mais perceptível na direção perpendicular (BLESSMANN, 2005). Deve-se ressaltar que a decomposição mencionada acima é mais claramente definida para escoamentos com

características predominantemente bidimensionais. Neste trabalho, salvo menção ao contrário, o escoamento em estudo será considerado sempre bidimensional.

Frequentemente as tubulações submersas estão próximas do leito do corpo d'água, e muitas vezes ele é erodível; o que pode provocar o aparecimento de outros distúrbios induzidos pela interação do campo de escoamento com o leito (ZDRAVKOVICH, 1985; SUMER; FREDSE, 2006; ONER et al., 2008). Esses distúrbios são, também, função da distância existente entre a tubulação e o leito, tornando o problema uma relação de causa e efeito de caracterização bastante complexa (FREDSE, 2016). Esse problema começou a despertar o interesse dos pesquisadores no início dos anos de 1970, com a disseminação da exploração petrolífera em águas profundas. No entanto, apesar dos grandes progressos alcançados nos últimos anos, ainda restam alguns aspectos da física do problema que precisam ser elucidados. Entre esses aspectos, está a queda pronunciada da força de arrasto quando a tubulação atinge uma distância crítica em relação ao leito.

O problema do escoamento em torno de cilindros circulares próximos a um contorno plano pode ser modelado experimentalmente através de um cilindro circular rígido imerso em uma corrente de fluido e posicionado a distâncias previamente determinadas em relação a uma placa plana rígida. Tal arranjo é utilizado há décadas como uma aproximação idealizada do escoamento em torno de uma tubulação próxima ao leito do oceano (ONG et al., 2010); podendo ser implementado em um túnel de ensaio, que é a nomenclatura utilizada para identificar as instalações nas quais são realizados os ensaios que envolvem o escoamento de fluidos em torno de corpos de interesse. Os túneis de ensaio geralmente usam o ar ou a água para gerar o escoamento, e cada tipo de instalação apresenta vantagens e desvantagens. Para este trabalho, foi implementado um arranjo experimental no túnel de vento do Laboratório de Aerodinâmica das Construções (LAC) da UFRGS. Esse túnel de vento é a instalação principal do laboratório e está em operação desde o início dos anos de 1970. O arranjo permitiu que o escoamento gerado pelo túnel de vento atuasse paralelamente ao plano da placa e perpendicularmente ao eixo do cilindro (Figura 3).

Figura 3 – Diagrama esquemático representativo do estudo do escoamento no entorno de um cilindro circular próximo a um contorno plano



(fonte: adaptado de SARKAR; SARKAR, 2008)

A proximidade de um cilindro circular de um contorno plano tem o efeito de alterar a resultante das forças que atuam no cilindro (ONG et al., 2010) e influenciar a dinâmica do desprendimento de vórtices. Além disso, o mecanismo de interação entre as camadas limite geradas tanto no contorno quanto no cilindro é muito complexo e não depende apenas do número de Reynolds. Algumas pesquisas demonstraram que a influência de outros parâmetros, como a distância entre o cilindro e o contorno ( $G/D$ ) e a espessura da camada limite do escoamento de aproximação ( $\delta/D$ ), podem passar a governar o escoamento no intervalo de números subcríticos de Reynolds (BEARMAN; ZDRAVKOVICH, 1978; YANG et al., 2018; CHEN; WU, 2019).

Outro parâmetro de fundamental importância e que pode tornar a análise do escoamento ainda mais difícil é a turbulência. Sabe-se que o aumento da turbulência nos escoamentos em torno de cilindros isolados provoca a alteração da transição de regimes, dos campos de pressão e das tensões viscosas. No entanto, para o caso do cilindro próximo a um contorno plano a influência da turbulência parece ser ainda mais perceptível.

Pelo o exposto, o tema tem relevância expressiva em setores sensíveis da tecnologia moderna. Por isso, a metodologia aplicada na investigação deverá proporcionar as condições necessárias para avaliar os parâmetros que governam o mecanismo físico do problema e contribuir para o entendimento dos fenômenos associados às aplicações práticas na engenharia.

## 1.2 OBJETIVOS

O objetivo principal deste trabalho foi investigar o comportamento dos campos de pressão e de velocidade em um cilindro circular rígido próximo a um contorno plano submetido a um escoamento externo atuando na direção transversal ao eixo do mesmo. Esse arranjo é frequente em tubulações submersas que transportam petróleo, gás e efluentes de esgoto dispostos ao longo do leito dos oceanos ou de outros corpos d'água de grande extensão.

Para atender a esse objetivo, foi realizada uma série de ensaios no Túnel de Vento Professor Joaquim Blessmann do LAC/UFRGS com o aparato descrito anteriormente. Ao fim, os resultados obtidos por esta investigação ajudaram a fornecer argumentos para responder os seguintes questionamentos:

- a) qual é a influência dos parâmetros  $G/D$  e  $\delta/D$  na supressão do desprendimento alternado de vórtices na esteira do cilindro quando a distância entre a placa e o cilindro cai abaixo de uma distância crítica,  $(G/D)_{cr}$ ?
- b) qual é a influência dos parâmetros  $G/D$  e  $\delta/D$  na frequência de desprendimento dos vórtices?
- c) qual é a influência dos parâmetros  $G/D$  e  $\delta/D$  na distribuição das pressões no entorno do cilindro?
- d) qual é a influência dos parâmetros  $G/D$  e  $\delta/D$  no comportamento dos coeficientes de arrasto e de sustentação?

## 1.3 ORGANIZAÇÃO DA DISSERTAÇÃO

O conteúdo deste trabalho está dividido da seguinte forma.

O capítulo 1 compreende esta introdução e os objetivos.

No capítulo 2 é apresentada uma revisão dos conceitos básicos do escoamento em torno de corpos imersos e abordados alguns tópicos sobre a simulação de escoamentos.

No capítulo 3 é abordado o escoamento em torno de cilindros circulares próximos a contornos planos, com uma revisão bibliográfica de trabalhos nos quais foi empregada uma metodologia de investigação experimental laboratorial semelhante a que está sendo proposta neste trabalho.

O capítulo 4 apresenta a metodologia experimental adotada neste trabalho.

No capítulo 5 é feita a análise dos resultados obtidos nos ensaios e uma discussão em torno dos mesmos.

No capítulo 6 são apresentadas as conclusões e as sugestões para trabalhos futuros.

## 2 PRINCÍPIOS BÁSICOS DO ESCOAMENTO EM TORNO DE CORPOS IMERSOS

Qualquer corpo quando imerso em uma corrente de fluido causa uma perturbação no escoamento. Essa perturbação provoca o aparecimento de vários fenômenos de abordagem quase sempre complexa. Até os dias de hoje, os envolvidos nesses estudos ainda não foram capazes de enunciar uma teoria analítica geral que abrangesse todos os regimes possíveis para esses escoamentos. Apesar das dificuldades, o avanço obtido ao longo de décadas de muito trabalho possibilitou a evolução de vários campos da engenharia nos quais esses fenômenos são muito importantes, tais como a engenharia aeroespacial, a naval e a civil. De forma análoga, a esteira de crescimento virtuoso do conhecimento também acompanhou as atividades primárias de suporte à própria pesquisa. É notório o desenvolvimento contínuo dos dispositivos de instrumentação experimental, das técnicas de visualização de escoamentos e da indução ao aumento da capacidade de processamento dos computadores. Todo esse arcabouço tecnológico permitiu a expansão do processo que envolve a pesquisa e aproximou de forma definitiva a simulação experimental da numérica.

### 2.1 BREVE HISTÓRICO

Por volta de 1900, o escoamento de fluido mais estudado era o da água; a aerodinâmica ainda dava seus passos iniciais como ciência empírica, alavancada pelos primeiros dispositivos mecânicos voadores inventados pelo homem (KÁRMÁN, 2004). A hidrodinâmica teórica havia nascido das equações do movimento, de Euler, e adquirido rapidamente grande perfeição (SCHLICHTING; GERSTEN, 2017). No entanto, os resultados desses grandes avanços teóricos não se materializavam em aproveitamento prático, devido à grande contradição com os resultados da experiência cotidiana. Essas divergências motivaram os

---

Influência da presença de um contorno plano no comportamento do escoamento de um fluido em torno de um cilindro circular rígido.

engenheiros a desenvolverem uma ciência particular; com forte conotação empírica, a hidráulica (SCHLICHTING; GERSTEN, 2017).

Nessa época, acreditava-se que a viscosidade dos fluidos de grande interesse prático, como o ar e a água, era tão pequena que poderia ser negligenciada nas elegantes expressões matemáticas que governam os escoamentos. No entanto, ao se desprezar os termos viscosos dessas equações assumia-se que o fluido era invíscido, o que impossibilitaria o aparecimento de forças tangenciais (tensões de cisalhamento) entre as camadas adjacentes do fluido. Isso significava que o corpo imerso poderia mover-se através do fluido sem sofrer nenhuma resistência (SCHLICHTING; GERSTEN, 2017). Esse resultado, conhecido como Paradoxo de D'Alembert, era o oposto do que se observava na experiência prática (BURESTI, 2000), visto ser notória a existência de uma força retardadora ao movimento de um corpo imerso na água ou no ar (ROSHKO, 1993). Portanto, a aplicação dessa premissa previa que a força retardadora, conhecida como arrasto, não iria se manifestar (WHITE, 2006).

Esta lacuna entre a melhor ciência que se tinha na época e a experiência prática só foi preenchida no ano de 1904, quando Ludwig Prandtl apresentou a sua revolucionária teoria da camada limite. Na apresentação, e no artigo publicado no ano seguinte, Prandtl desfez a premissa aceita até então. A sua teoria postulava que a viscosidade não poderia ser desprezada, por menor que ela fosse.

A partir da descoberta de Prandtl, houve uma aproximação progressiva dos métodos práticos com as previsões teóricas. A nova abordagem propunha que o escoamento (em altos números de Reynolds) em torno dos corpos sólidos imersos fosse separado em duas regiões bem definidas: uma muito delgada, próxima ao corpo, composta por uma camada mais interna aderida ao contorno do corpo e por outras camadas adjacentes deslizantes entre si, na qual as forças viscosas seriam predominantes; e a outra restante, longe do contorno do corpo, onde as forças viscosas poderiam ser desprezadas (LUGT, 1983; SCHETZ, 2010).

A região próxima ao corpo – a camada limite –, apesar de sua pequena espessura, abriga a maioria dos fenômenos mais importantes do escoamento. Esse comportamento peculiar é devido ao aparecimento das tensões tangenciais induzidas pelo movimento das partículas do fluido. Os fluidos, ao contrário dos sólidos, são incapazes de sustentar uma tensão como resultado de um simples deslocamento estático. Ou seja, se houverem tensões tangenciais em

um fluido elas resultam de movimentos relativos entre regiões (SCHETZ, 2010). Por esse motivo, a existência da camada limite prescinde de um gradiente de velocidades.

Prandtl acreditava que uma explicação satisfatória para os fenômenos físicos que ocorrem no interior da camada limite podia ser obtida assumindo-se a hipótese de plena aderência entre o fluido e a superfície do sólido (PRANDTL, 1905). Para o caso de um fluido com viscosidade muito pequena e uma velocidade razoável do escoamento circundante, tem-se que a velocidade do fluido no interior da camada limite experimenta uma variação acentuada em uma pequena distância (medida entre a superfície do corpo e o escoamento livre). Daí conclui-se que por menor que seja a viscosidade sempre haverá efeitos de fricção significativos no escoamento em torno de corpos imersos.

A relação entre as forças de inércia e as forças viscosas já era conhecida desde o trabalho de Osborne Reynolds, mas foi graças à sagacidade de Prandtl em prever a existência da camada limite, onde os efeitos viscosos são preponderantes, que forneceu a base para a compreensão de vários fenômenos associados a esse tipo de escoamento (SCHLICHTING; GERSTEN, 2017). Ademais, Prandtl também foi um importante incentivador, junto com Reynolds e Lord Rayleigh, em colocar as técnicas de experimentação de escoamento dos fluidos em uma base científica sólida, usando a análise dimensional (ROTT, 1992). Esse procedimento é usado ainda hoje através da publicação dos resultados na forma adimensional, o que os torna aplicáveis a qualquer fluido com características newtonianas nas mesmas condições de escoamento. (WHITE, 2006; TROPEA et al., 2007; SCHLICHTING; GERSTEN, 2017).

A teoria da camada limite prevê que a pressão estática em um escoamento em torno de uma superfície é aproximadamente a mesma que está presente na borda superior da camada limite sobre o mesmo ponto (BURESTI, 2000). Essa importante propriedade permite unir as soluções obtidas nas duas regiões do escoamento: a mais interna, a camada limite, com a região de escoamento não perturbado, a corrente livre.

Essas premissas permitem que se usem as pressões estáticas e as velocidades obtidas na região da corrente livre (onde se pode utilizar a hipótese de fluido invíscido), através das equações de Euler, para resolver as equações de Navier-Stokes no interior da camada limite (SCHETZ, 2010). Essa abordagem, além de diminuir as dificuldades matemáticas de resolução das equações de Navier-Stokes, se mostrou muito produtiva e aplicável a muitos

casos de escoamentos de interesse (SCHLICHTING; GERSTEN, 2017), principalmente aqueles relacionados à engenharia aeronáutica (BURESTI, 2000).

## 2.2 O NÚMERO DE REYNOLDS

Apesar de o escoamento turbulento ser mais 'familiar' do que o laminar (KÁRMÁN, 2004; SMOL'YAKOV; TKACHENKO, 1983), os efeitos e os detalhes da turbulência demoraram muito tempo até serem percebidos pelos cientistas experimentalistas. A melhora na instrumentação ajudou nessa percepção, pois até os anos de 1930 os instrumentos usados nas medidas dos escoamentos não possuíam sensibilidade suficiente para registrar as rápidas flutuações da velocidade, da pressão, da força, etc. No entanto, a turbulência pode alterar sensivelmente os valores médios dessas grandezas, levando a grandes erros de interpretação nos experimentos (WHITE, 2016).

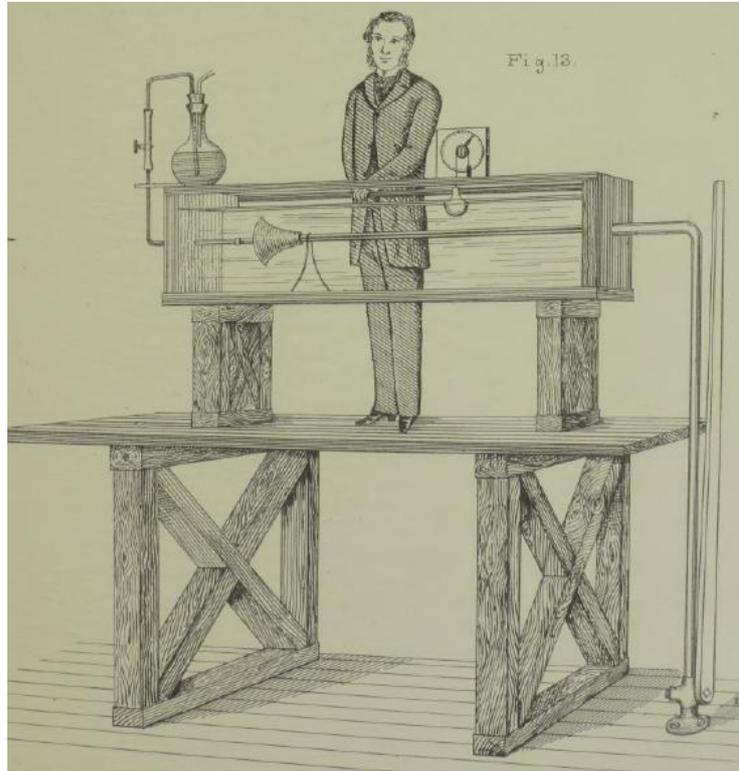
O engenheiro alemão Hagen foi o primeiro a estudar o fenômeno do escoamento turbulento (KÁRMÁN, 2004). Ele percebeu que a sua fórmula para a queda de pressão em tubos deixava de valer quando a vazão ultrapassava certo limite crítico. Hagen não soube explicar as razões da mudança abrupta do comportamento do escoamento, mas concluiu que os fortes movimentos observados na água poderiam caracterizar um segundo modo de escoamento (BLESSMANN, 1990; WHITE, 2016). Ele notou em um primeiro momento que a mudança se dava pelo aumento da velocidade do escoamento; posteriormente ele concluiu que a transição também era devida ao diâmetro do tubo e à temperatura da água (viscosidade) (PRANDTL; TIETJENS, 1934).

Deve-se a Osborne Reynolds a explicação correta para essa transição do escoamento. Reynolds, de forma perspicaz, concluiu que apenas um parâmetro era necessário para explicar o fenômeno. Mais tarde esse parâmetro que relaciona as forças de inércia com as forças viscosas foi batizado com o seu nome (BLESSMANN, 1990; ROTT, 1990).

Reynolds demonstrou visualmente, através de um aparato experimental, que existe uma transição perceptível do escoamento laminar para o turbulento. O dispositivo empregado por ele (Figura 4) consistia em um tubo de vidro horizontal, com uma entrada suave em forma de trombeta, alimentado por um reservatório de água no qual o tubo estava completamente imerso. A visualização do escoamento era feita através da sucção de uma solução com corante

pelo bocal da trombeta. Todo o conjunto era montado em uma plataforma alta o suficiente para o escoamento atingir as velocidades críticas do regime turbulento (ROTT, 1990).

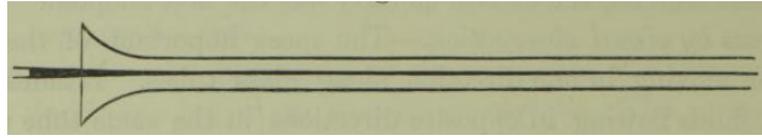
Figura 4 – Reynolds e seu aparato



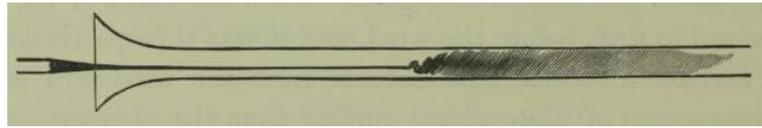
(fonte: REYNOLDS, 1883)

A visualização do fenômeno iniciava quando a válvula de controle, que estava posicionada na extremidade do tubo, era aberta. Quando se abria pouco a válvula, um fino filete de corante, paralelo à corrente, característico de um escoamento laminar, era arrastado para o interior do tubo (Figura 5-A). Ao se abrir de forma progressiva a válvula, chegava um momento em que os filamentos do corante, a certa distância do bocal do tubo, entravam em agitação e misturavam-se com a corrente principal. Ao aumentar-se ainda mais a velocidade do escoamento, percebia-se também o aumento dessa zona de turbulência; porém, por mais que se elevasse a velocidade, a região dos turbilhões nunca alcançava a extremidade de entrada do tubo, permanecendo esta sempre uma zona laminar, com comprimento equivalente a 20 ou 30 diâmetros do tubo (Figura 5-B).

Figura 5 – escoamento laminar (A) e turbulento (B) no experimento de Reynolds



A



B

(fonte: adaptado de REYNOLDS, 1883)

Reynolds fez experimentos com tubos de diferentes diâmetros e alterou também a temperatura da água, com o intuito de mudar a viscosidade do fluido. Ao fixar uma das grandezas e variar outra, ele estabeleceu uma correlação entre elas e obteve um parâmetro que relacionava a velocidade do escoamento ( $U$ ), o diâmetro do tubo ( $D$ ) e a viscosidade cinemática do fluido ( $\nu$ ):

$$Re = \frac{UD}{\nu} \quad (2.1)$$

Em suas primeiras experiências Reynolds obteve  $Re_{cr} = 2200$ , porém com as constantes melhorias no aparato e a diminuição das perturbações, principalmente na entrada do bocal, ele chegou a obter  $Re_{cr} = 12800$ . Todavia, o próprio Reynolds admitia que esse talvez não fosse o limite inferior do parâmetro. Mais tarde, outros pesquisadores repetiram o experimento de Reynolds e conseguiram obter valores bem mais elevados para  $Re_{cr}$ . No entanto, eles verificaram que após ser estabelecido o regime turbulento, mesmo baixando-se gradativamente a velocidade do escoamento, o regime laminar só seria restabelecido para  $Re$  próximo a 2200. Hoje, esse valor é considerado como o Reynolds crítico inferior ( $Re_{ci}$ ) para o escoamento em tubos, no qual o escoamento laminar só é possível para  $Re < Re_{ci}$  (BLESSMANN, 1990; SCHLICHTING; GERSTEN, 2017).

## 2.3 O NÚMERO DE STROUHAL

Os tons sonoros produzidos pelo vento ao incidir sobre os fios tensionados são conhecidos desde a antiguidade. As harpas eólicas eram dispositivos construídos para o desfrute desses sons naturais. Apesar de familiar, a física que envolve a formação dos tons só foi esclarecida na segunda metade do século XIX. Deve-se a dois brilhantes cientistas a elucidação do mecanismo físico que governa a produção do fenômeno: Strouhal e Lord Rayleigh. Strouhal publicou em 1878 um trabalho pioneiro no qual ele descreve que a produção dos tons é um fenômeno essencialmente aerodinâmico (ROTT, 1992); não dependente das características físicas do fio, excetuando-se apenas uma dimensão característica: o diâmetro do fio. Ele concluiu que o tom é diretamente proporcional à velocidade do vento e inversamente proporcional ao diâmetro do fio (RAYLEIGH, 1915) e que a amplitude do som é muito aumentada quando o tom natural do fio se iguala ao tom gerado pelo vento (BLEVINS, 2001).

Poucos anos depois, Lord Rayleigh trabalhou em experimentos similares aos de Strouhal e apontou outras características importantes do fenômeno. Em suas investigações ele usou o ar impulsionado por uma chaminé e descobriu que a corrente incidente ao fio produz oscilações transversais ao escoamento (ROTT, 1992; BLAKE, 2017). Nesses experimentos ele também percebeu que o tom sonoro é gerado mesmo que o fio não vibre (BLAKE, 2017) e que a frequência do tom é fortemente dependente do número de Reynolds (ROSHKO, 1954).

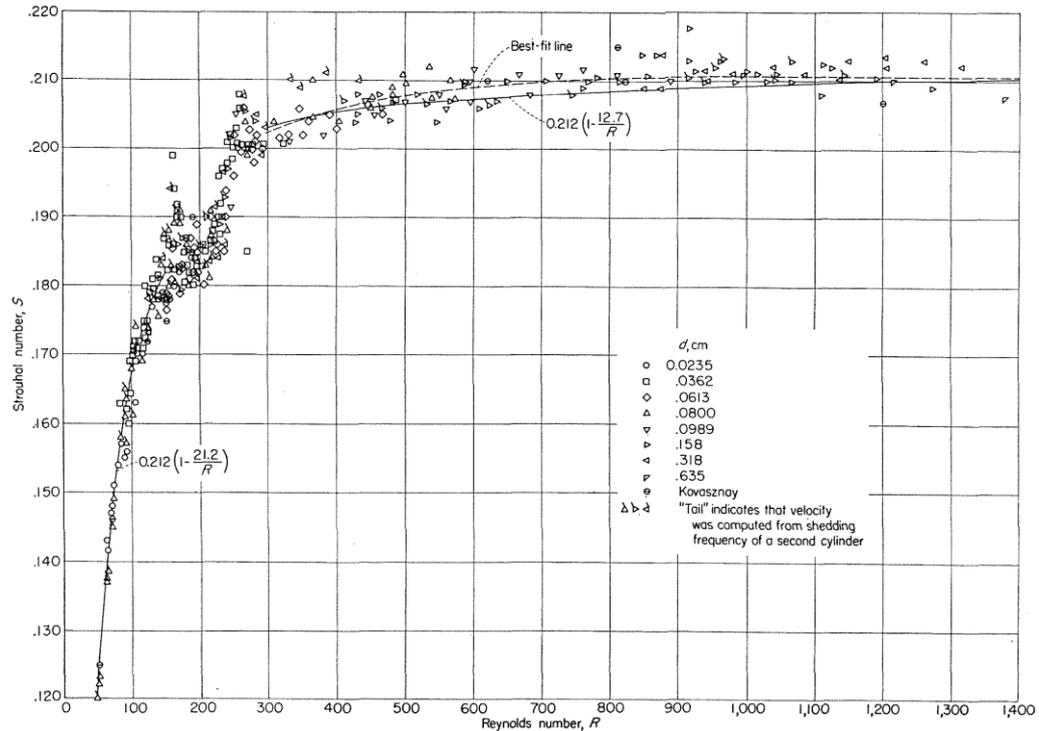
A excelente correlação dos adimensionais de Strouhal e de Reynolds amparou por muito tempo uma técnica de medida de velocidades em investigações experimentais, com precisão superior àquelas obtidas pelos manômetros convencionais a álcool em baixas velocidades. Roshko (1954) cita a dificuldade de uma leitura precisa em um manômetro a álcool para uma velocidade de 50 cm/s em um túnel de vento: a leitura indica apenas 0,001 cm de coluna de álcool. Graças à notável dependência da frequência de desprendimento de vórtices em relação à velocidade do escoamento, é possível medir a velocidade da corrente livre com boa precisão através da leitura da frequência de desprendimento de vórtices em um segundo cilindro tomado como referência.

A Figura 6 mostra um gráfico da relação entre o número de Reynolds ( $40 < Re < 1,4 \times 10^3$ ) e o número de Strouhal para um cilindro circular isolado em uma corrente de fluido com baixos níveis de turbulência.

---

Influência da presença de um contorno plano no comportamento do escoamento de um fluido em torno de um cilindro circular rígido.

Figura 6 – Gráfico do comportamento do número de Strouhal para Reynolds entre 40 e 1400



(fonte: ROSHKO, 1954)

O número de Strouhal é um parâmetro largamente usado em aplicações práticas na engenharia. Na engenharia civil o seu uso permite, por exemplo, a determinação das velocidades críticas que podem induzir o fenômeno de *lock-in*, que se caracteriza pela captura da excitação harmônica pela estrutura. O fenômeno é mais perceptível em elementos com baixo amortecimento estrutural, como cabos de pontes e tubulações submarinas com grandes vãos livres quando a frequência de desprendimento de vórtices se aproxima de um dos modos de vibração natural da estrutura. O movimento induzido pelo desprendimento dos vórtices produz grandes amplitudes de deslocamento e passa a ter algum controle sobre o próprio fenômeno de desprendimento. (BLESSMANN, 2005; AMERICAN BUREAU OF SHIPPING, 2006; SARPKEYA, 2010; XU, 2013).

O número de Strouhal é usualmente calculado pela seguinte equação:

$$St = \frac{f_s L}{U} \quad (2.2)$$

Onde:  $f_s$  é a frequência de desprendimento de um par de vórtices,  $L$  é o comprimento característico – para o caso de um cilindro circular toma-se o diâmetro ( $D$ ) e  $U$  é a velocidade da corrente livre.

## 2.4 A PLACA PLANA

Apesar da grande dificuldade encontrada para resolver analiticamente a maioria dos escoamentos de uso prático, a teoria da camada limite quando aplicada às relações de quantidade de movimento e de continuidade, acrescidas das aproximações que o próprio Prandtl prescreveu, reduzem um escoamento bidimensional e incompressível a um conjunto de equações de solução bem mais simples e que podem ser aplicadas a um número apreciável de casos. O caso mais clássico é o do escoamento em torno de uma placa plana, aplicável tanto para o regime laminar quanto para o turbulento (WHITE, 2016).

O escoamento consiste em uma placa plana (de grande superfície), delgada e com o bordo de ataque biselado para prevenir o aparecimento de fenômenos complexos quando houver a divisão do escoamento sobre as faces da placa (DRYDEN, 1936; BLESSMANN, 1990). A placa deve estar imersa em uma corrente de fluido permanente, com gradiente de pressão igual a zero. O escoamento ao tomar contato com o bordo de ataque da placa gera de pronto uma camada limite aderida à superfície desta, como previsto pela teoria de Prandtl. Para fluidos de serviço, como o ar e a água, a camada limite é muito fina e torna-se mais delgada à medida que se aumenta o número de Reynolds. Para escoamentos incidentes com números de Reynolds e turbulência não muito grande, o primeiro trecho da camada limite é laminar. O desenvolvimento a jusante mostra outras duas regiões, uma de transição e outra plenamente turbulenta.

A região de transição apresenta uma variação apreciável do campo de velocidades, caracterizando um movimento não permanente. Esse comportamento se propaga a jusante até o escoamento tornar-se completamente turbulento (DRYDEN, 1936), renunciando assim o

---

Influência da presença de um contorno plano no comportamento do escoamento de um fluido em torno de um cilindro circular rígido.

início da região mais importante do escoamento. Teoricamente, a região turbulenta pode se prolongar indefinidamente, desde que as condições idealizadas de continuidade da superfície planar e a constância da pressão estática forem atendidas (BLESSMANN, 1990).

A camada laminar foi minuciosamente estudada pelo grupo de trabalho liderado por Prandtl e notadamente um aluno seu, Blasius (em 1908), forneceu a solução exata para a espessura do perfil de velocidades. A solução de Blasius, advinda de um engenhoso artifício matemático, apresenta a solução para a camada limite laminar de uma placa plana com o gradiente de pressão nulo. Von Kármán também apresentou uma solução para a camada limite laminar através da utilização de um método de balanço macroscópico de massa e momento em volumes de controle finitos (PAPANASTASIOU et al., 2000). A solução de Kármán, embora não seja exata, tem um tratamento matemático mais simples e leva a resultados muito próximos aos de Blasius (BLESSMANN, 1990). A seguir são apresentadas as formulações para a espessura da camada limite ( $\delta$ ) em função do número de Reynolds no ponto da coordenada  $x$  ( $Re_x$ ):

Solução exata de Blasius:

$$\delta = 4,92 \frac{x}{\sqrt{Re_x}} \quad (2.3)$$

Solução aproximada de Kármán

$$\delta = 5,48 \frac{x}{\sqrt{Re_x}} \quad (2.4)$$

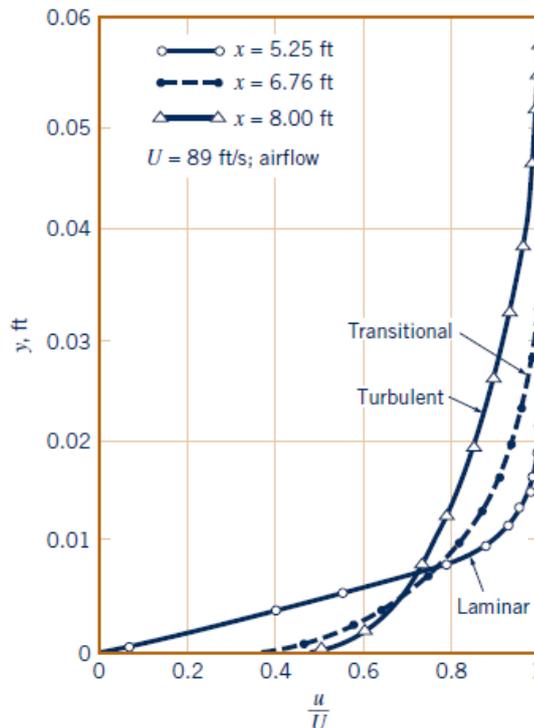
Para o trecho turbulento da camada limite foram propostas algumas soluções teórico-empíricas logarítmicas aproximadas; porém, são frequentemente utilizadas expressões mais simples, baseadas em leis de potência (BURESTI; LANCIOTTI, 1992), com a velocidade média adimensionalizada, dada por (BLESSMANN, 1990):

$$\frac{\bar{u}}{U_0} = \left(\frac{y}{\delta}\right)^n \quad (2.5)$$

Onde  $\bar{u}$  é a velocidade média a uma distância  $y$  da superfície da placa,  $U_0$  é a velocidade da corrente livre (não perturbada),  $\delta$  é a espessura da camada limite no ponto de estudo e  $n$  é o expoente da lei de potência.

A Figura 7 mostra os perfis típicos para as três regiões.

Figura 7 – Comparativo entre os perfis de velocidade em uma placa plana



(fonte: MUNSON et al., 2013)

## 2.5 SEPARAÇÃO E ESTEIRA

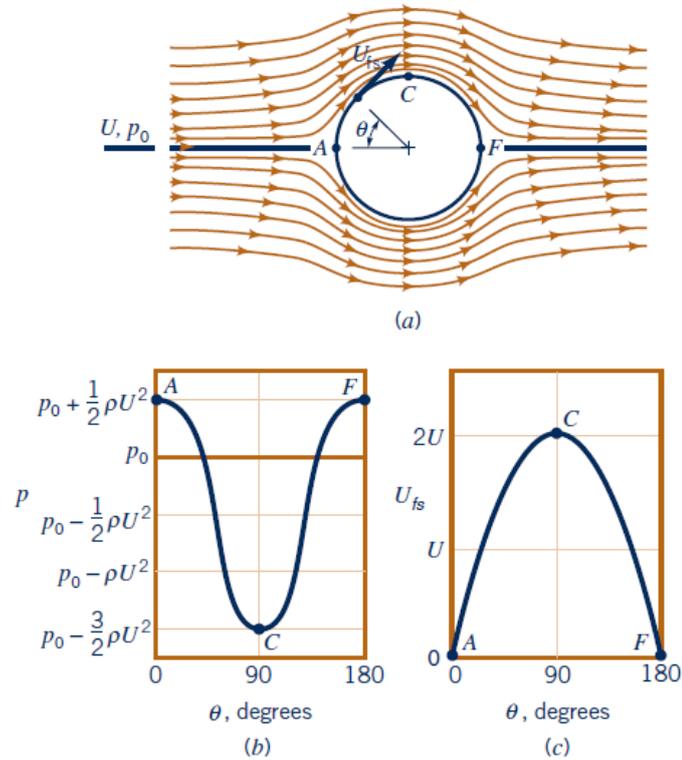
O que foi dito sobre o comportamento aderente da camada limite em uma placa plana leva em consideração que a pressão estática deve ser constante ao longo de todo escoamento. Quando existem variações na pressão, outro fenômeno de grande interesse prático pode ocorrer: a separação do escoamento.

Convencionou-se chamar de rombudo o corpo no qual ocorre a separação do escoamento em algum ponto da sua superfície (ROSHKO, 1955; TROPEA et al., 2007). Portanto, pode-se concluir que na região que contém esse ponto o gradiente de pressão não é mais nulo. Um corpo rombudo pode apresentar tanto gradientes de pressão favoráveis quanto adversos. Nas regiões onde o gradiente é favorável, a tendência é o escoamento se manter aderido à superfície do corpo. Porém, em regiões onde o gradiente for suficientemente adverso, certamente irá aparecer a separação (BEARMAN; MOREL, 1983).

O cilindro circular é um corpo rombudo que não apresenta arestas vivas e, portanto, não possui pontos de descolamento previamente caracterizados. Nesse caso, a localização do ponto de separação depende, principalmente, do estado da camada limite sobre a superfície do cilindro.

A Figura 8 mostra a forma aproximada para um escoamento perfeito de um fluido ideal em torno de um cilindro circular. Usando a teoria potencial e a equação de Bernoulli para um fluido invíscido, pode-se afirmar que todas as partículas de fluido em uma linha de corrente ao alcançar o ponto *A* converteriam a sua energia cinética em energia de pressão (ponto de estagnação). No entanto, por continuidade, mais e mais partículas chegam a esse ponto, forçando as primeiras a acelerar em direção à região do ponto *C*. Em *C* as partículas de fluido terão convertido novamente a energia de pressão em energia cinética. Para essas partículas associadas à linha de corrente que passou pelo ponto de estagnação mais a montante ( $\theta = 0^\circ$ ) alcançarem o próximo ponto de estagnação (ponto *F*) elas converterão novamente a sua energia cinética em energia de pressão.

Figura 8 – Escoamento potencial em torno de um cilindro circular



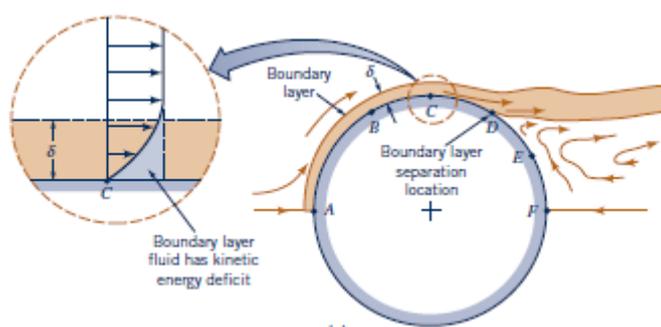
(fonte: MUNSON et al., 2013)

Por outro lado, ao se analisar o escoamento com um fluido real, na qual se leva em consideração a viscosidade do fluido, esse equilíbrio de pressões é desfeito; pois parte da energia acumulada, tanto de pressão a montante quanto de cinética no trecho intermediário, serão dissipadas pelos efeitos da viscosidade ao longo da camada limite. Os efeitos da perda de energia das partículas do fluido não serão muito sentidos na região mais a montante do cilindro, porém a jusante o comportamento do escoamento muda de forma notável.

Quando as partículas do fluido real empreenderem o seu movimento em torno da superfície curva do cilindro elas estarão submetidas a um gradiente de velocidades que irá alterar de maneira desigual as suas trajetórias. Devido ao perfil de velocidades da camada limite, as partículas de fluido que estão mais próximas da superfície do cilindro possuem uma quantidade menor de energia. A teoria da camada limite prevê que a pressão pode ser tomada como constante em qualquer seção transversal da camada limite e, por consequência, a força que se opõe ao movimento também será constante (BLESSMANN, 1990). É fácil concluir que as partículas de fluido que possuem menor velocidade terão o seu movimento mais prejudicado do que as partículas de maior velocidade. Com a diminuição da velocidade das

partículas, cada seção perpendicular mais a jusante da camada limite terá sua pressão aumentada (gradiente de pressão desfavorável), até chegar a um ponto sobre a superfície do sólido que as partículas não possuirão mais energia suficiente para vencer a pressão desfavorável (BURESTI, 2000; SCHLICHTING; GERSTEN, 2017). Esse ponto é chamado de ponto de descolamento do escoamento. A partir daí, o movimento próximo à superfície muda de sentido (ponto de inflexão do perfil de velocidades) e a camada limite se desprende do contorno do sólido, formando assim a esteira (Figura 9).

Figura 9 – Diagrama do mecanismo de separação do escoamento em um cilindro circular



(fonte: MUNSON et al., 2013)

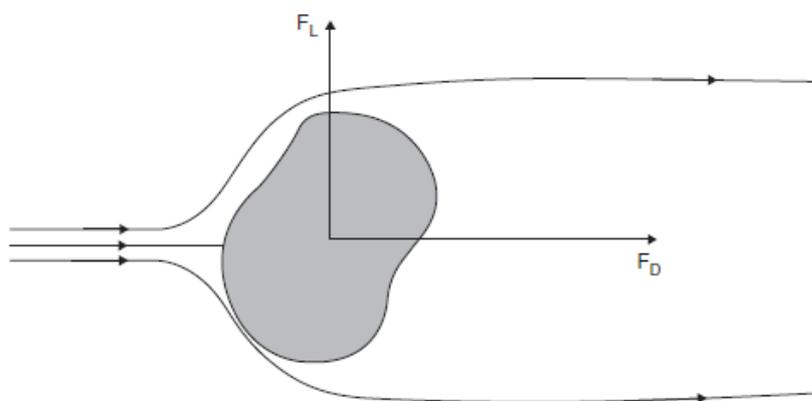
## 2.6 CORPOS AERODINÂMICOS E CORPOS ROMBUDOS

Deve-se a Euler e D'Alembert a prova de que um sólido imerso em uma corrente de fluido não viscoso (ideal) não opõe nenhuma resistência ao escoamento do mesmo. O senso 'comum' sugere que um fluido desprovido de viscosidade não irá induzir nenhuma resistência devido ao atrito, mas há a necessidade de um estudo teórico mais profundo para provar que no fluido ideal o escoamento necessariamente deve ser potencial e que as pressões sobre o corpo se equilibram e, portanto, não haverá força resultante para opor-se ao movimento. (BLESSMANN, 1990).

Como abordado anteriormente, somente após o aparecimento da teoria da camada limite de Prandtl foi possível a compreensão de quais forças atuam em um corpo submetido à corrente de um fluido qualquer. A partir de então, foi possível prever o aparecimento do descolamento da camada limite e as razões para o fenômeno acontecer.

De modo geral, os corpos quando imersos em uma corrente de fluido podem ser classificados de duas formas: rombudos e aerodinâmicos (ou carenados). A classificação leva em consideração o comportamento do corpo frente às forças atuantes. Essas forças tem origem nas tensões normais e tangenciais que atuam sobre a superfície do corpo (BURESTI, 2000) e a sua resultante pode variar periodicamente (SUMER; FREDSE, 2006). Em vista disso, é conveniente separá-la em duas componentes (Figura 10), uma paralela e a outra perpendicular ao escoamento. A componente paralela é conhecida como força de arrasto (*drag force*),  $F_D$ ; já para a componente perpendicular foi dado o nome de força de sustentação (*lift force*),  $F_L$ . Os corpos rombudos apresentam como principal característica a separação da camada limite e a formação da esteira, que pode ocupar uma porção significativa do contorno do corpo. A separação da esteira pode se dar de forma previsível, como nos corpos rombudos de arestas contudentes, onde a separação se dá nessas arestas, ou de forma não tão previsível, como no caso dos corpos rombudos com curvatura contínua em sua superfície, onde a separação depende tanto da forma do corpo quanto do estado da camada limite (BEARMAN, 1984). Com a formação da esteira as pressões a montante e a jusante do corpo não se equilibram mais; esse desequilíbrio provoca o aparecimento de uma força que se opõe ao movimento do corpo, chamada de resistência da forma. A resistência da forma é geralmente muito maior que a causada pelas forças viscosas (força de atrito). Para o caso do cilindro circular, a força de atrito é da ordem de 3% do valor da resistência da forma na faixa subcrítica de números de Reynolds (BLESSMANN, 1990; SUMER; FREDSE, 2006).

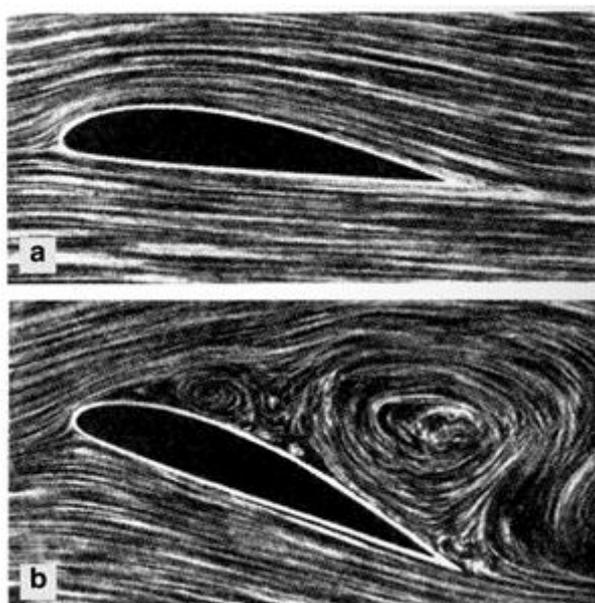
Figura 10 – Esquema com a decomposição de forças em um corpo rombudo



(fonte: SIMIU; YEO, 2019)

Já os corpos aerodinâmicos são caracterizados por apresentarem camadas limite aderidas em praticamente toda a superfície do corpo. Essa característica lhes confere um mínimo de arrasto (SIMIU; YEO, 2019); pois como o fenômeno do descolamento é algumas vezes ausente (ou quase sempre incipiente nos bordos de fuga), o arrasto devido à forma (causado pelo gradiente de pressão) é muito baixo. Os corpos aerodinâmicos geralmente possuem grandes coeficientes de sustentação e são elementos fundamentais nas engenharias naval, aeroespacial, mecânica e civil. Cabe salientar que um corpo aerodinâmico pode tornar-se rombudo pela simples alteração da orientação da sua geometria frente à corrente de fluido (BURESTI, 2000). Um exemplo bastante comum é a mudança do chamado ângulo de ataque de um aerofólio (Figura 11), que pode gerar as condições necessárias para forçar o descolamento do escoamento bem antes do bordo de fuga do elemento (*stol*).

Figura 11 – Escoamento em torno de um aerofólio



(fonte: adaptado de SCHLICHTING; GERSTEN, 2017)

## 2.7 ESCOAMENTO EM TORNO DE CILINDROS CIRCULARES

O escoamento em torno de cilindros circulares tornou-se um clássico da fluidodinâmica (SUMER; FREDSE, 2006), certamente pela sua importância prática e pela sua fácil implementação experimental (ROSHKO, 1993; BURESTI, 1998). Desde o final do século XIX, são inúmeros os trabalhos publicados sobre o tema. Apesar da alta densidade de publicações, e os grandes avanços alcançados, ainda existem algumas lacunas a serem

preenchidas sobre esse fenômeno que aparenta ser tão simples e singelo. O escoamento em torno de um cilindro circular isolado é caracterizado por uma série de fenômenos complexos (DRYDEN; HILL, 1930; ROSHKO, 1993). Obviamente a complexidade aumenta quando há outro corpo em sua vizinhança, como outro cilindro a montante ou a jusante; ou um limite plano (ou aproximadamente plano) paralelo à corrente, como o leito de um corpo d'água, por exemplo. Esses arranjos são bastante comuns em muitos campos da tecnologia moderna e a eficiência desses sistemas depende fortemente da compreensão dos fenômenos que aparecem com o escoamento.

Um cilindro isolado submetido a uma corrente normal e suave (mínima turbulência) ao seu eixo experimenta uma transição de estados contínua, à medida que muda o regime de escoamento. Esse regime é função, basicamente, do número de Reynolds. O cilindro circular é classificado como um corpo rombudo de contornos suaves e, como tal, não possui pontos fixos de separação da camada limite. Esse ponto de separação depende do número de Reynolds do escoamento circundante, baseado no diâmetro do cilindro,  $Re_D$  (BURESTI; LANCIOTTI, 1979), e também do estado (laminar ou turbulento) da camada limite do cilindro, caracterizado pelo Reynolds da própria camada limite. O  $Re_D$  em um experimento pode ser alterado sem muita dificuldade através da alteração da velocidade da corrente livre ( $U_\infty$ ); no entanto, a mudança do  $Re$  da camada limite do cilindro é um pouco mais complexa, pois é necessário alterar algum parâmetro que influencie apenas o desenvolvimento desta. Nessas situações, a prática usual tem sido mudar a rugosidade da superfície do cilindro ( $Re_k$ ) (BURESTI; LANCIOTTI, 1979; RIBEIRO, 1989).

Quando o escoamento incidente deixa de ser suave e adquire alguma parcela de turbulência ela poderá induzir alterações, principalmente na transição de regimes (BURESTI; LANCIOTTI, 1979; BEARMAN; MOREL, 1983; RIBEIRO, 1989; ZDRAVKOVICH, 1990; ROSHKO, 1993; SARPKEYA, 2004) e, conseqüentemente, no desprendimento de vórtices. A alta intensidade da turbulência do escoamento incidente afeta a camada limite da superfície do cilindro levando a uma transição precoce do regime laminar para o turbulento (YANG et al., 2018), e quando a transição acontece do regime subcrítico para o crítico tende a antecipar o fenômeno conhecido como a crise do arrasto.

### 2.7.1 Regimes de escoamento em torno de cilindros circulares

A transição dos regimes de escoamento de um cilindro liso, baseados no número de Reynolds ( $Re_D$ ) em uma corrente de aproximação suave, foi relatada por diferentes pesquisadores como Roshko (1954), Williamson (1996) e Zdravkovich (1990). Aqui será feita a apresentação da classificação dada por Sumer e Fredsøe (2006), que dividiram o escoamento em nove regimes. Cabe ressaltar que os valores críticos do número de Reynolds para os diferentes regimes de escoamento são sensíveis a uma série de fatores, como a turbulência do escoamento de aproximação, a relação de aspecto do cilindro e a rugosidade superficial do cilindro. Além disso, a configuração das instalações onde é realizado o ensaio também pode influenciar nos valores críticos de Reynolds e provocar discrepâncias nos valores de referência indicados (YANG et al., 2018).

O primeiro regime é estabelecido para escoamentos com números de Reynolds muito baixos, menores do que 5. O escoamento assemelha-se ao escoamento potencial, onde não há separação da camada limite. É conhecido como escoamento rastejante (*creeping flow*).

Para números de Reynolds entre 5 e 40 aparece a separação do escoamento com a formação de uma esteira com um par de vórtices estacionários e simétricos.

Com o aumento do número de Reynolds para a faixa compreendida entre 40 e 200 inicia-se o desprendimento regular de vórtices e a formação do que se conhece por esteira laminar de vórtices de Von Kármán.

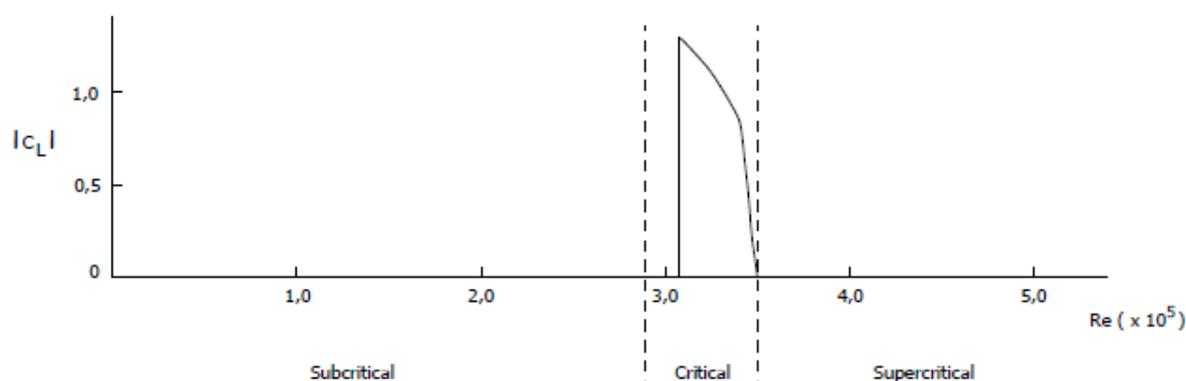
O regime laminar da esteira muda para turbulento para números de Reynolds entre 200 e 300, esse regime é chamado de transição para turbulência na esteira.

Para números de Reynolds entre 300 e  $3 \times 10^5$  a esteira adquire característica completamente turbulenta, porém até o ponto de descolamento a camada limite é laminar. Esse regime é chamado de subcrítico.

Aumentando-se ainda mais o número de Reynolds, para uma pequena faixa compreendida entre  $3 \times 10^5$  e  $3,5 \times 10^5$ , o escoamento entra no regime crítico ou de transição inferior. Nesse regime o ponto de separação da camada limite torna-se turbulento, mas somente em um dos lados do cilindro (o outro permanece laminar). Essa assimetria no escoamento faz com que as

pressões médias nas laterais dos cilindros apresentem uma resultante diferente de zero, provocando o aparecimento de uma força de sustentação, como pode ser visto no gráfico da Figura 12. Cabe salientar que o lado em que ocorre a separação turbulenta pode mudar de forma aleatória, ora a força de sustentação pode agir para um lado, ora para outro.

Figura 12 – Diagrama de pico de sustentação de Schewe



(fonte: adaptado de SCHEWE, 1983)

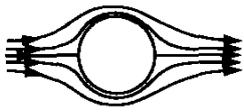
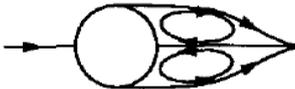
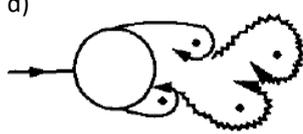
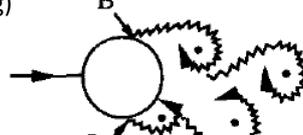
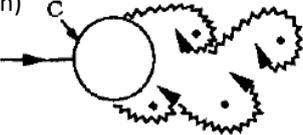
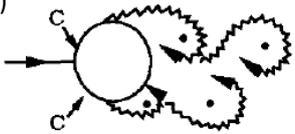
A próxima mudança de regime ocorre quando o número de Reynolds encontra-se entre  $3,5 \times 10^5$  e  $1,5 \times 10^6$ . Nesse intervalo a região de separação do escoamento, em ambos os lados do cilindro, se apresenta turbulenta. Não há como inferir o ponto exato da transição turbulenta, é possível apenas indicar que ela ocorre entre o ponto de estagnação e o ponto de separação. O restante da camada limite, que permanece sob a influência do gradiente de pressão favorável, permanece laminar. Esse regime é chamado de supercrítico.

Quando o número de Reynolds alcança  $1,5 \times 10^6$  a camada limite de um dos lados do cilindro passa a apresentar um comportamento completamente turbulento, enquanto a camada limite do outro lado é parte laminar e parte turbulenta. Esse regime perdura até o número de Reynolds alcançar  $4,5 \times 10^6$  e é chamado de regime de transição superior.

E por fim, quando o número de Reynolds ultrapassa o limite da transição superior ( $4,5 \times 10^6$ ) toda a camada limite do entorno do cilindro apresenta-se turbulenta. A esse regime se dá o nome de transcrito.

O quadro da Figura 13 resume o que foi dito acima sobre os regimes de escoamento e as faixas de transição dos mesmos.

Figura 13 – Regimes de escoamento em torno de um cilindro circular isolado

|  |   |   |
|--|---|---|
| a)    | No separation.<br>Creeping flow   | $Re < 5$  |
| b)    | A fixed pair of<br>symmetric vortices   | $5 < Re < 40$   |
| c)    | Laminar<br>vortex<br>street   | $40 < Re < 200$   |
| d)    | Transition<br>to turbulence<br>in the wake  | $200 < Re < 300$  |
| e)  | Wake completely turbulent.<br>A: Laminar boundary layer<br>separation   | $300 < Re < 3 \times 10^5$<br>Subcritical                             |
| f)  | A: Laminar boundary<br>layer separation<br>B: Turbulent boundary<br>layer separation; but<br>boundary layer laminar | $3 \times 10^5 < Re < 3.5 \times 10^5$<br>Critical (Lower transition) |
| g)  | B: Turbulent boundary<br>layer separation; the<br>boundary layer partly<br>laminar partly turbulent                 | $3.5 \times 10^5 < Re < 1.5 \times 10^6$<br>Supercritical             |
| h)  | C: Boundary layer comple-<br>tely turbulent at<br>on side   | $1.5 \times 10^6 < Re < 4 \times 10^6$<br>Upper transition            |
| i)  | C: Boundary layer comple-<br>tely turbulent at<br>two sides   | $4 \times 10^6 < Re$<br>Transcritical                                 |

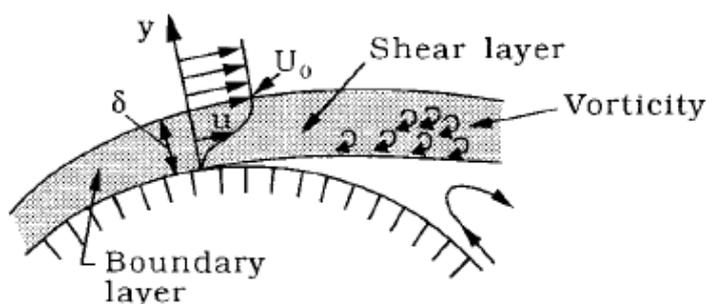
(fonte: adaptado de SUMER; FREDSE, 2006)

## 2.7.2 Formação de vórtices em cilindros circulares

De acordo com o quadro da Figura 13, o parâmetro que governa o aparecimento dos fenômenos complexos na esteira é o número de Reynolds e, certamente, o fenômeno de maior importância associado à esteira é o desprendimento de vórtices. Sua principal influência está na força de arrasto e na indução de forças de sustentação oscilatórias que se manifestam quando o número de Reynolds é maior que 40. O movimento periódico induzido pelo desprendimento de vórtices é um dos principais causadores da ruína em um número apreciável de estruturas de uso corrente.

Pode-se afirmar que em um corte de uma seção transversal de um cilindro circular longo imerso em uma corrente de fluido se tenha uma aproximação aceitável de um escoamento bidimensional (DEMARTINO; RICCIARDELLI, 2017). Como visto anteriormente, quando o número de Reynolds é maior do que 5 o escoamento tem sua primeira mudança de regime. Aparecem em ambos os lados da seção transversal a separação das camadas limite e a sua incorporação à esteira. Dentro da esteira as camadas limite dão origem às camadas cisalhantes (Figura 14), herdando também a vorticidade presente nestas (BURESTI, 1998; SUMER; FREDSE, 2006). Com ausência da superfície do cilindro, essa vorticidade livre pode ser liberada na esteira próxima. Gerrard (1966) idealizou um diagrama (Figura 15) no qual ele representa os pontos de vorticidade por filamentos emitidos pelas camadas cisalhantes. O diagrama mostra o início do processo de atração do fluido presente na região de fora da esteira. Esse fluido, inicialmente irrotacional, adquire vorticidade por indução das estruturas adjacentes (vórtice desenvolvido em *A*, camada cisalhante de *B* e camada cisalhante de *A*), podendo então cruzar a linha do eixo da esteira. Segundo Gerrard (1966), o fluido pode assumir três trajetórias distintas, como mostram as setas.

Figura 14 – Separação da camada limite e formação da esteira



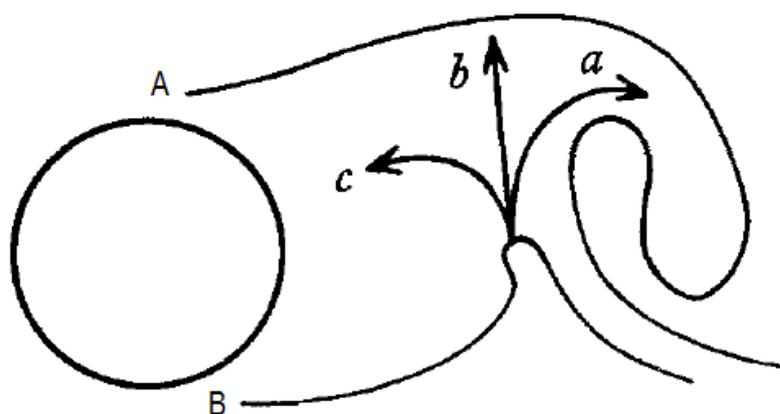
(fonte: SUMER; FREDSE, 2006)

A trajetória 'a' representa a parcela do fluido que é arrastada pelo grande vórtice que se formou a partir da camada cisalhante em A, contribuindo então para o aumento da sua estrutura. Segundo Bearman (1984), a trajetória assumida em 'a' representa a maior parcela dos três escoamentos.

A trajetória 'b' representa a parcela que é atraída pela camada cisalhante, oriunda de A, a montante do vórtice, e irá contribuir para a interrupção do suprimento de vorticidade do vórtice gerado em A. Essa interrupção provoca o desprendimento do vórtice e o seu deslocamento a jusante, junto à corrente.

A trajetória 'c' define a parcela de fluido que conseguiu alcançar a região de formação dos vórtices, chamada de esteira próxima, e que irá contribuir para a formação dos vórtices subsequentes.

Figura 15 – Diagrama de Gerrard



(fonte: adaptado de GERRARD, 1966)

## 2.8 TÓPICOS SOBRE SIMULAÇÃO DE ESCOAMENTOS

As simulações de escoamentos são uma das formas mais viáveis, sob os aspectos técnico e econômico, de pesquisa para o estudo do comportamento de uma infinidade de estruturas de uso corrente. Usualmente, as simulações são realizadas em Túneis de Ensaio (TE), que é a forma como são conhecidas as instalações dos túneis de vento, túneis de água e canais de água com superfície livre. Cada um desses dispositivos apresenta vantagens e desvantagens, dependendo da finalidade e das variáveis envolvidas no processo. Geralmente, os túneis de vento possuem instalações maiores e também mais caras; porém essas características são

compensadas pela maior facilidade de se obter o ar como fluido de serviço, ao invés da água. Outra característica que pode definir o uso de uma ou de outra instalação é a visualização do escoamento. Dispositivos que usam água como fluido de serviço provocam uma menor dispersão nos traçadores de escoamento, o que permite a captura de imagens com um detalhamento melhor (BARLOW et al., 1999). Diante do exposto, a escolha da instalação mais adequada irá depender da disponibilidade e das necessidades da investigação.

### 2.8.1 Simulação em túnel de vento

A ideia da construção e do uso de um dispositivo que pudesse reproduzir a dinâmica natural do escoamento de uma corrente de ar sempre seduziu muitos pesquisadores das ciências naturais. Além dos túneis de vento, outras estratégias já foram usadas para se obter um escoamento de ar, como a utilização da convecção dos gases de uma chaminé industrial (BLESSMANN, 1990), ou de uma lareira (LORD RAYLEIGH, 1879), e até mesmo através da queda livre de modelos do alto de torres elevadas (BLESSMANN, 1990; KÁRMÁN, 2004).

Segundo Kármán (2004), os primeiros túneis de vento foram construídos na segunda metade do século XIX. Francis Herbert Wenham, membro fundador da *Aeronautical Society of Great Britain*, projetou um túnel de vento para essa instituição em 1871 (BARLOW et al., 1999). Mais tarde, em 1884, outro inglês, Horácio Philips, construiu um túnel mais aprimorado que o do seu compatriota para estudar um grande número de formas para aerofólios. Posteriormente, em 1891, Nikolai E. Joukowski construiu na Universidade de Moscou um pequeno túnel com 61 cm de diâmetro para pesquisa acadêmica. Nessa mesma época, outros túneis de pequenas dimensões foram construídos por todo o continente europeu; a partir daí, com a chegada do século XX e o aparecimento das aeronaves, já na primeira década do novo século, os túneis de vento se disseminaram por uma grande quantidade de países para atender as demandas da aeronáutica.

Como visto anteriormente, o parâmetro de maior relevância no escoamento em torno de um cilindro circular é o adimensional de Reynolds. Respeitando certos limites, a igualdade dos números de Reynolds de dois escoamentos (em torno de corpos imersos) faz com que eles tenham semelhança dinâmica e, com isso, as forças atuantes em pontos correspondentes guardam uma relação constante (BLESSMANN, 1990). Em um túnel de vento se pode lançar

---

Influência da presença de um contorno plano no comportamento do escoamento de um fluido em torno de um cilindro circular rígido.

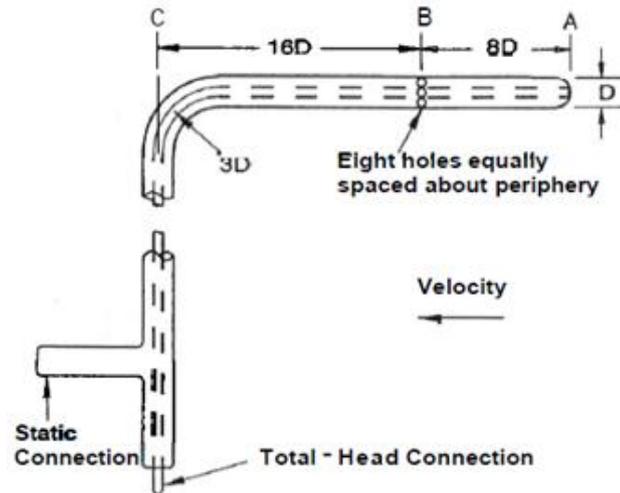
mão de alguns artifícios para alterar o número de Reynolds. As formas usuais são a variação da velocidade do escoamento não perturbado ( $U_\infty$ ) ou a alteração de alguma dimensão característica do corpo em análise. Para o caso particular do cilindro circular, a dimensão característica usual é o diâmetro. Alterar o diâmetro de um cilindro em uma investigação experimental tem algumas dificuldades e muitas vezes a viabilidade de tal procedimento é dependente do aparato usado para a tomada dos dados e o tipo de configuração do experimento. Além dessas dificuldades, um aumento excessivo do diâmetro do cilindro pode provocar o aparecimento de efeitos de bloqueio, gerando distorções nos resultados. Por outro lado, a alteração da velocidade do escoamento também pode induzir o aparecimento de variáveis adicionais, muitas vezes não previstas nas premissas iniciais, como o aumento da turbulência e dos fenômenos de compressibilidade. Para o caso particular da simulação do escoamento em torno de um cilindro próximo a uma placa plana, a alteração da velocidade do escoamento de aproximação leva a uma imediata alteração da camada limite desenvolvida sobre a superfície da placa. Como se percebe, a escolha nem sempre é fácil e somente um estudo prévio minucioso do caso poderá orientar a melhor decisão.

### **2.8.2 Medidas de pressões em um túnel de vento**

Em investigações laboratoriais, e também em muitas atividades de cunho prático, frequentemente é necessário medir pressões. Em um túnel de vento usualmente isso é feito de duas formas: diretamente na corrente do fluido, através de uma sonda, ou na superfície do corpo, através do uso de tomadas de pressão. As duas metodologias, guardadas as suas particularidades físicas, geralmente levam a bons resultados.

A técnica de medida das pressões através de uma sonda é largamente utilizada na aeronáutica para a medida indireta da velocidade das aeronaves em voo. Os consagrados tubos de Pitot (Figura 16) são dispositivos precisos e confiáveis que são instalados a uma pequena distância da fuselagem do avião. Apesar das excelentes características dos tubos de Pitot, o uso deles para a medida indireta de velocidades no ambiente laboratorial encontra forte concorrência. Dispositivos eletrônicos mais modernos podem fornecer medidas de velocidade com alto grau de precisão e a sua interação com os equipamentos de captura e armazenamento de dados é sensivelmente superior.

Figura 16 – Diagrama esquemático de um tubo de Pitot padrão



(fonte: BARLOW et al., 1999)

O outro método, o da medida através do uso de tomadas de pressão na superfície do corpo, ampara-se na propriedade da camada limite apresentar aproximadamente a mesma pressão estática do escoamento circundante (ÇENGEL; CIMBALA, 2018). Isso possibilita a medida da pressão estática de um ponto do escoamento sem a necessidade de inserir uma sonda diretamente na corrente, basta medir a pressão na superfície do sólido em uma região onde as linhas de corrente sejam paralelas à superfície do sólido e ao escoamento (BLESSMANN, 1990). Essa propriedade facilita muito a medida das pressões em escoamentos internos, que são característicos da maioria das tubulações. Além disso, a técnica é muito usada para a medida de campos complexos de pressão, como aqueles que ocorrem nos escoamentos em torno de corpos imersos.

### 2.8.2.1 Recomendações em relação às tomadas de pressão

Para a medida das pressões estáticas na superfície do sólido é necessário uma tomada de pressão. Essa tomada consiste em um pequeno orifício conectado a uma tubulação delgada e flexível que irá transmitir a pressão reinante na superfície do sólido a um transdutor de pressões. A abertura desses orifícios deve seguir algumas recomendações para que a descontinuidade na superfície do corpo não gere imprecisões nas medidas. O preceito de maior importância na realização das aberturas é de que o diâmetro do orifício seja o menor possível. No entanto, a espessura da cavidade na parede do sólido também pode induzir o aparecimento de fenômenos que podem gerar erros nas medidas.

Rayle (1949) estudou detalhadamente o erro introduzido por orifícios de tomadas de pressão nas medidas de pressão. Ele concluiu que orifícios com diâmetro entre 0,5 e 1 mm, e que foram escariados com profundidades iguais à metade do seu diâmetro, tiveram os seus percentuais de erro praticamente eliminados. De modo geral, segundo Blessmann (1990), nos ensaios em túnel de vento são usadas tomadas com diâmetro entre 0,3 e 1 mm, pois orifícios menores entopem com facilidade. Blessmann (1990) também recomenda um cuidado especial em relação às rebarbas deixadas pelas ferramentas de corte na execução dos orifícios. O procedimento de eliminação das rebarbas impede o aparecimento de pequenos turbilhões que podem alterar o campo de escoamento nas proximidades dos orifícios.

#### 2.8.2.2 Determinação dos coeficientes de pressão

A determinação das pressões médias em vários pontos do elemento em estudo dará a distribuição do campo de pressões. Na prática laboratorial é mais adequado transformar os dados obtidos em uma forma adimensional, conhecidos como coeficientes de pressão.

Para um cilindro circular imerso em uma corrente de fluido, o coeficiente de pressão medido na superfície de um cilindro é definido por (LEI et al., 1999):

$$C_p = \frac{P - P_s}{\frac{1}{2} \rho U_0^2} \quad (2.6)$$

Onde  $P$  é a pressão medida na superfície do cilindro,  $P_s$  é a pressão estática da câmara de ensaios (medida na seção vertical que contém o eixo do cilindro),  $\rho$  é a massa específica do ar e  $U_0$  é a velocidade da corrente de ar não perturbada.

Os coeficientes de arrasto e de sustentação podem ser calculados através das seguintes expressões (LEI et al., 1999):

$$C_D = \frac{1}{2} \int_0^{2\pi} C_P(\theta) \cos \theta \, d\theta \quad (2.7)$$

$$C_L = -\frac{1}{2} \int_0^{2\pi} C_P(\theta) \sin \theta \, d\theta \quad (2.8)$$

Onde  $\theta$  é o ângulo medido ao longo da superfície do cilindro. A referência para o ângulo zero é a posição mais a montante da superfície do cilindro. A contagem se dá no sentido horário.

### 2.8.3 Medida de velocidades

A medida precisa da velocidade de um escoamento é fundamental para a compreensão de muitos fenômenos físicos e que são característicos do escoamento em torno de corpos imersos. Em um escoamento em regime permanente a forma mais usual é medir a pressão total (pressão de obstrução) e aplicar a equação de Bernoulli (TROPEA et al., 2007). No túnel de vento a medida da velocidade do escoamento não perturbado (ao longe) pode ser feita por meio de tubos de Pitot e (ou) manômetros a líquido. Em geral, a precisão desses dispositivos é adequada para essa aplicação e seu custo é relativamente baixo.

#### 2.8.3.1 Anemometria de fio quente

Para o escoamento mais complexo, próximo dos corpos em estudo, há a necessidade de uma técnica que possa capturar as pequenas e rápidas flutuações do campo de velocidades e que seja minimamente intrusiva (SMOL'YAKOV; TKACHENKO, 1983). A técnica de anemometria por fio quente é utilizada para esse tipo de finalidade há várias décadas e atualmente conta com muitos dispositivos refinados para a captura e o processamento dos sinais gerados pelos sensores.

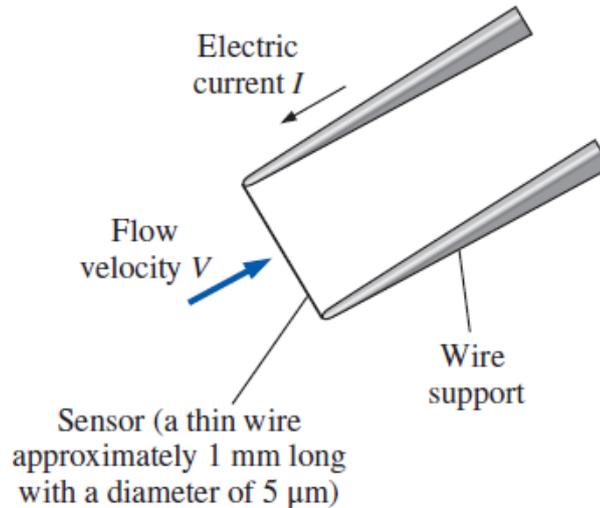
O procedimento consiste em posicionar uma sonda no interior do campo de velocidades que se deseja investigar. Essa sonda é constituída por um fio muito fino (sensor) ligado às extremidades de dois condutores (agulhas) que permitirão a passagem de uma corrente elétrica pelo sensor (Figura 17). A extremidade oposta dos condutores será conectada a um

---

Influência da presença de um contorno plano no comportamento do escoamento de um fluido em torno de um cilindro circular rígido.

circuito eletrônico dedicado a converter as variações da velocidade do vento em sinais elétricos. A análise desses sinais fornecerá as informações sobre o comportamento das velocidades médias e flutuantes nos pontos de interesse.

Figura 17 – Figura ilustrativa de um sensor de fio quente



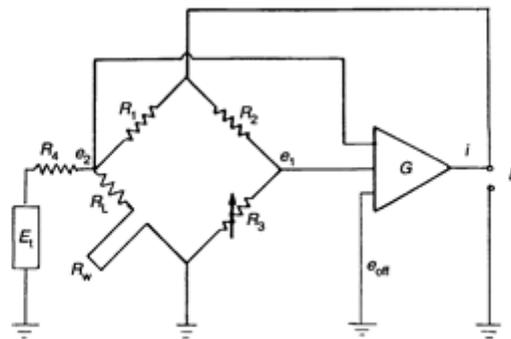
(fonte: ÇENGENEL; CIMBALA, 2018)

De forma resumida, a teoria de funcionamento da anemometria de fio quente se ampara na propriedade que a maioria dos metais apresenta uma variação da sua resistência elétrica com o aumento da temperatura, em geral a resistência aumenta (RODRIGUEZ et al., 2014). Quando um sensor delgado de fio é ligado aos extremos de uma diferença de potencial, fica estabelecida uma corrente elétrica pelo circuito. Essa corrente provoca um aumento imediato da temperatura no fio, elevando assim a sua resistência e, conseqüentemente, diminuindo a corrente no circuito. O equilíbrio do sistema é alcançado quando a energia térmica perdida para o ambiente alcança um nível em que a temperatura do fio se mantém constante. Quando o sensor de fio é exposto a uma corrente de ar a transferência da energia térmica do fio por convecção é função da velocidade do escoamento (NARDO, 1942).

Na Figura 18 se pode ver um circuito básico de anemometria de fio quente. Ele é composto basicamente por uma ponte de Wheatstone conectada a um amplificador operacional de ganho elevado. A ponte (composta pelos resistores  $R_1$ ,  $R_2$ ,  $R_3$  e  $R_w + R_l$ ) está em equilíbrio quando  $R_1 / (R_w + R_l) = R_2 / R_3$ . O sensor (fio) é representado por  $R_w$  e o equilíbrio pode ser ajustado pelo resistor variável  $R_3$ . Na condição inicial, a corrente elétrica circula pelo sensor e faz a sua temperatura aumentar, porém atuando-se em  $R_3$  podemos restituir o equilíbrio na ponte

( $e_2 - e_1 = 0$  Volts). Quando uma corrente de ar circula no entorno do sensor a convecção irá baixar a temperatura do mesmo, diminuindo a resistência de  $R_w$  e desequilibrando novamente a ponte. O desequilíbrio fará com que a diferença de potencial entre  $e_2$  e  $e_1$  seja amplificada pelo circuito diferencial e, com isso, permitir que um circuito auxiliar de potência eleve a tensão de alimentação da ponte e reestabeleça, novamente, a temperatura do sensor.

Figura 18 – Diagrama esquemático de um circuito de anemometria de fio quente a temperatura constante



(fonte: BRUUN, 1995)

O princípio descrito acima é aplicado à técnica de anemometria de fio quente CTA (*Constant Temperature Anemometry*). O dispositivo CTA mantém a temperatura do sensor constante através da leitura precisa da resistência do sensor. Como resultado, tem-se que a variação da velocidade do escoamento incidente será traduzida na saída do dispositivo CTA como uma variação de tensão de forma notavelmente precisa.

### **3 ESCOAMENTO EM TORNO DE CILINDROS CIRCULARES PRÓXIMOS A UM CONTORNO PLANO**

Pode-se dizer que o escoamento em torno de um cilindro circular isolado é um caso particular do escoamento geral que ocorre de forma natural. É relativamente improvável de acontecer na prática, pois qualquer sistema geralmente é composto por mais de um elemento. Esses arranjos podem acontecer pela proximidade de outros cilindros semelhantes, ou por contornos vizinhos com as formas mais variadas. No entanto, em uma parcela importante dos casos práticos é possível fazer uma aproximação de um escoamento mais complexo usando a simplificação do escoamento em torno de um cilindro isolado. Tal procedimento, em geral, não trás uma perda significativa de rigor no enfrentamento do problema e torna a análise do mesmo mais fácil. Como exemplo se pode citar os escoamentos em torno de cabos de linhas de transmissão, trechos de tubulações submarinas e componentes presentes em trocadores de calor.

Para o caso de um cilindro circular posicionado próximo a um contorno plano, existe a influência da camada limite que se desenvolve sobre a superfície do contorno. Nesse caso, principalmente para baixos números de Reynolds, a presença do contorno altera o perfil de velocidades da camada limite do escoamento de aproximação (CHEN; WU, 2019), que sem a presença do contorno teria um perfil uniforme. Não raro, algumas estruturas podem estar totalmente imersas em uma espessa camada limite (BEARMAN; ZDRAVKOVICH, 1978); a combinação adequada do desenvolvimento do perfil de aproximação e as pequenas distâncias entre o cilindro e o contorno podem propiciar as condições para que tal situação ocorra.

Devido a essas peculiaridades, é correto afirmar que além de todos os fatores que influenciam o escoamento em torno de um cilindro isolado, o escoamento em torno de um cilindro próximo a um contorno plano agrega mais uma série de outros, tais como: a turbulência da camada limite do contorno, a interação entre a turbulência da camada limite do contorno e a

turbulência da esteira (CHEN; WU, 2019), a interação da vorticidade da esteira do cilindro com a vorticidade da camada limite (SARKAR; SARKAR, 2010), a razão de abertura ( $G/D$ ) e a razão entre a espessura da camada limite do contorno e o diâmetro do cilindro ( $\delta/D$ ) (TANIGUCHI; MIYAKOSHI, 1990; YANG et al., 2018). Todos esses fatores acabam transformando a pesquisa desse arranjo em uma tarefa desafiante.

A alteração no campo de escoamento causado pela proximidade do contorno muda a dinâmica do desprendimento de vórtices de forma notável. A simetria do fenômeno encontrada no cilindro isolado já não é mais possível, modificando sensivelmente a resultante das forças atuantes e promovendo o aparecimento de estruturas de escoamento complexas que induzem o aparecimento de forças no contorno (SARKAR; SARKAR, 2010).

O escoamento em torno de um cilindro próximo a um contorno plano começou a ganhar importância quando as empresas petrolíferas iniciaram a exploração de petróleo e gás em campos *offshore*. Os projetistas logo perceberam que as tubulações deitadas ao longo do leito dos oceanos eram submetidas a esforços estáticos e cíclicos de magnitude elevada, muitas vezes não prevista em projeto (ZDRAVKOVICH, 1985). No entanto, apesar dos importantes avanços obtidos através de estudos em modelos simulando esse tipo de escoamento, a atenção dada a ele está ainda bem aquém daquela dedicada ao cilindro isolado (SARKAR; SARKAR, 2010).

O estudo do escoamento em torno de uma tubulação submarina (ou de uma tubulação em outro corpo d'água de grandes dimensões) através da simulação por meio de um cilindro posicionado próximo a uma placa plana foi objeto de pesquisa de uma série de trabalhos científicos. Alguns desses trabalhos procuraram validar os seus resultados através da comparação com um modelo em escala natural. Bruschi et al. (1982) ensaiaram um cilindro de 118 mm de diâmetro próximo a uma placa plana em um túnel aeronáutico e posteriormente compararam os resultados com os de uma tubulação de 508 mm de diâmetro lançada sobre o leito de um grande canal natural de escoamento previamente conhecido. Eles concluíram que a simulação em túnel de vento se mostrou adequada em representar o escoamento em escala natural e que tanto um túnel de vento como um túnel de água podem prever as oscilações induzidas pelo desprendimento de vórtices em uma tubulação submetida a um vão livre.

A seguir será feita uma pequena revisão bibliográfica na qual serão apresentados os principais trabalhos publicados sobre o tema central do presente trabalho. Esse primeiro contato com as publicações tem o objetivo de apresentar alguns detalhes da metodologia aplicada na investigação experimental. Tais trabalhos foram conduzidos em diferentes tipos de instalações (túneis de vento, túneis de água, ou canais de água com superfície livre), em regimes de escoamento semelhantes aos encontrados nas aplicações práticas. Posteriormente, serão apresentados os resultados das investigações contidas nesses trabalhos, abordando alguns dos principais fenômenos físicos que se manifestam no escoamento em questão.

### 3.1 PUBLICAÇÕES IMPORTANTES E ALGUNS ASPECTOS DA ABORDAGEM EXPERIMENTAL ADOTADA

As primeiras pesquisas relacionadas ao escoamento no entorno de cilindros circulares próximos a um contorno plano se deram por volta da década de 1960. Taneda (1965) investigou o comportamento de um cilindro circular de 10 mm de diâmetro próximo a um contorno plano para razões de abertura ( $G/D$ ) de 0,1 e 0,6 e número de Reynolds de 170. A investigação foi realizada em um tanque de água estagnada no qual foi montado um mecanismo que forçava a translação do cilindro (cilindro rebocado). Esse arranjo procurava impedir os efeitos da camada limite gerada pela presença do contorno plano (fundo do tanque).

A partir da década de 1970 deu-se início a uma série de publicações de grande relevância para o tema. Roshko et al. (1975) investigaram o comportamento de um cilindro circular de 50 mm (2 pol.) próximo a uma placa plana em um pequeno túnel de vento. O escoamento incidente, com número de Reynolds igual a  $2 \times 10^4$ , formou uma camada limite com espessura aproximada de 2,5 cm (1 pol.) na superfície da placa. Os autores variaram a distância entre o cilindro e a placa e determinaram os coeficientes de arrasto e de sustentação a partir dos coeficientes de pressão medidos na superfície do cilindro para varias aberturas entre o cilindro e a placa ( $G/D$ ).

Em sua tese, Göktun (1975) ensaiou um cilindro circular liso de 76 mm (3 pol.) de diâmetro, em um túnel de vento de circuito aberto, próximo a uma placa plana. Foram usadas razões de abertura ( $G/D$ ) de 0; 0,125; 0,25; 0,5; 1; 1,5; 2 e 2,67 em relação à placa para os seguintes

números de Reynolds:  $9 \times 10^4$ ,  $1,53 \times 10^5$  e  $2,5 \times 10^5$ . Göktun (1975) não mediu a espessura da camada limite gerada pela placa; porém posicionou o cilindro a diferentes distâncias ( $2D$ ,  $4D$  e  $8D$ ) da borda de ataque da placa e não encontrou variação apreciável nos valores, o que sugere que a camada limite apresentava pouca espessura e, possivelmente, era laminar.

Göktun (1975) dedicou-se a medir as pressões na superfície do cilindro para então determinar os coeficientes de arrasto e de sustentação por meio de integração numérica. Também empregou técnicas de visualização em um canal de água em um escoamento geometricamente semelhante ao ensaiado no túnel de vento; porém, devido às características do canal empregado, ele não pôde alcançar o intervalo de números de Reynolds do túnel de vento. No experimento principal também foi medido, através da técnica de anemometria de fio quente, o número de Strouhal.

Poucos anos depois, Bearman e Zdravkovich (1978) publicaram um trabalho que tratou da investigação do escoamento em torno de um cilindro circular liso de 19 mm de diâmetro próximo a uma placa plana. Os experimentos foram conduzidos em um túnel de vento de retorno fechado para dois números de Reynolds:  $2,5 \times 10^4$  e  $4,8 \times 10^4$ . Os autores justificaram que essa escolha para os números de Reynolds foi devida à relativa independência que o coeficiente de arrasto e o número de Strouhal apresentam em relação ao número de Reynolds nesse faixa.

A espessura da camada limite do escoamento de aproximação foi medida a uma distância de  $36D$  do bordo de ataque da placa. O procedimento foi realizado sem a presença do cilindro e indicou uma espessura igual a  $0,8D$ , caracterizada como totalmente turbulenta. A anemometria de fio quente foi utilizada tanto para medir a camada limite próxima da parede quanto para determinar a frequência de desprendimento de vórtices na esteira; porém, por motivos associados às vibrações do suporte do fio quente, todas as medidas que envolveram a utilização desse dispositivo foram feitas com  $Re = 2,5 \times 10^4$ . As medidas das pressões médias nas superfícies do cilindro e da placa foram feitas para várias razões de abertura ( $G/D$ ), principalmente em  $Re = 4,8 \times 10^4$ . Os autores também realizaram experimentos para a visualização do escoamento. No túnel principal foi usada a técnica de visualização de películas de óleo nas superfícies e para uma visualização mais detalhada de alguns fenômenos do escoamento foi usado um pequeno túnel de fumaça.

Bearman e Zdravkovich (1978, p. 35, tradução nossa) alertaram que até a publicação do seu trabalho três questões, que consideravam de grande interesse, ainda não teriam sido abordadas em relação ao problema do cilindro próximo a um contorno plano:

- (i) Como o desprendimento de vórtices cessa quando a parede é aproximada? O fenômeno deixa de ocorrer em algum valor crítico de  $G/D$  ou diminui lentamente?
- (ii) Que efeito uma camada limite turbulenta ao longo da parede tem sobre o fenômeno? Esse aspecto é relevante para a maioria das aplicações práticas.
- (iii) Como o escoamento muda ao longo da parede durante as várias fases da interferência com o cilindro? Essa questão é relevante para oleodutos colocados ao longo do leito de um mar ou de um rio, onde a erosão devido a esse escoamento pode alterar consideravelmente a abertura entre o tubo e o leito e, também, alterar o formato do leito.

Buresti e Lanciotti (1979) investigaram em um túnel de vento de retorno fechado as características do campo de escoamento no entorno de um cilindro circular de 118 mm de diâmetro posicionado em diferentes distâncias de uma placa plana. Eles conduziram a investigação em uma faixa de números de Reynolds na qual conseguiram capturar o comportamento de um cilindro liso em dois regimes de escoamento distintos. Na faixa de Reynolds compreendido entre  $8,5 \times 10^4$  e  $3 \times 10^5$  foi possível estudar a transição do regime subcrítico para o crítico. Ademais, segundo os autores, nessa faixa de  $Re$  também foi possível antecipar o regime supercrítico através do aumento da rugosidade superficial do cilindro. Buresti e Lanciotti (1979) realizaram ensaios prévios com o cilindro isolado a fim de verificar a transição de regimes sem a influência da placa. Eles observaram que para  $Re \leq 1,4 \times 10^5$  o regime era claramente subcrítico, porém ao aumentarem o número de Reynolds para aproximadamente  $1,9 \times 10^5$  o escoamento iniciava a transição para o regime crítico. Esse intervalo de transição persistiu até  $Re = 2,3 \times 10^5$ , quando (a partir desse valor) o escoamento adquiriu características críticas. Os autores também concluíram que a instalação de placas nas extremidades do cilindro garantiram as condições aceitáveis de bi dimensionalidade do escoamento.

Zdravkovich (1985) investigou em um túnel de vento de retorno fechado o escoamento em torno de um cilindro circular próximo a uma placa plana no intervalo de números de Reynolds compreendido entre  $4,8 \times 10^4$  e  $3 \times 10^5$ . Ele variou o diâmetro do cilindro ( $D = 35$  mm e  $D = 65$  mm), a abertura entre o cilindro e a placa ( $0 < G/D < 2$ ) e a espessura da camada limite

de aproximação ( $0,12 < \delta/D < 0,97$ ). Zdravkovich (1985) usou fios e malhas de fios próximos ao bordo de ataque da placa para espessar as camadas limite de aproximação. As forças atuantes no cilindro foram medidas diretamente, por meio de uma célula de carga, e com os dados foi possível calcular os coeficientes de arrasto e de sustentação.

Taniguchi e Miyakoshi (1990) ensaiaram em um túnel de vento de retorno fechado um cilindro circular de 50 mm de diâmetro próximo a uma placa plana em regime subcrítico ( $Re = 9,4 \times 10^4$ ). A camada limite turbulenta do escoamento incidente se desenvolveu inteiramente na superfície lisa do piso da câmara de ensaios do túnel de vento. Foram utilizados cinco camadas limite de espessuras diferentes (espessadas por meio de barras posicionadas na entrada da câmara de ensaios). As forças de arrasto e de sustentação foram determinadas por uma célula de carga e as pressões flutuantes foram medidas usando-se tomadas de pressão e transdutores. Os dados foram usados para avaliar o comportamento dos coeficientes de arrasto e de sustentação e para estudar outros efeitos da interferência entre o cilindro e a placa. Para as medidas do campo de velocidades foi utilizada a anemometria de fio quente. Em um segundo túnel de vento, de seção menor, os autores usaram técnicas de visualização para estudar a interferência no padrão do escoamento causado pela proximidade do cilindro com a placa.

Lei et al. (1999) investigaram o escoamento em torno de um cilindro liso de 50 mm de diâmetro próximo a uma placa plana. O estudo foi realizado em um túnel de vento de camada limite na faixa de números de Reynolds entre  $1,3 \times 10^4$  e  $1,45 \times 10^4$ . As diferentes camadas limite de aproximação foram geradas na placa, num total de seis. As mais delgadas foram originadas pelo desenvolvimento natural sobre a placa. Para as mais espessas foi posicionada uma barra de aço lisa de 12 mm de diâmetro entre o bordo de ataque da placa e o cilindro. Os autores mediram as pressões estáticas na superfície do cilindro usando tomadas e transdutores de pressão. Os dados gerados pelos transdutores foram integrados numericamente para a obtenção dos coeficientes de pressão, de arrasto e de sustentação. Lei et al. (1999) também utilizaram os sinais do espectro do  $C_L$  para determinar a frequência de desprendimento dos vórtices na esteira.

Price et al. (2002) utilizaram dois tipos diferentes de instalações para investigar um cilindro circular próximo a uma placa plana. A primeira instalação era composta por um túnel de água onde foram realizadas experiências de visualização e medidas no campo de velocidades por

meio da anemometria de filme quente. A outra instalação era um tanque de água estagnada no qual se utilizou um mecanismo de reboque para imprimir movimento ao cilindro. Nesse tanque, foi utilizada a técnica de PIV (*Particle Image Velocimetry*) para estudar o escoamento. O experimento de visualização foi realizado em uma faixa de números de Reynolds entre  $1,2 \times 10^3$  e  $1,4 \times 10^3$ , com uma camada limite de aproximação assumida como laminar e de espessura aproximada de  $0,42D$  a  $0,46D$ . Já o experimento com o uso da anemometria de filme quente se deu no intervalo de números de Reynolds entre  $1,38 \times 10^3$  e  $4,96 \times 10^3$ . O experimento utilizando a técnica de PIV foi realizado em um único número de Reynolds ( $1,9 \times 10^3$ ) e com uma camada limite (laminar) de espessura igual a  $0,36D$ . Os autores concluíram que o escoamento poderia ser classificado em quatro regiões distintas, de acordo com o comportamento da dinâmica do escoamento em relação à variação de  $G/D$ .

Nishino et al. (2007) investigaram em um túnel de vento de retorno fechado o escoamento em torno de um cilindro circular de 60 mm de diâmetro próximo a um contorno plano móvel. O objetivo dos autores era obter um escoamento de aproximação com um mínimo de influência dos efeitos cisalhantes de uma camada limite. Para isso, a base da câmara de ensaios deveria se deslocar com a mesma velocidade do escoamento incidente. Um sistema de sucção também foi incorporado à base com o intuito de diminuir a possibilidade de formação de uma camada limite. Os experimentos foram conduzidos no regime subcrítico, com números de Reynolds de  $4 \times 10^4$  e  $1 \times 10^5$  para algumas razões de abertura ( $0,05 < G/D < 2$ ). As forças de arrasto e de sustentação médias foram determinadas por meio de uma balança posicionada no teto do túnel de vento. Também foram usadas técnicas de visualização para confirmar as condições de bi dimensionalidade do escoamento em torno do cilindro e para estudar o campo de velocidades. A influência do contorno plano motivou os autores a sugerir uma classificação baseada em três regimes de  $G/D$ : grandes aberturas (para  $G/D > 0,5$ ), médias aberturas (com  $G/D$  compreendido entre 0,35 e 0,5) e pequenas aberturas (para  $G/D < 0,35$ ).

Wang e Tan (2008) empreenderam uma investigação na qual detalharam as características da estrutura do escoamento na esteira de um cilindro de seção circular de 25 mm de diâmetro próximo a um contorno plano. O escoamento incidente foi gerado no interior de um canal de água com número de Reynolds igual a  $1,2 \times 10^4$ . A espessura da camada limite incidente, gerada no fundo do canal (contorno plano), era de  $0,4D$  e a razão de abertura ( $G/D$ ) foi variada entre 0,1 até 1, em sete níveis. O estudo empregou a técnica de velocimetria por

partículas de imagem (PIV), permitindo assim uma captura detalhada de todo o campo de escoamento.

Oner et al. (2008) investigaram o escoamento em torno de um cilindro circular de 50 mm de diâmetro próximo a uma placa plana para várias razões de abertura ( $G/D = 0; 0,1; 0,2; 0,3; 0,6; 1$  e  $2$ ) entre o cilindro e a placa. A investigação foi conduzida em um canal de água para os seguintes números de Reynolds: 840, 4150 e 9500. Eles utilizaram a técnica PIV para estudar o campo de escoamento na região afetada pela presença da placa e do cilindro. Através da análise do campo de velocidades eles puderam avaliar o efeito da abertura ( $G/D$ ) na separação da camada limite da placa e a localização dos pontos de estagnação e separação na superfície do cilindro. As informações do campo de velocidades também permitiram analisar o comportamento do número de Strouhal e as características do desprendimento de vórtices. Para variar o número de Reynolds dos experimentos, os autores optaram por modificar a velocidade da corrente de aproximação. Esse procedimento gerou alterações nas espessuras das camadas limite geradas na placa; ou seja, para cada número de Reynolds desse experimento foi gerado uma razão de espessura ( $\delta/D$ ) associada. Ela variou de 1,6 para o  $Re$  mais baixo e até 1,4 para o mais alto.

Oner et al. (2008) observaram que a presença do cilindro provocou a separação da camada limite a montante do mesmo para todos os números de Reynolds. Para  $G/D \leq 0,6$  ( $Re = 840$ ),  $G/D \leq 0,3$  ( $Re = 4150$ ) e  $G/D \leq 0,1$  ( $Re = 9500$ ). Já a separação a jusante do cilindro foi observada para  $G/D \leq 0,2$  ( $Re = 840$ ) e  $G/D \leq 0,1$  ( $Re = 4150$ ). Foi observado também que o par de vórtices desprendido na esteira induziu a separação da camada limite da placa a jusante quando  $G/D = 0,3$  e  $0,6$  ( $Re = 840$ ) e para  $G/D = 0,2$  e  $0,6$  ( $Re = 4150$  e  $9500$ , respectivamente).

Lin et al. (2009) investigaram em um canal de água as características do escoamento em torno de um cilindro circular próximo a um contorno plano. A investigação foi conduzida no intervalo de números de Reynolds compreendido entre  $7,8 \times 10^2$  e  $1,15 \times 10^4$ , através do uso de cilindros de diferentes diâmetros ( $13 \text{ mm} \leq D \leq 50 \text{ mm}$ ) e variando também a velocidade do escoamento de aproximação. Foram empregadas duas técnicas na investigação do escoamento: a velocimetria por imagens de partículas (PIV) e a velocimetria Doppler a laser de fibra (FLDV). Os autores variaram a razão de abertura ( $G/D$ ) entre 0 e 4 e utilizaram um perfil de camada limite de aproximação laminar. A análise do campo de escoamento a

montante do cilindro revelou que para pequenas razões de abertura ( $G/D < 0,5$ ) ocorria o descolamento da camada limite da placa. Esse fenômeno já havia sido descrito por outros autores, porém a qualidade da visualização nessa investigação evidenciou uma região de recirculação importante, com a formação de um turbilhão crescente, na medida em que diminuía  $G/D$ . O turbilhão também mostrou um deslocamento a jusante e para cima quando  $G/D$  foi diminuído. Essa região de recirculação defletiu parte do escoamento para a superfície superior do cilindro dificultando e reduzindo a parcela do escoamento que passava pela abertura.

A lista de trabalhos publicados apresentada a pouco é um apanhado representativo da evolução do conhecimento do tema central deste trabalho. Percebe-se um hiato nas publicações baseadas em simulações laboratoriais físicas desde o início dos anos de 2010. No entanto, em uma rápida pesquisa pelos motores de busca da rede mundial de computadores, percebe-se um aumento consistente e progressivo da investigação do tema por meio de simulações numéricas. É possível que os custos envolvidos para empreender as simulações físicas tenham se tornado muito elevados e, portanto, desestimulado uma parcela significativa de pesquisadores a participar de pesquisas que necessitem do apoio constante das instalações dos túneis de ensaio.

A Tabela 1 mostra um resumo do tipo de instalação utilizada, da configuração dos aparatos adotada e das diversas técnicas empregadas pelos autores dos principais trabalhos publicados sobre o tema central deste trabalho.

Tabela 1 – Resumo com as características das instalações, dos tipos de aparato utilizados e das técnicas empregadas pelos autores elencados no texto

| <b>Autor</b>                       | <b>Instalações</b>                                  | <b>Aparato</b>   | <b>Técnicas Empregadas</b>  |
|------------------------------------|---|--|---|
| <b>Taneda, 1965</b>                | Canal de água com superfície livre                  | Cilindro circular de 10 mm de diâmetro montado em um mecanismo de reboque próximo ao fundo do canal  | Visualização do escoamento  |
| <b>Roshko et al., 1975</b>         | Túnel de vento de circuito aberto                   | Cilindro circular de 50 mm de diâmetro montado próximo a uma placa plana no centro do túnel de vento   | Tomadas de pressão com transdutores   |
| <b>Göktun, 1975</b>                | Túnel de vento de circuito aberto                   | Cilindro circular de 76 mm de diâmetro montado próximo a uma placa plana no centro do túnel de vento   | Anemometria de fio quente<br>Tomadas de pressão com manômetros de coluna a água<br>Visualização do escoamento     |
| <b>Bearman e Zdravkovich, 1978</b> | Túnel de vento de retorno fechado                   | Cilindro circular de 19 mm de diâmetro montado próximo a uma placa plana no centro do túnel de vento   | Anemometria de fio quente<br>Tomadas de pressão com transdutores<br>Visualização do escoamento                    |
| <b>Buresti e Lanciotti, 1979</b>   | Túnel de vento de retorno fechado                   | Cilindro circular de 118 mm de diâmetro montado próximo a uma placa plana no centro do túnel de vento  | Anemometria de fio quente   |
| <b>Zdravkovich, 1985</b>           | Túnel de vento de retorno fechado                   | Cilindros circulares de 35 e 65 mm de diâmetro montados próximo a uma placa plana no centro do túnel de vento  | Célula de carga   |
| <b>Taniguchi e Miyakoshi, 1990</b> | Túnel de vento de retorno fechado                   | Cilindro circular de 50 mm de diâmetro montado próximo ao piso do túnel de vento   | Tomadas de pressão com transdutores<br>Célula de carga<br>Anemometria de fio quente<br>Visualização do escoamento |
| <b>Lei et al., 1999</b>            | Túnel de vento de camada limite de retorno fechado  | Cilindro circular de 50 mm de diâmetro montado próximo a uma placa plana no centro do túnel de vento   | Tomadas de pressão com transdutores   |
| <b>Price et al., 2002</b>          | Canal de água com superfície livre<br>Túnel de água | Cilindro circular de 16 mm de diâmetro montado próximo a uma placa plana no centro do túnel de água e cilindro circular de 25,4 mm de diâmetro montado em um mecanismo de reboque próximo a uma placa plana no centro do canal de água | Anemometria de filme quente<br>PIV<br>Visualização do escoamento  |
| <b>Nishino et al., 2007</b>        | Túnel de vento de retorno fechado                   | Cilindro circular de 60 mm de diâmetro montado próximo ao piso móvel do túnel de vento   | Célula de carga<br>PIV  |
| <b>Wang e Tan, 2008</b>            | Canal de água com superfície livre                  | Cilindro circular de 25 mm de diâmetro montado próximo ao fundo do canal de água   | PIV   |
| <b>Oner et al., 2008</b>           | Canal de água com superfície livre                  | Cilindro circular de 50 mm de diâmetro montado próximo a uma placa plana no centro do canal de água  | PIV   |
| <b>Lin et al., 2009</b>            | Canal de água com superfície livre                  | Cilindros circulares de 13 e 50 mm de diâmetro montados próximo a uma placa plana no centro do canal de água   | PIV<br>FLDV<br>Visualização do escoamento   |

(fonte: elaborado pelo autor)

## 3.2 COMPORTAMENTO DE ALGUNS DOS PRINCIPAIS FENÔMENOS FÍSICOS DO ESCOAMENTO SOB A INTERFERÊNCIA DO CONTORNO PLANO

Os trabalhos citados na seção 3.1 procuraram, na maior parte dos casos, avaliar o campo de pressões e o campo de velocidades no entorno de um cilindro circular liso submetido a um escoamento permanente e próximo a um contorno plano. Para este trabalho, as informações mais relevantes são referentes ao comportamento do desprendimento regular dos vórtices, que cessa quando a separação entre do cilindro e o contorno atinge uma distância crítica –  $(G/D)_{cr}$  –, ao comportamento do número de Strouhal, à distribuição das pressões médias na superfície do cilindro e aos coeficientes de arrasto e de sustentação.

### 3.2.1 Desprendimento regular de vórtices e razão de abertura crítica, $(G/D)_{cr}$

Como demonstrado e enunciado em uma quantidade expressiva de trabalhos, os fenômenos físicos associados ao escoamento no entorno de um cilindro isolado liso são governados pelo número de Reynolds. Todavia, para o caso do cilindro próximo a um contorno plano é razoável esperar que a presença deste influencie de alguma maneira o comportamento dos fenômenos dinâmicos do escoamento. A maioria dos estudos prévios apontou que o desprendimento alternado de vórtices (vórtices de Von Kármán) é suprimido quando a distância entre o cilindro e o contorno plano alcança um valor limite,  $(G/D)_{cr}$ . Com o intuito de melhor compreender essa influência, alguns pesquisadores dividiram a distância entre a superfície do cilindro e a placa em intervalos limitados pela razão de abertura  $(G/D)$ . A classificação que será apresentada aqui faz alusão à divisão sugerida no trabalho de Lei et al. (1999) e de Nishino et al. (2007).

A primeira região é compreendida por  $G/D$  suficientemente grande, na qual a influência do contorno plano pode ser desprezada; ou seja, o escoamento pode ser considerado similar ao de um cilindro isolado.

A segunda região, de aberturas intermediárias, é onde a presença do contorno plano começa a exercer uma forte influência no campo do escoamento próximo ao cilindro. É uma região de transição e por isso a sua caracterização é geralmente difícil.

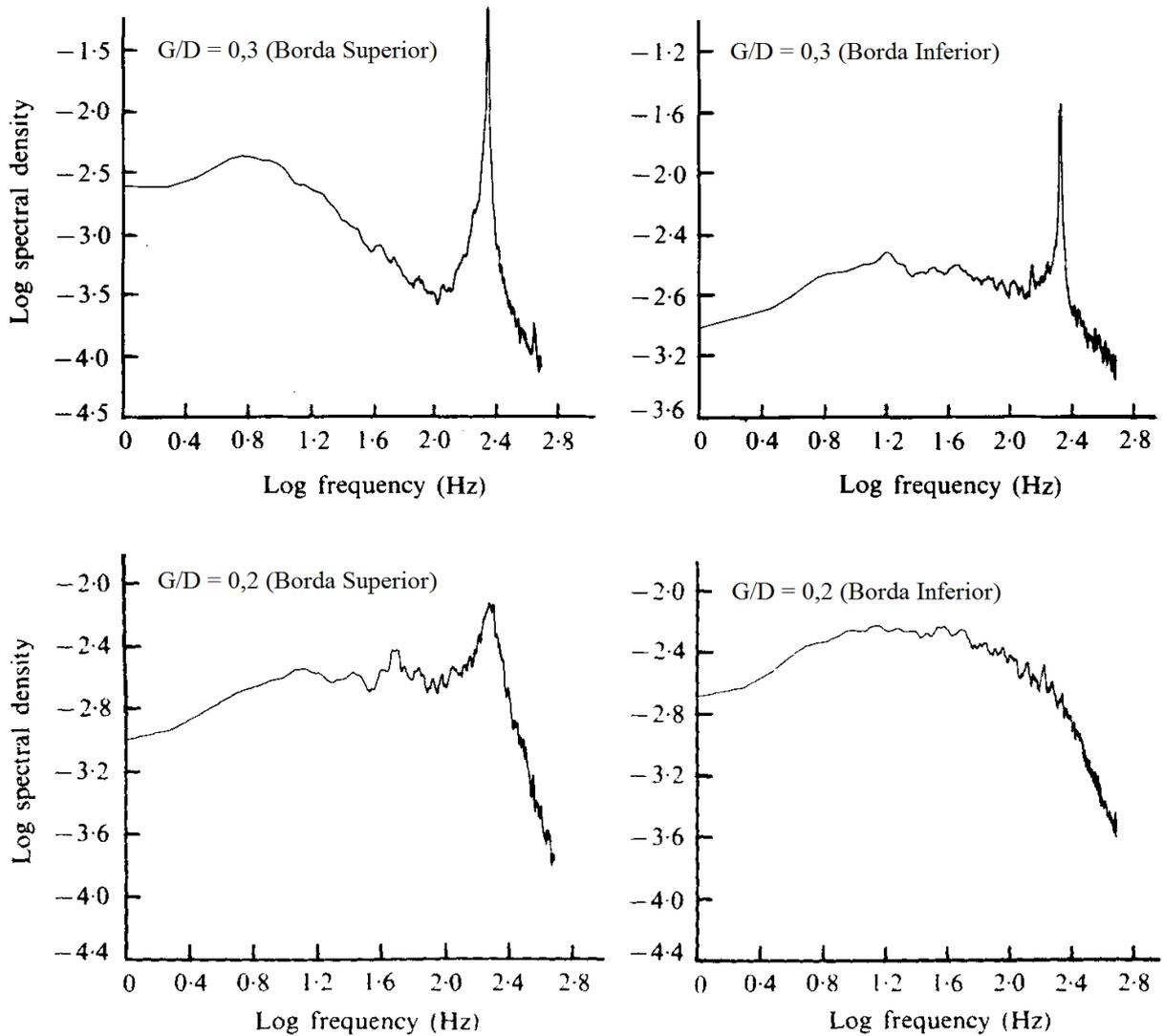
E por fim a terceira região, onde ficam caracterizadas as menores aberturas entre o cilindro e o contorno plano. É nessa região que ocorre a supressão do desprendimento regular dos vórtices e as alterações drásticas nos coeficientes de arrasto e sustentação. Chama-se de razão de abertura crítica –  $(G/D)_{cr}$  – o limite entre essa região e a região intermediária.

O trabalho pioneiro de Taneda (1965) não foi capaz de indicar um  $(G/D)_{cr}$  pelo fato de sua investigação ter abordado apenas dois valores de  $G/D$ . O que se pode deduzir é que  $(G/D)_{cr}$  situou-se entre 0,1 e 0,6. A visualização do escoamento mostrou que quando  $G/D = 0,1$  havia uma simples linha de vórtices, porém quando  $G/D = 0,6$  o escoamento apresentou um claro desprendimento regular de vórtices. No experimento de Taneda (1965) não houve a influência da camada limite do contorno e o número de Reynolds usado foi de 170.

Göktun (1975) não indicou um valor para  $(G/D)_{cr}$ , mas observou um máximo para o coeficiente de arrasto em  $G/D = 0,5$ , sinalizando que em aberturas um pouco menores talvez ainda estivesse presente um vigoroso desprendimento de vórtices. O autor, porém, não refinou as medidas nessa faixa estreita de aberturas; a abertura imediatamente menor do que 0,5 foi 0,25. Em  $G/D = 0,25$  o escoamento apresentou grandes variações nas frequências do sinal capturado pela sonda de fio quente (posicionada na esteira próxima), mostrando um comportamento similar às medidas feitas em  $G/D = 0,125$ .

Bearman e Zdravkovich (1978) conseguiram captar muito bem o comportamento do desprendimento dos vórtices na esteira e concluíram que estes cessavam quando  $(G/D)_{cr} \leq 0,3$ . No entanto, foi possível registrar sinais periódicos na borda do cilindro oposta à placa em aberturas menores do que a crítica (Figura 19). Os autores trabalharam em uma faixa de números de Reynolds entre  $2,5 \times 10^4$  e  $4,8 \times 10^4$ , com uma camada limite de espessura igual a  $0,8D$ .

Figura 19 – Espectros dos sinais do fio quente na esteira do cilindro obtidos por Bearman e Zdravkovich (1978)



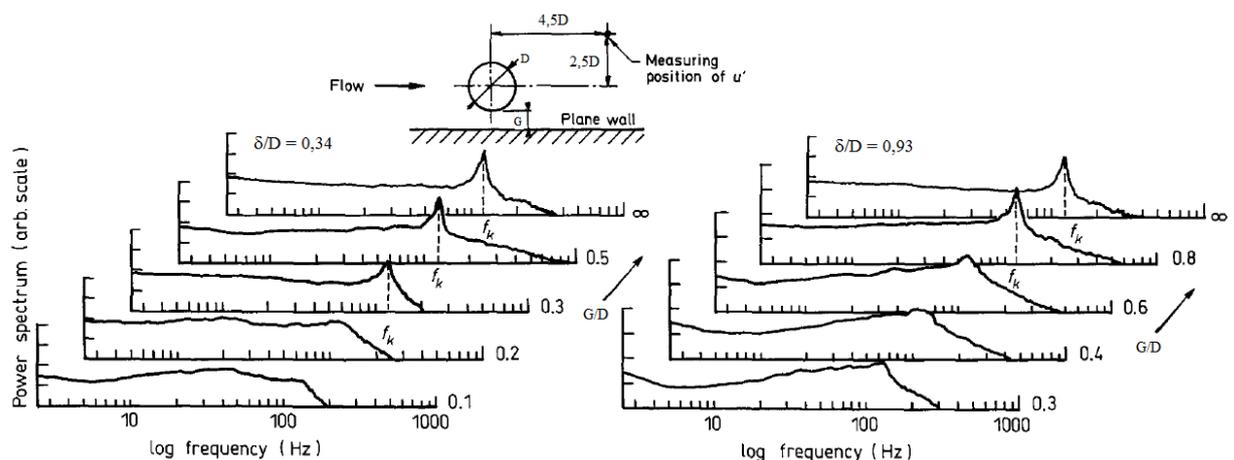
(fonte: adaptado de BEARMAN; ZDRAVKOVICH, 1978)

Buresti e Lanciotti (1979) encontraram  $(G/D)_{cr}$  bastante próximo a 0,4 em regime de escoamento subcrítico, na faixa de  $Re$  entre  $8,5 \times 10^4$  e  $3 \times 10^5$ . Eles seguiram a metodologia adotada por Bearman e Zdravkovich (1978) e também usaram apenas uma espessura de camada limite de aproximação. Todavia, a camada limite usada por Buresti e Lanciotti (1979) era bastante delgada ( $\delta/D = 0,1$ ) em relação àquela que foi usada por Bearman e Zdravkovich (1978). Os autores ao antecipar o regime supercrítico, através da alteração da rugosidade superficial do cilindro, obtiveram  $(G/D)_{cr} = 0,3$  para valores de  $Re_k$  (número de Reynolds baseado na rugosidade do cilindro) entre 200 e 350. Esse comportamento estimulou-os a

sugerir que em alguma faixa do regime supercrítico a influência do contorno plano pode ser menor do que no regime subcrítico.

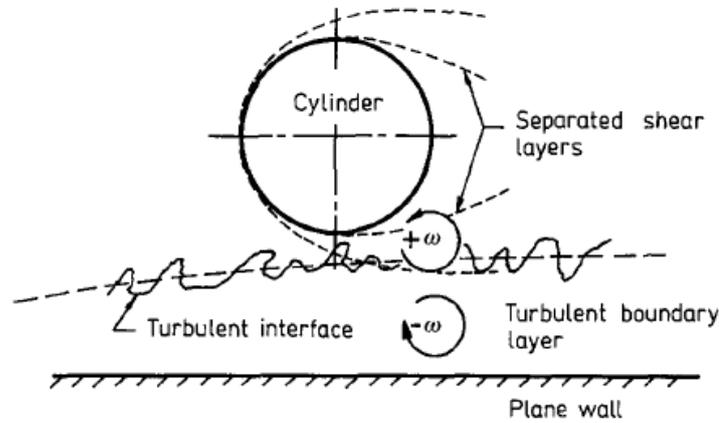
Taniguchi e Miyakoshi (1990) apontaram uma correlação importante entre  $(G/D)_{cr}$  e a espessura da camada limite de aproximação. Eles adotaram um único número de Reynolds ( $Re = 9,4 \times 10^4$ ) e utilizaram duas espessuras de camada limite ( $\delta/D = 0,34$  e  $0,93$ ) para avaliar  $(G/D)_{cr}$ . Os autores concluíram que  $(G/D)_{cr}$  era dependente da espessura da camada limite. O espectro das flutuações de velocidade (fornecido pela anemometria de fio quente) revelou a manutenção de um pico para  $(G/D)_{cr} \geq 0,3$  com a camada limite mais delgada ( $\delta/D = 0,34$ ); porém o mesmo não aconteceu para  $\delta/D = 0,93$ , na qual a manutenção do pico no espectro se deu somente com  $(G/D)_{cr} \geq 0,8$  (Figura 20). Esses resultados estimularam os autores a sugerirem um mecanismo físico para explicar o motivo dessas diferenças. Eles argumentaram que a vorticidade da camada cisalhante inferior do cilindro, que alimenta a formação dos vórtices inferiores na esteira, é enfraquecida quando entra em contato com a vorticidade da camada limite de aproximação (Figura 21). O resultado dessa interação entre vorticidades de sinais contrários culminaria com o colapso do desprendimento do vórtice inferior e a quebra do desprendimento alternado dos vórtices na esteira.

Figura 20 – Espectros dos sinais do fio quente na esteira do cilindro obtidos por Taniguchi e Miyakoshi (1990)



(fonte: adaptado de TANIGUCHI; MIYAKOSHI, 1990)

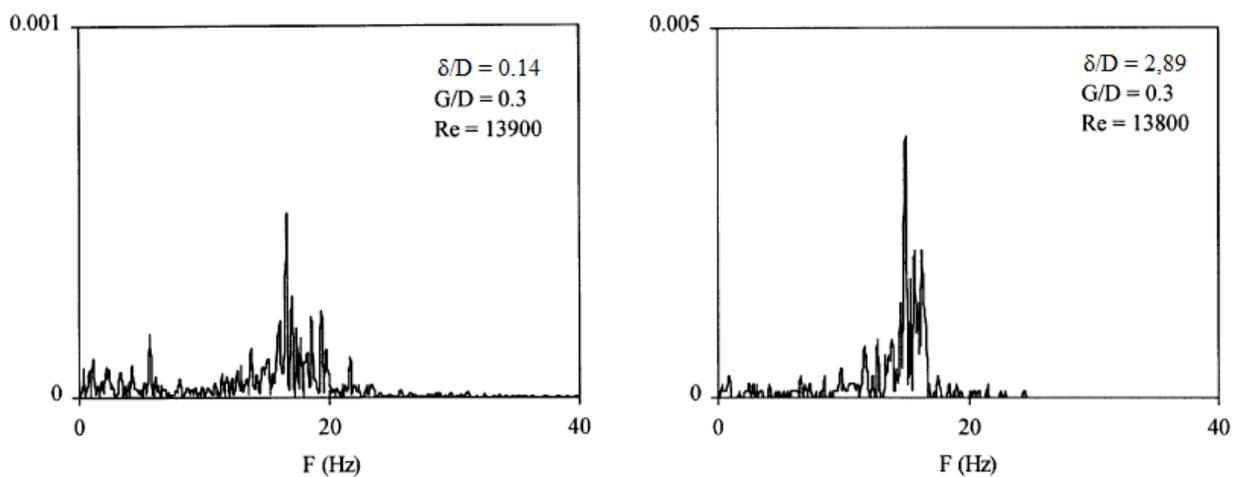
Figura 21 – Diagrama esquemático da interação entre a vorticidade da camada limite da placa e a vorticidade da camada cisalhante inferior do cilindro obtido por Taniguchi e Miyakoshi (1990)



(fonte: TANIGUCHI; MIYAKOSHI,1990)

Lei et al. (1999) observaram que o desprendimento alternado de vórtices foi suprimido para  $G/D$  entre 0,2 e 0,3 (com forte dependência da espessura da camada limite). Os autores concluíram que  $(G/D)_{cr}$  diminuiu quando a espessura da camada limite aumentou. Eles observaram que o pico do espectro do  $C_L$  para  $G/D = 0,3$  foi pelo menos cinco vezes maior na camada limite mais espessa do que na mais delgada (Figura 22).

Figura 22 – Picos dos sinais do espectro do  $C_L$  obtidos por Lei et al. (1999)



(fonte: adaptado de LEI et al., 1999)

Price et al. (2002) concluíram que o desprendimento regular de vórtices aconteceu apenas para  $(G/D)_{cr} > 0,5$  no intervalo de  $Re$  entre 1380 e 4960. No entanto, eles relataram que foi possível observar a existência de periodicidade associada à camada cisalhante externa em

aberturas menores. Eles também concluíram que a hipótese sugerida por Taniguchi e Miyakoshi (1990) de que a interação entre as vorticidades da camada cisalhante interna e da camada limite de aproximação não é adequada para explicar a supressão dos vórtices.

Nishino et al. (2007) concluíram que o desprendimento de vórtices foi suprimido quando  $(G/D)_{cr} = 0,35$  (no intervalo de  $Re$  entre  $4 \times 10^4$  e  $1 \times 10^5$ ). O resultado da investigação estava de acordo com a maioria dos trabalhos anteriores. O fato de a investigação ter sido feita sem os efeitos (ou com efeitos muito pequenos) da camada limite de aproximação pode sugerir que  $\delta/D$ , a partir de um valor suficientemente pequeno, pode não ter grande influência sobre  $(G/D)_{cr}$ .

Wang e Tan (2008) usaram um escoamento de camada limite turbulenta (com número de Reynolds igual a  $1,2 \times 10^4$  e espessura de  $0,4D$ ) e concluíram que o desprendimento regular de vórtices foi suprimido em  $(G/D)_{cr} = 0,3$ . Eles, a exemplo de Price et al. (2002), também refutaram a hipótese de Taniguchi e Miyakoshi (1990) de que a supressão do desprendimento dos vórtices tenha origem na interação entre a vorticidade da camada limite da placa e a camada cisalhante inferior do cilindro.

Oner et al. (2008) investigaram escoamentos com números de Reynolds de 840, 4150 e 9500. Cada número de Reynolds gerou um perfil diferente de camada limite,  $\delta/D$ : 1,6 (840), 1,5 (4150) e 1,4 (9500). No experimento não foram usadas as técnicas mais consagradas para a investigação da ocorrência de desprendimento de vórtices na esteira. Em vez disso, os autores se basearam nas medidas feitas com a técnica PIV no campo de velocidades. A partir desses resultados eles concluíram que não foi possível observar qualquer desprendimento de vórtices quando  $G/D = 0,1$  e que o desprendimento regular de vórtices acontece quando  $G/D \geq 0,2$ .

Lin et al. (2009) observaram que o desprendimento regular de vórtices foi interrompido quando  $G/D = 0,5$  ( $Re = 7,8 \times 10^2$ ). Os autores, porém, ressaltam que a periodicidade pôde ser observada em aberturas menores, devido à manutenção do vórtice originado pela camada cisalhante superior.

O fenômeno da supressão do desprendimento alternado de vórtices na esteira e a sua vinculação a uma distância crítica entre o cilindro e o contorno –  $(G/D)_{cr}$  – foi o fenômeno

que mais atraiu a atenção dos pesquisadores afeitos ao tema em questão. Pudera, o desprendimento de vórtices é o fenômeno físico mais importante do escoamento em torno de cilindros circulares. Como já foi visto, o parâmetro que mostrou maior vigor em governar o fenômeno foi o número de Reynolds, além, é claro, do próprio  $G/D$ . Os resultados das pesquisas, em geral, apontaram um  $(G/D)_{cr}$  em boa concordância com àquele encontrado por Bearman e Zdravkovich (1978). Portanto, na maioria dos casos, pode-se dizer que nas faixas intermediárias e altas do regime subcrítico o desprendimento alternado de vórtices foi suprimido para  $G/D$  próximo de 0,3. No entanto, nas faixas mais baixas do regime subcrítico o comportamento de  $(G/D)_{cr}$  não foi tão consensual. Aqui se pode citar os trabalhos de Price et al. (2002) e Lin et al. (2009) que encontraram valores próximos a 0,5 para  $(G/D)_{cr}$ .

Em relação à influência da camada limite na supressão do desprendimento dos vórtices, pode-se dizer que poucos trabalhos creditaram a essa uma grande importância. A exceção mais evidente foi o trabalho de Taniguchi e Miyakoshi (1990) que mostrou uma forte relação entre a supressão do desprendimento alternado dos vórtices e  $\delta/D$ . Os valores obtidos destoaram fortemente da maioria dos outros trabalhos. Lei et al. (1999), também identificaram uma maior sensibilidade de  $(G/D)_{cr}$  à  $\delta/D$ , porém com resultados sensivelmente diferentes aos de Taniguchi e Miyakoshi (1990). Enquanto a investigação de Lei et al. (1999) apontava que o desprendimento de vórtices tendia a persistir em aberturas menores quando o escoamento incidente tinha camadas limite mais espessas, o de Taniguchi e Miyakoshi (1990) indicava que escoamentos com camadas limite mais espessas suprimiriam o desprendimento de vórtices em  $G/D$  maiores. Apesar da evidente contradição nos resultados, em ambas as investigações foram usadas metodologias semelhantes. Taniguchi e Miyakoshi (1990) usaram tanto as leituras do espectro do  $C_L$  (obtido das pressões flutuantes na superfície do cilindro) quanto os da flutuação da velocidade (obtidos da anemometria de fio quente na esteira do cilindro). Já Lei et al. (1999) usaram somente o primeiro método.

A influência do perfil do escoamento de aproximação no desprendimento dos vórtices sofreu um teste mais extremo com o trabalho de Nishino et al. (2007). Os autores usaram um escoamento praticamente isento de camada limite e também obtiveram resultados em boa concordância com os de Bearman e Zdravkovich (1978), aumentando assim o rol de evidências de que o principal parâmetro governante na supressão dos vórtices nas faixas médias e altas do regime subcrítico seja de fato  $G/D$ .

A Tabela 2 ilustra os resultados de  $(G/D)_{cr}$  obtidos pelos autores citados no texto.

Tabela 2 – Comportamento de  $(G/D)_{cr}$  em função de  $Re$  e  $\delta/D$

| Autor                       | Técnica Utilizada                               | $Re$  | $\delta/D$                             | $(G/D)_{cr}$   |
|-----------------------------|---|---|--|--|
| Taneda, 1965                | Visualização                                    | 170   | -                                      | Entre 0,1 e 0,6  |
| Göktun, 1975                | Anemometria de Fio Quente e Visualização        | $9 \times 10^4 - 2,5 \times 10^5$                           | Não Divulgou                           | Entre 0,25 e 0,5   |
| Bearman e Zdravkovich, 1978 | Anemometria de Fio Quente e Visualização        | $2,5 \times 10^4$ e $4,8 \times 10^4$                       | 0,8                                    | 0,3  |
| Buresti e Lanciotti, 1979   | Anemometria de Fio Quente                       | $0,85 \times 10^5$ e $3 \times 10^5$                        | 0,1                                    | 0,3 - 0,4  |
| Taniguchi e Miyakoshi, 1990 | Anemometria de Fio Quente                       | $9,4 \times 10^4$   | 0,34; 0,93                             | 0,3 $\rightarrow \delta/D = 0,34$<br>0,8 $\rightarrow \delta/D = 0,93$ |
| Lei et al., 1999            | Análise dos Sinais do Espectro de Sustentação   | $1,3 \times 10^4$ e $1,45 \times 10^4$                      | 0,14; 0,25; 0,48;<br>1,06; 1,64 e 2,89 | 0,2 - 0,3  |
| Price et al., 2002          | Anemometria de Filme Quente, PIV e Visualização | $1,2 \times 10^3 - 4,96 \times 10^3$                        | 0,45                                   | 0,5  |
| Wang e Tan, 2008            | PIV e Visualização                              | $1,2 \times 10^4$   | 0,45                                   | 0,3  |
| Nishino et al., 2007        | PIV e Visualização                              | $0,4 \times 10^5$ e $1 \times 10^5$                         | -                                      | 0,35   |
| Oner et al., 2008           | PIV e Visualização                              | $0,84 \times 10^3$ ; $4,15 \times 10^3$ e $9,5 \times 10^3$ | 1,4; 1,5 e 1,6                         | 0,2  |
| Lin et al., 2009            | PIV, FLDV e Visualização                        | $7,8 \times 10^2 - 1,15 \times 10^4$                        | 0,15 - 1,41                            | 0,5  |

(fonte: elaborado pelo autor)

### 3.2.2 Comportamento do número de Strouhal

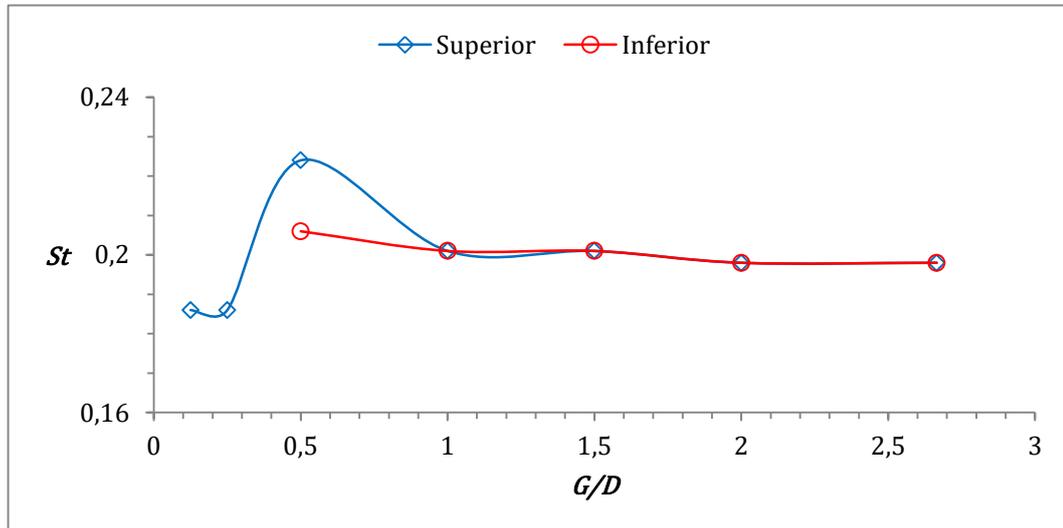
O início do desprendimento alternado de vórtices na esteira de um cilindro circular pode ser detectado pelo pico do espectro dos sinais gerados por uma sonda de fio quente. A periodicidade dessa leitura irá fornecer a informação necessária para o cálculo do número de Strouhal. Nas últimas duas décadas cresceu a utilização de técnicas mais modernas para análise de escoamentos, como a Velocimetria por Imagem de Partículas (PIV). Essas técnicas fornecem uma informação mais precisa sobre o comportamento do desprendimento de vórtices e, conseqüentemente, sobre o número de Strouhal.

Para um cilindro isolado, a literatura indica que na faixa de números de Reynolds que cobrem o regime subcrítico o número de Strouhal situa-se entre 0,18 e 0,22.

Göktun (1975) determinou a frequência dos sinais do fio quente no campo de velocidades da esteira em dois pontos, um próximo à superfície superior do cilindro e o outro entre o cilindro e a placa. Os gráficos da Figura 23 mostram os valores medidos pelo autor para todas as razões de abertura utilizadas. No experimento, todas as medidas feitas para a determinação da

frequência de desprendimento de vórtices foram realizadas para o escoamento com número de Reynolds de  $1,53 \times 10^4$ .

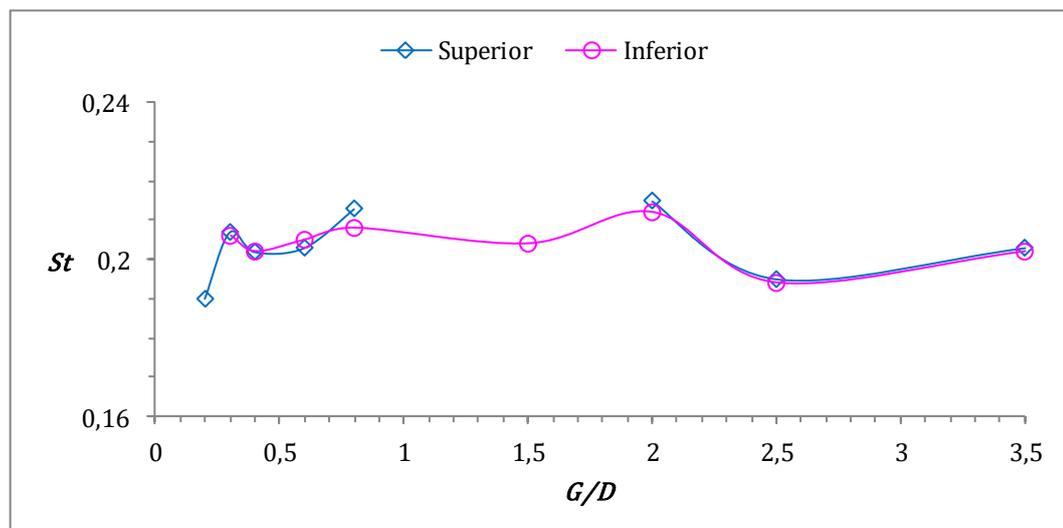
Figura 23 – Gráficos do número de Strouhal  $\times G/D$  obtidos por Göktun (1975)



(fonte: adaptado pelo autor com base nos resultados de GÖKTUN, 1975)

Bearman e Zdravkovich (1978) empregaram a mesma técnica utilizada por Göktun (1975) e observaram que o número de Strouhal não foi afetado por  $G/D$  quando  $G/D \geq (G/D)_{cr}$  (Figura 24).

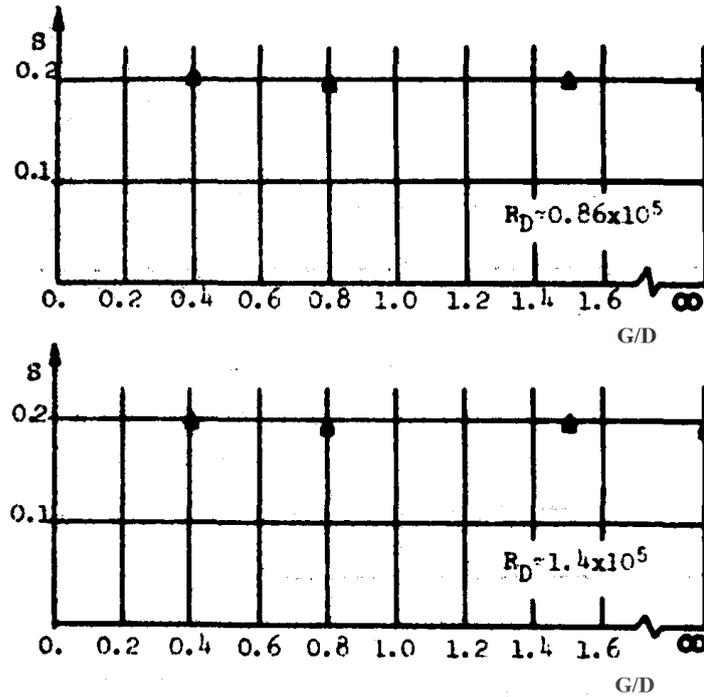
Figura 24 – Gráficos do número de Strouhal  $\times G/D$  obtidos por Bearman e Zdravkovich (1978)



(fonte: adaptado pelo autor com base nos resultados de BEARMAN; ZDRAVKOVICH, 1978)

Buresti e Lanciotti (1979) observaram que o comportamento do número de Strouhal, tanto para o regime subcrítico quanto para o supercrítico (Figura 25), não apresentou qualquer diferença significativa em relação aos valores típicos encontrados para um cilindro isolado quando  $G/D > 0,4$ .

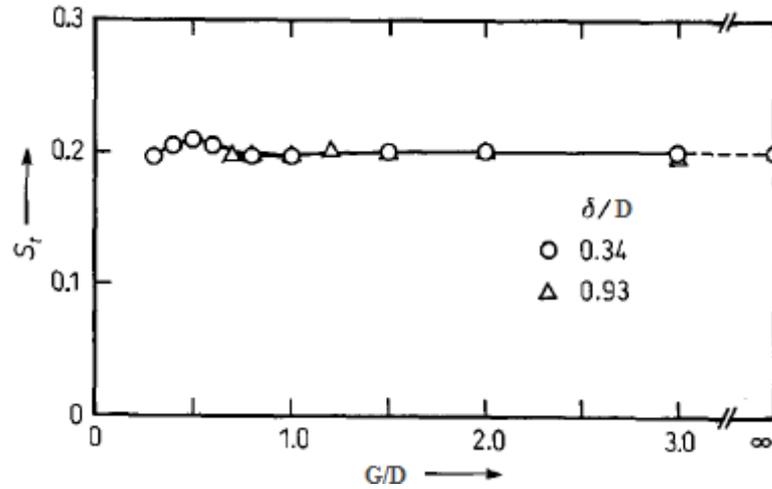
Figura 25 – Gráficos do número de Strouhal  $\times G/D$  obtidos por Buresti e Lanciotti (1979)



(fonte: adaptado de BURESTI; LANCIOTTI, 1979)

Taniguchi e Miyakoshi (1990) concluíram que o número de Strouhal foi quase independente de  $G/D$  e permaneceu semelhante ao valor assumido para um cilindro isolado (Figura 26). Os autores corroboraram na sua investigação os resultados encontrados por Bearman e Zdravkovich (1978).

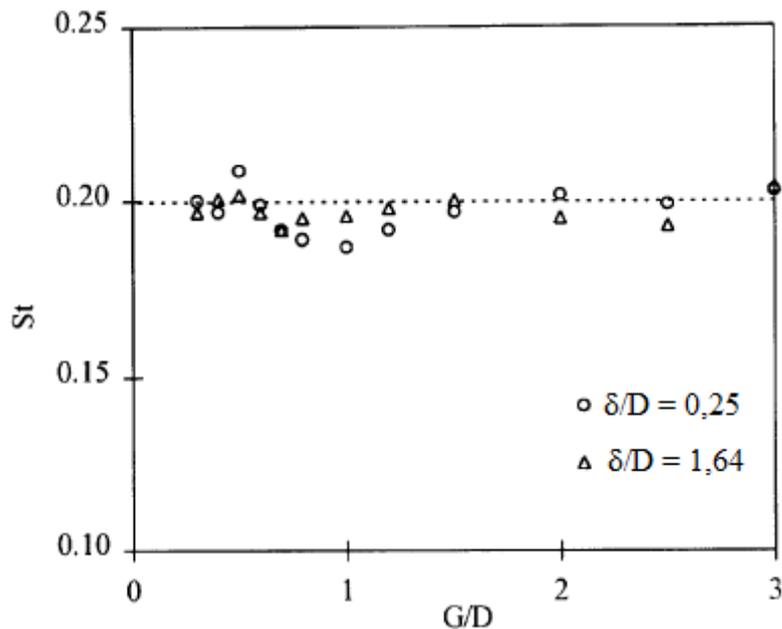
Figura 26 – Gráficos do número de Strouhal  $\times G/D$  obtidos por Taniguchi e Miyakoshi (1990)



(fonte: adaptado de TANIGUCHI; MIYAKOSHI, 1990)

Lei et al. (1999) concluíram que o número de Strouhal não foi afetado de forma relevante com a alteração do perfil de aproximação, e que para aberturas maiores que  $(G/D)_{cr}$  o comportamento seguiu o padrão de um cilindro isolado (Figura 27).

Figura 27 – Gráficos do número de Strouhal  $\times G/D$  obtidos por Lei et al. (1999)

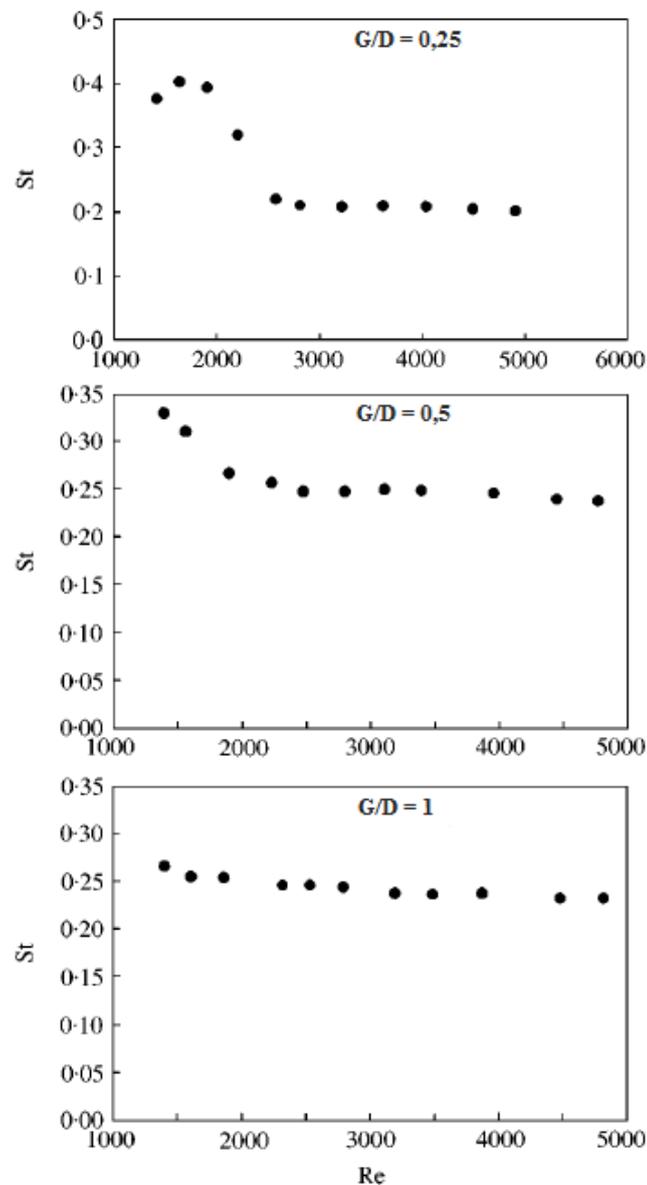


(fonte: adaptado de LEI et al., 1999)

Price et al. (2002) concluíram que a variação do número de Strouhal com  $G/D$  foi muito dependente do número de Reynolds (Figura 28). Eles observaram que em escoamentos com

Reynolds menores do que  $2,6 \times 10^3$  o número de Strouhal (com  $G/D \leq 2,0$ ) foi significativamente maior do que para um cilindro isolado. No entanto, para  $Re \geq 4 \times 10^3$  o número de Strouhal pareceu ser pouco sensível a  $G/D$ . Os autores também chamaram a atenção de que, ao contrário de alguns estudos anteriores, não foi encontrado um  $G/D$  mínimo no qual abaixo dele a periodicidade não tenha sido detectada na esteira. Todavia, a periodicidade a qual se referiram estava associada à camada cisalhante oposta à placa e não ao caso de desprendimento alternado de vórtices (vórtices de Von Kármán).

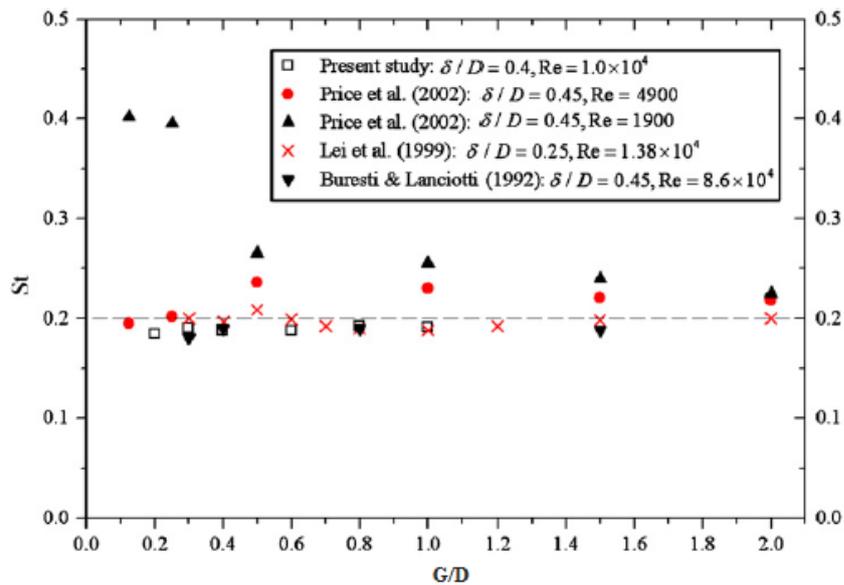
Figura 28 – Gráficos do número de Strouhal  $\times Re$  para diferentes  $G/D$  obtidos por Price et al. (2002)



(fonte: adaptado de PRICE et al., 2002)

Wang e Tan (2008) concluíram que o número de Strouhal, ao contrário dos outros padrões instantâneos do escoamento, mostrou ser insensível a  $G/D$  quando  $G/D > (G/D)_{cr}$ . Nas observações feitas pelos autores, o número de Strouhal se manteve constante em 0,19 para essa faixa de aberturas. Tal valor encontrou boa concordância com os já obtidos em estudos prévios (Figura 29) feitos por Bearman e Zdravkovich (1978), Taniguchi e Miyakoshi (1990) e Lei et al. (1999).

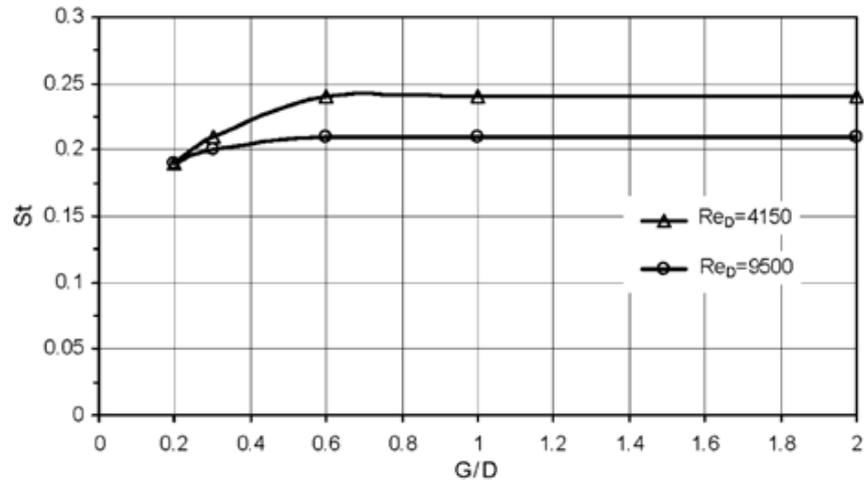
Figura 29 – Gráficos do número de Strouhal  $\times G/D$  obtidos por Wang e Tan (2008)



(fonte: adaptado de WANG; TAN, 2008)

Oner et al. (2008) observaram que para  $G/D \geq 0,6$  o número de Strouhal permaneceu aproximadamente constante em 0,24 ( $Re = 4,15 \times 10^3$ ) e 0,21 ( $Re = 9,5 \times 10^3$ ). Esses valores, segundo os autores, estão de acordo com os resultados encontrados por Price et al. (2002) para a faixa de números de Reynolds acima de  $4 \times 10^3$ . Em aberturas menores ( $G/D < 0,6$ ) o número de Strouhal diminuiu à medida que a abertura foi diminuída. Nessa faixa de aberturas, o número de Strouhal registrou o seu mínimo valor (0,19) em  $G/D = 0,2$ . A Figura 30 mostra os gráficos com os resultados obtidos pelos autores.

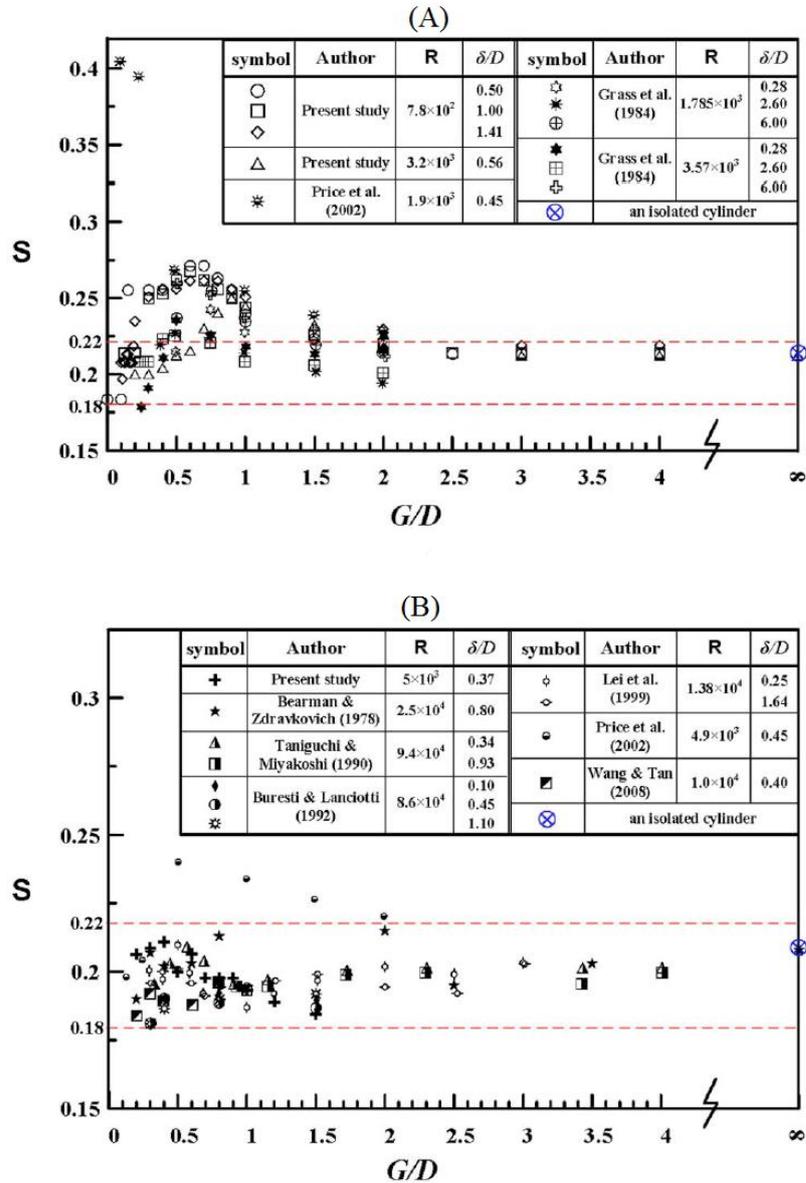
Figura 30 – Gráficos do número de Strouhal  $\times G/D$  obtidos por Oner et al. (2008)



(fonte: ONER et al., 2008)

Lin et al. (2009) observaram que na faixa de Reynolds menor do que  $4 \times 10^3$  o número de Strouhal aumentou quando  $G/D$  diminuiu. Nessa mesma faixa de Reynolds, o número de Strouhal alcançou o seu valor máximo em  $G/D \approx 0,5$  e a partir desse limite iniciou uma trajetória de queda, acompanhando a diminuição de  $G/D$ . Para a faixa de Reynolds maior do que  $4 \times 10^3$ , o estudo mostrou que o número de Strouhal aumentou quando  $G/D$  diminuiu. No entanto, essa variação ficou menos evidente nesta faixa de Reynolds devido à menor sensibilidade do  $St$  à  $G/D$  (Figura 31).

Figura 31 – Gráficos do número de Strouhal  $\times G/D$ : (A)  $Re < 4 \times 10^3$ ; (B)  $Re \geq 4 \times 10^3$  – obtidos por Lin et al. (2009)



(fonte: adaptado de LIN et al., 2009)

Devido a sua grande importância prática, o comportamento do número de Strouhal também despertou um profundo interesse dos pesquisadores na série de publicações aqui apresentadas. A sua determinação se dá de forma indireta, através da leitura da frequência de desprendimento dos vórtices na esteira do cilindro.

Na maioria dos trabalhos publicados sobre o tema, o número de Strouhal foi governado basicamente pelo número de Reynolds. A influência da presença da placa não foi relevante

nas faixas médias e altas do regime subcrítico, como mostram os trabalhos de Göktun (1975), Bearman e Zdravkovich (1978), Buresti e Lanciotti (1979), Taniguchi e Miyakoshi (1990), Lei et al. (1999) e Wang e Tan (2008). No entanto, nas faixas mais baixas a influência da placa pareceu ser determinante. Por outro lado, Taniguchi e Miyakoshi (1990) e Lei et al. (1999) também mostraram que a espessura da camada limite ( $\delta/D$ ) se mostrou irrelevante em relação ao comportamento do número de Strouhal.

Na faixa mais baixa do regime subcrítico as pesquisas apontaram que tanto o  $Re$  quanto  $G/D$  governaram o comportamento do número de Strouhal. O trabalho pioneiro de Price et al. (2002) no uso da técnica de PIV para este tipo de escoamento indicou que o número de Strouhal em  $Re \leq 2,6 \times 10^3$  foi significativamente maior do que se observa em um cilindro circular isolado quando  $G/D \leq 2$ . No entanto, os mesmos autores indicaram uma insensibilidade do número de Strouhal à presença da placa para a faixa de números de Reynolds maiores do que  $4 \times 10^3$ . Consequentemente, os resultados obtidos por Price et al. (2002) nessa faixa de  $Re$  tiveram uma boa concordância com aqueles obtidos pelos trabalhos anteriores. Essa insensibilidade do número de Strouhal observada por Price et al. (2002) também foi percebida por Oner et al. (2008), com exceção de uma pequena faixa de aberturas compreendida entre  $0,2 < G/D < 0,6$ , e mesmo assim de forma incipiente. Lin et al. (2009) também relataram comportamentos distintos para diferentes intervalos de  $Re$ . Em  $Re = 7,8 \times 10^2$  o aumento do  $St$  se deu de forma expressiva quando a distância da placa caiu para  $G/D = 0,5$ , mostrando um comportamento semelhante ao observado por Price et al. (2002) para  $Re = 1,9 \times 10^3$ . Já para o escoamento com  $Re = 5 \times 10^3$  o aumento do  $St$  foi bastante sutil, similar ao observado por Taniguchi e Miyakoshi (1990) na faixa intermediária do intervalo subcrítico.

O trabalho de Buresti e Lanciotti (1979) foi o único dessa série a alcançar a faixa crítica de números de Reynolds, porém também não foi capaz de detectar qualquer alteração do comportamento do número de Strouhal quando comparado com a faixa média e alta do regime subcrítico.

A Tabela 3 ilustra o comportamento do número de Strouhal, para alguns intervalos notáveis, observado pelos autores citados no texto.

Tabela 3 – Comportamento do número de Strouhal

| Autor                       | Técnica Utilizada  | $Re$   | $\delta/D$                             | $St$  |
|-----------------------------|--|--|--|---|
| Göktun, 1975                | Espectro da Anemometria de Fio Quente                          | $9,0 \times 10^4 - 2,5 \times 10^5$                        | Não Divulgou                           | $St \approx 0,2 \rightarrow G/D > 0,125$  |
| Bearman e Zdravkovich, 1978 | Espectro da Anemometria de Fio Quente                          | $2,5 \times 10^4$ e $4,8 \times 10^4$                      | 0,8                                    | $St \approx 0,2 \rightarrow G/D > 0,3$  |
| Buresti e Lanciotti, 1979   | Espectro da Anemometria de Fio Quente                          | $8,5 \times 10^4$ e $3 \times 10^5$                        | 0,1                                    | $St \approx 0,2 \rightarrow G/D > 0,4$  |
| Taniguchi e Miyakoshi, 1990 | Espectro da Anemometria de Fio Quente<br>Espectro do $C_L$     | $9,4 \times 10^4$  | 0,34; 0,93                             | $St \approx 0,2 \rightarrow G/D > 0,4$  |
| Lei et al., 1999            | Espectro do $C_L$  | $1,3 \times 10^4$ e $1,45 \times 10^4$                     | 0,14; 0,25; 0,48;<br>1,06; 1,64 e 2,89 | $St \approx 0,2 \rightarrow G/D > 0,3$  |
| Price et al., 2002          | Espectro da Anemometria de Filme Quente,<br>PIV e Visualização | $1,2 \times 10^3 - 4,96 \times 10^3$                       | 0,45                                   | $0,27 < St < 0,4 \rightarrow Re = 1900 \rightarrow G/D < 0,5$<br>$St \approx 0,24 \rightarrow Re = 4900 \rightarrow G/D = 0,5$    |
| Wang e Tan, 2008            | PIV  | $1,2 \times 10^4$  | 0,45                                   | $St \approx 0,19 \rightarrow G/D > 0,3$   |
| Oner et al., 2008           | PIV  | $8,4 \times 10^2$ ; $4,15 \times 10^3$ e $9,5 \times 10^3$ | 1,4; 1,5 e 1,6                         | $St \approx 0,24 (Re = 4,15 \times 10^3) \rightarrow G/D > 0,6$<br>$St \approx 0,21 (Re = 9,5 \times 10^3) \rightarrow G/D > 0,6$ |
| Lin et al., 2009            | PIV, FLDV  | $7,8 \times 10^2 - 1,15 \times 10^4$                       | 0,15 - 1,41                            | $St \approx 0,27 (Re = 7,8 \times 10^2) \rightarrow G/D \approx 0,6$  |

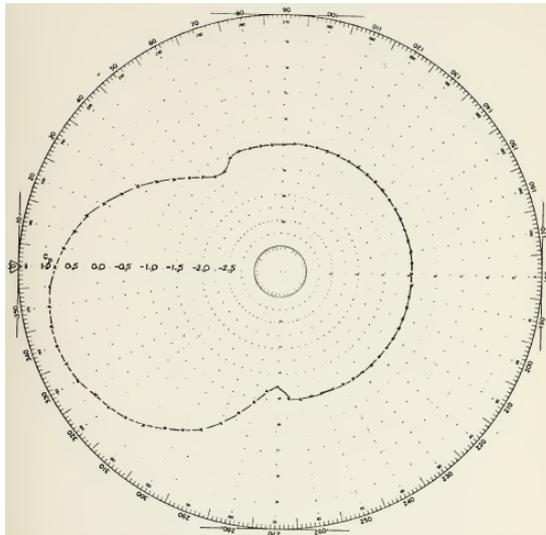
(fonte: elaborado pelo autor)

### 3.2.3 Comportamento das pressões médias

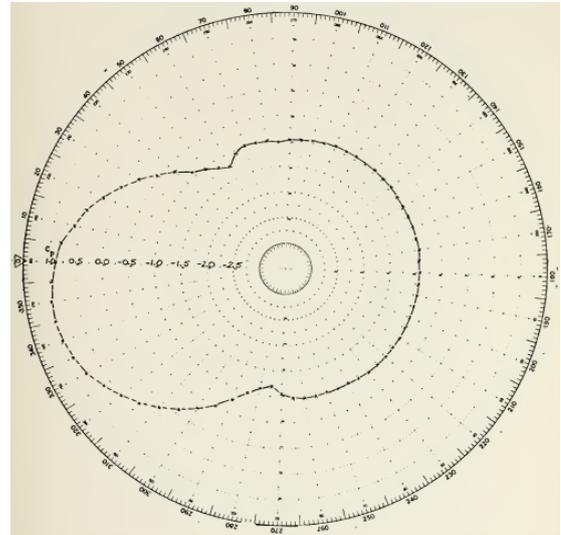
Para a obtenção dos coeficientes de pressão na superfície de um corpo imerso em uma corrente de fluido, geralmente são usadas tomadas de pressão conectadas a um dispositivo de medida. Esse dispositivo pode ser um manômetro a líquido ou um sensor elétrico (transdutor). A medida da pressão em um grande número de pontos sobre a superfície dará um mapa detalhado da distribuição de pressões sobre o corpo em estudo.

Göktun (1975) mediu as pressões na superfície do cilindro para algumas razões de abertura e mostrou que a influência da placa se manifestou apenas para  $G/D < 0,5$ . Em aberturas maiores o diagrama de pressões apresentou um comportamento similar ao de um cilindro isolado. Quando  $G/D < 0,5$ , o campo de pressões passou a apresentar um comportamento assimétrico, com uma notável mudança no ponto de estagnação. Na medida em que  $G/D$  diminuiu, o ponto de estagnação girou no sentido da placa (Figura 32).

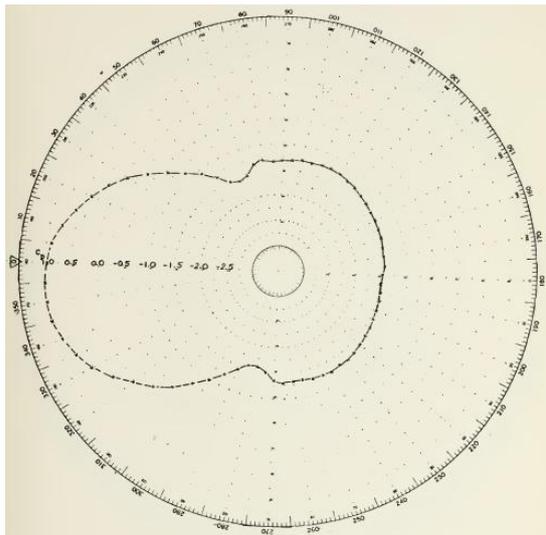
Figura 32 – Diagramas dos  $C_p$  médios sobre a superfície do cilindro obtidos por Göktun (1975)



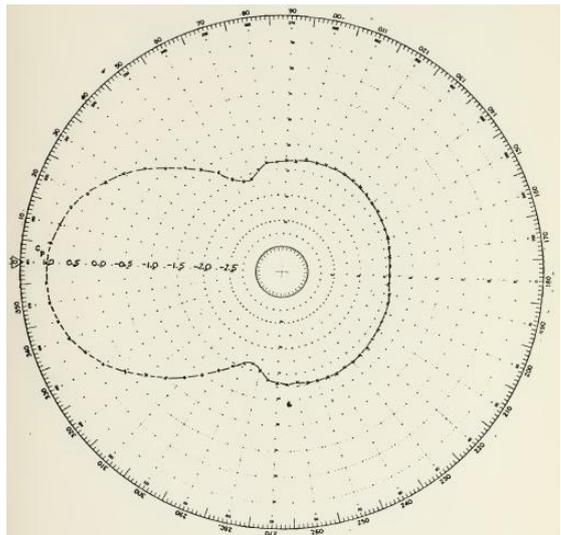
$G/D = 0,125$



$G/D = 0,25$



$G/D = 0,5$



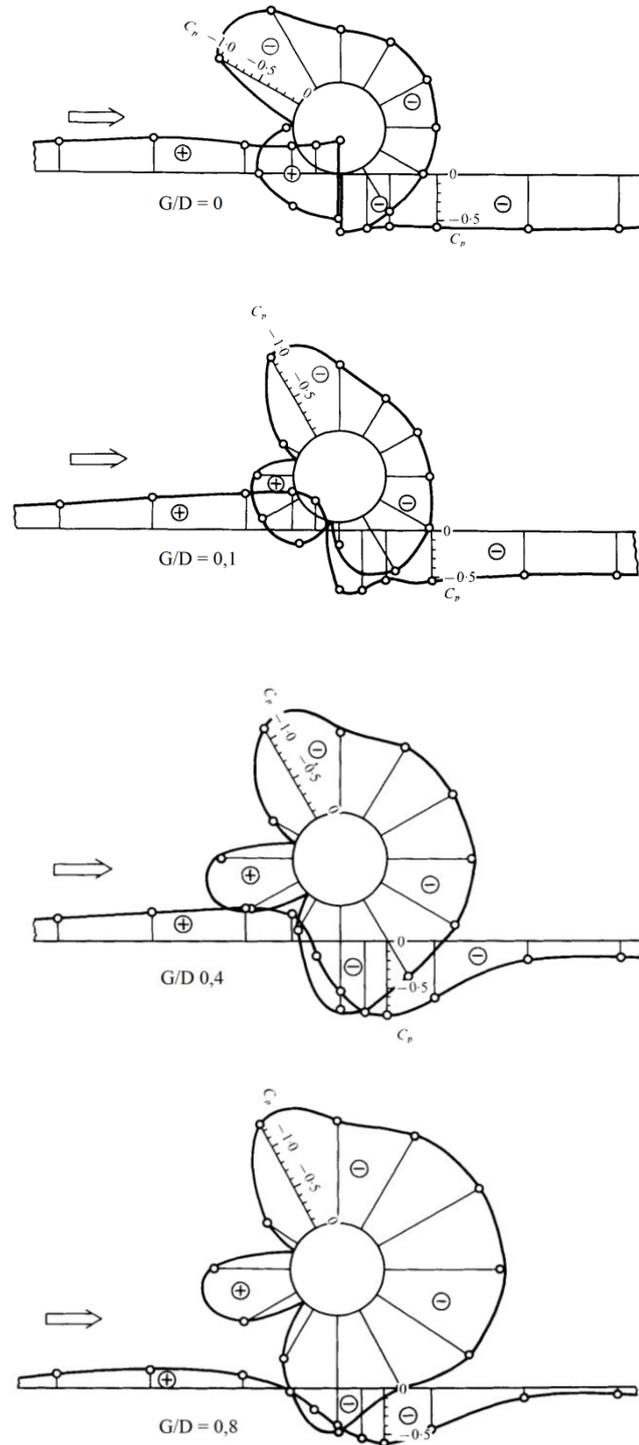
$G/D = 1,0$

(fonte: adaptado de GÖKTUN, 1975)

Bearman e Zdravkovich (1978) mediram as pressões nas superfícies do cilindro e da placa e apresentaram os seus resultados também de forma gráfica. Eles relataram que a influência da proximidade da placa na distribuição das pressões no cilindro se fez notar quando  $G/D < 0,4$ . Eles, assim como Göktun (1975), observaram uma assimetria considerável na distribuição das pressões e o deslocamento do ponto de estagnação em direção à placa (Figura 33). O efeito combinado da mudança no ponto de estagnação e a assimetria no mapa das pressões provocaram o aparecimento de uma força resultante que tendeu a repelir o cilindro para longe

da placa. Os autores também concluíram que a distribuição das pressões teve uma boa concordância com os resultados obtidos anteriormente por Göktun (1975).

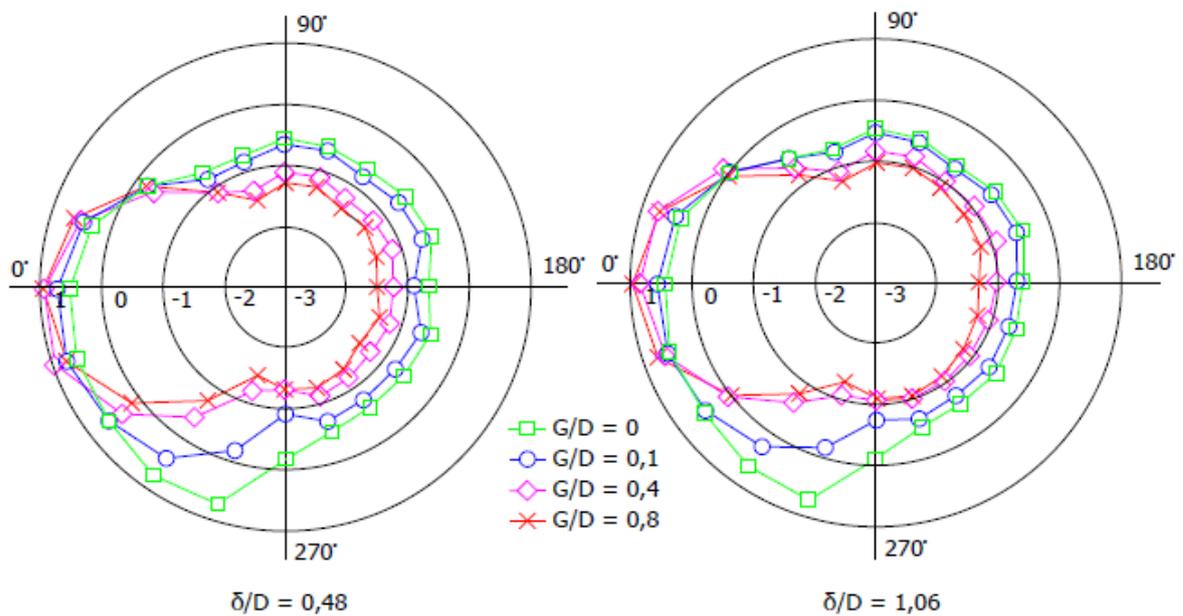
Figura 33 – Diagramas dos  $C_p$  médios sobre as superfícies do cilindro e da placa obtidos por Bearman e Zdravkovich (1978)



(fonte: adaptado de BEARMAN; ZDRAVKOVICH, 1978)

Lei et al. (1999) concluíram que a influência de  $G/D$  foi muito forte na distribuição das pressões e que tanto  $G/D$  como  $\delta/D$  podem alterar o diagrama de pressões e o ponto de estagnação. Percebe-se pelos diagramas (Figura 34) que a influência de  $\delta/D$  foi maior quando  $G/D$  era pequeno e que camadas limite mais delgadas tenderam a alterar de forma mais significativa a distribuição das pressões. Os autores também concluíram que a distribuição das pressões, em geral, estava de acordo com o estudo de Bearman e Zdravkovich (1978).

Figura 34 – Diagramas dos  $C_p$  médios sobre a superfície do cilindro obtidos por Lei et al. (1999)



(fonte: adaptado de LEI et al., 1999)

Apesar do pouco interesse demonstrado pelos pesquisadores em investigar o comportamento das pressões médias sobre a superfície de um cilindro sob a influência de um contorno plano, é possível aprender muito sobre a interação do cilindro com alguns outros fenômenos físicos de grande importância prática através da inspeção de um diagrama de pressões. São os casos, principalmente, dos coeficientes de arrasto e de sustentação. Todos os três trabalhos aqui citados indicaram um comportamento bastante semelhante entre si. No entanto, apenas o trabalho mais recente, o de Lei et al. (1999), comparou a influência da espessura da camada limite de aproximação na distribuição das pressões. Percebe-se que é possível identificar de forma sutil a influência que têm a proximidade da placa e a espessura da camada limite do escoamento de aproximação sobre a distribuição das pressões.

Quanto à influência do número de Reynolds na distribuição das pressões, Göktun (1975) não percebeu qualquer efeito nos três números de Reynolds usados por ele para estudar o comportamento das pressões em  $G/D = 0,125$ . As medidas feitas por Göktun (1975) nessa abertura foram realizadas com o eixo do cilindro a uma distância de  $4D$  do bordo de ataque da placa e, provavelmente, a camada limite nesse ponto era de pequena espessura. Nos outros dois estudos não foi possível comparar a influência do número de Reynolds no comportamento das pressões no cilindro. Bearman e Zdravkovich (1978) optaram por fazer essas medidas preferencialmente em  $Re = 4,8 \times 10^4$  e Lei et al. (1999) utilizaram uma faixa muito estreita de valores de  $Re$ .

A Tabela 4 ilustra o comportamento do coeficiente de pressão sobre a superfície do cilindro observado pelos autores citados no texto.

Tabela 4 – Comportamento do coeficiente de pressão

| Autor                       | Técnica Utilizada  | $Re$                                   | $\delta/D$                             | Diagrama de $C_p$                                  |
|-----------------------------|--------------------|--|--|--|
| Göktun, 1975                | Tomadas de Pressão | $9,0 \times 10^4 - 2,5 \times 10^5$    | Não Divulgou                           | Similar ao de um Cilindro Isolado para $G/D > 0,5$ |
| Bearman e Zdravkovich, 1978 | Tomadas de Pressão | $2,5 \times 10^4$ e $4,8 \times 10^4$  | 0,8                                    | Similar ao de um Cilindro Isolado para $G/D > 0,4$ |
| Lei et al., 1999            | Tomadas de Pressão | $1,3 \times 10^4$ e $1,45 \times 10^4$ | 0,14; 0,25; 0,48;<br>1,06; 1,64 e 2,89 | Similar ao de um Cilindro Isolado para $G/D > 0,4$ |

(fonte: elaborado pelo autor)

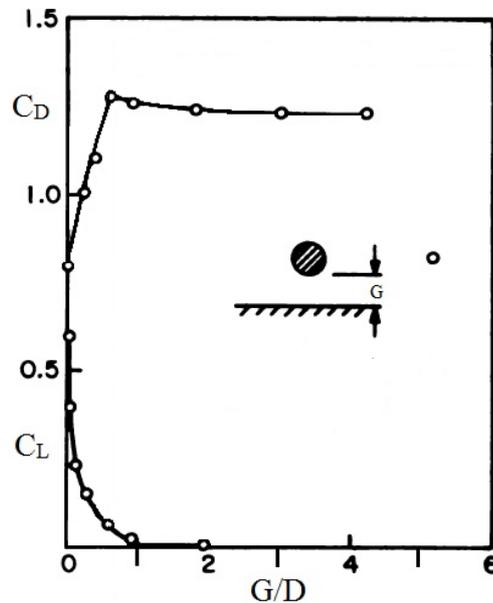
### 3.2.4 Comportamento dos coeficientes de arrasto e de sustentação

Para a obtenção dos coeficientes de arrasto e de sustentação médios em um ensaio em um túnel de vento, geralmente são usadas duas metodologias. O primeiro método consiste na decomposição desses coeficientes através da integração numérica dos dados do campo de pressões, sem considerar os efeitos das tensões viscosas. Já o segundo método emprega a determinação direta através do uso de balanças com extensômetros (células de carga).

Roshko et al. (1975) obtiveram os coeficientes de arrasto e de sustentação a partir dos coeficientes de pressão na superfície do cilindro. Os autores observaram um comportamento peculiar no coeficiente de arrasto ao aproximarem o cilindro da placa. Eles perceberam que o coeficiente permaneceu praticamente inalterado para  $G/D > \sim 0,6$ ; porém, para aberturas menores do que essa o arrasto teve uma queda pronunciada e abrupta (Figura 35). A presença

da placa também foi sentida na manifestação do coeficiente de sustentação; no entanto a influência foi percebida mais prematuramente, para  $G/D$  ao redor de 1.

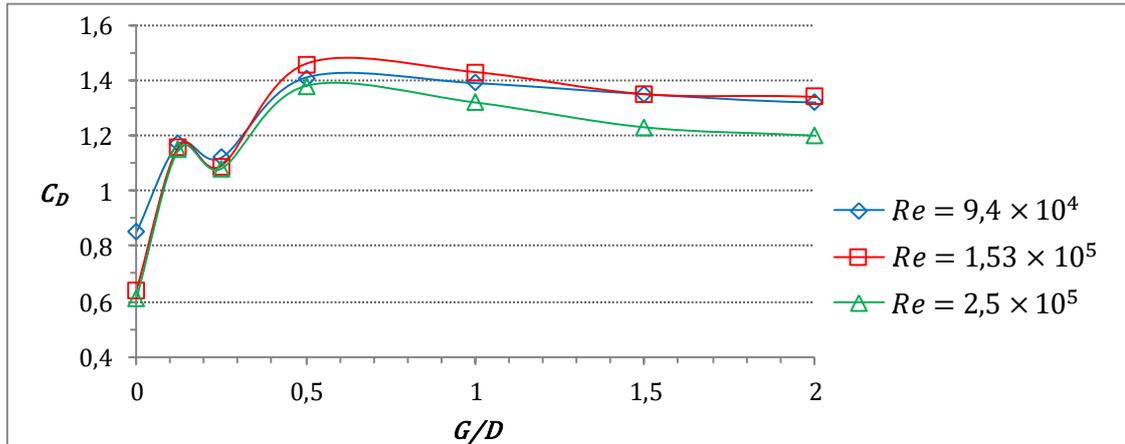
Figura 35 – Gráficos do  $C_D$  e do  $C_L \times G/D$  obtidos por Roshko et al. (1975)



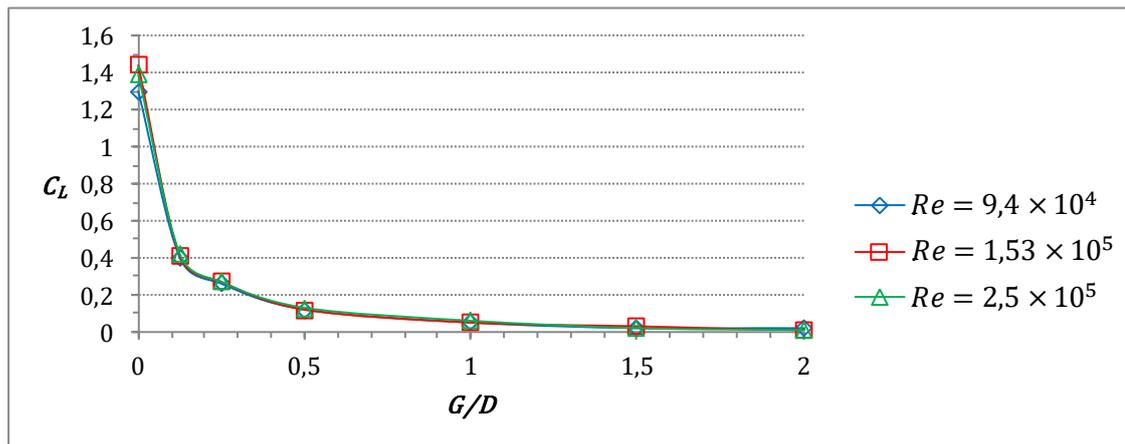
(fonte: adaptado de ROSHKO et al., 1975)

Göktun (1975) obteve os coeficientes de arrasto e de sustentação através da integração dos dados de pressão na superfície do cilindro (Figura 36). O autor chamou a atenção de que para todos os números de Reynolds ensaiados, e ao se afastar o cilindro da placa, o coeficiente de arrasto partiu de um valor mínimo ( $G/D = 0$ ) e depois cresceu rapidamente até alcançar um máximo relativo ( $0 < G/D < 0,125$ ). Em seguida entrou em nova trajetória de queda até atingir um mínimo relativo, para então voltar a crescer novamente e assumir um valor máximo em  $G/D = 0,5$ . A partir daí, caiu suavemente até um valor constante (para  $G/D$  acima de 2).

Com relação ao coeficiente de sustentação, Göktun (1975) observou que ele atingiu o seu máximo valor quando o cilindro encontrava-se junto à placa. À medida que  $G/D$  aumentou, o coeficiente de sustentação caiu abruptamente para um valor pequeno (em  $G/D = 0,125$ ). A partir desse ponto a queda foi menos pronunciada, até assumir valores próximos de zero, para  $G/D > 2$  (Figura 37).

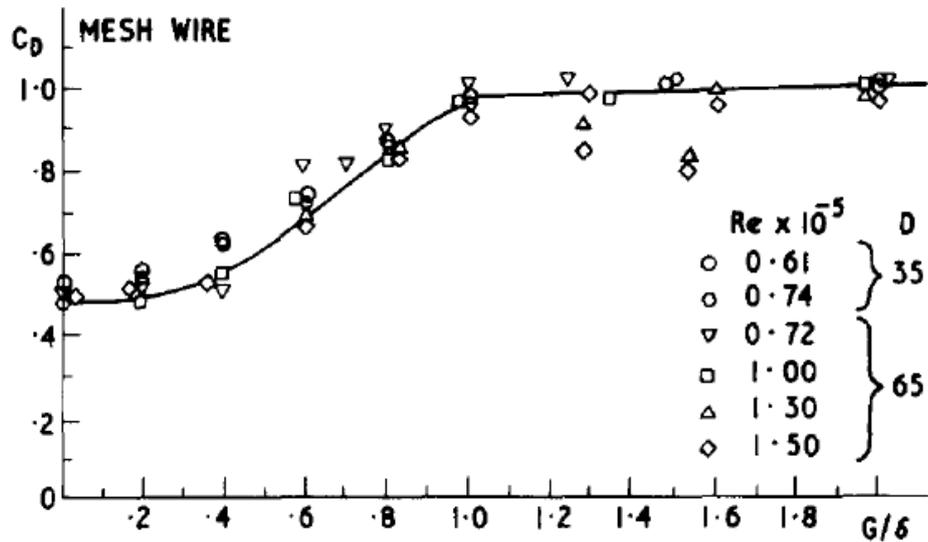
Figura 36 – Gráficos do  $C_D \times G/D$  obtidos por Göktun (1975)

(fonte: adaptado pelo autor com base nos resultados de GÖKTUN, 1975)

Figura 37 – Gráficos do  $C_L \times G/D$  obtidos por Göktun (1975)

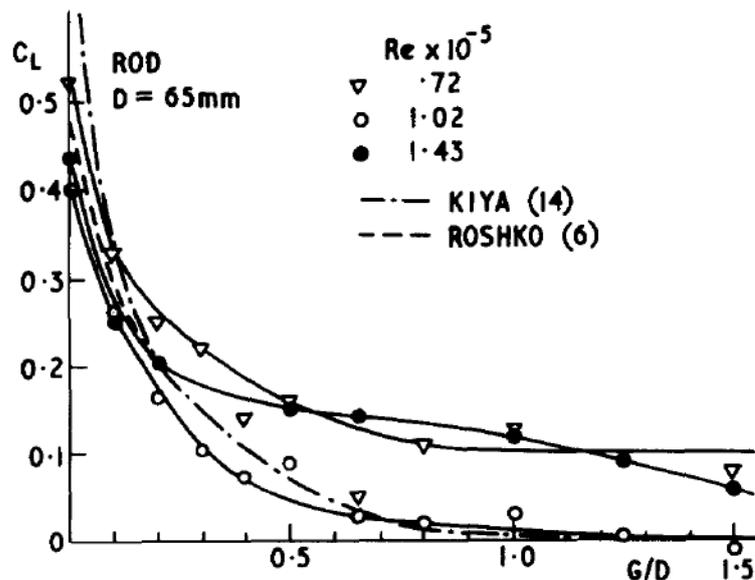
(fonte: adaptado pelo autor com base nos resultados de GÖKTUN, 1975)

Zdravkovich (1985) usou os dados obtidos por uma célula de carga para calcular os coeficientes de arrasto e de sustentação. Dois cilindros com diâmetros de 35 e 65 mm cobriram duas faixas de números de Reynolds. O cilindro menor cobriu o Reynolds a partir de  $4,8 \times 10^4$  e o maior entre  $7,2 \times 10^4$  e  $1,4 \times 10^5$ , com uma incerteza de  $\pm 3000$  para o primeiro e  $\pm 2000$  para o segundo. Zdravkovich (1985) concluiu que o arrasto quase não foi afetado por  $G/D$  até  $G$  atingir a espessura da camada limite de aproximação ( $G = \delta$ ). Por esse motivo, ele entendeu ser mais conveniente relacionar o arrasto com a razão entre a abertura e a espessura da camada limite ( $G/\delta$ ). A Figura 38 mostra os resultados obtidos pelo autor para o coeficiente de arrasto em relação a  $G/\delta$  para uma camada limite gerada por uma malha de fios.

Figura 38– Gráficos do  $C_D \times G/\delta$  obtidos por Zdravkovich (1985)

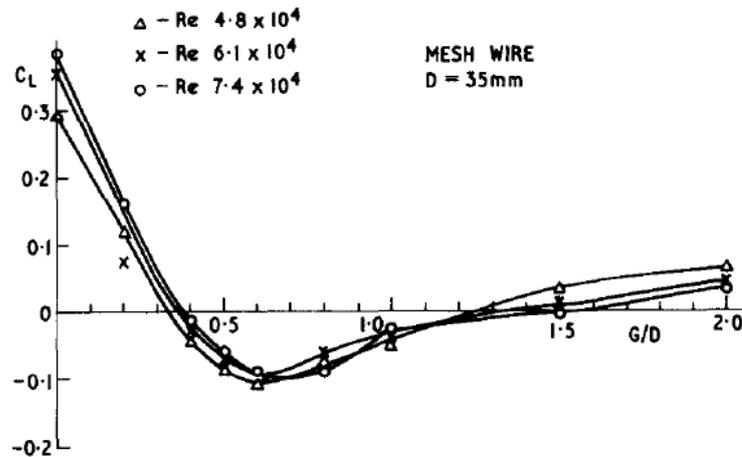
(fonte: ZDRAVKOVICH, 1985)

Em relação ao coeficiente de sustentação, Zdravkovich (1985) concluiu que ele foi fortemente dependente de  $G/D$ , porém também exibiu uma dependência complexa em relação às características da camada limite incidente (Figura 39). O comportamento mais anômalo foi observado para o conjunto composto pelo cilindro de 35 mm e pelas camadas limite geradas por uma malha de fios (Figura 40).

Figura 39 – Gráficos do  $C_L \times G/D$  para uma camada limite gerada por uma haste de seção circular obtidos por Zdravkovich (1985)

(fonte: ZDRAVKOVICH, 1985)

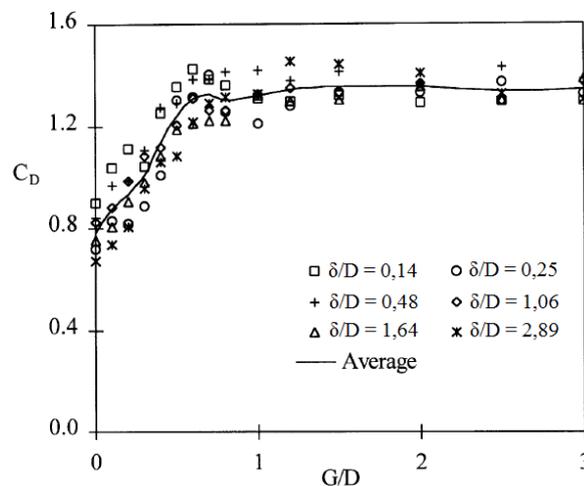
Figura 40 – Gráficos do  $C_L \times G/D$  para uma camada limite de aproximação gerada por uma malha de fios obtidos por Zdravkovich (1985)



(fonte: ZDRAVKOVICH, 1985)

Lei et al. (1999) concluíram que o coeficiente de arrasto foi fortemente dependente do coeficiente de pressão de base. Eles perceberam que quando o cilindro encontrava-se em contato com a placa, ocorria a condição de arrasto mínimo e de máxima pressão de base. Quando o cilindro era afastado da placa a pressão de base se reduzia e o arrasto aumentava. Eles também observaram que em uma pequena faixa de aberturas ( $G/D = 0,6 - 0,7$ ) o  $C_D$  era ligeiramente maior para camadas limite mais delgadas. Para  $G/D$  superiores a 1, os autores concluíram que o coeficiente de arrasto era aproximadamente constante para todas as espessuras de camada limite utilizadas. Os valores obtidos de  $C_D$  para as diversas espessuras de camada limite utilizadas pelos autores são mostrados no gráfico da Figura 41.

Figura 41 – Gráficos do  $C_D \times G/D$  obtidos por Lei et al. (1999)

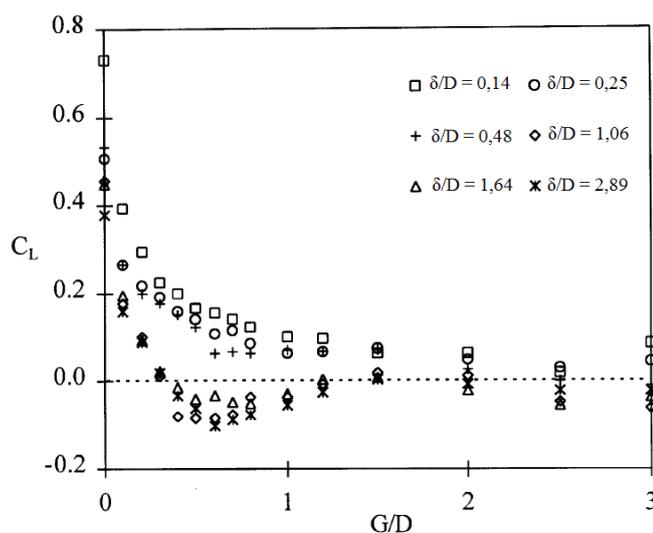


(fonte: LEI et al., 1999)

Em relação ao coeficiente de sustentação, Lei et al. (1999) concluíram que, de forma geral, ele foi governado por  $G/D$  (Figura 42). No entanto, os autores ressaltaram que os efeitos da placa se tornaram limitados quando  $G/D \geq 1,5$  e praticamente irrelevantes para  $G/D \geq 2$ . Eles também observaram que quando o cilindro foi afastado da placa o  $C_L$  diminuiu mais rapidamente quando foram usadas as camadas limite espessadas por uma haste posicionada próxima ao bordo de ataque da placa ( $\delta/D = 1,06$ ;  $1,64$  e  $2,89$ ). Efeito semelhante também foi observado por Zdravkovich (1985) quando ele usou uma malha de fios para espessar a camada limite.

Lei et al. (1999) notaram que os valores do coeficiente de sustentação apresentaram uma grande dispersão para  $G/D = 0$ . Segundo eles, a causa seria a existência de um tênue escoamento entre a placa e o cilindro. Esse efeito, segundo eles, somente seria minimizado caso fosse possível selar essa pequena abertura.

Figura 42 – Gráficos do  $C_L \times G/D$  obtidos por Lei et al. (1999)



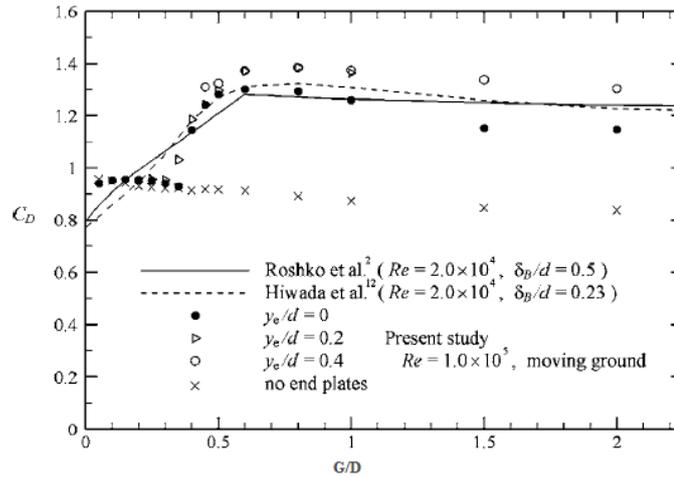
(fonte: adaptado de LEI et al., 1999)

Nishino et al. (2007) ensaiaram um cilindro com placas terminais arranjadas de três formas distintas e obtiveram resultados não muito discrepantes para o comportamento do coeficiente de arrasto e do de sustentação.

Eles concluíram que a redução do arrasto estava diretamente relacionada à interrupção do desprendimento regular de vórtices na esteira. Os experimentos revelaram que o arrasto se manteve praticamente constante (com o valor mais baixo levemente inferior a 1) quando

$G/D < 0,35$ . Porém, quando  $G/D$  foi aumentado para próximo de 0,5, houve uma rápida elevação do arrasto (Figura 43). O patamar alcançado para  $G/D > 0,5$  (no entorno de 1,3) teve boa concordância com os resultados anteriores de Göktun (1975) e Lei et al. (1999).

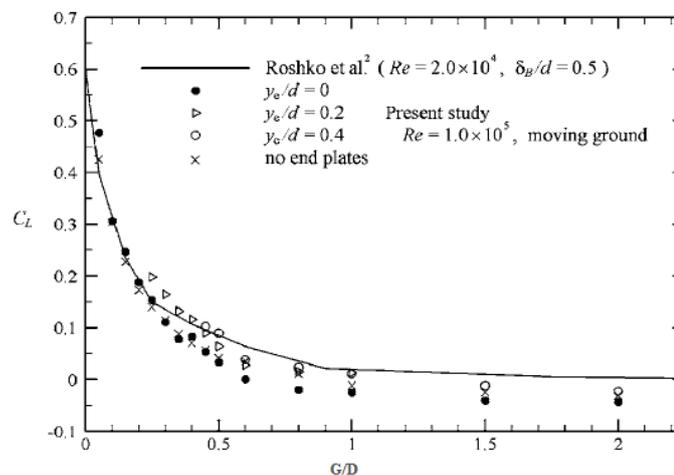
Figura 43 – Gráficos do  $C_D \times G/D$  obtidos por Nishino et al. (2007)



(fonte: adaptado de NISHINO et al., 2007)

Nishino et al. (2007) observaram que o coeficiente de sustentação também seguiu um padrão de comportamento semelhante ao estudo de Göktun (1975). A sustentação partiu de um máximo de 0,6 (para  $G/D = 0$ ) e caiu de forma abrupta para  $G/D$  entre 0 e 0,3. Para aberturas maiores, a curva manteve a tendência de queda, porém de forma mais suave, até alcançar um patamar estável, próximo de zero para  $G/D > 1$  (Figura 44).

Figura 44 – Gráficos do  $C_L \times G/D$  obtidos por Nishino et al. (2007)



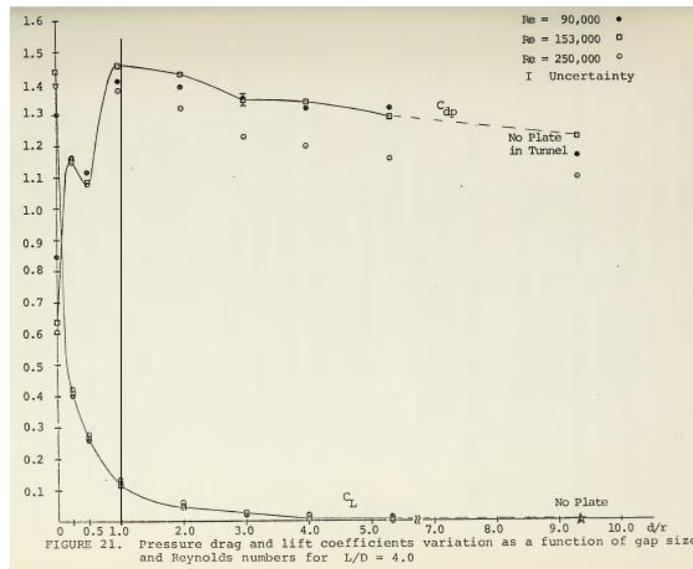
(fonte: adaptado de NISHINO et al., 2007)

Desde o trabalho de Roshko et al. (1975), os resultados das investigações já indicavam uma possível dependência do coeficiente de arrasto em relação à espessura da camada limite do escoamento de aproximação. Roshko et al. (1975) observaram que o coeficiente de arrasto decresceu rapidamente quando o cilindro começou a imergir na camada limite. Eles creditaram essa queda à interferência da parede no desprendimento dos vórtices e à influência do escoamento de baixa energia da camada limite. O cilindro circular ensaiado por eles tinha um diâmetro de duas polegadas ( $\approx 50$  mm) e a espessura da camada limite foi estimada em uma polegada ( $\delta = 0,5D$ ). Pouco tempo depois, Göktun (1975) encontrou resultados semelhantes aos de Roshko et al. (1975), tanto para o arrasto quanto para a sustentação. No entanto, Göktun (1975) não indicou no seu trabalho a espessura da camada limite e tampouco utilizou artifícios para espessá-la. Nos experimentos de Göktun (1975) o cilindro foi posicionado em regiões próximas ao bordo de ataque da placa, em distâncias de  $2D$ ,  $4D$  e  $8D$ . A título de comparação, no trabalho de Lei et al. (1999) as três camadas limite que tiveram o seu desenvolvimento de forma totalmente natural foram obtidas também na porção inicial da placa. Os pontos onde foi posicionado o eixo do cilindro ensaiado por Lei et al. (1999) estavam em distâncias de  $2D$ ,  $3D$  e  $11D$  do bordo de ataque, gerando camadas limite com espessuras de  $0,14D$ ,  $0,24D$  e  $0,48D$ , respectivamente. Em ambos os trabalhos as placas foram descritas pelos autores como sendo lisas. Göktun (1975) utilizou uma placa de plexiglass (acrílico) e Lei et al. (1999) usaram uma de madeira. Essa comparação permite sugerir que o perfil da camada limite obtido por Göktun (1975) talvez não tivesse espaço suficiente para alcançar espessuras da ordem de grandeza do diâmetro do cilindro. Nos gráficos que mostram o comportamento do coeficiente de arrasto (Figura 45) obtidos por Göktun (1975) pode-se supor que, a exemplo dos resultados e das conclusões fornecidas por Roshko et al. (1975), a queda pronunciada do arrasto também pode ser creditada à imersão do cilindro na camada limite. Um indício que pode reforçar essa hipótese é dado por Bearman e Zdravkovich (1978) ao analisarem o comportamento do coeficiente de pressão de base em relação a  $G/D$ . Os autores compararam os dados obtidos por eles com os de Göktun (1975) e os resultados mostraram uma tendência semelhante nos dois escoamentos. Nos gráficos da

Figura 46 se pode observar que o coeficiente de pressão de base ( $C_{pb}$ ) manteve um valor constante em relação à queda de  $G/D$  em uma larga faixa de valores; no entanto, quando a abertura cai além de certo valor, ocorre um súbito aumento no  $C_{pb}$ . Ao se comparar então este gráfico com aquele apresentado por Göktun (1975) – Figura 45 – nota-se que o repentino

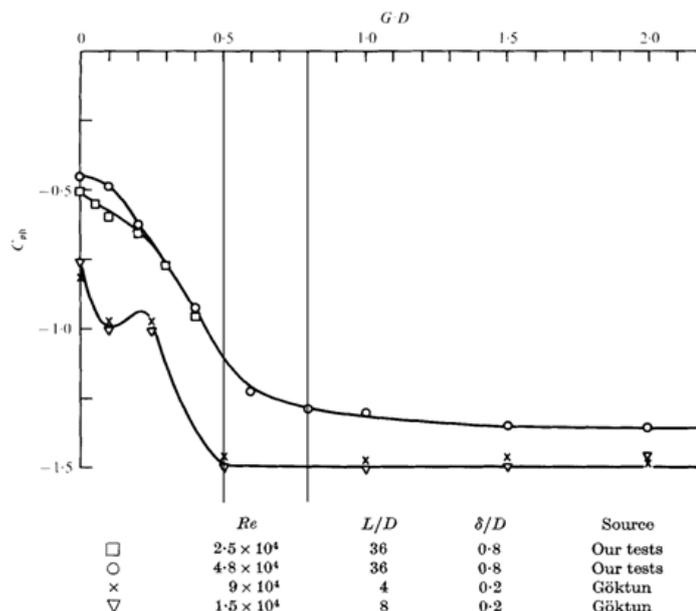
aumento do  $C_{pb}$  coincide com a queda abrupta do valor do  $C_D$  de seu valor máximo. No trabalho de Bearman e Zdravkovich (1978) foi usado um perfil de camada limite com espessura de  $0,8D$ ; isso pode sugerir que o perfil de camada limite obtido por Göktun (1975) tinha uma espessura próxima àquela obtida por Roshko et al. (1975), ou talvez fosse ainda mais delgado.

Figura 45 – Gráficos do  $C_D$  e do  $C_L \times 2G/D$  ( $d/r$ ) obtidos por Göktun (1975)



(fonte: adaptado de GÖKTUN, 1975)

Figura 46 – Gráficos do  $C_{pb} \times G/D$  obtidos por Bearman e Zdravkovich (1978)



(fonte: adaptado de BEARMAN; ZDRAVKOVICH, 1978)

A influência da espessura do perfil de camada limite da placa no comportamento do arrasto fica mais evidente no trabalho de Zdravkovich (1985). Nele, o autor constatou que o arrasto apresentou um valor aproximadamente constante quando o cilindro estava fora da camada limite. No entanto, quando o cilindro foi movido para o interior da camada limite o arrasto teve uma queda pronunciada. Zdravkovich (1985) concluiu então que o parâmetro mais adequado para descrever o comportamento do arrasto deveria ser  $G/\delta$  e não  $G/D$ . Lei et al. (1999) confirmaram mais tarde essa dependência do arrasto em relação a  $G/\delta$ . No trabalho de Lei et al. (1999) foram usadas 6 espessuras diferentes de camadas limites em escoamentos gerados na faixa intermediária do regime subcrítico. Apesar de os autores afirmarem a existência de uma boa concordância nos resultados dos dois trabalhos, a dispersão dos valores destes parece indicar uma tendência sutilmente diferente.

A hipótese levantada por Zdravkovich (1985) de  $G/\delta$  ser o principal parâmetro governante do arrasto pôde ser confrontada pelos resultados obtidos por Nishino et al. (2007). A possibilidade de se avaliar o arrasto e a sustentação sem os efeitos, ou com efeitos praticamente desprezáveis, de um perfil cisalhante pôde ser levada a termo no trabalho destes últimos através do uso de um contorno plano que se movia com a mesma velocidade do escoamento incidente. Os resultados obtidos nessa investigação mostraram que o arrasto também caiu de forma brusca quando  $G/D$  se aproximou de um valor próximo a 0,5 ~ 0,6. Muito semelhante, portanto, aos valores obtidos por Roshko et al. (1975) e por Göktun (1975). Esses resultados sugerem que pode existir um valor inferior de  $G/D$  no qual a influência de perfis de pequena espessura não seja mais sentida na queda do arrasto, inviabilizando então a hipótese de Zdravkovich (1985) para esses perfis.

Em relação ao coeficiente de sustentação, as pesquisas indicaram uma influência complexa da camada limite e uma importância ainda mais acentuada da presença da placa. No trabalho de Roshko et al. (1975) a variação de  $C_L$  já começa a ser sentida quando  $G/D$  se aproxima de 1. Esse comportamento é similar ao observado por Zdravkovich (1985) ao usar camadas limite espessadas por uma haste. Lei et al. (1999), assim como Zdravkovich (1985), observaram que a variação do coeficiente de sustentação foi dominado por  $G/D$  e pelas características da formação da camada limite. Ficou claro para eles que o escoamento do grupo de camadas limite desenvolvidas naturalmente tinham um comportamento mais previsível e que a súbita variação da sustentação acompanhou a influência da presença da placa no deslocamento do

ponto de estagnação frontal. Apesar de trabalharem em uma faixa de números de Reynolds mais estreita do que Zdravkovich (1985), Lei et al. (1999) chegaram a resultados bastante próximos aos de Zdravkovich (1985).

Os resultados de Göktun (1975) para o coeficiente de sustentação são similares aos de Lei et al. (1999) para as camadas limite que tiveram o seu desenvolvimento de forma natural. No trabalho de Göktun (1975) a variação da sustentação também começa a se fazer perceptível quando  $G/D < 1$ , o que pode evidenciar uma influência maior de  $G/D$  sobre  $\delta/D$  em camadas limite desenvolvidas sem o uso de artifícios.

Os resultados obtidos por Nishino et al. (2007) também tiveram uma boa concordância com os de Roshko et al. (1975), Göktun (1975) e com os de Zdravkovich (1985) usando camadas limite espessadas por haste. O que permite sugerir que as características da formação da camada limite podem exercer uma maior influência do que a sua espessura e o seu estado no comportamento do coeficiente de sustentação.

Na Tabela 5 é apresentado um resumo do comportamento dos coeficientes de arrasto e de sustentação (valores médios extremos, ou notáveis) observados pelos autores citados no texto.

Tabela 5 – Comportamento dos coeficientes de arrasto e de sustentação

| Autor                | Técnica Utilizada      | $Re$                                   | $\delta/D$                             | $C_D$ e $C_L$                               |
|----------------------|------------------------|--|--|---|
| Roshko et al., 1975  | Pressões               | $2 \times 10^4$                        | 0,5                                    | $C_D \approx 0,8 \rightarrow G/D = 0$       |
|                      |                        |  |  | $C_D \approx 1,25 \rightarrow G/D > 0,6$    |
|                      |                        |  |  | $C_L \approx 0,6 \rightarrow G/D = 0$       |
|                      |                        |  |  | $C_L \approx 0 \rightarrow G/D > 1$         |
| Göktun, 1975         | Pressões               | $9 \times 10^4 - 2,5 \times 10^5$      | Não Divulgou                           | $C_D \approx 0,6 \rightarrow G/D = 0$       |
|                      |                        |  |  | $C_D \approx 1,4 \rightarrow G/D > 0,5$     |
|                      |                        |  |  | $C_L \approx 1,2 \rightarrow G/D = 0,0$     |
|                      |                        |  |  | $C_L \approx 0 \rightarrow G/D > 1$         |
| Zdravkovich, 1985    | Balança com Extensores | $4,8 \times 10^4 - 3 \times 10^5$      | 0,12 – 0,97                            | $C_D \approx 0,5 \rightarrow G/D = 0$       |
|                      |                        |  |  | $C_D \approx 1 \rightarrow G/D > 0,5$       |
|                      |                        |  |  | $C_L \approx 0,5 \rightarrow G/D = 0$       |
|                      |                        |  |  | $C_L \approx 0,1 \rightarrow G/D > 0,8$     |
| Lei et al., 1999     | Pressões               | $1,3 \times 10^4$ e $1,45 \times 10^4$ | 0,14; 0,25; 0,48;<br>1,06; 1,64 e 2,89 | $C_D \approx 0,8 \rightarrow G/D = 0$       |
|                      |                        |  |  | $C_D \approx 1,4 \rightarrow G/D > 0,6$     |
|                      |                        |  |  | $C_L \approx 0,5 \rightarrow G/D = 0$       |
|                      |                        |  |  | $C_D \approx 0,1 \rightarrow G/D > 0,6$     |
| Nishino et al., 2007 | Balança com Extensores | $4 \times 10^4$ e $1 \times 10^5$      | -                                      | $C_D \approx 0,95 \rightarrow G/D < 0,35$   |
|                      |                        |  |  | $C_D \approx 1,3 \rightarrow G/D > 0,4$     |
|                      |                        |  |  | $C_L \approx 0,5 \rightarrow G/D \approx 0$ |
|                      |                        |  |  | $C_L \approx 0 \rightarrow G/D > 0,6$       |

(fonte: elaborado pelo autor)

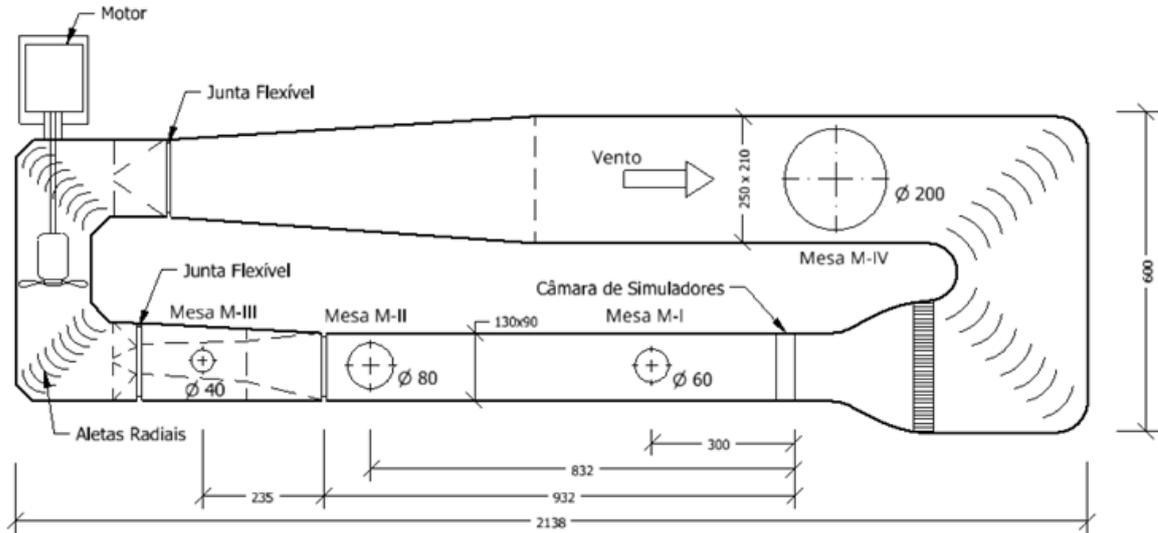
## **4 PROGRAMA EXPERIMENTAL**

A seguir será apresentado o programa experimental empreendido nesta dissertação. Ele foi constituído por uma série de ensaios conduzidos nas instalações de um túnel de vento de camada limite. No interior da câmara de ensaios do túnel de vento foi montado um aparato composto por um cilindro circular e por uma placa plana. O cilindro foi posicionado de modo que o seu eixo ficasse paralelo ao plano da placa, permitindo assim que o escoamento gerado pelo túnel de vento pudesse incidir paralelamente ao plano da placa e perpendicularmente ao eixo do cilindro.

### **4.1 O TÚNEL DE VENTO PROFESSOR JOAQUIM BLESSMANN – LAC/UFRGS**

A instalação escolhida para a realização dos ensaios necessários à condução desta pesquisa foi o túnel de vento do Laboratório de Aerodinâmica das Construções (LAC) da UFRGS (Figura 47 e Figura 48). O Túnel de Vento Professor Joaquim Blessmann possui quatro mesas para a realização de ensaios. O modelo (aparato) foi ensaiado na mesa giratória M-II. A seção do túnel de vento nesse ponto mede 0,9 m de altura e 1,3 m de largura e pode operar com o escoamento do vento na sua velocidade máxima (42 m/s), impulsionada por um motor elétrico de 75 kW.

Figura 47 – Diagrama em planta baixa do Túnel de Vento Professor Joaquim Blessmann



(fonte: adaptado de BLESSMANN, 1982)

Figura 48 – Vista geral do Túnel de Vento Professor Joaquim Blessmann



(fonte: UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO SUL, 2022)

O túnel de vento do LAC é um túnel de camada limite de retorno fechado, com relação comprimento/altura de 10,3. Esse tipo de túnel de vento tem características que o torna adequado para simular a camada limite atmosférica, sendo frequentemente usado para o ensaio de modelos de grandes estruturas civis. Ao contrário dos túneis aerodinâmicos, usados para estudos aeronáuticos, os túneis de camada limite possuem relações de comprimento/largura sensivelmente maiores. Outra diferença marcante entre os dois tipos de instalação é que os túneis aerodinâmicos geram ventos mais uniformes e com índices de turbulência menores (BLESSMANN, 1990).

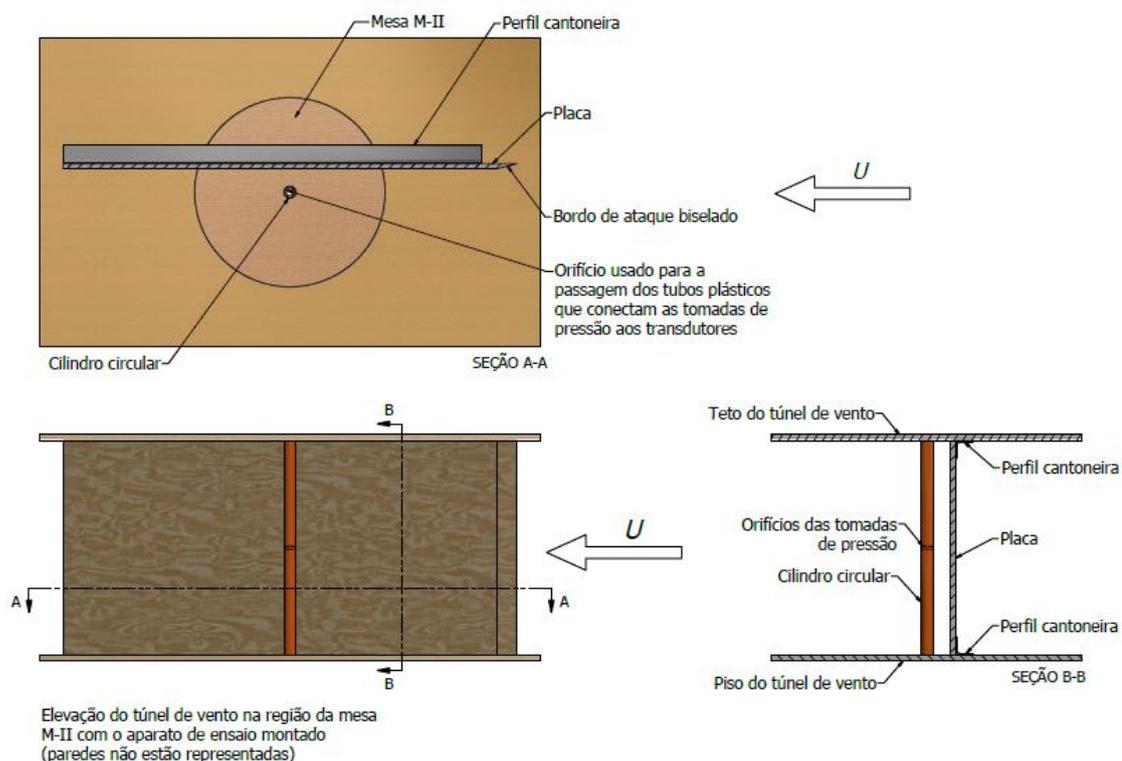
## 4.2 DESCRIÇÃO DO APARATO DE ENSAIO

O conjunto foi formado por um cilindro circular de PVC com 50 mm de diâmetro e por uma placa plana de compensado naval de 20 mm de espessura. O cilindro tinha o comprimento igual à altura da câmara de ensaios (900 mm) e foi posicionado verticalmente na seção de testes com uma de suas extremidades fixada na mesa M-II e a outra fixada no teto do túnel de vento (Figura 49). Sua razão de aspecto ( $L/D$ ) era de 18 e sua razão de bloqueio era inferior a 4%.

A placa, de formato retangular, foi montada com o seu plano paralelo tanto ao eixo do cilindro quanto ao escoamento gerado pelo túnel de vento. As dimensões da placa eram de 900 mm de altura e 1900 mm de comprimento. Para prevenir o aparecimento de fenômenos complexos no momento da separação do escoamento quando em contato com a placa, foi feito um biselamento no bordo de ataque da mesma. O posicionamento preciso da placa em relação ao cilindro foi efetuado por meio de dois perfis do tipo cantoneira (de alumínio), uma fixada no piso e a outra no teto do túnel de vento. A distância entre o cilindro e a placa pôde ser alterada através da mudança gradual da posição do cilindro, mantendo-se a placa fixa. Para permitir um ajuste preciso entre a placa e o cilindro foram contruídos pequenos gabaritos com chapas de MDF (*Medium Density Fiberboard*). Os gabaritos foram interpostos entre o cilindro e a placa no momento do ajuste da distância entre eles, assegurando assim a manutenção da precisão da medida no momento do aperto dos parafusos de fixação do cilindro. Esse procedimento foi repetido sistematicamente para todas as distâncias adotadas entre os dois elementos ( $G/D$ ). No diagrama da Figura 49 se pode observar o esquema de

montagem do conjunto placa-cilindro no interior da câmara de ensaios do túnel de vento. Para permitir uma melhor visualização, foram omitidas na representação as paredes da instalação.

Figura 49 – Esquema de montagem do conjunto placa-cilindro no interior da câmara de ensaios do túnel de vento

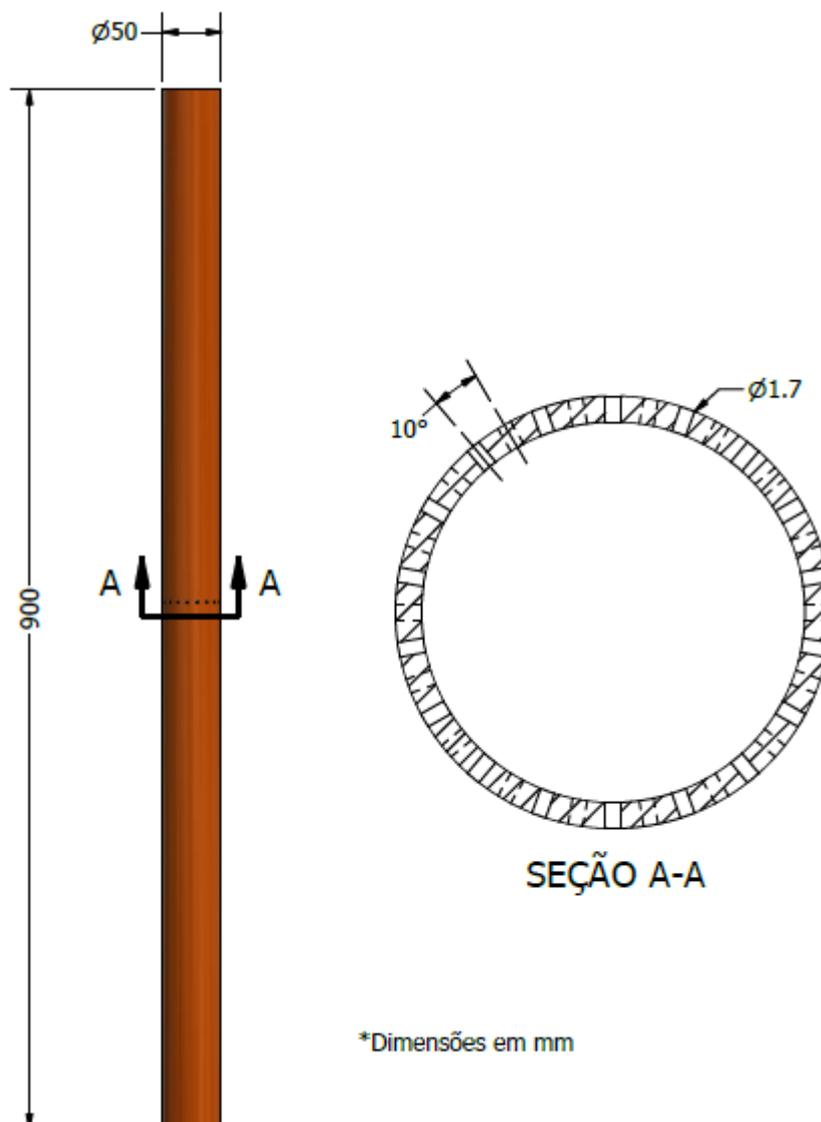


(fonte: elaborado pelo autor)

Com o intuito de se obter um mapa suficientemente detalhado das pressões na superfície do cilindro, foi decidido tomar as leituras das pressões a cada  $10^\circ$ . Para isso, foram criadas duas linhas de orifícios na seção central do cilindro. Esse procedimento viabilizou a inserção dos pequenos tubos plásticos usados para comunicar as pressões atuantes na superfície do cilindro aos transdutores de pressão. Todos os orifícios que foram abertos no cilindro tinham 1,7 mm de diâmetro, o mesmo do diâmetro externo dos tubos plásticos. Os 36 tubos foram então conduzidos pelo interior do cilindro até a abertura existente na base da mesa M-II; a partir daí foi possível conectá-los a um dos módulos dos transdutores de pressão.

Na Figura 50 se pode ver a representação do cilindro com as duas linhas de orifícios para as tomadas de pressão e um corte ilustrativo da sua seção central.

Figura 50 – Representação do cilindro circular com as duas linhas de orifícios para as tomadas de pressão e um corte ilustrativo da sua seção central



(fonte: elaborado pelo autor)

### 4.3 DESCRIÇÃO DO SISTEMA DE INSTRUMENTAÇÃO UTILIZADO

A instrumentação escolhida para o aparato de ensaio priorizou o estudo dos campos de pressão e de velocidade no entorno da superfície do cilindro. O equipamento básico foi composto pelo sistema de anemometria de fio quente e pelo sistema de aquisições de pressões instantâneas.

O sistema de anemometria de fio quente disponibilizado pelo LAC é o *Stream Wire*, fabricado pela Dantec Dynamics, e conta com um software dedicado. As medidas feitas com esse

sistema serviram para verificar a presença do desprendimento dos vórtices na esteira do cilindro, determinar a frequência do desprendimento dos vórtices e estimar a espessura do perfil da camada limite do escoamento incidente sobre a placa. Em cada amostragem, as velocidades instantâneas registradas pela sonda de fio quente foram adquiridas a uma taxa de 1024 Hz durante 64 s. A Figura 51 mostra o painel do processador de sinais da anemometria de fio quente fabricado pela Dantec Dynamics.

Figura 51 – Painel do processador de sinais da anemometria de fio quente



(fonte: do autor)

As medidas do campo de velocidades foram feitas em pontos específicos da vizinhança do cilindro, mais precisamente no entorno da sua seção média, e foram inicialmente balizadas pelas recomendações encontradas em algumas publicações. Com o avanço da investigação foi possível refinar uma metodologia mais consonante com os objetivos desta dissertação. No final, foram contabilizadas 40 medidas com a sonda na região próxima à esteira do cilindro.

Para o posicionamento da sonda de fio quente nos pontos de interesse foi utilizado um suporte constituído por uma haste delgada de latão e por uma presilha ajustável. Esse mecanismo propiciou as condições para que fossem feitas medidas em distâncias compreendidas entre 5 e 200 mm da superfície da placa. Na Figura 52 se pode observar o cilindro e a placa montados na câmara de ensaios com a sonda de fio quente em uma de suas posições mais próxima à placa.

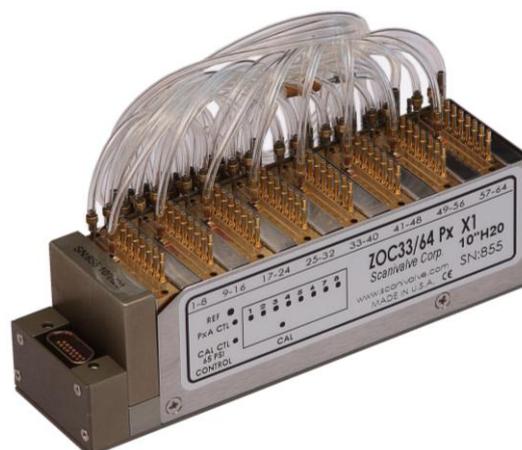
Figura 52 – Cilindro circular e placa montados na câmara de ensaios com a sonda de fio quente posicionada em uma distância mais próxima à placa



(fonte: do autor)

Para a obtenção dos dados de pressão na superfície do cilindro foi utilizado o equipamento *Scanivalve Pressure System*, fabricado pela Scanivalve. O sistema possui cinco módulos ZOC33 (Figura 53) e cada módulo abriga 64 sensores de pressão que podem ser usados simultaneamente para a captura dos dados. Neste trabalho, as pressões instantâneas foram registradas nas 36 tomadas a uma taxa de aquisição de 512 Hz em um intervalo de tempo com duração de 16 segundos. Para cada distância entre o cilindro e a placa ( $G/D$ ) foram coletados duas vezes esses dados, para as duas camadas limite usadas no estudo. No total foram gerados mais de  $1,2 \times 10^7$  dados. Todo o processo foi gerenciado por um *software* fornecido pela própria Scanivalve, o RAD4000. Durante o período de aquisição dos dados de pressão também foram feitas as leituras da temperatura ambiente e da pressão atmosférica para a correção da massa específica do ar, necessária para o cálculo da velocidade do vento no interior da câmara de ensaios.

Figura 53 – Módulo transdutor de pressões ZOC33



(fonte: Scanivalve, 2016)

#### 4.4 DETERMINAÇÃO DA VELOCIDADE DO VENTO DO ESCOAMENTO NÃO PERTURBADO

A medida da velocidade média do vento do escoamento não perturbado na câmara de ensaios do túnel de vento foi essencial para a correta condução do procedimento experimental. Em vista disso, em cada ensaio foi necessário medir três variáveis básicas: o diferencial de pressão estática no interior do túnel de vento ( $\Delta Pa$ ), a temperatura ( $\theta$ ) e a pressão atmosférica do ambiente ( $Pa$ ). Essas grandezas foram aferidas por instrumentos que possuíam a precisão adequada para as simulações usualmente feitas na instalação. A medida do diferencial de pressão estática foi feita pelos dois anéis piezométricos localizados nos extremos do convergente do túnel. Já a temperatura foi medida por um termômetro e a pressão atmosférica por um barômetro. O processamento da informação do diferencial de pressão foi feito por um micromanômetro Manoair 500, da Schiltknecht. A partir dessas informações foi calculada a pressão dinâmica por meio da seguinte expressão:

$$q = k_0 \Delta Pa, \quad (4.2)$$

onde  $q$  é a pressão dinâmica,  $\Delta Pa$  é o diferencial de pressão estática e  $k_0$  é o coeficiente que vincula  $q$  a  $\Delta Pa$ .

A partir da pressão dinâmica foi calculada a velocidade média do escoamento não perturbado por:

$$U_0 = k_b \sqrt{\frac{2q}{\rho_{ar}}} \quad (4.3)$$

onde  $U_0$  é a velocidade do escoamento na câmara de ensaios,  $k_b$  é o fator de bloqueio (tomado igual a 1) e  $\rho_{ar}$  é a massa específica do ar.

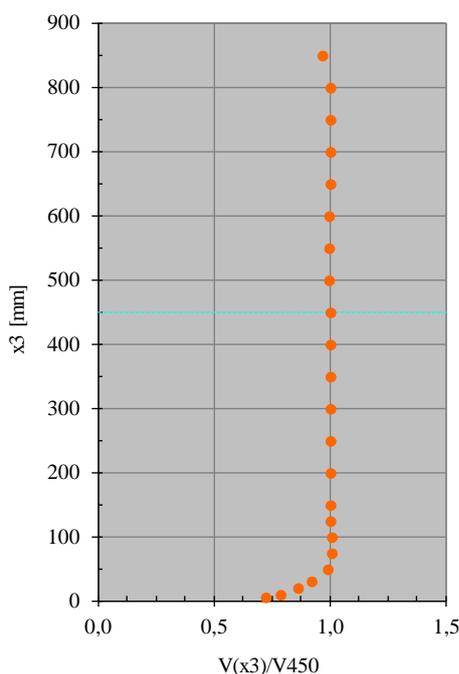
A massa específica do ar foi calculada a cada ensaio usando a Lei dos Gases Perfeitos:

$$\rho_{ar} = \frac{P_{atm}}{R(273,15 + \Theta)} \quad (4.4)$$

no qual  $P_{atm}$  é a pressão atmosférica,  $R$  é a constante do gás (ar) e  $\Theta$  é a temperatura do ambiente (°C) durante o ensaio.

Como mencionado anteriormente, o túnel de vento do LAC é um túnel apto a simular com precisão a camada limite atmosférica. No entanto, o escoamento necessário para o estudo proposto neste trabalho necessitava de um escoamento não perturbado com um mínimo de turbulência. Foi usada então uma configuração padrão pré-estabelecida do túnel para atender essa exigência. A Figura 54 mostra o perfil de velocidades do escoamento não perturbado para a configuração de baixa turbulência sobre a mesa M-II. Para os ensaios propostos neste trabalho, a seção média do cilindro ocuparia uma região próxima ao eixo do túnel (linha horizontal em  $x_3 = 450$  mm da Figura 54), ficando então livre dos efeitos do trecho cisalhante do perfil do escoamento não perturbado gerado pelo túnel de vento.

Figura 54 – Perfil de velocidades do escoamento não perturbado na posição da mesa M-II para a configuração de vento com baixos níveis de turbulência



(fonte: UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO SUL, 2022)

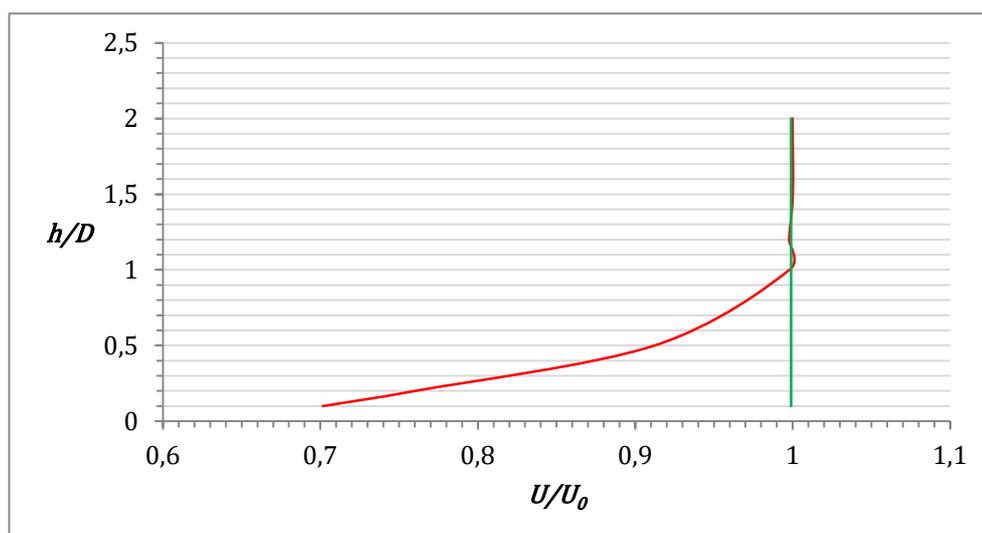
#### 4.5 CONFIGURAÇÕES ADOTADAS PARA O APARATO DE ENSAIO E PROCEDIMENTOS

Inicialmente foi montado o cilindro instrumentalizado com as tomadas de pressão em sua posição previamente definida na câmara de ensaios. Com os instrumentos aquecidos e com o motor do túnel de vento acionado, aguardaram-se alguns minutos até o escoamento estabilizar. Após esse intervalo, foi feito um teste padrão para aferir se as tomadas de pressão e os tubos plásticos que comunicam as pressões da superfície do cilindro aos transdutores estavam em funcionamento. Com esse procedimento foi possível constatar que havia uma interrupção na conexão de uma das tomadas de pressão (tomada posicionada a  $120^\circ$  do ponto de estagnação frontal). Como o reparo não era possível sem a destruição do modelo, foi decidido manter o dado (da posição da tomada) por meio da interpolação linear dos dados das duas tomadas vizinhas ( $110^\circ$  e  $130^\circ$ ).

Em seguida o cilindro foi removido da câmara de ensaios e foi montada a placa para serem marcadas as posições em que seriam estabelecidas as espessuras das camadas limite do escoamento incidente. Foram escolhidas duas posições: a primeira deveria ficar a uma

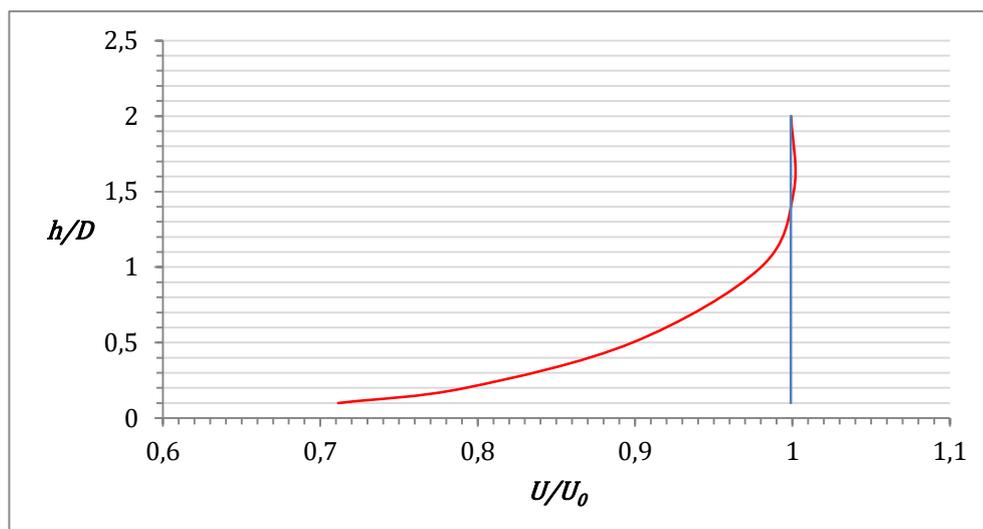
distância igual a  $10D$  do bordo de ataque da placa e a segunda a  $20D$ . A escolha dessas distâncias foi baseada nos trabalhos anteriores, porém em nenhum deles foi descrito um critério sistemático para o procedimento de escolha. De forma geral, as distâncias usadas nesses trabalhos ficaram entre  $2D$  e  $36D$ . A placa foi então posicionada nos pontos mencionados ( $10D$  e  $20D$ ) e a partir daí foram levantados os perfis de velocidade das camadas limite por meio da anemometria de fio quente. As medidas foram feitas com um escoamento não perturbado na faixa intermediária do regime subcrítico, com número de Reynolds ( $Re_D$ ) – baseado no diâmetro do cilindro – variando entre  $3,06 \times 10^4$  e  $3,08 \times 10^4$ . As espessuras das camadas limite foram estimadas graficamente e indicaram que em  $10D$  a espessura da camada limite era equivalente a um diâmetro do cilindro ( $\delta = 1D$ ) e em  $20D$  era equivalente a 1,4 diâmetros ( $\delta = 1,4D$ ). A Figura 55 e a Figura 56 mostram os gráficos com os perfis adimensionalizados.

Figura 55 – Perfil de velocidades da camada limite a  $10D$  do bordo de ataque da placa ( $\delta = 1D$ )



(fonte: elaborado pelo autor)

Figura 56 – Perfil de velocidades da camada limite a  $20D$  do bordo de ataque da placa ( $\delta = 1,4D$ )



(fonte: elaborado pelo autor)

O próximo passo foi a montagem do aparato inteiro na câmara de ensaios com a fixação do suporte da sonda de fio quente próximo à região central do cilindro e o início das sessões de ensaio. O ordenamento do processo de captura das pressões na superfície do cilindro e dos sinais do fio quente na esteira do cilindro seguiu o seguinte roteiro:

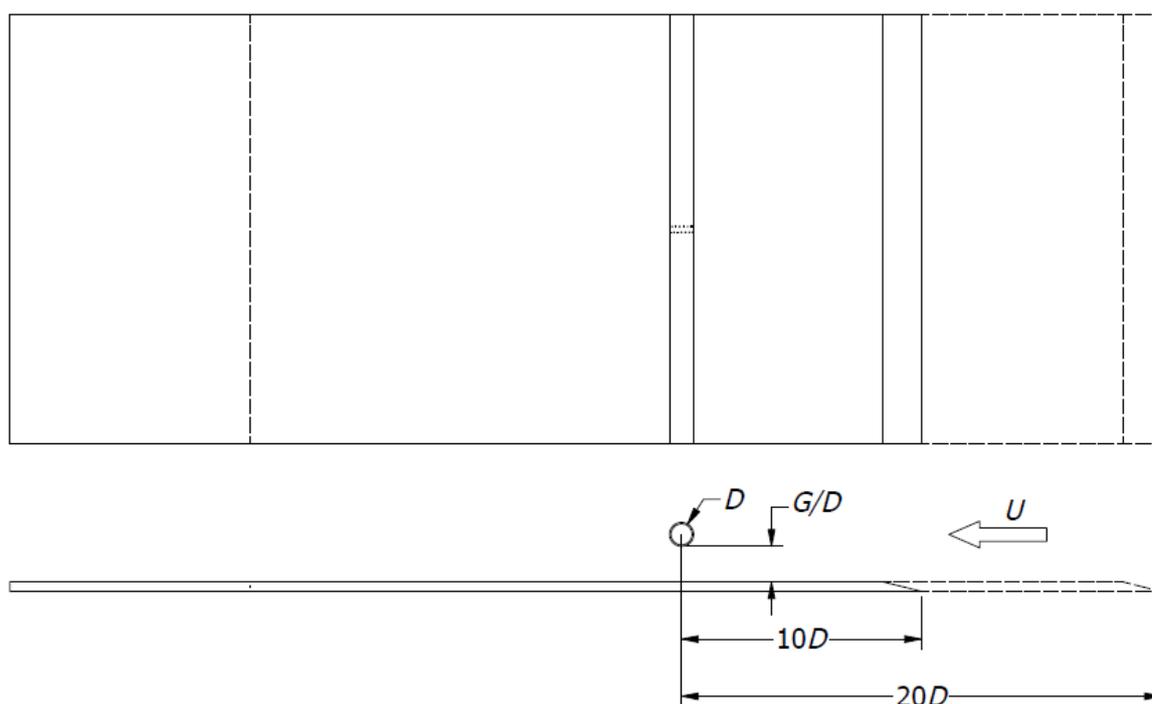
- a) deslocamento da placa até coincidir o eixo do cilindro com a primeira distância previamente estabelecida ( $10D$ );
- b) captura dos sinais gerados pelos sensores de pressão nas aberturas ( $G/D$ ) previamente estabelecidas (0; 0,1; 0,2; 0,3; 0,4; 0,5; 0,6; 0,8; 1; 1,5 e 2);
- c) captura dos sinais gerados pelas duas posições da sonda de fio quente nas aberturas ( $G/D$ ) previamente estabelecidas (0; 0,1; 0,2; 0,3; 0,4; 0,5; 0,6; 0,8; 1; 1,5 e 2);
- d) deslocamento da placa até coincidir o eixo do cilindro com a segunda distância previamente estabelecida ( $20D$ );
- e) repetição dos passos b e c.

Deve-se ressaltar que em todos os ensaios foi utilizado um escoamento não perturbado similar ao que foi usado para estimar a espessura dos perfis de camada limite incidentes. O número de Reynolds desse escoamento (entre  $3,06 \times 10^4$  e  $3,08 \times 10^4$ ) está contido na faixa intermediária do regime subcrítico. A escolha dessa faixa de  $Re$  para a condução dos ensaios foi motivada pela sensibilidade dos sensores de pressão e por uma menor indução de vibrações no suporte da sonda de fio quente. Ademais, uma parcela expressiva dos trabalhos publicados sobre o

tema foi conduzida nessa faixa, permitindo assim uma comparação mais realística entre os resultados obtidos por este trabalho e por aqueles já publicados.

O diagrama da Figura 57 mostra esquematicamente a forma de posicionar a placa para se obter as distâncias do eixo do cilindro a  $10D$  e  $20D$  do bordo de ataque.

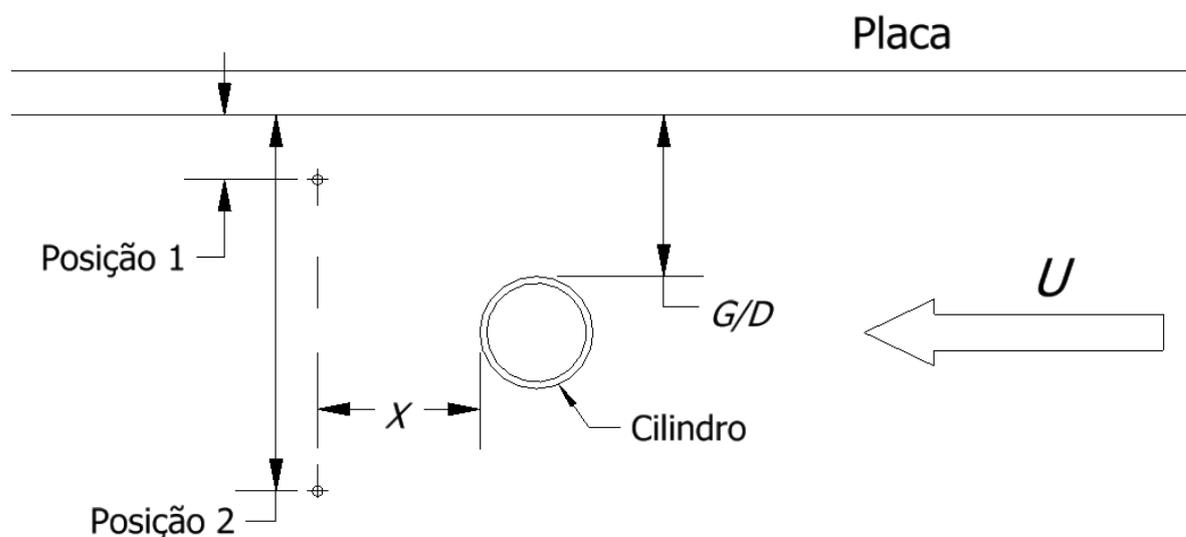
Figura 57 – Forma de posicionar a placa para se obter as distâncias do eixo do cilindro a  $10D$  e  $20D$  do bordo de ataque



(fonte: elaborado pelo autor)

O posicionamento da sonda de fio quente para a captura dos sinais no campo de velocidades na região da esteira do cilindro foi inicialmente balizado por informações contidas em algumas publicações. No entanto, depois de alguns testes e com o progresso da investigação, foi implementada uma metodologia sistemática mais adequada ao andamento dos ensaios. A Figura 58 mostra o diagrama com o posicionamento da sonda em relação ao cilindro e à placa. Como complemento, e para um melhor entendimento, são mostradas na Tabela 6 as distâncias adotadas para a Posição 1 e para a Posição 2 em relação ao cilindro e à placa para todos os  $G/D$  usados.

Figura 58 – Posições da sonda de fio quente em relação ao cilindro e à placa



(fonte: elaborado pelo autor)

Tabela 6 – Distâncias da sonda de fio quente em relação ao cilindro e à placa

| $G/D$ | $X (D)$ | $Posição 1 (D)$ | $Posição 2 (D)$ |
|-------|---------|-----------------|-----------------|
| 0     | -       | -               | -               |
| 0,1   | 1,5     | 0,1             | 2,1             |
| 0,2   | 1,5     | 0,1             | 2,2             |
| 0,3   | 1,5     | 0,1             | 2,3             |
| 0,4   | 1,5     | 0,1             | 2,4             |
| 0,5   | 1,5     | 0,1             | 2,5             |
| 0,6   | 1,5     | 0,1             | 2,6             |
| 0,8   | 1,5     | 0,1             | 2,8             |
| 1     | 1,5     | 0,1             | 3               |
| 1,5   | 1,5     | 0,6             | 3,5             |
| 2     | 1,5     | 1,1             | 4               |

(fonte: elaborado pelo autor)

## 5 ANÁLISE DOS RESULTADOS E DISCUSSÃO

A seguir serão apresentados e discutidos os resultados obtidos após o processamento dos dados gerados nas sessões dos ensaios. Os resultados dos fenômenos físicos estudados serão elencados na mesma ordem em que foram citados no capítulo 3 (item 3.2).

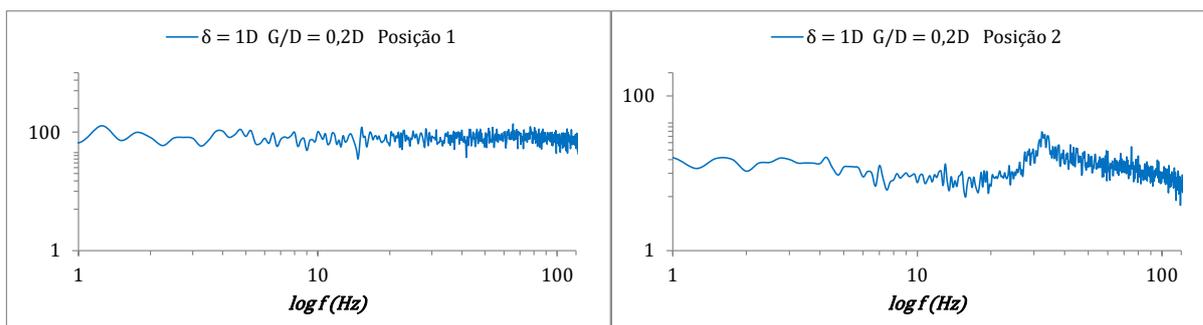
### 5.1 DESPRENDIMENTO ALTERNADO DE VÓRTICES E RAZÃO DE ABERTURA CRÍTICA, $(G/D)_{cr}$

Para avaliar o comportamento do desprendimento alternado de vórtices na esteira do cilindro (vórtices de Von Kármán) foram usadas duas metodologias: a análise do espectro dos sinais da anemometria de fio quente e a análise do espectro dos sinais do coeficiente de sustentação. Os resultados mostraram que as duas metodologias foram igualmente eficientes em revelar a distância em que a presença da placa provoca o desaparecimento do desprendimento alternado dos vórtices na esteira  $(G/D)_{cr}$ .

#### 5.1.1 Escoamento incidente com $\delta = 1D$

A Figura 59 mostra o espectro dos sinais do fio quente para as duas posições de leitura da sonda em  $G/D = 0,2$ . Na primeira posição (Posição 1) a sonda de fio quente está próxima à placa e ao ponto de desprendimento do vórtice da camada cisalhante contida nessa região. A segunda posição (Posição 2) está na região oposta à primeira, próxima ao ponto de desprendimento do vórtice oposto. Nos gráficos, não há uma manifestação clara de um pico que identifique uma periodicidade no sinal capturado pela sonda de fio quente.

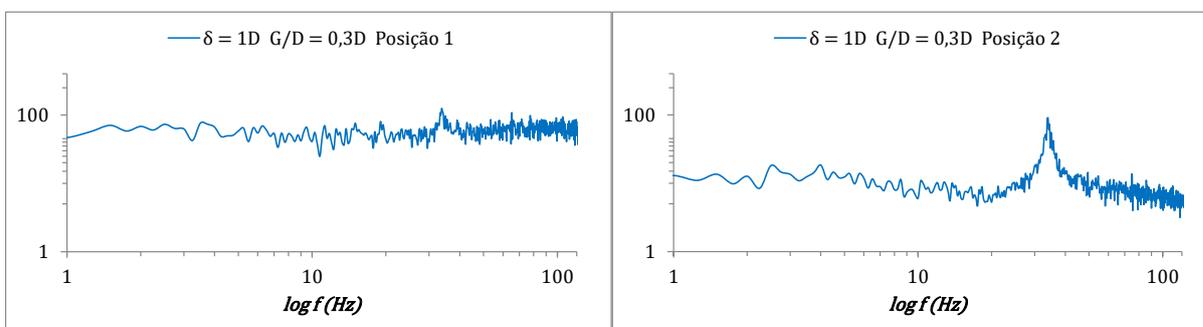
Figura 59 – Espectros dos sinais do fio quente com  $\delta = 1D$  em  $G/D = 0,2$  para as duas posições da sonda



(fonte: elaborado pelo autor)

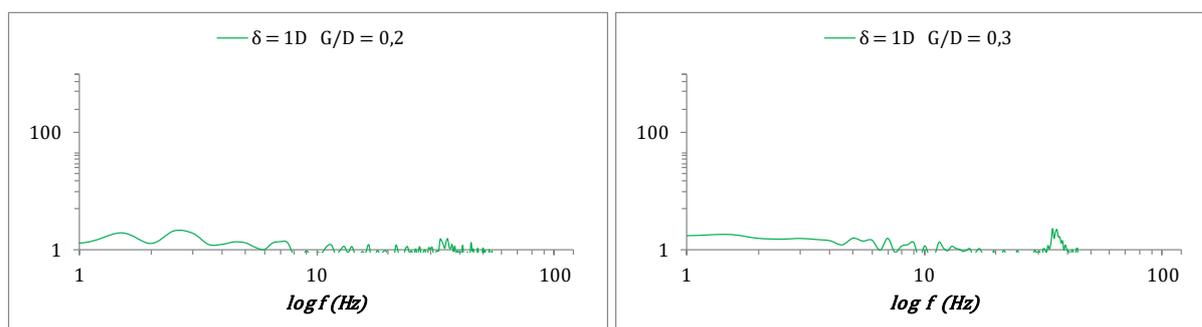
Na Figura 60 e na Figura 61 são mostrados os resultados do comportamento dos espectros à medida que a placa é gradualmente afastada do cilindro. Para  $G/D = 0,3$  (Figura 60) o espectro dos sinais do fio quente gerados mais próximo à placa (Posição 1) indicam uma incipiente manifestação de um pico, não sendo ainda possível apurar uma frequência específica para o sinal. Já para os sinais oriundos da Posição 2 é possível notar o aparecimento de um pico bem destacado e a sua frequência pôde ser determinada com precisão ( $f = 34$  Hz).

Figura 60 – Espectros dos sinais do fio quente com  $\delta = 1D$  em  $G/D = 0,3$  para as duas posições da sonda



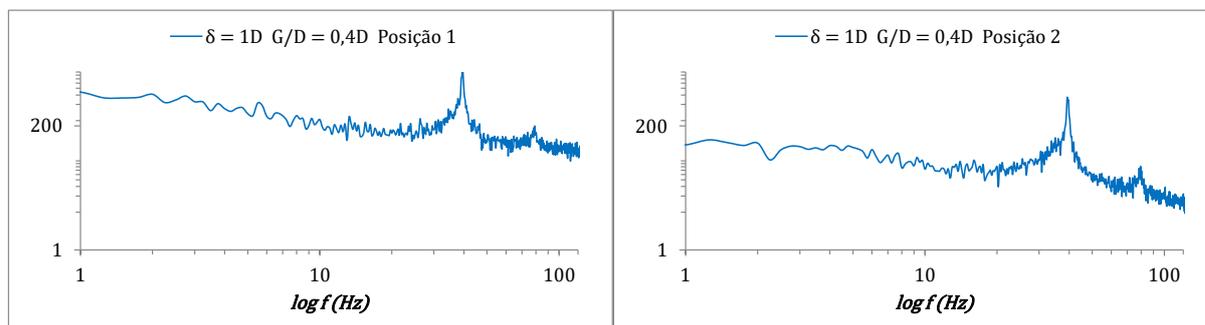
(fonte: elaborado pelo autor)

A Figura 61 mostra os espectros gerados pelos sinais do  $C_L$  para  $G/D = 0,2$  e  $0,3$ . Nota-se que em  $G/D = 0,2$  não é possível identificar qualquer pico que indique a existência de um sinal periódico. No entanto, para  $G/D = 0,3$  é possível identificar um pico segmentado, porém a sua frequência não pôde ser precisamente definida. Assim, com base na análise dos gráficos de fio quente e dos espectros do  $C_L$ , é possível afirmar que não há indícios de desprendimento de vórtices em  $G/D = 0,2$  e que em  $G/D = 0,3$  existe o desprendimento de um único vórtice na região mais afastada da placa (Posição 2).

Figura 61 – Espectros dos sinais do  $C_L$  com  $\delta = 1D$  em  $G/D = 0,2$  e  $G/D = 0,3$ 

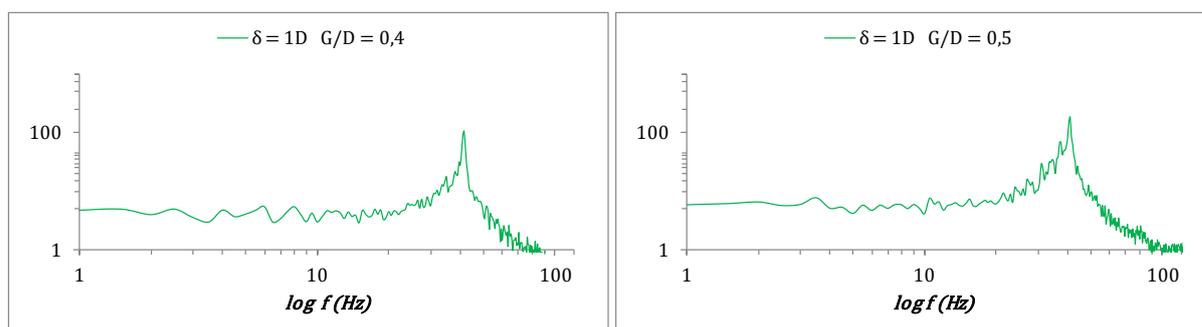
(fonte: elaborado pelo autor)

Para  $G/D = 0,4$  os espectros do sinal do fio quente mostram picos destacados para ambas as posições da sonda (Figura 62), indicando a existência de fenômeno periódico com frequência bem definida. Pode-se afirmar com segurança que em  $G/D = 0,4$  está presente o desprendimento alternado de vórtices na esteira.

Figura 62 – Espectros dos sinais do fio quente com  $\delta = 1D$  em  $G/D = 0,4$  para as duas posições da sonda

(fonte: elaborado pelo autor)

Para  $G/D$  maiores não há praticamente nenhuma alteração nos espectros, indicando que a influência da placa se torna progressivamente menor (ver Anexo A). A Figura 63 mostra os gráficos do espectro do  $C_L$  para  $G/D = 0,4$  e para  $G/D = 0,5$ . Neles, se pode observar com clareza os picos dos sinais periódicos e atestar a boa concordância das duas metodologias para determinar a presença do desprendimento dos vórtices e para avaliar a sua frequência. A estimativa feita para a frequência dos picos dos espectros em  $G/D = 0,4$  foi de 39 Hz para o fio quente e 41 Hz para o  $C_L$ .

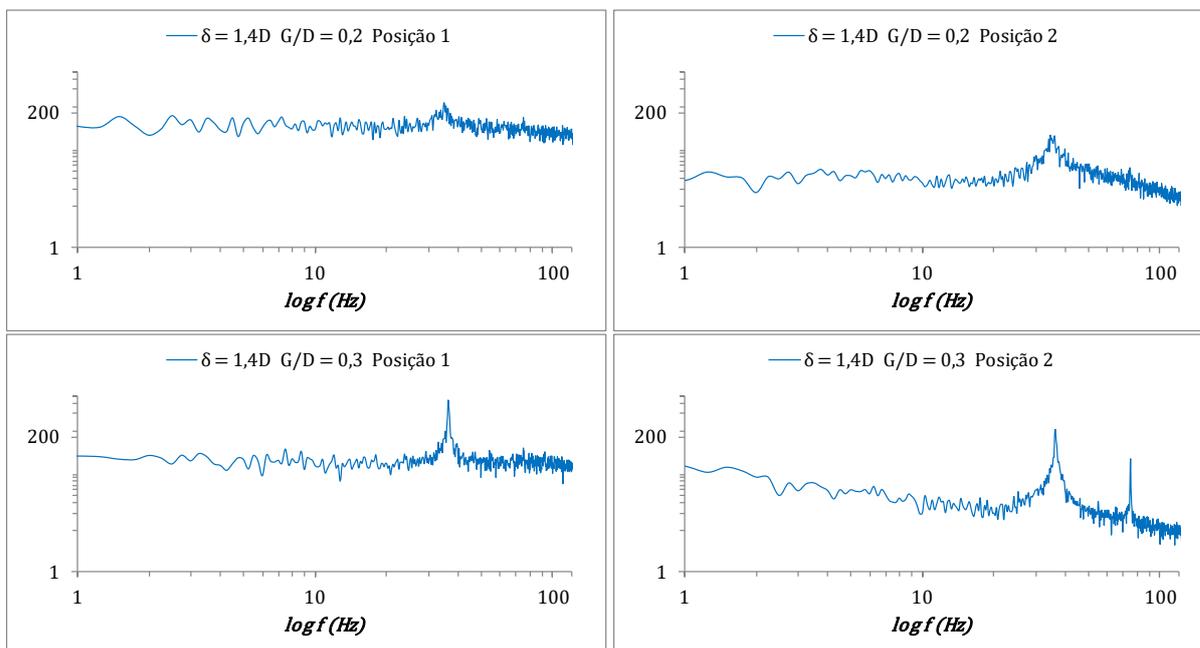
Figura 63 – Espectros dos sinais do  $C_L$  com  $\delta = 1D$  em  $G/D = 0,4$  e  $G/D = 0,5$ 

(fonte: elaborado pelo autor)

### 5.1.2 Escoamento incidente com $\delta = 1,4D$

Com o eixo do cilindro posicionado a uma distância de  $20D$  a jusante do bordo de ataque da placa a camada limite do escoamento incidente desenvolveu-se ainda mais, até atingir a espessura de  $1,4D$ . Essa alteração do perfil cisalhante da camada limite produziu mudanças no comportamento do desprendimento dos vórtices, os resultados indicaram uma menor influência da placa (Figura 64). Para  $G/D = 0,2$  o espectro do sinal oriundo da sonda de fio quente na Posição 2 indicou o início da organização de um pico, porém com uma frequência ainda indefinida. Quando a distância da placa aumentou para  $G/D = 0,3$  a mudança se tornou mais evidente. Em ambas as posições apareceram picos muito bem definidos, indicando um claro restabelecimento do desprendimento regular dos vórtices. O espectro gerado pelos sinais da sonda na Posição 2 também revelou um segundo sinal periódico, com uma frequência um pouco acima dos 70 Hz. A origem desse sinal não foi analisada, mas é possível que ele seja oriundo da vibração do suporte da sonda de fio quente, visto que a sua ocorrência não foi observada nas medidas feitas com a sonda mais próxima à placa.

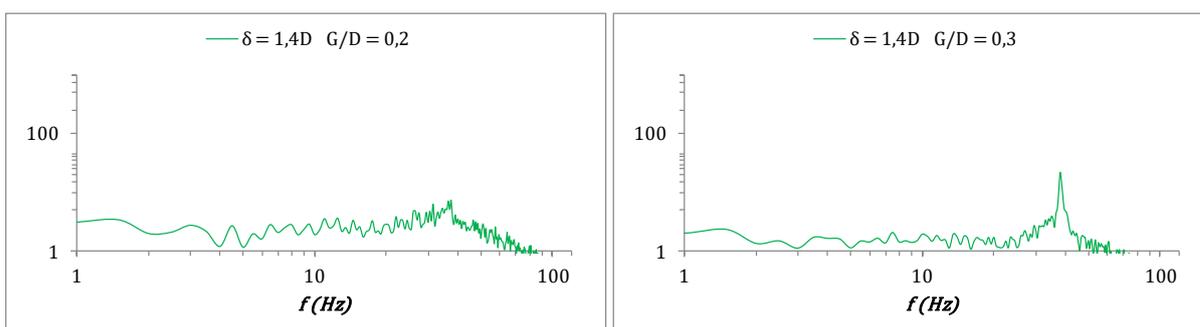
Figura 64 – Espectros dos sinais do fio quente com  $\delta = 1,4D$  em  $G/D = 0,2$  e  $G/D = 0,3$  para as duas posições da sonda



(fonte: elaborado pelo autor)

A Figura 65 mostra os espectros dos sinais do  $C_L$  para  $G/D = 0,2$  e  $G/D = 0,3$ . Para  $G/D = 0,2$  o espectro do  $C_L$  também não foi capaz de identificar o desprendimento alternado dos vórtices na esteira. Porém, para  $G/D = 0,3$  ele mostrou um pico muito bem definido, confirmando a presença do desprendimento alternado de vórtices detectado pelo espectro do fio quente.

Figura 65 – Espectros dos sinais do  $C_L$  com  $\delta = 1,4D$  em  $G/D = 0,2$  e  $G/D = 0,3$

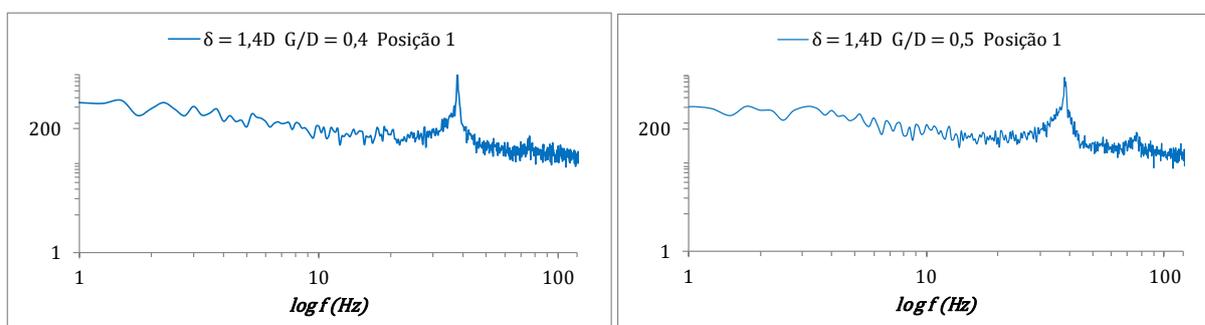


(fonte: elaborado pelo autor)

Na Figura 66 são mostrados os gráficos dos espectros do fio quente para  $G/D = 0,4$  e  $G/D = 0,5$ . Nota-se, como foi observado para o escoamento com  $\delta = 1D$ , que em ambos os

gráficos estão presentes picos destacados, indicando a existência de sinais periódicos com frequência bem definida.

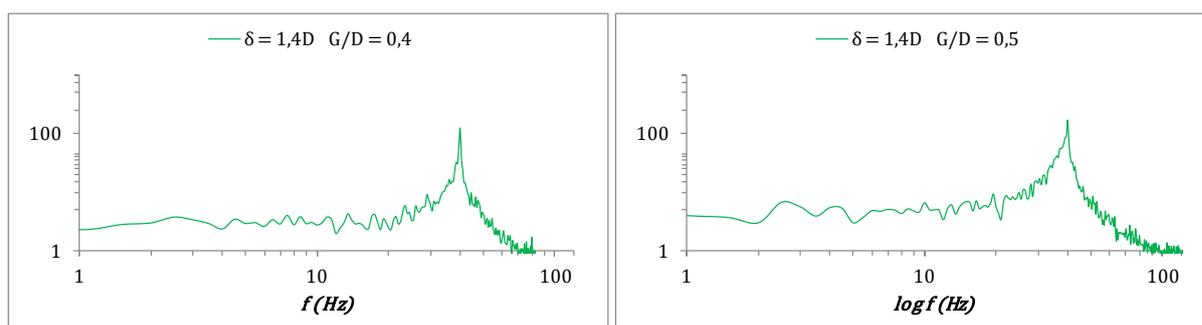
Figura 66 – Espectros dos sinais do fio quente com  $\delta = 1,4D$  em  $G/D = 0,4$  e  $G/D = 0,5$



(fonte: elaborado pelo autor)

Assim como foi visto para o escoamento com  $\delta = 1D$ , também não existem alterações significativas nos sinais dos espectros quando a placa é afastada para além de  $(G/D)_{cr}$ . A Figura 67 mostra os gráficos do espectro do  $C_L$  para  $G/D = 0,4$  e para  $G/D = 0,5$ . Neles, se pode observar os picos nítidos dos sinais periódicos e certificar a boa concordância das duas metodologias. A estimativa feita para a frequência dos picos dos espectros em  $G/D = 0,4$  foi de 38 Hz para o fio quente e de 40 Hz para o  $C_L$ .

Figura 67 – Espectros dos sinais do  $C_L$  com  $\delta = 1,4D$  em  $G/D = 0,4$  e  $G/D = 0,5$

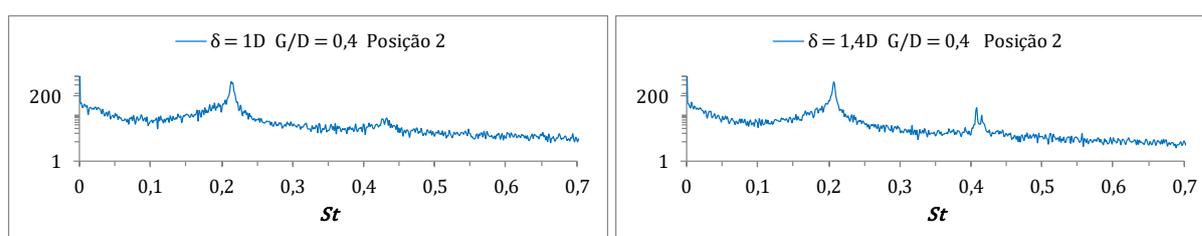


(fonte: elaborado pelo autor)

Para um melhor aproveitamento prático dos resultados obtidos com a utilização dos modelos, é mais conveniente apresentar as informações de forma adimensionalizada. Para o caso da frequência do desprendimento de vórtices em torno de corpos rombudos é usual a representação por meio do adimensional de Strouhal. Nas figuras seguintes são mostrados os

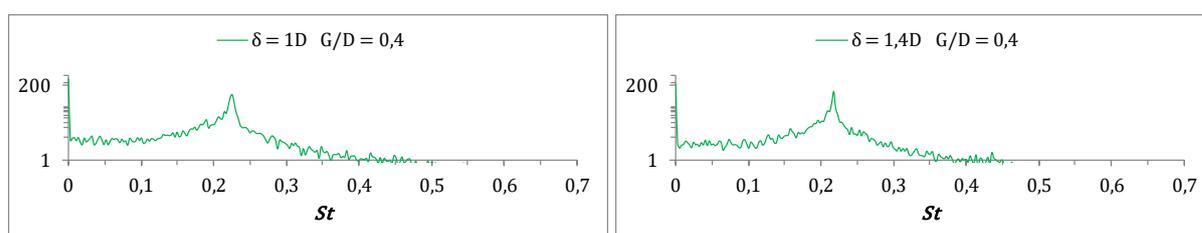
gráficos adimensionalizados obtidos para  $G/D = 0,4$  para os dois escoamentos usados. A Figura 68 mostra os resultados obtidos por meio dos sinais da sonda de fio quente (Posição 2) e a Figura 69 mostra os resultados obtidos por meio dos sinais do  $C_L$ . No Anexo A são apresentados os gráficos adimensionalizados para todos os demais  $G/D$  usados nos ensaios.

Figura 68 – Gráficos adimensionalizados da frequência de desprendimento dos vórtices obtidos por meio dos sinais da anemometria de fio quente para  $G/D = 0,4$  com  $\delta = 1D$  e  $\delta = 1,4D$



(fonte: elaborado pelo autor)

Figura 69 – Gráficos adimensionalizados da frequência de desprendimento dos vórtices obtidos por meio dos sinais do  $C_L$  para  $G/D = 0,4$  com  $\delta = 1D$  e  $\delta = 1,4D$



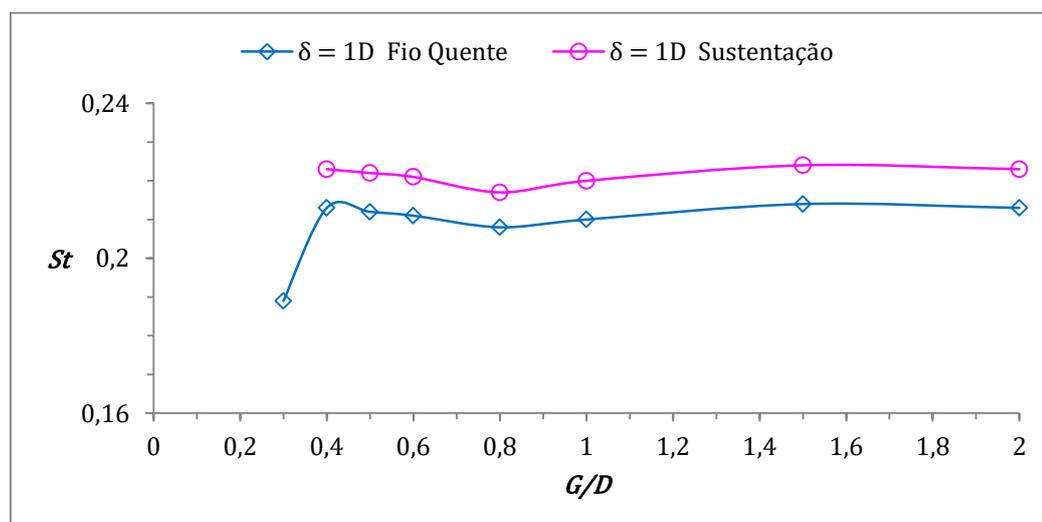
(fonte: elaborado pelo autor)

## 5.2 COMPORTAMENTO DO NÚMERO DE STROUHAL

Como visto no capítulo 2 (ver item 2.3), para se calcular número de Strouhal é necessário conhecer a frequência do desprendimento dos vórtices na esteira do cilindro. Neste trabalho, a frequência do desprendimento dos vórtices foi determinada através da leitura da frequência do pico dos espectros da anemometria de fio quente e do pico dos espectros do coeficiente de sustentação. Nas duas metodologias, os resultados para o número de Strouhal foram praticamente os mesmos, ficando entre 0,19 e 0,21 para o primeiro método e 0,2 e 0,22 para o segundo. Esses resultados estão de pleno acordo com a maioria dos trabalhos já publicados para a faixa intermediária do regime subcrítico. A seguir serão mostrados os gráficos gerados pelas duas metodologias e a comparação destes com os resultados obtidos na literatura disponível.

Os gráficos da Figura 70 mostram o comportamento do número de Strouhal para todos os  $G/D$  usados para o escoamento incidente com a camada limite mais delgada ( $\delta = 1D$ ). Como se pode observar, o comportamento do número de Strouhal nas duas metodologias é bastante similar. Neste trabalho, foi adotada uma estratégia semelhante à usada por alguns pesquisadores para registrar a frequência do pico que aparece em algum dos espectros, mesmo que a presença do pico não ratificasse o desprendimento alternado dos vórtices. É o que se pode perceber no gráfico da Figura 70, no qual a frequência usada para o cálculo de  $St$  em  $G/D = 0,3$  foi obtida pela sonda de fio quente na posição mais afastada da placa (Posição 2). Se tivessem sido usadas as informações advindas da sonda na Posição 1, não seria possível o registro de qualquer frequência nesse ponto. Como foi visto anteriormente, nos sinais do espectro do  $C_L$  para esse ponto não foi possível identificar um pico nítido em que se pudesse determinar a sua frequência com precisão.

Figura 70 – Valores do número de Strouhal para  $G/D$  entre 0,3 e 2 obtidos por meio da leitura dos espectros dos sinais do fio quente e dos sinais do  $C_L$  com  $\delta = 1D$

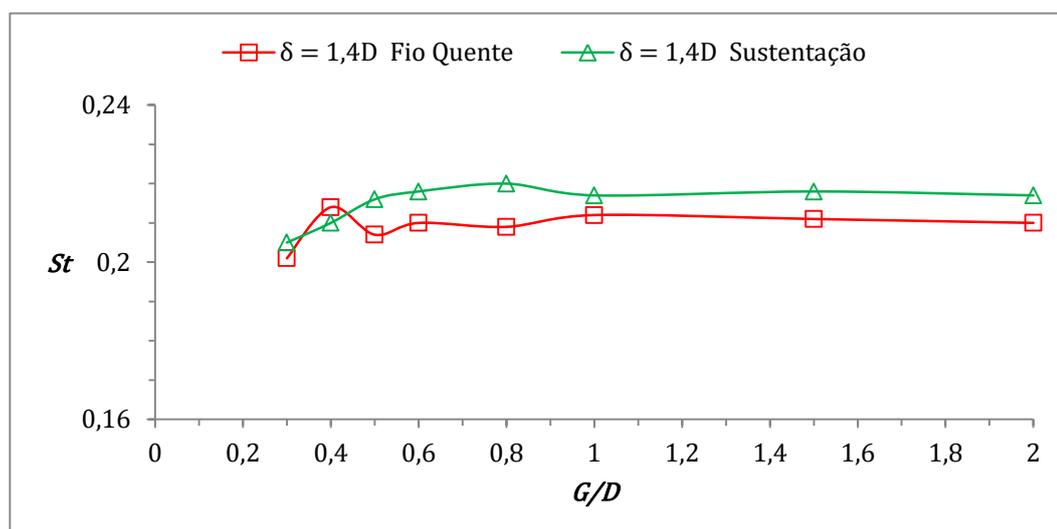


(fonte: elaborado pelo autor)

A Figura 71 apresenta os resultados do número de Strouhal para o escoamento com  $\delta = 1,4D$ . Assim como os resultados obtidos para  $\delta = 1D$ , a concordância entre as duas metodologias utilizadas foi muito boa. Em ambos os casos houve um incremento sutil nos valores obtidos por meio do espectro do  $C_L$ ; exceção feita em  $G/D = 0,4$ , onde o número de Strouhal obtido por meio do espectro do fio quente apresentou um valor levemente superior. Nas duas

metodologias também se pode perceber uma tendência de queda nos valores de  $St$  quando  $G/D < 0,4$ .

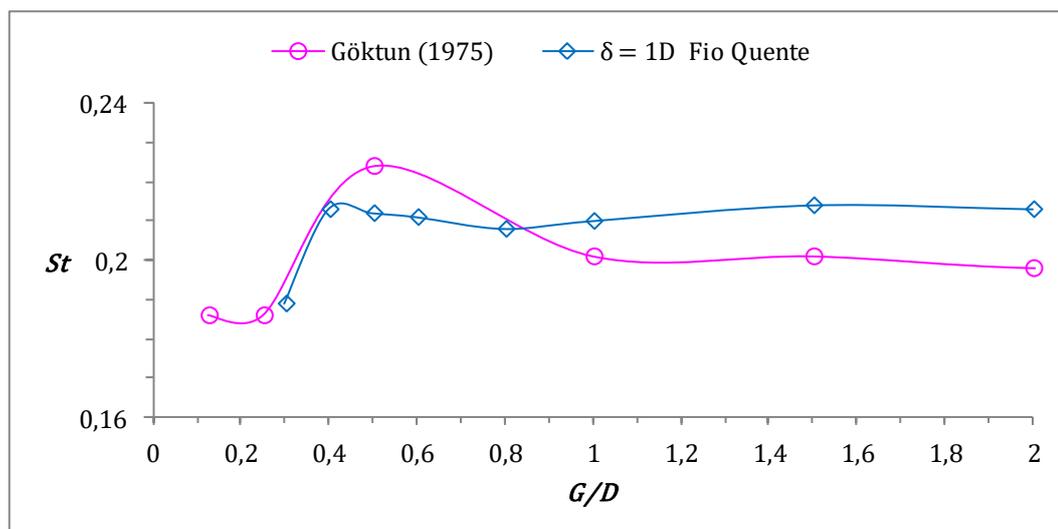
Figura 71 – Valores do número de Strouhal para  $G/D$  entre 0,3 e 2 obtidos por meio da leitura dos espectros dos sinais do fio quente e dos sinais do  $C_L$  com  $\delta = 1,4D$



(fonte: elaborado pelo autor)

A queda do número de Strouhal, observada nos resultados do presente trabalho quando a influência da presença da placa se torna mais evidente, também foi percebida por Göktun (1975). Os gráficos da Figura 72 deixam evidente essa tendência apresentada nos dois trabalhos. Apesar do gráfico de Göktun (1975) iniciar a queda em torno de  $G/D = 0,5$ , esse valor pode não ter sido o limite inferior para a ocorrência do fenômeno. Ao se olhar com mais atenção o intervalo de  $G/D$  usado por Göktun (1975), percebe-se uma distância muito grande entre os valores escolhidos pelo autor para posicionar o cilindro em relação à placa. É possível então que o número de Strouhal possa ter iniciado uma trajetória de queda para valores de  $G/D$  ainda menores do que 0,5.

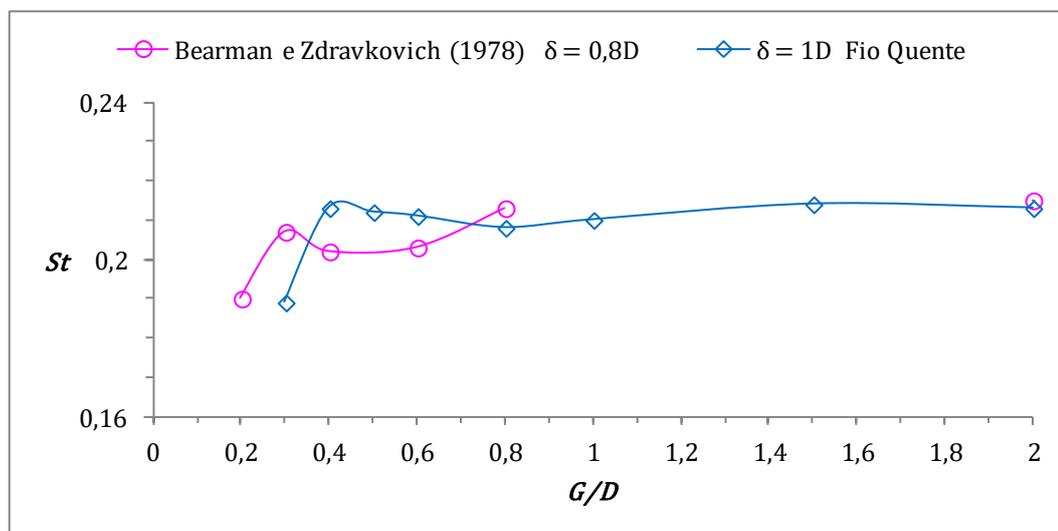
Figura 72 – Valores do número de Strouhal  $\times G/D$  encontrados por Göktun (1975) e por este trabalho



(fonte: elaborado pelo autor)

Seguindo o comparativo dos resultados obtidos para o número de Strouhal, a seguir são apresentados os valores obtidos por Bearman e Zdravkovich (1978) e por este trabalho (Figura 73), eles são oriundos dos sinais do espectro da anemometria de fio quente. Os valores de Bearman e Zdravkovich (1978) foram tomados pela sonda de fio quente na posição mais afastada da placa. Por limitações técnicas houve uma falha na leitura dos dados apresentados por esses autores em  $G/D = 1,5$ . O valor do número de Strouhal obtido pelos dados da sonda de fio quente posicionada mais próxima à placa foi igual a 0,204 e é bastante próximo ao valor registrado na abertura imediatamente menor usada por eles ( $G/D = 0,8$ ). Pode-se afirmar, com base nos dados apresentados, que há uma boa concordância entre os dois trabalhos.

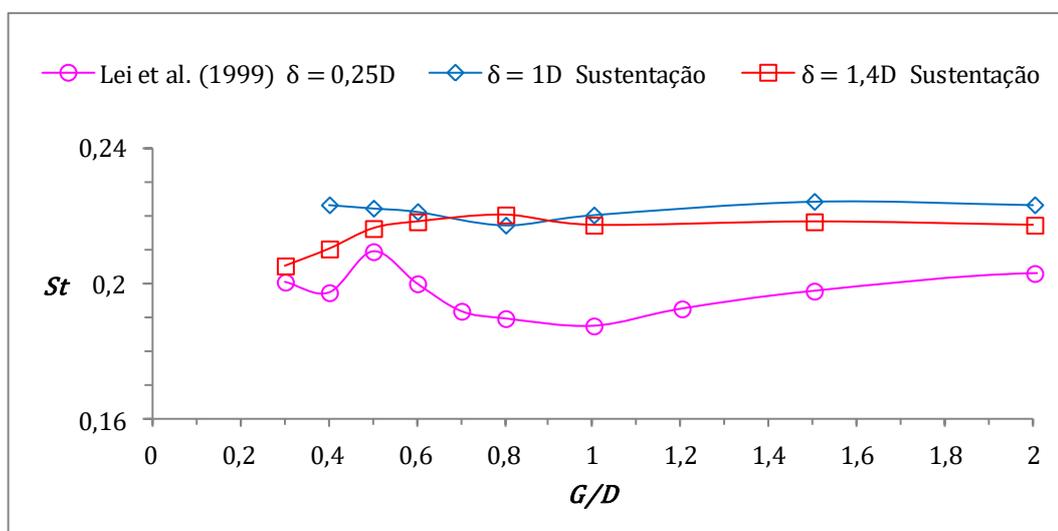
Figura 73 – Valores do número de Strouhal  $\times G/D$  encontrados por Bearman e Zdravkovich (1978) e por este trabalho



(fonte: elaborado pelo autor)

A seguir são apresentados (Figura 74) um dos gráficos obtidos por Lei et al. (1999) e os dois obtidos por este trabalho para o número de Strouhal. O trabalho de Lei et al. (1999) também utilizou a leitura dos picos do espectro dos sinais do  $C_L$  para determinar o número de Strouhal. Nota-se uma variação maior nos valores do parâmetro quando comparados aos deste trabalho. A diferença se torna mais evidente em  $G/D$  maiores, onde a influência da presença da placa tende a ser menor.

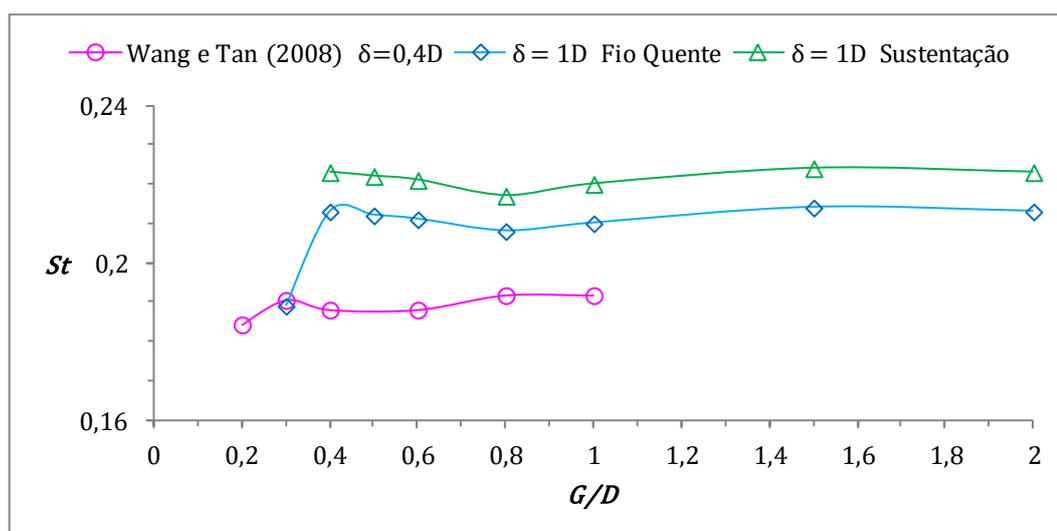
Figura 74 – Valores do número de Strouhal  $\times G/D$  encontrados por Lei et al. (1999) e por este trabalho



(fonte: elaborado pelo autor)

Os dados de Wang e Tan (2008) mostram que os números de Strouhal estão todos abaixo de 0,2 (Figura 75). Cabe salientar que a técnica empregada pelos autores para a obtenção dos valores foi baseada na técnica de PIV. Tal fato talvez possa justificar o distanciamento dos resultados desses autores em relação aos deste trabalho e também de uma parcela significativa dos demais.

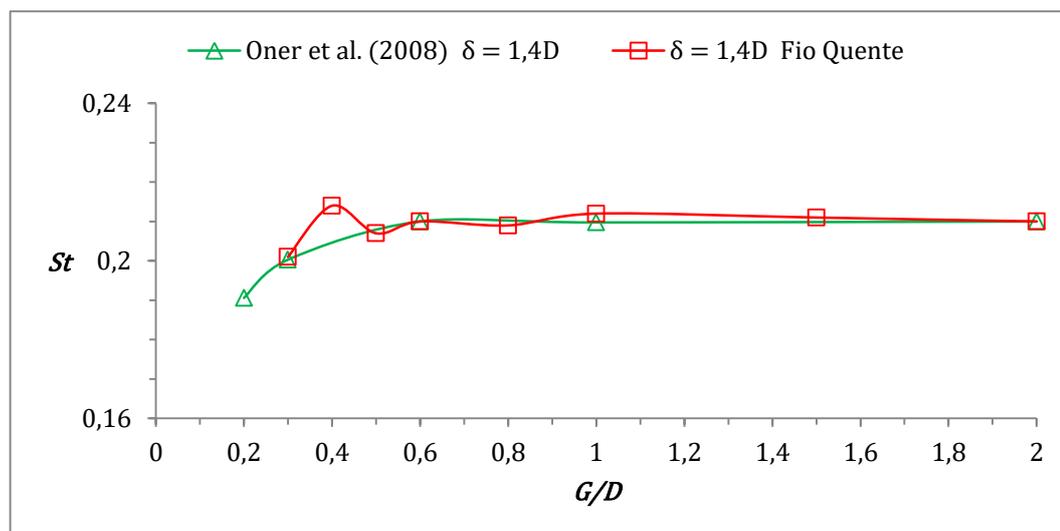
Figura 75 – Valores do número de Strouhal  $\times G/D$  encontrados por Wang e Tan (2008) e por este trabalho



(fonte: elaborado pelo autor)

A seguir (Figura 76) são comparados os resultados obtidos por Oner et al. (2008) com os resultados obtidos por este trabalho para o número de Strouhal. No trabalho de Oner et al. (2008), a exemplo do de Wang e Tan (2008), foi utilizado os dados obtidos por PIV; porém, ao contrário dos resultados dos últimos, os valores encontrados por Oner et al. (2008) para  $Re = 9,5 \times 10^3$  se mostraram bastante próximos aos deste trabalho usando os dados da anemometria de fio quente com  $\delta = 1,4D$ . Os resultados do  $St$  encontrados por Oner et al. (2008) foram para escoamentos com  $Re = 9,5 \times 10^3$  e os de Wang e Tan (2008), para  $Re = 1 \times 10^4$ .

Figura 76 – Valores do número de Strouhal  $\times G/D$  encontrados por Oner et al. (2008) e por este trabalho



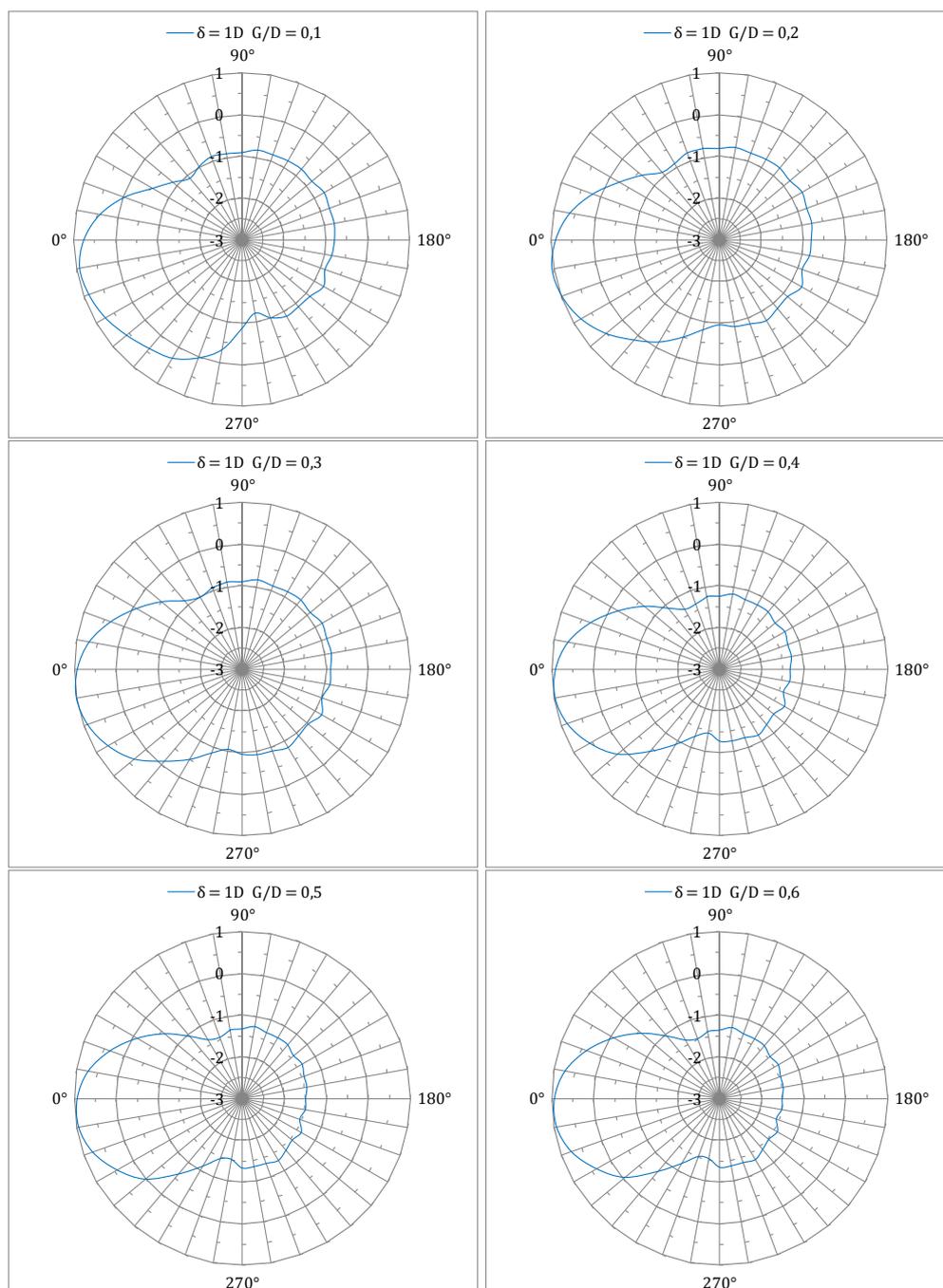
(fonte: elaborado pelo autor)

### 5.3 DISTRIBUIÇÃO DAS PRESSÕES MÉDIAS

A partir dos dados dos ensaios realizados, foi possível obter os gráficos detalhados da distribuição das pressões médias sobre a superfície do cilindro. O número de tomadas de pressão utilizado na superfície do cilindro (ver item 4.1) para a captura dos dados é, até esta data, o maior que o autor pôde apurar na literatura. Em geral, os resultados obtidos estão de acordo com os poucos trabalhos já publicados sobre o tema. As figuras seguintes mostram os diagramas de pressões para os dois escoamentos usados ( $\delta = 1D$  e  $\delta = 1,4D$ ).

Os diagramas dos  $C_p$  médios na superfície do cilindro submetido a um escoamento de camada limite com  $\delta = 1D$  e  $0,1 < G/D < 0,6$  (Figura 77) mostram um aumento da influência da presença da placa no escoamento no entorno do cilindro. Essa influência é perceptível em porções a montante e a jusante do eixo do cilindro; porém, é a segunda região (a esteira) a de maior interesse prático, pois é onde ocorre a formação e o desprendimento dos vórtices.

Figura 77 – Diagramas do  $C_p$  médio sobre a superfície do cilindro para  $G/D$  entre 0,1 e 0,4 com  $\delta = 1D$



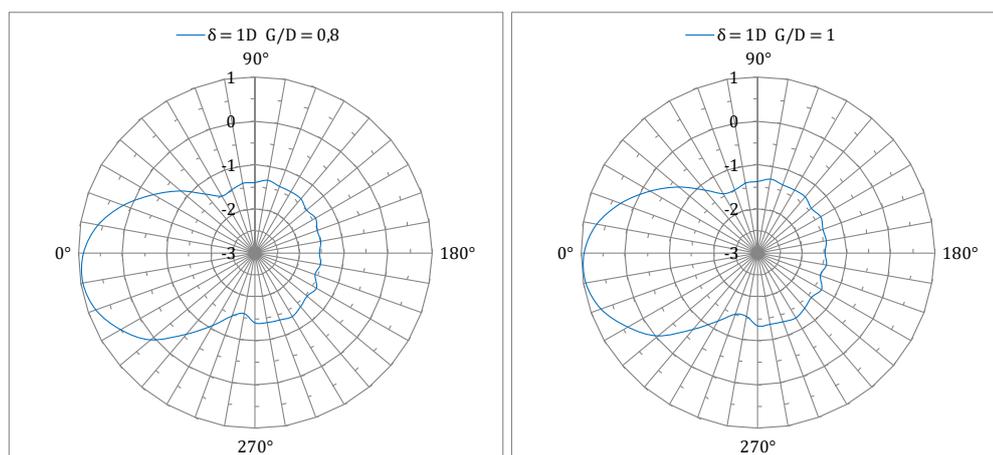
(fonte: elaborado pelo autor)

Para  $G/D$  entre 0,1 e 0,5, a região da esteira apresentou mudanças importantes nos valores do  $C_p$ . Nos gráficos é possível ver duas variações significativas do coeficiente: para  $G/D$  entre 0,5 e 0,4 e para  $G/D$  entre 0,4 e 0,3. Nessas transições, o valor de  $C_p$  teve um súbito aumento e então (a partir daí) se estabilizou em torno de um valor constante quando a distância da

placa diminuiu ainda mais (para  $G/D$  entre 0,2 e 0,1). Essa mudança súbita do  $C_P$  tem uma relação direta com o desaparecimento do desprendimento alternado dos vórtices e pode ser explicado, segundo Nishino et al. (2007), pela interrupção do movimento do fluido, presente na região de base da esteira, que seria continuamente atraído pelo vórtice em formação. Anos antes, Bearman e Trueman (1972) já haviam sugerido que um dos motivos que manteria baixa a pressão de base de um cilindro seria esse mecanismo de atração de fluido por parte dos vórtices crescentes (e em menor grau pelas camadas cisalhantes).

Para  $G/D > 0,6$ , os gráficos do  $C_P$  praticamente não apresentaram variações significativas, indicando que a influência da placa diminuiu consideravelmente (Figura 78).

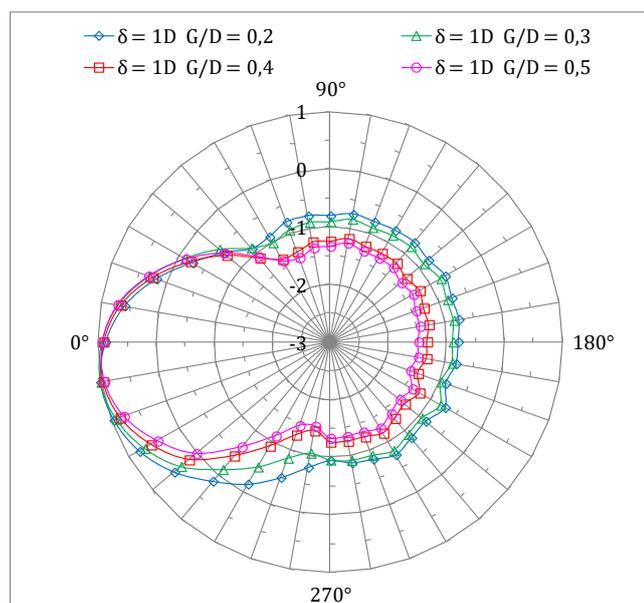
Figura 78 – Diagramas do  $C_P$  médio sobre a superfície do cilindro para  $G/D = 0,8$  e  $G/D = 1$  com  $\delta = 1D$



(fonte: elaborado pelo autor)

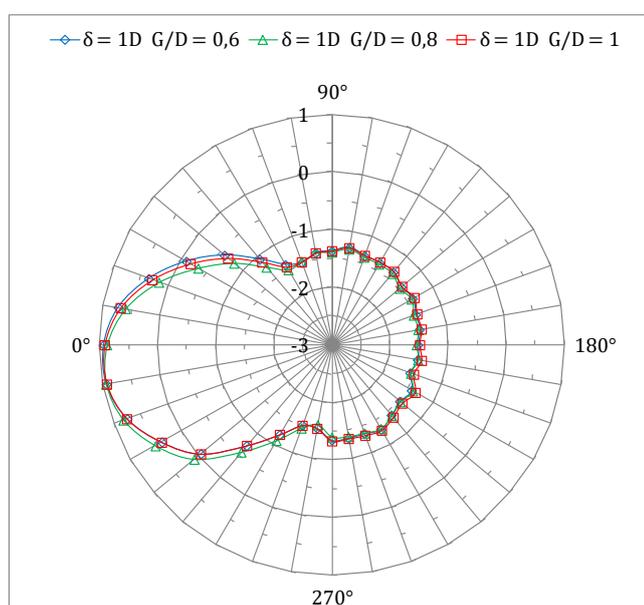
O comentário feito sobre a variação dos coeficientes de pressão em relação a certos intervalos de  $G/D$  pode ser mais bem entendido por meio da comparação direta dos gráficos. Na Figura 79 e na Figura 80 se pode observar a diferença da influência da placa para pequenos e para grandes valores de  $G/D$ .

Figura 79 – Diagramas do  $C_p$  médio sobre a superfície do cilindro para  $G/D$  entre 0,2 e 0,5 com  $\delta = 1D$



(fonte: elaborado pelo autor)

Figura 80 – Diagramas do  $C_p$  médio sobre a superfície do cilindro para  $G/D$  entre 0,6 e 1 com  $\delta = 1D$

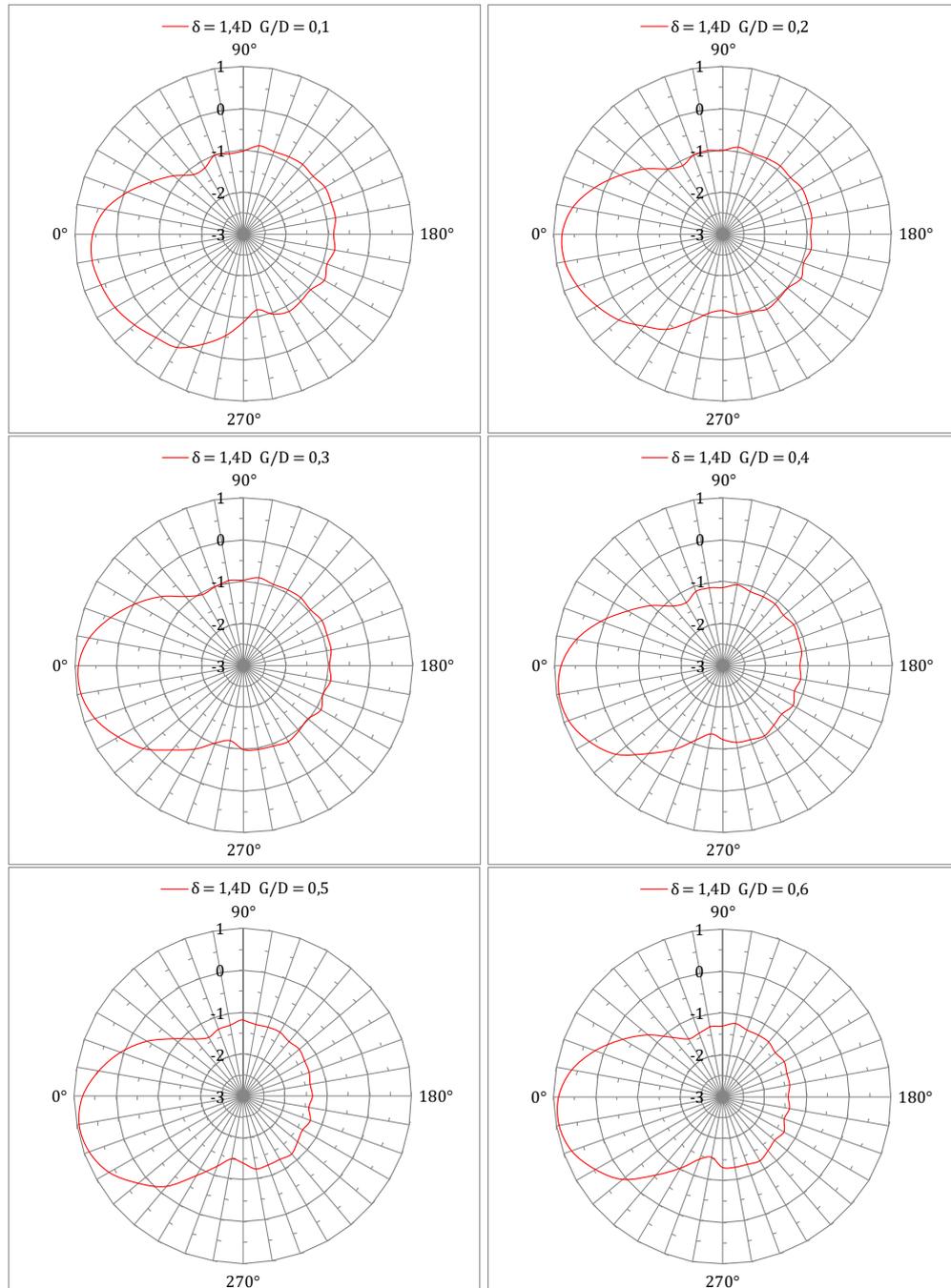


(fonte: elaborado pelo autor)

Quando o cilindro foi submetido ao escoamento com  $\delta = 1,4D$ , houve uma mudança perceptível na variação dos valores do  $C_p$  na região da esteira para pequenas aberturas. Ao contrário do escoamento com  $\delta = 1D$ , a transição do  $C_p$  se deu de forma mais branda, porém aconteceu também no mesmo intervalo observado para o escoamento com camada limite de

menor espessura. Na Figura 81 se pode observar o comportamento do  $C_p$  para  $G/D$  entre 0,1 e 0,6.

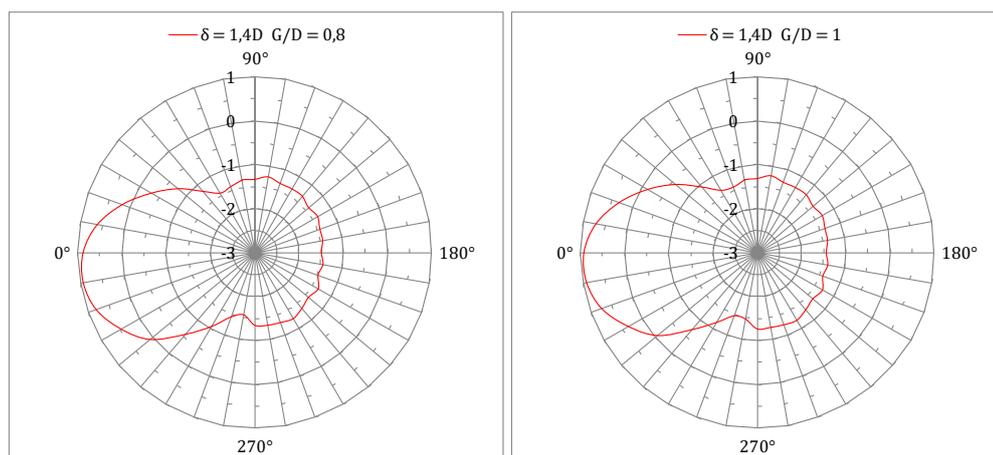
Figura 81 – Diagramas do  $C_p$  médio sobre a superfície do cilindro para  $G/D$  entre 0,1 e 0,6 com  $\delta = 1,4D$



(fonte: elaborado pelo autor)

Para  $G/D > 0,6$ , os gráficos do  $C_P$ , do mesmo modo que aconteceu com o escoamento com  $\delta = 1D$ , praticamente não apresentaram variações significativas, corroborando, portanto, a pouca influência que a placa possui em  $G/D$  maiores. A Figura 82 mostra os gráficos do  $C_P$  para  $G/D = 0,8$  e  $G/D = 1$ .

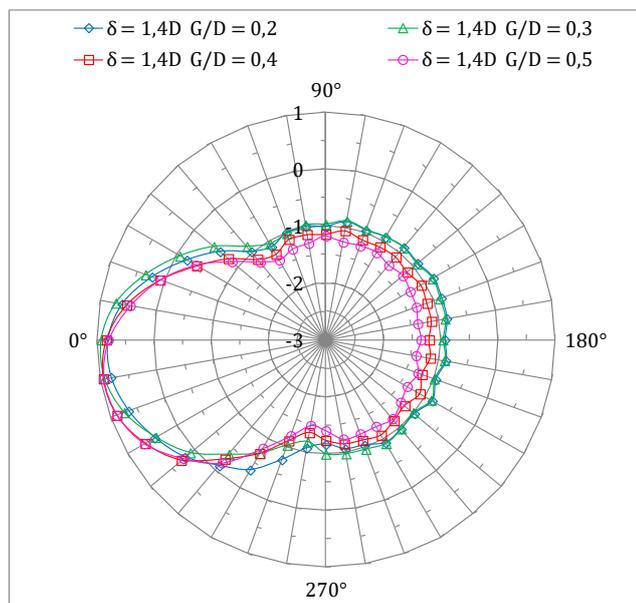
Figura 82 – Diagramas do  $C_P$  médio sobre a superfície do cilindro para  $G/D = 0,8$  e  $G/D = 1$  com  $\delta = 1,4D$



(fonte: elaborado pelo autor)

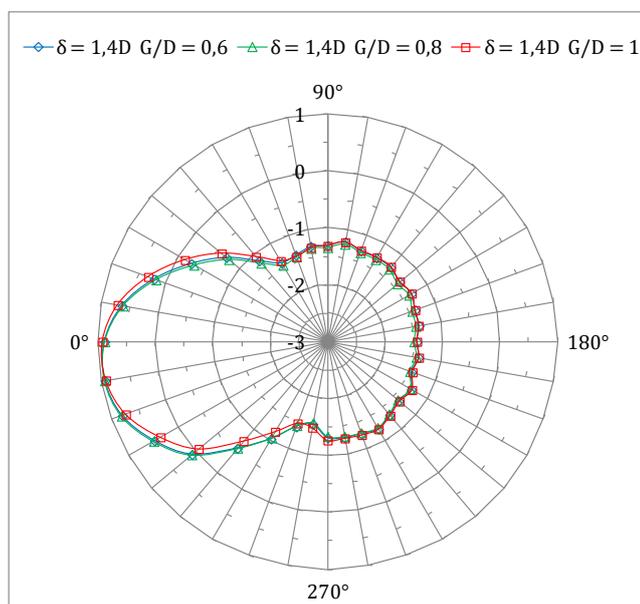
Assim como foi feito para o escoamento com  $\delta = 1D$ , serão apresentados a seguir (Figura 83 e Figura 84) os gráficos conjuntos para uma melhor visualização da variação do coeficiente de pressão no intervalo de  $0,2 < G/D < 0,5$ .

Figura 83 – Comparativo dos gráficos do  $C_p$  médio sobre a superfície do cilindro para  $G/D$  entre 0,2 e 0,5 com  $\delta = 1,4D$



(fonte: elaborado pelo autor)

Figura 84 – Comparativo dos gráficos do  $C_p$  médio sobre a superfície do cilindro para  $G/D$  entre 0,6 e 1 com  $\delta = 1,4D$



(fonte: elaborado pelo autor)

## 5.4 COEFICIENTES DE ARRASTO E DE SUSTENTAÇÃO

Os coeficientes de arrasto e de sustentação foram determinados a partir da integração numérica dos coeficientes de pressão obtidos através das séries temporais de pressões

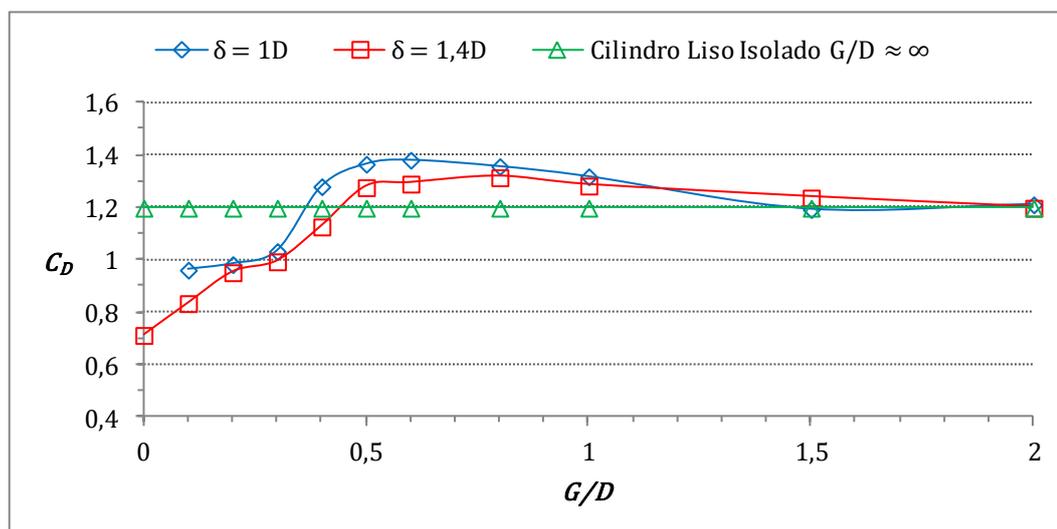
instantâneas (ver item 4.3). O comportamento desses coeficientes, de forma geral, teve boa concordância com os valores divulgados na literatura disponível.

Aqui se deve esclarecer que no experimento realizado com o escoamento com camada limite de  $\delta = 1D$  houve um erro na captura dos dados de pressão em  $G/D = 0$ . Tal fato impossibilitou a avaliação dos coeficientes de arrasto e de sustentação no momento em que o cilindro tocava a placa.

### 5.4.1 Coeficiente de arrasto

A Figura 85 mostra os gráficos com os valores do  $C_D$  para os dois perfis do escoamento incidente usados neste trabalho. A tendência apresentada nos dois é semelhante, no entanto existem algumas sutilezas que podem ser apontadas. Para  $G/D > 1,5$ , o comportamento de ambos segue um padrão parecido com aquele observado no escoamento em torno de um cilindro isolado. A parte mais sutil do comportamento se dá em  $G/D$  menores, principalmente um pouco antes da queda acentuada do  $C_D$  e imediatamente após essa queda. Como se pode ver, a queda do arrasto se dá em  $G/D < 0,5$ , para os dois perfis usados.

Figura 85 – Gráficos do  $C_D$  obtidos por este trabalho para escoamentos incidentes com  $\delta = 1D$  e  $\delta = 1,4D$



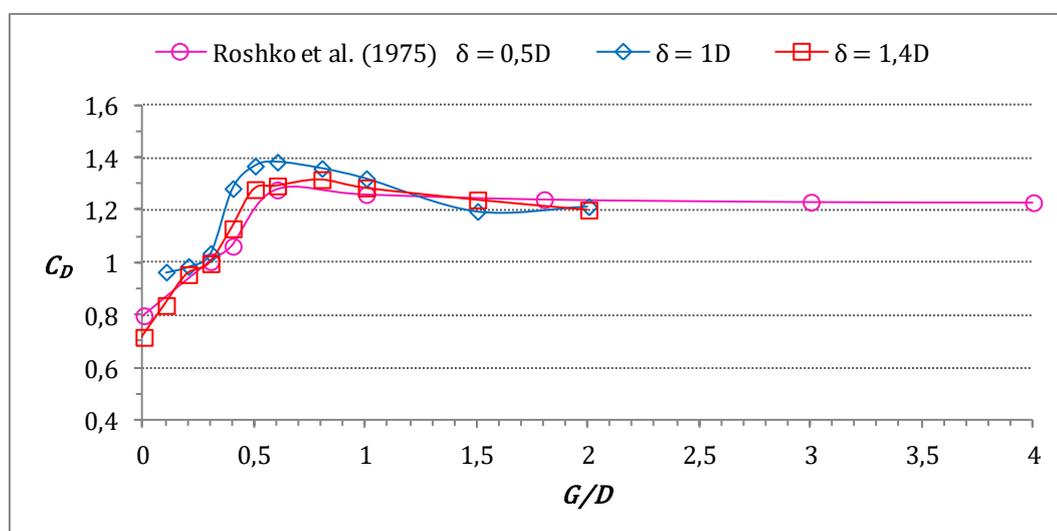
(fonte: elaborado pelo autor)

Nota-se que para  $G/D < 0,8$  a influência da placa é mais sentida no perfil com camada limite de menor espessura. A presença da placa para o perfil de maior espessura parece exercer uma influência mais perceptível somente quando  $G/D < 0,5$ . Para  $G/D$  ainda menores, logo após a

queda do arrasto, fica clara a manutenção de um pequeno patamar para  $G/D < 0,3$ . Esse patamar permanece estável no escoamento com  $\delta = 1D$ , mesmo quando  $G/D$  se aproxima de zero. Para o escoamento com  $\delta = 1,4D$  a manutenção desse patamar é transitória, com o  $C_D$  voltando a cair à medida que a placa é aproximada do cilindro.

Na Figura 86 tem-se a comparação dos valores do coeficiente de arrasto obtidos por Roshko et al. (1975) com os valores obtidos por este trabalho usando escoamentos com  $\delta = 1D$  e  $\delta = 1,4D$ . Nota-se que os resultados de Roshko et al. (1975) concordam melhor com os resultados obtidos por este trabalho usando a camada limite de maior espessura. Nos resultados de Roshko et al. (1975) a presença da placa exerce uma influência ainda menor no comportamento do arrasto para  $G/D > 0,6$ . Para  $G/D$  menores do que 0,6 a queda de  $C_D$  é também acentuada, sem apresentar indício de patamar de estabilização. No entanto, é importante ressaltar que os autores usaram poucos pontos de  $G/D$  para essas aberturas menores, inviabilizando uma análise mais precisa da existência do patamar.

Figura 86 – Comparação entre os gráficos do  $C_D$  obtidos por Roshko et al (1975) e por este trabalho com escoamento incidente com  $\delta = 1D$  e  $\delta = 1,4D$

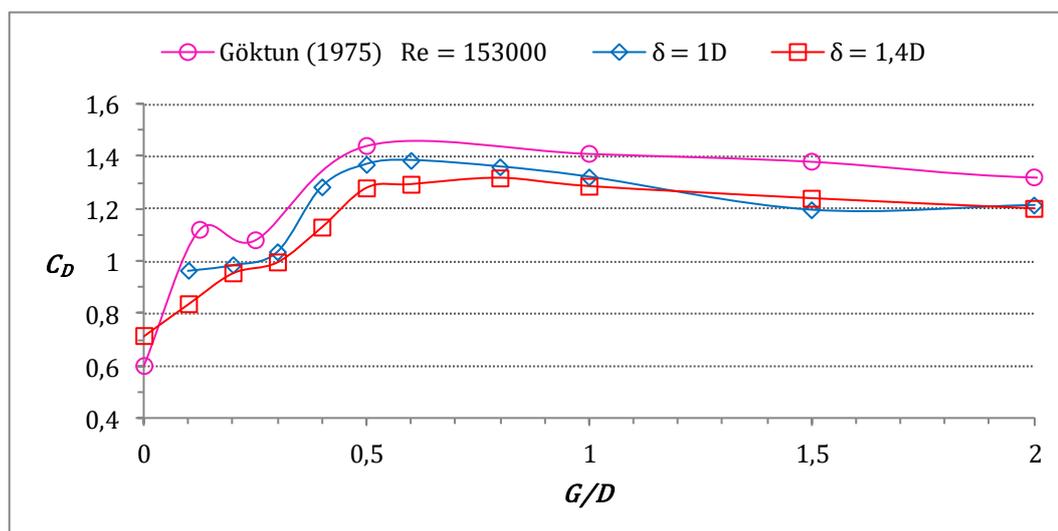


(fonte: elaborado pelo autor)

A Figura 87 mostra os resultados obtidos por Göktun (1975) e por este trabalho para o coeficiente de arrasto. Em ambos há uma tendência similar. Apesar de Göktun (1975) não ter feito um estudo com uma quantidade maior de pontos para  $G/D < 0,5$ , os valores encontrados pelo autor parecem indicar a manutenção de um patamar ligeiramente estável para

$0,125 < G/D < 0,25$ . No estudo de Göktun (1975), a queda pronunciada do arrasto também acontece com  $G/D$  próximo de 0,5.

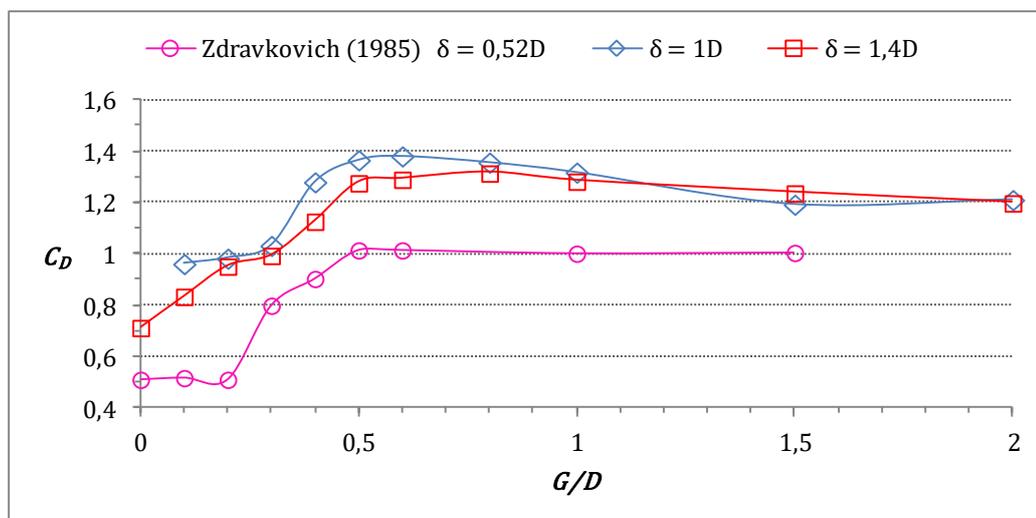
Figura 87 – Comparação entre os gráficos do  $C_D$  obtidos por Göktun (1975) e por este trabalho com escoamento incidente com  $\delta = 1D$  e  $\delta = 1,4D$



(fonte: elaborado pelo autor)

A Figura 88 mostra os resultados do  $C_D$  obtidos por Zdravkovich (1985) e os obtidos por este trabalho. Os resultados de Zdravkovich (1985) são referentes ao ensaio usando um escoamento com perfil de camada limite desenvolvido artificialmente por uma haste posicionada entre o bordo de ataque da placa e o cilindro. Apesar da evidente discrepância entre os valores numéricos, o comportamento do  $C_D$  apresenta uma tendência semelhante nos dois trabalhos, principalmente pela existência do patamar estável logo após a queda característica do  $C_D$ . O ponto onde se dá o início da queda também parece ser o mesmo, em  $G/D = 0,5$ . A grande discrepância entre os valores numéricos talvez seja explicada pela metodologia usada por Zdravkovich (1985) para processar os dados oriundos de uma balança com extensores.

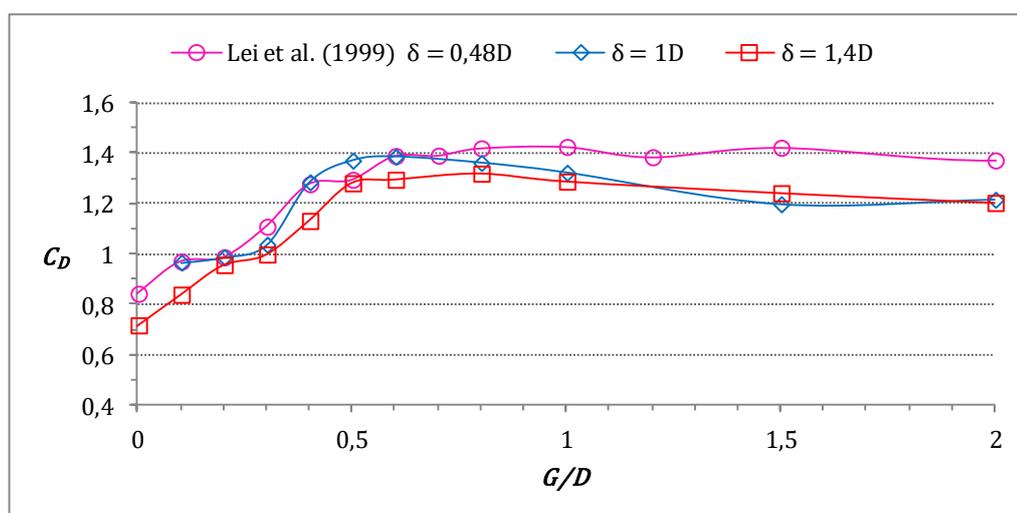
Figura 88 – Comparação entre os gráficos do  $C_D$  obtidos por Zdravkovich (1985) e por este trabalho com escoamento incidente com  $\delta = 1D$  e  $\delta = 1,4D$



(fonte: elaborado pelo autor)

O outro estudo em que há uma boa concordância com os resultados aqui apresentados é o de Lei et al. (1999). O presente trabalho, de certa forma e na medida do possível, procurou seguir a metodologia e a configuração empregada por esses autores. Nos gráficos da Figura 89 é possível ver certas semelhanças nos valores e também nas tendências dos gráficos. A aderência entre eles para  $G/D < 0,8$  só não é melhor devido à mudança da tendência motivada pelo ponto em  $G/D = 0,5$  no gráfico de Lei et al. (1999). O patamar, logo abaixo da forte queda do  $C_D$ , também pôde ser identificado.

Figura 89 – Comparação entre os gráficos do  $C_D$  obtidos por Lei et al. (1999) e por este trabalho com escoamento incidente com  $\delta = 1D$  e  $\delta = 1,4D$

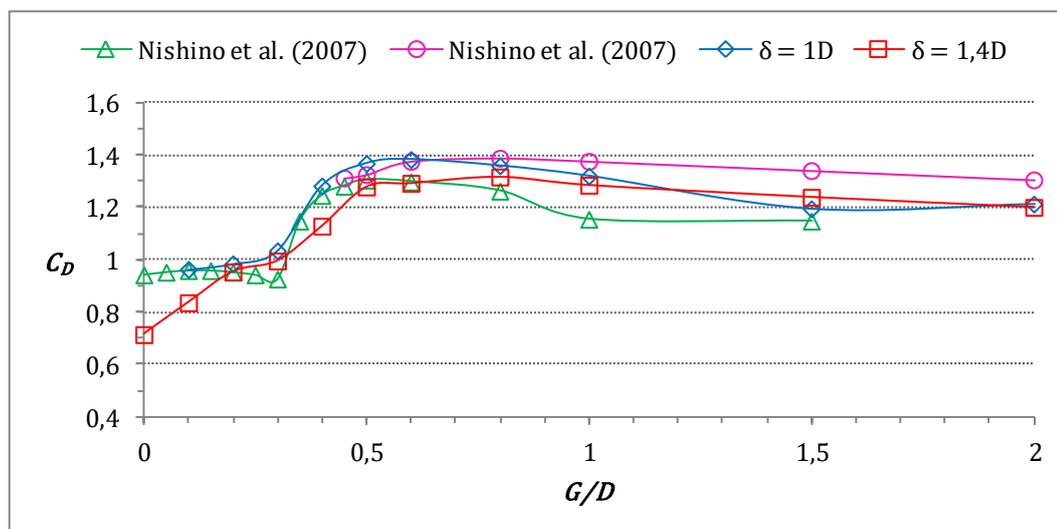


(fonte: elaborado pelo autor)

Na Figura 90 se pode visualizar o comparativo dos resultados dos valores do  $C_D$  obtidos por Nishino et al. (2007) com os deste trabalho. Os gráficos de Nishino et al. (2007) são referentes à duas das diferentes configurações do cilindro com placas terminais ensaiadas pelos autores. Como se pode perceber, há uma boa concordância entre as tendências e os valores dos dois gráficos com os deste trabalho. Essa concordância é de certa forma surpreendente, pois as configurações dos aparatos utilizados e a metodologia empregada nos dois trabalhos são muito diferentes. Como foi relatado no capítulo 3, no experimento de Nishino et al. (2007) foi utilizada uma técnica de piso móvel no túnel de vento para tentar eliminar a influência de uma camada limite no escoamento incidente. Percebe-se claramente que, mesmo na ausência dos efeitos cisalhantes do escoamento incidente, a queda do coeficiente de arrasto se dá com  $G/D$  próximo de 0,5. Os valores do  $C_D$  plotados com a linha magenta e o marcador em forma de círculo são interrompidos em  $G/D = 0,4$  por causa do excesso em altura das placas terminais usadas pelos autores nessa configuração. Para a outra configuração, na qual são mostrados os valores de  $C_D$  com a linha verde e marcadores triangulares, os autores usaram placas terminais nas extremidades do cilindro sem excesso de altura, permitindo assim a aproximação do cilindro até  $G/D \approx 0$ .

Os valores encontrados por este trabalho para o  $C_D$  usando-se os perfis de aproximação com  $\delta = 1D$  e  $\delta = 1,4D$  apresentam um comportamento similar aos de Nishino et al. (2007), principalmente quando  $G/D < 0,5$ . Chama a atenção nos resultados dos dois trabalhos a manutenção do patamar praticamente estável para a região de pequenas aberturas, em  $0 < G/D < 0,3$ .

Figura 90 – Comparação entre os gráficos do  $C_D$  obtidos por Nishino et al. (2007) e por este trabalho com escoamento incidente com  $\delta = 1D$  e  $\delta = 1,4D$



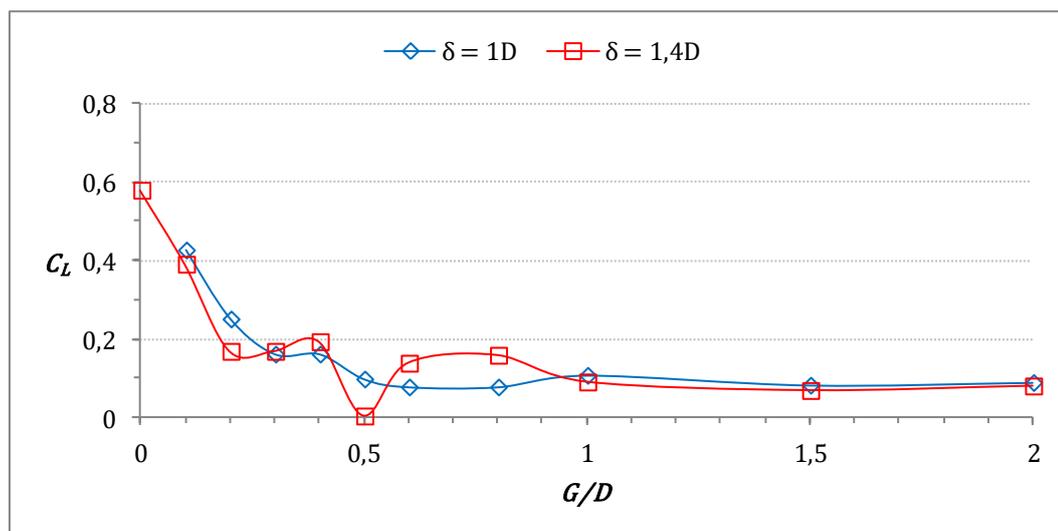
(fonte: elaborado pelo autor)

### 5.4.2 Coeficiente de sustentação

Neste item, serão apresentados os resultados obtidos por este trabalho para o comportamento do coeficiente de sustentação, bem como a comparação com os resultados disponíveis na literatura.

A Figura 91 mostra o gráfico com os valores do  $C_L$  para os dois casos estudados neste trabalho. A tendência e os valores apresentados em ambos são semelhantes; porém, conforme pode ser visto, os valores do  $C_L$  obtidos com a camada limite mais espessa apresentam alguns pontos que destoam da linha de tendência esperada. Esses valores (principalmente para  $G/D = 0,5$ ) foram mantidos como válidos porque os dados que os originaram foram capturados duas vezes, separados por um intervalo de aproximadamente três minutos. O processamento posterior desses dados revelou uma boa concordância entre eles, garantindo então a sua validade para o cálculo do  $C_L$ . Então, com base nesses dados, é possível afirmar que o  $C_L$  médio em  $G/D = 0,5$  com  $\delta = 1,4D$  é, aproximadamente, zero.

Figura 91 – Gráficos do  $C_L$  obtidos por este trabalho para escoamentos incidentes com  $\delta = 1D$  e  $\delta = 1,4D$

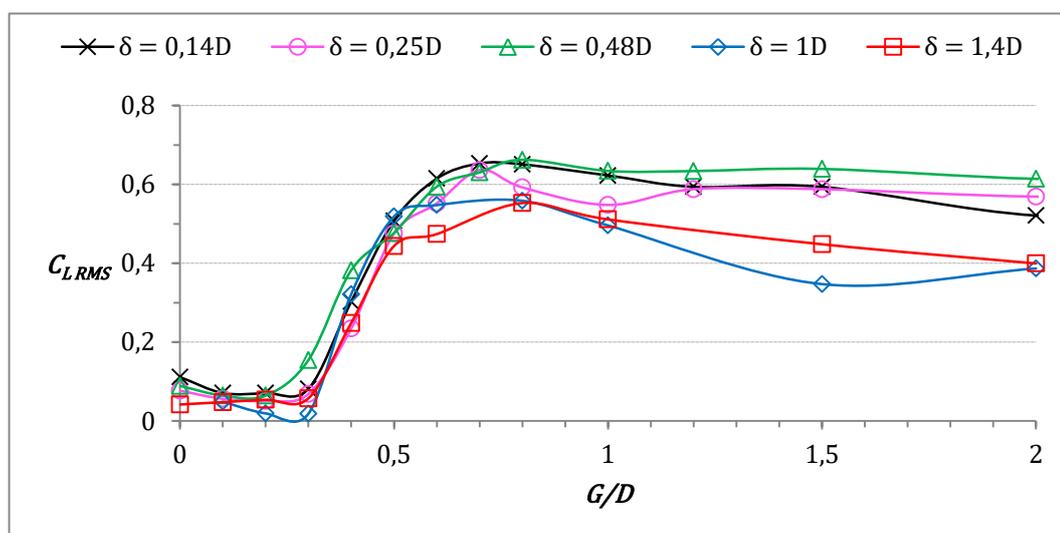


(fonte: elaborado pelo autor)

A Figura 92 apresenta o comparativo dos gráficos com os valores do  $C_{L\ RMS}$  em função de  $G/D$  obtidos por Lei et al. (1999) e por este trabalho. Lei et al. (1999) expuseram de forma didática como interpretar o que ocorre com o coeficiente de sustentação ao analisar os valores  $RMS$  obtidos em seu trabalho. Eles optaram por classificar a variação dos valores do  $C_{L\ RMS}$  em três regimes, caracterizados em função de  $G/D$ . O primeiro regime caracterizaria os  $G/D$  pequenos, nos quais não haveria o desprendimento dos vórtices e a flutuação do  $C_L$  apresentaria valores muito pequenos. Para os gráficos do  $C_{L\ RMS}$  apresentados pelo presente trabalho esse regime estaria compreendido em  $0 < G/D < 0,3$ . O segundo regime seria caracterizado pelo aumento rápido da amplitude das flutuações; em um primeiro momento de forma brusca, para em seguida mudar de forma mais suave, quando  $G/D$  assume valores maiores. Esse comportamento seria explicado inicialmente pelo restabelecimento do desprendimento alternado dos vórtices e posteriormente pela gradual perda de influência da placa no escoamento. Os valores apresentados pelo presente trabalho indicam que esse regime estaria em  $0,3 < G/D < 1$ . O terceiro regime ocorreria em  $G/D$  grandes, nos quais o efeito da presença da placa no desprendimento dos vórtices poderia ser desprezado. Os valores obtidos por este trabalho para esse último regime ocorreriam em  $G/D > 1$ . Os gráficos obtidos por Lei et al (1999) para o  $C_{L\ RMS}$  são oriundos de escoamentos com camadas limite desenvolvidas naturalmente sobre a placa ( $\delta = 0,14D$ ;  $0,25D$  e  $0,48D$ ). No comparativo dos gráficos é visível a boa concordância entre eles, principalmente para  $G/D < 1$ . Adotando-se a interpretação de

Lei et al (1999) para o comportamento do  $C_{L\ RMS}$  descrita nas linhas acima, é possível concluir que na faixa de  $G/D$  compreendida entre a ausência do desprendimento de vórtices e o seu pleno restabelecimento o  $C_{L\ RMS}$  sinaliza que há uma semelhança muito grande entre os cinco escoamentos. No entanto, para  $G/D > 1$  os gráficos apontam duas tendências diferentes. Enquanto os resultados de Lei et al (1999) mostram pouca influência da placa, os resultados deste trabalho indicam uma influência não desprezável da mesma.

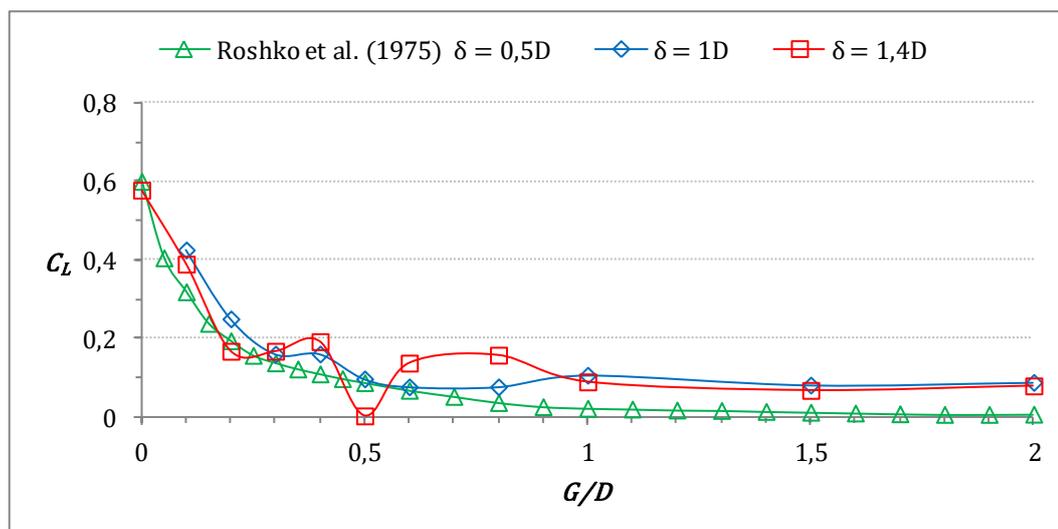
Figura 92 – Gráficos do  $C_{L\ RMS} \times G/D$  obtidos por Lei et al. (1999) e por este trabalho



(fonte: elaborado pelo autor)

A Figura 93 mostra a comparação dos resultados do  $C_L$  obtidos por este trabalho com os de Roshko et al. (1975). Os valores e a tendência para  $G/D$  menores do que aproximadamente 0,6 parecem ter uma boa concordância. Para  $G/D > 1$ , os resultados apresentam uma concordância apenas razoável. Os resultados de Roshko et al. (1975) nessa faixa maior de aberturas tendem a estabilizar em um patamar bem próximo de zero, ao passo que os resultados deste trabalho tendem a um patamar próximo de 0,1. A tendência para os valores intermediários de  $G/D$  (entre 1 e 0,6) também é apenas razoável, enquanto os resultados de Roshko et al. (1975) seguem uma lenta e consistente tendência de crescimento, os deste trabalho mantêm apenas alguma regularidade.

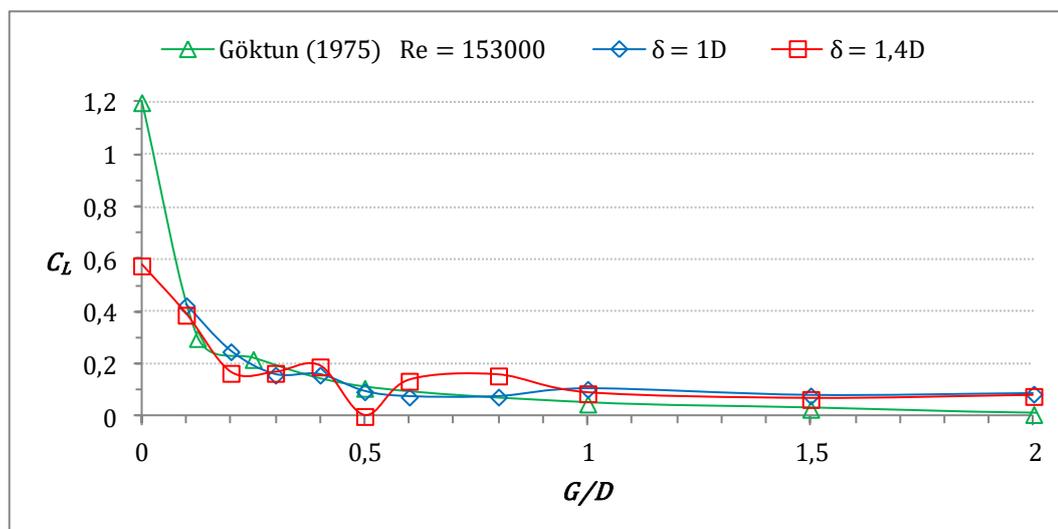
Figura 93 – Comparação entre os gráficos do  $C_D$  obtidos por Roshko et al (1975) e por este trabalho com escoamento incidente com  $\delta = 1D$  e  $\delta = 1,4D$



(fonte: elaborado pelo autor)

A Figura 94 mostra os resultados de Göktun (1975) para o  $C_L$  nos quais ele usou um escoamento na faixa superior do regime subcrítico. Na mesma figura também se pode observar os resultados obtidos por este trabalho. Comparando-se os resultados, é possível constatar um bom ajuste entre eles. Os valores numéricos e a tendência apresentada são bastante semelhantes. Como já dito anteriormente, Göktun (1975) não mediu a espessura da camada limite do escoamento incidente, no entanto os valores do  $C_L$  presentes nesse gráfico foram originados por dados com o eixo do cilindro posicionado a  $8D$  do bordo de ataque da placa. Para efeito de comparação, os resultados do  $C_L$  para o escoamento com  $\delta = 1D$  deste trabalho (conforme descritos no capítulo 4) foram originados por dados capturados com o eixo do cilindro posicionado a  $10D$  do bordo de ataque da placa. Pelo exposto, e acrescentando que a placa usada por Göktun (1975) era feita de acrílico e a deste trabalho de madeira, é possível concluir que a espessura da camada limite do escoamento incidente usado por Göktun (1975) era menor do que a deste trabalho.

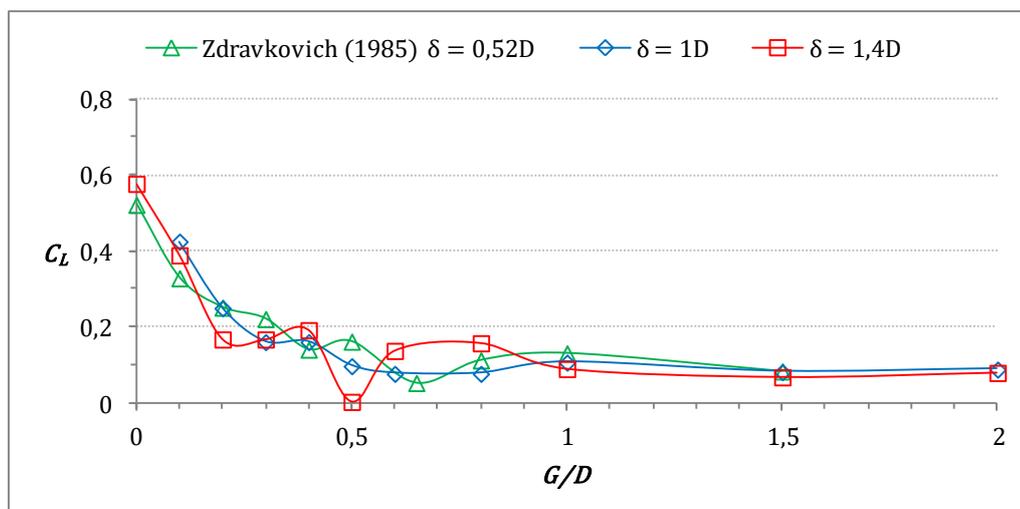
Figura 94 – Comparação entre os gráficos do  $C_D$  obtidos por Göktun (1975) e por este trabalho com escoamento incidente com  $\delta = 1D$  e  $\delta = 1,4D$



(fonte: elaborado pelo autor)

Na Figura 95 têm-se um dos resultados de Zdravkovich (1985) e os dois resultados deste trabalho para o  $C_L$ . É possível concluir, pela análise dos gráficos, que os resultados têm uma boa concordância. Como dito anteriormente, alguns valores obtidos com  $\delta = 1,4D$  destoaram da linha de tendência esperada, no entanto o mesmo fenômeno também aconteceu com alguns valores apresentados por Zdravkovich (1985). A discrepância entre os valores numéricos que antes foi observada para o comparativo dos resultados do  $C_D$  entre o deste trabalho e o de Zdravkovich (1985) não foi observada neste comparativo do  $C_L$ . Os valores do  $C_L$  obtidos por Zdravkovich (1985) nesse gráfico foram gerados por um escoamento com uma camada limite espessada artificialmente por uma haste, ao passo que as deste trabalho foram geradas naturalmente sobre a placa.

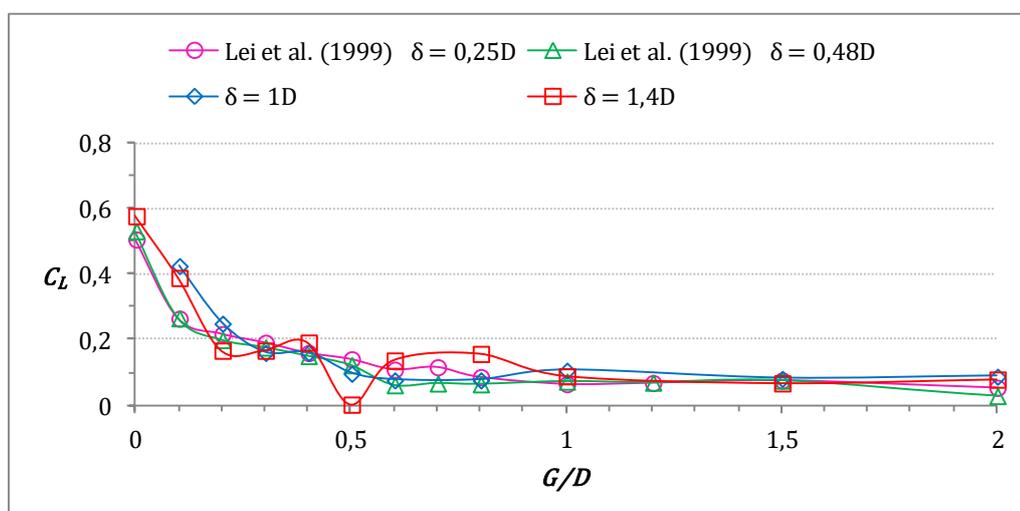
Figura 95 – Comparação entre os gráficos do  $C_L$  obtidos por Zdravkovich (1985) e por este trabalho com escoamento incidente com  $\delta = 1D$  e  $\delta = 1,4D$



(fonte: elaborado pelo autor)

A Figura 96 mostra os gráficos com os resultados obtidos por Lei et al. (1999) e por este trabalho para o  $C_L$ . Os resultados de Lei et al. (1999) usando uma camada limite com  $\delta = 0,25D$  e os resultados deste trabalho com  $\delta = 1D$  mostram uma concordância muito boa, com valores e tendência bem ajustados. Um comportamento semelhante acontece para o  $C_L$  com os escoamentos com camada limite mais espessas; embora a concordância entre os valores numéricos seja fraca para  $G/D < 1$ , a tendência apresentada para todo o intervalo de  $G/D$  é boa.

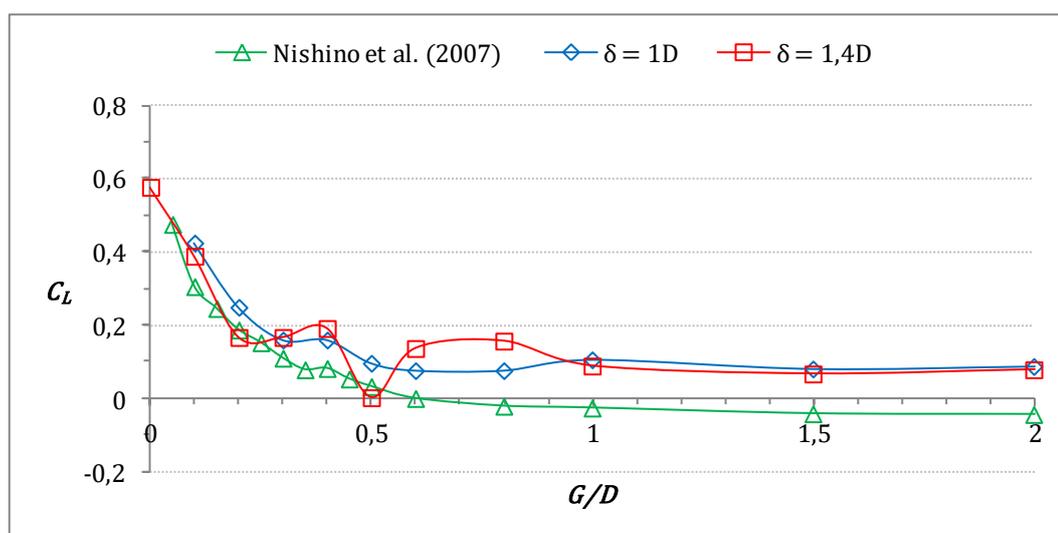
Figura 96 – Comparação entre os gráficos do  $C_L$  obtidos por Lei et al. (1999) e por este trabalho com escoamento incidente com  $\delta = 1D$  e  $\delta = 1,4D$



(fonte: elaborado pelo autor)

A Figura 97 apresenta os gráficos com os resultados obtidos por Nishino et al. (2007) e por este trabalho para o comportamento do  $C_L$ . Observa-se que a concordância entre os resultados não acompanhou àquela apresentada no comparativo do  $C_D$ . Os valores destoaram em praticamente toda a faixa de  $G/D$ , porém a tendência apresentada por eles para  $G/D < 0,6$  é satisfatória.

Figura 97 – Comparação entre os gráficos do  $C_L$  obtidos por Nishino et al. (2007) e por este trabalho com escoamento incidente com  $\delta = 1D$  e  $\delta = 1,4D$



(fonte: elaborado pelo autor)

## 5.5 RESUMO DOS RESULTADOS

Os resultados do estudo dos fenômenos físicos decorrentes do escoamento em torno de um cilindro próximo a uma placa plana apontam para uma boa concordância com a maioria das pesquisas anteriores. O primeiro desses fenômenos abordados foi a supressão do desprendimento alternado de vórtices na esteira do cilindro, caracterizado pela razão de abertura crítica –  $(G/D)_{cr}$ . Os valores encontrados para  $(G/D)_{cr}$  foram iguais a 0,4 para  $\delta = 1D$  e 0,3 para  $\delta = 1,4D$ , estando, portanto, dentro da média dos valores encontrados por outros trabalhos, conforme se pode observar na Tabela 7.

O segundo fenômeno estudado foi o comportamento da frequência de desprendimento dos vórtices, caracterizado pelo número de Strouhal. As duas metodologias usadas para determinar a frequência dos vórtices foram igualmente eficientes em indicar a manutenção do

número de Strouhal em aproximadamente 0,2. Esse resultado, como se pode observar na Tabela 8, também encontra boa concordância nos trabalhos anteriores.

Tabela 7 – Valores para  $(G/D)_{cr}$  obtidos por trabalhos anteriores e por este

| Autor                       | Técnica Utilizada  | $Re$   | $\delta/D$                             | $(G/D)_{cr}$   |
|-----------------------------|--|--|--|--|
| Göktun, 1975                | Espectro da Anemometria de Fio Quente<br>Visualização          | $9 \times 10^4 - 2,5 \times 10^5$                          | Não Divulgou                           | Entre 0,25 e 0,5   |
| Bearman e Zdravkovich, 1978 | Espectro da Anemometria de Fio Quente<br>Visualização          | $2,5 \times 10^4$ e $4,8 \times 10^4$                      | 0,8                                    | 0,3  |
| Buresti e Lanciotti, 1979   | Espectro da Anemometria de Fio Quente                          | $8,5 \times 10^4$ e $3 \times 10^5$                        | 0,1                                    | 0,3 - 0,4  |
| Taniguchi e Miyakoshi, 1990 | Espectro da Anemometria de Fio Quente<br>Espectro do $C_L$     | $9,4 \times 10^4$  | 0,34; 0,93                             | $0,3 \rightarrow \delta/D = 0,34$<br>$0,8 \rightarrow \delta/D = 0,93$ |
| Lei et al., 1999            | Espectro do $C_L$  | $1,3 \times 10^4$ e $1,45 \times 10^4$                     | 0,14; 0,25; 0,48;<br>1,06; 1,64 e 2,89 | 0,2 - 0,3  |
| Price et al., 2002          | Espectro da Anemometria de Filme Quente,<br>PIV e Visualização | $1,2 \times 10^3 - 4,96 \times 10^3$                       | 0,45                                   | 0,5  |
| Nishino et al., 2007        | PIV e Visualização   | $4 \times 10^4$ e $1 \times 10^5$                          | -                                      | 0,35   |
| Wang e Tan, 2008            | PIV e Visualização   | $1,2 \times 10^4$  | 0,45                                   | 0,3  |
| Oner et al., 2008           | PIV e Visualização   | $8,4 \times 10^2$ ; $4,15 \times 10^3$ e $9,5 \times 10^3$ | 1,4; 1,5 e 1,6                         | 0,2  |
| Lin et al., 2009            | PIV, FLDV e Visualização                                       | $7,8 \times 10^2 - 1,15 \times 10^4$                       | 0,15 - 1,41                            | 0,5  |
| Este Trabalho, 2022         | Espectro da Anemometria de Fio Quente<br>Espectro do $C_L$     | $3,1 \times 10^4$  | 1; 1,4                                 | $0,4 \rightarrow \delta = 1D$<br>$0,3 \rightarrow \delta = 1,4D$       |

(fonte: elaborado pelo autor)

Tabela 8 – Valores para  $St$  obtidos por trabalhos anteriores e por este

| Autor                       | Técnica Utilizada  | $Re$   | $\delta/D$                             | $St$  |
|-----------------------------|--|--|--|---|
| Göktun, 1975                | Espectro da Anemometria de Fio Quente                      | $9,0 \times 10^4 - 2,5 \times 10^5$                        | Não Divulgou                           | $St \approx 0,2 \rightarrow G/D > 0,125$  |
| Bearman e Zdravkovich, 1978 | Espectro da Anemometria de Fio Quente                      | $2,5 \times 10^4$ e $4,8 \times 10^4$                      | 0,8                                    | $St = 0,2 \rightarrow G/D > 0,3$  |
| Lei et al., 1999            | Espectro do $C_L$  | $1,3 \times 10^4$ e $1,45 \times 10^4$                     | 0,14; 0,25; 0,48;<br>1,06; 1,64 e 2,89 | $St = 0,2 \rightarrow G/D > 0,3$  |
| Wang e Tan, 2008            | PIV  | $1,2 \times 10^4$  | 0,45                                   | $St \approx 0,19 \rightarrow G/D > 0,3$   |
| Oner et al., 2008           | PIV  | $8,4 \times 10^2$ ; $4,15 \times 10^3$ e $9,5 \times 10^3$ | 1,4; 1,5 e 1,6                         | $St \approx 0,24$ ( $Re = 4,15 \times 10^3$ ) $\rightarrow G/D > 0,6$<br>$St \approx 0,21$ ( $Re = 9,5 \times 10^3$ ) $\rightarrow G/D > 0,6$ |
| Este Trabalho, 2022         | Espectro da Anemometria de Fio Quente<br>Espectro do $C_L$ | $3,1 \times 10^4$  | 1; 1,4                                 | $0,19 < St < 0,22 \rightarrow \delta = 1D$<br>$0,2 < St < 0,22 \rightarrow \delta = 1,4D$   |

(fonte: elaborado pelo autor)

Em relação às pressões médias sobre a superfície do cilindro, os resultados também apontaram um comportamento similar aos divulgados pelos trabalhos anteriores. Nos diagramas de pressões foi possível identificar uma maior influência da presença da placa na variação das pressões na região de base da esteira quando  $\delta = 1D$ . A Tabela 9 mostra o comportamento dos diagramas de pressão em função de  $G/D$  obtidos por trabalhos anteriores e por este.

Tabela 9 – Comportamento do diagrama do  $C_p$  obtidos por trabalhos anteriores e por este

| Autor                              | Técnica Utilizada                        | $Re$                                   | $\delta/D$                          | Diagrama de $C_p$                                  |
|------------------------------------|--|--|-------------------------------------|--|
| <b>Göktun, 1975</b>                | Tomadas de Pressão e Manômetro a Líquido | $9,0 \times 10^4 - 2,5 \times 10^5$    | Não Divulgou                        | Similar ao de um Cilindro Isolado para $G/D > 0,5$ |
| <b>Bearman e Zdravkovich, 1978</b> | Tomadas de Pressão e Manômetro a Líquido | $2,5 \times 10^4$ e $4,8 \times 10^4$  | 0,8                                 | Similar ao de um Cilindro Isolado para $G/D > 0,4$ |
| <b>Lei et al., 1999</b>            | Tomadas de Pressão e Transdutores        | $1,3 \times 10^4$ e $1,45 \times 10^4$ | 0,14; 0,25; 0,48; 1,06; 1,64 e 2,89 | Similar ao de um Cilindro Isolado para $G/D > 0,4$ |
| <b>Este Trabalho, 2022</b>         | Tomadas de Pressão e Transdutores        | $3,1 \times 10^4$                      | 1; 1,4                              | Similar ao de um Cilindro Isolado para $G/D > 0,5$ |

(fonte: elaborado pelo autor)

Os resultados obtidos para o  $C_D$  e para o  $C_L$  por este trabalho tiveram, de forma geral, boa concordância com os divulgados pelos trabalhos anteriores. O  $C_D$  para as duas camadas limite usadas apresentou uma queda acentuada em  $0,5 > G/D > 0,3$ . Para  $G/D < 0,3$ , o escoamento com  $\delta = 1D$  se manteve em um patamar estável até  $G/D$  próximo de zero. Esse comportamento foi muito similar ao encontrado por Zdravkovich (1985) e por Nishino et al. (2007).

O comportamento do  $C_L$  também seguiu, de forma geral, os resultados dos trabalhos anteriores, com a presença da placa exercendo influência apenas para  $G/D < 0,6$ .

A Tabela 10 mostra alguns valores extremos (ou notáveis) encontrados pelos trabalhos anteriores e por este.

Tabela 10 – Valores extremos (ou notáveis) para o  $C_D$  e para o  $C_L$  obtidos por trabalhos anteriores e por este

| Autor                | Técnica Utilizada      | $Re$                                   | $\delta/D$                             | $C_D$ e $C_L$  |
|----------------------|------------------------|--|--|--|
| Roshko et al., 1975  | Pressões               | $2 \times 10^4$                        | 0,5                                    | $C_D \approx 0,8 \rightarrow G/D = 0$<br>$C_D \approx 1,25 \rightarrow G/D > 0,6$<br>$C_L \approx 0,6 \rightarrow G/D = 0$<br>$C_L \approx 0 \rightarrow G/D > 1$            |
| Göktun, 1975         | Pressões               | $9 \times 10^4 - 2,5 \times 10^5$      | Não Divulgou                           | $C_D \approx 0,6 \rightarrow G/D = 0$<br>$C_D \approx 1,4 \rightarrow G/D > 0,5$<br>$C_L \approx 1,2 \rightarrow G/D = 0,0$<br>$C_L \approx 0 \rightarrow G/D > 1$           |
| Zdravkovich, 1985    | Balança com Extensores | $4,8 \times 10^4 - 3 \times 10^5$      | 0,12 – 0,97                            | $C_D \approx 0,5 \rightarrow G/D = 0$<br>$C_D \approx 1 \rightarrow G/D > 0,5$<br>$C_L \approx 0,5 \rightarrow G/D = 0$<br>$C_L \approx 0,1 \rightarrow G/D > 0,8$           |
| Lei et al., 1999     | Pressões               | $1,3 \times 10^4$ e $1,45 \times 10^4$ | 0,14; 0,25; 0,48;<br>1,06; 1,64 e 2,89 | $C_D \approx 0,8 \rightarrow G/D = 0$<br>$C_D \approx 1,4 \rightarrow G/D > 0,6$<br>$C_L \approx 0,5 \rightarrow G/D = 0$<br>$C_D \approx 0,1 \rightarrow G/D > 0,6$         |
| Nishino et al., 2007 | Balança com Extensores | $4 \times 10^4$ e $1 \times 10^5$      | -                                      | $C_D \approx 0,95 \rightarrow G/D < 0,35$<br>$C_D \approx 1,3 \rightarrow G/D > 0,4$<br>$C_L \approx 0,5 \rightarrow G/D \approx 0$<br>$C_L \approx 0 \rightarrow G/D > 0,6$ |
| Este Trabalho, 2022  | Pressões               | $3,1 \times 10^4$                      | 1; 1,4                                 | $C_D \approx 0,75 \rightarrow G/D = 0$<br>$C_D \approx 1,2 \rightarrow G/D > 1$<br>$C_L \approx 0,6 \rightarrow G/D = 0$<br>$C_L \approx 0 \rightarrow G/D > 0,5$            |

(fonte: elaborado pelo autor)

## 6 CONSIDERAÇÕES FINAIS

Neste trabalho foi realizado um estudo experimental do escoamento em torno de um cilindro circular liso próximo a uma placa plana. Esse arranjo é uma aproximação idealizada de um escoamento real em torno de uma estrutura circular cilíndrica posicionada próxima a um contorno plano (ou aproximadamente plano), como, por exemplo, o que ocorre em torno de longos trechos de tubulações submarinas. O estudo procurou analisar o comportamento de alguns dos principais fenômenos físicos decorrentes do escoamento e comparar os resultados obtidos com os disponíveis na literatura. De forma geral, houve uma boa concordância entre eles, o que permite afirmar que a condução de todo o processo – da modelagem ao processamento dos dados – foi adequada.

### 6.1 CONCLUSÕES

Apesar de parecer um escoamento de abordagem trivial, devido a sua facilidade de implementação, a compreensão dos fenômenos físicos que o cercam estão, ainda, distantes de serem completamente elucidados. No entanto, grandes progressos foram feitos ao longo dos anos. Parte dessa evolução pode ser creditada ao expressivo crescimento das técnicas de análise e de visualização do campo de velocidades. Apesar desses avanços, o aumento do conhecimento em torno do tema reforçou ainda mais a percepção da complexidade dos fenômenos que acompanham esse escoamento. As técnicas de espessamento artificial da camada limite, usadas por muitos pesquisadores, não só permitiram a precipitação da mudança de espessura e do estado da mesma como acrescentaram perturbações de difícil avaliação. Isso ficou evidente nos trabalhos de Zdravkovich (1985) e de Lei et al (1999) ao usarem barras, fios e malhas de fios para o espessamento. O efeito pareceu ser mais amplo e de difícil interpretação, alterando de forma notável os valores do coeficiente de sustentação. Hoje, parece ser mais perceptível que alguns dos fenômenos físicos do escoamento podem ser

---

Influência da presença de um contorno plano no comportamento do escoamento de um fluido em torno de um cilindro circular rígido.

mais sensíveis às características da formação da camada limite do que à sua espessura. Isso se tornou perceptível com os resultados do presente trabalho, no qual as camadas limite (desenvolvidas de forma natural) tinham espessura de  $1D$  e  $1,4D$ . Apesar de serem mais espessas do que a maioria dos perfis de camada limite usados por outros autores, a concordância com os resultados destes foi bastante satisfatória.

Pode-se pensar que a comprovação da validade dessa hipótese seja fundamental para o esclarecimento dos principais fenômenos físicos decorrentes desse escoamento, visto que uma das maiores dificuldades para a sua modelagem é a reprodução das principais características da camada limite do escoamento incidente.

As principais conclusões do presente estudo foram:

- a) o desprendimento alternado de vórtices foi suprimido em  $G/D = 0,4$  (quando foi usado o escoamento com  $\delta = 1D$ ) e em  $G/D = 0,3$  (quando foi usado o escoamento com  $\delta = 1,4D$ );
- b) o número de Stouhal manteve seu valor estável (aproximadamente igual a 0,2) quando  $G/D > (G/D)_{cr}$ . Esse valor está dentro do intervalo de valores esperados para o escoamento em torno de um cilindro isolado no regime subcrítico;
- c) os diagramas de pressões sobre a superfície do cilindro não foram afetados pela presença da placa quando  $G/D > 0,5$ . Para  $G/D$  menores, as pressões na região de base da esteira tiveram variações mais perceptíveis quando  $G/D$  transitou entre 0,5 e 0,4 e entre 0,4 e 0,3. A amplitude dessas variações foram maiores com  $\delta = 1D$ ;
- d) o  $C_D$  foi mais afetado pela presença da placa quando  $\delta = 1D$ . A queda característica do  $C_D$  (observada em todos os trabalhos anteriores) aconteceu quando  $G/D < 0,5$ , em ambas as camadas limite. Para  $0 < G/D < 0,3$  o  $C_D$  com  $\delta = 1D$  apresentou um patamar bem definido e se manteve estável até  $G/D$  próximo de zero.
- e) o  $C_L$  não apresentou sinais expressivos da influência da presença da placa para  $G/D > 0,5$ . Para  $G/D < 0,5$  o  $C_L$  apresentou um comportamento semelhante ao observado na maioria dos trabalhos anteriores

## 6.2 RECOMENDAÇÕES PARA TRABALHOS FUTUROS

A seguir serão dadas algumas recomendações para trabalhos futuros. Elas são, em princípio, aplicáveis às instalações similares a que foi usada neste trabalho.

- a) realizar ensaios na faixa intermediária do regime subcrítico ( $1 \times 10^4 < Re < 7 \times 10^4$ ). escoamentos na faixa inferior do regime subcrítico produzem maiores dispersões nos resultados, prejudicando a análise e a percepção dos erros;
- b) usar a configuração do túnel de vento para o escoamento não perturbado com o mínimo de turbulência possível. Em geral, as velocidades mais baixas do escoamento produzem menos vibrações na estrutura do túnel e menores índices de turbulência. No entanto, alguns transdutores de pressão podem apresentar um fraco desempenho quando operam com pressões muito baixas;
- c) usar escoamentos incidentes desenvolvidos inteiramente sobre a superfície lisa do túnel de vento ou da placa. Estudar o comportamento dos principais fenômenos físicos com camadas limites de várias espessuras. A análise criteriosa dos casos pode indicar tendências de grande relevância;
- d) usar preferencialmente cilindros com diâmetros superiores a 50 mm. Cilindros de diâmetros menores dificultam a instrumentação e são mais sensíveis aos erros causados por imprecisão do alinhamento das tomadas de pressão com o escoamento incidente;
- e) as medidas feitas com a sonda de fio quente devem ser feitas, preferencialmente, com o auxílio de um suporte com um mecanismo servo assistido, evitando ao máximo o manuseio da sonda pelo operador. Além disso, o escoamento principal do túnel de vento não precisará ser interrompido a cada mudança de posição da sonda. O ciclo de ligar e desligar o motor do túnel de vento, além de diminuir a vida útil do mesmo e dos dispositivos de controle, impede que o escoamento principal se estabilize de forma adequada. O projeto adequado do suporte e a sua operação precisa evitarão os principais erros associados ao posicionamento da sonda nos pontos de interesse;
- f) os resultados deste trabalho indicaram uma maior influência da placa no coeficiente de arrasto quando foi usada uma camada limite mais delgada. Ensaios com camadas limite da ordem de  $0,1D$  a  $0,2D$  podem ajudar a compreender as razões dessa influência;
- g) poucos trabalhos mediram as pressões na superfície da placa em regiões próximas ao cilindro. Investigar o comportamento das pressões sobre a placa pode ajudar a esclarecer a complexa interação entre as camadas limite da placa e do cilindro, bem como identificar os possíveis pontos de descolamento da camada limite sobre a placa.

## REFERÊNCIAS

- AMERICAN BUREAU OF SHIPPING. Guide for building and classing subsea pipeline systems, 2018.
- BAARHOLM, G. S.; LARSEN, C. M.; LIE, H. On fatigue damage accumulation from in-line and cross-flow vortex-induced vibrations on risers. **Journal of Fluids and Structures**, v. 22, p. 109-127, 2006.
- BARLOW, J. B.; RAE, W. H.; POPE, A. **Low-speed wind tunnel testing**. 3 ed. New York: John Wiley & Sons, 1999.
- BEARMAN, P. W. Vortex shedding from oscillating bluff bodies. **Ann. Rev. Fluid Mech.**, n. 16, p. 195-222, 1984.
- BEARMAN, P. W.; MOREL, T. Effect of free stream turbulence on the flow around bluff bodies. **Prog. Aerospace Sci.**, v. 20, p. 97-123, 1983.
- BEARMAN, P.; TRUEMAN, D. An investigation of the flow around rectangular cylinders. **Aeronautical Quarterly**, 23 (3), p. 229-237, 1972.
- BEARMAN, P. W.; ZDRAVKOVICH, M. M. Flow around a circular cylinder near a plane boundary. **Journal of Fluid Mechanics**, n. 89, p. 33-47, 1978.
- BLAKE, W. K. **Mechanics of flow-induced sound and vibration**. 2 ed. London: Academic Press, 2017. v. 2.
- BLESSMANN, J. **Aerodinâmica das construções**. Porto Alegre: Sagra, 1990.
- \_\_\_\_\_. **Introdução ao estudo das ações dinâmicas do vento**. 2 ed. Porto Alegre: Editora da UFRGS, 2005.
- \_\_\_\_\_. The boundary layer wind tunnel of UFRGS. **Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics**, v.10, p.231-248, 1982.
- BLEVINS, R. D. **Flow induced vibration**. 2 ed. Malabar: Krieger Publishing Company, 2001.
- BOAKE, T. M. **Understanding steel design: an architectural design manual**. Basel: Birkhäuser Verlag, 2012.
- BRUSCHI, R. M.; BURESTI, G.; CASTOLDI, A.; MIGLIAVACCA, E. Vortexshedding oscillations for submarine pipelines: comparison between full-scale experiments and analytical models. **Offshore Technology Conference OTC**, n. 4232, 1982.
- BRUUN, H. **Hot-wire anemometry: principles and signal analysis**. New York: Oxford University Press, 1995.

BURESTI, G. **Bluff-body aerodynamics**. International Advanced School on Wind-Excited and Aeroelastic Vibrations, Genoa, 2000.

\_\_\_\_\_. Vortex shedding from bluff bodies. **ResearchGate**. 1998

BURESTI, G.; LANCIOTTI, A. Mean and fluctuating forces on a circular cylinder in cross-flow near a plane surface. **Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics**, v. 41 (1-3), p. 639-650, 1992.

\_\_\_\_\_. Vortex shedding from smooth and roughened cylinders in cross-flow near a plane surface. **The Aeronautical Quarterly**, n. 30, p. 305-321, 1979.

ÇENGEL, Y. A.; CIMBALA, J. M. **Fluid mechanics: fundamentals and applications**. 4 ed. New York: McGraw-Hill, 2018.

CHEN, L. F.; WU, G. X. Boundary shear flow past a cylinder near a wall. **Applied Ocean Research**, n. 92, 2019

DEL FRATE, J. H. NASA Dryden flow visualization facility. **NASA technical memorandum**, n. 4631, 1995.

DEMARTINO, C.; RICCIARDELLI, F. Aerodynamics of nominally circular cylinders: A review of experimental results for Civil Engineering applications. **Engineering Structures**, 137, p. 76-114, 2017.

DET NORSKE VERITAS. Submarine pipeline systems, offshore standard DNV-OS-F101. **Norsok Standard**, v. 367, 2012.

DRYDEN, H. L. Air flow in the boundary layer near a plate. **NACA Report**, n. 562, 1936.

DRYDEN, H. L.; HILL, G. C. The pressure of the wind on large chimneys. **Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America**, v. 16, n. 11, p. 727-731, 1930.

ELLENBERGER, J. P. **Piping systems & pipeline: ASME code simplified**. 2005. McGraw-Hill Companies, Inc., 2005.

ESDU. **Data Item 80025**: mean forces, pressures and flow field velocities for circular cylinder structures: single cylinder with two-dimensional flow. London, 1980.

FREDSØE, J. Pipeline–seabed interaction. **Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering**, 03116002, 2016.

GERRARD, J.H. The mechanics of the formation region of vortex behind bluff bodies. **Journal of Fluid Mechanics**, n. 25, p.401-413, 1966.

GÖKTUN, S. **The drag and lift characteristics of a cylinder placed near a plane surface**. 1975. 114 f. M.Sc. thesis, Naval Postgraduate School, Monterey, California, 1975.

GRASS, A. J.; RAVEN, P. W. J.; STUART, R.J.; BRAY, J.A. The influence of boundary layer velocity gradients and bed proximity on vortex shedding from free spanning pipelines. **ASME Journal of Energy Resources Technology**, n. 106, p. 70-78, 1984.

HAMILTON, P.; LUGO-FERNANDEZ, A. Observations of high speed deep currents in the northern Gulf of Mexico. *Geophysical Research Letters*, v. 28, n. 14, p. 2867-2870, 2001.

KALAGA, S.; YENUMULA, P. **Design of electrical transmission lines: structures and foundations**. Leiden: CRC Press/ Balkema, 2017. v. 1.

KAMINSKI, S.; LAWRENCE, A.; TRUJILLO, D. Structural use of bamboo. Part 1: introduction to bamboo. **The Structural Engineer**, v. 94 (8), p. 40-43, 2016.

LEI, C.; CHENG, L.; KAVANAGH, K. Re-examination of the effect of a plane boundary on force and vortex shedding of a circular cylinder. **Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics**, n. 80, p. 263-286, 1999.

LIN, W. J.; LIN, C.; HSIEH, S. C.; DEY, S. Flow characteristics around a circular cylinder placed horizontally above a plane boundary. **J.Eng.Mech.**, n. 135, p. 697-716, 2009.

LORD RAYLEIGH. Acoustical observations II. **Philos. Mag.**, v. 7, n. 42, p. 149-162, 1879.

LUGT, H. J. **Vortex flow in nature and technology**. John Wiley & Sons, 1983.

MUNSON, B. R.; OKIISHI, T. H.; HUEBSCH, W. W.; ROTHMAYER, A. P. **Fundamentals of fluid mechanics**. 7 ed. Hoboken: John Wiley & Sons, 2013.

NARDO, S. V. **Hot wire calibration equipment for the measurement of correlation in turbulent air flow**. 1942. Thesis, Polytechnic Institute of Brooklin, New York, 1942.

NISHINO, T.; ROBERTS, G. T.; ZHANG, X. Vortex shedding from a circular cylinder near a moving ground. **Physics of Fluids** **19**, n. 025103, p. 1-12, 2007.

OKAMOTO, S. Turbulent shear flow behind a single row of bluff obstacles placed on plane boundary. **Atmospheric Environment**. v. 21, n. 6, p. 1295-1303, 1987.

ONER, A. A.; KIRKGOZ, M. S.; AKOZ, M. S. Interaction of a current with a circular cylinder near a rigid bed. **Ocean Engineering**, n. 35, p. 1492-1504, 2008.

ONG, M. C.; UTNES, T.; HOLMEDAL, L. E.; MYRHAUG, D.; PETTERSEN, B. Numerical simulation of flow around a circular cylinder close to the seabed at high Reynolds numbers using a k- $\epsilon$  model. **Coastal Engineering**, v. 57, n.10, p. 931-947, 2010.

PAPANASTASIOU, T. C.; GEORGIU, G. C.; ALEXANDROU, A. N. **Viscous fluid flow**. Boca Raton: CRC Press, 2000.

PAULL, C. K. et al. Powerful turbidity currents driven by dense basal layers. **Nature Communications**, v. 9, n. 4114, 2018.

PRANDTL, L. Über Flüssigkeitsbewegung bei sehr kleiner Reibung. **Verhandlungen des III. Internationalen Mathematiker Kongresses**, Heidelberg, 8-13 August 1904, B. G. Teubner,

Leipzig, p. 485-491, 1905. [Translated to English in *Early Developments of Modern Aeronautics*, ed. by J.A.K. Ackroyd, B.P. Axcell, A.I. Rubin, Butterworth-Heinemann, Oxford, 2001].

PRANDTL, L.; TIETJENS, O. G. *Applied hydro – and aeromechanics*. New York: McGraw-Hill, 1934.

PRICE, S. J.; SUMNER, D.; SMITH, J. G.; LEONG, K.; PAIDOUSSIS, M. P. Flow visualization around a circular cylinder near to a plane wall. **Journal of Fluids and Structures**, n. 16, p. 175-191, 2002.

RAVEN, P. W. J.; STUART, R. J.; BRAY, J. A.; LITTLEJOHNS, P. S. Full-scale dynamic testing of submarine pipeline spans. **Offshore Technology Conference**, n. 5005, p. 395-404, 1985.

RAYLE, R. E. **An investigation of the influence of orifice geometry on static pressure measurements**. 1949. MS thesis, M.I.T., Boston, 1949.

REYNOLDS, O. An experimental investigation of the circumstances which determine whether the motion of water shall be direct or sinuous, and of the law of resistance in parallel channels. **Philos. Trans.**, n. 174, p. 935-982, 1883.

RIBEIRO, J. L. D. **Efeitos da rugosidade superficial sobre as pressões médias e flutuantes em cilindros circulares fixos em fluxo bidimensional**. 1989. 199 f. Tese (Doutorado em Engenharia) – Programa de Pós-Graduação em Engenharia Civil, Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Porto Alegre, 1989.

RICHTER, A.; NAUDASCHER, E. Fluctuating forces on a rigid circular cylinder in confined flow. **Journal of Fluid Mechanics**, n. 78, p.561-576, 1976.

RODRIGUEZ, P. M.; RODRIGUEZ, E. M., LOREDO-SOUZA, A. M.; SCHETTINI, E. B. C. Utilización de anemómetro de hilo caliente a temperatura constante para mediciones de velocidad de aire en túnel de viento. **Revista de Ingeniería Electrônica, Automática y Comunicaciones**, v. XXXV, p. 78-92, 2014.

ROSHKO, A. On the drag and shedding frequency of two-dimensional bluff bodies. **NACA Technical Note**, n. 3169, 1954.

\_\_\_\_\_. On the wake and drag of bluff bodies. **Journal of Aeronautical Sciences**, v. 22, p. 124-132, 1955.

\_\_\_\_\_. Perspective on bluff body aerodynamics. **Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics**, v. 49, p. 79-100, 1993.

ROSHKO, A.; STEINOLFSON, A.; CHATTOORGOON, V. Flow forces on a cylinder near a wall or near another cylinder. **Proceedings of the 2<sup>nd</sup> U.S. National Conference on Wind Engineering Research**, Colorado State University, Fort Collins, paper IV-15, 1975.

ROTT, N. Lord Rayleigh and hydrodynamic similarity. **American Institute of Physics**, v. 4, n. 12, p 2595-2600, 1992.

\_\_\_\_\_. Note on the history of the Reynolds number. **Annu. Rev. Fluid Mech.**, n. 22, p. 1-11, 1990.

SARKAR, S.; SARKAR, S. Vortex dynamics of a cylinder wake in proximity to a wall. **J Fluids Struct**, n. 26, p. 19-40, 2010.

SARPKAYA, T. A critical review of the intrinsic nature of vortex induced vibration. **Journal of Fluids and Structures**, n. 19, p. 389-447, 2004.

\_\_\_\_\_. **Wave forces on offshore structures**. New York: Cambridge University Press, 2010.

SCANIVALVE®. ZOC33 Service Manual. Washington, 2016.

SCHETZ, J. A. **Boundary layer analysis**. Reston: American Institute of Aeronautics and Astronautics Inc., 2010.

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

SCHLICHTING, H.; GERSTEN, K. **Boundary-layer theory**. 9 ed. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2017.

SEDOV, L. I. **Similarity and dimensional methods in mechanics**. 4 ed. New York: Academic Press Inc., 1959.

SIMIU, E.; YEO, D. H. **Wind effects on structures: modern structural design for wind**. 4 ed. Hoboken: John Wiley & Sons, 2019.

SMOL'YAKOV, A. V.; TKACHENKO, V. M. **The measurement of turbulent fluctuations: an introduction to hot-wire anemometry and related transducers**. Berlin: Springer-Verlag, 1983.

SUMER, B. M.; FREDSE, J. **Hydrodynamics around cylindrical structures**. Revised ed. Singapore: World Scientific Publishing Co., 2006.

TANEDA, S. Experimental investigation of vortex streets. **Journal of the Physics Society of Japan**, n. 20, p. 1714-1721, 1965.

TANIGUCHI, S.; MIYAKOSHI, K. Fluctuating fluid forces acting on a circular cylinder and interference with a plane wall. **Experiments in Fluids**, v. 9, n. 4, p. 197-204, 1990.

TROPEA, C.; YARIN, A. L.; FOSSEE, J. F. **Springer handbook of experimental fluid mechanics**. Berlin: Springer-Verlag, 2007.

UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO SUL. Laboratório de Aerodinâmica das Construções. **Túnel de Vento**. Porto Alegre, [2022]. Disponível em: <<http://www.ufrgs.br/lac/tunel.htm>>. Acesso em: 01 fev. 2022.

VON KÁRMÁN, T. **Aerodynamics: selected topics in the light of their historical development**. Mineola: Dover Publications, 2004.

WANG, X. K.; TAN, S. K. Near-wake flow characteristics of a circular cylinder close to a wall. **J. Fluids Struct.** v. 24, n. 5, p. 605-627, 2008.

WHITE, F. M. Fluid Mechanics. 8 ed. New York: McGraw-Hill Education, 2016.

\_\_\_\_\_. **Viscous fluid flow.** 3 ed. New York: McGraw-Hill, 2006.

WILLIAMSON, C. H. K. Vortex dynamics in the cylinder wake. **Annual Review of Fluid Mechanics**, n. 28, p. 477-539, 1996.

WILSON, R. Terracotta vaulting tubes (tubi fittili): On their origin and distribution. **Journal of Roman Archaeology**, v. 5, p. 97-129, 1992.

XU, Y. L. **Wind effects on cable-supported bridges.** Singapore: John Wiley & Sons, 2013.

YANG, F.; AN, H.; CHENG, L. Drag crisis of a circular cylinder near a plane boundary. **Ocean Engineering**, n. 154, p. 133-142, 2018.

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

\_\_\_\_\_. Forces on a circular cylinder near a plane wall. **Applied Ocean Research**, v. 7, n. 4, p. 197-201, 1985.

## ANEXO A – Espectros adimensionalizados

Figura 98 – Espectros dos sinais do fio quente com  $\delta = 1D$  adimensionalizados

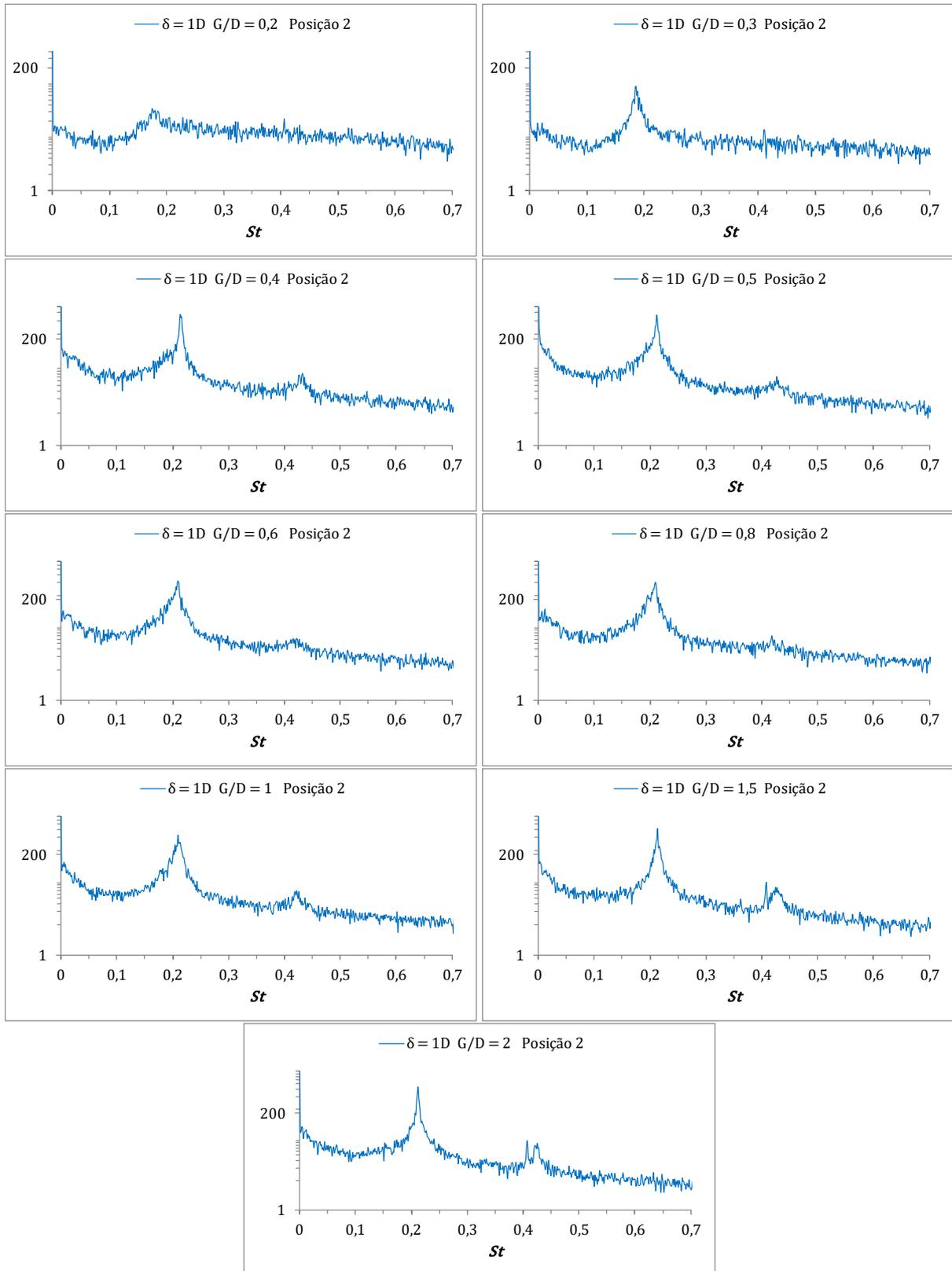


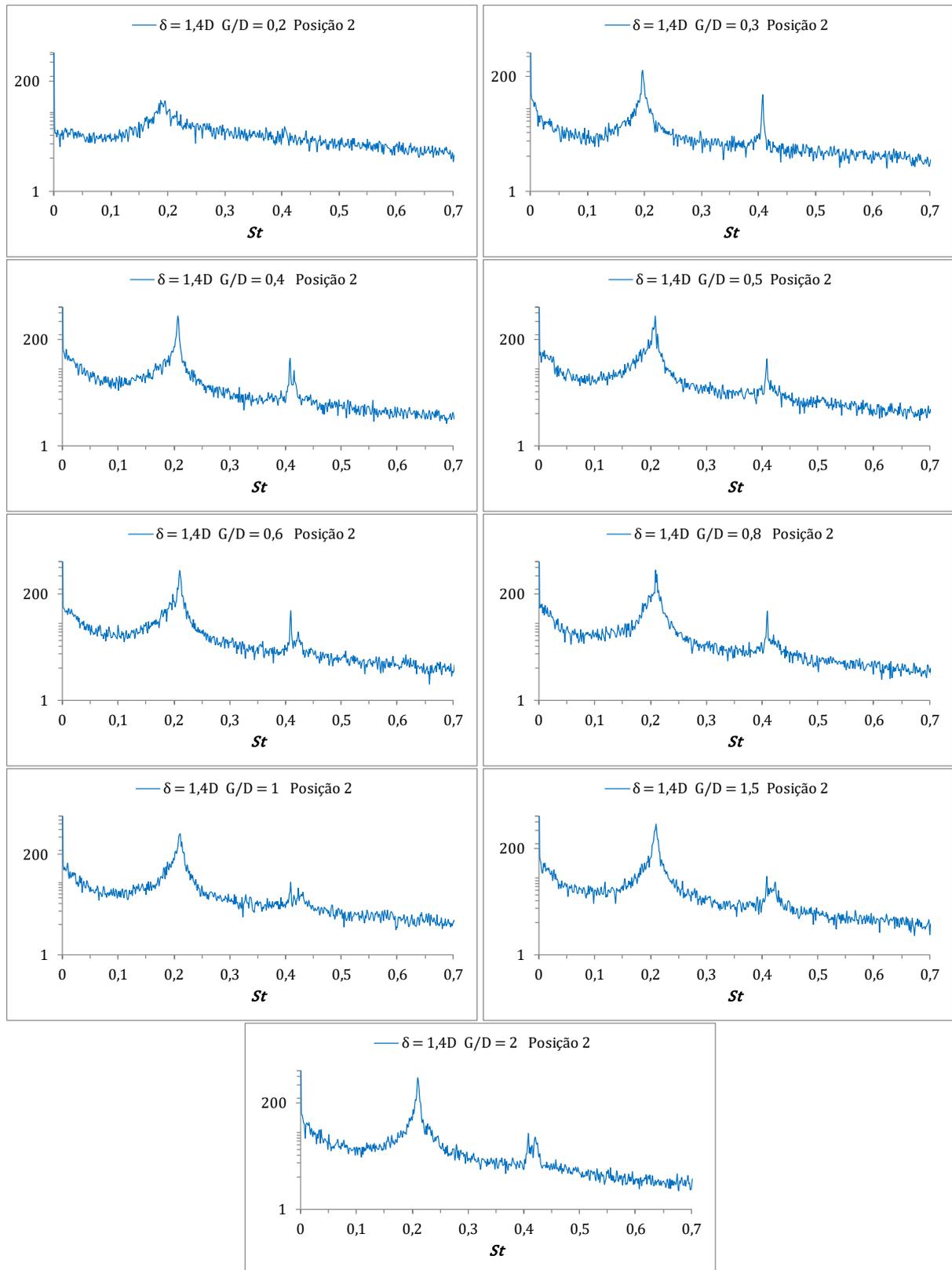
Figura 99 – Espectros dos sinais do fio quente com  $\delta = 1,4D$  adimensionalizados

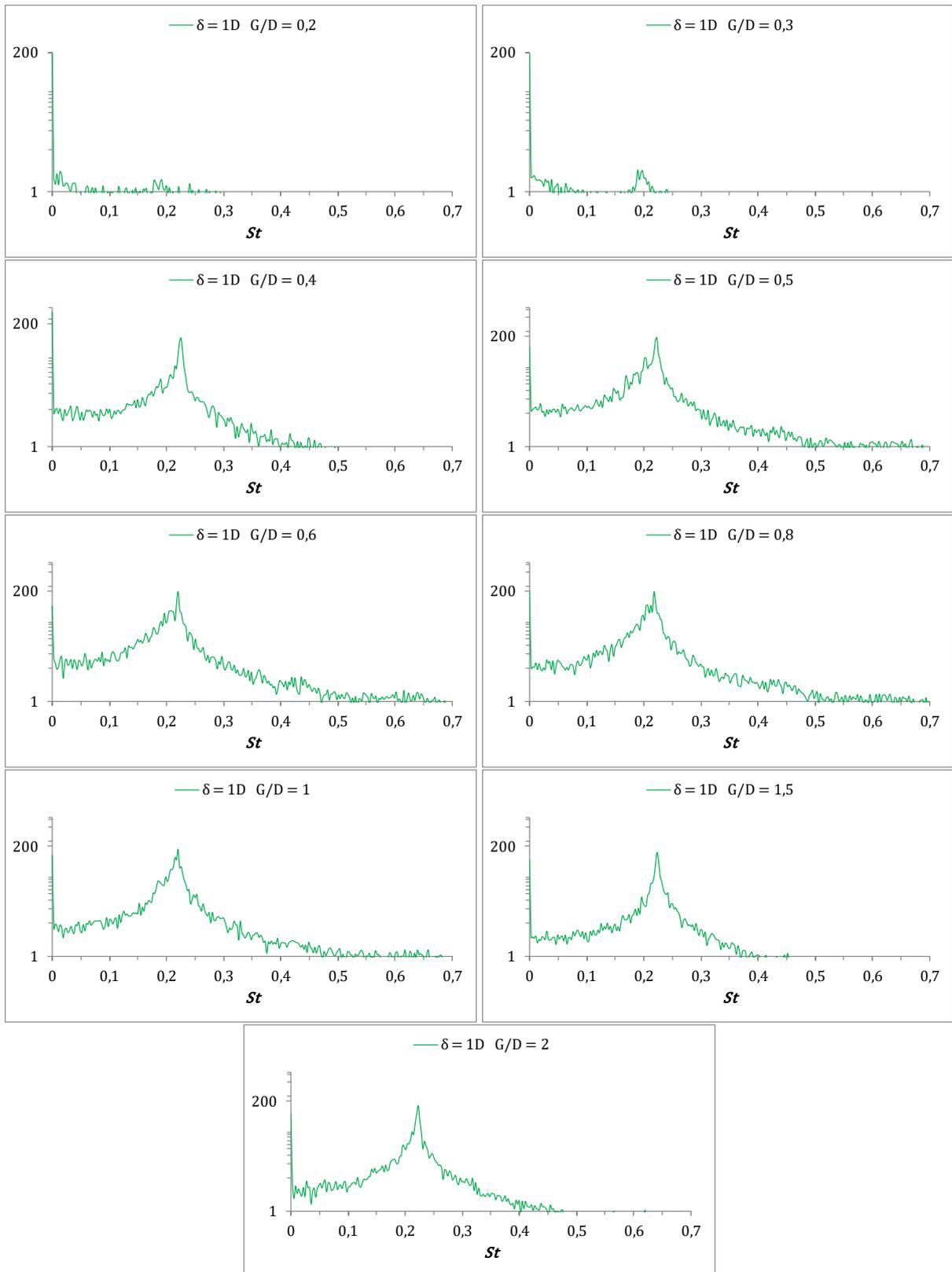
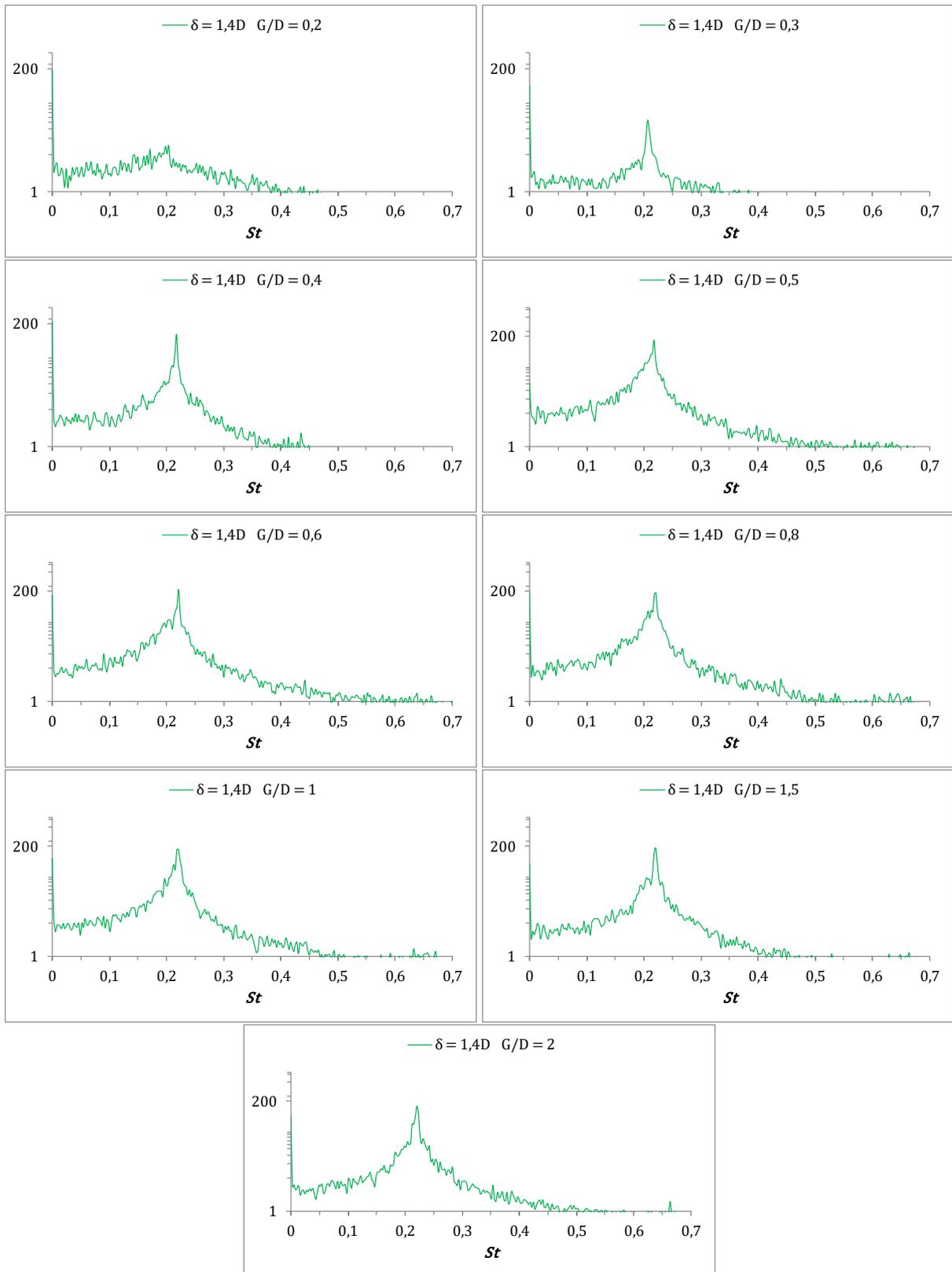
Figura 100 – Espectros dos sinais do  $C_L$  com  $\delta = 1D$  adimensionalizados

Figura 101 – Espectros dos sinais do  $C_L$  com  $\delta = 1,4D$  adimensionalizados

Influência da presença de um contorno plano no comportamento do escoamento de um fluido em torno de um cilindro circular rígido.

## ANEXO B – Pressões médias sobre a superfície do cilindro para $G/D = 0,2$ ; $0,8$ e $2$

Figura 102 – Pressões médias sobre a superfície do cilindro para  $G/D = 0,2$ ;  $0,8$  e  $2$   
com  $\delta = 1D$

| $\delta = 1D$ |                          |             |           |
|---------------|--------------------------|-------------|-----------|
| $\theta$      | $P$ (mmH <sub>2</sub> O) |             |           |
|               | $G/D = 0,2$              | $G/D = 0,8$ | $G/D = 2$ |
| 0°            | 4,436                    | 4,341       | 4,555     |
| 10°           | 3,045                    | 3,026       | 3,535     |
| 20°           | 0,967                    | 0,849       | 1,605     |
| 30°           | -1,288                   | -1,696      | -0,703    |
| 40°           | -3,037                   | -3,969      | -3,010    |
| 50°           | -4,510                   | -6,173      | -5,295    |
| 60°           | -4,518                   | -7,442      | -6,796    |
| 70°           | -3,986                   | -7,260      | -6,889    |
| 80°           | -3,946                   | -6,876      | -6,462    |
| 90°           | -4,102                   | -6,915      | -6,429    |
| 100°          | -3,801                   | -6,532      | -6,006    |
| 110°          | -3,973                   | -6,866      | -6,308    |
| 120°          | -3,881                   | -6,875      | -6,240    |
| 130°          | -3,789                   | -6,884      | -6,172    |
| 140°          | -4,001                   | -7,338      | -6,517    |
| 150°          | -3,605                   | -7,039      | -6,194    |
| 160°          | -3,899                   | -7,460      | -6,466    |
| 170°          | -3,796                   | -7,401      | -6,491    |
| 180°          | -4,018                   | -7,659      | -6,682    |
| 190°          | -4,044                   | -7,425      | -6,426    |
| 200°          | -4,465                   | -7,712      | -6,739    |
| 210°          | -3,629                   | -6,923      | -6,134    |
| 220°          | -4,321                   | -7,253      | -6,541    |
| 230°          | -4,183                   | -6,929      | -6,243    |
| 240°          | -3,741                   | -6,544      | -5,952    |
| 250°          | -4,217                   | -6,788      | -6,097    |
| 260°          | -4,396                   | -6,858      | -6,210    |
| 270°          | -4,755                   | -6,940      | -6,120    |
| 280°          | -3,978                   | -7,895      | -7,002    |
| 290°          | -2,503                   | -7,248      | -7,262    |
| 300°          | -0,761                   | -5,367      | -5,938    |
| 310°          | 0,787                    | -2,822      | -3,755    |
| 320°          | 2,597                    | 0,459       | -0,494    |
| 330°          | 4,033                    | 2,525       | 1,662     |
| 340°          | 4,923                    | 4,086       | 3,597     |
| 350°          | 5,193                    | 4,709       | 4,550     |

Figura 103 – Pressões médias sobre a superfície do cilindro para  $G/D = 0,2; 0,8$  e  $2$  com  $\delta = 1,4D$

| $\delta = 1,4D$ |                          |             |           |
|-----------------|--------------------------|-------------|-----------|
| $\theta$        | $P$ (mmH <sub>2</sub> O) |             |           |
|                 | $G/D = 0,2$              | $G/D = 0,8$ | $G/D = 2$ |
| 0°              | 4,002                    | 4,336       | 4,536     |
| 10°             | 3,033                    | 3,037       | 3,561     |
| 20°             | 1,127                    | 0,895       | 1,665     |
| 30°             | -0,993                   | -1,514      | -0,543    |
| 40°             | -2,929                   | -3,698      | -2,799    |
| 50°             | -4,856                   | -5,877      | -5,066    |
| 60°             | -5,525                   | -7,109      | -6,527    |
| 70°             | -4,934                   | -6,936      | -6,672    |
| 80°             | -4,839                   | -6,553      | -6,251    |
| 90°             | -5,035                   | -6,608      | -6,250    |
| 100°            | -4,463                   | -6,192      | -5,804    |
| 110°            | -4,744                   | -6,552      | -6,139    |
| 120°            | -4,563                   | -6,550      | -6,063    |
| 130°            | -4,381                   | -6,549      | -5,986    |
| 140°            | -4,507                   | -6,952      | -6,298    |
| 150°            | -4,134                   | -6,698      | -6,011    |
| 160°            | -4,236                   | -7,048      | -6,278    |
| 170°            | -4,256                   | -7,080      | -6,346    |
| 180°            | -4,570                   | -7,344      | -6,597    |
| 190°            | -4,334                   | -7,038      | -6,268    |
| 200°            | -4,755                   | -7,252      | -6,558    |
| 210°            | -4,253                   | -6,588      | -5,981    |
| 220°            | -4,867                   | -6,917      | -6,376    |
| 230°            | -4,733                   | -6,576      | -6,088    |
| 240°            | -4,533                   | -6,172      | -5,741    |
| 250°            | -5,101                   | -6,375      | -5,938    |
| 260°            | -5,213                   | -6,445      | -6,005    |
| 270°            | -5,765                   | -6,571      | -5,954    |
| 280°            | -5,294                   | -7,628      | -6,794    |
| 290°            | -3,754                   | -7,040      | -7,050    |
| 300°            | -1,774                   | -5,160      | -5,746    |
| 310°            | -0,539                   | -2,749      | -3,661    |
| 320°            | 1,056                    | 0,445       | -0,470    |
| 330°            | 2,227                    | 2,440       | 1,618     |
| 340°            | 3,293                    | 4,024       | 3,554     |
| 350°            | 4,008                    | 4,630       | 4,497     |