

• U • C •

FCTUC FACULDADE DE CIÊNCIAS  
E TECNOLOGIA  
UNIVERSIDADE DE COIMBRA

DEPARTAMENTO DE  
ENGENHARIA MECÂNICA

# **Modelação numérica da aerodinâmica de aerofólios para aplicação em turbinas eólicas de pequeno porte**

Dissertação apresentada para a obtenção do grau de Mestre em Engenharia  
Mecânica na Especialidade de Energia e Ambiente

**Autor**

**Fábio Miguel Antunes Mendes**

**Orientadores**

**Prof. Doutor António Manuel Gameiro Lopes**

**Prof. Doutor Jorge Villar Ale (PUCRS)**

**Júri**

**Presidente**

**Professor Doutor Almerindo Domingues Ferreira**  
**Professor Auxiliar da Universidade de Coimbra**

**Professor Doutor Pedro de Figueiredo Vieira Carvalheira**  
**Professor Auxiliar da Universidade de Coimbra**

**Vogais**

**Professor Doutor António Manuel Gameiro Lopes**  
**Professor Auxiliar da Universidade de Coimbra**

**Colaboração Institucional**

---



**Pontifícia Universidade Católica do Rio Grande de Sul (PUCRS)**

**Coimbra, setembro, 2015**



When I meet God, I am going to ask him two questions: Why relativity? And why turbulence? I really believe he will have an answer for the first.

Werner Heisenberg.

Aos meus pais. À minha irmã.



## **Agradecimentos**

O presente trabalho apenas foi possível devido à contribuição de várias pessoas, às quais não posso deixar de prestar os mais sinceros agradecimentos.

Em primeiro lugar tenho de agradecer aos meus Pais, por todos os sacrifícios, pela força que sempre transmitiram e pelo incondicional apoio. O percurso académico até agora realizado não seria possível sem eles. Igualmente, devo um especial agradecimento à minha irmã por toda a amizade e auxílio prestado.

Ao Professor Doutor António Manuel Gameiro Lopes por todos os ensinamentos transmitidos, pela pronta disponibilidade e por todo o apoio, e suporte, essencial à realização deste trabalho

Aos meus amigos, por todas as vivências, pela motivação, pelos conselhos e infindável companheirismo.

Por fim, mas seguramente não menos importante, agradeço a toda a minha família por todo o carinho e preocupação revelada ao longo da elaboração deste trabalho.



## Resumo

As consequências do uso de combustíveis fósseis pressionam o mundo a adotar fontes de energia renováveis. Neste contexto as turbinas eólicas de eixo vertical de pequeno porte figuram entre uma das alternativas a usar, nomeadamente as turbinas Darrieus. Como em qualquer turbina eólica, nas turbinas Darrieus o perfil das pás tem consequências diretas na sua eficiência, sendo o seu estudo de vital importância.

Nesta dissertação são modelados numericamente escoamentos em torno do aerofólio NACA0018, usado na construção das pás. São feitas simulações para escoamentos com números de Reynolds de  $1,4 \times 10^5$  e  $7 \times 10^5$ , os ângulos de ataque ( $\alpha$ ) variam, respetivamente, entre  $0^\circ \leq \alpha \leq 180^\circ$  e  $0^\circ \leq \alpha \leq 30^\circ$ . Após a conclusão da simulação são retirados os resultados das forças vertical e horizontal, aplicadas no aerofólio. Em regime transiente os resultados exibem oscilações periódicas, nestes casos o resultado usado é obtido fazendo uma média aritmética das oscilações. Posteriormente os resultados são comparados com dados experimentais.

Em  $Re = 7 \times 10^5$  é testada a influência dos esquemas de advecção, os esquemas usados são: *Hybrid*, *QUICK* e *HighRes SUPERBEE TVD (HR)*. Os resultados obtidos demonstram que os esquemas *QUICK* e *HR* apresentam melhores resultados que o *Hybrid*, no entanto todos falham em prever corretamente os coeficientes de sustentação, e arrasto, para incidências superiores à entrada em perda de sustentação. No geral o modelo *HR* parece calcular os resultados mais próximos dos dados experimentais. É também analisada a bifurcação provocada pela alteração do passo de tempo nas simulações em regime transiente, concluindo-se que não tem relação com os ciclos de histerese observados nas medições experimentais.

Nas simulações dos escoamentos com  $Re = 1,4 \times 10^5$  é estudada a previsão de coeficientes para elevados ângulos de ataque, usado o esquema de advecção *HR*. Os resultados obtidos para ambos coeficientes são largamente sobrestimados em  $\alpha \geq 30^\circ$ . Para valores inferiores a este ângulo de ataque, não parece haver conexão com os dados experimentais, exceção feita ao coeficiente de arrasto mas apenas para  $0^\circ \geq \alpha \geq 12^\circ$ . No entanto a razão entre o coeficiente de sustentação e o coeficiente de arrasto demonstra uma

ótima concordância com os dados experimentais para  $\alpha \geq 30^\circ$ , o que permite concluir que ambos os coeficientes são sobrestimados na mesma medida.

De seguida faz-se uma análise comparativa dos resultados para os diferentes Reynolds. Conclui-se que o coeficiente de sustentação é largamente afetado para o Reynolds mais baixo, falhando em prever corretamente os resultados no intervalo de ângulos de ataque analisados ( $0^\circ \geq \alpha \geq 30^\circ$ )

Por último é feita a comparação entre os aerofólios NACA0012 e NACA0018. As condições e os parâmetros em ambas as simulações são iguais, o que torna viável a comparação entre estes resultados. A análise a ambos os resultados permite concluir que o aumento da espessura do aerofólio influencia negativamente a convergência entre dados experimentais e resultados simulados, para ângulos de ataque superiores à sustentação máxima

**Palavras-chave:** Turbinas eólicas Darrieus, NACA0018, Modelação numérica, EasyCFD\_G, Esquemas de advecção, Coeficientes aerodinâmicos.



## Abstract

Fossil fuels consumption pushes mankind toward the adoption of renewable energies. In this context small vertical axis wind turbines figure among one of the alternatives to use, namely Darrieus turbines. As in any wind turbine, the Darrieus turbine efficiency is highly dependent on the blade profile, its study being of vital importance.

In this work the flow around the airfoil NACA0018 is numerically simulated, this airfoil is used in the design of the blade. Simulations are made for Reynolds numbers of  $1,4 \times 10^5$  and  $7 \times 10^5$ , the angles of attack vary, respectively, between  $0^\circ \leq \alpha \leq 180^\circ$  and  $0^\circ \leq \alpha \leq 30^\circ$ . Once the simulations are completed, the vertical and horizontal forces, applied to the airfoil, are retrieved. The transient results exhibit periodic oscillations, for this case, the results are obtained by doing the average of the oscillations. Subsequently the results are compared with the experimental data.

In  $Re = 7 \times 10^5$  is tested the influence of the advection schemes, the schemes are: *Hybrid*, *QUICK* and *HighRes SUPERBEE TVD (HR)*. The results show that the *QUICK* and *HR* have better results than *Hybrid*, but all fail to correctly predict the drag and lift coefficients for the post stall region. Overall the *HR* model seems to calculate the results closer to the experimental data. It is also analyzed the bifurcation caused by changing the time step in the transient simulations. It is concluded that there is no link with the hysteresis cycle observed in experimental data.

In the simulations for the flows with  $Re = 1,4 \times 10^5$  is studied the prediction for high angles of attack, in this case is only used the *HR* scheme. The results show that both coefficients are largely overestimated for  $\alpha \geq 30^\circ$ . For lower angles of attack seems to be no connection with the experimental data, except for the drag coefficient, but only for  $0^\circ \geq \alpha \geq 12^\circ$ . However, the ratio of the lift and drag coefficients demonstrates a good agreement with experimental data for  $\alpha \geq 30^\circ$ , which indicates that both coefficients are overestimated in the same extent.

Next, the results for both Reynolds are compared. It is concluded that the lift coefficient is largely affected for the lower Reynolds, failing to predict correctly the results for the analyzed range of angles ( $0^\circ \geq \alpha \geq 30^\circ$ ).

Finally, a comparison is made between the airfoils NACA0012 and NACA0018. The conditions and parameters in both simulations are equal, making it possible to compare these results. The analysis of both results shows that the increased thickness of the airfoil influences negatively the convergence between experimental and simulated results, for angles of attack higher than stall.

**Keywords** Darrieus turbines, NACA0018, EasyCFD\_G, Advection schemes, Aerodynamic coefficients.

## Índice

Índice de Figuras.....	xi
Índice de Tabelas .....	xiii
Simbologia e Siglas.....	xiv
Simbologia.....	xiv
Siglas .....	xv
1. INTRODUÇÃO .....	1
1.1. Enquadramento .....	1
1.2. Objetivos .....	4
1.3. Revisão Bibliográfica.....	5
1.4. Terminologia dos Aerofólios.....	9
2. FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA.....	13
2.1. Mecânica dos Fluidos .....	13
2.1.1. Compressibilidade e densidade de um fluido .....	13
2.1.2. Camada limite.....	14
2.1.3. escoamento em torno de um aerofólio .....	16
2.1.4. Coeficientes Adimensionais .....	17
2.2. Modelação Numérica .....	18
2.2.1. Equações de Transporte .....	18
2.2.2. Modelos de Turbulência.....	20
2.2.1. Discretização .....	23
2.2.2. Esquemas de Advecção.....	25
2.2.3. Número de Courant.....	27
3. PROCEDIMENTO .....	29
3.1. Domínio e condições de fronteira.....	29
3.2. Geração da malha .....	30
3.2.1. Estudo da malha.....	31
3.3. Parâmetros físicos e numéricos .....	33
3.3.1. Determinação do regime .....	34
4. DISCUSSÃO DE RESULTADOS .....	37
4.1. Resultados para $Re=8,3 \times 10^5$ .....	37
4.1.1. Análise do coeficiente de sustentação .....	37
4.1.2. Análise do coeficiente de arrasto.....	39
4.1.3. Análise da relação entre coeficientes.....	39
4.1.4. Alteração do número de Courant.....	40
4.1.5. Considerações sobre alguns resultados.....	42
4.2. Resultados para $Re=1,4 \times 10^5$ .....	43
4.2.1. Análise do coeficiente de sustentação .....	44
4.2.2. Análise do coeficiente de arrasto.....	47
4.2.3. Análise da relação entre coeficientes.....	48

4.3. Efeito do número de Reynolds.....	50
4.4. Influência do aerofólio.....	51
5. CONCLUSÕES.....	53
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....	55

## ÍNDICE DE FIGURAS

Figura 1.1. Potencia cumulativa instalada na Europa. Fonte: (EWEA, 2015).....	2
Figura 1.2. Potência instalada acumulada. Fonte: (e2p, 2014).....	2
Figura 1.3. Turbina eólica Darrieus. Fonte: <a href="http://www.allsmallwindturbines.com">http://www.allsmallwindturbines.com</a> .....	3
Figura 1.4 Coeficiente de sustentação em função do ângulo de ataque exibindo histerese. Fonte: (Timmer, 2009). .....	6
Figura 1.5 Dados obtidos nos três tuneis com as correções de bloqueio aplicadas. Fonte: (Du et al., 2014) .....	7
Figura 1.6 a) Domínio computacional, condições de fronteira e geometria da malha em torno do aerofólio b) Comparação entre os coeficientes de sustentação previstos usando os modelos de turbulência com os dados experimentais para um $Re=5 \times 10^5$ . Fonte: (Hassan et al., 2014).....	7
Figura 1.7 Domínio computacional (a) e malha (b). Fonte: (Lopes & Ale, 2014).....	8
Figura 1.8 CL vs CD para (a) modelo de turbulência e (b) esquema de advecção. Fonte:(Lopes & Ale, 2014).....	9
Figura 1.9 Ângulo de ataque vs (a) CL e (b) rácio entre coeficiente de sustentação e arrasto .....	9
Figura 1.10 Representação e nomenclatura de um aerofólio .....	10
Figura 1.11 Perfil NACA0018. Fonte: (“AirfoilTools,” 2015).....	11
Figura 2.1 Distribuição de velocidades junto à parede. Fonte: <a href="http://aerospaceengineeringblog.com">aerospaceengineeringblog.com</a> . .....	15
Figura 2.2 Fases da separação da camada limite. Fonte: <a href="http://aerospaceengineeringblog.com">aerospaceengineeringblog.com</a> ...	16
Figura 2.3 Representação das forças num aerofólio. Fonte: EasyCFD_G.....	16
Figura 2.4 Evolução do escoamento em torno de um aerofólio com incidencia nula. Fonte: <a href="http://aerospaceengineeringblog.com/">http://aerospaceengineeringblog.com/</a> .....	17
Figura 2.5 Exemplo de um Volume de Controlo e respetiva vizinhança. Fonte: (Lopes, 2013).....	24
Figura 3.1 Legenda e dimensões do domínio computacional .....	30
Figura 3.2 a) Geração da fila junto à fronteira; b) Processo de pavimentação. Fonte (Lopes, 2013).....	31
Figura 3.3 Número de elementos como função do coeficiente de sustentação .....	31
Figura 3.4 Malha não estruturada .....	33
Figura 3.5 Linhas de corrente e distribuição dos campos de velocidade para: a) Regime permanente ( $AdA=15^\circ$ ); b) regime transiente ( $AdA=30^\circ$ ).....	34

Figura 3.6 Exemplo da convergência para: a) regime permanente ( $AdA=15^\circ$ ); b) regime transiente ( $30^\circ$ ).....	35
Figura 4.1 $CL$ x $AdA$ para $Re=8,3 \times 10^5$ .....	38
Figura 4.2 $CD$ x $AdA$ para $Re=8,3 \times 10^5$ .....	39
Figura 4.3 $CL/CD$ x $AdA$ para $Re=8,3 \times 10^5$ .....	40
Figura 4.4 Processo de convergência com alteração intermédia do número de Courant ....	41
Figura 4.5 Comparação entre resultados obtidos para Courant=5 e Courant=40 .....	42
Figura 4.6 Linhas de corrente e distribuição de velocidades para o modelo <i>QUICK</i> com um $AdA=24^\circ$ .....	43
Figura 4.7 $CL$ x $AdA$ para $Re=1,4 \times 10^5$ .....	46
Figura 4.8 $CL$ x ( $0 < AdA < 30$ ) para $Re=1,4 \times 10^5$ Figura 4.9 $CL$ x ( $130 < AdA < 180$ ) para $Re=1,4 \times 10^5$ .....	46
Figura 4.10 $CD$ x $AdA$ para $Re=1,4 \times 10^5$ .....	47
Figura 4.11 $CD$ x ( $0 < AdA < 30$ ) para $Re = Re = 1,4 \times 10^5$ .....	48
Figura 4.12 $CD$ x ( $130 < AdA < 180$ ) para $Re = 1,4 \times 10^5$ .....	48
Figura 4.13 $CL/CD$ x ( $0 < AdA < 20$ ) para $Re=1,4 \times 10^5$ .....	49
Figura 4.14 $CL/CD$ x ( $20 < AdA < 180$ ) para $Re=1,4 \times 10^5$ .....	49
Figura 4.15 Comparação do coeficiente de sustentação entre a) $Re=8,3 \times 10^5$ e b) $Re=1,4 \times 10^5$ .....	50
Figura 4.16 Comparação do coeficiente de arrasto entre a) $Re=8,3 \times 10^5$ e b) $Re=1,4 \times 10^5$ ..	51
Figura 4.17 $CL$ x $AdA$ para a) NACA0012 Fonte:(Lopes & Ale, 2014), e b) NACA0018. ....	52

## ÍNDICE DE TABELAS

Tabela 3.1. Parâmetros da malha .....	32
Tabela 3.2. Caracterização da <i>inflation layer</i> .....	32

## SIMBOLOGIA E SIGLAS

### Simbologia

a—Velocidade do som

c—Corda

j—Eixo coordenado em análise

k—Energia cinética turbulenta

t—Tempo

u—Componente horizontal da velocidade

w—Componente vertical da velocidade

A— Área

C— Número de Courant

CD— Coeficiente de Arrasto

CL— Coeficiente de Sustentação

D— Força de Arrasto

I— Impulsão

L— Força de Sustentação

R— Força Resultante

Re— Número de Reynolds

S— Taxa de geração

U— Velocidade do escoamento

$\alpha$ , AdA, — Ângulo ataque

$\varepsilon$ — Taxa de dissipação

$\mu$ — Viscosidade cinemática

$\rho$ — Massa volúmica

$\tau$ — Tensão tangencial

$\nu$ — Viscosidade dinâmica

$\phi$ — Variável geral

$\omega$ — Frequência de dissipação da energia cinética turbulenta

$\Gamma$ — Coeficiente de difusão



## **Siglas**

CFD – Computational Fluid Dynamics

NACA –National Advisory Committee for Aeronautics

NASA – National Aeronautics and Space Administration

SST – Shear Stress Transport



# 1. INTRODUÇÃO

## 1.1. Enquadramento

Desde os primórdios da civilização humana que o vento tem sido usado como força motriz para as mais diversas tarefas desenvolvidas pelo ser Humano. Os primeiros registos do seu uso datam de 2800 a.C. no Egípto, onde foram criados os primeiros barcos à vela. É necessário avançar até 200 a.C., na Pérsia, para encontrar dados sobre a invenção dos primeiros moinhos de vento, usados para a moagem de grãos e sistemas de irrigação. Na europa o uso de moinhos a vento ocorre apenas no séc. IX, devido ao retorno de soldados das cruzadas a oriente, de onde trouxeram esse conhecimento. Posteriormente houve um grande aprimoramento dos moinhos em países como a Holanda e Inglaterra. Com o advento da Revolução Industrial os moinhos caíram em desuso em prol de máquinas alimentadas por combustíveis fósseis.

Com a crise do petróleo dos anos 70 os países ocidentais tomaram consciência da necessidade de fontes energéticas alternativas aos combustíveis fósseis passando o vento e o Sol a serem encarados como alternativas realistas. A partir desse momento iniciou-se uma intensa pesquisa e desenvolvimento dos aerogeradores existentes com o objetivo de produzir turbinas capazes de gerar elevadas potências. A premência de obter energia através de fontes renováveis agudizou-se com a consciencialização mundial dos efeitos negativos de emissões de gases causadores de efeito de estufa. Este fator levou à entrada em vigor de regulamentação limitadora das emissões de carbono, como o Protocolo de Quioto.

Contudo, na europa, apenas no início do séc. XXI a energia eólica começou a ter um papel apreciável como fonte energética, existido, a partir daí, um aumento constante da capacidade produtora instalada, como ilustra a Figura 1.1. O contínuo esforço europeu na implementação e desenvolvimento da energia eólica permitiu que no, ano 2014, cerca de 10.2% de toda a eletricidade produzida na europa tenha tido como origem o vento, conforme é afirmado em (EWEA, 2015).

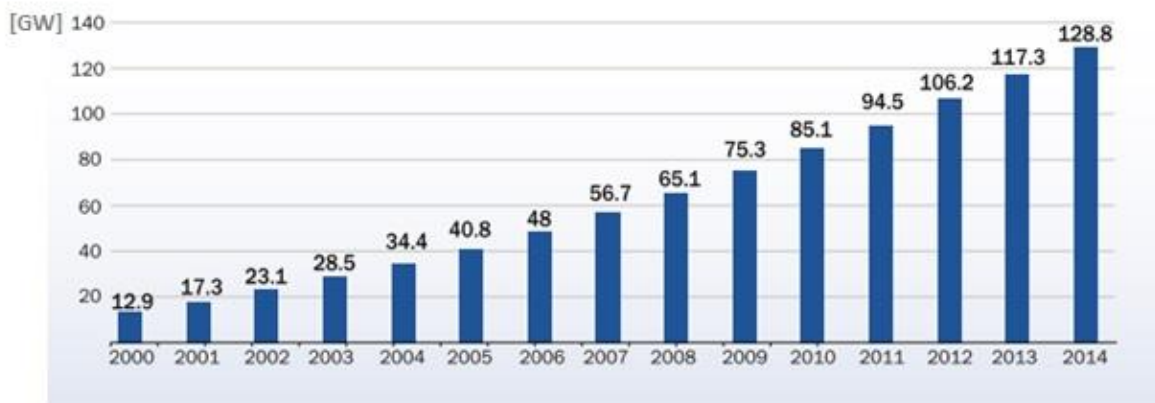


Figura 1.1. Potência cumulativa instalada na Europa. Fonte: (EWEA, 2015).

Em Portugal, a energia eólica também ganhou protagonismo no *mix* elétrico desde a viragem do século, motivada não só pelo impacto ambiental, mas também por uma política nacional e europeia de aproveitamento dos recursos endógenos, com vista a uma maior independência energética. O investimento português tem sido contínuo ao longo dos últimos anos, traduzindo-se, atualmente, numa capacidade geradora de quase 5000 MW, demonstrado na Figura 1.2. De acordo com dados de (e2p, 2014), no ano de 2014 a potência eólica instalada assegurou 24.2% das necessidades elétricas de Portugal Continental, colocando o país bastante acima da média europeia. Segundo dados de (EWEA, 2013), já no ano de 2012, Portugal ocupava o segundo posto, a nível europeu, no nível de penetração da energia originada no vento.

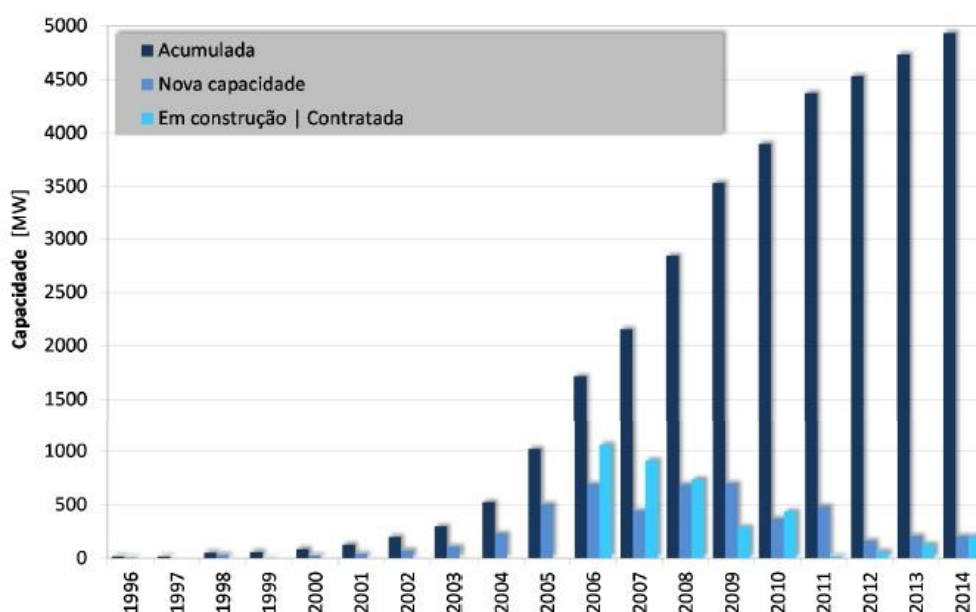


Figura 1.2. Potência instalada acumulada. Fonte: (e2p, 2014).

Outra informação que se retira da Figura 1.2 é a tendência de diminuição da capacidade em construção, prevendo-se uma futura estagnação da capacidade instalada. De acordo com (e2p, 2014) uma das causas para este abrandamento é a diminuição de locais com condições adequadas à implementação de novos aerogeradores de elevadas potências. De modo a continuar a aumentar o peso da geração eólica no sistema elétrico nacional uma solução possível é recorrer à microgeração eólica utilizando, por exemplo, turbinas de eixo vertical Darrieus, como ilustrado na Figura 1.3.



**Figura 1.3.** Turbina eólica Darrieus. Fonte: <http://www.allsmallwindturbines.com> .

Este tipo de turbina não é recente, tendo sido inventado pelo engenheiro francês J. G. M. Darrieus em 1931. No entanto, a procura por novas formas de microgeração renovou o interesse neste tipo de sistema. O movimento do rotor neste tipo de turbina é originado na força de sustentação gerada pela passagem do escoamento em torno das pás. A principal vantagem deste tipo de turbina, em relação às de eixo horizontal, reside na sua capacidade de operar independentemente da direção do vento, não necessitando de complexos sistemas de reposicionamento. Esta característica torna-a ideal para ambientes urbanos onde o vento tende a ser inconstante. Outras vantagens das turbinas Darrieus são a sua fácil manutenção, pois o gerador encontra-se no solo, e fácil produção, uma vez que as pás têm secção constante. Por outro lado, tem como desvantagem mais evidente a sua incapacidade de iniciar movimento sem auxílio, pelo que é necessário uma força externa para iniciar o movimento

do rotor. Apesar das desvantagens, a eficiência desta turbina é por norma superior à de outros aerogeradores de eixo vertical.

Tal como em qualquer outra turbina eólica, um fator preponderante na eficiência das turbinas Darrieus é o perfil das suas pás. O perfil da pá influencia diretamente a quantidade de energia aproveitada do vento, sendo, por essa razão, de vital importância o estudo das características aerodinâmicas dos perfis usados. Neste trabalho será estudado o perfil simétrico NACA0018. Este perfil apresenta um bom equilíbrio entre a sua performance aerodinâmica e espessura. A importância da espessura deve-se à necessidade de integridade estrutural das pás. Uma descrição em detalhe do aerofólio será feita mais à frente.

De entre as diversas ferramentas para o estudo da aerodinâmica dos corpos, a modelação numérica de fluidos (*CFD* na literatura inglesa) encontra-se entre as mais promissoras. Esta ferramenta é relativamente recente e só foi possível desenvolver devido ao aumento exponencial do poder computacional no passado recente. Embora ainda não produza resultados exatos para todas as situações, o seu custo e flexibilidade, em comparação com modelação experimental, justificam o seu desenvolvimento.

Para o caso das turbinas eólicas de pequeno porte, os dados experimentais para os perfis usados, condições e ângulos de operação, são escassos, tornando-se a modelação numérica um recurso interessante a explorar.

## 1.2. Objetivos

A presente dissertação tem como primeiro objetivo averiguar a influência dos esquemas de advecção nos resultados obtidos por simulação numérica. Para tal será usado o programa de volumes finitos EasyCFD\_G, desenvolvido pelo Professor Doutor António M. Gameiro Lopes. Os resultados serão obtidos em simulações onde será usado um aerofólio e parâmetros característicos de turbinas eólicas de pequeno porte. Serão usados três dos esquemas de advecção presentes no programa, designadamente: *Hybrid*, *QUICK*, *HighRes SUPERBEE TVD*. Estes esquemas estão descritos com detalhe no capítulo 2.2.2.

O aerofólio a ser estudado é o NACA0018, o qual será usado em simulações de baixo número de Reynolds e baixos ângulos de ataque. Concluídas as simulações serão retirados os coeficientes de sustentação e de arrasto para diversos ângulos de ataque. Os

resultados retirados são depois usados na comparação com dados experimentais obtidos em condições semelhantes às simuladas.

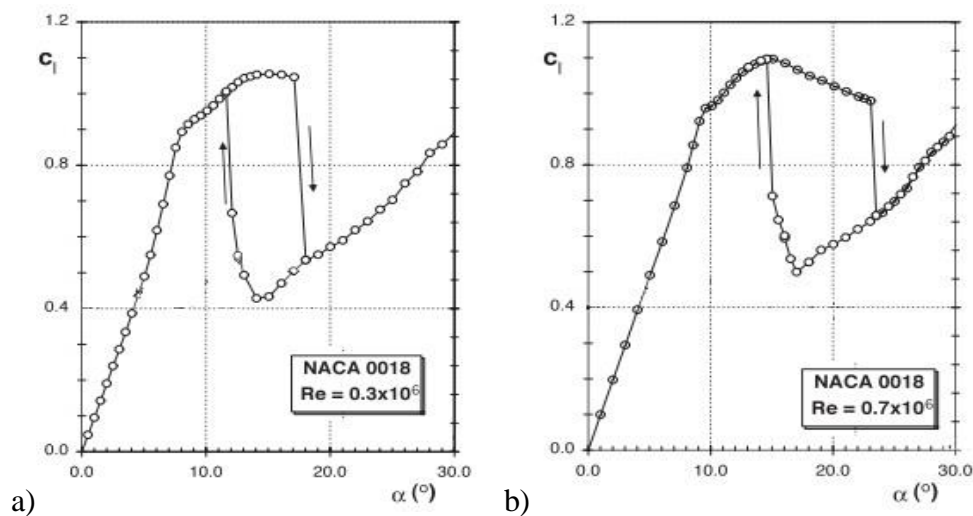
Como objetivo complementar serão analisados os resultados calculados para elevados ângulos de ataque, usando o esquema de advecção que apresente melhores resultados no primeiro objetivo. O procedimento a usar será igual ao enunciado no parágrafo anterior.

De modo a enquadrar os resultados produzidos será previamente feita uma introdução a alguns conceitos abordados, nomeadamente no domínio da mecânica dos fluidos e da modelação numérica.

### **1.3. Revisão Bibliográfica**

Desde o início da sua criação que a modelação numérica de fluidos tem tido uma evolução enorme, existindo hoje uma infinidade de aplicações. Outra área que recentemente registou um grande crescimento é o estudo das turbinas Darrieus, e, conseqüentemente, dos seus aerofólios. Neste subcapítulo é feito um resumo dos trabalhos, em ambas as áreas, mais relevantes para a elaboração desta dissertação.

Em relação aos estudos experimentais com o aerofólio NACA0018 destacam-se os trabalhos efetuados por (Timmer, 2008) e (Du, Berson, & Dominy, 2014). Em ambos são estudados os coeficientes de sustentação e arrasto para vários ângulos de ataque e usando diversos números de Reynolds. Em (Timmer, 2008) é feito um estudo bidimensional das características do aerofólio para Reynolds entre  $1,5 \times 10^5$  e  $1 \times 10^6$ . Os ângulos de ataque analisados variam entre  $0^\circ$  e  $30^\circ$ . Uma situação interessante descrita neste trabalho foi o captar a existência de ciclos de histerese em ângulos subsequentes ao ângulo de perda (*stall angle*, na literatura inglesa). Na Figura 1.4 ilustra-se esse efeito no coeficiente de sustentação em diferentes Reynolds.



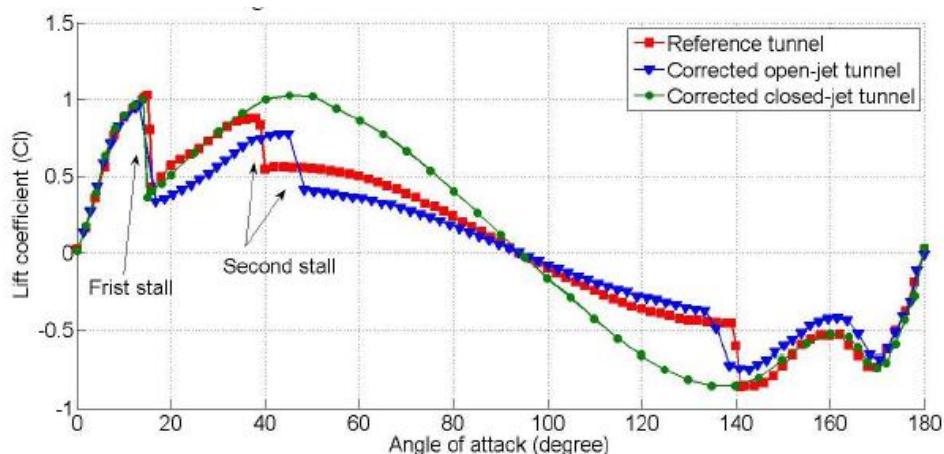
**Figura 1.4** Coeficiente de sustentação em função do ângulo de ataque exibindo histerese. Fonte: (Timmer, 2008).

Ao aumento do número de Reynolds dos ensaios corresponde um aumento do intervalo de ângulos em que ocorre histerese. A par do incremento deste intervalo, ocorre também um aumento do ângulo em que ocorre a perda de sustentação e do coeficiente de sustentação máximo. Inversamente, o coeficiente de arrasto sofre uma diminuição com o aumento do número de Reynolds.

No artigo de (Du et al., 2014) também é feito o estudo para vários Reynolds, no entanto, para valores menores pois o intervalo varia entre  $0,6 \times 10^5 \leq Re \leq 1,4 \times 10^5$ . Este trabalho destaca-se pelo uso de três configurações diferentes de túnel de vento para o estudo das propriedades aerodinâmicas e pelo intervalo de ângulos de ataque analisados, neste caso, entre  $0^\circ$  e  $180^\circ$ , pois a turbina está sujeita a ventos de todas as direções. Nas duas primeiras configurações é usado o mesmo túnel, com uma secção quadrada de  $460\text{mm}$  de lado, o qual tem um rácio aerofólio/túnel máximo de 0,28. As duas configurações distinguem-se pelo formato da secção de testes. Na configuração *closed-jet* o túnel encontra-se completamente fechado, já na *open-jet* as paredes superior e inferior são removidas. De modo a recriar uma situação real para testar a fiabilidade das correções do efeito de blocagem é também usado um túnel com uma secção de  $1,2\text{m} \times 1,8\text{m}$  com um rácio aerofólio/túnel mínimo de apenas 0,072.

Neste artigo é descrita a existência de um segundo ângulo de perda de sustentação (*second stall*) para as configurações *open-jet* e *reference tunnel*. Este fenómeno pode ser observado na Figura 1.5.

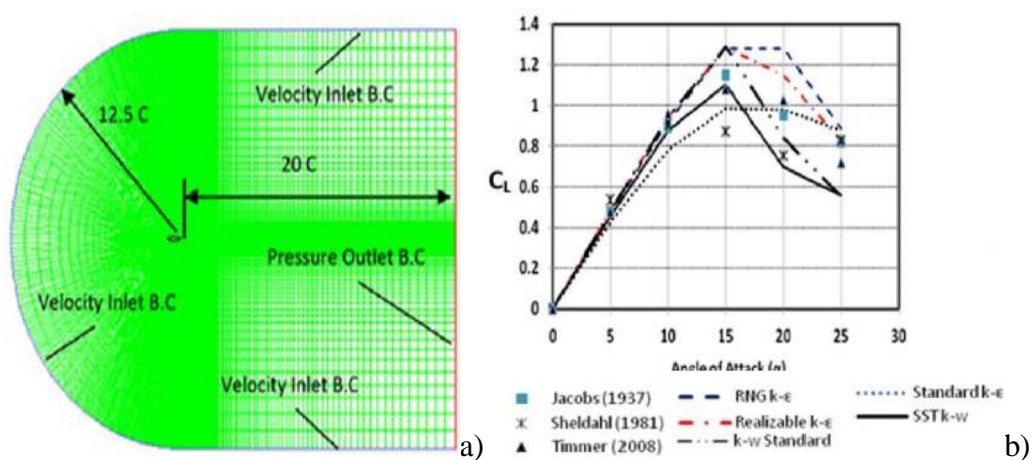




**Figura 1.5** Dados obtidos nos três túneis com as correções de bloqueio aplicadas. Fonte: (Du et al., 2014)

O artigo termina concluindo que as correções de bloqueio apresentam bons resultados até à primeira perda de sustentação, mas a partir desse ângulo os dados corrigidos não voltam a corresponder ao *reference tunnel*.

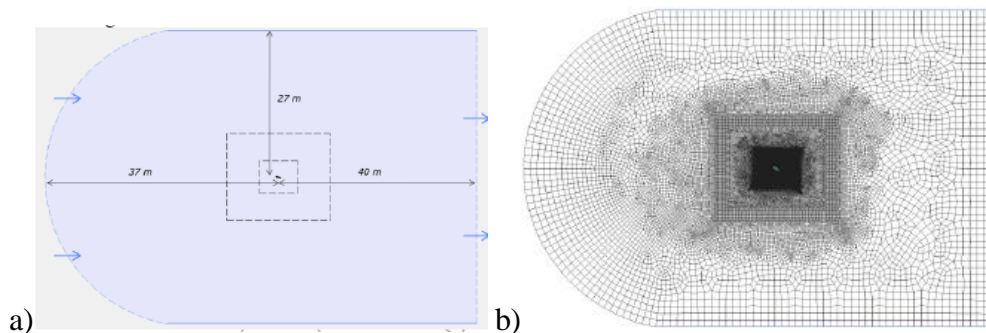
Em relação os trabalhos na área da modelação numérica começa-se por referir o artigo (Hassan, Hassan, & Youssef, 2014) onde são analisados cinco modelos de turbulência de duas equações, designadamente: *Standard*, *Realizable* e *RNG k-ε*, *k-ω* e *SST*. O intervalo de Reynolds estudado é de  $3 \times 10^5 < Re < 10^6$  para ângulos de ataque que variam de  $0^\circ < \alpha < 25^\circ$ . O aerofólio usado é o NACA0018. A malha utilizada é composta por retângulos perfazendo um total de 82500 pontos, com refinamento junto à superfície do aerofólio. A geometria da malha, domínio computacional e condições de fronteira estão demonstradas Figura 1.6 a.



**Figura 1.6 a)** Domínio computacional, condições de fronteira e geometria da malha em torno do aerofólio  
**b)** Comparação entre os coeficientes de sustentação previstos usando os modelos de turbulência com os dados experimentais para um  $Re=5 \times 10^5$ . Fonte: (Hassan et al., 2014)

Os dados obtidos são comparados com dados experimentais de (Jacobs & Sherman, 1937), (Shedahl, R. E., and Klimas, 1981), (Timmer, 2008) para inferir a precisão dos modelos aplicados. O artigo termina concluindo que o modelo apresenta melhores resultados é o *SST*, **independentemente** do número de Reynolds. A Figura 1.6 exemplifica o coeficiente de sustentação em função do ângulo de ataque para um  $Re = 5 \times 10^5$ , onde figuram os dados simulados e experimentais. Nesta figura é possível observar a diferença de precisão do modelo *SST* para os restantes.

No artigo desenvolvido por (Lopes & Ale, 2014) é estudada a influência do esquema de advecção e do modelo de turbulência nos coeficientes de sustentação e de arrasto simulados pelo programa EasyCFD\_G para o escoamento em torno do aerofólio NACA0012. Os modelos de turbulência usados são o  $k-\varepsilon$  e *SST* e os esquemas de advecção são o *Hybrid* e *QUICK*. São feitas simulações para números Reynolds de  $6 \times 10^6$  e  $7 \times 10^5$ , com ângulos de ataque a variar entre  $0^\circ < \alpha < 20^\circ$  e  $0^\circ < \alpha < 90^\circ$ , respectivamente. O domínio computacional é de grandes dimensões para evitar interferências da fronteira e nas paredes laterais é aplicada uma condição não aderência. A malha é constituída por aproximadamente 130000 volumes de controlo, sendo refinada junto ao aerofólio (Figura 1.7).



**Figura 1.7** Domínio computacional (a) e malha (b). Fonte: (Lopes & Ale, 2014)

Os resultados das simulações mostram que, até à separação do escoamento, ambos os modelos de turbulência e esquemas de advecção apresentam bons resultados. Após este ponto os dados simulados dispersam em comparação com os experimentais, com o artigo a referir a dificuldade em obter dados experimentais fiáveis devido ao comportamento 3D do escoamento nesta zona. Para ângulos de ataque superiores a  $20^\circ$  o escoamento tem um comportamento transiente, com os coeficientes de sustentação e arrasto a exibir oscilações periódicas. Na Figura 1.8 ilustra-se a relação entre o coeficiente de sustentação e

o coeficiente de arrasto, onde é possível concluir que o modelo de turbulência *SST* e o esquema *QUICK* apresentam os melhores resultados.

Na simulação do intervalo  $0^\circ \leq \alpha \leq 90^\circ$  é usado o modelo *SST* e o esquema *QUICK*. Os dados obtidos mostram boa concordância entre a simulação e os dados experimentais até à sustentação mínima registada após a separação. Para ângulos entre  $30^\circ \leq \alpha \leq 70^\circ$  observa-se uma sobrestimação dos dados simulados (Figura 1.9 a), no entanto, a razão entre coeficiente concorda com os dados experimentais (Figura 1.9b), que permite inferir que o arrasto é igualmente sobrestimado. A metodologia seguida neste artigo é usada como base nesta dissertação.

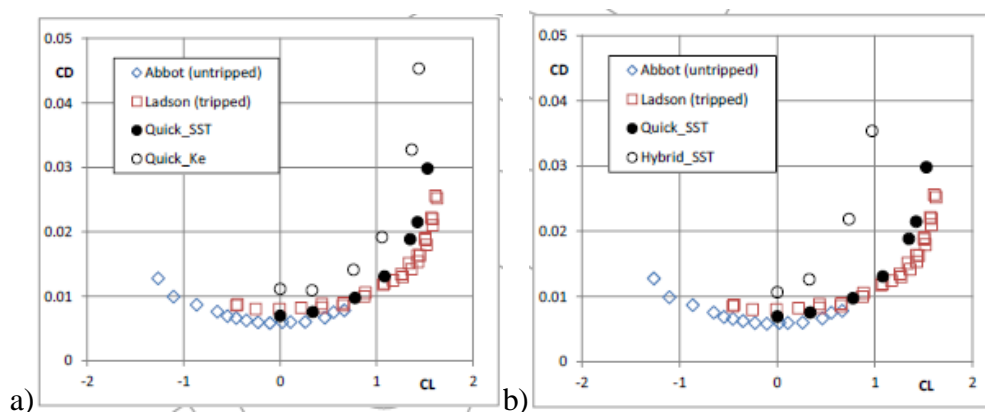


Figura 1.8 CL vs CD para (a) modelo de turbulência e (b) esquema de advecção. Fonte:(Lopes & Ale, 2014)

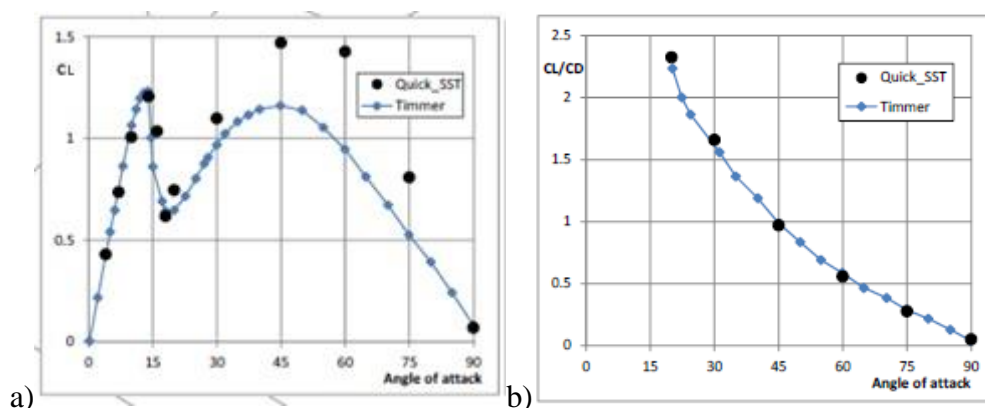
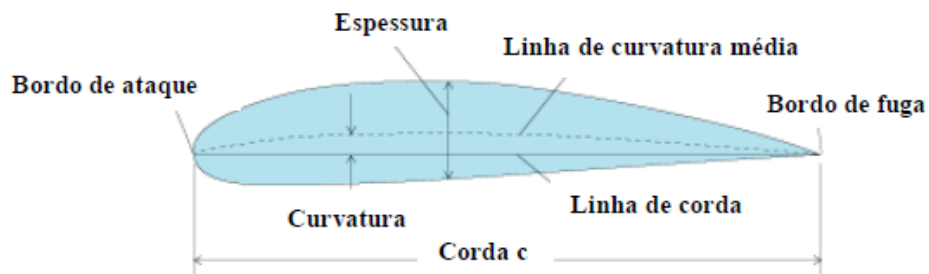


Figura 1.9 Ângulo de ataque vs (a) CL e (b) rácio entre coeficiente de sustentação e arrasto. Fonte:(Lopes & Ale, 2014)

## 1.4. Terminologia dos Aerofólios

Um aerófilo corresponde ao corte da asa de um avião ou de uma pá de uma turbina eólica. No geral, a sua forma tem como objetivo gerar a máxima força de sustentação

para a menor força de resistência à passagem do escoamento possível. Uma geometria típica de um aerofólio e correspondente nomenclatura das diferentes secções encontra-se na Figura 1.10.



**Figura 1.10** Representação e nomenclatura de um aerofólio

A linha de curvatura média, como o próprio nome indica, encontra-se sempre à mesma distância entre a superfície superior e inferior. O perfil desta curva define o formato do aerofólio. O bordo de ataque e bordo de fuga indicam, respetivamente, a parte anterior e posterior do perfil. A distância entre estes pontos denomina-se corda,  $c$ , e é a medida usada em todos os cálculos que envolvam as dimensões do aerofólio. A curvatura relaciona as duas linhas previamente mencionadas, sendo este termo nulo em perfis simétricos. O termo espessura indica a distância máxima entre a superfície superior e a superfície inferior.

As séries de perfis NACA foram criadas pelo *National Advisory Committee for Aeronautics* (NACA) na primeira metade do Séc. XX nos Estados Unidos da América. A título de curiosidade, esta instituição é percussora da atual *National Aeronautics and Space Administration*, NASA. De acordo com estas séries, o perfil é descrito por um conjunto de números precedidos do termo NACA. A quantidade de números precedidos pelo termo NACA indicam a complexidade da geometria do aerofólio.

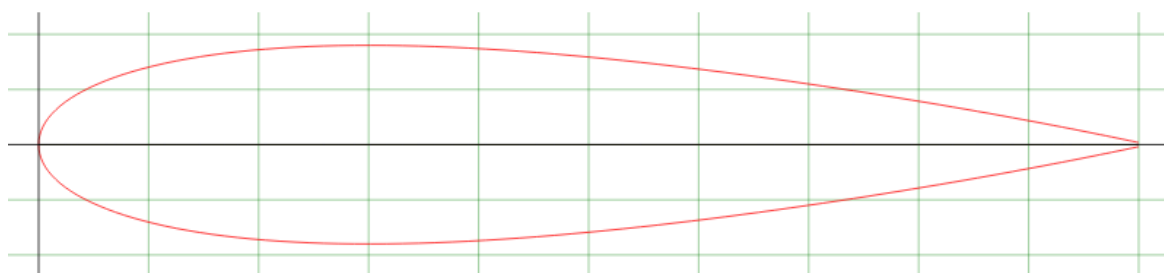
Na presente dissertação é usado um perfil pertencente à serie de 4 dígitos. O seu sistema de numeração é definido por NACA MPXX, onde:

- XX é a espessura máxima do aerofólio, expressa em percentagem da corda;
- M indica a curvatura máxima, também em percentagem da corda;
- P localiza, em décimas da corda, a posição da curvatura máxima.

Tomando o perfil NACA 4415 como exemplo, ilustrado na Figura 1.10, é possível descrevê-lo, em função da corda, como tendo uma espessura máxima de 15% e uma curvatura máxima, localizada a quatro décimas do bordo de ataque, de 4%.

Em (“AirfoilTools,” 2015) é possível consultar as fórmulas usadas para definir a forma do perfil, tomando como dados iniciais os parâmetros acima indicados. Este sítio da internet fornece também a função de gerar os aerofólios, em conjunto com as suas coordenadas.

Ao analisar o aerofólio NACA 0018 conclui-se que sua curvatura é nula, ou seja, simétrico, e tem uma espessura máxima de 18% da corda. Recorrendo a (“AirfoilTools,” 2015) obtém-se a representação da Figura 1.11:



**Figura 1.11** Perfil NACA0018. Fonte: (“AirfoilTools,” 2015)



## 2. FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA

Neste capítulo são introduzidos os conceitos fundamentais ao desenvolvimento desta dissertação. Estes conceitos centram-se em duas matérias principais: escoamentos em torno de aerofólios e modelação numérica de fluidos, ambas enquadradas na mecânica dos fluidos. Inicialmente são introduzidos alguns dos conceitos gerais da mecânica dos fluidos que ajudam a compreender o comportamento dos escoamentos em torno de perfis alares. Estes conceitos foram consultados em (Oliveira & Lopes, 2012). São estes os tópicos integrantes do primeiro subcapítulo. No segundo subcapítulo são abordados os conceitos e formulações relacionados com a modelação numérica.

### 2.1. Mecânica dos Fluidos

#### 2.1.1. Compressibilidade e densidade de um fluido

A compressibilidade é uma característica inerente a todos os fluidos. A sua ação tem como consequência uma variação da massa volúmica ( $\rho$  [ $kg/m^3$ ]) do fluido, podendo esta ação dever-se a variações de temperatura ou pressão.

Em muitas aplicações práticas de engenharia é comum considerar os fluidos como incompressíveis, pois as variações na massa volúmica são muito pequenas, sendo consideradas desprezíveis. A prática habitual é desprezar a compressibilidade para números de Mach abaixo de 0,3. O Número de Mach é determinado da seguinte forma:

$$Ma = \frac{u}{a} \quad (2.1)$$

O termo  $a$  [ $m/s$ ] representa a velocidade do som no local e  $u$  [ $m/s$ ] a velocidade do escoamento. Considerando que a velocidade do som tem um valor próximo de 340 m/s, a compressibilidade torna-se desprezável para velocidades abaixo de aproximadamente 102 m/s. Uma vez que as velocidades em causa ao longo deste trabalho são mais baixas do que este valor é aceitável assumir o escoamento como incompressível. Para uma temperatura de 25°C e pressão de 1 atm o valor assumido pelo EasyCFD\_G para a massa volúmica é:

$$\rho = 1.1884 \text{ kg/m}^3$$

### 2.1.2. Camada limite

A camada limite é uma região próxima da parede de um escoamento. Mas antes de prosseguir, convém explicar a propriedade dos fluidos responsáveis por este efeito: a viscosidade. Esta propriedade é característica de todos os fluidos e pode ser descrita como a resistência do fluido à velocidade da sua deformação. Por sua vez, essa resistência tem origem no atrito entre as próprias moléculas do fluido. Fisicamente, esta propriedade denomina-se viscosidade dinâmica, e é representada pela letra grega  $\mu$ . Em muitos fluidos, denominados fluido newtonianos, como é o caso do ar, a viscosidade dinâmica age como constante de proporcionalidade entre o gradiente de velocidade ( $du/dy$ ) e a tensão tangencial,  $\tau$  [ $N/m^2$ ]:

$$\tau = \mu \frac{du}{dy} \quad (2.2)$$

Existe, no entanto, outra forma de representar a viscosidade, designada viscosidade cinemática,  $\nu$  [ $m^2/s$ ], obtida a partir da viscosidade dinâmica pela seguinte relação:

$$\nu = \frac{\mu}{\rho} \quad (2.3)$$

Para fluidos incompressíveis e isotérmicos os valores da viscosidade mantêm-se inalterados. O valor da viscosidade cinemática do ar inicialmente assumido pelo EasyCFD\_G para a pressão de 1atm e uma temperatura de 25°C é:

$$\mu = 1,824 \times 10^{-5} \text{ N.s/m}^2$$

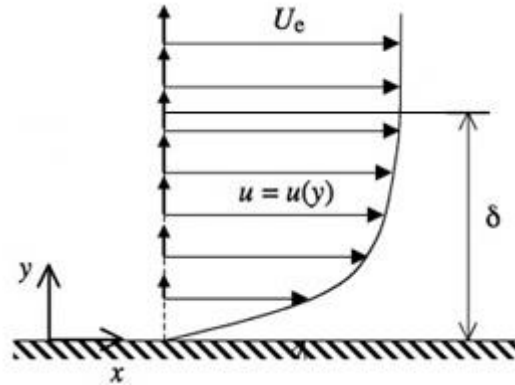
Considerando a densidade indicada no capítulo anterior obtém-se a seguinte viscosidade cinemática:

$$\nu = 1,535 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$$

Devido ao atrito entre o escoamento e a parede, a camada de fluido adjacente à parede adquire a velocidade desta, ou seja, caso a parede esteja parada a camada junto à parede também estará parada, condição denominada de aderência parietal. No entanto, em zonas afastadas da parede, o fluido terá a velocidade do escoamento, a zona de transição entre a velocidade na parede e a velocidade do escoamento é designada camada limite. Dentro desta camada a tensão de atrito viscoso é fortemente sentida, o que conduz à



existência de um gradiente de velocidades decrescente com o aumento da distância à parede, ilustrado na Figura 2.1.



**Figura 2.1** Distribuição de velocidades junto à parede. Fonte: aerospaceengineeringblog.com.

O termo  $\delta$  indica altura da camada limite, sendo esta altura definida como o valor de  $y$  para o qual  $u(y) = 0,99U_c$ . Uma vez fora da camada limite, considera-se que o escoamento tem gradiente de velocidades nulo, ao que corresponde, de acordo com a equação (2.2), uma tensão de atrito viscoso nula. O escoamento nestas condições comporta-se como se fosse invíscido e denomina-se escoamento potencial. Estas condições não significam que a viscosidade seja nula - apenas indicam que a viscosidade não altera o perfil de velocidades.

O parâmetro que permite relacionar as forças viscosas com as forças de inercia designa-se por número de Reynolds, e traduz-se na seguinte expressão adimensional:

$$Re = \frac{UL}{\nu} \quad (2.4)$$

Considera-se que, para escoamentos livres, a transição entre regime laminar e turbulento se dá para valores na ordem de  $Re = 10^5$ .

### 2.1.2.1. Separação da camada limite

Ao enunciar a teoria da camada limite é pressuposto que o escoamento potencial tem velocidade positiva no sentido do eixo do  $x$  e que o gradiente de pressões ao longo do escoamento é nulo ou negativo. No entanto, caso o gradiente de pressões ao longo do eixo do  $x$  seja positivo, a pressão cresce ao longo do escoamento, contrariando o deslocamento do fluido. Este gradiente associado ao efeito da viscosidade desacelera o fluido junto à parede, podendo pará-lo ou mesmo inverter o seu sentido de deslocamento. Quando o fluido

da camada limite a montante encontra esta “barreira” é obrigado a contorná-la, provocando, assim, a separação da camada limite. O escoamento a jusante deste ponto caracteriza-se pela elevada existência de turbilhões e conseqüente dissipação da energia do escoamento o que, por fim, leva a uma redução da pressão em relação à que existiria na ausência de separação. Na Figura 2.2 estão demonstradas a sucessivas fases desde o aumento de pressão a jusante até à separação.

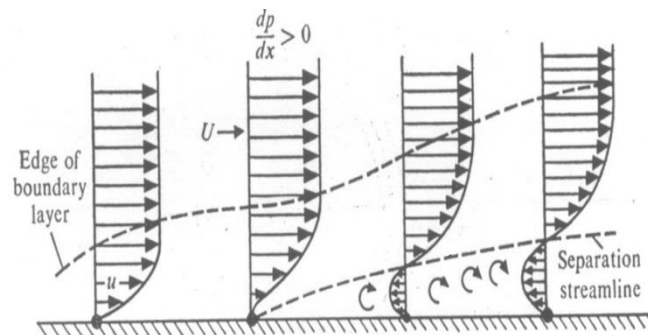


Figura 2.2 Fases da separação da camada limite. Fonte: aerospaceengineeringblog.com.

### 2.1.3. Escoamento em torno de um aerofólio

Um aerofólio tem como propósito modificar a direção de um escoamento com a máxima eficiência, ou seja, aproveitar da melhor forma a força resultante da passagem do fluido na sua superfície. Esta força resultante,  $R$ , é decomposta em duas componentes, uma normal ao escoamento incidente e outra tangente, designando-se, respetivamente, por força de sustentação,  $L$ , e força de arrasto,  $D$  (as letras  $L$  e  $D$  provêm dos termos *Lift* e *Drag*, originais da literatura inglesa, e correspondentes a sustentação e arrasto em português). A decomposição das forças aplicadas num perfil alar é exibida na Figura 2.3, onde é também ilustrado o efeito que a presença do aerofólio tem nas linhas de corrente.

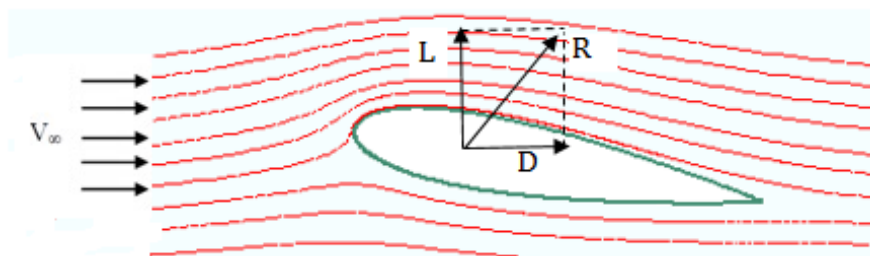


Figura 2.3 Representação das forças num aerofólio. Fonte: EasyCFD\_G.

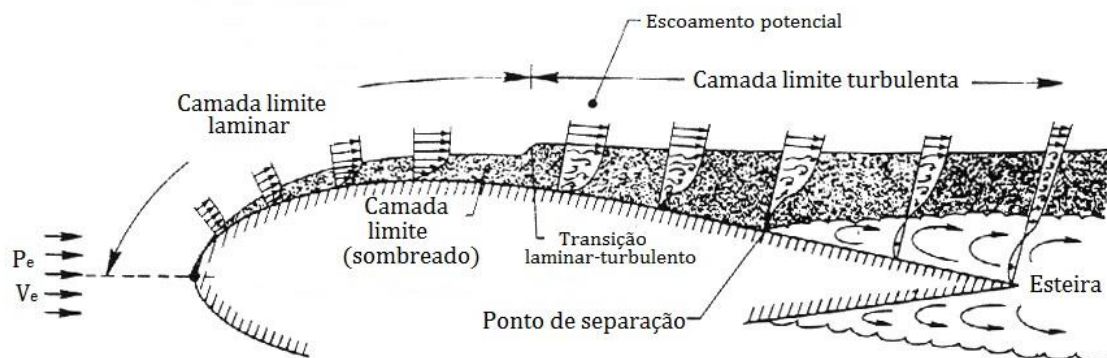
A força de sustentação,  $L$ , provém sobretudo da diferença de pressões entre a face superior e a inferior, gerada pela passagem do escoamento em torno do aerofólio.

A força de arrasto tem duas origens, arrasto de atrito,  $D_f$ , provocada pela viscosidade do fluido e arrasto de pressão,  $D_p$ , devido à forma do corpo. O arrasto total é:

$$D = D_f + D_p \quad (2.5)$$

O arrasto de atrito é criado pela camada limite, pois o escoamento tem de vencer a tensão tangencial,  $\tau$ , criada pela viscosidade do fluido. Quando se dá a separação da camada limite este efeito é bastante diminuto, por vezes desprezável.

O aparecimento da separação da camada limite implica a existência de uma zona com baixa pressão a jusante desse ponto, denominada de esteira. Essa zona de baixa pressão é responsável pelo arrasto de pressão. Na Figura 2.4 está ilustrado o desenvolvimento da camada limite e sua separação em torno de um aerofólio paralelo ao escoamento:



**Figura 2.4** Evolução do escoamento em torno de um aerofólio com incidência nula. Fonte: <http://aerospaceengineeringblog.com/>

É possível observar na Figura 2.4 uma das principais características de um aerofólio, a esteira é formada perto do bordo de fuga, levando à formação de uma esteira pequena, e assim a um menor arrasto de pressão.

#### 2.1.4. Coeficientes Adimensionais

Em mecânica dos fluidos, ou qualquer outra área, não é exequível testar ou simular todas as situações possíveis e, como tal, é necessário recorrer a estratégias que possibilitem generalizar resultados. Para tal, nesta área, aplica-se a lei da semelhança de modo a obter resultados independentes das dimensões, ou seja, adimensionais. No caso dos perfis alares, a adimensionalização torna viável a comparação entre dados obtidos para todos

os perfis de uma mesma família, independentemente da corda ou velocidade e densidade do escoamento.

À adimensionalização da força de sustentação corresponde o seguinte coeficiente:

$$CL = \frac{L}{\frac{1}{2}\rho AU_e^2} \quad (2.6)$$

A adimensionalização da força de arrasto tem a seguinte expressão:

$$CD = \frac{D}{\frac{1}{2}\rho AU_e^2} \quad (2.7)$$

Para o caso bidimensional considera-se a profundidade unitária, correspondendo a:  $A = c \times 1$ .

## 2.2. Modelação Numérica

### 2.2.1. Equações de Transporte

#### 2.2.1.1. Equação Geral

Para uma dada variável  $\phi$ , a equação geral da conservação pode ser apresentada da seguinte forma, num sistema de coordenadas cartesianas e notação tensorial:

$$\frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \rho u_j \phi - \Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial x_j} \right) = S_\phi \quad (2.8)$$

Na equação (2.8), tal como nas seguintes,  $\rho$  [ $kg/m^3$ ] representa a massa volúmica,  $u_j$  [ $m/s$ ] é a velocidade ao longo da direcção indicada por  $j$ ,  $t$  [ $s$ ] o tempo,  $\Gamma$  o coeficiente de difusão da propriedade  $\phi$  e  $S_\phi$  indica a taxa de geração de  $\phi$  por unidade de volume. Na forma bidimensional, adotando o sistema de coordenadas  $x$  e  $z$ , o índice  $j$  é decomposto nas componentes ao longos dos eixos das coordenadas, de modo que a equação (2.8) adota a seguinte forma:

$$\frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u \phi) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho w \phi) = \frac{\partial}{\partial x} \left( \Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial z} \right) + S_\phi \quad (2.9)$$

onde  $u_j$  passa a  $u$  e  $w$  [ $m/s$ ], que representam a velocidade ao longo dos eixos horizontal  $x$  [ $m$ ] e vertical  $z$  [ $m$ ], respectivamente. Cada termo da equação (2.9) tem o seguinte significado:

$$\frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t} \rightarrow \text{Taxa de variação local (transiente)}$$

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho u\phi) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho w\phi) \rightarrow \text{Advecção}$$

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(\Gamma_\phi \frac{\partial\phi}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(\Gamma_\phi \frac{\partial\phi}{\partial z}\right) \rightarrow \text{Difusão}$$

$$S_\phi \rightarrow \text{Fonte/poço}$$

Dependendo do significado atribuído ao termo  $\phi$  a equação geral da conservação pode ter diversos significados, demonstrado de seguida.

### 2.2.1.2. Equação de conservação da quantidade de movimento

No caso de  $\phi$  representar a variável velocidade, a equação geral de conservação transforma-se na equação de conservação da quantidade de movimento, também conhecida como equação de Navier-Stokes. De acordo com (Lopes, 2013) num plano 2D podem ser expressadas da seguinte forma:

Componente Horizontal:

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u^2) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho wu) \\ = \frac{\partial}{\partial x}\left[\Gamma\left(2\frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3}div\vec{V}\right)\right] + \frac{\partial}{\partial z}\left[\Gamma\left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x}\right)\right] - \frac{\partial p}{\partial x} \end{aligned} \quad (2.10)$$

Componente Vertical:

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho w)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho uw) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho w^2) \\ = \frac{\partial}{\partial z}\left[\Gamma\left(2\frac{\partial w}{\partial z} - \frac{2}{3}div\vec{V}\right)\right] + \frac{\partial}{\partial x}\left[\Gamma\left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x}\right)\right] - \frac{\partial p}{\partial z} + I \end{aligned} \quad (2.11)$$

onde  $p$  [ $N/m^2$ ] refere-se à pressão,  $k$  [ $m^2/s^2$ ] é a energia cinética da turbulência e, por fim,  $I$  diz respeito às forças de impulsão. Neste caso o coeficiente de difusão,  $\Gamma$ , é dado pela seguinte expressão:

$$\Gamma = \mu + \mu_t \quad (2.12)$$

onde  $\mu$  é a viscosidade dinâmica e  $\mu_t$  a viscosidade turbulenta.

### 2.2.1.3. Equação da continuidade

Caso se atribua, na equação geral da conservação, o valor de 1 a  $\phi$ , esta passa a representar a equação da continuidade, também conhecida por equação de conservação da massa. Pode ser descrita da seguinte modo:

$$\frac{\partial(\rho)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho w) = 0 \quad (2.13)$$

### 2.2.2. Modelos de Turbulência

As propriedades de um escoamento turbulento são inconstantes ao longo do tempo, sendo impossível calcular as suas propriedades instantâneas com os recursos atuais. No entanto é possível calcular a sua média ao longo do tempo. Para fazê-lo recorre-se à decomposição de Reynolds:

$$\hat{\phi} = \phi + \phi' \quad (2.14)$$

onde  $\hat{\phi}$  é o valor instantâneo,  $\phi$  o valor médio e  $\phi'$  a diferença entre os dois, designado por flutuação.

A aplicação desta decomposição às equações de Navier-Stokes permite a sua resolução, denominando-se por RANS (Reynolds Averaged Navier-Stokes). Como consequência da aplicação deste método surgem termos extra, como por exemplo a terceira parcela da equação de Navier-Stokes que se transforma em:

$$\rho \overline{w'u} = \rho \overline{w} \overline{u} + \overline{\rho w' u'} \quad (2.15)$$

Analisando o último termo da equação anterior pode verificar-se que tem as dimensões de uma tensão e portanto pode ser expresso como o produto da viscosidade turbulenta pelo gradiente de velocidade média, como acontece no caso de viscosidade laminar. Esta aproximação é designa-se por hipótese de Boussinesq. Para determinar a viscosidade turbulenta utilizam-se modelos de turbulência, sendo nesta dissertação usado o modelos de duas equações: *SST* (*Shear-Stress-Transport*). Nos subcapítulos seguintes são descritos os modelos *k-ε* e *SST*, a introdução de *k-ε* deve-se ao facto de este modelo ser parte integrante do modelo *SST*. Estes modelos encontram-se entre os mais amplamente utilizados.

### 2.2.2.1. Modelo k-ε

Este modelo é definido pelas equações de transporte da energia cinética turbulenta ( $k$ ) e pela sua taxa de dissipação ( $\varepsilon$ ). Como foi referido anteriormente, este modelo é aplicado partindo do pressuposto que o escoamento é totalmente turbulento. A viscosidade turbulenta é dada pela seguinte equação:

$$\mu_t = C_\mu \frac{\rho k^2}{\varepsilon} \quad (2.16)$$

As equações da energia cinética turbulenta, e da sua taxa de dissipação, descritas em (Launder, B. E.; Spalding, 1972), (Launder & Spalding, 1974), (Djilali, Gartshore, & Salcudean, 1989), são as seguintes:

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u k) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho w k) \\ = \frac{\partial}{\partial x} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial z} \right] + P_k - \rho \varepsilon \end{aligned} \quad (2.17)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho \varepsilon)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho w \varepsilon) \\ = \frac{\partial}{\partial x} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} \right] + \frac{\varepsilon}{k} (C_1 P_k - C_2 \rho \varepsilon) \end{aligned} \quad (2.18)$$

O termo  $P_k$  representa a taxa de produção de energia cinética turbulenta em função dos gradientes de velocidade médios.

$$P_k = \mu_t \left[ 2 \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + 2 \left( \frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 + \left( \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 \right] \quad (2.19)$$

Nas equações anteriores as constantes  $C_\mu$ ,  $\sigma_k$ ,  $\sigma_\varepsilon$ ,  $C_1$ ,  $C_2$ , adquirem os seguintes valores:

$$C_\mu = 0.09 \quad \sigma_k = 1.0 \quad \sigma_\varepsilon = 1.03 \quad C_1 = 1.44 \quad C_2 = 1.92$$

### 2.2.2.2. Modelo SST

Este modelo resulta de uma combinação entre o modelo k-ε e o modelo k-ω, de modo a aproveitar as qualidades de cada um e atenuar as suas desvantagens. O modelo k-ε destaca-se pelos bons resultados produzidos para a zona do escoamento totalmente desenvolvido, no entanto não modela a subcamada laminar junto à superfície e não consegue reproduzir o comportamento da camada limite turbulenta até à separação. O inverso acontece para o modelo k-ω, que, quando aplicado à modelação da subcamada laminar apresenta bons

resultados, porém, o mesmo não ocorre para o escoamento desenvolvido. O modelo k- $\omega$  e SST encontram-se descritos em (Menter, Kuntz, & Langtry, 2003).

Para determinar o peso de cada um dos métodos é usada a função  $F_1$ . Esta função varia consoante a distância à parede, para distâncias elevadas o valor de  $F_1$  é nulo, o que corresponde à utilização plena do modelo k- $\epsilon$ . À medida que a distância diminui, a função  $F_1$  assegura uma transição suave entre o modelo k- $\epsilon$  e o modelo k- $\omega$ .

Assim, para um escoamento totalmente desenvolvido, usa-se o primeiro modelo e, para a camada limite, o segundo. Na zona de transição aplicam-se os dois modelos variando o seu peso em uma função de  $F_1$ , descrita mais a frente.

As equações de transporte são as seguintes:

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u k) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho \omega k) \\ = \overline{P_k} - \beta^* \rho \omega k + \frac{\partial}{\partial x} \left[ \left( \mu + \sigma_k \mu_t \right) \frac{\partial k}{\partial x} \right] \\ + \frac{\partial}{\partial z} \left[ \left( \mu + \sigma_k \mu_t \right) \frac{\partial k}{\partial z} \right] \end{aligned} \quad (2.20)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u \omega)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho \omega k)}{\partial z} \\ = \frac{\partial}{\partial x} \left[ \left( \mu + \sigma_\omega \mu_t \right) \frac{\partial \omega}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[ \left( \mu + \sigma_\omega \mu_t \right) \frac{\partial \omega}{\partial z} \right] + a \frac{\omega}{k} \overline{P_k} \\ - \beta^* \rho \omega^2 + 2(1 - F_1) \frac{\rho \sigma_{\omega 2}}{\omega} \left( \frac{\partial k}{\partial x} \frac{\partial \omega}{\partial x} + \frac{\partial k}{\partial z} \frac{\partial \omega}{\partial z} \right) \end{aligned} \quad (2.21)$$

A variável  $\omega$  [ $s^{-1}$ ] expressa a frequência de dissipação da energia cinética turbulenta.

O coeficiente  $\overline{P_k}$  é limitado de forma a impedir o excesso de turbulência em zonas estagnadas, de forma a que:

$$\overline{P_k} = \min(P_k; 10\beta^* \rho k \omega) \quad (2.22)$$

A função  $F_1$  é dada por:

$$F_1 = \tanh \left( \left[ \min \left( \max \left[ \frac{\sqrt{k}}{\beta^* \omega y}; \frac{500\nu}{y^2 \omega} \right]; \frac{4\rho \sigma_{\omega 2} k}{CD_{kw} y^2} \right) \right]^4 \right) \quad (2.23)$$

sendo:



$$CD_{kw} = \max\left(2\rho\sigma_{w2}\frac{1}{w}\frac{\partial k}{\partial x_j}\frac{\partial \omega}{\partial x_j}, 10^{-10}\right) \quad (2.24)$$

onde  $y$  representa a distância à parede e  $\nu$  a viscosidade cinemática linear. O valor de  $F_1$  é zero longe da parede e atinge o máximo de um dentro da camada limite, com uma transição suave baseada no valor de  $y$

A viscosidade turbulenta é dada pela seguinte fórmula:

$$\nu_t = \frac{a_1 k}{\max(a_1 \omega; SF_2)} \quad (2.25)$$

Para obter  $S$  e  $F_2$ :

$$S = \sqrt{S_{ij}S_{ij}} ; S_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right) \quad (2.26)$$

$$F_2 = \tanh\left(\left(\max\left[\frac{\sqrt{k}}{\beta^* \omega y}; \frac{500\nu}{y^2 \omega}\right]\right)^2\right) \quad (2.27)$$

Os valores das constantes são calculados através da combinação entre os modelos  $k-\varepsilon$  e  $k-\omega$  e o peso de cada um dos modelos, na constante, é calculado através da seguinte expressão:

$$\alpha = F_1 \alpha_1 + (1 - F_1) \alpha_2 \quad (2.28)$$

As constantes são as seguintes:

$$\alpha_1 = 5/9 \quad \beta_1 = 3/40 \quad \sigma_{k1} = 0,85 \quad \sigma_{\omega1} = 0,5$$

$$\alpha_2 = 0,44 \quad \beta_2 = 0,0828 \quad \sigma_{k2} = 1 \quad \sigma_{\omega2} = 0,856$$

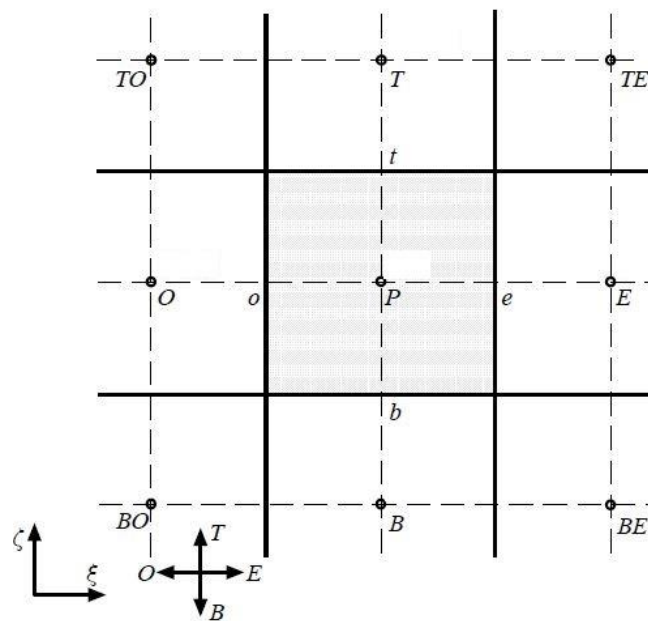
$$\beta^* = 0,09$$

### 2.2.1. Discretização

O processo de discretização consiste em transformar um domínio contínuo numa sucessão de unidades individuais interligadas que, em conjunto, equivalem ao domínio contínuo. Desta forma, as equações de transporte são aplicadas a unidades individuais em vez de ao domínio total. Assim, equações diferenciais, previamente irresolúveis, são transformadas em equações algébricas para as quais é possível calcular a solução. As unidades individuais do domínio temporal denominam-se instantes e as do domínio espacial de volumes de controlo, abreviando VC. De seguida, o método numérico procede à resolução

de um número finito de equações que dependem do instante e da localização do volume de controlo.

Uma das técnicas de discretização de espaços 2D é criar uma malha composta por quadriláteros. Os pontos de interseção das linhas denominam-se por nós de malha e é nesses locais que o valor de uma propriedade  $\phi$  é calculado. O espaçamento entre as linhas deve ser adaptado a cada caso, de modo a que junto à superfície da geometria em estudo exista uma maior densidade de pontos. Os volumes de controlo (VC) são os retângulos formados pelas linhas a cheio exibidas na Figura 2.5, as linhas a tracejado representam a malha, as letras maiúsculas denominam o volume de controlo e as minúsculas a fronteira.



**Figura 2.5** Exemplo de um Volume de Controlo e respetiva vizinhança. Fonte: (Lopes, 2013)

A equação geral de transporte, adaptada para o sistema de coordenadas usado pelo EasyCFD\_G e após a sua discretização espacial com posterior integração ao VC exemplificado na Figura 2.5, tem a seguinte forma:

$$\begin{aligned}
 J \frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t} + [F_e\phi_e - D_e(\phi_E - \phi_P)] - [F_o\phi_o - D_o(\phi_P - \phi_O)] \\
 + [F_t\phi_t - D_t(\phi_T - \phi_P)] - [F_b\phi_b - D_b(\phi_P - \phi_B)] \\
 = J(S_{1P} + S_{2P}\phi_P)
 \end{aligned} \tag{2.29}$$

Os termos identificados por  $F$  caracterizam o fluxo mássico através da fronteira indicada no seu índice, os termos identificados por  $D$  representam os coeficientes difusivos

nas fronteiras indicadas. A dedução da expressão e descrição detalhada de todos os termos pode ser consultada em (Lopes, 2013)

Uma vez que o tempo é uma variável de sentido único, a sua discretização consiste em dividir a variável em pequenos passos sucessivos. Os novos valores da propriedade  $\phi$  no instante  $t + \Delta t$  são obtidos a partir dos valores de  $\phi$  no instante  $t$ .

Após a integração, a equação geral adquire a seguinte forma:

$$a_p \phi_P = a_E \phi_E + a_O \phi_O + a_T \phi_T + a_B \phi_B + b \quad (2.30)$$

ou numa forma mais compacta:

$$a_p \phi_P = \sum a_{viz} \phi_{viz} + b \quad (2.31)$$

onde o índice *viz* identifica os vizinhos e o termo  $b$  representa as fontes e as variações temporais.

### 2.2.2. Esquemas de Advecção

Como foi dito anteriormente, o objetivo é agora calcular  $\phi$  na fronteira, em função de  $\phi_P$  e  $\phi_{viz}$ , do respetivo VC vizinho. Uma simples média aritmética não resolve o problema, pois num escoamento a propriedade  $\phi$  tende sempre para o valor mais a montante no escoamento. Assim se justifica a necessidade de empregar esquemas de advecção.

#### 2.2.2.1. Esquema *Upwind*

Este é o esquema com a formulação mais simples. Nele considera-se que o valor  $\phi$  na fronteira assume o valor que estiver a montante no escoamento, exemplificando para a fronteira  $e$ :

$$F_e > 0 \rightarrow \phi_e = \phi_P \quad (2.32)$$

$$F_e < 0 \rightarrow \phi_e = \phi_E \quad (2.33)$$

$$a_E = D_e + \llbracket -F_e, 0 \rrbracket \quad (2.34)$$

O mesmo processo se aplica para as outras fronteiras e respetivos VC vizinhos. Notar, também, que o operador  $\llbracket \rrbracket$  tem como função selecionar o maior termo no seu interior.

#### 2.2.2.2. Esquema *Hybrid*

Este esquema é o primeiro analisado nas simulações. A sua formulação para determinar os coeficientes é a seguinte:

$$a_E = D_e * \left[ \left[ 0, \left( 1 - \frac{0,1 * |F_e|^2}{D_e} \right) \right] \right] + 0.5 * \llbracket 0, -F_e \rrbracket \quad (2.35)$$

Tal como no caso anterior, para obter a formulação para as restantes fronteiras basta substituir o índice correspondente à fronteira e respetivo VC vizinho.

Os esquemas previamente apresentados podem ser consultados com mais detalhe em (Patankar, 1980).

### 2.2.2.3. Esquema QUICK

A formulação implementada pelo EasyCFD\_G resulta de uma combinação do esquema *Upwind* com um termo  $b_{quick}$ , que é adicionado ao termo fonte. A formulação completa pode ser consultada com detalhe em (Hayase, Humphrey, & Grief, 1992). A formulação matemática desse termo é a seguinte:

$$\begin{aligned} b_{quick} = & \frac{1}{8} \llbracket F_e, 0 \rrbracket (-\phi_O - 2\phi_P + 3\phi_E) - \frac{1}{8} \llbracket -F_e, 0 \rrbracket (3\phi_P - 2\phi_E - 3\phi_{EE}) \\ & + \frac{1}{8} \llbracket F_o, 0 \rrbracket (3\phi_O - 2\phi_P - \phi_E) \\ & - \frac{1}{8} \llbracket -F_o, 0 \rrbracket (-\phi_{OO} - 2\phi_O - 3\phi_P) \\ & + \frac{1}{8} \llbracket F_t, 0 \rrbracket (-\phi_P - 2\phi_T - 3\phi_T) \\ & - \frac{1}{8} \llbracket -F_t, 0 \rrbracket (3\phi_P - 2\phi_T - 3\phi_{TT}) \\ & + \frac{1}{8} \llbracket F_e, 0 \rrbracket (3\phi_B - 2\phi_P - \phi_T) \\ & - \frac{1}{8} \llbracket -F_b, 0 \rrbracket (-\phi_{BB} - 2\phi_B - 3\phi_P) \end{aligned} \quad (2.36)$$

Este esquema apresenta melhor precisão que os anteriormente apresentados, embora possam aparecer ligeiras subestimações e sobrestimações, que levam ao aparecimento de resultados desconexos da realidade.

### 2.2.2.4. Esquema HighRes SUPERBEE TVD

Os esquemas “Total Variation Diminishing” abreviadamente “TVD” foram desenvolvidos com o intuito de serem praticamente livres de oscilações. A sua total descrição pode ser consultada em (Versteeg & Malalasekera, 2007). No cálculo de  $\phi_f$  (propriedade na zona de fronteira) são considerados dois parâmetros que entram em conta com a difusão e anti-difusão:

$$\phi_f = \phi_c + 0,5\psi(r)(\phi_D - \phi_c) \quad (2.37)$$

O termo  $\psi(r)$  atua como limitador de fluxo e  $r$  quantifica a variação de  $\phi$ :

$$r = \frac{(\phi_c - \phi_U)}{(\phi_D - \phi_c)} \quad (2.38)$$

O índice  $U$  identifica o VC a montante,  $C$  o VC em causa e  $D$  o VC a jusante. Existem diversas formulações para o cálculo de  $\psi(r)$ , sendo nesta dissertação usada a *SUPERBEE*, com a seguinte forma:

$$\psi(r) = \max[0, \min(2r, 1), \min(r, 2)] \quad (2.39)$$

### 2.2.3. Número de Courant

A modelação numérica de fluidos permite simular escoamentos com características prementes e transientes no tempo. Em situações onde as propriedades dependam do tempo (transientes) é necessário definir o intervalo de tempo calculado entre cada iteração. Este intervalo deve ser pequeno o suficiente para captar as alterações que estão a ocorrer no escoamento e garantir a estabilidade na convergência da simulação, mas, dentro destas condições, ter o maior valor possível de modo a diminuir o tempo de cálculo. É aqui que entra o número de Courant, o qual permite determinar o intervalo de tempo adequado a cada simulação. O seu cálculo é feito com a seguinte expressão:

$$C = \frac{|U_e|\Delta t}{\Delta x} \quad (2.40)$$

onde  $C$  indica o número de Courant,  $U_e$  a velocidade do escoamento,  $\Delta t$  o intervalo de tempo e  $\Delta x$  uma dimensão característica do volume de controlo. Este parâmetro representa o número de volumes de controlo percorridos por uma partícula de fluido durante o intervalo  $\Delta t$ . Para o EasyCFD\_G não se deve adotar valores superiores a 5.



### 3. PROCEDIMENTO

Neste capítulo são descritas as etapas e parâmetros utilizados na simulação numérica. A par da descrição é introduzido o funcionamento do programa EasyCFD\_G pois todas as etapas necessárias à modelação numérica são feitas com recurso ao programa.

#### 3.1. Domínio e condições de fronteira

A correta recriação das condições reais em ambiente computacional é de fundamental importância na validação dos resultados. Na presente dissertação os elementos geométricos são criados com recurso à secção *geometry*, embutida no programa. Aqui, é permitido, não só, criar os elementos geométricos como fazer as transformações necessárias, como rodar o aerofólio para obter diferentes ângulos de ataque. Excetua-se a criação do aerofólio, a qual é feita através da importação de um ficheiro com as suas coordenadas.

As amplas dimensões do domínio computacional (Figura 3.1) têm como objetivo reduzir a influência das paredes no escoamento. Os escoamentos simulados têm uma velocidade à entrada de  $6,52 \text{ m/s}$  e  $38,69 \text{ m/s}$ , correspondentes a números de Reynolds de  $1,4 \times 10^5$  e  $8,32 \times 10^5$ , respectivamente. Às paredes laterais é atribuída uma condição de não aderência e à saída do tipo conservativo. Os blocos a tracejado não afetam o escoamento, servindo apenas como degrau no nível de refinação da malha. O perfil localiza-se no centro da Figura 3.1 e a sua corda tem um comprimento de 0,33 m.

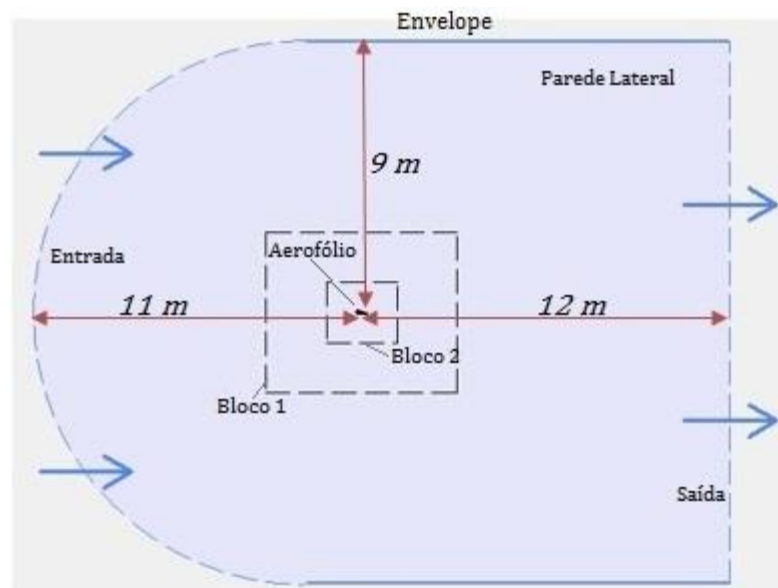


Figura 3.1 Legenda e dimensões do domínio computacional

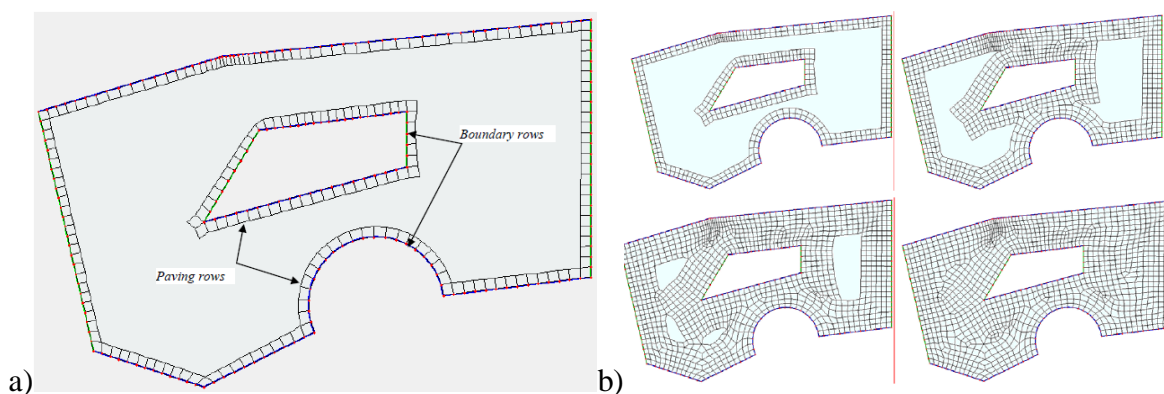
### 3.2. Geração da malha

A malhagem é uma etapa de elevada importância devido às consequências diretas na qualidade dos resultados. Uma malha grosseira garante simulações mais rápidas, mas maus resultados. O contrário acontece com uma malha excessivamente refinada: os seus resultados não têm melhorias significativas e requerem demasiado tempo de cálculo. Uma boa malha é aquela que garante os bons resultados para o menor tempo possível.

O EasyCFD\_G permite criar malhas estruturadas e não estruturadas, sendo nesta dissertação usado o segundo tipo. A geração de malha não estruturada, usada no programa, segue a implementação proposta por (Blacker & Stephenson, 1991), denominada *Paving Method*. Este método começa por gerar uma fila de quadriláteros a partir dos pontos nas fronteiras (Figura 3.2a). Posteriormente, gera filas em cima das filas existentes até todo o domínio estar preenchido, processo ilustrado na Figura 3.2b.

A malhagem não estruturada tem como vantagens a maior flexibilidade no contorno de geometrias complexas e controlo do refinamento na superfície do objeto em estudo.

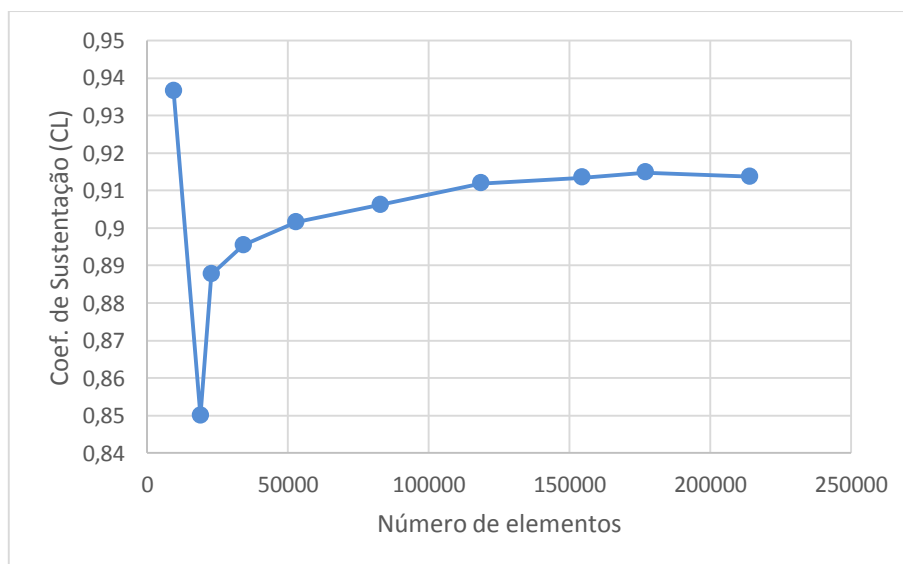




**Figura 3.2** a) Geração da fila junto à fronteira; b) Processo de pavimentação. Fonte (Lopes, 2013).

### 3.2.1. Estudo da malha

O método de determinação da malha ideal consiste em fazer um estudo prévio da análise da influência do número de elementos nos resultados. Neste caso o resultado analisado é o coeficiente de sustentação para um ângulo de ataque de  $10^\circ$ . Testaram-se diferentes intervalos entre pontos nas fronteiras e vários níveis de refinamento junto ao perfil alar, o que conduziu a malhas com diversos números de elementos. O gráfico da Figura 3.3 ilustra a variação da sustentação em função do número de elementos da malha.

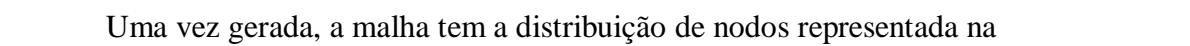


**Figura 3.3** Número de elementos como função do coeficiente de sustentação

No gráfico da Figura 3.3 está demonstrado que a partir de, aproximadamente, 150000 elementos, deixam de existir alterações significativas no CL. Conclui-se então, que para malhas com mais elementos não há variações significativas nos resultados, sendo portanto esta a malha mais adequada. Os parâmetros usados para a construção desta malha são os seguintes:

**Tabela 3.1.** Parâmetros da malha

Elemento Geométrico Segmento	Pontos por elemento		
	Envelope	Bloco 1	Bloco 2
Saída/Paredes Horizontais	50	81	151
Paredes Laterais	37	96	176
Entrada	62		

Uma vez gerada, a malha tem a distribuição de nodos representada na . De modo a refinar a malha junto à superfície do perfil usa-se a funcionalidade *inflation layer*. Deste modo, é possível controlar a densidade de elementos junto à superfície. Para tal é introduzido a altura pretendida para a fila de elementos junto à superfície, o número de níveis pretendidos e fator de expansão entre níveis. Na Tabela 3.2a. estão enunciados os parâmetros usados na construção da *inflation layer*. A Figura 3.4 ilustra a sua aparência.

**Tabela 3.2.** Caracterização da *inflation layer*.

	Parâmetros
Altura da primeira camada	0,00004m
Fator de expansão	1,14
Total de níveis	21

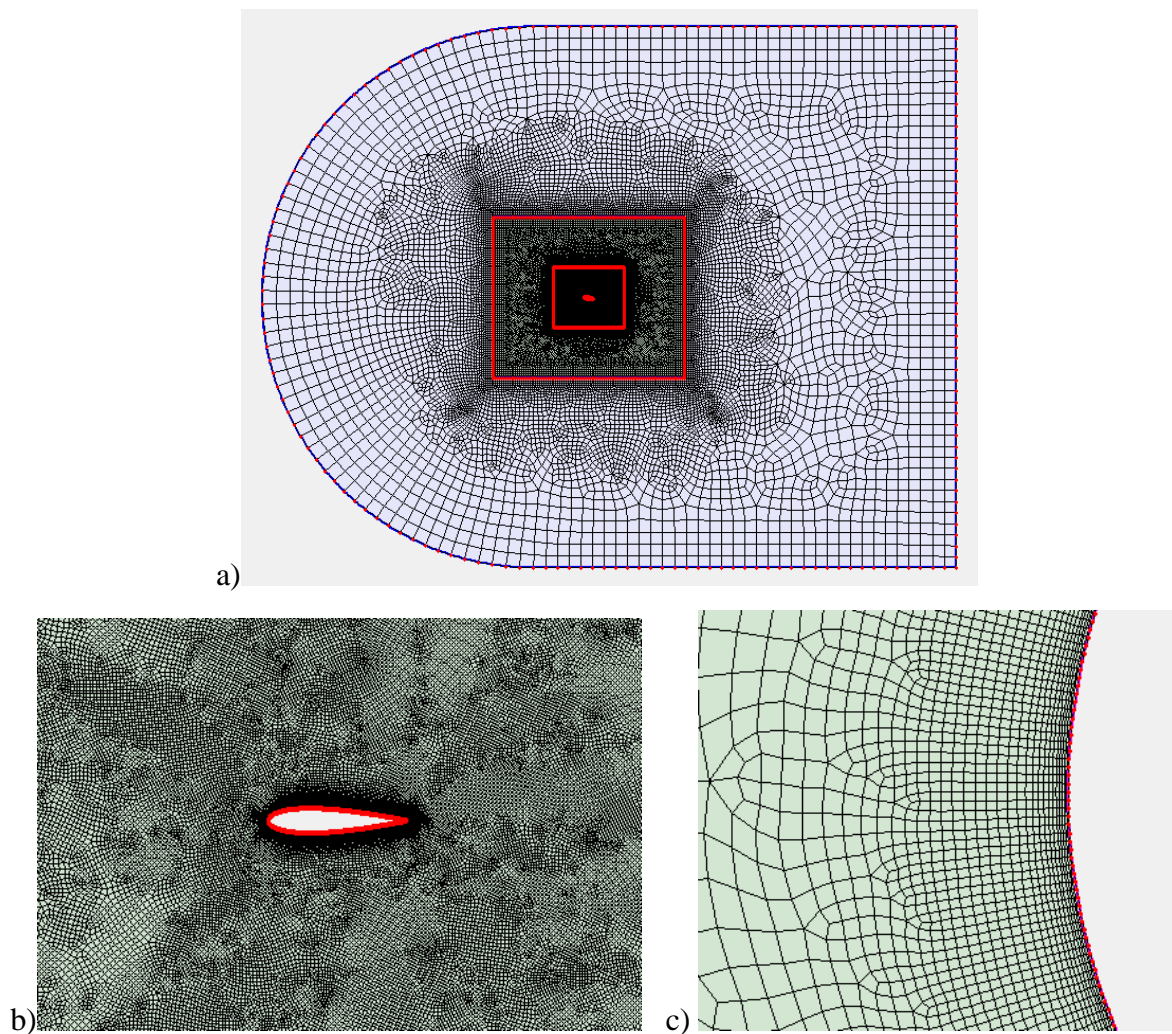


Figura 3.4 Malha não estruturada

### 3.3. Parâmetros físicos e numéricos

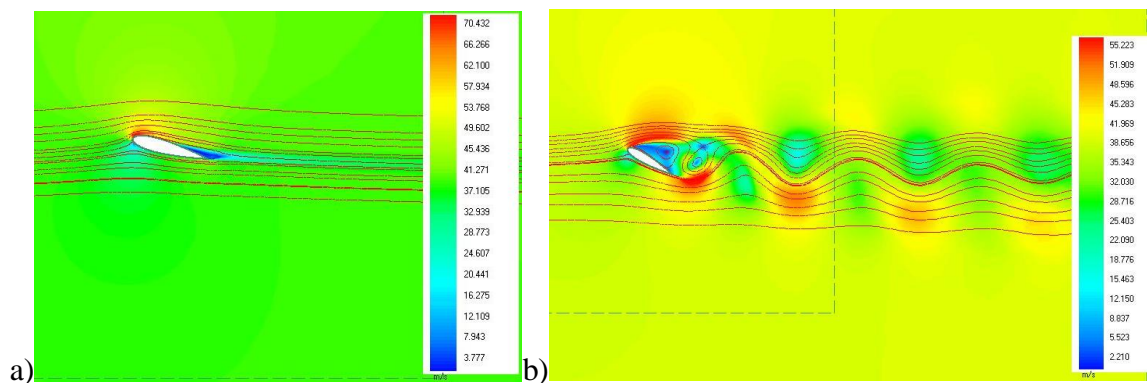
Nas simulações, o fluido é considerado isotérmico e os efeitos gravíticos são desprezados. O escoamento de entrada é turbulento, com uma intensidade de 5% e comprimento característico de 0,10 m. Os restantes parâmetros físicos introduzidos são a massa volúmica,  $1,1884 \text{ Kg/m}^3$ , e a viscosidade dinâmica,  $1,824 \times 10^{-5} \text{ N.s/m}$ .

No âmbito dos parâmetros relativos à modelação numérica, é usado o modelo de turbulência *SST* nas simulações para ambos os números de Reynolds. Os esquemas de advecção escolhidos são o *Hybrid*, *QUICK*, *HighRes SUPERBEE TVD*. Estes esquemas são empregues nas simulações com  $Re = 8,32 \times 10^5$ . Na modelação com o Reynolds alternativo é apenas usado o esquema que apresentar melhores resultados no primeiro caso.

### 3.3.1. Determinação do regime

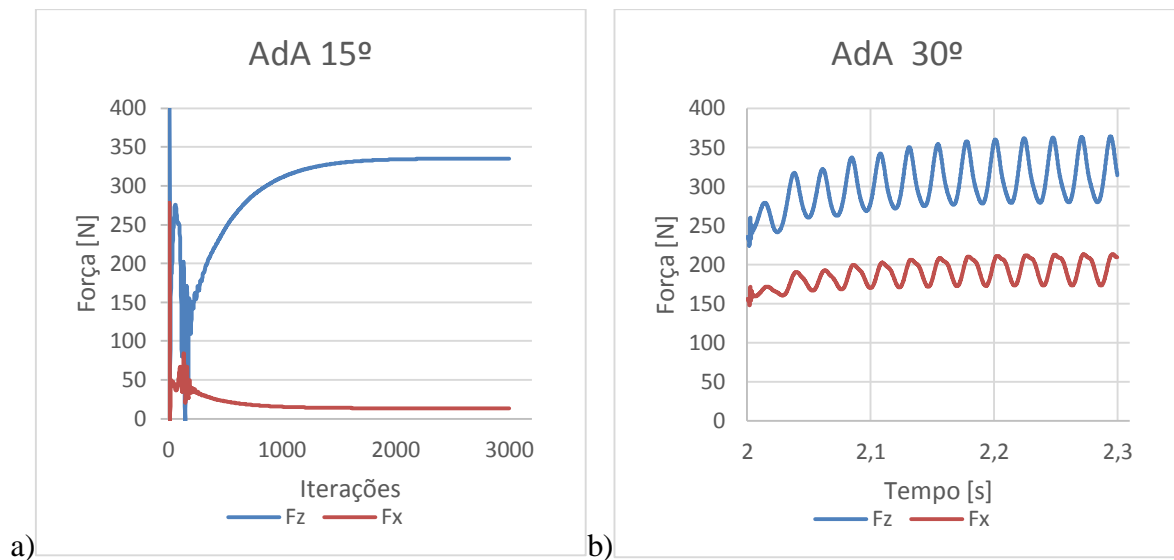
O regime afeta diretamente o processo de cálculo, podendo ser permanente ou transiente, dependendo da variável temporal. O regime permanente é usado em situações estáveis no tempo, independentes da passagem do tempo. O regime transiente entra em conta com a variável tempo, sendo adequado para situações onde as variáveis do sistema apresentam alterações temporais.

No caso de escoamentos em torno de aerofólios simétricos verificam-se os dois regimes, dependendo do ângulo de ataque. Usualmente a transição entre regime permanente e transiente ocorre para ângulos de ataque pouco superiores ao ângulo de perda de sustentação. As variações temporais no escoamento devem-se à formação e desprendimento de vórtices na esteira do perfil alar. Em regime permanente a esteira mantém-se constante. Estas duas situações são ilustradas na Figura 3.5 (imagens retiradas do separador *post processing* do programa).



**Figura 3.5** Linhas de corrente e distribuição dos campos de velocidade para: **a)**Regime permanente ( $AdA=15^\circ$ ); **b)**regime transiente ( $AdA=30^\circ$ )

O mecanismo de formação e desprendimento de vórtices provoca oscilações periódicas nas forças calculadas pela simulação. Nestes casos, o valor da força retirado é resultado de uma média aritmética das oscilações. Em regime permanente a simulação converge para um valor de força único. Na Figura 3.6 é exemplificado o progresso das simulações, em ambos os regimes, até à convergência. Partindo dos valores da força vertical e horizontal é calculado o coeficiente de sustentação e de arrasto, respetivamente.



**Figura 3.6** Exemplo da convergência para: a) regime permanente ( $AdA=15^\circ$ ); b) regime transiente ( $30^\circ$ )

A seleção de regime deve ser feita no arranque da simulação, no entanto, não se sabe à partida qual o ângulo de ataque a partir do qual existe a transição entre regimes. O método usado consiste em realizar as simulações em modo permanente (consideravelmente mais rápidas) até que as forças comecem a oscilar, em vez de convergirem para um valor único.



## 4. Discussão de Resultados

São agora apresentados os resultados obtidos nas simulações. Estes resultados consistem nos coeficientes de sustentação e arrasto para diversos ângulos de ataque, e para dois valores de velocidade diferentes. Os dois primeiros subcapítulos referem-se ao número de Reynolds usado em cada simulação. No terceiro é feita uma comparação entre os dados obtidos nos dois anteriores. Por último, no quarto, é estudada a influência do aerofólio.

### 4.1. Resultados para $Re=8,3 \times 10^5$

Como dito anteriormente, para este caso são usados três esquemas de advecção. O número de Reynolds usado neste caso corresponde a velocidades superiores ao normal funcionamento de uma turbina eólica de eixo vertical, a sua escolha justifica-se pelo objetivo de comparar os resultados simulados em torno do aerofólio NACA0018 com dados obtidos na simulação para o perfil NACA0012, presente em (Lopes & Ale, 2014). Importa referir que o número de Reynolds usado para o perfil NACA0012 é de  $Re = 7 \times 10^5$ . A diferença em relação a este trabalho deve-se a um pequeno erro, apenas detetado numa fase final da modelação numérica. No entanto optou-se por considerar estes dados como válidos devido à reduzida diferença entre os dois.

Para o regime transiente é usado um intervalo de tempo de 0,00005s, ao que corresponde um Courant médio de 5.

#### 4.1.1. Análise do coeficiente de sustentação

No estudo do coeficiente de sustentação usou-se como base de comparação os dados experimentais de (Timmer, 2008), para um valor de  $Re = 7 \times 10^5$ . Estes dados apresentam resultados diferentes em função da direção de medida, fenómeno denominado de histerese. Nas medições feitas com ângulos de ataque ( $\alpha$ ) crescentes a perda de sustentação (perda) ocorre em  $\alpha = 23.5^\circ$ , no caso das medições feitas em sentido inverso, o ângulo de perda ocorre imediatamente após a sustentação máxima, em  $\alpha = 15.1^\circ$ .

Na Figura 4.1 apresenta-se o gráfico com o coeficiente de sustentação em função do ângulo de ataque para os dados experimentais e resultados modelados numericamente. Observa-se que os três esquemas de advecção produzem resultados semelhantes e têm muito

boa concordância com os dados experimentais até a  $\alpha = 12^\circ$ . De  $13^\circ \leq \alpha \leq 15^\circ$  todos os esquemas sobrestimam o valor de CL, embora o efeito seja mais pronunciado para o esquema *Hybrid*. É notado que todos os esquemas ignoram a entrada em perda em  $\alpha = 14,6^\circ$ . À exceção do esquema *Hybrid*, o CL calculado para  $16^\circ \leq \alpha \leq 17^\circ$  demonstra uma boa concordância com os dados experimentais. A partir deste ponto os resultados deixam de apresentar uma conformidade próxima com os dados de (Timmer, 2008). De  $16^\circ \leq \alpha \leq 20^\circ$  os três esquemas simulam a ocorrência de uma perda de sustentação, mas bastante desfasada das medidas experimentalmente. Em  $\alpha = 22^\circ$  inicia-se a modelação em regime transiente, com os modelos *QUICK* e *HighRes SUPERBEE TVD (HR)* a voltarem a convergir para uma solução experimentalmente correta. No entanto, para ângulos superiores, existe uma sobrestimação, pois ambos os modelos falham em prever a perda que ocorre em  $\alpha = 23,1^\circ$ . O modelo *Hybrid* apresenta resultados bastante dispersos de  $18^\circ \leq \alpha \leq 26^\circ$ . Para ângulos de ataque superiores parece haver correspondência com os valores experimentais, mas não é possível averiguar se esta tendência se mantém devido à falta de dados para comparação.

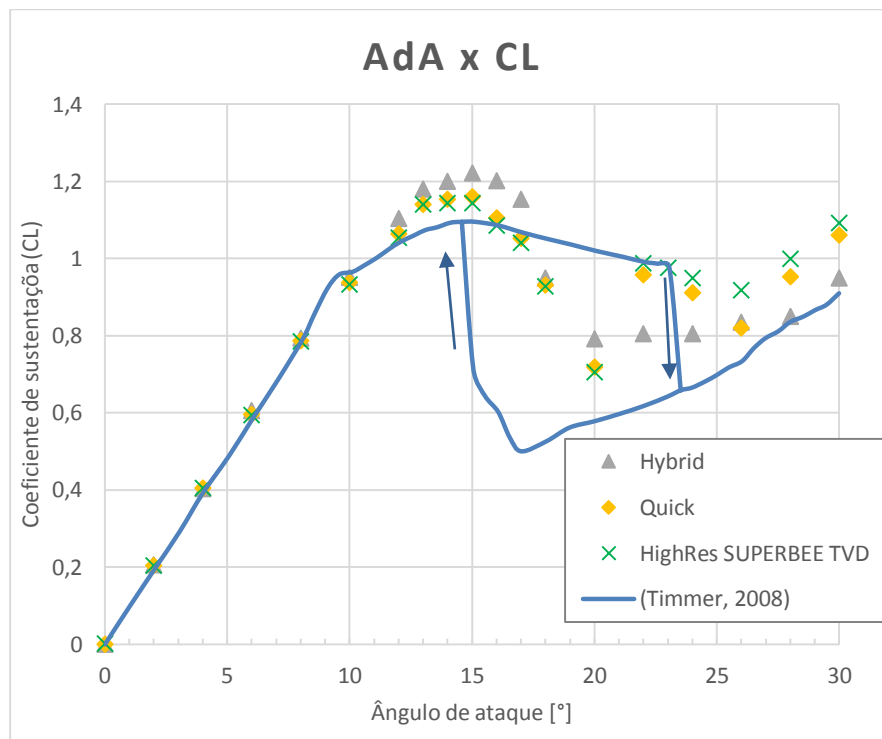


Figura 4.1 CL x AdA para  $Re=8,3 \times 10^5$



#### 4.1.2. Análise do coeficiente de arrasto

Tal como no subcapítulo 4.1.1, no estudo do coeficiente de arrasto são usado os dados experimentais de (Timmer, 2008).

Na Figura 4.2 são apresentados os resultados obtidos para todos os esquemas de advecção usados, em função do ângulo de ataque. Atenta-se que os esquemas *QUICK* e *HR* exibem uma correspondência exata com os dados experimentais até  $\alpha = 18^\circ$ . O modelo *Hybrid* apresenta resultados próximos, mas vai, continuamente, aumentando a sobrestimação do coeficiente. Em  $\alpha = 18^\circ$  nenhum dos esquemas converge para uma solução real, com os resultados a ficarem numa zona intermédia da histerese. De  $20^\circ \leq \alpha \leq 30^\circ$  é o modelo *Hybrid* a apresentar melhores resultados, com os restantes dois modelos a exibirem uma sobrestimação constante em relação aos coeficientes experimentais.

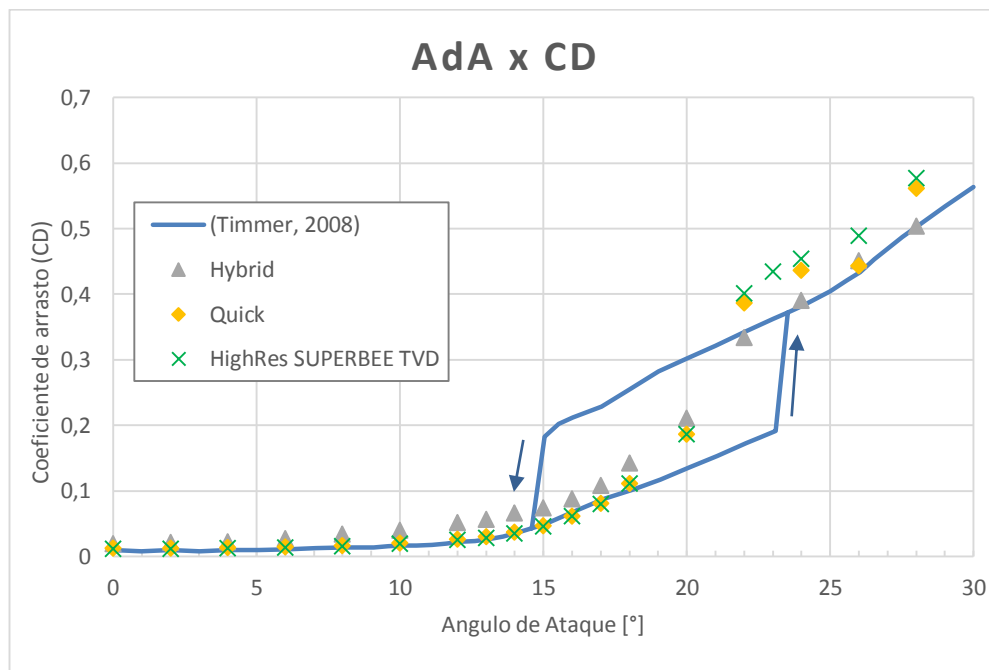


Figura 4.2 CD x AdA para  $Re=8,3 \times 10^5$

#### 4.1.3. Análise da relação entre coeficientes

Com os resultados das simulações previamente analisados, é ainda possível realizar outra análise. Embora em alguns pontos os coeficientes calculados diverjam dos resultados experimentais, isso não significa que a simulação tenha falhado totalmente na previsão do escoamento. Ao calcular a razão entre os coeficientes de sustentação e de arrasto, obtém-se a razão entre as forças vertical e horizontal aplicadas no aerofólio. Através da razão das forças calcula-se a direção do vetor da força resultante. Uma vez que são conhecidos

ambos os coeficientes, tanto a nível numérico como a nível experimental, torna-se possível analisar o acerto do cálculo da direção do vetor força resultante, em função do ângulo de ataque. O gráfico com os dados encontra-se na Figura 4.3.

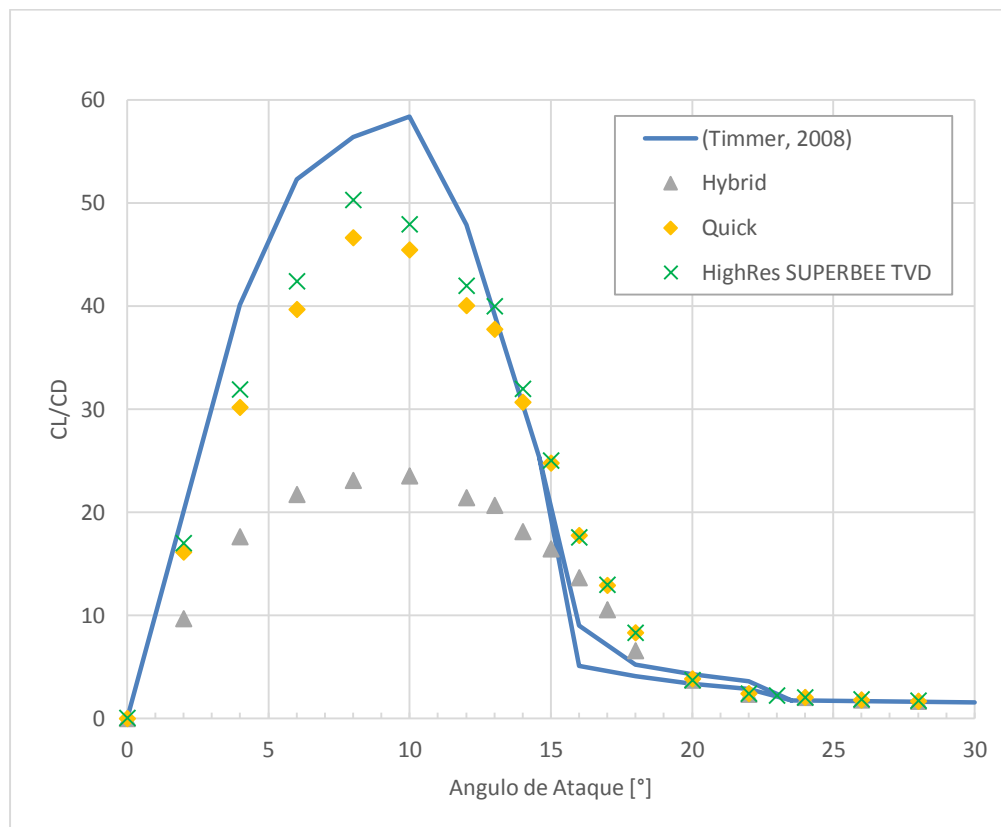


Figura 4.3 CL/CD x AdA para  $Re=8,3 \times 10^5$

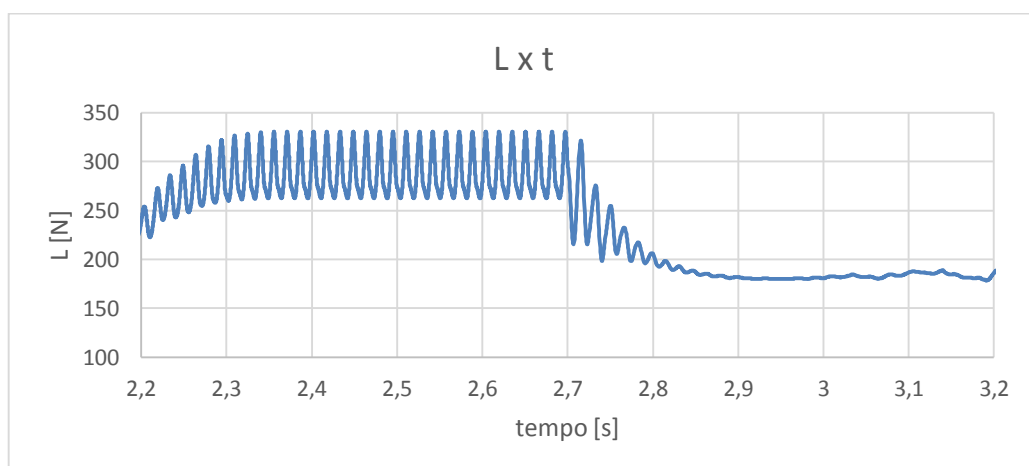
Na análise da Figura 4.3 é perceptível a diferença entre os três esquemas para  $0^\circ \leq \alpha \leq 15^\circ$ . Nesta zona o modelo *Hybrid* exhibe resultados claramente piores que os restantes modelos. O modelo *HR* destaca-se ligeiramente face ao *QUICK*. Entre  $15^\circ \leq \alpha \leq 20^\circ$  os resultados são melhores para o modelo *Hybrid*, no entanto nenhum dos modelos atinge os resultados experimentais. Essa situação é invertida para  $\alpha \geq 20^\circ$ , região em que existe uma correlação praticamente exata entre resultados numéricos e experimentais.

#### 4.1.4. Alteração do número de Courant

O número de Courant é um parâmetro que permite saber, à partida, se o intervalo de tempo escolhido permite captar as alterações do escoamento em regime transiente, além de ser também uma garantia de estabilidade durante o cálculo. No entanto, de acordo com (Lopes, Alé, Ferreira, Simioni, & Calgaro, 2015) é possível obter resultados numericamente

viáveis para números de Courant diferentes do recomendado. O procedimento usado nesse artigo consiste em realizar simulações com números de Courant adequados até ser atingida a convergência da solução  $t$ , posteriormente o intervalo de tempo é bastante aumentado conduzindo a números de Courant bastante elevados. Como consequência, a simulação inicia um processo de convergência para regime permanente obtendo-se, assim uma bifurcação nos coeficientes aerodinâmicos, pois obtém-se um valor para o regime transiente e outro para o regime permanente.

Nesta dissertação procede-se à realização do processo usado em (Lopes et al., 2015) com objetivo de verificar se é possível captar o fenómeno da histerese existente nos dados de (Timmer, 2008). Assim, a simulação é iniciada usando um passo de tempo correspondente a um Courant de 5. Quando a convergência é atingida interrompe-se o cálculo, atribuindo-se um passo de tempo equivalente a um elevado Courant (neste caso, 40), e espera-se que a simulação estabilize. Na Figura 4.4 encontra-se reproduzido o gráfico com a evolução da força de sustentação ( $L$ ) em função do tempo ( $t$ ) para um ângulo de ataque de  $22^\circ$ . Analisando o gráfico, observa-se que a oscilação da força permanece constante durante um largo período de tempo, sinónimo de convergência, anterior a 2,7s, neste instante a simulação é interrompida e procede-se à alteração do intervalo de tempo, de seguida a simulação é reiniciada voltando a ser interrompida quando o valor da força estabiliza. No entanto este processo nem sempre resulta em convergência no regime permanente. Para  $\alpha = 26^\circ$  e  $\alpha = 30^\circ$  esta situação não se verificou.



**Figura 4.4** Processo de convergência com alteração intermédia do número de Courant para  $\alpha = 22^\circ$ .

Os resultados obtidos com esta operação estão exibidos na Figura 4.5. Na imagem figuram os gráficos com os coeficientes de sustentação (esquerda) e arrasto (direita)

em função do ângulo de ataque. Uma vez que este procedimento apenas pode ser realizado quando a simulação é efetuada em regime transiente, e havia apenas um resultado com estas condições no intervalo da histerese ( $15,5^\circ \leq \alpha \leq 23,5^\circ$ ), optou-se por fazer um cálculo extra para  $\alpha = 23^\circ$ . Assim, com dois pontos, é possível distinguir entre coincidência e tendência real, pois em  $\alpha = 22^\circ$  existe uma correspondência exata dos resultados para ambos os regimes com os dois coeficientes da histerese. Com os resultados de  $\alpha = 23^\circ$  demonstra-se que a correspondência no ponto anterior é apenas uma coincidência, não comprovando que este procedimento permita prever a histerese. Para  $\alpha \geq 24^\circ$  os resultados são subestimados face aos dados experimentais.

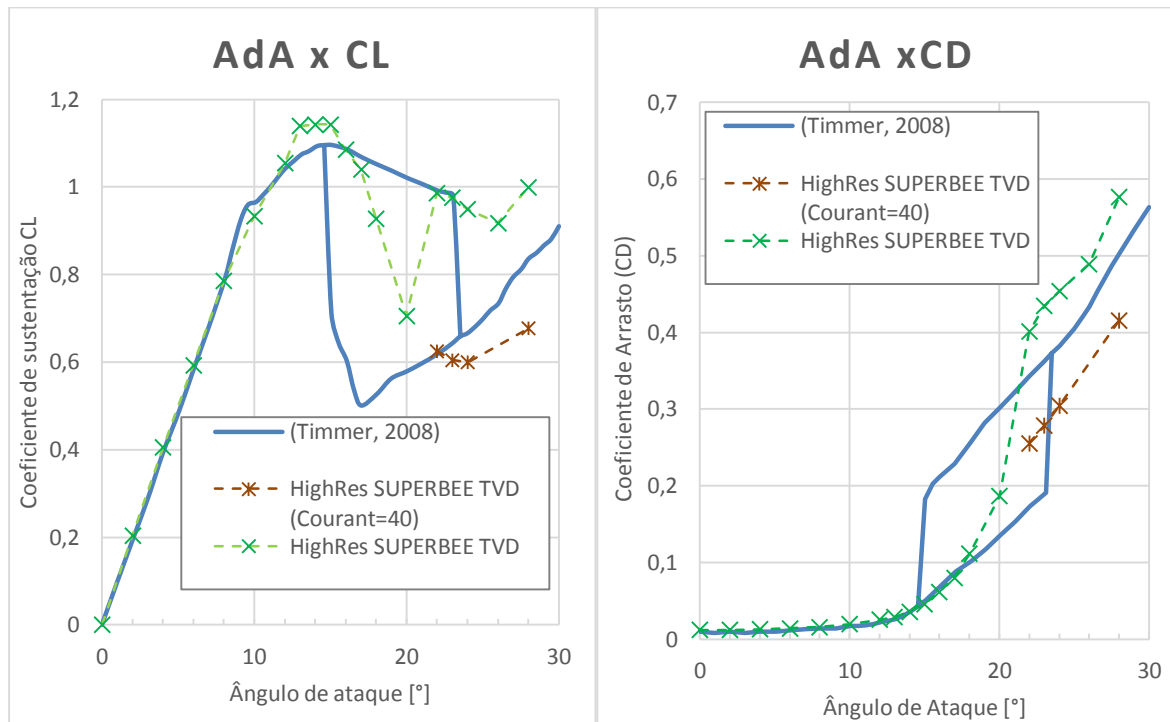


Figura 4.5 Comparação entre resultados obtidos para Courant=5 e Courant=40

#### 4.1.5. Considerações sobre alguns resultados

Qualquer trabalho complexo está sujeito à ocorrência de erros de difícil resolução, e este não é exceção. No caso desta dissertação, o maior problema ocorreu na realização das simulações para o esquema de advecção *QUICK*, em regime transiente. Ao analisar as distribuições de velocidades no ambiente computacional, detetam-se padrões erráticos, maioritariamente junto à zona de saída, observáveis na Figura 4.6.

Embora se verifique a ocorrência deste erro na distribuição de velocidades, o processo de convergência não regista qualquer anomalia quando comparado com os outros

esquemas. Também os resultados finais, presentes nas Figura 4.1 e Figura 4.2, são bastante semelhantes aos calculados pelo esquema *HR*. O ponto com maior diferença entre os dois esquemas é  $\alpha = 26^\circ$ , sendo esta situação é justificada pela não completa convergência do processo iterativo, devido a ter sido atingido o máximo de iterações permitidas pelo programa. Na observação da Figura 4.6 nota-se que o escoamento, a montante e em redor do aerofólio não é afetado, o mesmo se verificando nos restantes casos. Estes factos agora apresentados justificam a consideração destes dados como válidos, apesar dos erros.

A razão por trás desta ocorrência não foi descoberta, ficando como um possível trabalho futuro.

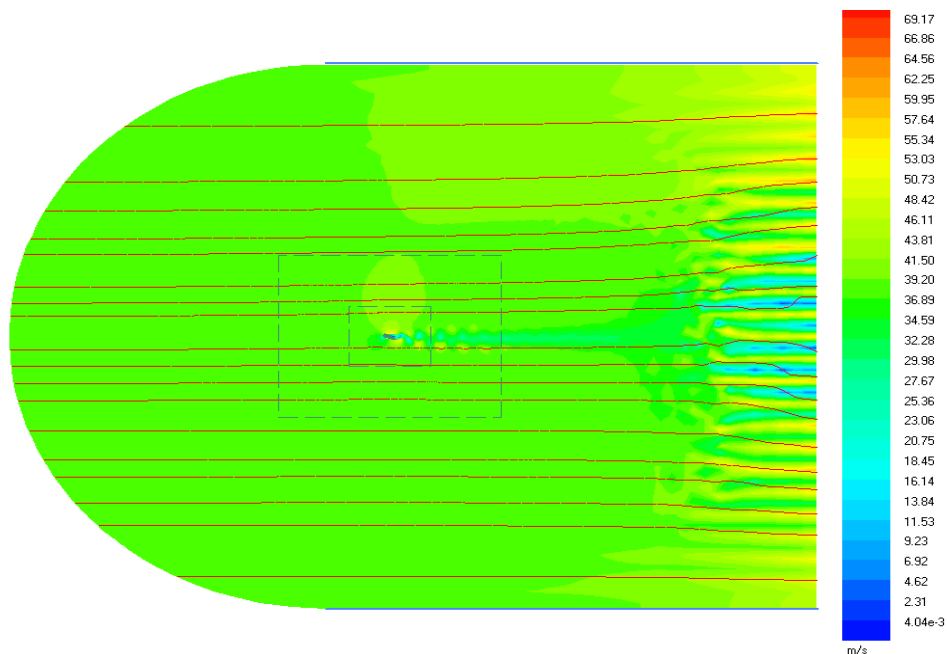


Figura 4.6 Linhas de corrente e distribuição de velocidades para o modelo *QUICK* com um  $AdA=24^\circ$ .

## 4.2. Resultados para $Re=1,4 \times 10^5$

De modo fazer um estudo das capacidades da modelação numérica para números de Reynolds mais próximos das condições reais de funcionamento de uma turbina de eixo vertical, procedeu-se à simulação com um  $Re = 1,4 \times 10^5$ , ao que corresponde uma velocidade de  $6,52 \text{ m/s}$ , pois o perfil usado tem uma corda de  $0,33 \text{ m}$ . Para este caso são simulados ângulos de ataque que variam entre  $0^\circ \leq \alpha \leq 180^\circ$ , o que corresponde a todos os ângulos de operação possíveis, pois o perfil alar é simétrico. Como base de comparação são usados os dados obtidos por (Gerakopulos, Boutilier, & Yarusevych, 2010), (Timmer, 2008) e (Du et al., 2014). No artigo de (Gerakopulos et al., 2010) são apenas calculados os

coeficientes de sustentação no intervalo  $0^\circ \leq \alpha \leq 16^\circ$ , a partir de medições de pressão na superfície do perfil. O artigo de (Timmer, 2008) encontra-se introduzido na revisão bibliográfica. Neste subcapítulo são usadas as medições para  $Re = 1,5 \times 10^5$ . Igualmente, o artigo (Du et al., 2014) é introduzido na revisão bibliográfica. O principal objeto de interesse neste trabalho são as medições para o *reference tunnel*, uma vez que são realizadas num túnel de vento de grandes dimensões, de modo a diminuir ao máximo a influência das paredes, tal como é pretendido com o ambiente computacional usado nesta dissertação.

Neste caso apenas se usa o esquema de advecção *HighRes SuperBee TVD*. É argumentável que o esquema *Hybrid* fosse melhor escolha, pois apresenta melhores resultados para ângulos de ataque mais elevados e neste caso são, maioritariamente, analisados elevados ângulos de ataque. No entanto, apresenta piores resultados para ângulos anteriores à perda de sustentação, onde são reconhecidos os bons resultados produzidos pela modelação numérica. Para além deste facto, em condições semelhantes, o artigo de (Lopes & Ale, 2014) conclui que o modelo *QUICK* apresenta melhores resultados que o *Hybrid*. Em relação à escolha entre o modelo *QUICK* e *HR*, reconhece-se que os resultados de ambos são semelhantes, mas uma vez que no artigo previamente referido já é feita uma análise do modelo *QUICK*, optou-se por analisar o modelo *HR*.

Os ângulos de ataque usados na modelação têm intervalos de  $10^\circ$ , à exceção das zonas próximas de ângulos de perda no *Reference Tunnel*. Entre  $18^\circ \leq \alpha \leq 162^\circ$  é usado o regime transiente, com um  $\Delta t = 0.00023s$ , ao que corresponde um Courant médio de 3.

#### **4.2.1. Análise do coeficiente de sustentação**

Ao longo do percurso em torno do eixo da turbina, os aerofólios são alvo de escoamentos com várias incidências, ao que correspondem amplos intervalos dos coeficientes aerodinâmicos. Com o intuito de fazer a melhor caracterização possível, realizaram-se diversas simulações, como resultado torna-se difícil a perceção de todos os dados em apenas um gráfico. Para contornar esta situação são apresentados os resultados gerais na Figura 4.7 e nas Figura 4.8 e Figura 4.9 ilustram-se regiões específicas.

Na Figura 4.8 estão representados os dados para  $\alpha \leq 30^\circ$ . Neste intervalo de incidências estão presentes dados experimentais referentes a cinco origens diferentes. Três deles (*closed jet*, (Gerakopulos et al., 2010) e (Timmer, 2008)) foram obtidos em condições

---

semelhantes. No entanto, os dados de *closed jet* divergem dos restantes dois na sustentação máxima. Esta situação não é de estranhar pois são reconhecidas as dificuldades das medições para Reynolds tão baixos. Relativamente aos dados simulados, apenas entre  $0^\circ \leq \alpha \leq 5^\circ$  convergem em linha com os resultados experimentais. À partida, o ideal seria os dados simulados coincidirem com os dados do *reference tunnel* devido à semelhança de condições, contudo isso não se verifica. Neste intervalo, a modelação numérica não consegue prever o ângulo de entrada em perda de sustentação, a sustentação máxima, nem a sustentação mínima posterior à entrada em perda para nenhuma das referências experimentais. Em  $\alpha = 18^\circ$  a modelação entra em regime transiente, com os resultados a serem dispersos.

Na Figura 4.7 são facilmente perceptíveis os dados entre  $30^\circ \leq \alpha \leq 150^\circ$ . Os resultados, nesta região, encontram-se bastante sobrestimados em relação ao *reference tunnel*, pelo que, também, não preveem a segunda entrada em perda, descrita em (Du et al., 2014). Porém, o modelo *HR* exhibe resultados bastante concordantes com os dados do *closed jet*, sobrestimando apenas os coeficientes máximos e mínimos.

Os dados respeitantes a  $150^\circ \leq \alpha \leq 180^\circ$  encontram-se ilustrados na Figura 4.8. Esta região pode ser descrita como simétrica de  $\alpha \leq 30^\circ$ , sendo que, neste caso, o aerofólio encontra-se invertido. Tal como em  $\alpha \leq 30^\circ$ , ao analisar esta região, no sentido de  $\alpha = 180^\circ$  para  $\alpha = 150^\circ$ , também se verifica o crescimento do coeficiente de sustentação com posterior entrada em perda, seguida de novo crescimento de CL, embora com menores valores. Exposto isto, ao analisar o comportamento dos resultados das simulações, denota-se uma boa concordância entre os resultados e os dados do *reference tunnel*, destoando apenas o valor de  $\alpha = 162^\circ$ .

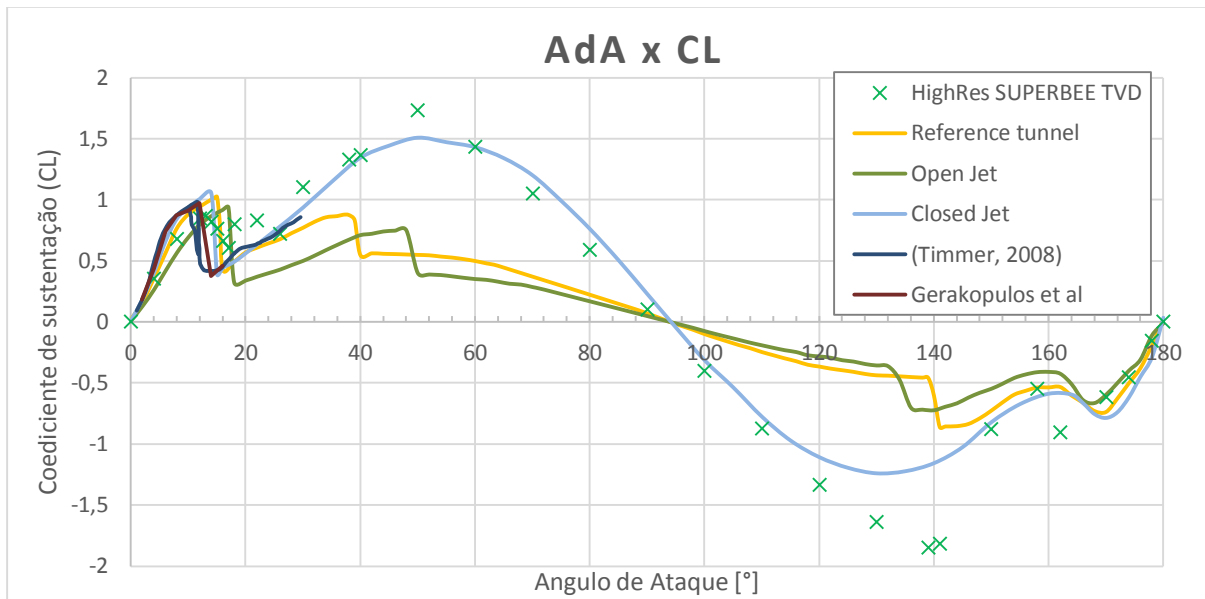


Figura 4.7 CL x AdA para  $Re=1,4 \times 10^5$

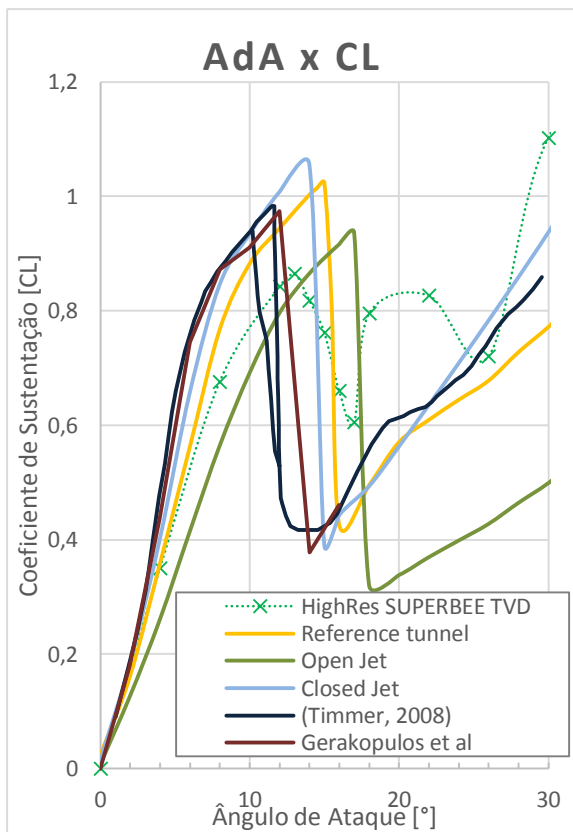


Figura 4.8 CL x ( $0^\circ < AdA < 30^\circ$ ) para  $Re=1,4 \times 10^5$

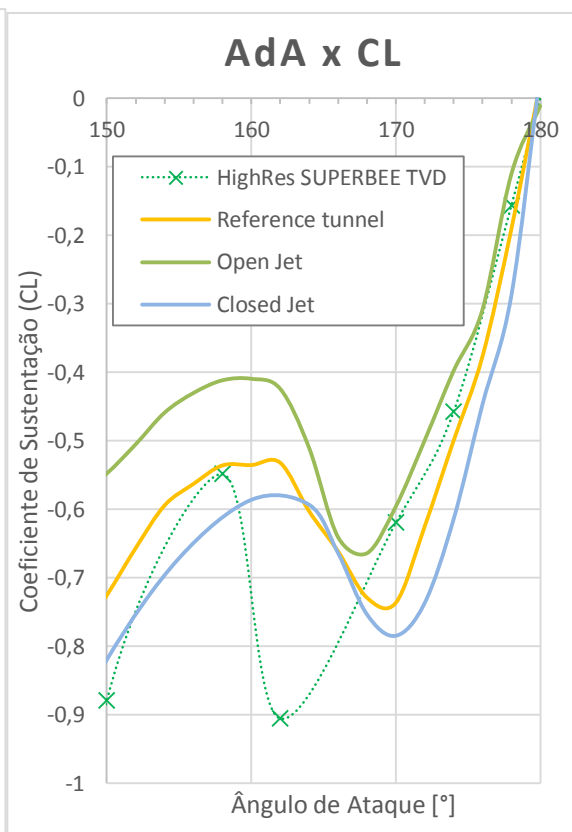


Figura 4.9 CL x ( $130^\circ < AdA < 180^\circ$ ) para  $Re=1,4 \times 10^5$



#### 4.2.2. Análise do coeficiente de arrasto

À semelhança do subcapítulo anterior, apresenta-se um gráfico geral e outros dois com as mesmas regiões em pormenor.

Os dados correspondentes à região  $30^\circ \leq \alpha \leq 150^\circ$  são demonstrados na Figura 4.10. Nesta figura é perceptível que são os dados referentes ao *closed jet* os que estão mais próximos dos resultados das simulações. Relativamente aos dados do *reference tunnel*, os resultados produzidos pela modelação numérica chegam a ser três vezes superiores.

Na Figura 4.11 está ilustrada, em pormenor, a região correspondente a  $\alpha \leq 30^\circ$ , voltando a detetar-se uma discrepância entre os valores experimentais usados, para  $\alpha \leq 15^\circ$ . Verifica-se uma ótima concordância entre os dados da modelação numérica e os obtidos por (Timmer, 2008) até  $\alpha = 12^\circ$ , momento onde o aerofólio entra em perda. Comparativamente com os dados de (Du et al., 2014), apenas se verifica um mínimo de afinidade para  $\alpha \geq 18^\circ$ , relativo aos dados de *reference tunnel* e *closed jet*.

Nos ângulos de ataque finais, exibidos na Figura 4.12, os dados dos três túneis de vento são semelhantes. Nesta região os resultados obtidos mostram-se bastante coincidentes com os experimentais, exceção feita ao CD correspondente a  $\alpha = 162^\circ$

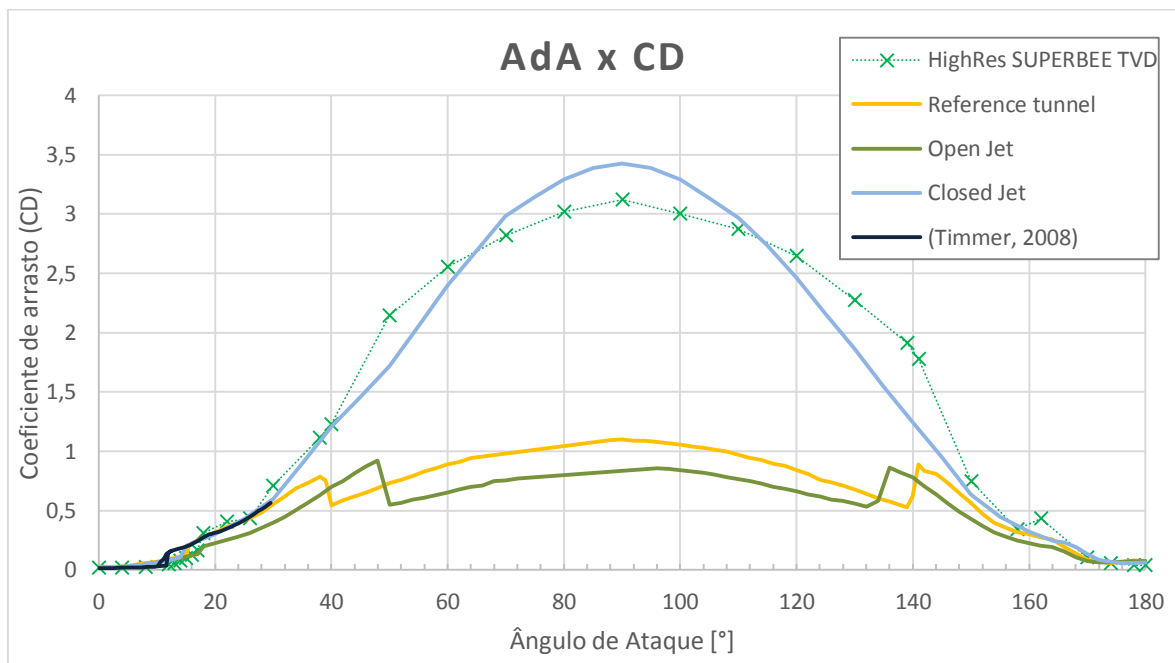


Figura 4.10 CD x AdA para  $Re=1,4 \times 10^5$

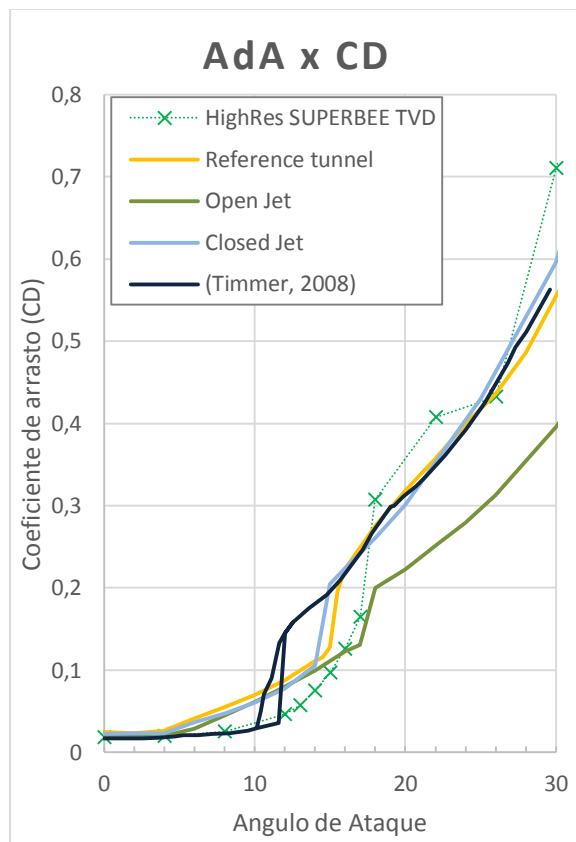


Figura 4.11 CD x ( $0^\circ < \text{AdA} < 30^\circ$ ) para  $Re = 1,4 \times 10^5$

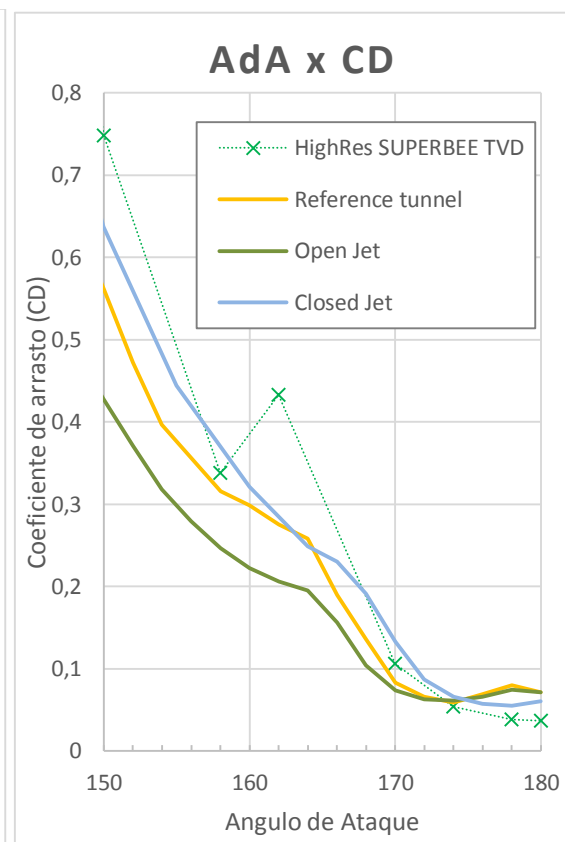


Figura 4.12 CD x ( $130^\circ < \text{AdA} < 180^\circ$ ) para  $Re = 1,4 \times 10^5$

### 4.2.3. Análise da relação entre coeficientes

A justificação desta análise encontra-se em 4.1.3. Tal como é feito ao longo deste subcapítulo, também agora são apresentados dados do mesmo gráfico em figuras diferentes, com vista a uma maior clareza.

Na Figura 4.13 encontra-se os dados entre  $30^\circ \leq \alpha \leq 150^\circ$ . Tal como nos subcapítulos 4.2.1 e 4.2.2 os dados para os dois primeiros pontos estão perfeitamente ajustados aos dados experimentais. Os três pontos seguintes sobrestimam a razão dos coeficientes para todas as configurações de túnel de vento. Por fim, para  $\alpha \geq 15^\circ$ , os resultados simulados convergem em direção aos dados experimentais.

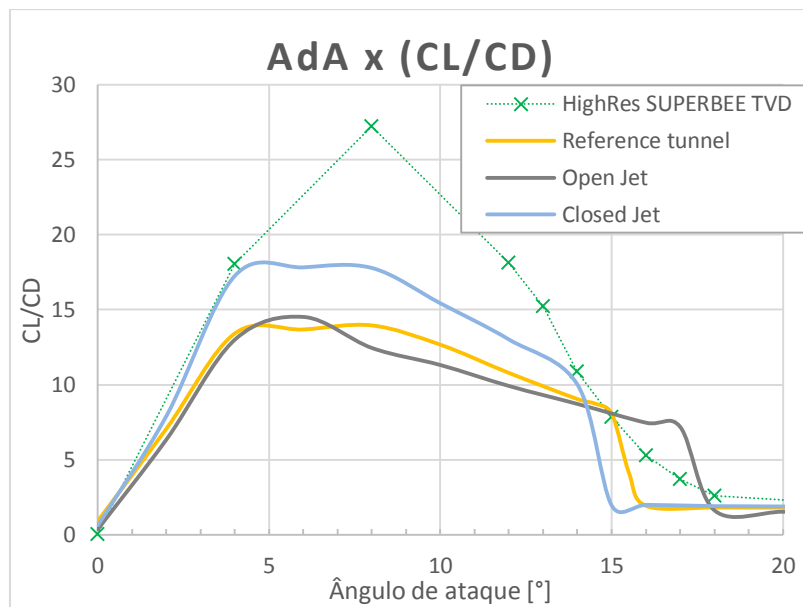


Figura 4.13 CL/CD x ( $0^\circ < AdA < 20^\circ$ ) para  $Re=1,4 \times 10^5$

Os dados para os restantes ângulos de ataque encontram-se na Figura 4.14. Ao atentar nesses dados constata-se que até  $\alpha = 160^\circ$  não existe diferenças entre os dados referentes aos túneis de vento, e mesmo em ângulos superiores, as diferenças são reduzidas. Ainda assim é possível distinguir os dados referentes a cada túnel. Em relação aos dados provenientes da modelação numérica percebe-se que existe uma correlação praticamente exata com os dados do *closed jet*. Percebe-se assim, que embora os valores dos coeficientes calculados estejam desajustados face aos dados experimentais, esse desajuste é igual em ambos os coeficientes.

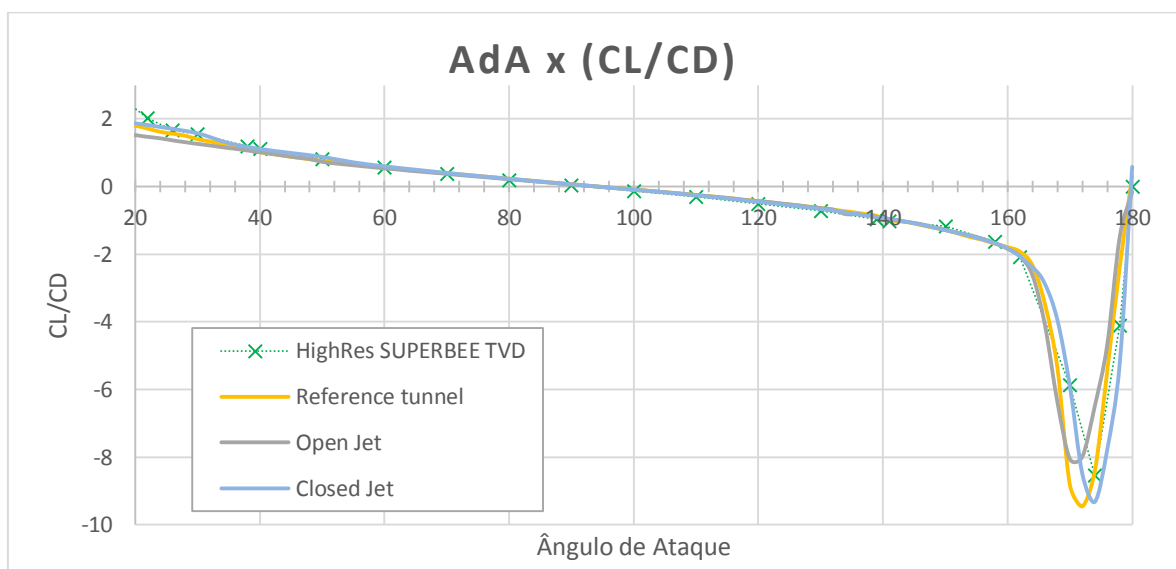


Figura 4.14 CL/CD x ( $20^\circ < AdA < 180^\circ$ ) para  $Re=1,4 \times 10^5$

### 4.3. Efeito do número de Reynolds

Uma vez concluídas as análises individuais para cada número de Reynolds tem agora interesse comparar ambos os resultados e verificar a sua influência na correta previsão dos coeficientes. Nas Figura 4.15 e Figura 4.16 é feita essa comparação para ambos os coeficientes. Embora existam mais resultados simulados e dados experimentais do que aqueles que são apresentados, optou-se por ocultá-los de modo a clarificar os gráficos. Assim, são apenas apresentados o esquema de advecção e referência de dados experimentais presentes em ambos os casos.

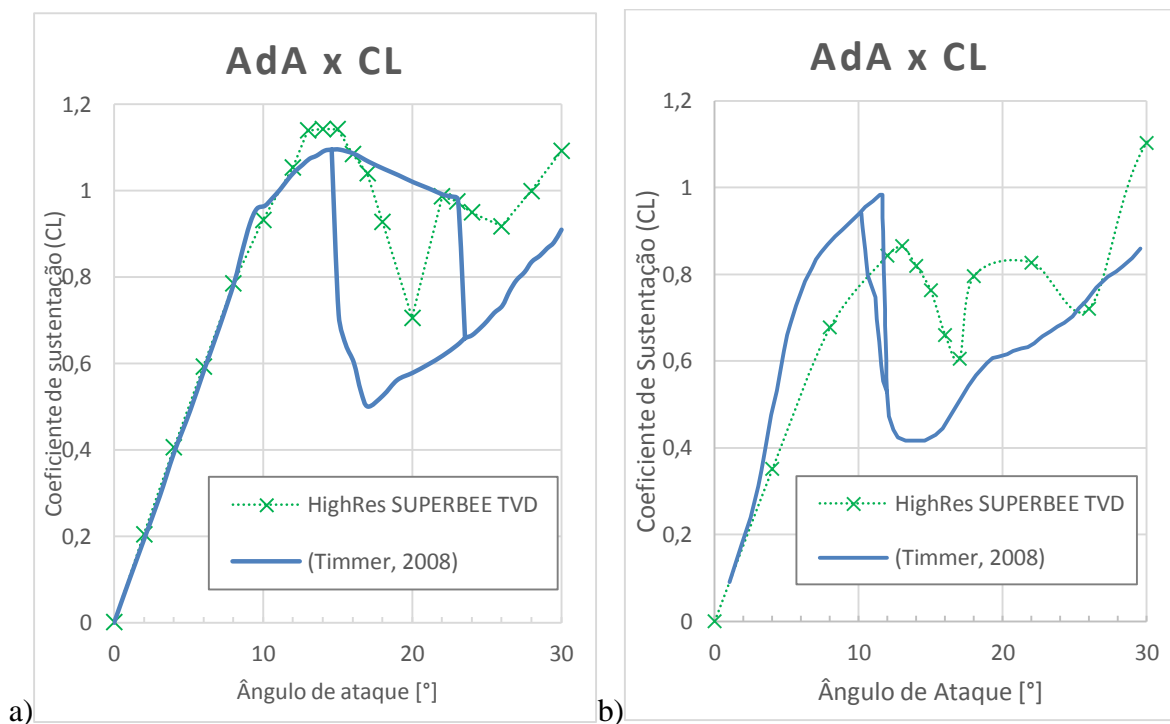


Figura 4.15 Comparação do coeficiente de sustentação entre a)  $Re=8,3 \times 10^5$  e b)  $Re=1,4 \times 10^5$

Analisando a Figura 4.15 observa-se que que existe uma grande diferença na correta previsão de CL, nomeadamente para ângulos de ataque inferiores ao ângulo de perda onde usando maiores Reynolds se conseguem bons resultados. Na Figura 4.16 denota-se que o coeficiente de arrasto têm um comportamento semelhante para ambos os Reynolds, pois para ângulos anteriores ao ciclo de histerese existe uma exata concordância entre resultados e dados experimentais, e para ângulo superiores existe uma ligeira sobrestimação.

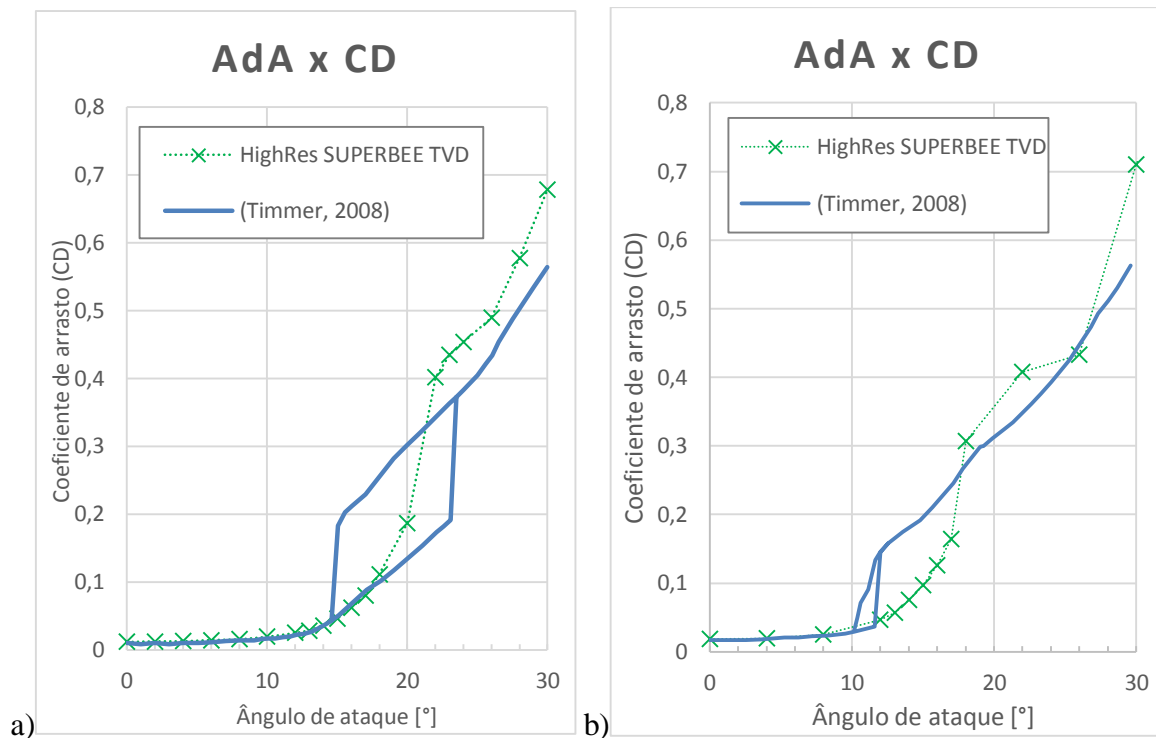


Figura 4.16 Comparação do coeficiente de arrasto entre a)  $Re=8,3 \times 10^5$  e b)  $Re=1,4 \times 10^5$

#### 4.4. Influência do aerofólio

O objeto central em estudo nesta dissertação é o aerofólio, portanto faz todo o sentido averiguar a sua real influência nos resultados. Para tal, comparam-se os dados obtidos neste trabalho com os obtidos no artigo de (Lopes & Ale, 2014). Este artigo perfila-se como ideal, pois usa um número de Reynolds parecido, o ambiente computacional tem dimensões semelhantes que é preenchido por uma malha de características praticamente iguais às enunciadas no capítulo 3.2.1. No gráfico da Figura 4.17 é usado o modelo de turbulência *SST* e o esquema de advecção *QUICK*, condições iguais às usadas nesta dissertação. Além destas razões, é, ainda, usado o mesmo programa de modelação numérica, o EasyCFD\_G. São assim esclarecidas as razões por detrás da escolha deste artigo no capítulo 4.1.

Prosseguindo para a análise dos dados, ao comparar os gráficos da **Fonte:(Lopes & Ale, 2014)** percebe-se imediatamente que os resultados para NACA0012 se encontram muito mais próximos dos dados experimentais (dados de (Timmer, 2010)) do que os resultados de NACA0018. Os primeiros têm uma correspondência praticamente exata até ao CL mínimo após a entrada em perda, enquanto para os segundos apenas a zona de

crescimento linear é exatamente simulada pelos três esquemas. Como nota adicional, refere-se que os dados usados na Figura 4.17a se prolongam até  $\alpha = 90^\circ$ . No entanto, não são aqui representados, pois não existe base para comparação.

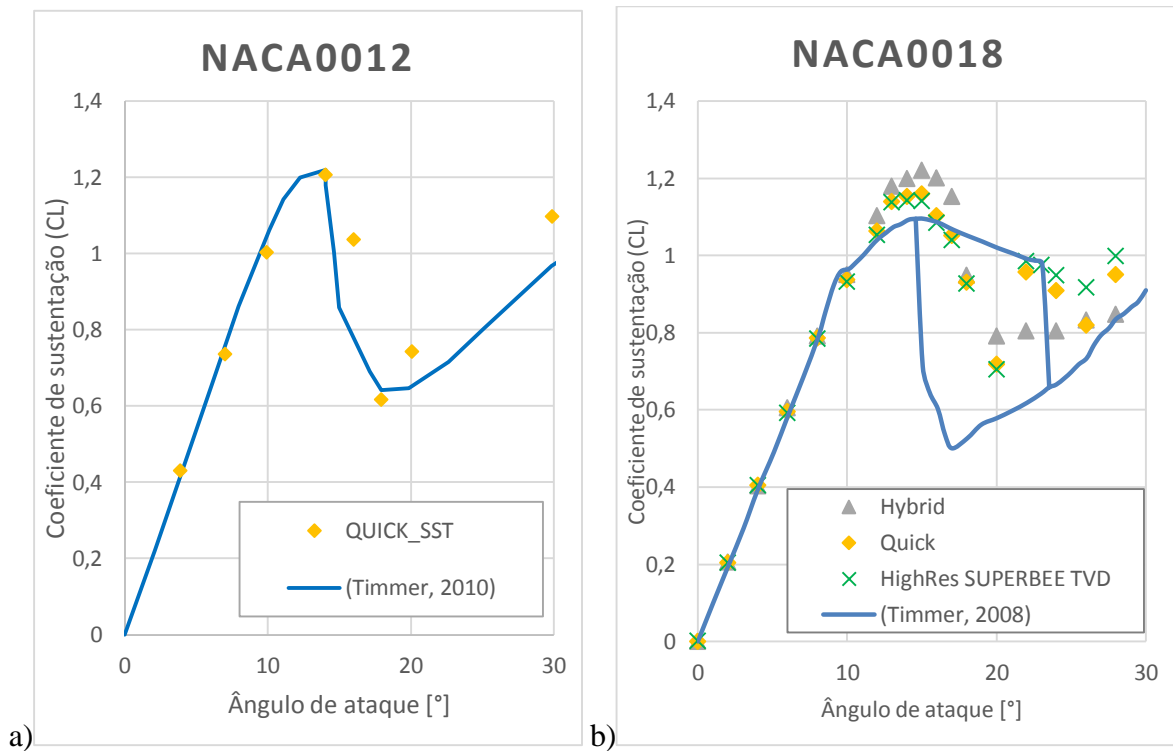


Figura 4.17 CL x AdA para a) NACA0012 Fonte:(Lopes & Ale, 2014), e b) NACA0018.

## 5. CONCLUSÕES

Ao longo deste trabalho foram simulados escoamentos para vários ângulos de ataque em torno do aerofólio NACA0018, usando números de Reynolds de  $1,4 \times 10^5$  e  $8,3 \times 10^5$ . O ambiente computacional, parâmetros de geração de malha e modelo de turbulência (*SST*) são transversais a todas as simulações.

Para  $Re = 8,3 \times 10^5$ , consideraram-se ângulos de ataque entre  $0^\circ$  e  $30^\circ$ . Após a análise dos resultados simulados é possível concluir que, em baixos ângulos de ataque, o coeficiente de arrasto apresenta melhor concordância com os dados experimentais face ao coeficiente de sustentação. Contudo na simulação de maiores ângulos de ataque, onde se verifica regime transiente, não se verifica uma consistente convergência dos resultados das simulações com os dados experimentais. Nos gráficos de ambos os coeficientes pelo ângulo de ataque é notado que os esquemas de advecção *HighRes SUPERBEE TVD (HR)* e *QUICK* exibem resultados semelhantes, geralmente melhores que o *Hybrid*. O estudo da razão entre coeficientes permite concluir que o esquema *HR* se aproxima mais dos dados experimentais. Foi estudada a relação entre a bifurcação dos resultados numéricos e a histerese nos dados experimentais. Conclui-se que, através dos resultados obtidos com a bifurcação não foi possível obter dados equivalentes à histerese. Por fim, há que referir os problemas detetados no campo de velocidades e pressões para as simulações efetuadas em regime transiente no esquema *QUICK*; no entanto, estes problemas não parecem afetar as forças exercidas no aerofólio.

Nas simulações com  $Re = 1,4 \times 10^5$  é apenas usado o esquema de advecção *HR*. Neste caso são estudados ângulos de ataque que variam entre  $0^\circ$  e  $180^\circ$  e nos dados experimentais figuram três configurações de túnel de vento. Para o coeficiente de sustentação, a concordância entre dados experimentais e resultados simulados difere entre os coeficientes. Em baixos ângulos de ataque os dados experimentais usados divergem entre si, que por sua vez divergem bastante dos resultados simulados. Um dos dados experimentais foi obtido num túnel de vento de dimensões comparáveis às usadas no ambiente computacional, no entanto os resultados obtidos para elevados ângulos de ataque ( $\alpha \geq 30^\circ$ ) sobrestimam, largamente, os dados deste túnel, apresentando melhor correspondência com os dados de um túnel de vento de menores dimensões. Esta situação verifica-se também para

o coeficiente de arrasto. No entanto para menores ângulos de ataque este coeficiente exibe uma boa correlação com os dados experimentais. A razão entre coeficientes é semelhante para todas as configurações de túnel de vento que, por sua vez, apresentam uma ótima correspondência com os resultados simulados, o que permite concluir que a direção do vetor força resultante equivale aos dados experimentais, divergindo apenas na intensidade.

Comparando os resultados obtidos para os dois Reynolds percebe-se que este parâmetro influencia a qualidade dos resultados simulados. Para  $\alpha \leq 30^\circ$ , um maior número de Reynolds produz resultados mais próximos dos dados experimentais.

Por último é feita a comparação entre o aerofólio NACA0012 e NACA0018 para as mesmas condições. A análise de ambos os casos permite concluir que aumento da espessura tem uma influência negativa nos resultados simulados.

Para futura continuação do trabalho aqui desenvolvido sugere-se o estudo das distribuições de pressão na superfície do perfil alar e comparação com dados experimentais. Outra alternativa é a investigação dos problemas observados no regime transiente do esquema *QUICK*. O uso do esquema de turbulência *Large eddy simulation (LES)* e/ou uso de outros aerofólios (simétricos ou não simétricos) também são sugestões válidas.



---

## REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- AirfoilTools. (2015). Retrieved June 15, 2015, from <http://airfoiltools.com/airfoil/naca4digit>
- Blacker, T., & Stephenson, M. (1991). Paving: A new approach to automated quadrilateral mesh generation. *INTERNATIONAL JOURNAL FOR NUMERICAL METHODS IN ENGINEERING*, 32(4), 811–847. doi:10.1002/nme.1620320410
- Djilali, N., Gartshore, I., & Salcudean, M. (1989). Calculation of Convective Heat Transfer in Recirculating Turbulent Flow Using Various Near-Wall Turbulence Models. *Numerical Heat Transfer, Part A: Applications*, 16(2), 189–212. doi:10.1080/10407788908944713
- Du, L., Berson, A., & Dominy, R. G. (2014). *NACA0018 behaviour at high angles of attack and at Reynolds numbers appropriate for small wind turbines*. Durham, UK. Retrieved from [https://www.dur.ac.uk/resources/ecs/research/technical\\_reports/2014\\_08.pdf](https://www.dur.ac.uk/resources/ecs/research/technical_reports/2014_08.pdf)
- e2p. (2014). *Parques Eólicos em Portugal*. Retrieved from [e2p.inegi.up.pt/relatorios/Portugal\\_Parques\\_Eolicos\\_201212.pdf](http://e2p.inegi.up.pt/relatorios/Portugal_Parques_Eolicos_201212.pdf)
- EWEA. (2013). *Wind in power: 2012 European Statistics*. Retrieved from <http://www.ewea.org/statistics/european/>
- EWEA. (2015). *Wind in power: 2014 European statistics*. Retrieved from <http://www.ewea.org/statistics/european/>
- Gerakopulos, R., Boutilier, M. S. H., & Yarusevych, S. (2010). Aerodynamic Characterization of a NACA 0018 Airfoil at Low Reynolds Numbers. In *40th Fluid Dynamics Conference and Exhibit* (pp. 1–13). Chicago, Illinois. Retrieved from <https://enu.kz/repository/2010/AIAA-2010-4629.pdf>
- Hassan, G. E., Hassan, A., & Youssef, M. E. (2014). Numerical Investigation of Medium Range Re Number Aerodynamics Characteristics for NACA0018 Airfoil. *CFD Letters*, 6(December), 175–187. Retrieved from [http://www.issres.net/journal/index.php/cfdl/article/view/S2180-1363\(14\)60175-X/250](http://www.issres.net/journal/index.php/cfdl/article/view/S2180-1363(14)60175-X/250)
- Hayase, T., Humphrey, J., & Grief, R. (1992). A consistently formulated QUICK scheme for fast and stable convergence using finite-volume iterative calculation procedures. *Journal of Computational Physics*, 98(1), 108–118. doi:[http://dx.doi.org/10.1016/0021-9991\(92\)90177-Z](http://dx.doi.org/10.1016/0021-9991(92)90177-Z)

- Jacobs, E. N., & Sherman, A. (1937). Airfoil section characteristics as affected by variations of the Reynolds number. *NACA Report 586*. doi:19930091662
- Lauder, B. E., & Spalding, D. B. (1974). The numerical computation of turbulent flows. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 3(2), 269–289. doi:10.1016/0045-7825(74)90029-2
- Lauder, B. E.; Spalding, D. B. (1972). *Mathematical Models of Turbulence*. Academic Press London and New York.
- Lopes, A. G. (2013). Manual EasyCFD \_ G.
- Lopes, A. G., & Ale, J. A. V. (2014). Numerical simulation of the airflow around airfoils for small wind turbines applications. In *V Conferência Nacional de Mecânica dos Fluidos, Termodinâmica e Energia* (pp. 11–12). Porto, Portugal.
- Lopes, A. G., Alé, J. A. V., Ferreira, A. D., Simioni, G. da S., & Calgaro, V. K. (2015). Stall and Pos-Stall of airfoils for small wind turbines : Numerical and Experimental Analysis. In *14th International Conference on Wind Engineering* (pp. 1–11). Porto Alegre, Brazil.
- Menter, F. R., Kuntz, M., & Langtry, R. (2003). Ten Years of Industrial Experience with the SST Turbulence Model. *Turbulence Heat and Mass Transfer 4, 4*, 625–632. Retrieved from [http://cfm.mace.manchester.ac.uk/flomania/pds\\_papers/file\\_pds-1068134610Menter-SST-paper.pdf](http://cfm.mace.manchester.ac.uk/flomania/pds_papers/file_pds-1068134610Menter-SST-paper.pdf)
- Oliveira, A. O., & Lopes, A. G. (2012). *Mecânica dos Fluidos*. (LIDEL, Ed.) (4<sup>a</sup> Edição). Lisboa.
- Patankar, S. (1980). *Numerical heat transfer and fluid flow*. (W. J. Minkowycz & E. M. Sparrow, Eds.) *Series in computational methods in mechanics and thermal sciences*. McGraw-Hill Book Company.
- Shedahl, R. E., and Klimas, P. C. (1981). *Aerodynamic Characteristics of Seven Symmetrical Airfoil Sections through 180-Degree Angle of Attack for Use in Aerodynamic Analysis of Vertical Axis Wind Turbines*. *Technical Report No. SAND80-2114*. Albuquerque, New Mexico.
- Timmer, W. A. (2010). Aerodynamic characteristics of wind turbine blade airfoils at high angles-of-attack. In *TORQUE 2010: The Science of Making Torque from Wind* (pp. 71–78). Crete, Greece.
- Timmer, W. A. (2008). Two-dimensional low-Reynolds number wind tunnel results for airfoil NACA 0018. *Wind Engineering*, 32(6), 525–537. doi:10.1260/030952408787548848

Versteeg, H. K., & Malalasekera, W. (2007). An introduction to computational fluid dynamics: the finite volume method. *Fluid Flow Handbook*. McGraw-Hill