



JOÃO MIGUEL LOURENÇO HORTA

Licenciado em Ciências da Engenharia Mecânica

**ESTUDO DA TRANSMISSÃO DE CALOR EM REGIME
PERIÓDICO NUM CILINDRO EXPOSTO A UM
ESCOAMENTO FORÇADO**

Dissertação para obtenção do Grau de Mestre em Engenharia Mecânica

Orientadora: Prof. Doutora Diana Filipa da Conceição Vieira, Prof. Auxiliar
Convidada, FCT-UNL

Co-orientadores: Prof. Doutor Luís Miguel Chagas da Costa Gil, Prof. Auxiliar,
FCT-UNL

Presidente: Prof. Doutor José Fernando de Almeida
Dias, Prof. Associado, FCT-UNL

Arguentes: Prof. Doutor José Manuel Paixão
Conde, Prof. Auxiliar, FCT-UNL

Vogal: Prof. Doutora Diana Filipa da Conceição
Vieira, Prof. Auxiliar Convidada, FCT-UNL

Setembro de 2019



FACULDADE DE
CIÊNCIAS E TECNOLOGIA
UNIVERSIDADE NOVA DE LISBOA

[Estudo da Transmissão de Calor em Regime Periódico num cilindro exposto a um escoamento forçado]

Copyright © João Miguel Lourenço Horta, Faculdade de Ciências e Tecnologia, Universidade Nova de Lisboa.

A Faculdade de Ciências e Tecnologia e a Universidade Nova de Lisboa têm o direito, perpétuo e sem limites geográficos, de arquivar e publicar esta dissertação através de exemplares impressos reproduzidos em papel ou de forma digital, ou por qualquer outro meio conhecido ou que venha a ser inventado, e de a divulgar através de repositórios científicos e de admitir a sua cópia e distribuição com objetivos educacionais ou de investigação, não comerciais, desde que seja dado crédito ao autor e editor.

...aos meus heróis...

AGRADECIMENTOS

Primeiramente, agradecer à Professora Doutora Diana Vieira, por me ter aceite como orientando e pelo esforço e dedicação em me orientar e explorar este tema de dissertação comigo.

Ao Professor Doutor Luís Gil, pelo contributo na atualização da montagem experimental e por me motivar a conseguir renovar toda instalação laboratorial.

À minha família, em especial aos meus incríveis pais, por me terem apoiado e financiado todo o meu percurso académico. Por serem sem dúvida os meus alicerces e exemplos de vida, por quem nutro um respeito e admiração infinitos, por acreditarem em mim e nunca me deixarem desistir mesmo quando tudo parecia desabar.

Ao meu irmão por ser o meu braço direito, o meu apoio, um companheiro que sempre me motivou a superar-me e a ser melhor, ultrapassando todos os desafios que a vida e o curso trouxeram.

À minha namorada, que teve uma paciência infinita e que me motivou incansavelmente em todas as fases do curso. Nunca me fez desistir e fez com que todas as preocupações e batalhas fossem muito mais fáceis de ultrapassar com o seu apoio.

Quero agradecer ainda aos autores que me responderam e disponibilizaram o acesso às suas obras literárias, permitindo o acesso a informação muito mais variada, enriquecendo esta dissertação e mais importante o meu conhecimento sobre dinâmica de fluidos e transmissão de calor.

Por fim não podia deixar de agradecer a todos os meus amigos, dentro e fora do curso, que foram alicerces importantíssimos ao longo deste percurso académico, agradeço do fundo do coração ao Daniel e à Sofia, ao Crespo, ao David e ao Ferro, ao Daniel Paciência, ao Simões, ao Aboim e ao Arribança por terem contribuído para que este grande objetivo da minha vida fosse possível, que fosse sem duvida uma das melhores fases da minha vida e desejo que me acompanhem para o resto da vida!

Muito obrigado a todos!!

RESUMO

O objetivo da presente dissertação é estudar a transmissão de calor proveniente de uma excitação periódica num escoamento cruzado sobre um cilindro de 25 mm de diâmetro e 120 mm de comprimento em latão. O estudo foi realizado através de uma instalação experimental existente no laboratório de dinâmica de fluidos da faculdade de ciências e tecnologias, no campus da Caparica, perspetivando ainda a atualização de toda a montagem que estava inoperacional e permitindo assim estudar este importante mecanismo físico de transmissão de calor sobre um objeto cilíndrico.

Para isto recorreu-se às importantes correlações empíricas de convecção sugeridas por Hilpert, Knudsen e Katz, Fand, Eckert e Drake, Zuckauskas, Churchill e Bernstein, Whitaker e por Nakai e Okazaki que serão usadas para calcular os coeficientes de convecção empíricos, permitindo estudar a interação da convecção no escoamento sobre a superfície cilíndrica e o desenvolvimento das camadas limites térmica e hidrodinâmica segundo a lei do arrefecimento de Newton.

O estudo deste regime de transmissão centrou-se no modelo de parâmetros concentrados que lineariza a variação de temperatura interna do cilindro e permite de forma sintetizada focar o estudo na forma como o coeficiente de convecção térmica e o gradiente de temperatura variam com a interação com a superfície do objeto.

Palavras-chave: Regime periódico, Resposta forçada, Transmissão de Calor em cilindros, Convecção com Arduíno, Escoamento exterior, Escoamento sobre um cilindro, Escoamento cruzado, Análise concentrada, Parâmetros concentrados, Capacitância global.

ABSTRACT

The objective of the present dissertation is to study the heat transmission from a periodic excitation in a crossflow over a 25 mm diameter and 120 mm long brass cylinder. The study was carried out through an experimental installation in the fluid dynamics laboratory of Caparica's college of science and technology, with the prospect of updating the entire assembly that was inoperative and thus allowing to study this important physical transmission mechanism of heat on a cylindrical object.

For this, we resorted to the important empirical convection correlations suggested by Hilpert, Knudsen and Katz, Fand, Eckert and Drake, Zuckauskas, Churchill and Bernstein, Whitaker and Nakai and Okazaki that will be used to calculate the empirical convection coefficients, allowing to study the interaction of convection in the flow on the cylindrical surface and the development of thermal and hydrodynamic boundary layers according to Newton's law of cooling.

The study of this transmission regime focused on the global capacitance model that linearizes the internal temperature variation of the cylinder, and allows synthetically to focus the study on how the thermal convection coefficient and the temperature gradient varies with the interaction with the surface of the object.

Keywords: Periodic Regime, Forced Response, Heat Transmission on Cylinders, Convection Arduino, Outer Flow, Flow Over a Cylinder, Cross Flow, Global capacitance.

ÍNDICE

INDICE DE FIGURAS	XIII
INDICE DE TABELAS	XV
1. INTRODUÇÃO	1
1.1 MOTIVAÇÃO, ENQUADRAMENTO DA TEMÁTICA	1
1.2 OBJECTIVO	2
2. TEORIA DA CONVECÇÃO EM REGIMES PERIÓDICOS	5
2.1 Princípios da convecção	5
2.1.1 Resposta forçada na convecção	9
2.1.2 Escoamento Forçado sobre cilindros	9
2.2 Regime transitório	11
2.2.1 Método dos parâmetros concentrados	11
2.2.2 Validade do método	13
2.3 Regime periódico	14
2.3.1 Excitações harmónicas	15
2.3.2 Resposta periódica de um corpo exposto a uma excitação térmica	16
3. ESTADO DA ARTE	19
4. PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL	27
4.1 Tratamento dos dados	30
4.2 Metodologia e procedimentos	30
4.3 Material Experimental – Sensores, módulos e aquisição de dados	31
4.4 Montagem Experimental – Ligações dos Sensores, módulos e aquisição de dados	34
5. RESULTADOS EXPERIMENTAIS	38
6. ANÁLISE DOS RESULTADOS	44
7. CONCLUSÃO	54
7.1. TRABALHOS FUTUROS	55
7.2. CONSIDERAÇÕES FINAIS	55
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	56

INDICE DE FIGURAS

Figura 1. Isolinhas de escoamento cruzado a diferentes velocidades de regime laminar sobre um cilindro aquecido.[10]	6
Figura 2. Camada limite com o ponto de estagnação e de separação num escoamento sobre um cilindro[10].....	9
Figura 3. Efeito da turbulência na localização do ponto de separação [10].....	10
Figura 4. Escoamento sobre um cilindro para vários números de Reynolds [11].....	10
Figura 5. Variação temporal da constante de Tempo. [10]	13
Figura 6. Analogia sobre a dispersão de temperatura na secção do cilindro para valores de número de Biot iguais, superiores ou inferiores a 1.	14
Figura 7. Estudo de Khan [21] sobre a variação do número medio de Nusselt para vários valores de Reynolds em condições de fronteira Isotérmica, à esquerda e Isofluxo, à direita. .	21
Figura 8. À Esquerda: Contornos do perfil de variação de energia cinética ao longo do escoamento sobre o cilindro em regime permanente. Simulação CFD. À direita: Gráfico sobre a variação do número local de Nusselt, com Reynolds = 21580 em regime permanente e transitório.[39].....	23
Figura 9. Respostas de curto e longo prazo para temperatura de saída e comparação com dados experimentais para potência sinusoidal com diferentes períodos: (a) P = 400s e (b)=50s [42]	25
Figura 10. Foto da montagem experimental que existia em laboratório	27
Figura 11. Foto do tubo de Pitot, do cilindro e dos termopares instalados à saída do escoamento.	28
Figura 12. Entrada de escoamento com as resistências isoladas termicamente por lã de rocha.	28
Figura 13. Montagem final da experiência com o modulo de tratamento e aquisição dos dados experimentais.	29
Figura 14. Microcontrolador Arduíno original	31
Figura 15. Termopar e conversor digital K MAX31855.....	32
Figura 16. Modulo de relé 4 canais para Arduino.....	33
Figura 17. Sensor MPXV7002 DP	33
Figura 18. Montagem e circuito electrónico dos componentes de medição e controle das condições experimentais.	34

Figura 19. Foto real da protoboard criada.....	35
Figura 20. Variação temporal da temperatura do escoamento e do cilindro inserido no escoamento.....	38
Figura 21. Variação temporal da temperatura do escoamento e do cilindro inserido no escoamento.....	39
Figura 22. Aproximação dos dados experimentais por Série de Fourier com 4 harmónicas..	40
Figura 23. Coeficientes da série de Fourier para 4 harmónicas	40
Figura 24 Aproximação dos dados experimentais por Série de Fourier com 5 harmónicas...	41
Figura 25. Coeficientes da série de Fourier para 5 harmónicas	41
Figura 26. Aproximação dos dados experimentais por Série de Fourier com 6 harmónicas..	42
Figura 27. Coeficientes da série de Fourier para 6 harmónicas	42
Figura 28. Gráfico com as variações de temperatura teórica das 5 correlações empíricas e da amostragem experimental.	51
Figura 29. Curva de atenuação teórica e valores experimentais para cada uma das 5 harmónicas.	52
Figura 30. Curva teórica e valores experimental de ângulo de fase para cada harmónica.....	52

INDICE DE TABELAS

Tabela 1. Valores típicos de coeficiente de transferência de calor por convecção.	6
Tabela 2. Constantes C e m da equação de Hilpert et al.[2].....	7
Tabela 3. Constantes C e m da equação de Zukauskas.[6].....	8
Tabela 4 Valores calculados de ângulo de fase de resposta, ψ para cada harmónica necessários para aplicar a fórmula (2.34) o cálculo da resposta do sistema	48
Tabela 5. Propriedades físicas do ar á pressão atmosférica.[10]	65
Tabela 6. Tabela da propriedades físicas do latão.[10]	66
Tabela 7. Propriedades físicas do latão.[1]	67
Tabela 8. Propriedades físicas do ar.	68

NOMENCLATURA

- α – Difusidade Térmica ($m^2/2$)
 τ - Constante de tempo do sistema (s)
 ϕ - Ângulo de fase de excitação (rad/s)
 ω - Frequência angular (rad/s)
 ψ - Ângulo de fase de resposta (rad/s)
 μ – Viscosidade dinâmica (kg/s.m)
 ν – Viscosidade cinemática (m^2/s)
 ρ – Massa Volúmica (kg/m^3)
- A – Área da superfície de contacto (m^2)
 a_0 – Valor medio para o início da Série de Fourier
 a_n – Coeficiente da série de Fourier
 b_n – Coeficiente da série de Fourier
 C_p – Calor específico (J/kg.K)
 D – Diâmetro (m)
 D_H -Diâmetro Hidráulico. (m)
 h - Coeficiente de transferência de calor por convecção ($W/m^2 \text{ } ^\circ C$)
 k – Condutividade térmica ($W/m.K$) ou ($W/ m^\circ C$)
 L – Comprimento característico (m)
 q – Taxa de transferência de calor (W)
 T_∞ - Temperatura ambiente (K)
 T_m -Temperatura média ambiente (K)
 T -Temperatura do corpo (K)
 t – Tempo (s)
 T_0 – Temperatura no instante inicial (K)
 T_1 – Valor médio da Temperatura Ambiente (K)
 T – Período (s)
 U_∞ - Velocidade do escoamento (m/s)
 V – Volume (m^3)

ACRÓNIMOS

Bi - Número de Biot

\overline{Nu}_D - Número de Nusselt médio

Nu_D - Número de Nusselt diametral

Pr - Número de Prandtl

Pr_S - Número de Prandtl á superfície do corpo

1. INTRODUÇÃO

1.1 MOTIVAÇÃO, ENQUADRAMENTO DA TEMÁTICA

A transmissão de calor tem vindo, desde os primórdios da humanidade, a ser alvo da curiosidade do homem, não somente pela necessidade de encontrar, entre a crença e a verdade, o conhecimento pleno do mundo que o rodeia, como também com o objetivo de satisfazer a sua insaciável vontade de ser dono da sua evolução. Mesmo no princípio do conhecimento da noção de calor, quando o homem produziu fogo pela primeira vez, conseguiu perceber que o calor não era mais do que uma diferença de temperatura que levava uma zona mais quente a ceder energia para uma região mais fria.

A transmissão de calor estuda, no fundo, os mecanismos necessários para que um sistema atinja o equilíbrio prevendo qual a duração e que condições são favoráveis para esse equilíbrio acontecer. Motivos estes, que levam um engenheiro a estar frequentemente interessado nas características de transferência de calor em sistemas de escoamento interno de tubos, sobre placas planas ou superfícies alhetadas. É, no entanto, de igual importância estudar a transferência de calor em corpos das mais variadas formas, expostos a um escoamento externo seja este cruzado ou não.

É trivial concordar que um corpo exposto ao ar arrefece mais rápido do que se coberto, devendo-se ao fenómeno de convecção. A troca de calor para o meio envolvente, deve-se a fenómenos físicos que possibilitam trocas de energia com a periferia do corpo, porém, esta noção precisa de uma abordagem analítica menos intuitiva que quantifique esta perda energética sobre a forma de calor. Estudos sobre convecção são bastante úteis para as indústrias que precisam de alguma precisão na transmissão de calor por convecção nos seus métodos produtivos.

A convecção, que será o fenómeno fundamental desta dissertação, embora seja um tipo de transferência de calor que tenha na sua origem as leis da termodinâmica, é muito mais do que apenas isso. Holman et al. [1] expõe ao leitor pontos pertinentes quanto ao objetivo do estudo da convecção. Será a influência da convecção linear? Como varia a convecção se for excitada de forma periódica? Como responde um corpo exposto a convecção? São questões abordadas nesta dissertação que ajudam a perceber a forma como a convecção se desenvolve e se de facto os diferentes modos de convecção, livre ou forçada, são influenciados pelo tipo de fluidos inerentes.

As correlações empíricas de convecção sugeridas por Hilpert [2], Knudsen e Katz [3], Fand [4], Eckert e Drake [5], Zuckauskas [6], Churchill e Bernstein [7], Whitaker [8] e por Nakai e Okazaki [9], estudadas a partir de experimentos laboratoriais, simplificam o cálculo dos coeficientes de convecção. Sendo possível estudar a interação da convecção no escoamento sobre uma superfície e o desenvolvimento das respetivas camadas limites térmica e aerodinâmica segundo a lei do arrefecimento de Newton.

1.2 OBJECTIVO

A necessidade de se estudar a forma como um escoamento contínuo de ar com geração periódica de calor influencia a transferência energética térmica de um corpo cilíndrico exposto a esse escoamento livre, está na base da presente dissertação. Como proposto, são expostos na presente dissertação alguns contributos sobre o fenómeno convectivo em situação de escoamento forçado, bem como as características de um regime periódico, factos que serão simulados experimentalmente.

Inicialmente, pretendia-se modernizar a montagem laboratorial existente na faculdade colocando todos os componentes geridos por um controlador ARDUINO UNO com o objetivo de reduzir os erros experimentais e aprimorar o acionamento das resistências mantendo as o mais periódicas possível, deixando assim um excelente exemplo, para os futuros alunos da cadeira de Transmissão de Calor e de Dinâmica dos fluidos, no estudo da transmissão de calor em regimes periódicos.

Com isto em mente atualizou-se os módulos de acionamento das resistências de aquecimento, os módulos conversores de temperatura e o sensor de medição da pressão dinâmica do escoamento, procurando melhorar assim a fiabilidade dos valores lidos na importante parte experimental desta dissertação.

A estes valores recolhidos, foi possível aproximar através de série de Fourier os valores experimentais a uma excitação harmónica. Com essa aproximação, foi possível retirar o número de harmónicas necessárias para calcular de forma semelhante a resposta da temperatura do cilindro exposto ao escoamento forçado.

Através do método de parâmetros concentrados, ou análise concentrada, simplificou-se esta abordagem de transferência de calor, admitindo que estamos perante valores de número de Biot inferiores a 0.1, este valor, não só significa que a diferença entre a temperatura na superfície do sólido é aproximadamente igual á temperatura interna do corpo como também que o erro associado ao uso deste método de análise concentrada é menor para estas gamas de valores do parâmetro adimensional de Biot.

Por fim, pela comparação das respostas teóricas e experimentais da temperatura do corpo e do escoamento foi possível verificar qual a correlação empírica mais indicada para o estudo efetuado. Para um estudo mais completo foram também apresentados resultados quanto à fase e atenuação dos resultados obtidos.

1.3 ESTRUTURA DA DISSERTAÇÃO

A presente dissertação está organizada numa sequência de capítulos.

Capítulo 1 – é introduzida a motivação e uma descrição do estudo realizado bem como um pequeno enquadramento teórico sobre o tema. No subcapítulo 1.2 apresenta o objetivo da dissertação e introduz a forma como a experiência se desenrolou.

Capítulo 2- trata dos princípios da convecção e apresenta as correlações empíricas que foram usadas para calcular o número adimensional de Nusselt. Para além de conceitos teóricos sobre convecção explica como a resposta forçada na convecção sobre cilindros se desenvolvem. Aborda a teoria explicativa dos fenómenos do regime transitório e mais concretamente o regime periódico.

É explicado o método simplificativo que fundamenta a abordagem teórica de parâmetros concentrados bem como a validade desse método. Apresenta-se neste capítulo ainda as características de resposta proveniente de excitações harmónicas e explica o tipo a resposta que um corpo cilíndrico exposto a um escoamento cruzado deve exibir.

Em seguida é exposto no capítulo 3 o estado da arte, onde são abordados alguns autores que desenvolveram teorias explicativas que são pertinentes pela contribuição que deram para a ciência e para o conhecimento que existe sobre convecção forçada e regimes de excitação periódica.

No Capítulo 4 é apresentada a montagem experimental, o procedimento experimental, o material usado e o código em Arduino usado bem como a forma como os dados são tratados e a metodologia usada em toda a atividade experimental.

Por fim o capítulo 5 e 6 são apresentados e discutidos os resultados da atividade experimental.

A dissertação termina no capítulo 7 com a conclusão dos resultados, as propostas de futuros trabalhos e algumas considerações finais.

2. TEORIA DA CONVECÇÃO EM REGIMES PERIÓDICOS

2.1 Princípios da convecção

A convecção é um mecanismo físico de transferência de calor que envolve movimento de energia entre camadas de fluido com diferentes temperaturas e uma superfície. Na presente dissertação o tipo de convecção que foi objeto de estudo é a chamada convecção forçada. Conceptualmente define-se como sendo um escoamento de fluido causado por fontes externas que forcem uma velocidade acima do que é natural ou ambulatorio.

O coeficiente de transferência de calor por convecção h depende de inúmeros parâmetros do escoamento como as propriedades do fluido, as características do escoamento, a geometria e a rugosidade da superfície do solido circular cilíndrico em que o fluido atua.

Como resultado do gradiente de temperatura a interação térmica entre o escoamento e a superfície do corpo influenciam a capacidade do escoamento livre de transportar calor para o cilindro e são, através de experiências, encontradas correlações empíricas que aproximam o valor de h . É necessário por este motivo estudar estas correlações para posteriormente usar na lei de arrefecimento de Newton explicado mais adiante. Neste trabalho, foram estudadas algumas correlações empíricas que foram escolhidas por serem comuns dentro da literatura a que se recorreu, mais concretamente direcionados para os escoamentos sobre cilindros circulares. Relação de Churchill e Bernstein [7],

$$\overline{Nu}_D = 0.3 + \frac{0.62 Re_D^{1/2} Pr^{1/3}}{\left(1 + \left(\frac{0.4}{Pr}\right)^{2/3}\right)^{1/4}} \cdot \left[1 + \left(\frac{Re_D}{282000}\right)^{5/8}\right]^{4/5} \quad (2.1)$$

Existe a necessidade de definir os significados físicos de três parâmetros adimensionais que permitem determinar o coeficiente de transmissão térmica por convecção forçada, h , parâmetros esses que caracterizam algumas interações do escoamento e da superfície em convecção. Podem ser observados alguns valores padrão na Tabela 1. São elas relações que receberam o nome de Ludwig Prandtl, Wilhelm Nusselt e Osbourne Reynolds, que devido à complexidade dos escoamentos, a sua interação torna-se difícil de prever analiticamente. Como tal, estas correlações que determinam a componente principal da convecção foram estudadas experimentalmente sendo por esse motivo considerada de origem empírica.

Tabela 1. Valores típicos de coeficiente de transferência de calor por convecção.

Processo	$h(\text{W}/\text{m}^2.\text{K})$
Convecção Livre	
Gases	2-25
Líquidos	50-1000
Convecção Forçada	
Gases	25-250
Líquidos	100-20000
Convecção com mudança de estado	
Condensação ou fervura	2500-100000

Reynolds concluiu que um regime de escoamento está caracterizado entre laminar se $Re < 2100$, visível na Figura 1 e turbulento se $Re > 5000$, grandeza que depende da razão entre as forças viscosas representadas pela viscosidade cinemática, ν e de inércia calculadas a partir da velocidade de escoamento e da dimensão característica do cilindro, o diâmetro hidráulico, D_H que é representado por muitos autores como um quociente entre o volume e a área periférica exposta a convecção do cilindro, isto é,

$$Re_D = \frac{D U_\infty}{\nu} \quad (2.2)$$

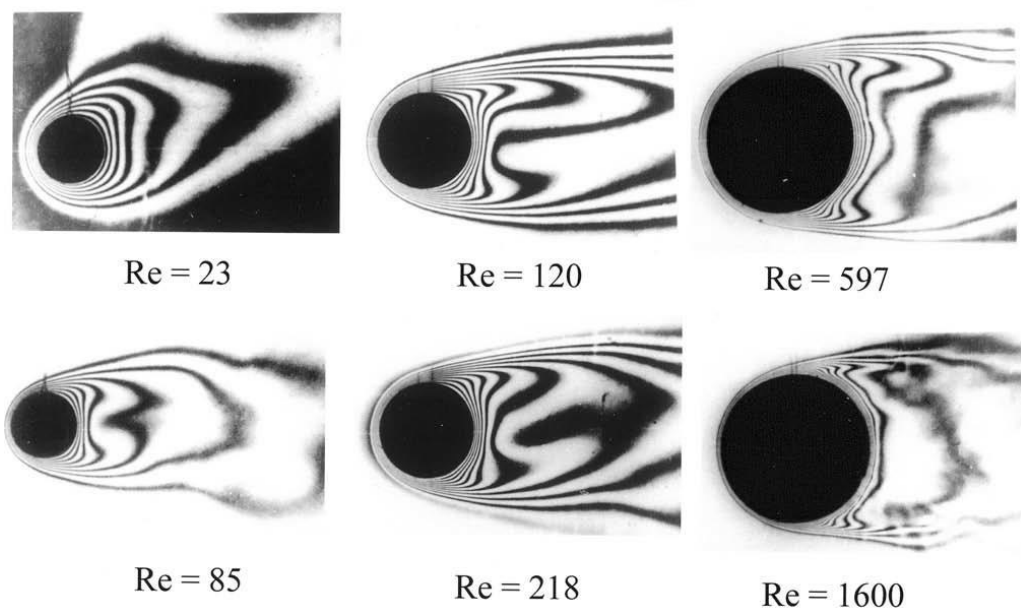


Figura 1. Isolinhas de escoamento cruzado a diferentes velocidades de regime laminar sobre um cilindro aquecido.[10]

Segundo Incropera et al.[10] o número adimensional de Nusselt é uma relação incremental entre a quantidade de calor transferido por convecção e a quantidade transferida por condução numa mesma camada, isto é, quanto maior o número de Nusselt maior a facilidade em transferir calor por convecção e se $Nu_D = 1$ a transferência local é puramente condutiva.

$$\overline{Nu}_D = \frac{\bar{h} D}{k_f} \quad (2.3)$$

Holman et al.[1] assegura que a interpretação física do número de Prandtl mede a espessura relativa da camada limite, conforme a relação entre a quantidade de movimento e do transporte de energia por difusão nas camadas limite dinâmica e térmica, respetivamente.

Neste sentido, o rácio entre a difusidade de movimento e da difusidade térmica do número de Prandtl define-se como,

$$Pr = \frac{\nu}{\alpha} = \frac{\mu c_p}{k} \quad (2.4)$$

Exposto o significado das relações funcionais que encontram o coeficiente de convecção forçada \bar{h} , podemos analisar outra correlação avançada por Hilpert et al.[2] analisada para gases e por Katz e Knudsen et al.[3] para líquidos,

$$\overline{Nu}_D = C Re_D^m Pr^{1/3} \quad (2.5)$$

Onde $C = 1,15$ para o ponto de estagnação onde $Pr \leq 0,6$, mas a partir desse ponto, C e m assumem os valores na Tabela 2 seguinte, para diversos números de Reynolds.

Tabela 2. Constantes C e m da equação de Hilpert et al.[2]

Re_D	C	m
0.4 – 4	0.989	0.330
4 – 40	0.911	0.385
40 – 4000	0.683	0.466
4000 – 40,000	0.193	0.618
40,000 – 400,000	0.027	0.805

Para Zukauskas et al.[6] a solução é semelhante à de Hilpert ,com os coeficientes representados na Tabela 3, mas adiciona-se um produto derivado do quociente entre as razões do número de Prandtl no escoamento livre e à superfície do corpo, Pr_S .

$$\overline{Nu}_D = C Re_D^m Pr^{1/3} \left(\frac{Pr}{Pr_S} \right)^{1/4} \quad (2.6)$$

Tabela 3. Constantes C e m da equação de Zukauskas.[6]

Re_D	C	m
1-40	0.75	0.4
40-1000	0.51	0.5
$10^3-2 \times 10^5$	0.26	0.6
$2 \times 10^5-10^6$	0.076	0.7

A expressão 2.6 tem uma precisão aceitável para valores de número de Prandtl entre 0,7 e 500. No entanto Whitaker et al.[8] aproximou o coeficiente de convecção fazendo uma correlação que deriva da aplicação de Hilpert para a mesma gama de Prandtl, fazendo,

$$\overline{Nu}_D = \left(0,4 Re_D^{0,5} + 0,06 Re_D^{2/3}\right) Pr^{0,4} \left(\frac{\mu_\infty}{\mu_s}\right)^{1/4} \quad (2.7)$$

Relação que se recomenda ser aplicada para $0,25 \leq \left(\frac{\mu_\infty}{\mu_s}\right) \leq 5,2$ e $40 \leq Re \leq 10^5$.

Eckert e Drake et al.[5] recomendam que para o estudo de escoamento cruzado sobre cilindros, baseado nas obras de Hilpert e nas derivações de Zukauskas e de Whitaker, para valores inferiores de $Re \leq 1000$, à equação de Zukauskas deve-se somar um fator de 0,43 resultando,

$$\overline{Nu}_D = \left(0,43 + 0,5 Re_D^{1/2}\right) Pr^{0,38} \left(\frac{Pr}{Pr_s}\right)^{1/4} \quad (2.8)$$

E para $Re \geq 1000$,

$$\overline{Nu}_D = \left(0,25 Re_D^{2/3}\right) Pr^{0,38} \left(\frac{Pr}{Pr_s}\right)^{1/4} \quad (2.9)$$

Fand et al.[4] faz uma demonstração no seu estudo que para números de Reynolds inferiores a 10000 em líquidos deve-se, de forma semelhante à correlação de Zukauskas, fazer,

$$\overline{Nu}_D = \left(0,35 + 0,56 Re_D^{0,52}\right) Pr^{0,3} \quad (2.10)$$

Nakai e Okazaki et al.[9] assumem a relação para pequenos produtos de $Re \cdot Pr = Pe_D \leq 0,2$.

$$\overline{Nu}_D = \left(0,8237 - \ln Pe_D^{1/2}\right)^{-1} \quad (2.11)$$

A escolha das correlações apropriadas para o caso em estudo irá depender dos valores de Pr e de Re que serão calculados a partir dos valores recolhidos na experiência laboratorial, abordados de forma mais profunda no capítulo dedicado à análise dos valores obtidos em laboratório. As correlações apresentadas permitirão encontrar os coeficientes de convecção médio, \bar{h} , fazendo uma comparação, concluindo assim qual o mais apropriado para este tipo de convecção abordado na presente dissertação.

2.1.1 Resposta forçada na convecção

A importante abordagem da convecção explicitada no subtítulo anterior, demonstrou que na convecção existem interações de transferência de energia permitindo que, através de experiências laboratoriais, fosse possível encontrar os fatores de origem empírica que mais afetam as transferências de energia. Estas trocas, que pressupõe uma determinada resposta por parte do corpo quando inserido num escoamento fundamentalmente forçado, têm do ponto de vista da sua natureza duas possibilidades de explicação. A primeira é que o coeficiente de película h não é uma propriedade do fluido, mas uma característica da interação entre o fluido e o escoamento. A segunda é que, embora a velocidade do escoamento junto às paredes do cilindro seja nula, o gradiente da temperatura junto dessa superfície de contacto é fortemente influenciado pela velocidade do fluido e pelas propriedades do mesmo. Ou seja, todas as trocas são devido à condutividade térmica do fluido.

2.1.2 Escoamento Forçado sobre cilindros

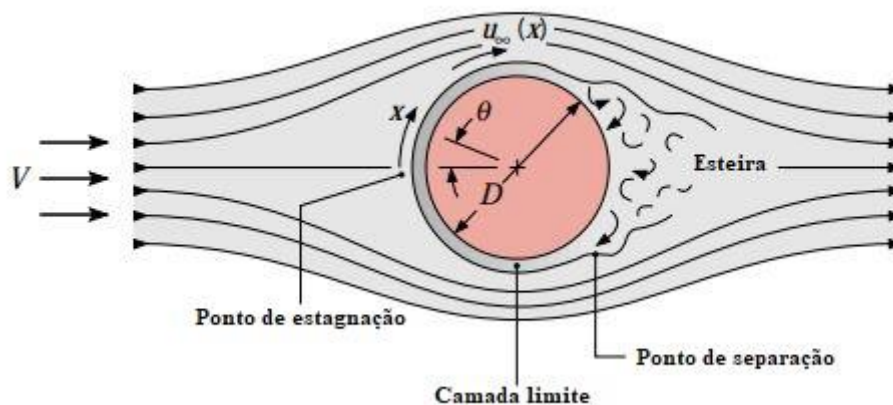


Figura 2. Camada limite com o ponto de estagnação e de separação num escoamento sobre um cilindro[10]

Como já mencionado, o objetivo da dissertação prende-se por estudar a resposta térmica de um cilindro exposto a um escoamento forçado com velocidade constante, como ilustrado na Figura 2 tendo como objetivo a comparação da resposta térmica do corpo cilíndrico a uma excitação térmica periódica proveniente do escoamento.

Como seria de esperar, o desenvolvimento da camada limite sobre o cilindro determina as características da transferência de calor, e enquanto a camada limite permanece laminar e bem caracterizada em camadas paralelas, sem agitações nem trocas de massa é possível calcular a transferência de calor por um método semelhante à análise da camada limite por separação de variáveis. É necessário, no entanto, incluir o gradiente de pressão na presente análise porque a variação do mesmo influenciará o perfil de velocidade numa extensão considerável da camada limite. É fundamental

perceber que o gradiente de pressão faz com que a separação da camada se desenvolva no lado de trás do cilindro quando o escoamento atinge uma velocidade suficientemente grande como se vê na Figura 3.

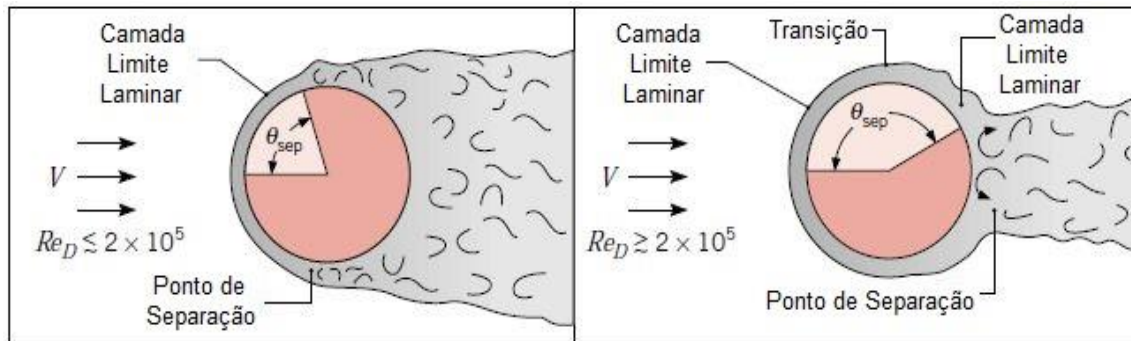


Figura 3. Efeito da turbulência na localização do ponto de separação [10]

De acordo com a teoria da camada limite, a pressão é na sua essência constante em qualquer posição do corpo, porém os campos de velocidade da corrente livre não o são, pois, a velocidade varia com a progressão ao longo da superfície do corpo. No caso particular de um corpo cilíndrico, é comum admitir-se uma distância x a partir do ponto de estagnação frontal normal à superfície do corpo. Embora a pressão na camada limite siga o escoamento potencial que contorna a forma do corpo, a altura da camada limite aumenta com o aumento na direção longitudinal e enquanto progride ao longo do lado frontal, a pressão vai diminuindo.

Ao atingir uma distância limite assumida como crítica para as características do número de Reynolds a camada decai para a zona traseira do cilindro, resultando na separação da camada limite, num aumento da pressão e da velocidade na zona dianteira do cilindro, e conseqüente diminuição no lado de trás. Como se observa na Figura 3

Esta zona turbulenta de inversão de escoamento é comum para números de Reynolds superiores a 5000, como se observa na Figura 4. As linhas de escoamento que se observam são irregulares, como tal a previsão dos gradientes de velocidade e das tensões de corte tornam-se difíceis, considerando-se desprezíveis para este estudo.

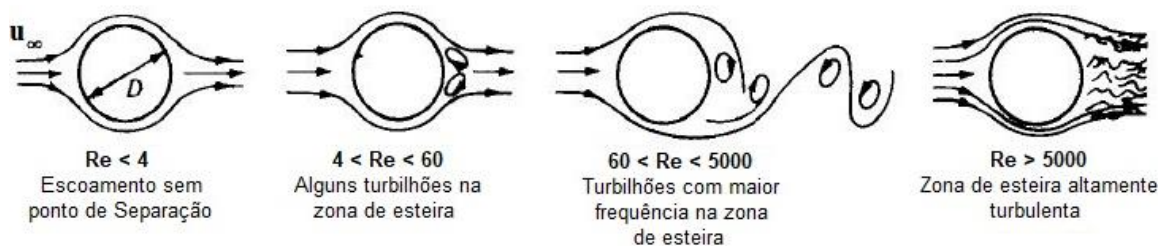


Figura 4. Escoamento sobre um cilindro para vários números de Reynolds [11]

Veremos mais adiante que se pode simplificar esta análise, quando estamos perante um caso em que o número de Biot é muito inferior a 1, fazendo apenas a variação temporal da temperatura e desprezando a variação espacial.

2.2 Regime transitório

Holman et al. [1] apresenta uma definição muito concisa do que é um regime transitório, escrevendo que este se situa num período de transição antes do equilíbrio ser estabelecido. A análise, no entanto, toma em consideração que a variação da energia interna do corpo varia com o tempo e que as condições de fronteira, tendo de se ajustar às condições físicas características da transferência de calor em regime não permanente ou transitório.

Incropera et al. [10] assume a definição como sendo dependente no tempo, que acontece aquando existe uma alteração das condições de fronteira do sistema e que essas alterações provocam variações internas em cada ponto do sistema separadamente. Até que o estado de permanência ou de continuidade seja atingido essas alterações continuam a ocorrer ao longo do tempo.

Iria et al. [3] descreve que nos casos em que as condições de fronteira de um sólido variam com o tempo, deixa de ser possível, e válido, aplicar os modelos de análise em regime permanente, e entra-se no domínio dos modelos de análise dinâmicos, ou regime transitório.

Michels et al. [4] exemplifica dizendo que durante o período em que um mesmo ponto da parede alterou sua temperatura com o tempo, diz-se que a parede estava em regime transitório, e, quando a temperatura do mesmo ponto se conservou constante, diz-se que na parede reinava regime estacionário ou permanente; sendo esses os dois regimes de transmissão de calor.

O regime transitório define-se então quase como um estado provisório, não estável, em que um sistema entra aquando sujeito a condições não definitivas ou, como proposto nesta dissertação, sujeitas a um estado de sequenciamento ou periodicidade das condições internas.

2.2.1 Método dos parâmetros concentrados

O método dos parâmetros concentrados, análise global ou da capacitância global considera a evolução temporal da temperatura como espacialmente uniforme em qualquer instante de tempo, tal que, $T(x,t) \approx T(t)$.

Contudo a lei de Fourier invalida esta possibilidade e apenas parece plausível se assumirmos que a condição assumida neste método nunca é satisfeita na totalidade, perante isto esta validade assenta na base de que a resistência à transmissão de calor por convecção é muito superior á resistência de condução interna do sólido como veremos mais adiante quando se abordar a validação deste método.

Citando Holman et al.[1] podemos obter uma perspectiva real se visualizar-mos uma esfera de metal quente sendo submersa num recipiente de agua fria. O método da capacitância global uniformiza a análise assumindo que a temperatura da esfera se mantém constante durante o processo de

arrefecimento. Óbvio é, no entanto, que a distribuição de temperatura interna da esfera irá depender da própria condutividade do material constituinte da esfera e das condições de condução térmica à superfície da mesma.

Posto isto, para obtermos uma condição válida de equilíbrio de energia interna temos de formular a igualdade entre a quantidade de calor perdido na superfície do sólido e a variação de energia interna. Por fim ao integrar em ordem à variável que não se demonstra constante, o tempo, permitirá obter uma função dependente dessa variável e que aproxima a energia interna total envolvida nessa troca com o ambiente.

$$\begin{array}{ccc} \text{Variação do calor perdido pelo sólido} & = & \text{Variação de energia interna do} \\ \text{de volume V} & & \text{sólido de volume V} \end{array}$$

Citando Incropera et al.[10] vemos que a lei de arrefecimento de Newton para a convecção diz:

$$q = hA (T - T_{\infty}) \quad (2.12)$$

, onde q representa a taxa de transferência de calor e h o coeficiente de transferência de calor por convecção, por vezes h é chamado como coeficiente de película e este nome provém da direta relação no processo de transferência de calor da ténue camada de fluido junto da superfície do corpo. A é a área da superfície e a diferença de temperatura da superfície do corpo e do exterior podem ser simplificados por Θ , isto é,

$$\theta (t) \equiv T(t) - T_{\infty} \quad (2.13)$$

Interessante notar que q depende da viscosidade μ do fluido externo ao corpo que influenciará diretamente o perfil de velocidades, também assim as condições de transferência dependerão das propriedades térmicas do fluido envolvente, como a condutividade térmica k , o calor específico C_p e a massa volúmica ρ .

Assim sendo a igualdade surge a partir da igualdade supramencionada de equilíbrio interno de energia,

$$-hA (T - T_{\infty}) = \rho c_p V \frac{dT(t)}{dt} \quad (2.14)$$

que convenientemente se assume que $\frac{dT(t)}{dt} = \frac{T\theta(t)}{dt}$, isto significa que,

$$-\theta = \frac{\rho c_p V}{hA} \frac{T\theta(t)}{dt} \quad (2.15)$$

separando as variáveis e desenvolvendo as integrais obtemos,

$$t = \frac{\rho c_p V}{hA} \ln \left(\frac{\theta_i}{\theta} \right) \quad (2.16)$$

Assumindo que em $t = 0$ s tal que $T(0) = T_i$ obtemos a dedução que $\theta_i = T_i - T_\infty$ e com isto estamos nas condições de admitir que o resultado,

$$t \frac{hA}{\rho c_p V} = \ln \left(\frac{\theta_i}{\theta} \right) \Leftrightarrow \exp \left(-t \frac{hA}{\rho c_p V} \right) = \left(\frac{\theta}{\theta_i} \right) \quad (2.17)$$

Como $\frac{\rho c_p V}{hA}$ representa a constante térmica do tempo τ ,

$$e^{-\frac{t}{\tau}} = \left(\frac{\theta}{\theta_i} \right) \quad (2.18)$$

Mostrando que a função de variação da temperatura pode ser aproximada a uma função exponencial dependente do tempo que tende para zero com o conseqüente aumento de t , como sugere a Figura 5.

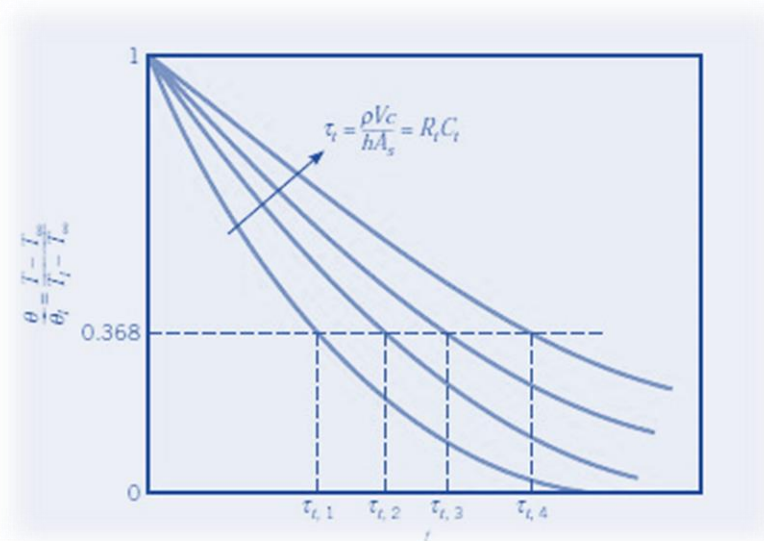


Figura 5. Variação temporal da constante de Tempo. [10]

2.2.2 Validade do método

Como já mencionado anteriormente este método assenta na base de que a resistência à transmissão de calor por convecção é muito superior à resistência de condução interna do sólido, como observamos na Figura 6, pois a linha de variação térmica exhibe menor declive quanto menor for o valor do número adimensional de Biot, e como tal $T_{fronteira\ solido} - T_{exterior} \gg T_{interna\ solido} - T_{fronteira\ solido}$, sendo este facto facilmente explicado pelo significado físico do número de Biot.

$$Bi = \frac{hL}{k} \Leftrightarrow \frac{R_{condução}}{R_{convecção}} = \frac{\frac{L}{kA}}{\frac{1}{hA}}, \text{ com } L = \frac{V}{A} \quad (2.19)$$

Pelo significado do número de Biot observamos que $R_{condução}$ e $R_{convecção}$ dimensionam inevitavelmente o seu valor, que segundo Incropera et al. [10], pode se interpretar como a razão entre as resistências térmicas e como tal são o fundamento para se poder assumir uma distribuição

uniforme de temperatura se $Bi \ll 1$. Fazendo uma comparação entre a baixa resistência de transferência energética interna com a elevada resistência da camada limite exterior, torna plausível esta assunção de uniformidade térmica.

Mais concretamente para que a condição imposta pelo método se verifique, $T(x,t) \approx T(t)$ o número de *Biot*, que não é mais do que razão entre a transferência convectiva de calor na superfície do sólido e a condutância específica do sólido, deve ser inferior ou igual a 0.1, sendo por este motivo uma parte fundamental garantir que este parâmetro adimensional usado se situe abaixo destes valores, pois está provado experimentalmente que para este valor do número de *Biot*, o erro associado à utilização deste método é menor.

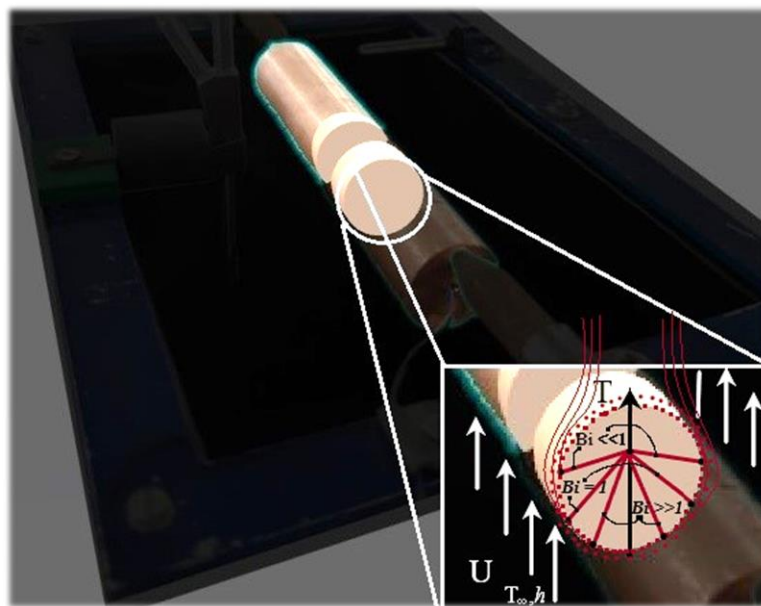


Figura 6. Analogia sobre a dispersão de temperatura na seção do cilindro para valores de número de Biot iguais, superiores ou inferiores a 1.

2.3 Regime periódico

Como supramencionado as condições sujeitas a um estado cíclico ou de periodicidade de um sistema denominam-se por periódicas. O estudo da resposta periódica de um sistema consiste em analisar uma excitação térmica imposta por um determinado período, revelando uma variação alta ou baixa consoante a frequência dessa excitação.

Como vimos anteriormente para números de *Biot* inferiores a 0.1 o erro associado ao método dos parâmetros concentrados é reduzido e na presença de uma variação sinusoidal da temperatura o coeficiente h é constante sendo estudada a resposta da temperatura como uma função dependente do tempo e como tal $T = f(t)$.

2.3.1 Excitações harmónicas

Diz-se que um sistema está perante uma excitação forçada sempre que uma determinada variação de energia externa é fornecida ao sistema durante um período. Nesta dissertação é proposto estudar a resposta resultante da imposição de uma variação da temperatura aplicada ao escoamento permanente, sendo essa variação térmica harmónica e com um período pré-estabelecido.

O objetivo será estudar a resposta de um sistema a uma excitação periódica perante diversos valores empíricos para o coeficiente de convecção h , e a partir de uma série trigonométrica de Fourier encontrar o número de harmónicas necessárias para obter uma aproximação considerável ao caso de estudo laboratorial.

Uma vez encontrado o número de harmónicas que aproxima a série sinusoidal ao sinal da excitação, correspondendo à menor variação nos valores de coeficientes de Fourier entre harmónicas, é possível comparar os valores de temperatura teóricos da Série de Fourier, calculados com \bar{h} empíricos distintos, com as leituras de temperatura obtidas em laboratório. Após a comparação, é possível saber qual a melhor correlação que prevê, por Série de Fourier, a variação da temperatura do corpo cilíndrico exposto ao escoamento cruzado forçado. Esta previsão de temperatura só é possível devido à aquisição de um coeficiente de convecção real experimental que por comparação, com os valores teóricos obtidos através das correlações empíricas irá ditar qual destas mais se aproxima do valor experimental obtido, verificando-se qual o impacto na previsão da resposta da estimação do valor de h .

Carvalho [14] apresentou a dedução que um sistema concentrado de flutuação harmónica está perante um escoamento do tipo,

$$T_{\infty} = T_m + \Delta T \text{sen}(\omega t + \phi) \quad (2.20)$$

O corpo fica assim sujeito à aplicação da equação de conservação de energia (3.3) mencionada anteriormente na explicação do método e convenientemente manipulada para que,

$$\frac{dT(t)}{dt} + \frac{hA}{\rho C_p V} T = \frac{hA}{\rho C_p V} T_{\infty} \quad (2.21)$$

Como já mencionado em (3.7) para a constante de tempo τ , admitindo (3.9) e substituindo $\Theta = T - T_m$ obtemos,

$$\frac{d\Theta}{dt} + \frac{\Theta}{\tau} = \frac{\Delta T}{\tau} \text{sen}(\omega t + \phi) \quad (2.22)$$

Fazendo Θ como uma função variável com o tempo, como vimos na demonstração anterior,

$$\Theta = f(t) \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (2.23)$$

Permitindo fazer a substituição na equação (3.11) e calculando os diferenciais é possível chegar à equação,

$$\Theta = \frac{\Delta T}{\sqrt{1+(\omega\tau)^2}} [\text{sen } \omega t (\cos\phi + \omega\tau \cdot \text{sen}\phi) + \cos \omega t (\text{sen}\phi - \omega\tau \cdot \cos\phi)] + C_1 \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (2.24)$$

Citando Carvalho [14] simplificamos a equação substituindo os termos pela equivalente dimensão angular de fase da resposta, ψ , com,

$$\text{sen } \psi = \left[\frac{(\text{sen}\phi - \omega\tau \cdot \cos\phi)}{\sqrt{1+(\omega\tau)^2}} \right] e \quad \cos \psi = \left[\frac{(\cos\phi + \omega\tau \cdot \text{sen}\phi)}{\sqrt{1+(\omega\tau)^2}} \right] \quad (2.25)$$

$$\text{tg } \psi = \left[\frac{(\text{sen}\phi - \omega\tau \cdot \cos\phi)}{(\cos\phi + \omega\tau \cdot \text{sen}\phi)} \right]$$

Substituindo e estudando as condições de fronteira em que $t=0$ s e $T=T_\infty$ obtemos a equação de resposta térmica interna do sistema a uma excitação harmónica da temperatura do ambiente onde o primeiro termo corresponde à solução forçada e o segundo termo corresponde à solução livre onde se estuda a resposta ao inicio das condições de escoamento,

$$T = T_1 + \frac{\Delta T}{\sqrt{1+(\omega\tau)^2}} \text{sen}(\omega t + \psi) + [T_0 - T_1 - \frac{\Delta T}{\sqrt{1+(\omega\tau)^2}} \text{sen}(\psi)] \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (2.26)$$

Uma vez que estudaremos valores de $t \gg \tau$, a zona de soluções para convecção livre é praticamente desprezável sendo apenas considerado o primeiro termo da equação de resposta (2.26) correspondente a solução forçada.

$$T = T_1 + \frac{\Delta T}{\sqrt{1+(\omega\tau)^2}} \text{sen}(\omega t + \psi) \quad (2.27)$$

De notar que é possível estudar a amplitude da resposta através da atenuação,

$$\Delta T' = \frac{\Delta T}{\sqrt{1+(\omega\tau)^2}}, \text{ sendo a atenuação } \frac{1}{\sqrt{1+(\omega\tau)^2}} \quad (2.28)$$

2.3.2 Resposta periódica de um corpo exposto a uma excitação térmica

A previsão da temperatura do corpo cilíndrico não é tão simples de estudar assim como a resposta do escoamento à excitação térmica realizada. Para estudar a resposta do corpo exposto a uma excitação forçada de carácter periódico, é importante relembrar que a simplificação do método dos parâmetros concentrados lineariza a variação temperatura interna do objeto e o sinal da excitação é uma função variável apenas no tempo, periódica de múltiplas harmónicas de período conhecido, sendo esta interação existente caracterizada por particularidades bem definidas.

A determinação da resposta de cada harmónica passa por desenvolver $f(t)$ em série de Fourier, obtendo,

$$f(t) = \frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} [a_n \cos(n\omega t) + b_n \text{sen}(n\omega t)] \quad (2.29)$$

Com a comparação gráfica dos resultados da leitura da temperatura experimental e dos valores de resposta teórica obtidos pela série para a temperatura do escoamento, podemos deduzir o número aproximado de harmônicas necessárias para a obtenção teórica da resposta da temperatura do cilindro.

Para ser possível esta dedução temos de considerar que a série de Fourier pode ser desenvolvida usando apenas e só termos com a função seno e,

$$a_n = \frac{1}{T} \int_0^T f(t) \cdot \cos(n\omega t) dt \quad e \quad b_n = \frac{1}{T} \int_0^T f(t) \cdot \sen(n\omega t) dt \quad (2.30)$$

Onde por validade se admite segundo Carvalho [14] que a soma dos coeficientes de Fourier a_n e b_n da série são iguais ao termo da flutuação harmônica simples do escoamento a que o corpo é sujeito (3.9), isto é,

$$\Delta T_n \cdot \sen(\omega_n t + \phi_n) = a_n \cos(n\omega t) + b_n \sen(n\omega t) \quad (2.31)$$

Carvalho [14] chama ainda a atenção de que a validade do uso da série de Fourier para representar uma função periódica, tem de obedecer às condições de *Dirichlet*, condições essas que impõem dentro de um período T, a existência de um número finito de extremos, que a função seja injetiva e continua e com um número finito de descontinuidades ordinárias. Tendo a função um número finito de extremos, ela é integrável e convergente.

Sendo a forma final da série,

$$f(t) = \frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} \Delta T_n \cdot \sen(\omega_n t + \phi_n) \quad (2.32)$$

Com,

$$\phi_n = \text{arc tg} \left(\frac{a_n}{b_n} \right) \quad , \quad \Delta T_n = \frac{a_n}{\sen \phi_n} \quad e \quad \omega_n = \frac{2\pi}{T} \quad (2.33)$$

A ferramenta de análise por série de Fourier permite assim estudar sinais periódicos a partir do princípio de sobreposição de efeitos, e pelas propriedades da composição harmônica de sinais periódicos. Assim, sabemos que existe um número finito de valores para os coeficientes da série de Fourier, ou seja, a_n e b_n repetem-se periodicamente.

$$T(t) = \frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\Delta T}{\sqrt{1+(\omega_n \tau)^2}} \sen(\omega_n t + \psi_n) \quad (2.34)$$

A equação acima corresponde ao resultado total da solução forçada, desenvolvida em série de Fourier, obtida a partir de alguma manipulação matemática uma vez que num sistema de análise concentrada sujeito a uma excitação em regime não permanente, o sinal, que é uma soma de sinusoides de diversas amplitudes, pode devido à linearidade da equação 2.32, ser traduzida por uma adição de soluções correspondentes a cada harmônica constituinte do sinal da excitação.

É, no entanto, necessário perceber que a equação 2.13 é apenas a série de senos correspondente à resposta de um sistema de parâmetros concentrados a uma qualquer excitação de sinal periódico. Para se garantir a conservação de energia pela equação 2.22, deve-se incluir na equação a constante

térmica de tempo, τ , que por integração e simplificação matemática está inserida na atenuação da amplitude de resposta (2.28). Culminando assim na expressão acima exibida que será muito útil na obtenção da temperatura de resposta teórica a partir das correlações.

3. ESTADO DA ARTE

Neste capítulo iremos abordar alguns autores, que não sendo pertinentes inserir na componente teórica para este caso em estudo contribuíram para o estado de conhecimento sobre convecção forçada exterior e regimes de excitação periódica. Pessoas dedicadas á transmissão de calor e à dinâmica de fluidos que empenharam o seu conhecimento e tempo apoiando a inovação e estudo dos fenómenos convectivos.

Incropera et al.[10] assumem que há duas formas de resolução de problemas de convecção forçada sobre superfícies externas, pelo método abordado na presente dissertação por aplicação empírica de correlações experimentais com vista a obtenção dos coeficientes de transmissão térmica por convecção. Outro método é pela resolução analítica das equações da camada limite para uma geometria específica de secção de forma variável obtendo o gradiente de temperaturas e a variação dos coeficientes locais de convecção e de Nusselt. Porém devido à complexidade da natureza dos processos de separação da camada limite em escoamentos cruzados o cálculo analítico dos coeficientes médios de transferência de calor é impossível ainda que na obra de McAdams et al.[15] os valores encontrados assumiam dispersões na ordem dos $\pm 20\%$.

Embora as propriedades do fluido circundante são assumidas algumas vezes como constantes, isso não é verdade uma vez que as propriedades dos fluidos variam com a variação térmica e por esse motivo Incropera relembra duas formas de lidar com esta variação, calculando os parâmetros adimensionais a partir da temperatura de película ou em alternativa pode-se considerar a temperatura do escoamento acrescentando um parâmetro adicional de compensação, que significa multiplicar por um quociente das viscosidades dinâmicas na superfície livre e no escoamento fazendo uma aproximação da variação total das viscosidades a diferentes temperaturas.

Detalhadamente identifica a metodologia ideal para o cálculo num problema convectivo que passa por reconhecer a geometria do problema, especificar a temperatura padrão e identificar as propriedades do fluido aquela temperatura, calcular o número adimensional de Reynolds, escolher os coeficientes locais e escolher as correlações apropriadas.

Morgan et al.[16] faz um estudo aprofundado sobre as correlações empíricas para cilindros em escoamento cruzado assumindo como fulcrais para o conhecimento exato da transferência global de calor por convecção. Projetos tais como caldeiras, permutadores, anemometria e a classificação de condutores elétricos requerem exatidão da capacidade de transmissão de calor, e que o erro associado ao cálculo destes parâmetros de transmissão térmica quer por convecção natural quer por convecção forçada incidem principalmente nos métodos usados tais como o a relação de espaço ser demasiado pequena ou o efeito de turbulência de corrente, são factos que distorcem os campos de

velocidade e de temperatura.

Morgan assume que o erro pode ser reduzido a menos de 1% fazendo novas relações espaciais.

Para Holman et al. [1] a correta análise de problemas que buscam correlações convectivas acarreta uma certa sensibilidade por parte do engenheiro, pois no que toca à complexidade de algumas equações e à análise de dados experimentais, não existem, na maioria dos casos, modelos físicos para determinadas formas geométricas da superfície de contacto que criam complexos escoamentos, por isso para certas geometrias com alguma complexidade a simples assunção de que os gradientes de velocidade e temperatura acompanham geometricamente a trajetória de escoamento deve ser acompanhada de alguma precaução e intuição sobre os processos físicos que possam estar envolvidos em problemas complexos de transmissão de calor.

Holman menciona ainda a obra de Giedt et al.[17] que estuda o comportamento de um cilindro aquecido exposto a um escoamento comparando os pontos onde o coeficiente de convecção é mínimo e para o caso de números de Reynolds superiores admite ser pelo menos dois pontos onde o coeficiente de convecção local é mínimo. Um no ponto de estagnação e outro no ponto de separação da camada limite turbulenta.

No que diz respeito a cilindros de secção não circular Jakob et al. [18] apresenta uma correlação similar a de Hilpert (2.5) e demonstrada no capítulo anterior.

Yujia Sun e Xiaobing Zhang et al.[19] estudaram em 2015 um cano de uma arma com e sem canais de arrefecimento interno a água, sujeito a ciclos periódicos de aquecimento simulando a solicitação térmica excessiva proveniente dos disparos. Neste estudo é interessante notar que existe uma queda drástica de temperatura quando o coeficiente convectivo está no seu valor máximo e que embora o arrefecimento convectivo observado no cano com canais não reduza a temperatura máxima, no início do ciclo de disparos observa-se que essa temperatura aumenta de forma mais gradual.

Outro facto interessante é que usando um encamisamento de secções internas do cano com outros materiais conseguiram reduzir ainda de forma mais gradual a variação de temperatura.

Zijnem et al.[20] reviu extensivamente as correlações empíricas para convecção forçada e natural de origem experimental procurando “ mostrar por meio de ensaios experimentais os méritos de algumas das fórmulas de correlação sugeridas na literatura e apresentar fórmulas de correlação modificada simples com uma maior gama de aplicabilidade.” Zijnem termina o seu artigo apresentado uma correlação que serviu de base para muitas que vieram posteriormente.

A obra de Khan et al.[21] estuda segundo uma abordagem analítica a camada limite desenvolvida sobre um cilindro infinito exposto a um escoamento cruzado, sendo esta obra rica em conclusões

sobre as disparidades observadas em determinadas correlações. Estas disparidades são notadas no que toca a valores elevados do parâmetro adimensional de Reynolds, deduzindo que a discrepância aumenta quanto maior for o número de Reynolds, podendo dever-se ao efeito do fluxo livre turbulento ou aos desprendimentos não controlados de vórtices. Refere ainda as obras de Kestin et al.[22], Smith and Kuethe et al.[23] , Dyban and Epick et al.[24] e Kestin e Wood et al. [25] onde se observa, de facto, concordância entre as correlações e o seu estudo, onde o escoamento apresenta valores de Reynolds inferiores.

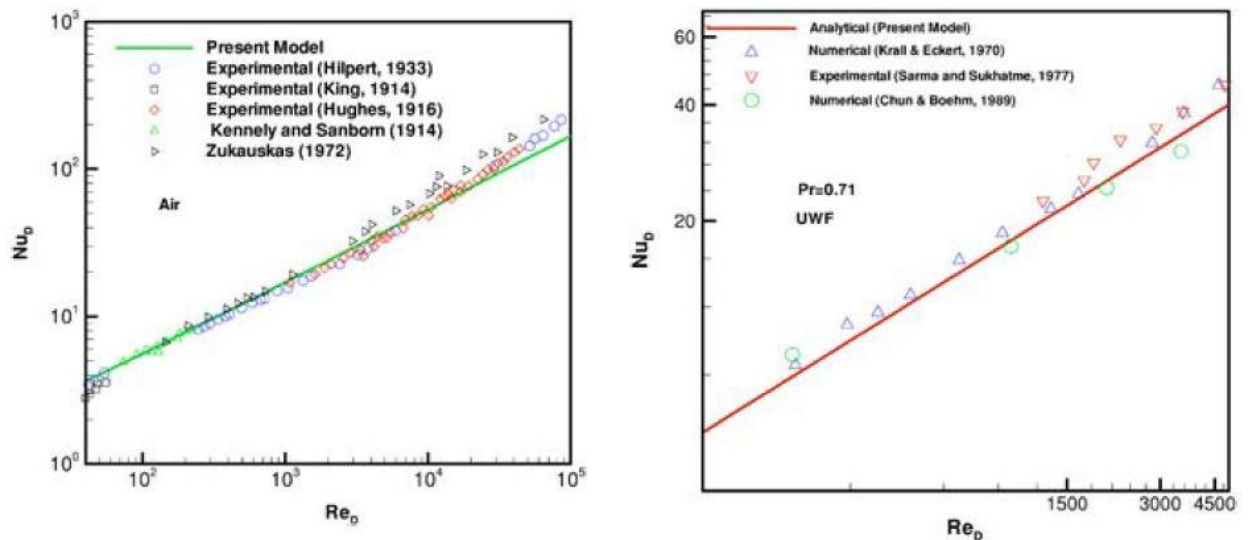


Figura 7. Estudo de Khan [21] sobre a variação do número medio de Nusselt para vários valores de Reynolds em condições de fronteira Isotérmica, à esquerda e Isofluxo, à direita.

O autor compara ainda a variação de números de Nusselt médios e locais para diversos números de Reynolds, para condições de fronteira isotérmica e de isofluxo com outras obras como as de Hilpert et al.[2], King et al.[26] , Hughes et al.[27] , Kennely e Sanborn et al.[28] e Zukauskas et al.[6]. Dos seus resultados concluiu que em regimes laminares a abordagem analítica de Khan obtém uma coerência acima dos 95%.

Relativamente aos coeficientes de transmissão térmica Khan observou que abaixo dos 30° , referindo-se à posição no cilindro, os efeitos das condições da camada limite são muito evidentes levando-o a concluir que o valor dos coeficientes são aproximadamente 15% superiores em toda superfície da retaguarda do cilindro (depois dos 30° a partir do ponto de estagnação), podendo dever-se aos perfis de velocidade e temperatura assumidos na camada limite. Para corroborar suas conclusões compara graficamente as correlações de Kreith e Bohn et al. [29], os estudos experimentais de Van Meel et al.[30] e de Nakamura e Igarashi et al.[31] entre outros.

Obras de Krall e Eckert et al.[32], Eckert que dois anos mais tarde publica a correlação usada na presente dissertação, Chun e Boehm et al.[33] e por fim a obra de Sarma e Sukhatme et al.[34] , são exemplos de estudos focados também no calculo de grandezas adimensionais de Nusselt ainda que mais assentes na vertente numérica e experimental obtiveram excelentes resultados comparando com outros estudos com o de Khan com condições de convecção Isofluxo.

Foi Boulos e Pei et al.[35] que se dedicaram ao estudo da dinâmica da transferência de calor de um cilindro circular em um fluxo de ar turbulento com ênfase na região da esteira. O intervalo de números de Reynolds foi de 3000 a 9000, onde estudam e identificam duas regiões distintas predominantes na região da esteira: a região secundária e a região principal do vórtice. A primeira estende-se entre 85° e 130-150° do ponto de estagnação frontal, enquanto a segunda cobre a área restante da esteira. Boulos e Pei estudam estas duas regiões que reagem de forma diferente às variações nas condições de corrente livre.

Buyruk et al.[36] e levou a cabo um estudo sobre a forma geral da distribuição do número local de Nusselt em torno de um cilindro para números críticos de Reynolds, entre aproximadamente 8000 e 48000 assumindo na sua conclusão que os valores de parâmetro adimensional de Nusselt variam com intensidades diferentes consoante o nível de bloqueio.

Os autores levaram a cabo ainda um interessante estudo sobre uma geometria de um grupo de tubos organizada de forma escalonada, onde conclui que o número médio de Nusselt dos tubos interiores torna-se mais elevado com o aumento do passo transversal e da velocidade de distribuição em torno dos tubos.

Seguindo a mesma linha de pensamento de Giedt et al. [17], acima citada, Buyruk apresenta resultados relativos a conjunto de cilindros em linha onde observa dois valores mínimos de número de Nusselt a 100° e a 140°, ângulo desde o ponto de estagnação, onde comprovou, de forma similar a outros estudos, que o número de Nusselt depois deste segundo valor mínimo aumenta sucessivamente. Apresenta também os resultados para a geometria já mencionada onde a posição é escalonada de um a sete grupos de cilindros em linha.

Ainda sobre variações locais e médias de número de Nusselt em conjuntos de cilindros expostos a escoamento cruzado destaca-se as obras de Wung e Chen et al. [37], onde reformulam um método analítico de elementos finitos para determinar os coeficientes de transferência térmica num conjunto de cilindros em linha. Mehrabian et al.[38], estendeu o estudo de Buyruk a um conjunto de cilindros em escoamento cruzado mais objetivamente calculando rácio de arrefecimento de um grupo de cilindros de cobre medindo e analisando a incerteza do calculo das características de transferência do processo.

Szczepanik, Ooi, aye e Rosengarten et al.[39] apresentam um estudo numérico sobre as características da transferência de calor em regime permanente e transitório, comparando com algumas simulações de outros autores segundo o modelo de $k-\omega$, simples, modificado e turbulento.

Este estudo apresenta várias conclusões que entram em consonância com a literatura pertinente, uma vez que se observa, de facto, que a capacidade do fluido de transmitir calor por convecção é afetada, entre outros fatores, pelo nível de turbulência junto da superfície do objeto e este facto é, do ponto de vista qualitativo, uma verdade irrefutável, na medida em que se espera fisicamente maior habilidade do fluido aquando existe maior perturbação do escoamento junto das paredes do objeto estudado. Para os três valores de Reynolds (7190, 21580 e 50350) citando o autor e observando a Figura 8, conclui-se que as “simulações do escoamento transitório no cilindro mostram o comportamento de queda de vórtice satisfatoriamente. No entanto, quando comparando com as simulações de regime permanente, e para os números de Reynolds estudados, as simulações transitórias não produziram benefícios significativos na previsão da transferência de calor.” Dizendo ainda que, para qualquer um dos modelos abordados no estudo, quanto maior o número de Reynolds menos ambíguo se torna o resultado comparado com outros estudos similares.

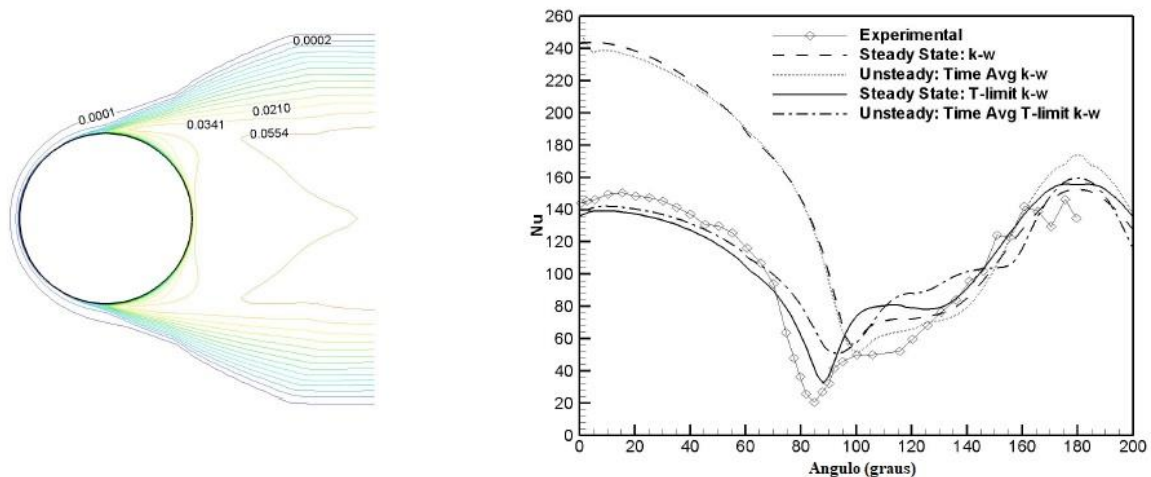


Figura 8. À Esquerda: Contornos do perfil de variação de energia cinética ao longo do escoamento sobre o cilindro em regime permanente. Simulação CFD. À direita: Gráfico sobre a variação do número local de Nusselt, com Reynolds = 21580 em regime permanente e transitório.[39]

Em 1998 são lançados, pelo jornal internacional de transferência de calor, dois artigos realizados por Scholten e Murray et al.[40] e [41] onde, de forma semelhante a esta dissertação, o estudo centra-se no calculo do número médio de Nusselt em função do tempo, porém a variação neste estudo é sinusoidal não só na temperatura do escoamento mas também na velocidade do mesmo. São apresentadas conclusões quanto à coerência e à diferença de fase entre os sinais de velocidade e de fluxo de calor, estas são utilizadas para provar que as flutuações de transferência de calor na frente do cilindro têm origem na pulsação do campo de fluxo resultante do desprendimento de

vórtices na esteira.

Na segunda parte deste artigo o estudo é realizado para valores de Reynolds de alta turbulência, onde a transição para a turbulência ocorre dentro da camada limite do cilindro. É usado o estudo da coerência e da diferença de fase entre os sinais de velocidade e de fluxo de calor para deduzir que, em contraste com o caso de baixa turbulência considerado no primeiro artigo, a maioria das flutuações de transferência de calor na frente do cilindro tem origem nos pequenos vórtices de Eddie de gama turbulenta presentes no escoamento.

O estudo de sistemas complexos de variação oscilatória de temperatura é, segundo Pakdaman, Ahmadi e Bahrami et al.[42], a chave que permitirá a tecnologia do futuro novas formas de arrefecimento de grandes unidades de eletrônica avançada de potência que necessitam de otimizar o gerenciamento térmico, citando o autor “gerenciamento térmico dinâmico inteligente (SDTM – Smart Dynamic thermal management)”, ou seja, sistemas dinâmicos que necessitam de formas sofisticadas de gerenciar e permutar grandes quantidades de energia térmica. As máquinas, chamadas de (APEEM – Advanced Power Electronics and Electric Machines) passam por variações substanciais como resultado do tempo em carga térmica variável ao longo de um ciclo de trabalho. Os critérios de projeto ideais para tais sistemas de refrigeração dinâmica devem ser projetados tendo em vista o correto redireccionamento dos escoamentos proporcionando a máxima eficiência da convecção forçada interna sob fluxos de calor dependentes do tempo.

Segundo o autor são perspetivados três tipos de cenários de predominância transitória no que diz ao regime de geração de calor, sinusoidal, como se observa na Figura 9, em passo e de onda quadrada. Tendo analisado a resposta térmica do sistema, assumindo a primeira fase de resposta como “resposta imediata” de condução pura, sem fluido convectivo, e a segunda fase como a “resposta de longo termo” onde analisa o processo convectivo em completo contacto com a o fluido. Através dos resultados obteve não só uma correlação para obtenção do número de Nusselt médio a partir da relação entre o número de Nusselt de resposta “imediata” e de “longo-termo”, como ainda conclui que tanto o número de Nusselt como a temperatura variam segundo o mesmo período da excitação da carga térmica periódica. Por fim, chama a atenção que se a frequência de geração de calor for muito superior à frequência do escoamento, este irá comportar-se como constante, assumindo o valor próximo da média em regime permanente.

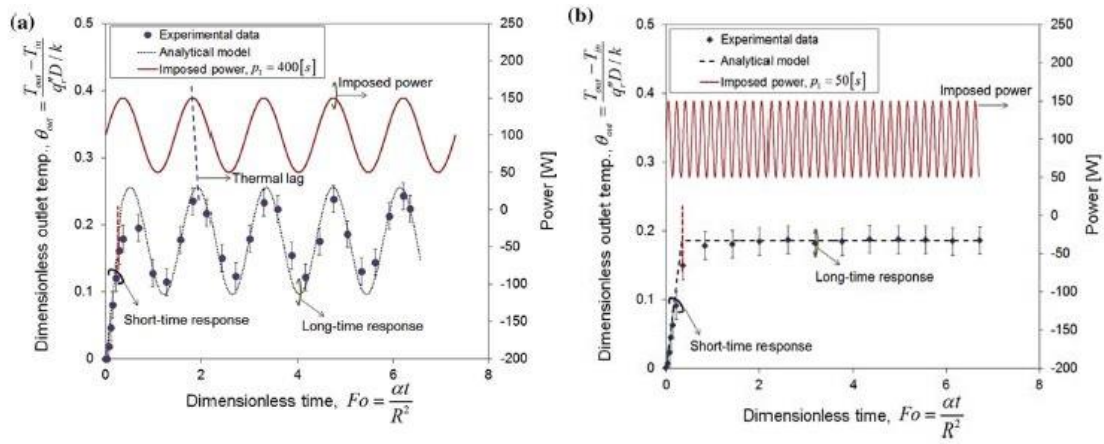


Figura 9. Respostas de curto e longo prazo para temperatura de saída e comparação com dados experimentais para potência sinusoidal com diferentes períodos: (a) $P = 400s$ e (b) $50s$ [42]

4. PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL



Figura 10. Foto da montagem experimental que existia em laboratório

- ① Cilindro maciço de latão com 25 mm de diâmetro e 120 mm de comprimento – saída do escoamento
- ② Túnel de saída vento aerodinâmico
- ③ Motor elétrico
- ④ Acoplamento - Ventilador
- ⑤ Túnel de aspiração
- ⑥ Resistências de aquecimento de escoamento

Acima estão descritos os 6 componentes principais da montagem laboratorial proposta para esta dissertação. Sucintamente serão descritos de seguida alguns dos componentes necessários para a aquisição e tratamento dos dados de pressão e temperatura.

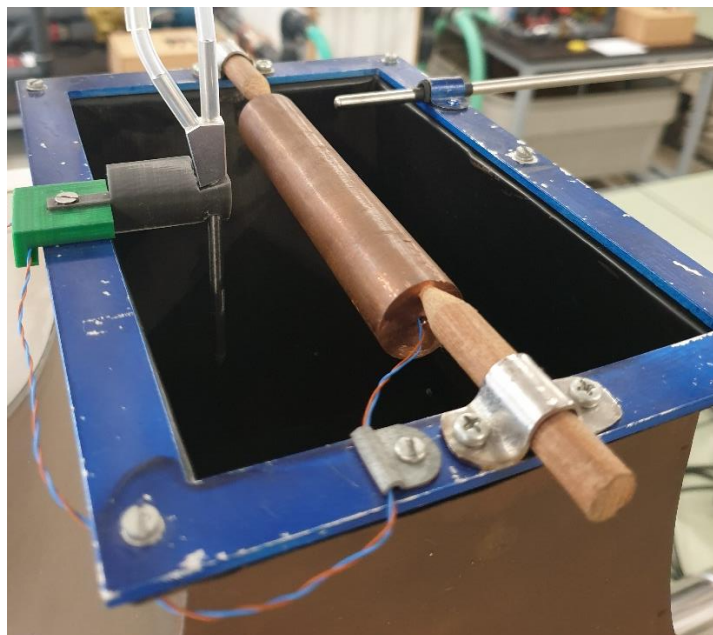


Figura 11. Foto do tubo de Pitot, do cilindro e dos termopares instalados à saída do escoamento.

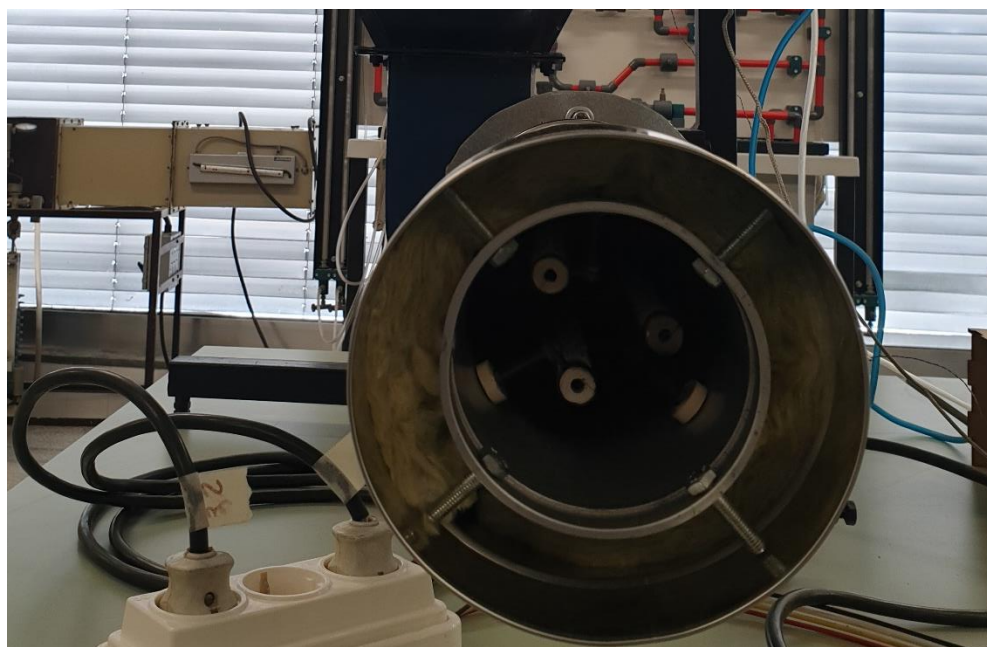


Figura 12. Entrada de escoamento com as resistências isoladas termicamente por lã de rocha.

Primeiramente na montagem foi instalado próximo a (1) um tubo de Pitot para se fazer a recolha dos dados de pressão e calcularmos a velocidade do escoamento naquela zona do túnel. Junto a (1) foi instalado também um termopar que fez a recolha da temperatura existente naquele local do escoamento. Ainda dentro do corpo cilíndrico (1) foi instalado outro termopar que fez a recolha da temperatura na zona interna do corpo.

Na zona de entrada do escoamento (5) estavam instaladas as resistências (6) que aqueceram o escoamento periodicamente e que possibilitaram a realização com sucesso deste estudo.

Em experiências realizadas anteriormente verificou-se que a vibração e o campo magnético criado pela bomba ventiladora provocou anomalias nas leituras dos termopares instalados, como tal foi necessário isolar a recolha de dados da instalação por forma a ser possível obter leituras precisas e estáveis.



Figura 13. Montagem final da experiência com o modulo de tratamento e aquisição dos dados experimentais.

4.1 Tratamento dos dados

Por detrás da montagem física do material necessário descrito no capítulo anterior, está o sistema de aquisição e de tratamento dos dados de temperatura e pressão, por forma a ser possível retirar conclusões fiáveis da parte laboratorial. A conversão dos dados analógicos recolhidos pelos termopares são traduzidos para sinal analógico pelo conversor digital da série K MAX31855, facilmente acoplados ao controlador que foi usado.

O tempo que as resistências se ligam e que desligam foram controlados eletronicamente por relés electro comandados, isto é, os ciclos de periodicidade do regime. Foram executados pelo Arduíno, com recurso a um relé incorporado num módulo também facilmente copulável ao controlador, tendo tido como objetivo o rigoroso controlo dos tempos de funcionamento das resistências e a total automatização do sistema.

4.2 Metodologia e procedimentos

- Recolher valores de pressão do tubo de Pitot, úteis para o cálculo da velocidade do escoamento.
- Recolher valores de temperatura da excitação e de resposta do corpo em estudo.
- Calcular o número de Reynolds para os valores de velocidade obtidos.
- Estudar os valores de Biot concluindo que são inferiores a 0.1 e provando a aplicabilidade do método dos parâmetros concentrados.
- A partir dos valores de Reynolds e de Prandtl calcular os valores do coeficiente h empírico, segundo as cinco fórmulas propostas, e calcular τ , constante térmica de tempo.
- Estudar a aproximação por série de Fourier aos valores de temperatura experimentais da excitação e encontrar o número de harmónicas necessárias para aproximar a série aos valores retirados experimentalmente.
- Usando o mesmo número de harmónicas calcular a série de Fourier para cada um dos valores empíricos de h , prevendo a resposta do corpo cilíndrico.
- Comparar as temperaturas do corpo cilíndrico retiradas experimentalmente e as teóricas obtidas via série de Fourier, verificando a dependência do sistema ao parâmetro característico da convecção.
- Estudar a atenuação a fim de verificar a dependência ou não do coeficiente de convecção.
- Estudar a resposta do cilindro à excitação harmónica.

4.3 Material Experimental – Sensores, módulos e aquisição de dados

Fazendo uma breve análise das boas práticas de laboratório (BPL) adotadas pela OCDE ou aplicando as normas ISO 17025 e 9000, está pela comunidade científica convencionado que para qualquer simulação laboratorial é importante conhecer cada material utilizado, cada sensor ou módulo de recolha de dados para que, inicialmente, se possa encontrar no mercado atualizações de software ou de hardware que permitam reduzir o erro associado à aquisição de dados e subsequentemente tirar o maior proveito das capacidades do laboratório reduzindo o desperdício e promovendo a obtenção de dados de confiança, reprodutíveis e universalmente aceites, citando Marques et al [43].

Com isto em mente, foi notoriamente importante que a atualização do material existente em laboratório tivesse por base as boas práticas laboratoriais de uso do material já existente na instituição, e em caso de compra a melhor relação de mais valia face ao custo do novo investimento. Recordando Marques et al.[43]. Os objetivos estão irrevogavelmente centrados na obtenção de dados com qualidade garantindo a correta gestão de recursos, procedimentos e documentação.

Em seguida apresenta-se os principais materiais atualizados na montagem existente em laboratório.

Arduíno Uno



Figura 14. Microcontrolador Arduíno original

O modulo de processamento de dados escolhido foi o Arduino Uno, uma placa microcontroladora baseada no processador ATmega328P que possui 14 pinos de entrada ou saída digital e 6 entradas analógicas, vindo equipado com um cristal de quartzo de 16 MHz. Estes cristais osciladores de quartzo criam frequências que são precisas e como tal são usadas como relógio para determinar o ritmo de funcionamento do controlador.

Possui ainda uma conexão USB para comunicar via serial com o computador, um conector de alimentação externa, uma vez que este pode ser alimentado via USB e um conector ICSP, que serve para expandir a comunicação a outros controladores com a possibilidade de comunicação ISP e assim usar vários módulos de controladores em paralelo controlados por um que recebe o programa ou código principal.

A sua simplicidade de código, considerável fiabilidade e razoável preço foram os fatores determinantes para a escolha deste controlador.

Termopar e conversor digital da série K MAX31855

O MAX31855 foi o conversor analógico-digital usado sendo este de 14 bits integrado (ADC). O dispositivo também contém deteção e correção de compensação de junção fria, um controlador digital e uma interface compatível com SPI. O dispositivo MAX está disponível em variadas versões, cada uma otimizada e ajustada para um tipo específico de termopar (K, J, N, T, S, R ou E.).

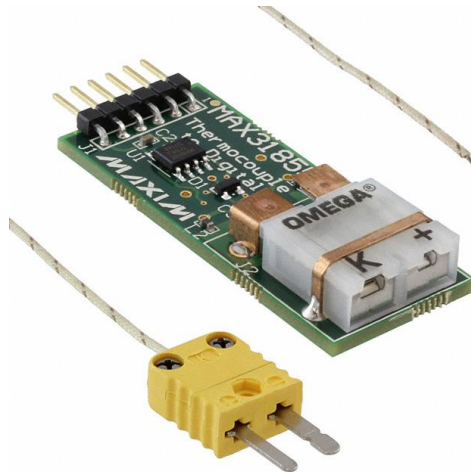


Figura 15. Termopar e conversor digital K MAX31855

O tipo de termopar é indicado no sufixo do número da peça tendo sido usado o modelo MAX31855K pois os termopares existentes em laboratório eram do tipo K.

Modulo relé

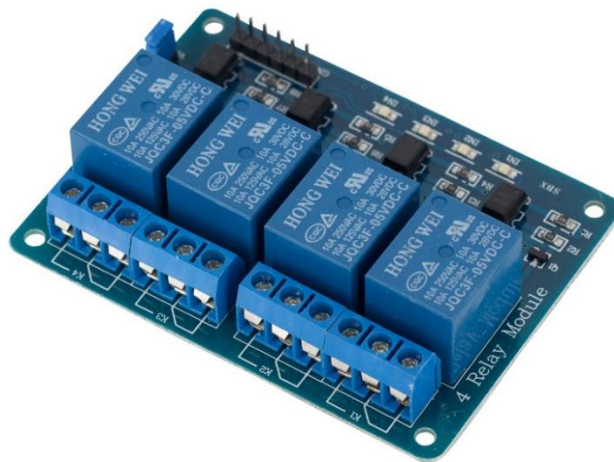


Figura 16. Modulo de relé 4 canais para Arduino

Este módulo dispõe de quatro relés de alta qualidade com entrada de quatro canais e saída de quatro canais. Permite ser conectado em corrente alternada 250V até 10A ou em corrente continua de 24V até 10A.

Uma vez que o acionamento da bobine do relé é comandado por um foto-copulador alimentado a 5V, este pode ser facilmente controlado por um Arduino. Com uma simples linha de código, que permite a ativação de até quatro saídas digitais conseguiu-se com este modulo separar e comandar o circuito de comando e de potencia de alimentação que permite controlar luzes, motores ou até autómatos.

A partir deste modulo, foi possível comandar as resistências para que a temporização das mesmas fosse precisa e sujeita o menos possível ao falível erro humano. Ainda permitiu controlar o arranque da bomba ventiladora e assim automatizar todos os componentes elétricos.

Sensor de Pressão MPXV7002DP

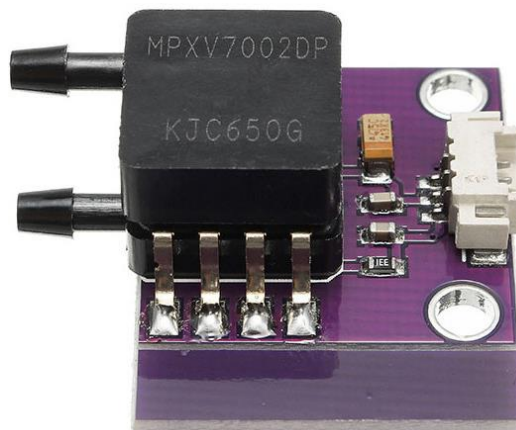


Figura 17. Sensor MPXV7002 DP

Os semicondutores da série MPXV7002 DP, são sensores monolíticos piezo-resistentes analógicos, que utilizam as propriedades do silício para traduzir um diferencial de pressão entre as duas entradas. O processamento é combinado para fornecer um nível preciso e sensível das leituras proporcionais a pressão existente nos terminais de entrada.

Citando Thamann et al.[44] os pontos chave para a escolha destes sensores passa por serem de baixo custo, fáceis de manusear, obtendo leituras fiáveis e de considerável precisão durante os testes por ele realizados, tendo sido de aproximadamente 2,5% o erro associado às leituras obtidas.

A leitura interna do sensor é calculada com base na variação de condutividade do mineral que oscila numa amplitude de tensão proporcional à diferença de pressão entre as entradas de pressão estática e dinâmica. Essa conversão foi tida em consideração na compilação do código Arduino fazendo a tradução da variação da tensão para velocidade tendo por base as recomendações do fabricante.

4.4 Montagem Experimental – Ligações dos Sensores, módulos e aquisição de dados

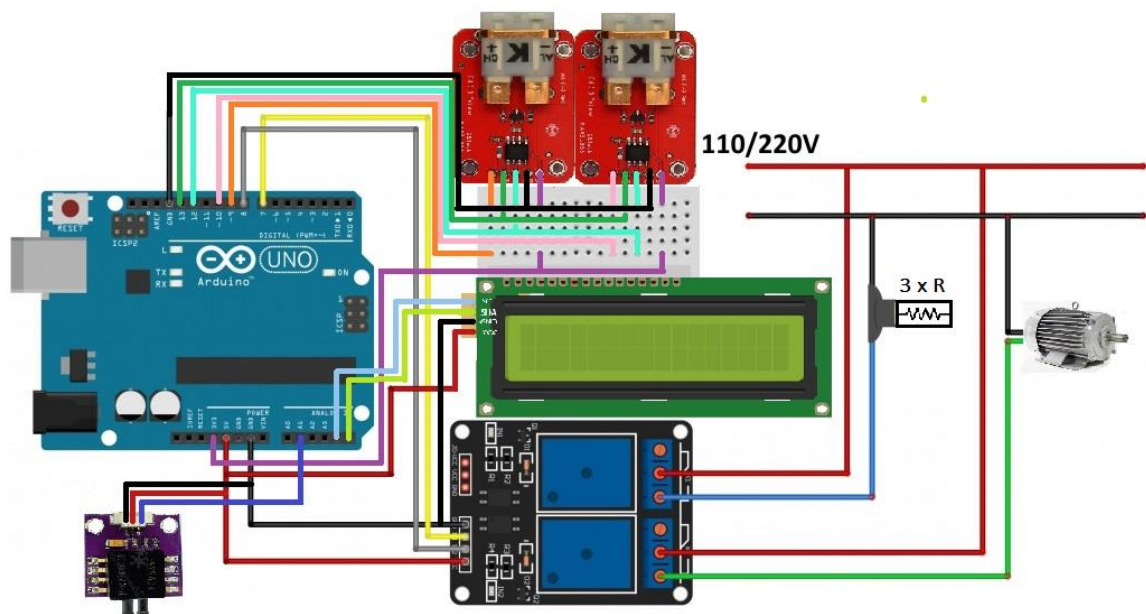


Figura 18. Montagem e circuito eletrônico dos componentes de medição e controle das condições experimentais.

No âmbito deste tema e no que às ligações pode ser crucial assegurar, é que as mesmas sejam implementadas com o máximo de rigor. Citando Iria et al.[12] “qualquer fio mal posicionado, no meio de um número considerável de fios, pode representar não só o mau funcionamento de toda a experiência, bem como a danificação de componentes.” Como tal não é desejável segue uma pequena descrição detalhada sobre os pormenores por detrás de toda a instalação do circuito de controlo e de aquisição de dados.

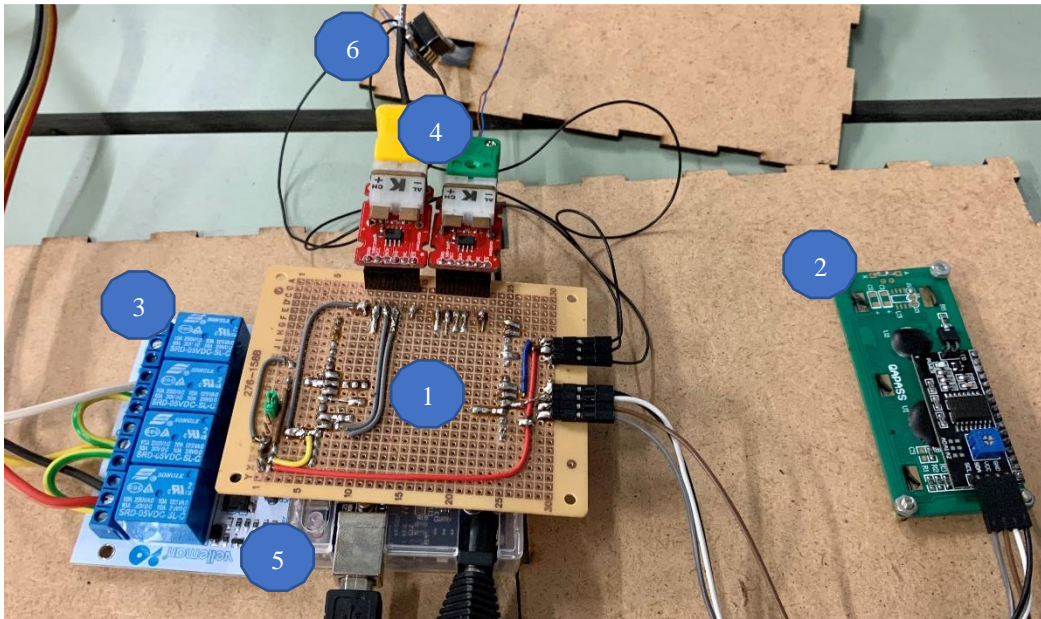


Figura 19. Foto real da protoboard criada.

Para tornar a montagem o mais fiável possível foi escolhido, tendo em conta a melhor relação custo qualidade, os sensores adequados para este tipo de experiência, e uma vez que se tratam de sensores térmicos e de pressão bastante sensíveis, têm frequentemente distorções de aquisição de dados devido à estática e devido à deficiente ligação dos cabos ao Arduino. Não faria nenhum sentido investir na modificação do sistema de ventilação sem procurar ao máximo evitar erros de estática ou de má conexão, para tal foi sugerido substituir a protoboard original que existia na montagem por uma Shield de circuitos soldados para que as ligações não fossem amovíveis, tornando a ligação dos cabos e da estabilidade do sinal lido muito mais regular.

Descrevendo o esquema da Figura 18 acima exibido da esquerda para a direita, podemos visualizar o módulo de processamento e aquisição de dados, Arduino Uno de cor azul e numerado pelo 5 na Figura 19, já descrito no capítulo anterior, e mais abaixo de cor roxa, o sensor de pressão MPXV-7002DP, representado pelo numero 6 na Figura 19, que possui três pinos de ligação, VCC que é um de alimentação 5V que se liga ao pino de fase de 5V do Arduino com ligação identificada a vermelho, um pino de neutro ou GND ligado ao comum do Arduino identificado com cor preta e por fim um pino analógico ou ANALOG ligado ao canal analógico A1 do Arduino.

Continuando a descrição no esquema da Figura 18 identificamos de seguida quatro componentes da montagem, os primeiros na parte superior do esquema são dois módulos de conversão de sinal analógico para digital, representados a cor vermelha e pelo numero 4 na Figura 19, MAX31855 da série K, responsáveis pela conversão do sinal analógico dos termopares em sinal digital passível de ser lido pelo Arduino. Estes dois módulos integram 6 pinos de leitura e alimentação, GND, pino de neutro ligado ao comum do Arduino identificado com cor preta, VCC, que é pino um de alimentação 3.3V que se liga ao pino de fase de 3.3V identificado a cor roxa, SCK, de serial clock que é um pino que dita a frequência

de sinal enviado pelo Arduino ou relógio que implementa ao sinal uma frequências de excitação do termopar. Este pino é partilhado entre os dois módulos e ligado na entrada do Arduino número 13, representado a cor verde, CS, ou chip selector que faz o reconhecimento do chip e o sincroniza com o relógio. Este pino é ligado em separado nos dois módulos e ligado na entrada do Arduino número 10 e 9. Por fim é representado a cor laranja e cor de rosa o pino SO ou serial output que permite o Arduino ler o sinal de cada módulo e traduzir numa leitura térmica, sendo partilhado entre os dois módulos e ligado na entrada do Arduino número 12, representado a azul florescente.

O penúltimo pino NC é um pino de designado float, que pode ser substituído por uma função interna do Arduino e como tal não necessita de ser ligado. Para muitas marcas este pino é desprezável e como tal foi retirado da placa do modulo MAX31855.

Os outros dois componentes por identificar são um LCD de cristais líquidos representado pelo número 2 na Figura 19 e um módulo de relés representado pelo numero 3 da Figura 19 para controlar o motor e as resistências. O LCD apresenta quatro pinos de ligação que são estes um pino de VCC de alimentação 5V que se liga ao pino de fase de 5V do Arduino com ligação identificada a vermelho, um pino de neutro ou GND ligado ao comum do Arduino identificado com cor preta e por fim dois pinos analógicos ou ANALOG ligado ao canal analógico A4 e A5 do Arduino.

Quanto ao modulo de Relés este funciona de forma bastante similar ao LCD, no que diz respeito as ligações, este exhibe também quatro pinos, um pino de VCC de alimentação 5V que se liga ao pino de fase de 5V do Arduino com ligação identificada a vermelho, um pino de neutro ou GND ligado ao comum do Arduino identificado com cor preta e por fim dois pinos digitais ou IN1 e IN2 ligado ao pin digital número 8 e 7 do Arduino, representados esquematicamente a cor amarela e cinzenta.

Quanto às ligações das resistências térmicas e do motor foi preciso alguma cautela uma vez que estas funcionam a corrente alternada 220V, composta por dois polos, o neutro e a fase, como já foi explicitado no capítulo anterior cada relé têm 3 bornes de canais, NC (normaly closed) no borne à esquerda, NO (normaly open) à direita e ao centro encontra-se o borne de OUT, o cabo de fase 220V é partilhado e ligado ao NC dos dois reles que acionarão as resistências (OUT1) e o motor (OUT2).

O neutro da corrente alternada da rede, de tensão 220V, é ligado em separado ao motor e às resistências.

Por fim cada borne de saída (OUT1 e OUT2) de cada relé é ligado separadamente ao cabo de fase das resistências e do motor proporcionando fonte de tensão em separado para cada componente.

Programação do Arduino

O compilador usado foi o Arduino IDE gratuito e a linguagem usada para programar foi C++, o algoritmo de programação divide-se em três fases: definição de variáveis, o setup (ou configuração) e por fim o loop (ciclo de repetição sistemática).

A conexão do Arduino ao computador é feita por um cabo serial-Usb, e os dados foram adquiridos

em tempo real através do Microsoft Excel, com recurso à ferramenta PLX-DAQ, disponível online gratuitamente.

O programa inicia pela definição de bibliotecas, entradas, objetos (LCD e termopares) e as variáveis utilizadas com os respetivos pinos de saída ou entrada de cada variável;

Executado apenas na inicialização do Arduíno a fase do setup inicializa o LCD, a conexão via Serial, inicializa o sensor de pressão, o modo de estado dos pins de leitura e o programa de aquisição de dados ao Microsoft Excel;

A fase de Loop ou de repetição sistemática é imposto na definição das variáveis, são efetuadas leituras sucessivas dos termopares de acordo com a sua frequência de aquisição.

Valores esses que são registados no Microsoft Excel, e o ciclo reinicia quando é adquirido um número limite de dados. Os valores registados são influenciados pelo valor do ciclo anterior, de modo a minimizar os efeitos de ruído, seja das interferências da corrente elétrica de alimentação do Arduíno, ou do motor do túnel aerodinâmico.

O código foi facilmente aprendido com base em projetos disponíveis online, e na maioria dos casos os fornecedores dos sensores disponibilizam código fonte para implementar e fazer funcionar os sensores. Em anexo I encontra-se o código usado para o estudo experimental da presente dissertação.

5. RESULTADOS EXPERIMENTAIS

Inicialmente foi proposto analisar a variação da temperatura em pleno funcionamento e retirar os valores quer para o escoamento, denominado por *Temp.Esc.*, quer para o cilindro, denominado na Figura 20 como *Temp.Cil.*. O período de aquecimento foi de 120 s e foram realizados 3 ciclos de aquecimento como se apresenta na figura seguinte. A velocidade do escoamento foi obtida fazendo uma média das 820 leituras feitas durante os 3 ciclos, tendo sido obtido o valor de 5,84 (m/s). A temperatura ambiente da experiência foi aproximadamente de 26°.

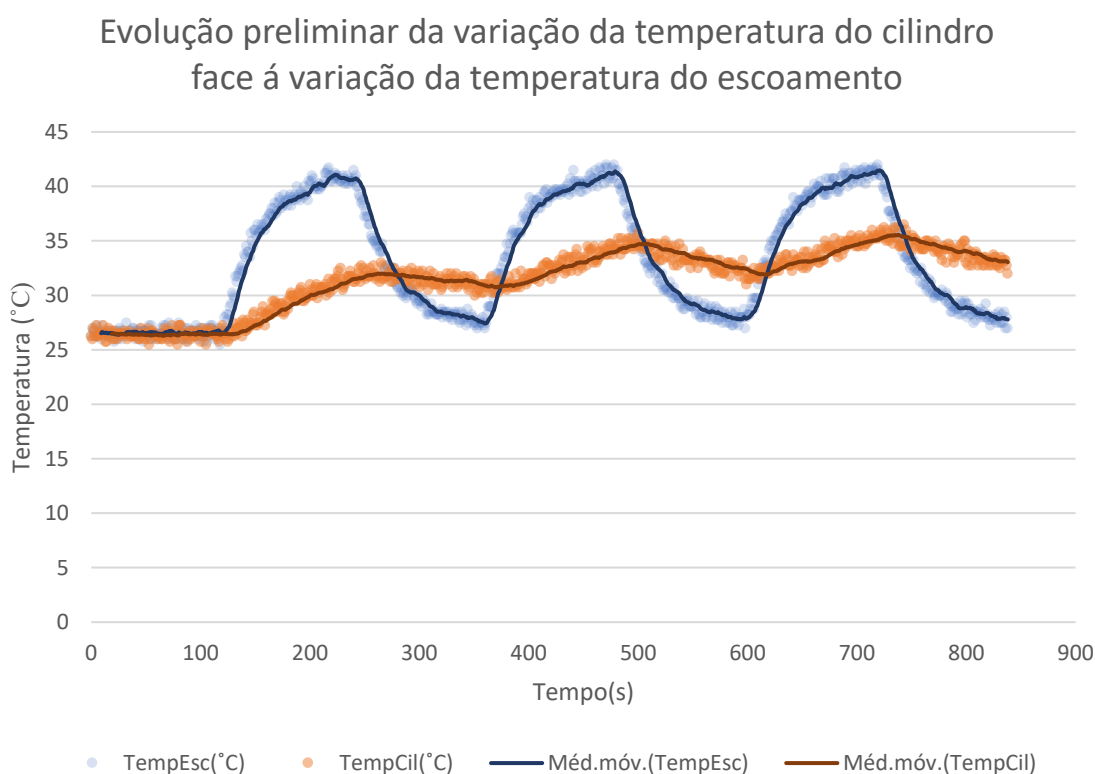


Figura 20. Variação temporal da temperatura do escoamento e do cilindro inserido no escoamento.

Importante ressaltar que o estudo foi inicializado com os dois objetos de estudo em condições ambiente e como tal observou-se uma temperatura inicial comum aproximadamente de 27°C e que se manteve ao longo do primeiro período de 120s antes do primeiro ciclo de aquecimento.

Como esperado denota-se uma tendência de aproximação da temperatura média do cilindro à temperatura média do escoamento ao longo do número de ciclos realizados, muito mais acentuada no escoamento e mais gradual no caso da temperatura do cilindro. Este acontecimento pode ser explicado pelas leis de condução térmica de Fourier que explica a redução da taxa de transferência de calor do cilindro para o escoamento do primeiro para o segundo ciclo de aquecimento, uma vez que a taxa de transferência de calor interna do cilindro é proporcional à diferença de temperatura. Esta noção de perda

térmica é não só influenciada pela composição física do material constituinte do cilindro, que é de cobre e apresenta uma difusidade térmica reduzida, como das propriedades físicas do escoamento que sendo ar, com uma difusidade muito superior, e com velocidade pouco variável. Manteve-se muito mais estável ciclicamente mostrando um padrão claro de regularidade na variação de temperatura ao longo do tempo.

Esta inércia térmica é a demonstração de que variação da temperatura do escoamento tende para uma estabilidade evidente explicada pela lei de Newton do arrefecimento já supramencionado no capítulo 3 da presente dissertação, e que corrobora os valores obtidos para a variação cíclica da temperatura do escoamento.

Por este motivo, foi necessário repetir o ensaio garantindo que a estabilidade do sistema era evidente e a componente relativamente à resposta livre comparativamente á resposta forçada fosse desprezável.

Evolução da temperatura do cilindro face á variação da temperatura do escoamento

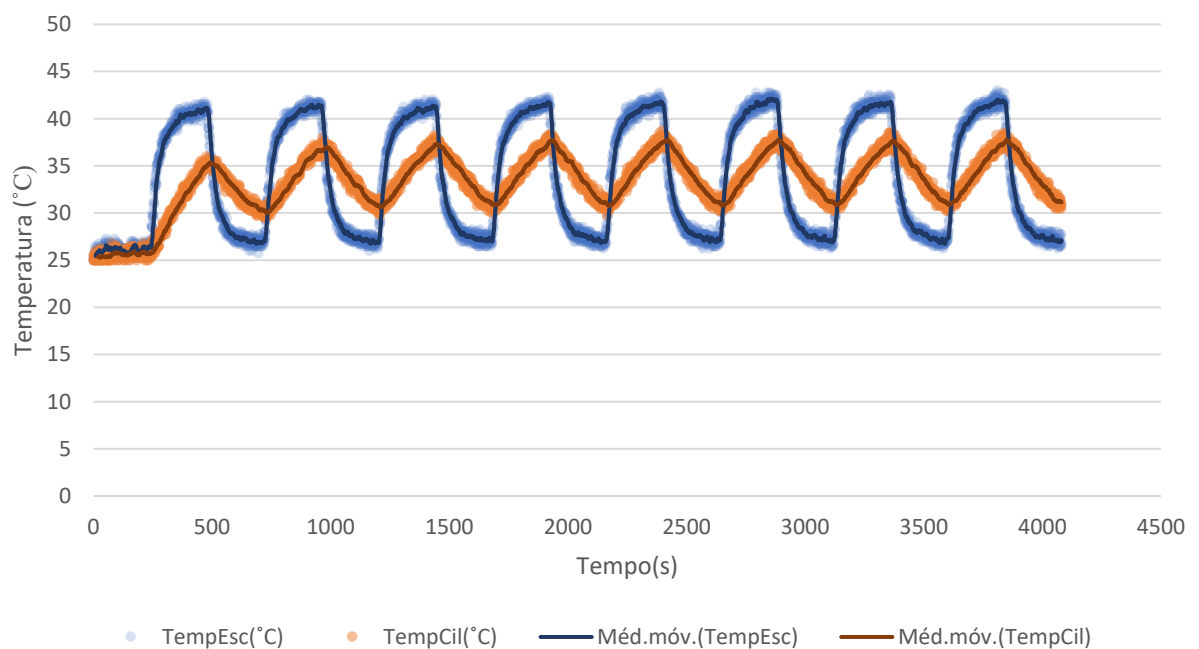


Figura 21. Variação temporal da temperatura do escoamento e do cilindro inserido no escoamento.

Sendo apenas necessário o domínio da resposta forçada é evidente que desprezando o primeiro ciclo de aquecimento é encontrado com maior precisão os coeficientes da série de Fourier. Para tal é necessário que os primeiros 720s, representados na Figura 21, sejam desprezados, tendo sido analisados em MATLAB os ciclos seguintes em que a componente da resposta forçada é mais evidente. Neste segundo teste foram realizados 8 ciclos de aquecimento, reajustado o tempo de ciclo para 240s e a uma velocidade média de escoamento de 6,24 (m/s) a uma temperatura ambiente de 26°. A frequência de recolha de dados foi de 1 Hz, portanto foram analisados 4800 dados.

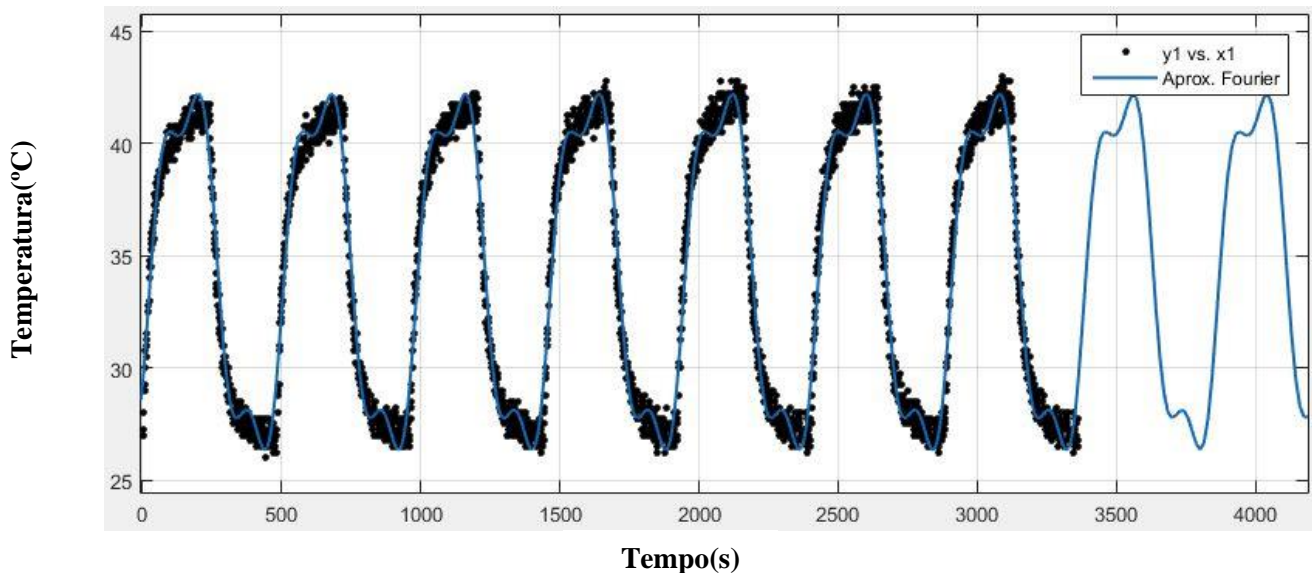


Figura 22. Aproximação dos dados experimentais por Série de Fourier com 4 harmônicas

Na posse dos dados recolhidos, partiu-se para uma aproximação dos dados analisando-os segundo uma série de Fourier calculada pelo programa CFTool do MATLAB, obtendo-se uma aproximação muito fiável dos coeficientes da série.

Na Figura 22 e Figura 23, são mostrados a serie e seus coeficientes de Fourier para 4 harmônicas

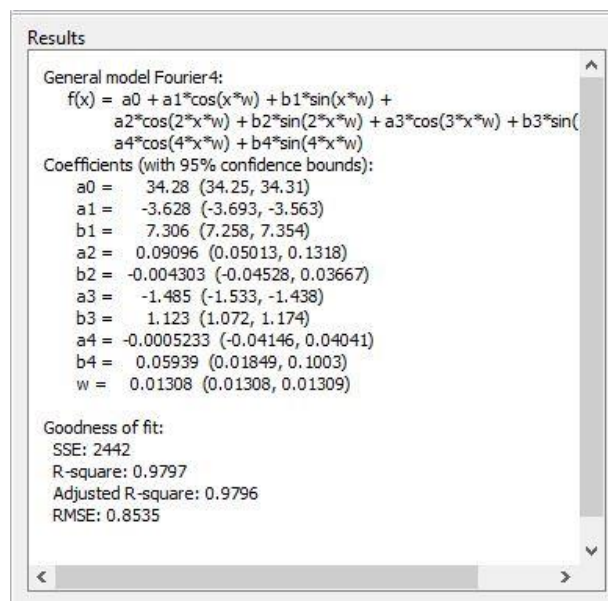


Figura 23. Coeficientes da série de Fourier para 4 harmônicas

$$a_0 = 34,28 \text{ e } \omega = 0,01308 \text{ rad/s}$$

$$a_1 = -3,628 \text{ e } b_1 = 7,306$$

$$a_2 = 0,09096 \text{ e } b_2 = -0,004303$$

$$a_3 = -1,485 \text{ e } b_3 = 1,123$$

$$a_4 = -0,0005233 \text{ e } b_4 = 0,05939$$

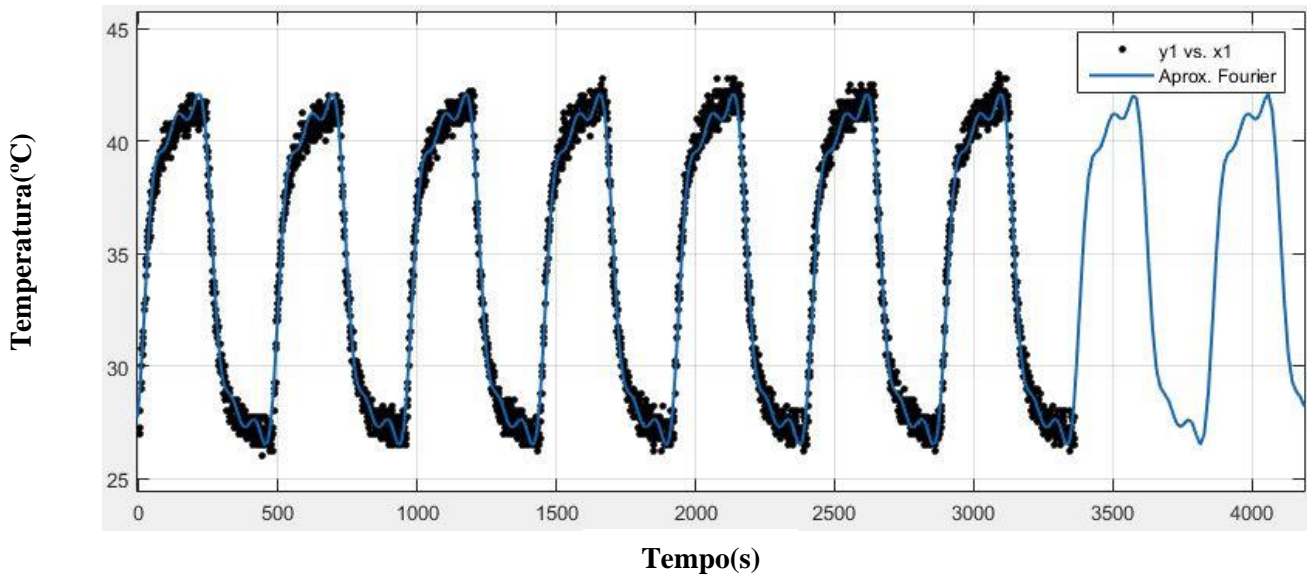


Figura 24 Aproximação dos dados experimentais por Série de Fourier com 5 harmônicas

Tendo sido obtidos os seguintes coeficientes das Séries para 5 harmônicas, visível Figura 24 e Figura 25,

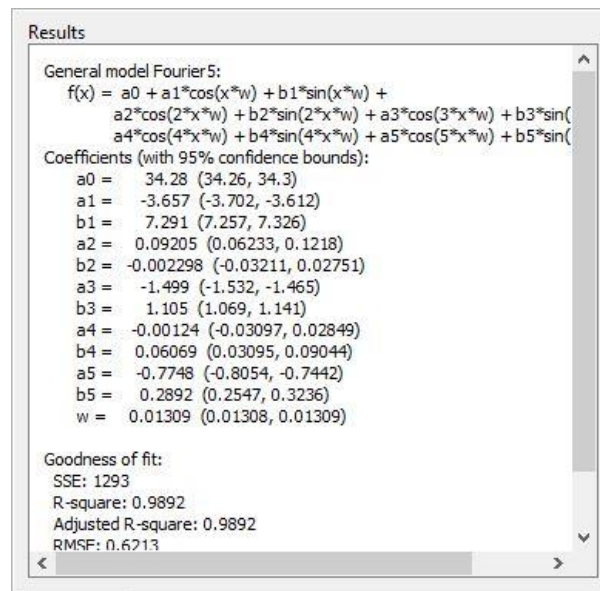


Figura 25. Coeficientes da série de Fourier para 5 harmônicas

$$a_0 = 34,28 \text{ e } \omega = 0,01309 \text{ rad/s}$$

$$a_1 = -3,657 \text{ e } b_1 = 7,291$$

$$a_2 = 0,09205 \text{ e } b_2 = -0,002298$$

$$a_3 = -1,499 \text{ e } b_3 = 1,105$$

$$a_4 = -0,00124 \text{ e } b_4 = 0,06069$$

$$a_5 = -0,7748 \text{ e } b_5 = 0,2892$$

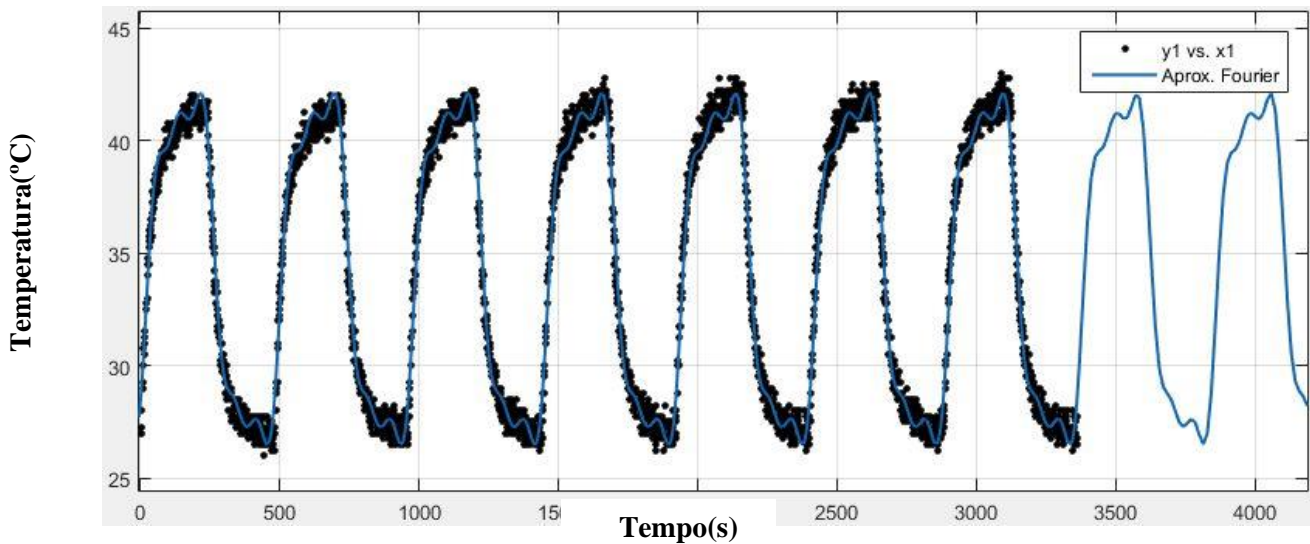


Figura 26. Aproximação dos dados experimentais por Série de Fourier com 6 harmônicas

Nas Figura 26 e Figura 27, são exibidos os coeficientes da serie de Fourier para 5 harmônicas.

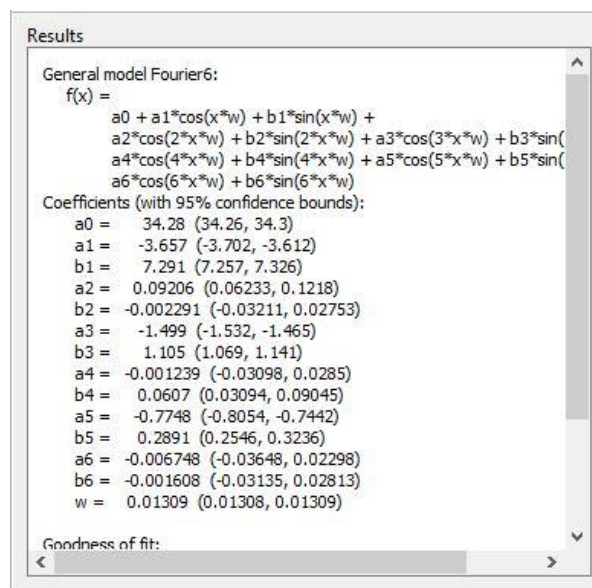


Figura 27. Coeficientes da série de Fourier para 6 harmônicas

$$a_0 = 34,28 \text{ e } \omega = 0,01309 \text{ rad/s}$$

$$a_1 = -3,657 \text{ e } b_1 = 7,291$$

$$a_2 = 0,09206 \text{ e } b_2 = -0,002291$$

$$a_3 = -1,499 \text{ e } b_3 = 1,105$$

$$a_4 = -0,001239 \text{ e } b_4 = 0,0607$$

$$a_5 = -0,7748 \text{ e } b_5 = 0,2891$$

$$a_6 = -0,006748 \text{ e } b_6 = -0,001608$$

Uma vez que os valores dos coeficientes de 5 para 6 harmónicas não variaram de forma significativa optou-se por não recorrer a mais harmónicas, assumindo assim, que estes coeficientes com 95% de confiança, são um bom valor padrão para os cálculos procedentes.

6. ANÁLISE DOS RESULTADOS

Neste capítulo foi proposto, de acordo com o que já foi mencionado anteriormente, analisar a aplicabilidade do método dos parâmetros concentrados e avaliar as diferentes equações empíricas que traduzem coeficientes de convecção diferentes e, por conseguinte, resultam em variações distintas da temperatura do escoamento.

Com isto em mente e analisando as condições experimentais, segundo a equação que permite calcular o número de Biot, (3.8), L representa para o caso em estudo, segundo Incropera et al.[10] ao raio exterior, (raio do cilindro = 12,5 mm). Os valores para a condutividade térmica e o coeficiente de transmissão de calor por convecção foram os recomendados por Holman et al.[1] $k_{latão} = 114 \text{ W/(m}^\circ\text{C)}$ e $h = 250 \text{ W/(m}^\circ\text{C)}$ podendo-se calcular $Biot = 0,029$, logo é inferior a 0,1. Assim, prova-se a aplicabilidade do método da análise concentrada.

Tendo sido a aplicabilidade comprovada foi necessário calcular a constante de tempo (τ), segundo a expressão(3.7), uma vez que segundo Carvalho [14] a resposta a uma excitação harmónica pode ser obtida pela expressão (3.21) e o valor obtido para τ varia consoante o do coeficiente de transferência de calor por convecção médio, \bar{h} obtido por correlação empíricas enunciadas no subcapítulo 3.1.

A aplicação do modelo dos parâmetros concentrados pressupõe calcular ainda algumas grandezas já mencionadas no capítulo 2.1, que formulam as equações empíricas para a estimação do coeficiente de transferência de calor por convecção. Perante as condições do problema foram calculadas e apresentadas as seguintes propriedades do fluido de trabalho à temperatura média de filme, (propriedades do ar) em anexo II.

Propriedades do ar à temperatura de filme e à pressão atmosférica,

$$T_{m_{ar}} = 34,28^\circ\text{C} \quad v_{ar} = 16,441 \times 10^{-6} \left(\frac{\text{m}^2}{\text{s}} \right) \quad e \quad c_{p_{ar}} = 1006 \left(\frac{\text{J}}{\text{KgK}} \right)$$
$$\rho_{ar} = 1,151 \left(\frac{\text{Kg}}{\text{m}^3} \right) \quad k_{ar} = 0,0271 \frac{\text{W}}{\text{m} \cdot ^\circ\text{C}} \quad e \quad \mu_{ar} = 18,882 \times 10^{-6} \left(\frac{\text{Pa}}{\text{s}} \right)$$

Propriedades do latão nas mesmas condições que o ar,

$$\rho_{latão} = 8522 \left(\frac{\text{Kg}}{\text{m}^3} \right) \quad k_{latão} = 114 \left(\frac{\text{W}}{\text{m} \cdot ^\circ\text{C}} \right) \quad e \quad c_{p_{latão}} = 385 \left(\frac{\text{J}}{\text{KgK}} \right)$$

$$Re_D = \frac{D U_\infty}{\nu} = \frac{0,025 \times 6,24}{16,441 \times 10^{-6}} = 9488,438$$

$$Pr = \frac{\mu c_p}{k_{ar}} = 0,701$$

De acordo com Churchill e Bernstein et al.[7] exposta já na expressão (2.1) obtemos \bar{h} fazendo,

$$\frac{\bar{h} D}{k_f} = \overline{Nu}_D = 0.3 + \frac{0.62 Re_D^{1/2} Pr^{1/3}}{\left(1 + \left(\frac{0.4}{Pr}\right)^{2/3}\right)^{1/4}} \cdot \left[1 + \left(\frac{Re_D}{282000}\right)^{5/8}\right]^{4/5} =$$

$$\frac{\bar{h} \times 0,025}{0,0271} = 0.3 + \frac{0.62 \times 9488,438^{\frac{1}{2}} \times 0,701^{\frac{1}{3}}}{\left(1 + \left(\frac{0.4}{0,66}\right)^{\frac{2}{3}}\right)^{\frac{1}{4}}} \cdot \left[1 + \left(\frac{9488,438}{282000}\right)^{\frac{5}{8}}\right]^{\frac{4}{5}} =$$

$$\bar{h} = 56,176 W/(m^2 \text{ } ^\circ C)$$

E a constante térmica de tempo τ , para este valor de \bar{h} ,

$$\tau = \frac{\rho C p V}{\bar{h} A} = \frac{8,6 \times 10^3 \times 385 \times 5,89 \times 10^{-5}}{56,176 \times 0,12 \cdot \pi \cdot 0,025} = 365,033 \text{ s}$$

Segundo Hilpert et al. [2] o coeficiente de transferência de calor por convecção, \bar{h} depende, dos valores dos fatores C e m exposto na Tabela 2, com C=0,193 e m=0,618 obtemos,

$$\frac{\bar{h} D}{k_f} = \overline{Nu}_D = C Re_D^m Pr^{1/3}$$

$$\bar{h} = \frac{0,0271}{0,025} \times 0,193 \times 9488,438^{0,618} \times 0,701^{1/3} = 53,341 W/(m^2 \text{ } ^\circ C)$$

E para este valor temos uma constante de tempo igual a,

$$\tau = \frac{\rho C p V}{\bar{h} A} = \frac{8,6 \times 10^3 \times 385 \times 5,89 \times 10^{-5}}{49,207 \times 0,12 \cdot \pi \cdot 0,025} = 484,437 \text{ s}$$

Olhando para a equação estudada por Zukauskas et al.[6] o coeficiente de transferência de calor por convecção, \bar{h} semelhante a Hilpert também depende, dos valores dos fatores C e m exposto na Tabela 3, com C=0,26 e m=0,6 adequados a valores $Re \leq 200000$ obtemos,

$$\frac{\bar{h} D}{k_f} = \overline{Nu}_D = C Re_D^m Pr^{1/3} \left(\frac{Pr}{Pr_s} \right)^{1/4} =$$

$$\bar{h} = \frac{0,0271}{0,025} \times 0,26 \times 9488,438^{0,6} \times 0,701^{1/3} \times \left(\frac{0,7010}{0,7008} \right)^{\frac{1}{4}} = 60,940 W/(m^2 \text{ } ^\circ C)$$

Com uma constante de tempo igual a,

$$\tau = \frac{\rho C_p V}{\bar{h} A} = \frac{8,6 \times 10^3 \times 385 \times 5,89 \times 10^{-5}}{49,209 \times 0,12 \cdot \pi \cdot 0,025} = 336,497 \text{ s}$$

A abordagem de Whitaker et al.[8] é uma reiteração da abordagem de Hilpert porém acrescenta um fator de ponderação entre a viscosidade dinâmica do fluido à temperatura de filme e à temperatura da superfície do cilindro de latão,

$$\overline{Nu}_D = \left(0,4 Re_D^{0,5} + 0,06 Re_D^{2/3} \right) Pr^{0,4} \left(\frac{\mu_\infty}{\mu_s} \right)^{1/4} =$$

$$\bar{h} = \frac{0,0271}{0,025} \left(0,4 \times 9488,438^{0,5} + 0,06 \times 9488,438^{2/3} \right) 0,701^{0,4} \left(\frac{1,888 \times 10^{-5}}{1,887 \times 10^{-5}} \right)^{\frac{1}{4}} =$$

$$= 61,931 W/(m^2 \text{ } ^\circ C)$$

Onde o valor da constante de tempo é,

$$\tau = \frac{\rho C_p V}{\bar{h} A} = \frac{8,6 \times 10^3 \times 385 \times 5,89 \times 10^{-5}}{61,931 \times 0,12 \cdot \pi \cdot 0,025} = 331,109 \text{ s}$$

As correlações anteriores são do ponto de vista do estudo da transferência de calor, em escoamento cruzado sobre cilindros, as mais apropriadas segundo Incropera et al.[10] porém as análises de Eckert e Drake et al.[5] segundo Holman et al.[1] também são apropriadas para escoamentos cruzados,

$$\overline{Nu}_D = \left(0,25 Re_D^{2/3} \right) Pr^{0,38} \left(\frac{Pr}{Pr_s} \right)^{1/4} =$$

$$\bar{h} = \frac{0,0271}{0,025} \left(0,25 \times 9488,438^{2/3} \right) 0,701^{0,38} \left(\frac{0,7010}{0,7008} \right)^{\frac{1}{4}} = 106,124 W/(m^2 \text{ } ^\circ C)$$

Com a respetiva constante térmica igual a,

$$\tau = \frac{\rho C_p V}{\bar{h}A} = \frac{8,6 \times 10^3 \times 385 \times 5,89 \times 10^{-5}}{106,124 \times 0,12 \cdot \pi \cdot 0,025} = 193,228 \text{ s}$$

Embora a última correlação apresentada no subcapítulo 3.1 de Nakai e Okazaki em (2.10) não seja indicada para o caso em estudo é interessante mencionar que Holman et al.[1] a considera pertinente para escoamento cruzados sobre cilindros, para números de Peclet $< 0,2$, com $Pe = Re.Pr$. Assim é inadequada para o estudo em questão pois os resultados experimentais assumem valores muito superiores a este limite de $0,2$.

Podemos observar que a correlação de Eckert e Drake apresenta o maior valor de coeficiente de transmissão de calor por convecção e conseqüente menor constante térmica de tempo. Sendo esta uma interação térmica onde o fluxo de energia acumulada no sistema em forma de calor não é linear, e sendo a constante de tempo um quociente entre a temperatura interna e externa do sistema, esta apresenta um decaimento exponencial para zero. Motivos que tornam expectável que a constante τ seja maior quanto maior for a diferença de temperatura dentro e fora do objeto necessitando de mais tempo para que a resposta acompanhe a excitação para as mesmas condições convectivas. Esta constante térmica é na prática uma quantificação entre a diferença de temperatura da superfície do sólido e do fluido que passa em seu redor, ficando perceptível que esta constante e o coeficiente de convecção são inversamente proporcionais e que teoricamente se obterá a maior variação de temperatura num mesmo período temporal a partir desta correlação empírica, como poderemos observar mais adiante na análise gráfica da previsão de resposta do sistema, a partir desta correlação.

Embora o método dos parâmetros concentrados assuma que a variação de temperatura interna do corpo é uniforme, isso não significa que a convecção na periferia do corpo não possa variar. Na verdade diversos autores comparam esta abordagem a um produto entre a resistividade e capacitância do sistema, pois qualquer alteração nas características do fluido de convecção pode provocar um aumento da resistência à transferência convectiva de calor, ou de forma similar, uma alteração das características físicas do sólido podem levar à diminuição da capacidade de armazenamento de energia por parte do mesmo, e conseqüentemente redução do tempo τ em que o sólido acompanha a temperatura do fluido circundante.

E é exatamente com este objetivo em mente que é calculada a constante térmica do sistema a uma excitação térmica proveniente do fluido circundante pois sabendo esta constante de tempo τ e a frequência angular da excitação ω , podemos calcular a resposta forçada do sistema segundo a expressão exposta no subcapítulo 2.3.1.

Aplicando a expressão apresentada em (2.34) correspondente à resposta forçada total de um sistema de parâmetros concentrados,

$$T(t) = \frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\Delta T}{\sqrt{1 + (\omega_n \tau)^2}} \text{sen}(\omega_n t + \psi_n)$$

Os coeficientes da série de Fourier a_n e b_n foram calculados a partir do programa CFTool do MATLAB como já supramencionado no capítulo anterior, verificando-se que os valores dos coeficientes da 5ª para a 6ª harmónica não variaram e, portanto, assumiu-se que não era necessário recorrer a mais harmónicas.

Foram calculados para 5 harmónicas os respetivos valores de angulo de fase de resposta à excitação periódica aplicando a expressão (2.34) com os seguintes valores de ψ_n para cada correlação com $\omega = 0,013.n$ (rad/s) e $n = n^\circ$ de harmónicas, isto é,

$$\psi_n = \cos^{-1} \left[\frac{(\cos \phi + \omega \tau \cdot \text{sen} \phi)}{\sqrt{1 + (\omega \tau)^2}} \right]$$

É necessário ainda obter os valores de ϕ_n , angulo de fase da excitação como referido em (3.22),

$$\phi_1 = \text{arc tg} \left(\frac{a_1}{b_1} \right) = -0,465 \quad \text{e} \quad \Delta T_1 = \frac{a_1}{\text{sen} \phi_1} = 8,157$$

$$\phi_2 = \text{arc tg} \left(\frac{a_2}{b_2} \right) = -1,546 \quad \text{e} \quad \Delta T_2 = \frac{a_2}{\text{sen} \phi_2} = -0,092$$

$$\phi_3 = \text{arc tg} \left(\frac{a_3}{b_3} \right) = -0,936 \quad \text{e} \quad \Delta T_3 = \frac{a_3}{\text{sen} \phi_3} = 1,862$$

$$\phi_4 = \text{arc tg} \left(\frac{a_4}{b_4} \right) = -0,02 \quad \text{e} \quad \Delta T_4 = \frac{a_4}{\text{sen} \phi_4} = 0,061$$

$$\phi_5 = \text{arc tg} \left(\frac{a_5}{b_5} \right) = -1,214 \quad \text{e} \quad \Delta T_5 = \frac{a_5}{\text{sen} \phi_5} = 0,827$$

E para cada correlação obtemos,

Tabela 4 Valores calculados de ângulo de fase de resposta, ψ para cada harmónica necessários para aplicar a fórmula (2.34) o cálculo da resposta do sistema

Harmónicas	ψ				
	Bernstein	Hilpert	Zukauskas	Whitaker	Eckert e Drake
1º	1,312	1,302	1,329	1,333	1,482
2º	0,129	0,124	0,138	0,140	0,220
3º	0,705	0,701	0,711	0,712	0,766
4º	-1,539	-1,542	-1,535	-1,534	-1,493
5º	0,399	0,397	0,403	0,403	0,436

Com estes valores é possível aplicou-se a expressão (2.34) para 5 harmónicas para as 5 correlações estudadas,

$$\begin{aligned} T(t)_{Bernstein} = & 34,28 + 1,671 \operatorname{sen} (0,013t + 1,312) - 0,010 \operatorname{sen} (0,026t + 0,129) \\ & + 0,130 \operatorname{sen} (0,039t + 0,705) + 0,003 \operatorname{sen} (0,052t - 1,539) \\ & + 0,035 \operatorname{sen} (0,065t + 0,399) \quad (C^\circ) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} T(t)_{Hilpert} = & 34,28 + 1,59 \operatorname{sen} (0,013t + 1,302) - 0,009 \operatorname{sen} (0,026t + 0,124) \\ & + 0,123 \operatorname{sen} (0,039t + 0,701) + 0,003 \operatorname{sen} (0,052t - 1,542) \\ & + 0,033 \operatorname{sen} (0,065t + 0,397) \quad (C^\circ) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} T(t)_{Zukauskas} = & 34,28 + 1,806 \operatorname{sen} (0,013t + 1,329) - 0,01 \operatorname{sen} (0,026t + 0,138) \\ & + 0,141 \operatorname{sen} (0,039t + 0,711) + 0,003 \operatorname{sen} (0,052t - 1,535) \\ & + 0,038 \operatorname{sen} (0,065t + 0,403) \quad (C^\circ) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} T(t)_{Whitaker} = & 34,28 + 1,834 \operatorname{sen} (0,013t + 1,333) - 0,011 \operatorname{sen} (0,026t + 0,14) \\ & + 0,143 \operatorname{sen} (0,039t + 0,712) + 0,003 \operatorname{sen} (0,052t - 1,534) \\ & + 0,038 \operatorname{sen} (0,065t + 0,403) \quad (C^\circ) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} T(t)_{Eck\&Drake} = & 34,28 + 2,999 \operatorname{sen} (0,013t + 1,482) - 0,018 \operatorname{sen} (0,026t + 0,22) \\ & + 0,243 \operatorname{sen} (0,039t + 0,766) + 0,006 \operatorname{sen} (0,052t - 1,493) \\ & - 0,065 \operatorname{sen} (0,065t + 0,436) \quad (C^\circ) \end{aligned}$$

Com as equações de resposta teórica em Série de Fourier partiu-se para a construção das curvas obtidas com 5 harmónicas para as 5 correlações estudadas, incluindo os valores experimentais representados a tracejado verde exibidos no gráfico da Figura 28.

Analisando a figura que representa a curva experimental e as 5 curvas obtidas a partir das correlações empíricas em detalhe, observamos que a correlação empírica de Eckert & Drake é a que mais se aproxima dos resultados obtidos experimentalmente com um \bar{h} teórico igual a $106,124 \text{ W}/(\text{m}^2 \text{ }^\circ\text{C})$. No entanto, para complementar o estudo do efeito de ω e da constante térmica de tempo, τ (dependente do coeficiente de convecção h), calculou-se a atenuação em ordem a estas constantes ω, τ , pois tornando a curva teórica independente da constante de tempo, pode provar-se que, no modelo linear de transmissão convectiva de calor de parâmetros concentrados, o valor obtido de \bar{h} é a principal fonte de erro na qualidade da previsão da resposta do sistema.

Com isto em mente e comparando os valores da atenuação da resposta com os seus análogos experimentais exibidos na Figura 29, podemos observar que as curvas teóricas se aproximam muito dos valores experimentais. Com estes valores tão próximos fica evidente a importância da estimação do \bar{h} de convecção e assim o modelo teórico utilizado é corroborado e a possibilidade de erro a nível experimental fica dissuadida, ressaltando-se com isto a importância da escolha da correlação empírica para a estimação do valor de \bar{h} como principal fator de infabilidade no cálculo da amplitude de resposta pelo método dos parâmetros concentrados.

Fazendo um ajustamento polinomial da temperatura experimental conseguiu-se aproximar a mesma a um valor de coeficiente de convecção médio \bar{h} , igual a $51,065 W/(m^2 \text{ } ^\circ C)$, onde se observa que o valor de coeficiente de convecção calculado a partir da equação de Eckert & Drake já supramencionada, que graficamente assume valores muito próximos dos experimentais, de facto não se assemelha em intensidade a este coeficiente experimental obtido. Porém este facto pode ser explicado através da atenuação, que da 1ª para a 5ª harmónica vai fazendo decair a amplitude de resposta teórica, através da atenuação do valor de \bar{h} empírico de $106,124 W/(m^2 \text{ } ^\circ C)$ para os graficamente observados de aproximadamente $50 W/(m^2 \text{ } ^\circ C)$, também obtido através de aproximação polinomial.

Quer isto dizer que embora o valor do coeficiente teórico da correlação empírica de Drake e Eckert assuma um valor muito superior ao graficamente encontrado isto deve-se ao facto de que em cada harmónica existir um decaimento proveniente da atenuação (2.28). Através da análise da Figura 29 observa-se que a primeira harmónica apresenta o maior valor de decaimento por atenuação, sendo que ao longo da evolução de $\omega.\tau$ este valor tende para zero.

Relativamente ao gráfico do ângulo de fase mostrado na Figura 30 observamos que os valores teóricos e experimentais também são praticamente coincidentes e por isso fica comprovada que a técnica experimental e o modelo também são adequados para o caso experimental estudado.

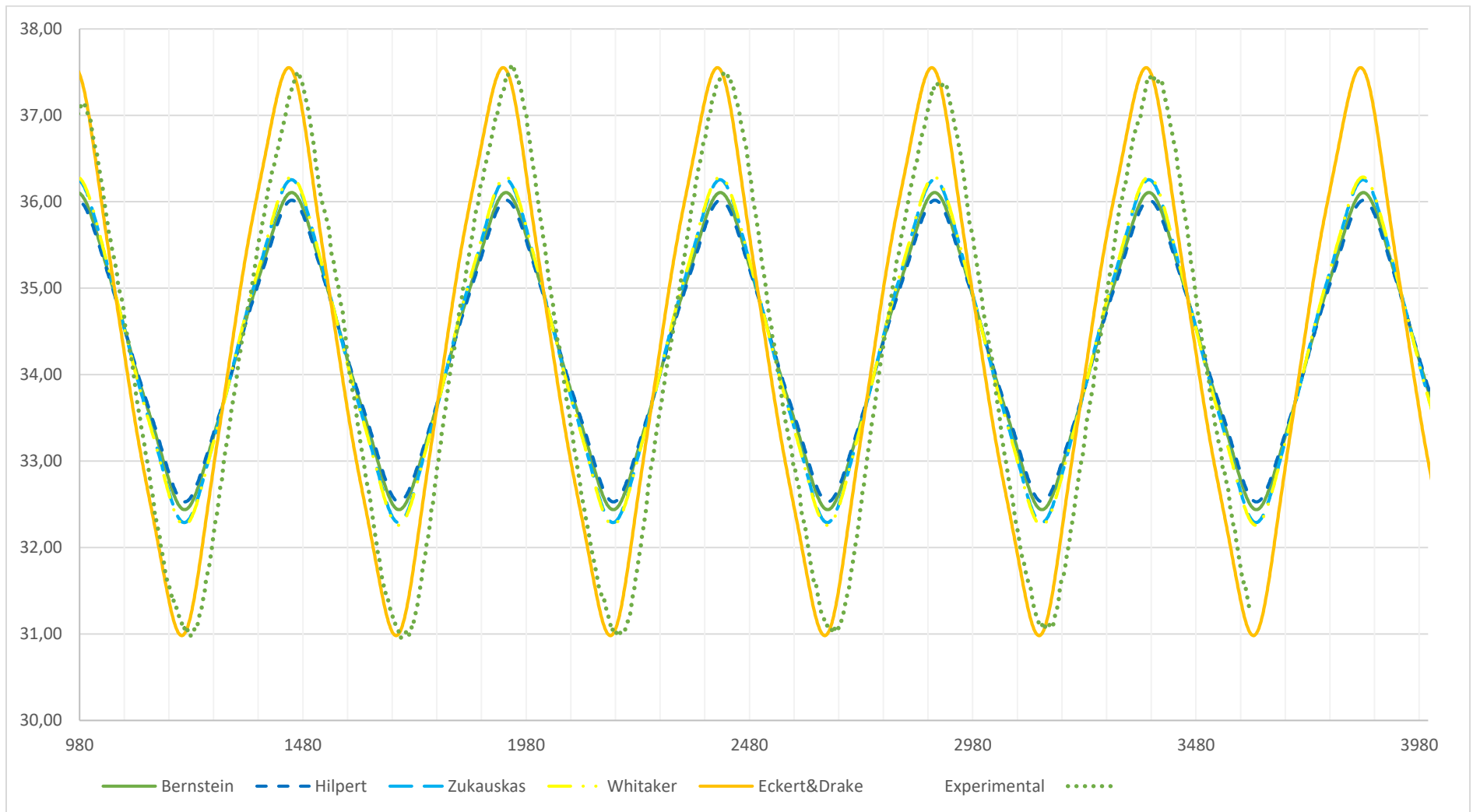


Figura 28. Gráfico com as variações de temperatura teórica das 5 correlações empíricas e da amostragem experimental.

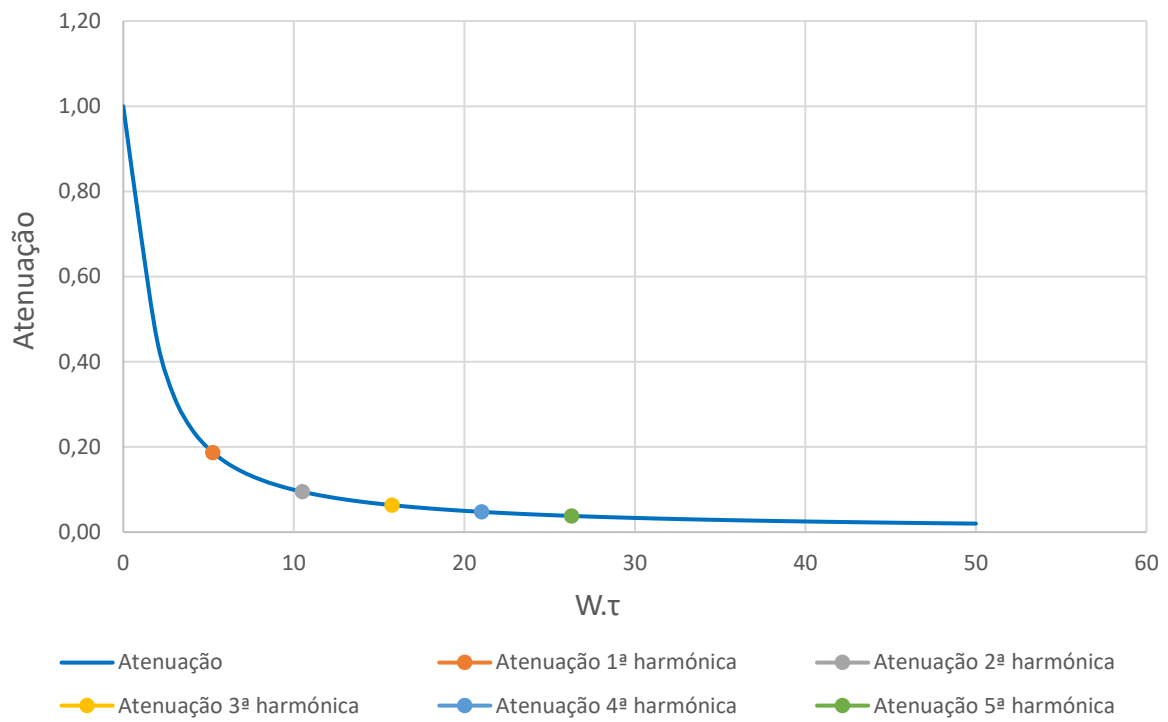


Figura 29. Curva de atenuação teórica e valores experimentais para cada uma das 5 harmônicas.

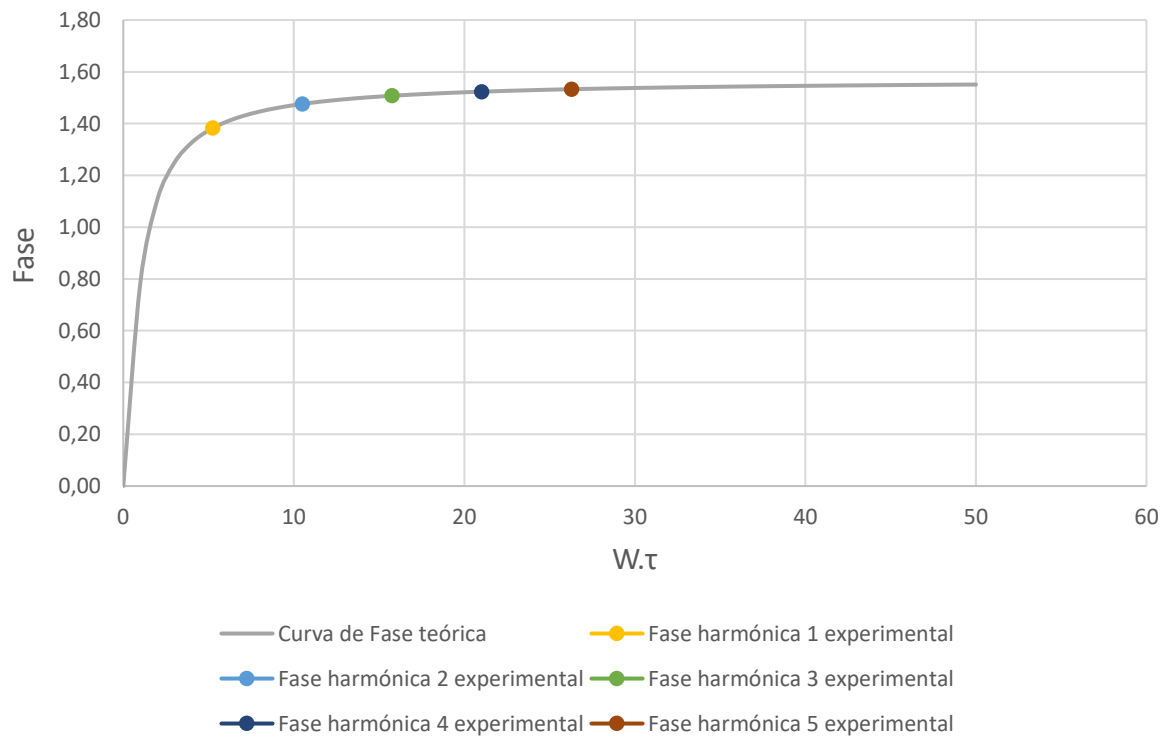


Figura 30. Curva teórica e valores experimental de ângulo de fase para cada harmônica.

Pode-se observar ainda, relativamente ao ângulo de fase, um ligeiro desfasamento entre a amostra experimental e o melhor valor teórico empírico já mencionado, podendo dever-se a três motivos. Pela simplicidade do método dos parâmetros concentrados que assume como constante a temperatura no interior do objeto estudado e que por isso poderá ter resultado num pequeno erro relativamente à dissipação da temperatura no interior do cilindro que por sua vez pode atrasar ligeiramente o ângulo do período, o outro motivo prende-se pela aproximação feita às medições experimentais que tem uma variação não sinusoidal e que por média móvel foram aproximadas a uma sinusoidal possível de ser comparada a uma resposta teórica em série de Fourier, esta prática pode assumir valores que não correspondem com precisão aos valores corretos e que levam à propagação de um erro que pode resultar no atraso angular observado. Por fim pode ainda ser identificada a precisão dos conversores e sensores de temperaturas utilizados que assumem um erro de $\pm 2^\circ\text{C}$ e que pode significar, aliado aos dois motivos já apresentados este desfasamento de ângulo observado.

7. CONCLUSÃO

De acordo com os objetivos propostos para a presente dissertação retiram-se, de facto, aspetos bastante positivos e contributivos para a ciência que visam expandir o vasto conhecimento da área de transmissão de calor. Podemos concluir que, no que diz respeito ao número de harmónicas usadas no estudo, para a previsão de resposta térmica, é particularmente indiferente termos usado cinco harmónicas uma vez que a partir da terceira harmónica observamos ser muito reduzido o aumento do decaimento proveniente da atenuação entre harmónicas e como tal o resultado não iria ter variações significativas.

Considerando como principal objetivo atualizar a montagem existente e atualizar os módulos e sensores passíveis de melhoramento, esta dissertação demonstrou ser um sucesso e a um custo bastante acessível. Para os alunos da unidade curricular de transmissão de calor, é uma oportunidade de aprofundar o seu conhecimento prático sobre esta temática e tornar a experiência do curso um pouco mais atrativa e dinâmica do que é atualmente.

Provou-se que alimentação do Arduíno em separado com a do computador permitiu reduzir o ruído verificado em estudos experimentais realizados anteriormente. Ainda assim verificou-se algum ruído que pouco influenciou os resultados práticos.

O motor do túnel aerodinâmico confere uma componente eletromagnética que, embora atenuada pela utilização de uma média móvel, não consegue ser totalmente anulada. No entanto, foi satisfatoriamente possível executar uma aproximação por série de Fourier, tendo sido obtidas conclusões práticas. Tal como já explicitado recomenda-se prudência quando o computador e o Arduíno estiverem ligados em simultâneo à corrente pois a estática destas duas fontes de alimentação produz ruído indesejado na aquisição dos dados. Ainda sobre perturbações de origem estática, deve-se evitar que os cabos que vão do modulo de conversão até aos termopares entrem em contacto com a estrutura metálica da montagem experimental, uma vez que a interferência eletromagnética proveniente do motor se dissipa por toda a estrutura e propaga-se pelo cabo de malha coaxial do termopar, causando interferências nas leituras obtidas.

Relativamente à correlação mais apropriada para este tipo de estudo e segundo as imposições do estudo, conclui-se que foi a desenvolvida por Eckert & Drake. Esta corelação demonstrou ser a mais próxima à amostra de valores de temperatura de resposta experimentais do objeto em estudo medidas no interior do objeto. Devido à presença do fator da atenuação, imposta na resposta por ser característica da amplitude atenuada numa série de Fourier, esta provocou um amortecimento da solução forçada e reduziu a amplitude de resposta resultando numa diminuição real do valor do coeficiente de convecção médio.

7.1. TRABALHOS FUTUROS

Como proposta para estudos futuros seria interessante realizar este estudo com cilindros compostos por diferentes materiais.

Propõe-se um acompanhamento da evolução tecnológica dos módulos de conversão de sinal analógico para digital, tendo por objetivo reduzir o erro associado à aquisição de dados com o material utilizado. Estudar um exemplar com mais termopares distribuídos ao longo do raio do cilindro para classificar o método de parâmetros concentrados quanto a sua fiabilidade.

7.2. CONSIDERAÇÕES FINAIS

Neste subcapítulo pretende-se abordar apenas algumas considerações finais e recomendações para que esta dissertação possa ser fielmente reproduzida e atinja o verdadeiro propósito aos olhos da ciência.

O primeiro fator que poderia influenciar a recolha de dados e comprometer a fiabilidade deste estudo foi tido o uso uma fonte de alimentação fiável em separado, uma como alimentação externa do computador e outra para o Arduino responsável pela recolha de dados, isto porque tanto o Arduino como o computador são fontes produtoras de estática e de campos magnéticos. Os módulos usados para medir a temperatura e pressão são dotados de uma elevada precisão e como tal captam com facilidade distorções na alimentação. Ora, o Arduino e o computador ao funcionarem em simultâneo com a mesma fonte de alimentação ficam sujeitos a variações de alimentação provenientes dessas trocas de dados. Por este motivo deve fornecer-se alimentação externa independente ao Arduino e ao computador que recebe os dados.

Pelo mesmo motivo, também procuramos exteriorizar a alimentação das bobines dos relés uma vez que o acionamento das bobines com alimentação comum ao Arduino, retira corrente do próprio processamento interno do Arduino, causando distorções dos dados de pressão e temperatura aquando da comunicação serial entre o computador e o modulo do Arduino. Por fim fazer a correta calibração dos sensores de pressão e temperatura para assegurar que as leituras estão a ser feitas segundo um valor padrão perfeitamente correto.

Ora esta calibração requer algum cuidado, uma vez que a variação deste sinal é influenciada pela diferença lida de tensão nos terminais de tomada de pressão do sensor, a densidade do ar ρ e a conversão da leitura binária do Arduino a partir da leitura analógica obtida pelo sensor. Tudo isto funciona devido a variações muito ténues e sensíveis, e por este motivo é necessário suprimir qualquer fonte de perturbação do sinal.

Outro fator importante prende-se com o isolamento dos cabos dos termopares que sendo revestidos por uma malha de absorção eletromagnética quando estão em contacto com a estrutura metálica da montagem absorvem os campos magnéticos criados pela bomba do ventilador e acaba por distorcer o sinal resultando em ruído ou mal funcionamento dos conversores de temperatura.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] J. P. Holman, *Heat Transfer*, 10th ed. McGraw-Hill, 2010.
- [2] R. Hilpert, “Experimental Study of Heat Dissipation of Heated Wire and Pipe in Air Current,” *Forschungsarbeiten auf dem Gebiete des Ingenieurwesens - Ausgabe A*, vol. 4 (5), pp. 215–224, 1933.
- [3] J. D. Knudsen and D. L. Katz, *Fluid Dynamics and Heat Transfer*. McGraw-Hill, 1958.
- [4] R. M. Fand, “Heat Transfer by Forced Convection from a Cylinder to Water in Crossflow,” *heat mass Transf.*, vol. 8, p. 995, 1965.
- [5] E. R. G. Eckert and R. M. Drake, *Analysis of Heat and Mass Transfer*. McGraw-Hill, 1972.
- [6] A. Zukauskas, “Heat Transfer from Tubes in Cross Flow,” in *Advances in Heat Transfer*, vol. 8, New York: Academic Press, 1972, pp. 93–160.
- [7] C. S. W. and B. M., “A Correlating equation for Forced Convection from gases and liquids to a Circular Cylinder in Cross Flow,” *J. Heat Transfer*, vol. 99, pp. 300–306, 1977.
- [8] S. Whitaker, “Forced Convection Heat-Transfer Correlations for Flow in Pipes, Past Flat Plates, Single Cylinders, Single Spheres, and Flow in Packed Beds and Tube Bundles,” *AIChE*, vol. 18, p. 361, 1972.
- [9] O. Nakai, S.; T., “Heat Transfer from a Horizontal Circular Wire at Small Reynolds and Grashof Numbers—1 Pure Convection”, in *Heat Mass Transfer*, 18th ed., 1975, p. 387.
- [10] F. P. Incropera, D. P. Dewitt, T. L. Bergman, and A. S. Lavine, *Heat and Mass Transfer*, 6th ed. JOHN WILEY & SONS, 2007.
- [11] U. Federal, D. E. S. Maria, and C. D. E. Tecnologia, “Transmissão de calor.”
- [12] J. Pedro and F. Iria, “Transmissão de Calor em Regimes Periódico e Transitório com recurso a Arduino,” FCT/UNL, 2018.
- [13] A. F. P. Ademar Michels, Maruí Samuel f.dos Santos, *Transmissão de calor*. .
- [14] J. J. L. de Carvalho, *Transferência de Calor e Eficiência Energética*, 1ª ed. Editorial, NOVA.FCT, 2017.
- [15] M. W.H., “Heat Transmission,” in *Heat Transfer*, 10th ed., J. P. Holman, Ed. New York: McGraw-Hill, 2010, p. 295.
- [16] M. Vincent T., “The Overall Convective Heat Transfer from Smooth Circular

- Cylinders,” in *Advances in Heat Transfer*, T. F. Irvine Jr. and H. James P., Eds. 1975, pp. 199–264.
- [17] W. H. Giedt, “Investigation of Variation of Point Unit-Heat-Transfer Coefficient around a Cylinder Normal to an Air Stream,” *ASME*, vol. 71, p. 375, 1949.
- [18] J. M., “Heat Transfer,” in *Heat Transfer*, 10th ed., J. P. Holman, Ed. New York: McGraw-Hill, 2010, p. 299.
- [19] Y. Sun and X. Zhang, “Heat transfer analysis of a circular pipe heated internally with a cyclic moving heat source,” *Int. J. Therm. Sci.*, vol. 90, pp. 279–289, 2015.
- [20] B. G. Van Der Hegge Zijnen, “Modified correlation formulae for the heat transfers by natural and by forced convection from horizontal cylinders,” *Appl. Sci. Res. Sect. A*, vol. 6, no. 2–3, pp. 129–140, 1956.
- [21] J. Haider and W. Khan, “HEAT TRANSFER AND FLUID FLOW OVER CIRCULAR CILINDER IN CROSS FLOW,” no. December 2010, 2016.
- [22] J. Kestin, “The Effect of Free Stream Turbulence on Heat Transfer Rates,” in *Advances in Heat Transfer*, Vol. 3., vol. 3, New York: Academic Press, 1966, pp. 1–32.
- [23] M. C. Smith and A. M. Kuethé, “Effects of Turbulence on Laminar Skin Friction and Heat Transfer,” in *Advances in Heat Transfer*, Vol. 3., New York: Academic Press, 1966, pp. 1–32.
- [24] E. P. Dyban and E. Y. Epick, “Some Heat Transfer Features in the Air Flows of Intensified Turbulence.” Paris-Versailles, 1970.
- [25] J. Kestin and R. T. Wood, “The Influence of Turbulence on Mass Transfer from Cylinders,” in *Advances in Heat Transfer*, Vol. 3., New York: Academic Press, 1971, pp. 1–32.
- [26] L. V King, “The Convection of Heat from Small Cylinders in a Stream of Fluid: Determination of the Convection Constants of Small Platinum Wires with Applications to Hot-Wire Anemometry,” *Philos. Trans. R. Soc. London, Ser. A*, vol. 214, pp. 373–433, 1914.
- [27] J. A. Hughes, “The Cooling of Cylinders in a Stream of Air,” *Philos. Mag.*, vol. 31, pp. 118–130, 1916.
- [28] A. E. Kennely and H. S. Sanborn, “The Influence of Atmospheric Pressure Upon the Forced Thermal Convection from Small Electrically Heated Platinum Wires,” *Proc. Am. Philos. Soc.*, vol. 53, pp. 55–57, 1914.
- [29] F. Kreith and M. S. Bohn, *Principles of Heat Transfer*, 5th ed. New York: West Publishing Company, 1993.

- [30] D. A. Van Meel, “A Method for the Determination of Local Convective Heat Transfer from a Cylinder Placed Normal to an Air Stream,” *J. Heat Mass Transf.*, vol. 5, pp. 715–722, 1962.
- [31] H. Nakamura and T. Igarashi, “Variation of Nusselt Number with Flow Regimes Behind a Circular Cylinder for Reynolds Numbers from 70 to 30000,” *J. Heat Mass Transf.*, vol. 47, pp. 5169–5173, 2004.
- [32] E. R. G. Eckert and K. M. Krall, “Heat Transfer to a Transverse Circular Cylinder at Low Reynolds Number Including Refraction Effects,” in *Heat Transfer-Sov. Res.*, 1970, pp. 225–232.
- [33] W. Chun and R. F. Boehm, “Calculation of Forced Flow and Heat Transfer Around a Cylinder in Cross Flow,” in *Numer. Heat Transfer*, 1989, pp. 101–122.
- [34] T. S. Sarma and S. P. Sukhatme, “Local Heat Transfer from a Horizontal Cylinder to Air in Cross Flow: Influence of Free Convection and Free Stream Turbulence,” *Heat Mass Transf.*, vol. 20, pp. 51–56, 1977.
- [35] M. I. Boulos and D. C. T. Pei, “Dynamics of heat transfer from cylinders in a turbulent air stream,” *Int. J. Heat Transf.*, vol. 17, no. 7, pp. 767–783, 1974.
- [36] E. Buyruk, “Heat transfer and flow structures around circular cylinders in cross-flow,” *Turkish J. Eng. Environ. Sci.*, vol. 23, no. 5, pp. 299–315, 1999.
- [37] T. Wung and C. Chen, “Finite analytic solution of convective heat transfer for tube arrays in cross flow,” *J. Heat Transfer*, vol. 111, pp. 633–648, 1989.
- [38] M. M., “Heat transfer and pressure drop characteristics of cross flow of air over a circular tube in isolation and/or in a tube bank.,” *Arab. J. Sci. Eng.*, vol. 32, no. 2B, pp. 365–376, 2005.
- [39] K. Szczepanik, A. Ooi, L. Aye, and G. Rosengarten, “A numerical study of heat transfer from a cylinder in cross flow.” Sydney.
- [40] J. W. Scholten and D. B. Murray, “Unsteady Heat Transfer and Velocity of a Cylinder in Cross Flow- I. Low Freestream Turbulence,” *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 41, no. 10, pp. 1139–1156, 1998.
- [41] J. W. Scholten and D. B. Murray, “Unsteady Heat Transfer and Velocity of a Cylinder in Cross Flow- II. High Freestream Turbulence,” *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 41, no. 10, pp. 1149–1156, 1998.
- [42] M. Fakoor-Pakdaman, M. Ahmadi, and M. Bahrami, “Temperature-aware time-varying convection over a duty cycle for a given system thermal-topology,” *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 87, pp. 418–428, 2015.

- [43] J. C. Marques, “Boas Práticas Laboratoriais,” Penteada - Madeira.
- [44] M. Thamann, “AERODYNAMICS AND CONTROL OF A DEPLOYABLE WING UAV FOR AUTONOMOUS FLIGHT,” University of Kentucky, 2012.

ANEXO I

CÓDIGO DE ARDUINO DE CONTROLE DO TUNEL AERODINÂMICO

```
#include <Wire.h>
#include <LiquidCrystal_I2C.h>

LiquidCrystal_I2C lcd(0x3f,2,1,0,4,5,6,7,3, POSITIVE);

#include <SparkFunMAX31855k.h> // Inicia a biblioteca max31855k driver
#include <SPI.h> // Included here too due Arduino IDE; Inicia a biblioteca de comunicação SPI

// Função define SPI Arduino de pin numbers digitais de leitura de temperatura (Arduino Uno)
const uint8_t CHIP_SELECT_PIN1 = 9; // Using standard CS line (SS)
const uint8_t CHIP_SELECT_PIN = 10;

// Versão SparkFun permite a leitura do sinal e colmata as falhas comunicação
SparkFunMAX31855k probe(CHIP_SELECT_PIN); //
SparkFunMAX31855k probe1(CHIP_SELECT_PIN1); //

//Inicia as variáveis com o respetivo número de pin de saída do sinal do Arduino
#define pinPitot A1
#define pinOnMotor 2
#define pinResistencia1 7
#define pinResistencia2 8

//Caracterização do tipo de variáveis
float GeneralData1;
float GeneralData2;
float GeneralData3;

float V_0 = 5.0; // Padronização da tensão de alimentação do sensor de pressão
float rho = 1.204; // Densidade do ar

//Caracterização do tipo de variáveis
```

```

int offset = 0;
int offset_size = 10;
int veloc_mean_size = 20;
int zero_span = 2;

//Caracterização do tipo de variáveis
//float adc_avg = 0;
float veloc = 0.0;
unsigned long delay1 = 0; //Variável delay1 é a variável responsável por temporizar as resistências
unsigned long delay2 = 0; //Variável delay1 é a variável responsável por temporizar as leituras
int linha = 0;

void setup() {
  // put your setup code here, to run once:

  //Inicia e caracteriza a comunicação via Serial
  lcd.begin (16,2);
  Serial.begin(9600);

  //Inicia a recolha de dados para programa EXCEL e Inicia a comunicação com o LCD
  Serial.println("CLEARDATA");      // Reset da comunicação serial
  Serial.println("LABEL,Hora,Veloc[m/s],Temp.Esc., Temp.Cil., Dado"); // Nomeia as colunas
  lcd.print("Bem-vindo!");
  lcd.setCursor(0,1);
  lcd.print("Periodo 240 seg");

  //Caracteriza o output dos pins definidos
  pinMode(pinOnMotor, OUTPUT);
  pinMode(pinPitot, INPUT);
  pinMode(pinResistencia1, OUTPUT);
  pinMode(pinResistencia2, OUTPUT);

  //Liga o motor do ventilador
  digitalWrite(pinOnMotor,HIGH);

  //Executa a calibração no sensor de pressão
  for (int ii=0;ii<offset_size;ii++){

```

```

    offset += analogRead(pinPitot)-(1023/2);
}
offset /= offset_size;
delay(2000);
}

void loop() {
    // put your main code here, to run repeatedly:

    //A cada ciclo Loop executa a leitura das temperaturas e da pressão
    GeneralData1= probe.readTempC();
    GeneralData2= probe1.readTempC();
    GeneralData3= analogRead(pinPitot);

    if (GeneralData3) {
        if ((millis() - delay2) <= 1) { //Temporização da recolha de dados

            Serial.print("DATA,TIME,"); //inicia a impressão de dados, linha a linha

            float adc_avg = 0;
            //float veloc = 0; - Tem de ser dado apenas no inicio senão a leitura quando coincide com o
            //inicio do ciclo for (int ii=0;ii<veloc_mean_size;ii++){ mostra veloc=0

            //Faz uma media de algumas leituras de pressão para estabilizar os valores medidos de pressão
            for (int ii=0;ii<veloc_mean_size;ii++){
                adc_avg+= analogRead(pinPitot)-offset;
            }
            adc_avg/=veloc_mean_size;

            // Garante que a leitura nunca apresenta valores negativos
            if (adc_avg>512-zero_span and adc_avg<512+zero_span){
            } else{
                if (adc_avg<=512){
                    veloc = sqrt((-10000.0*((adc_avg/1023.0)-0.5))/rho);
                } else{
                    veloc = sqrt((10000.0*((adc_avg/1023.0)-0.5))/rho);
                }
            }
        }
    }
}

```

```

}
}
Serial.print(veloc); //imprime na consola a informação da velocidade do escoamento
Serial.print(",");
lcd.setCursor(0,0);
lcd.print("Velc ");
lcd.print("TempE ");
lcd.print("TempC");
lcd.setCursor(0,1);
lcd.print(veloc);
lcd.print(" ");
Serial.print(GeneralData2); //Informação de temperatura do escoamento
Serial.print(",");
lcd.print(GeneralData2);
lcd.print(" ");
Serial.print(GeneralData1); //Informação da temperatura do cilindro
Serial.print(",");
lcd.print(GeneralData1);
Serial.println(linha);
linha++; // incrementa a linha do Excel para que a leitura pule de linha em linha
}
if ((millis() - delay2) >= 1000) {
    delay2 = millis();
}
}

if (linha > 3840) //Ciclo para limitar a quantidade de dados
{
    linha = 0;
    Serial.println("ROW,SET,2"); // imprime nas linhas os dados lidos
}

if (pinResistencia1) {

    if ((millis() - delay1) >= 240000) {
        digitalWrite(pinResistencia1, HIGH); //Liga a resistencias
        digitalWrite(pinResistencia2, HIGH); //Liga a resistencias
    }
}

```

```
}  
if ((millis() - delay1) < 240000) {  
    digitalWrite(pinResistencia1, LOW); //Desliga a resistencias  
    digitalWrite(pinResistencia2, LOW); //Desliga a resistencias  
}  
if ((millis() - delay1) >= 480000) { //Condição de reinicio da contagem  
    delay1 = millis();  
}  
}  
}
```

ANEXO II

PROPRIEDADES DO AR E DO LATÃO – FONTE: Incropera [10] pag 941 e 929

Holman [1] pag 658 e 652

Tabela 5. Propriedades físicas do ar á pressão atmosférica.[10]

T (K)	ρ (kg/m ³)	c_p (kJ/kg · K)	$\mu \cdot 10^7$ (N · s/m ²)	$\nu \cdot 10^6$ (m ² /s)	$k \cdot 10^3$ (W/m · K)	$\alpha \cdot 10^6$ (m ² /s)	Pr
Air							
100	3.5562	1.032	71.1	2.00	9.34	2.54	0.786
150	2.3364	1.012	103.4	4.426	13.8	5.84	0.758
200	1.7458	1.007	132.5	7.590	18.1	10.3	0.737
250	1.3947	1.006	159.6	11.44	22.3	15.9	0.720
300	1.1614	1.007	184.6	15.89	26.3	22.5	0.707
350	0.9950	1.009	208.2	20.92	30.0	29.9	0.700
400	0.8711	1.014	230.1	26.41	33.8	38.3	0.690
450	0.7740	1.021	250.7	32.39	37.3	47.2	0.686
500	0.6964	1.030	270.1	38.79	40.7	56.7	0.684
550	0.6329	1.040	288.4	45.57	43.9	66.7	0.683
600	0.5804	1.051	305.8	52.69	46.9	76.9	0.685
650	0.5356	1.063	322.5	60.21	49.7	87.3	0.690
700	0.4975	1.075	338.8	68.10	52.4	98.0	0.695
750	0.4643	1.087	354.6	76.37	54.9	109	0.702
800	0.4354	1.099	369.8	84.93	57.3	120	0.709
850	0.4097	1.110	384.3	93.80	59.6	131	0.716
900	0.3868	1.121	398.1	102.9	62.0	143	0.720
950	0.3666	1.131	411.3	112.2	64.3	155	0.723
1000	0.3482	1.141	424.4	121.9	66.7	168	0.726
1100	0.3166	1.159	449.0	141.8	71.5	195	0.728
1200	0.2902	1.175	473.0	162.9	76.3	224	0.728
1300	0.2679	1.189	496.0	185.1	82	238	0.719
1400	0.2488	1.207	530	213	91	303	0.703
1500	0.2322	1.230	557	240	100	350	0.685
1600	0.2177	1.248	584	268	106	390	0.688
1700	0.2049	1.267	611	298	113	435	0.685
1800	0.1935	1.286	637	329	120	482	0.683
1900	0.1833	1.307	663	362	128	534	0.677
2000	0.1741	1.337	689	396	137	589	0.672
2100	0.1658	1.372	715	431	147	646	0.667
2200	0.1582	1.417	740	468	160	714	0.655
2300	0.1513	1.478	766	506	175	783	0.647
2400	0.1448	1.558	792	547	196	869	0.630
2500	0.1389	1.665	818	589	222	960	0.613
3000	0.1135	2.726	955	841	486	1570	0.536

Tabela 6. Tabela da propriedades físicas do latão.[10]

Composição	Melting Point (K)	Propriedades a várias temperaturas (K)													
		Propriedades a K				k (W/m · K) / c_p (J/kg · K)									
		ρ (kg/m ³)	c_p (J/kg · K)	k (W/m · K)	$\alpha \cdot 10^4$ (m ² /s)	100	200	400	600	800	1000	1200	1500	2000	2500
Aluminum															
Pure	933	2702	903	237	97.1	302	237	240	231	218					
Alloy 2024-T6 (4.5% Cu, 1.5% Mg, 0.6% Mn)	775	2770	875	177	73.0	482	798	949	1033	1146					
Alloy 195, Cast (4.5% Cu)		2790	883	168	68.2	473	787	925	1042						
Beryllium	1550	1850	1825	200	59.2	990	301	161	126	106	90.8	78.7			
						203	1114	2191	2604	2823	3018	3227	3519		
Bismuth	545	9780	122	7.86	6.59	16.5	9.69	7.04							
						112	120	127							
Boron	2573	2500	1107	27.0	9.76	190	55.5	16.8	10.6	9.60	9.85				
						128	600	1463	1892	2160	2338				
Cadmium	594	8650	231	96.8	48.4	203	99.3	94.7							
						198	222	242							
Chromium	2118	7160	449	93.7	29.1	159	111	90.9	80.7	71.3	65.4	61.9	57.2	49.4	
						192	384	484	542	581	616	682	779	937	
Cobalt	1769	8862	421	99.2	26.6	167	122	85.4	67.4	58.2	52.1	49.3	42.5		
						236	379	450	503	550	628	733	674		
Copper															
Pure	1358	8933	385	401	117	482	413	393	379	366	352	339			
						252	356	397	417	433	451	480			
Commercial bronze (90% Cu, 10% Al)	1293	8800	420	52	14		42	52	59						
Phosphor gear bronze (89% Cu, 11% Sn)	1104	8780	355	54	17		785	460	545						
Cartridge brass (70% Cu, 30% Zn)	1188	8530	380	110	33.9	75	95	137	149						
							360	395	425						
Constantan (55% Cu, 45% Ni)	1495	8920	384	23	6.71	17	19								
						237	362								
Germanium	1211	5360	322	59.9	34.7	232	96.8	43.2	27.3	19.8	17.4	17.4			
						190	290	337	348	357	375	395			

Tabela 7. Propriedades físicas do latão.[1]

Metal	Propriedades a 20°C				Condutividade térmica k , W/m · °C									
	ρ , kg/m ³	c_p kJ/kg · °C	k W/m · °C	$\alpha \times 10^5$ m ² /s	-100°C -148°F	0°C 32°F	100°C 212°F	200°C 392°F	300°C 572°F	400°C 752°F	600°C 1112°F	800°C 1472°F	1000°C 1832°F	1200°C 2192°F
Bronze 75% Cu, 25% Sn	8,666	0.343	26	0.859										
Red brass 85% Cu, 9% Sn, 6% Zn	8,714	0.385	61	1.804		59	71							
Brass 70% Cu, 30% Zn	8,522	0.385	111	3.412	88		128	144	147	147				
German silver 62% Cu, 15% Ni, 22% Zn	8,618	0.394	24.9	0.733	19.2		31	40	45	48				
Constantan 60% Cu, 40% Ni	8,922	0.410	22.7	0.612	21		22.2	26						
Magnesium: Pure	1,746	1.013	171	9.708	178	171	168	163	157					
Mg-Al (electro- lytic) 6-8% Al, 1-2% Zn	1,810	1.00	66	3.605		52	62	74	83					
Molybdenum	10,220	0.251	123	4.790	138	125	118	114	111	109	106	102	99	92
Nickel: Pure (99.9%)	8,906	0.4459	90	2.266	104	93	83	73	64	59				
Ni-Cr 90% Ni, 10% Cr	8,666	0.444	17	0.444		17.1	18.9	20.9	22.8	24.6				
80% Ni, 20% Cr	8,314	0.444	12.6	0.343		12.3	13.8	15.6	17.1	18.0	22.5			
Silver: Purest	10,524	0.2340	419	17.004	419	417	415	412						
Pure (99.9%)	10,525	0.2340	407	16.563	419	410	415	374	362	360				
Tin, pure	7,304	0.2265	64	3.884	74	65.9	59	57						
Tungsten	19,350	0.1344	163	6.271		166	151	142	133	126	112	76		
Zinc, pure	7,144	0.3843	112.2	4.106	114	112	109	106	100	93				

Tabela 8. Propriedades físicas do ar.

T, K	ρ kg/m ³	c_p kJ/kg · °C	$\mu \times 10^5$ kg/m · s	$\nu \times 10^6$ m ² /s	k W/m · °C	$\alpha \times 10^4$ m ² /s	Pr
100	3.6010	1.0266	0.6924	1.923	0.009246	0.02501	0.770
150	2.3675	1.0099	1.0283	4.343	0.013735	0.05745	0.753
200	1.7684	1.0061	1.3289	7.490	0.01809	0.10165	0.739
250	1.4128	1.0053	1.5990	11.31	0.02227	0.15675	0.722
300	1.1774	1.0057	1.8462	15.69	0.02624	0.22160	0.708
350	0.9980	1.0090	2.075	20.76	0.03003	0.2983	0.697
400	0.8826	1.0140	2.286	25.90	0.03365	0.3760	0.689
450	0.7833	1.0207	2.484	31.71	0.03707	0.4222	0.683
500	0.7048	1.0295	2.671	37.90	0.04038	0.5564	0.680
550	0.6423	1.0392	2.848	44.34	0.04360	0.6532	0.680
600	0.5879	1.0551	3.018	51.34	0.04659	0.7512	0.680
650	0.5430	1.0635	3.177	58.51	0.04953	0.8578	0.682
700	0.5030	1.0752	3.332	66.25	0.05230	0.9672	0.684
750	0.4709	1.0856	3.481	73.91	0.05509	1.0774	0.686
800	0.4405	1.0978	3.625	82.29	0.05779	1.1951	0.689
850	0.4149	1.1095	3.765	90.75	0.06028	1.3097	0.692
900	0.3925	1.1212	3.899	99.3	0.06279	1.4271	0.696
950	0.3716	1.1321	4.023	108.2	0.06525	1.5510	0.699
1000	0.3524	1.1417	4.152	117.8	0.06752	1.6779	0.702
1100	0.3204	1.160	4.44	138.6	0.0732	1.969	0.704
1200	0.2947	1.179	4.69	159.1	0.0782	2.251	0.707
1300	0.2707	1.197	4.93	182.1	0.0837	2.583	0.705
1400	0.2515	1.214	5.17	205.5	0.0891	2.920	0.705
1500	0.2355	1.230	5.40	229.1	0.0946	3.262	0.705
1600	0.2211	1.248	5.63	254.5	0.100	3.609	0.705
1700	0.2082	1.267	5.85	280.5	0.105	3.977	0.705
1800	0.1970	1.287	6.07	308.1	0.111	4.379	0.704
1900	0.1858	1.309	6.29	338.5	0.117	4.811	0.704
2000	0.1762	1.338	6.50	369.0	0.124	5.260	0.702
2100	0.1682	1.372	6.72	399.6	0.131	5.715	0.700
2200	0.1602	1.419	6.93	432.6	0.139	6.120	0.707
2300	0.1538	1.482	7.14	464.0	0.149	6.540	0.710
2400	0.1458	1.574	7.35	504.0	0.161	7.020	0.718
2500	0.1394	1.688	7.57	543.5	0.175	7.441	0.730