
**Implementação de uma Plataforma para
Análises Aerodinâmicas Não Lineares de
Aeronaves de Geometrias Complexas em
Regime Subsônico**

André Rezende Dessimoni Carvalho



UNIVERSIDADE FEDERAL DE UBERLÂNDIA
FACULDADE DE ENGENHARIA MECÂNICA
CURSO DE ENGENHARIA AERONÁUTICA

Uberlândia
2018

André Rezende Dessimoni Carvalho

**Implementação de uma Plataforma para
Análises Aerodinâmicas Não Lineares de
Aeronaves de Geometrias Complexas em
Regime Subsônico**

Trabalho de Conclusão de Curso apresentado à Faculdade de Engenharia Mecânica da Universidade Federal de Uberlândia como parte dos requisitos para a obtenção do título de Bacharel em Engenharia Aeronáutica.

Área de concentração: Engenharia Aeronáutica

Orientador: Prof. Dr. João Marcelo Vedovoto

Uberlândia

2018

Resumo

O presente trabalho apresenta as metodologias empregadas para o desenvolvimento do módulo aerodinâmico de uma plataforma de projeto aeronáutico preliminar para aeronaves subsônicas de geometria arbitrária. São expostas a modelagem matemática, suas simplificações, e a metodologia numérica utilizada em suas implementações.

O módulo aerodinâmico é baseado na teoria de escoamento potencial, sendo capaz de simular rapidamente conjuntos de superfícies sustentadoras de geometria arbitrária, em regime assimétrico, inclusive próximo à região de estol por meio do método *Vortex Lattice* com correções viscosas. São implementados diferentes tipos de esteira e de malha. Os resultados são confrontados com casos presentes na literatura, para diferentes regimes de voo e diferentes configurações geométricas, apresentando boa concordância. Devido ao baixo custo computacional do código e sua flexibilidade na criação de geometrias, este se mostrou adequado para rotinas de otimizações, bem como para a incorporação em algoritmos de mecânica do voo, desempenho e cargas aeroelásticas.

Palavras-chave: Aerodinâmica, Projeto Preliminar de Aeronaves, Métodos de escoamento potencial.

Abstract

The present work expose the methodolgy used in the development of the aerodynamic module of a preliminary aeronautical project platform for subsonic aircraft of arbitrary geometry. The mathematical modeling, their simplifications, and the numerical methodology used in the implementation are detailed.

The aerodynamic modulus is based on potential flow theory, being able to quickly simulate sets of arbitrary lifting surfaces in asymmetrical regime, close to the stall by means of the Vortex Lattice method with viscous corrections. Different types of wake modeling and mesh are implemented. The results are confronted with cases present in the literature, for different flight regimes and different geometric configurations, showing good agreement. Due to the low computational cost of the code and its flexibility in the creation of geometries, it proved suitable for optimization routines,as well as for the incorporation in algorithms of flight mechanics, performance and aeroelastic loads.

Keywords: Aerodynamics, Preliminary aeronautical project, Potential Flow.

Lista de ilustrações

Figura 2.1 – Comparação entre métodos que utilizam malha do domínio e método das singularidades.	13
Figura 2.2 – Representação de uma singularidade de vórtice.	13
Figura 2.3 – Filamento de vórtice de intensidade Γ	14
Figura 2.4 – Representação de um vórtice ferradura.	15
Figura 2.5 – Representação da geometria de uma aeronave por métodos potenciais.	15
Figura 2.6 – Discretização da Linha Sustentadora por vórtices ferradura.	16
Figura 2.7 – Discretização da geometria por anéis de vórtice no VLM.	17
Figura 2.8 – Discretização da geometria por vórtices ferradura no VLM.	17
Figura 2.9 – Exemplo de resultado obtido no código VSPAero por meio do método dos painéis.	18
Figura 2.10–Modelo Invíscido Simples.	19
Figura 2.11–Deslocamento das linhas de corrente.	20
Figura 2.12–Modelos de <i>Displacement body</i> e <i>Wall Transpiration</i>	21
Figura 2.13–Comparação entre resultado experimental e os modelos Invíscido Simples, <i>displacement body</i> e <i>wall transpiration</i> para $\alpha = 0^\circ$	22
Figura 2.14–Comparação entre resultado experimental e os modelos Invíscido Simples, <i>displacement body</i> e <i>wall transpiration</i> para $\alpha = 16^\circ$	23
Figura 2.15–Mecanismo de estol por <i>decambering</i>	24
Figura 2.16–Fonte: Drela (2014).	24
Figura 3.1 – Exemplo de geometria e respectiva esteira simulada na plataforma implementada.	25
Figura 3.2 – Discretização da superfície por vórtices ferradura.	26
Figura 3.3 – Velocidade “induzida” por um segmento linear GH de vórtice.	27
Figura 3.4 – Vórtice alinhado com o escoamento livre.	29
Figura 3.5 – Tipos de malha implementados.	30
Figura 3.6 – Representação dos ângulos de ataque do escoamento não perturbado.	31
Figura 3.7 – Fonte: O autor.	31

Figura 3.8 – Estol previsto pelo VLM Não linear.	32
Figura 4.1 – Caso 1: Estudo de convergência de Malhas ($\alpha = 5^\circ$).	34
Figura 4.2 – Caso 1: Malha utilizada	34
Figura 4.3 – Caso 1: Polares de arrasto.	34
Figura 4.4 – Caso 1: C_p no perfil da seção central da asa, para um ângulo de ataque efetivo de 4.5°	35
Figura 4.5 – Caso 1: Distribuição de C_p ao longo da corda e da envergadura para $\alpha_\infty = 5^\circ$	35
Figura 4.6 – Caso 2: Malha utilizada	36
Figura 4.7 – Caso 2: C_L vs α	36
Figura 4.8 – Caso 2: Distribuição de sustentação na semi-envergadura para diferentes ângulos de ataque. Os símbolos denotam os resultados experimentais.	37
Figura 4.9 – Caso 2: C_{Di} vs C_L	37
Figura 4.10 – Caso 2: Posição do centro aerodinâmico (h) em relação à corda (c) ao longo da semi-envergadura.	38
Figura 4.11 – Caso 3: Malha Utilizada.	39
Figura 4.12 – Caso 3: Polares de arrasto.	39
Figura 4.13 – Caso 4: Malha utilizada.	40
Figura 4.14 – Caso 4: Curva C_L vs α e distribuição de sustentação.	40
Figura 4.15 – Caso 5: Malha da geometria com diedro de 20°	41
Figura 4.16 – Caso 5: Comparação do coeficiente de rolagem em função de β para diedros de 10° e 20°	41
Figura 4.17 – Caso 6: Malha e esteira (linhas a jusante) para geometria $i_h = -6^\circ$	42
Figura 4.18 – Caso 6: Curvas de C_L vs α obtidas e experimentais para duas configurações.	43

Sumário

1	INTRODUÇÃO	8
1.1	Objetivos e Justificativas	9
1.2	Organização do Texto	10
2	FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA	11
2.1	Equações de Navier-Stokes	11
2.2	Escoamento Potencial	11
2.3	Método das Singularidades	12
2.4	Métodos para a Solução de Escoamentos Tridimensionais	15
2.5	Aproximação dos Efeitos Viscosos	18
2.5.1	Efeito de Deslocamento da Camada Limite	20
2.5.2	Mecanismo de Estol por <i>Decambering</i> Viscoso	23
3	METODOLOGIA	25
3.1	Método <i>Vortex Lattice</i> Linear	26
3.1.1	Esteira Alinhada	29
3.1.2	Discretização Geométrica	29
3.2	Inclusão de Efeitos Viscosos	30
3.3	Cálculo dos Demais Coeficientes	32
4	RESULTADOS E VALIDAÇÕES	33
4.1	Caso 1: Asa Plana	33
4.2	Caso 2: Asa Enflechada	36
4.3	Caso 3: Asa Enflechada de Baixo Alongamento em Altos Ângulos de Ataque	38
4.4	Caso 4: Asa Enflechada e Afilada em Altos Ângulos de Ataque	39
4.5	Caso 5: Asa com Grande Diedro	40
4.6	Caso 6: Conjuntos Asa-Empenagem	42

5	CONCLUSÃO	44
5.1	Trabalhos Futuros	44
	REFERÊNCIAS	45

Introdução

Como observado por Torenbeek (2013), uma pequena parcela dos custos de pré-produção das aeronaves são atribuídos às fases de projeto conceitual e preliminar. No entanto, essas fases correspondem a uma grande porcentagem dos custos totais do programa de desenvolvimento. Isso se deve principalmente ao grande impacto que as decisões tomadas em tais fases têm sobre o desenrolar do projeto e sobre as características de desempenho do produto final. Tal fato justifica a importância de ferramentas robustas, capazes de simular uma grande variedade de condições de voo, e que forneçam resultados confiáveis.

De acordo com Obert (2009), até o início de 1960, apenas dois métodos aerodinâmicos eram disponíveis: métodos empíricos e modelos matemáticos elementares. A partir da década de 60, um terceiro método foi desenvolvido: a Mecânica dos Fluidos Computacional (CFD).

Os métodos empíricos baseados em teoria, experimentos, ou ambos, consistem de uma coleção de dados obtidos previamente, compilados em tabelas e gráficos ou aproximados por regressões matemáticas. Seu objetivo é fornecer uma relação entre parâmetros elementares da geometria e as características desejáveis da aeronave, tais como a força atuante nos componentes. Embora apresentem certa agilidade de cálculo, tais dados não fornecem detalhes físicos do problema. Até aproximadamente 1940, essa era a única ferramenta prática disponível. Atualmente esses métodos ainda são utilizados na fase conceitual e no início do projeto preliminar, quando se deseja obter uma primeira indicação da geometria necessária para obter as características desejadas da aeronave.

Os métodos analíticos, segundo Obert (2009), são o oposto dos métodos empíricos, ou seja, são obtidos a partir da formulação matemática dos fenômenos físicos. No início do século XX, embora Prandtl já tivesse formulado a Teoria da Linha Sustentadora e a Teoria da Camada Limite, o projeto aerodinâmico era quase exclusivamente realizado por meio dos métodos empíricos. As razões para esse fato são que os modelos analíticos eram extremamente simplificados e sua aplicação era laboriosa devido à falta de recurso computacional disponível.

Com o desenvolvimento dos computadores, métodos numéricos mais sofisticados se tornaram viáveis. Esses métodos são os conhecidos como Mecânica dos Fluidos Computacional, podendo ser baseados tanto em escoamento potencial, como o *Vortex Lattice* e o Método dos painéis, quanto nas equações de Navier-Stokes, tais como Médias de Reynolds (RANS) e Simulações de Grande Escalas (LES). É importante notar que embora atualmente seja comum referir-se apenas aos métodos baseados nas equações de Navier-Stokes como CFD, os métodos baseados em escoamento potencial, a rigor, também pertencem a tal classificação.

Segundo Obert (2009), os fundamentos para os métodos de CFD iniciaram com o método dos painéis subsônico desenvolvido por Hess e Smith e pelo código transônico desenvolvido por Garabedian, Korn, Bauer e Jameson, na Universidade de Nova York.

Embora os métodos baseados nas equações de Navier-Stokes forneçam uma grande quantidade de informações sobre a física do problema, o seu emprego não é totalmente adequado para as fases iniciais de projeto devido ao grande custo computacional associado e ao tempo necessário para a preparação do modelo para simulação. Os métodos baseados em escoamento potencial, por sua vez, apresentam menos informações sobre o escoamento, mas são capazes de fornecer informações mais precisas que os métodos empíricos, mantendo o baixo custo computacional e agilidade na preparação do modelo, o que justifica seu emprego na fase de projeto preliminar.

Ainda segundo Obert (2009), os métodos CFD vêm progredido significativamente ao longo dos anos, sendo hoje, as ferramentas aerodinâmicas mais importantes. O seu advento é um exemplo claro de que a ênfase do projeto aerodinâmico têm se aproximado ainda mais em direção a uma abordagem teórica, o que possibilita que o resultado final possa ser otimizado para uma configuração muito mais próxima dos requisitos de projeto do que era possível anteriormente.

1.1 Objetivos e Justificativas

Segundo Torenbeek (2013), poucas ferramentas comerciais ou livres existem para as fases iniciais de projeto. Isso porque tais ferramentas normalmente são elaboradas pelas próprias fabricantes e portanto, contêm informações sensíveis, que não são de interesse que se tornem públicas. Vargas (2006) também observa que poucas ferramentas do tipo foram desenvolvidas em código aberto pela sociedade científica brasileira, e que vários grupos relacionados ao desenvolvimento de aeronaves não tripuladas autônomas (UAV) utilizam *softwares* estrangeiros da década de 1970, ou mesmo mais recentes, mas com documentação escassa e pouca validação experimental.

Diante desse cenário, o presente trabalho objetiva detalhar a modelagem matemática e numérica empregada na implementação do módulo de aerodinâmica de uma plataforma para projetos preliminares de média fidelidade para aeronaves leves subsônicas.

São requisitos da implementação que o modelo aerodinâmico seja capaz de simular configurações genéricas de superfícies sustentadoras, escoamento assimétrico, altos ângulos de ataque, velocidades de manobra, e fornecer dados como parcela viscosa do arrasto por meio da inclusão de dados numéricos ou experimentais dos perfis bidimensionais. O modelo deve ainda manter baixo custo computacional para que seja possível incluí-lo em rotinas de otimização multi-disciplinares (MDO) e códigos para análises de desempenho, mecânica do voo, estruturas e cargas. Também é requisito que o código seja verificado e validado por meio da comparação com diferentes resultados da literatura, a fim de comprovar sua precisão e capacidade.

1.2 Organização do Texto

Os capítulos do presente trabalho são apresentados da seguinte forma: No Capítulo 2, são discutidos os fundamentos teóricos necessários para a formulação do modelo aerodinâmico e as teorias disponíveis na literatura para a análise de superfícies sustentadoras; No Capítulo 3, é detalhada a implementação do método de *Vortex Lattice* Não Linear, bem como as modificações propostas. No Capítulo 4, os resultados obtidos pela metodologia proposta são confrontados com dados da literatura, de forma a abranger o escopo de possibilidades do modelo aerodinâmico; Por fim, no Capítulo 5, são tecidas as principais conclusões acerca do código implementado e dos resultados obtidos. Também são propostas sugestões para trabalhos futuros.

Fundamentação Teórica

2.1 Equações de Navier-Stokes

Segundo Katz e Plotkin (2001), as equações que geralmente são utilizadas na solução de problemas relevantes para aerodinâmica de baixa velocidade, são equações simplificadas das equações de transporte regularmente utilizadas em da mecânica dos fluidos, também conhecidas como equações de Navier-Stokes. De acordo com Silveira Neto (2006), tais equações na forma incompressível são compostas pela equação da continuidade (equação 2.1) e transporte de quantidade de movimento linear (equação 2.2).

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0, \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial(u_i u_j)}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\nu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right]. \quad (2.2)$$

Nestas equações, u_i denota as componentes da velocidade, onde $i = 1, 2, 3$ e $j = 1, 2, 3$; x_i são as componentes espaciais; p denota a pressão, μ a viscosidade do fluido; ρ a densidade; e t , o tempo.

Apesar da quantidade de informações que as equações de Navier-Stokes possam fornecer, elas são de alta complexidade de solução, mesmo em métodos que utilizam modelagem da turbulência como Médias de Reynolds (RANS) e Simulações de Grandes Escalas (LES). Além disso, o grande custo computacional associado à sua solução e o tempo necessário para preparar o modelo, inviabilizam a aplicação em projetos preliminares de aeronaves. Dessa forma, seu uso é justificado em fases avançadas do projeto, onde são necessárias informações mais detalhadas do escoamento ao redor da aeronave.

2.2 Escoamento Potencial

Segundo White (2010), uma forma de simplificar a solução do escoamento em torno de superfícies, é utilizar a Teoria da Camada Limite, proposta por Ludwig Prandtl, que

sugere que o escoamento seja resolvido em duas regiões distintas: região viscosa e região potencial. A região viscosa compreende a região próxima ao corpo, onde as forças viscosas são predominantes ($\mu \neq 0$), enquanto na região potencial, distante do corpo, as forças inerciais prevalecem ($\mu \approx 0$).

Segundo a teoria, a equação que rege a região potencial, conhecida como equação de Euler, é obtida por meio da equação 2.2, desconsiderando o termo viscoso:

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial(u_i u_j)}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i}. \quad (2.3)$$

No entanto, de acordo com Anderson Jr. (1995), uma forma mais conveniente de tratar a região invíscida e incompressível, é por meio do potencial de velocidade. Segundo o autor, em tal regime um elemento de fluido não sofre variação de volume, logo o divergente da velocidade é nulo:

$$\frac{\delta u_i}{\delta x_i} = 0. \quad (2.4)$$

Além disso, se os elementos de fluido não se rotacionam ao longo das linhas de corrente, ou seja, sofrem apenas translações, então o escoamento é dito irrotacional. Para tais escoamentos a velocidade pode ser expressa como o gradiente de uma função escalar, chamada velocidade potencial (ϕ):

$$\vec{V} = \nabla \phi. \quad (2.5)$$

Combinando as equações 2.4 e 2.5, obtemos a equação de Laplace:

$$\nabla^2 \phi = 0. \quad (2.6)$$

A equação 2.6 é linear, logo, é possível somar um conjunto de soluções particulares (singularidades) para obter uma nova solução.

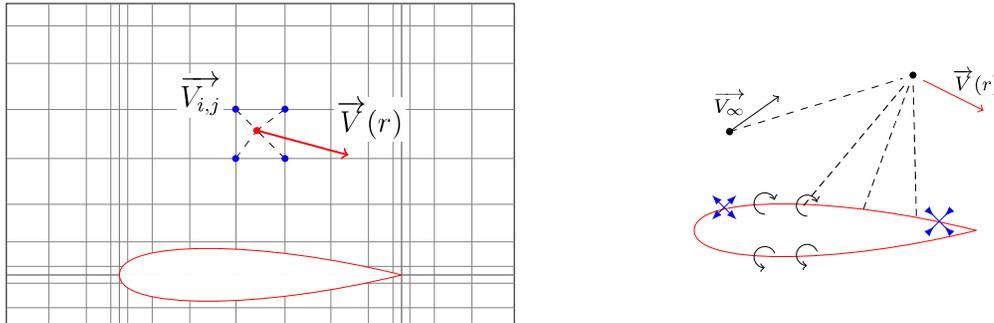
2.3 Método das Singularidades

O método das singularidades consiste em somar um conjunto de soluções particulares da Equação 2.6 a fim de se obter uma nova solução capaz de representar o escoamento de interesse. Dessa forma, conforme Drela (2014), diferentemente dos métodos tradicionais de Mecânica dos Fluidos Computacional (CFD), não é necessário discretizar o domínio da solução, apenas a superfície da geometria a ser simulada, como esquematizado na Figura 2.1.

Tal diferença resulta em uma economia significativa no custo computacional, bem como em maior agilidade na preparação do modelo para simulação. Por outro lado, a simplificação dificulta a aplicação da metodologia em geometrias genéricas de maior complexidade e fornece menos detalhes sobre o escoamento ao redor do corpo. Ainda assim,

para superfícies sustentadoras a metodologia tem se mostrado suficientemente precisa para as fases iniciais de projeto aeronáutico.

Figura 2.1 – Comparação entre métodos que utilizam malha do domínio e método das singularidades.



Fonte: O autor.

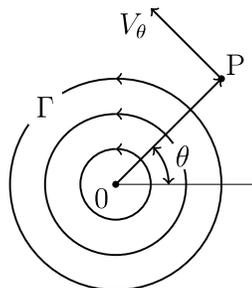
Dentre as singularidades existentes, destacam-se duas que serão utilizadas no trabalho atual, o escoamento uniforme e o vórtice. Um escoamento uniforme com velocidade V_{∞} movendo-se na direção \vec{x} pode ser representado pela equação:

$$\phi = V_{\infty} \vec{x}. \tag{2.7}$$

Um vórtice bidimensional é um escoamento em que todas as linhas de corrente são círculos concêntricos e a velocidade em um dado ponto P é proporcional à sua distância até o centro. A solução da equação de Laplace para tal escoamento é dada pela equação 2.8, em que Γ é a intensidade do vórtice e θ é a posição radial do ponto, como ilustra a Figura 2.2.

$$\phi = -\frac{\Gamma}{2\pi} \theta. \tag{2.8}$$

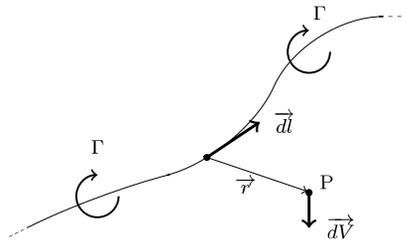
Figura 2.2 – Representação de uma singularidade de vórtice.



Segundo Anderson Jr. (2010), o conceito de vórtice pode ser estendido para problemas tridimensionais. Nesses casos, o centro seria um filamento de vórtice, como ilustra a Figura

2.3. Dessa forma, o vórtice bidimensional pode ser interpretado como um caso particular cujo centro é a seção de um filamento reto que se estende entre $(-\infty, +\infty)$. De acordo com o autor, o filamento “induz” um campo de velocidades no espaço ao redor e sua intensidade é definida como Γ . A velocidade “induzida” $d\vec{V}$ em um ponto P qualquer no espaço, pode ser obtida pela lei de Biot-Savart, expressa na equação 2.9, em que $d\vec{l}$ é um vetor tangente ao filamento e \vec{r} é a distância entre o ponto P e o filamento.

Figura 2.3 – Filamento de vórtice de intensidade Γ .



$$d\vec{V} = \frac{\Gamma}{4\pi} \frac{d\vec{l} \times \vec{r}}{\|\vec{r}\|^3} \quad (2.9)$$

Foi dado destaque à palavra “induz” na explicação anterior pois, como observado por McLean (2012), o termo pode provocar uma interpretação errônea do fenômeno físico. Segundo o autor, na equação 2.9, infere-se que a intensidade do vórtice é a entrada e a velocidade é saída, ou seja, que a velocidade é causada pelo vórtice. No entanto, na ausência de campos gravitacionais ou eletromagnéticos, não há ação à distância no escoamento. Então não existem formas para que um vórtice em um ponto remoto B produza diretamente uma diferença de velocidade no ponto A. As forças são transmitidas apenas por contato direto entre parcelas adjacentes de fluido, logo, a lei de Biot-Savart expressa apenas uma relação matemática entre o campo de velocidade e sua vorticidade, não uma relação física direta de causa e efeito. De fato, a vorticidade é mais uma manifestação do padrão instantâneo do campo de velocidades que a causa deste.

Outro conceito fundamental à respeito dos vórtices em escoamento potencial, é o teorema de Helmholtz, que consiste de duas afirmações:

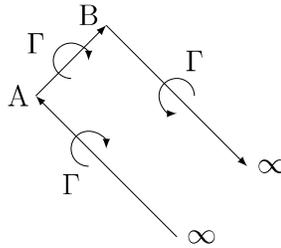
1. Um vórtice deve apresentar intensidade constante ao longo de seu filamento;
2. Um filamento de vórtice não pode terminar no interior do domínio. Ele deve se estender até as fronteiras (que podem ser $\pm\infty$) ou formar um caminho fechado, também conhecido como anel de vórtice.

Na solução de escoamentos potenciais tridimensionais, um filamento de vórtice muito utilizado é o vórtice ferradura. Tal singularidade é composta por três segmentos de vórtice, sendo um deles chamado vórtice colado, e os outros dois, vórtices livres. Os vórtices livres

se estendem das extremidades do vórtice colado até o infinito, obedecendo ao teorema de Helmholtz.

A Figura 2.4 ilustra um vórtice ferradura, em que o segmento $A - B$ representa o vórtice colado e os segmentos $\infty - A$ e $B - \infty$ são os vórtices livres.

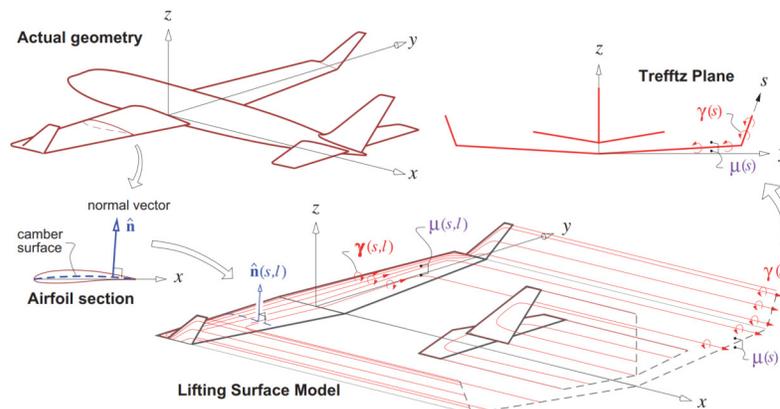
Figura 2.4 – Representação de um vórtice ferradura.



2.4 Métodos para a Solução de Escoamentos Tridimensionais

A partir da teoria potencial, vários métodos foram desenvolvidos para a solução do escoamento sobre superfícies sustentadoras, entre eles, a Teoria da Linha Sustentadora, o método de *Vortex Lattice*, e o Método dos Painéis. Todos consistem em simplificar a geometria real por meio da distribuição de singularidades ao longo das superfícies, como ilustra a Figura 2.5

Figura 2.5 – Representação da geometria de uma aeronave por métodos potenciais.



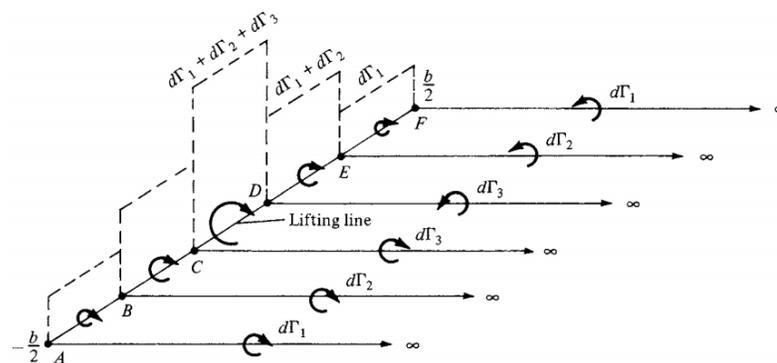
Fonte: Adaptado de Drela (2014).

O primeiro dos métodos potenciais tridimensionais foi a Linha Sustentadora (LLT), proposta por Prandtl (1921). O método consiste em sobrepor vórtices ferradura ao longo da envergadura da asa. O nome se deve ao fato de que não são dispostos vórtices no sentido das cordas, apenas no sentido da envergadura. O segmento “colado” do vórtice

é posicionado em 25% das cordas locais, formando a chamada linha sustentadora, como esquematizado na Figura 2.6.

Apesar de sérias limitações, como a impossibilidade de calcular asas com baixo alongamento, enflechamento e diedro, além de não aceitar múltiplas superfícies nem escoamento assimétrico, a metodologia possibilitou grandes avanços no início da aviação, como a previsão da geometria que proporciona o menor arrasto induzido. O método também é o de menor custo computacional dentre os três citados, sendo por isso, ainda hoje muitas vezes empregado em rotinas de otimização geométrica.

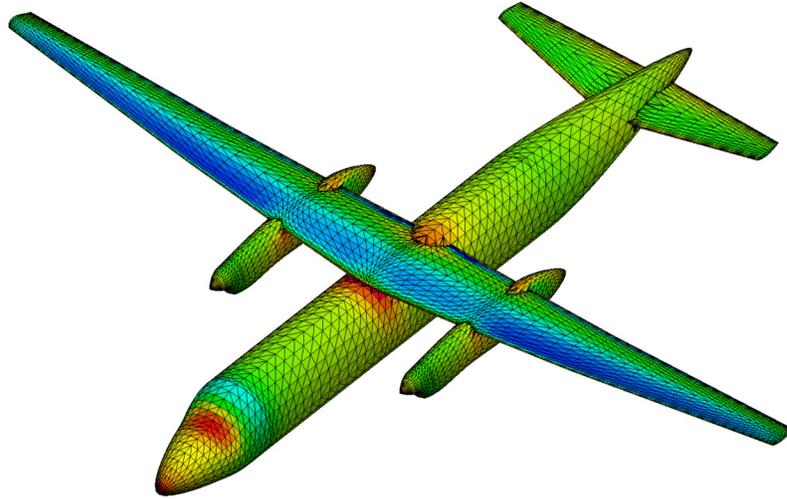
Figura 2.6 – Discretização da Linha Sustentadora por vórtices ferradura.



Fonte: Anderson Jr. (2010).

Uma evolução da LLT é o método *Vortex Lattice* (VLM), que é capaz de simular geometrias de baixo alongamento ao discretizar a superfície não apenas na envergadura, mas também ao longo da corda por meio de anéis de vórtice (Figura 2.7) ou vórtices ferradura (Figura 2.8). Além disso, o emprego da condição de contorno de impermeabilidade na superfície faz com que seja possível simular geometrias não-planares e escoamento assimétrico. Uma das desvantagens do método é a não previsão de efeitos da espessura dos perfis, uma vez que apenas a linha cambra é discretizada. Um dos códigos bem conceituados que faz uso do método é o AVL (DRELA; YOUNGREN, 2017).

Figura 2.9 – Exemplo de resultado obtido no código VSPAero por meio do método dos painéis.



Fonte: O autor.

2.5 Aproximação dos Efeitos Viscosos

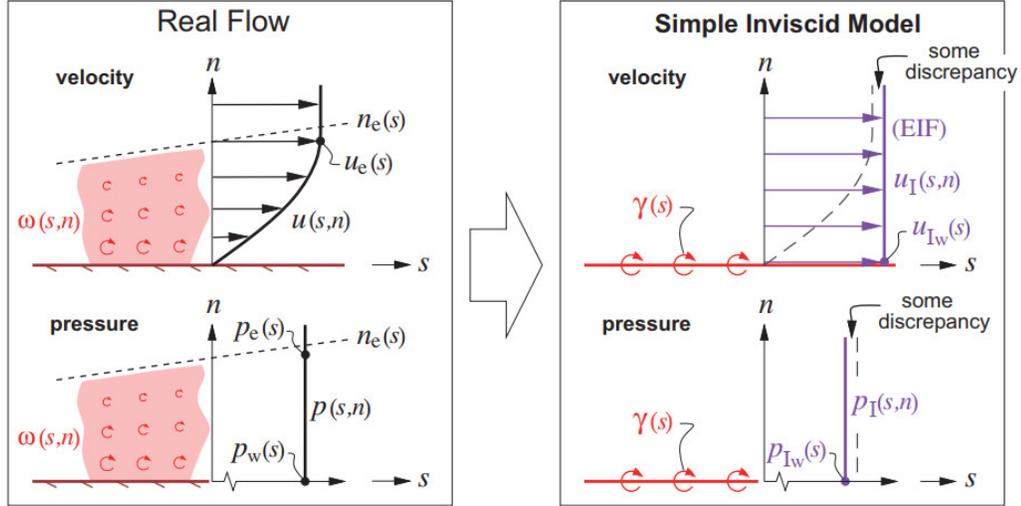
Os fundamentos apresentados na presente seção serão expostos, por simplicidade, para casos bidimensionais. No entanto, no capítulo 3 serão utilizadas as bases aqui abordadas para a formulação do método tridimensional do *Vortex Lattice* não linear.

Segundo Drela (2014), o uso das singularidades da forma como foi mostrada nas seções anteriores cria um campo de velocidade potencial fictício Equivalente ao Escoamento Invíscido (EIF). As coordenadas do campo de velocidade do escoamento invíscido, no caso bidimensional, são dadas por $u_I, v_I(s, n)$, onde s e n são as componentes tangente e normal à parede e o subíndice I se refere às variáveis no modelo EIF. O modelo EIF também apresenta um campo de pressão $p_I(s, n)$ relacionado à u_I, v_I pela equação de Bernoulli:

$$p_I(s, n) = p_\infty + \frac{1}{2}V_\infty^2 - \frac{1}{2}\rho(u_I^2 + v_I^2) \quad (2.10)$$

A Figura 2.10 compara o EIF e o escoamento viscoso real em mais detalhes. Como pode ser visto, a aproximação do escoamento pelo EIF cria um perfil de velocidade linear perpendicular à superfície, em vez de um perfil típico de camada limite. Tal simplificação resulta em uma discrepância nos valores das pressões próximas à parede. O nome “Simple” é utilizado para distinguir o EIF dos modelos mais acurados que serão descritos nas seções a seguir. Ainda na Figura 2.10, $\omega(s, n)$ representa a vorticidade real na camada limite, enquanto $\gamma(s)$ representa a sua aproximação por vórtices na superfície.

Figura 2.10 – Escoamento viscoso real aproximado pelo Modelo Invíscido Simples. As componentes v_I são pequenas e portanto, não são mostradas aqui. O sub-índice $()_e$ indica variáveis na extremidade final da camada limite ($n_e(s)$), enquanto $()_w$ indica os valores das variáveis na parede.



Fonte: Drela (2014).

Uma vez que em escoamentos reais o interior da camada limite apresenta linhas de corrente praticamente paralelas, a pressão estática através destas deve também ser praticamente constante, independentemente da distribuição de velocidade. Portanto a pressão na parede, $p_w(s)$ é aproximadamente igual à pressão na fronteira da camada limite, $p_e(s)$, que por sua vez, é relacionada com a velocidade via equação de Bernoulli:

$$p_w(s) \simeq p_e(s) = p_\infty + \frac{1}{2}V_\infty^2 - \frac{1}{2}\rho u_e^2. \quad (2.11)$$

Na equação 2.11, a contribuição da velocidade normal, v_e , foi omitida, uma vez que $v_e^2 \ll u_e^2$.

Se a camada limite para um dado perfil for suficientemente fina, a aproximação por singularidades de vórtice irá incorrer em pequenos erros. Em tal caso, a velocidade na parede do EIF é próxima à velocidade na fronteira da camada limite do escoamento real:

$$u_{I_w}(s) \simeq u_e(s). \quad (2.12)$$

Combinando as equações 2.10, 2.11 e 2.12, temos:

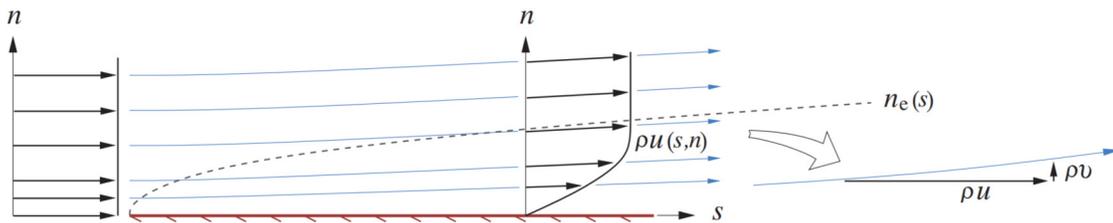
$$p_{I_w}(s) \simeq p_w(s). \quad (2.13)$$

Com o resultado acima, é possível concluir que o EIF captura pressões semelhantes às reais na superfície, e portanto, prevê com precisão as forças de sustentação e momentos. No entanto, o EIF não é capaz de representar as forças viscosas de cisalhamento do escoamento real, não sendo possível dessa forma, prever o arrasto parasita.

2.5.1 Efeito de Deslocamento da Camada Limite

De acordo com Drela (2014), uma das limitações do modelo invíscido simples mostrado na Figura 2.10 é que ele não considera o efeito de deslocamento devido ao escoamento mais lento no interior da camada limite. Em escoamentos reais, a camada limite atua como um obstáculo, distorcendo e deslocando as linhas de corrente na direção oposta à parede, como mostrado na Figura 2.11.

Figura 2.11 – Escoamento viscoso real com linhas de corrente deslocadas.



Fonte: Drela (2014).

O deslocamento mostrado altera o escoamento tangente percebido pelo escoamento externo à camada limite, e dessa forma, modifica inteiramente o campo de velocidades. No escoamento invíscido simples, esse efeito é ignorado, o que é o principal motivo das discrepâncias observadas na Figura 2.10. Como dito, se a camada limite for fina, tais efeitos são desprezíveis. No entanto, se a camada limite for espessa, como ocorre em baixos números de Reynolds ou próximo à região de estol, então as discrepâncias do EIF podem se tornar não negligenciáveis.

Para reduzir significativamente tais erros de modelagem, o EIF deve ser deduzido de forma que o fluxo de massa vertical se iguale ao do escoamento real fora da camada limite, ou seja:

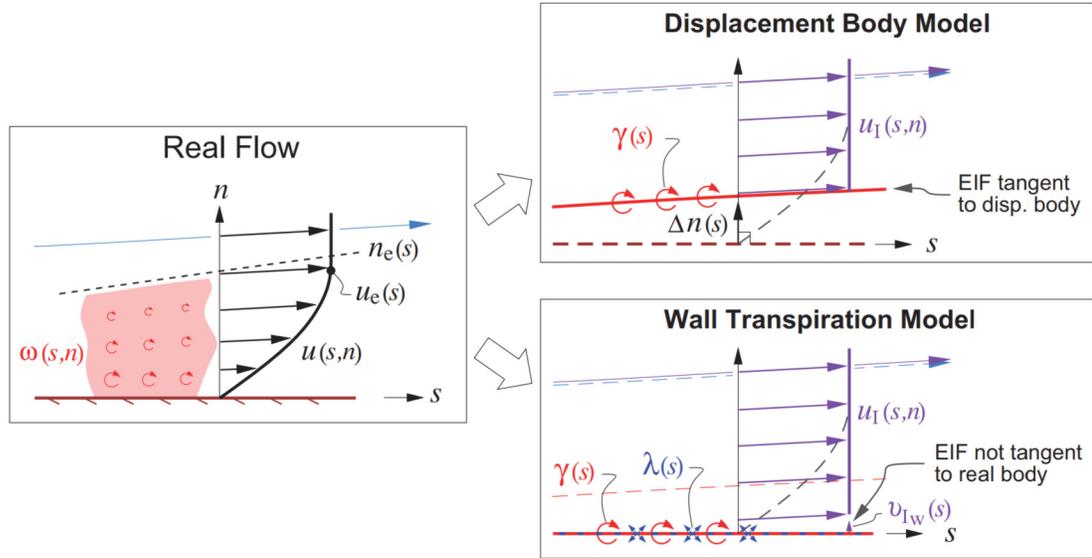
$$\rho_I v_I(s, n) = \rho v(s, n), \quad \text{para } n > n_e(s). \quad (2.14)$$

A fim de atender à equação 2.14, dois métodos são disponibilizados na literatura: o método de *displacement body* e o de *wall transpiration*. O primeiro usa o conceito de um corpo fictício denominado *displacement body*, que apresenta um desvio geométrico $\Delta n(s)$ em relação à superfície original. O escoamento invíscido equivalente é então equacionado para ser tangente à nova geometria. Para tanto, as singularidades são dispostas sobre a superfície do *displacement body*, como esquematizado na Figura 2.12. O objetivo do método passa a ser a determinação dos valores de $\Delta n(s)$ que satisfaça a Equação 2.14. Para isso, a equação 2.15 é empregada. Esse método vem sendo empregado com sucesso

no *solver* aerodinâmico bidimensional MSES (DRELA, 2015).

$$\Delta n(s) = \int_0^{n_e} \left(1 - \frac{\rho u}{\rho_e u_e} \right) dn. \quad (2.15)$$

Figura 2.12 – Escoamento real aproximado pelo modelos de *Displacement body* e *Wall Transpiration*.



Fonte: Drela (2014).

A Segunda metodologia, empregada no conceituado código XFOIL (DRELA, 1989), posiciona os vórtices na superfície original do aerofólio. Contudo, também são adicionadas singularidades do tipo fonte $\lambda(s)$ na parede, como mostra a Figura 2.12. Tal artifício cria uma “parede de transpiração”, ou uma distribuição de fluxo de massa $(\rho_I v_I)_w(s)$. Desse modo, o escoamento equivalente se torna propositalmente não tangente à superfície do corpo, simulando o efeito de deslocamento. Segue da equação da continuidade, que o fluxo de massa a uma distância n é:

$$\rho_I v_I(s, n) = (\rho_I v_I)_w - n \frac{d(\rho_e u_e)}{ds}. \quad (2.16)$$

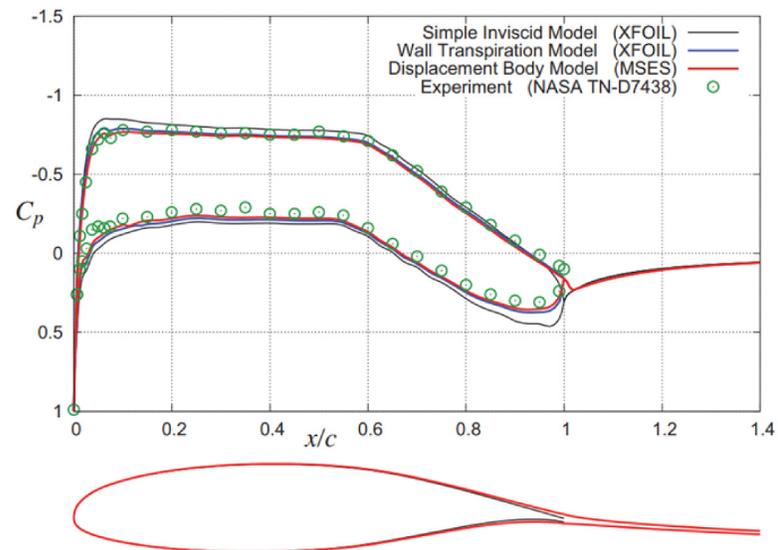
A intensidade das fontes que atendam ao fluxo de massa portanto, é dada por:

$$\lambda(s) = (v_I)_w = \frac{1}{\rho} \frac{dm}{ds}. \quad (2.17)$$

A Figura 2.13 compara os dados experimentais de McGhee e Beasley (1973) com os resultados obtidos por Drela (2014) utilizando os modelos apresentados. Como pode ser observado, para pequenos ângulos de ataque o modelo invíscido simples é capaz de fornecer resultados com precisão aceitável, uma vez que a camada limite não é espessa.

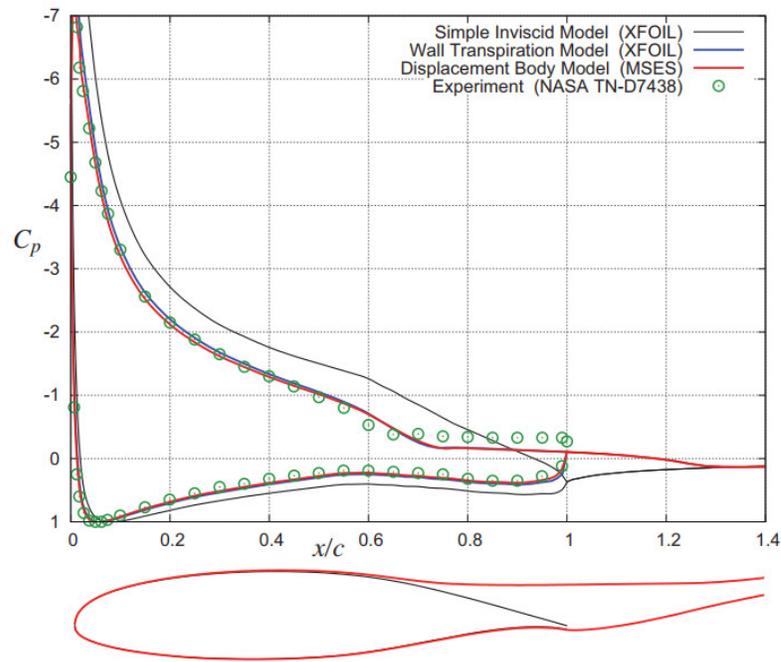
Para ângulos de ataque maiores, contudo, as discrepâncias se tornam pronunciadas. No entanto, a inclusão dos efeitos de deslocamento da camada limite são capazes de aproximar consideravelmente o comportamento do escoamento viscoso real .

Figura 2.13 – Comparação entre resultado experimental e os modelos Invíscido Simples, *displacement body* e *wall transpiration* para $\alpha = 0^\circ$.



Fonte: Drela (2014).

Figura 2.14 – Comparação entre resultado experimental e os modelos Inviscido Simples, *displacement body* e *wall transpiration* para $\alpha = 16^\circ$.



Fonte: Drela (2014).

2.5.2 Mecanismo de Estol por *Decambering* Viscoso

Segundo Drela (2014), o conceito de *displacement body*, associada à teoria dos perfis finos (GLAUERT, 1959), pode ser utilizado para modelar a redução da inclinação da curva de sustentação em grandes ângulos de ataque. Segundo a teoria dos perfis finos, uma curva genérica de sustentação pode ser representada por:

$$c_l(\alpha) = 2\pi\alpha + c_{l_0}, \quad (2.18)$$

onde α é o ângulo de ataque do perfil e c_{l_0} é a interseção da curva de sustentação com o eixo das ordenadas.

De acordo com a teoria, o valor de c_{l_0} depende apenas da forma da linha de cambra do perfil, sendo mais sensível a uma deflexão próxima ao bordo de fuga.

Considerando os resultados e o aerofólio das figuras 2.13 e 2.14, os respectivos *displacement bodies* e as curvas de sustentação para tais geometrias fictícias são esquematizadas na Figura 2.16. A grande bolha de separação no extradorso, observada na Figura 2.14, aumenta o deslocamento Δn , tendo um efeito semelhante a uma deflexão para cima na cambra, o que reduz o valor de c_l . Tal comportamento é conhecido como mecanismo de estol por *Decambering* viscoso.

Figura 2.15 – Curvas de sustentação (tracejadas) de dois perfis representados por seus respectivos *displacement bodies*, com diferentes deflexões da linha de cambra, e obtenção da curva real de c_l pelo mecanismo de *decambering*.

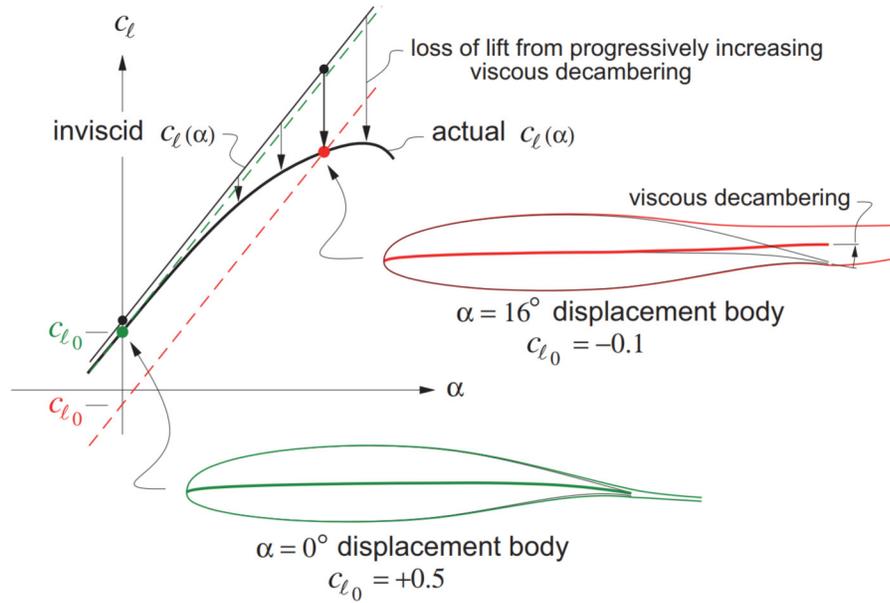


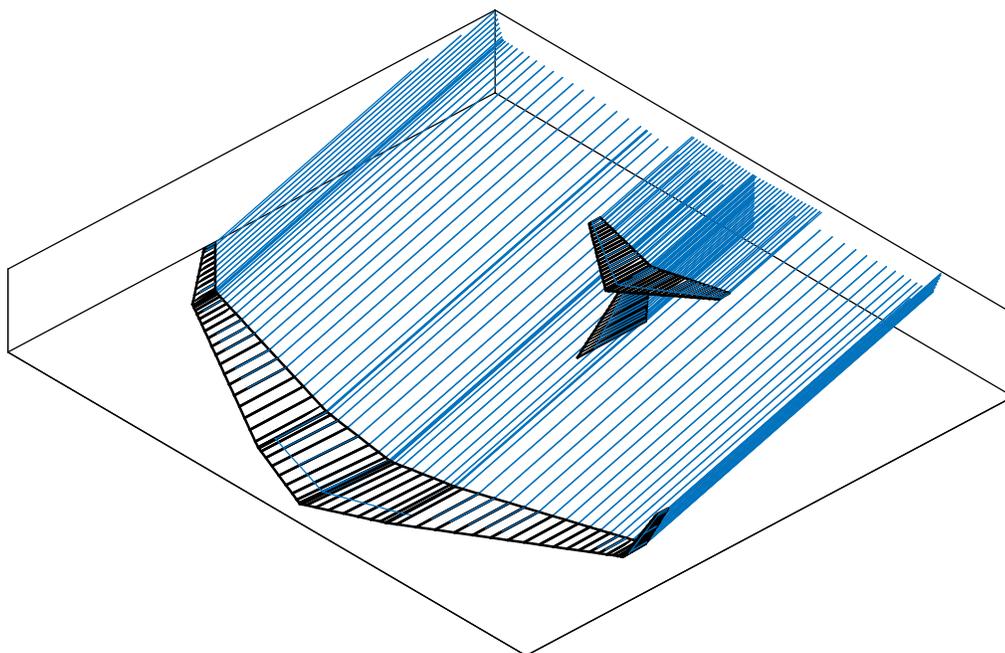
Figura 2.16 – Fonte: Drela (2014).

A lógica de *decambering* será utilizada no capítulo seguinte para corrigir o c_l local de superfícies sustentadoras, permitindo que seja possível prever o comportamento não linear das curvas de sustentação por meio de polares conhecidas dos perfis bidimensionais.

Metodologia

O módulo de aerodinâmica da plataforma implementada é capaz de solucionar o escoamento tridimensional assimétrico por meio de uma adaptação do método *Vortex Lattice* linear corrigido por meio das polares bidimensionais, como proposto por Vargas (2006), o que o torna capaz de prever não linearidades, tais como o estol e o efeito de espessura dos perfis. A Figura 3.1 exemplifica uma possível geometria simulada na plataforma, e sua esteira para um escoamento com ângulos de ataque e derrapagem. Nas seções a seguir, serão detalhados os procedimentos numéricos utilizados para a implementação.

Figura 3.1 – Exemplo de geometria e respectiva esteira simulada na plataforma implementada.

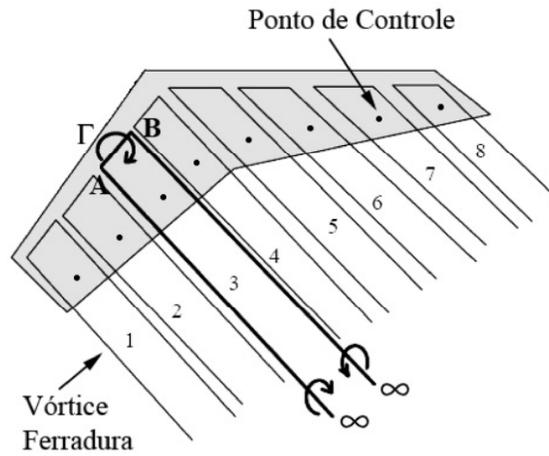


Fonte: O autor.

3.1 Método *Vortex Lattice* Linear

A primeira etapa necessária para a implementação do modelo aerodinâmico consiste de um *solver* de escoamento potencial linear tridimensional. O *solver* aqui implementado é uma modificação do *Vortex Lattice* em que a superfície é discretizada apenas na direção da envergadura, uma vez que as informações na direção da corda serão incluídas posteriormente. Dessa forma, apenas um vórtice ferradura é disposto ao longo das cordas, sendo semelhante ao método proposto por Weissinger (1947). A Figura 3.2 representa a distribuição das singularidades.

Figura 3.2 – Discretização da superfície por vórtices ferradura.



Fonte: Vargas (2006).

Em síntese, o método consiste em calcular as velocidades induzidas em pontos de controle por vórtices de intensidade unitária, formando uma matriz de coeficientes de influência, w . O segmento colado do vórtice ferradura é posicionado em $1/4$ das cordas, e os pontos de controle em $3/4$ das cordas. Em seguida, a fim de obter o valor da intensidade (Γ) de cada vórtice, um sistema linear é resolvido impondo a condição de contorno de tangência à superfície nos pontos de controle

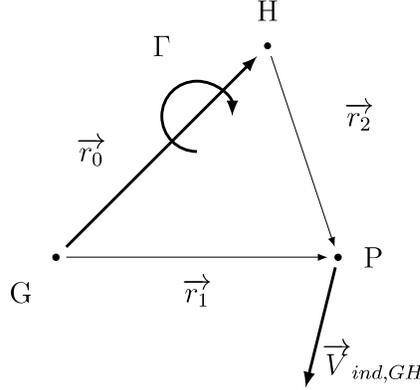
A velocidade induzida em um ponto P por um segmento linear GH de vórtice pode ser calculada por meio da equação 3.1, obtida por meio do teorema de Helmholtz (equação 2.9):

$$\vec{V}_{ind,GH} = \frac{\Gamma}{4\pi} \frac{\vec{r}_1 \times \vec{r}_2}{|\vec{r}_1 \times \vec{r}_2|^2} \vec{r}_0 \cdot \left(\frac{\vec{r}_1}{|\vec{r}_1|} - \frac{\vec{r}_2}{|\vec{r}_2|} \right). \quad (3.1)$$

Na equação 3.1, \vec{r}_0 é o vetor que une a extremidade G à extremidade H do segmento de vórtice; enquanto \vec{r}_1 e \vec{r}_2 unem as extremidades G e H ao ponto P , respectivamente, como esquematiza a Figura 3.3. Segundo Katz e Plotkin (2001), ao utilizar a equação para

calcular a velocidade induzida pelos segmentos de vórtice livre, ∞ pode ser numericamente substituído por um valor suficientemente grande, normalmente sendo utilizado pelo menos vinte envergaduras.

Figura 3.3 – Velocidade “induzida” por um segmento linear GH de vórtice.



Como mencionado anteriormente, para atender à condição de tangência nos pontos de controle, o sistema linear da equação 3.2 deve ser resolvido. Na equação, w_{ij} denota os coeficientes de influência geométricos das velocidades induzidas pelo vórtice j no ponto de controle i ; Γ_j é a intensidade do vórtice j ; e B_i denota a velocidade do escoamento não perturbado, incluindo as componente de manobra (rolamento, arfagem e guinada).

$$\begin{bmatrix} w_{11} & w_{12} & \dots & w_{1n} \\ w_{21} & w_{22} & \dots & w_{2n} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ w_{m1} & w_{m2} & \dots & w_{mn} \end{bmatrix} \times \begin{Bmatrix} \Gamma_1 \\ \Gamma_2 \\ \vdots \\ \Gamma_n \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} B_1 \\ B_2 \\ \vdots \\ B_n \end{Bmatrix}. \quad (3.2)$$

Os coeficientes de influência w_{ij} podem ser calculados por meio da equação 3.3, onde \vec{n}_i são as normais ao painel no ponto de controle i ; \vec{V}_{ijk} é a velocidade induzida pelo segmento k do vórtice j sobre o painel i (obtida pela equação 3.1); e n_{seg} é a quantidade de segmentos do vórtice adotado, no caso de vórtices ferradura comuns, $n_{seg} = 3$ (dois vórtices livres e um vórtice colado). No entanto, como será detalhado na seção seguinte, caso forem utilizados esteiras alinhadas, $n_{seg} = 5$.

$$w_{ij} = \sum_{k=1}^{n_{seg}} \vec{V}_{ijk} \cdot \vec{n}_i \quad (3.3)$$

Os termos independentes do sistema linear são as influências do escoamento não perturbado sobre cada painel, adicionado às componentes devido à manobra:

$$B_i = (\vec{V}_\infty + \vec{V}_m) \cdot \vec{n}_i, \quad (3.4)$$

onde:

$$\vec{V}_\infty = V_\infty [\cos(\alpha)\cos(\beta)i - \cos(\alpha)\sin(\beta)j + \sin(\alpha)k], \quad (3.5)$$

e

$$\vec{V}_m = \vec{r}_{3/4} \times \vec{\Omega}. \quad (3.6)$$

Na equação 3.5, α e β são os ângulos de ataque e de derrapagem, e V_∞ denota o módulo da velocidade não perturbada. Na equação 3.6, $\vec{\Omega} = [p \ q \ r]$ são as componentes de rolamento, arfagem e guindada da velocidade angular de manobra; e $\vec{r}_{3/4}$ é a distância do ponto de controle até o centro de rotação da aeronave (normalmente o centro de gravidade).

Uma vez solucionado o sistema linear, as intensidades Γ são obtidas, sendo então possível calcular as forças aerodinâmicas que atuam sobre a superfície por meio do teorema de Kutta-Joukowski (Equação 3.7).

$$\vec{F} = \rho \vec{V}_{1/4} \times \vec{\Gamma}_{bound}. \quad (3.7)$$

Na equação 3.7, ρ é a densidade do fluido, $\vec{\Gamma}_{bound}$ é o vetor que representa a intensidade e direção do vórtice colado, e $\vec{V}_{1/4}$ é a velocidade total em 1/4 das cordas, incluindo as velocidades induzidas pela esteira, o escoamento não perturbado e as velocidades devido à manobra. Como observado por (VARGAS, 2006), o resultado da equação é uma distribuição tridimensional de forças, com as respectivas componentes de sustentação, arrasto e força lateral.

A equação 3.7 permite a obtenção dos coeficientes de sustentação, arrasto induzido e força lateral. No entanto, para o seu cálculo, é necessário obter as velocidades induzidas em 1/4 das cordas, o que pode ser um processo computacionalmente custoso. Dessa forma, em análises que não envolvem forças laterais assimétricas, uma forma mais conveniente de obter os coeficiente de sustentação e arrasto induzido é por meio das equações 3.8 e 3.9, onde $c_l(y)$ denota coeficiente de sustentação ao longo da envergadura, obtido por meio da equação 3.10; $c(y)$ são as cordas locais; $\Gamma(y)$ são os valores das intensidades dos vórtices, obtidos por meio da solução do sistema linear; e α_i denota o ângulo de ataque induzido, cujo cálculo é dado pela equação 3.17 da seção seguinte.

$$C_L = \frac{1}{S} \int_{-b/2}^{b/2} c(y) c_l(y) dy, \quad (3.8)$$

$$C_{D,i} = \frac{2}{V_\infty S} \int_{-b/2}^{b/2} \Gamma(y) \alpha_i(y) dy, \quad (3.9)$$

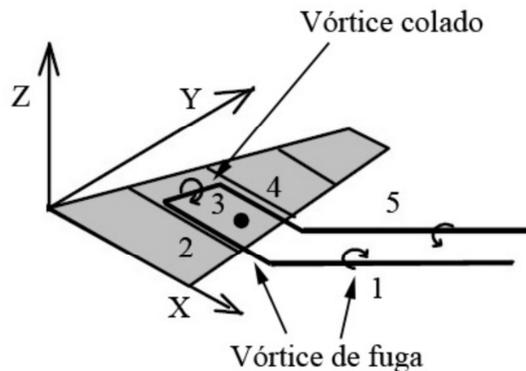
$$c_l(y) = \frac{2\Gamma(y)}{V_\infty c(y)}. \quad (3.10)$$

3.1.1 Esteira Alinhada

Segundo Phillips e Snyder (2000), na formulação original da LLT, Prandtl assumiu que os vórtices livres fossem alinhados com as cordas a fim de obter uma solução analítica. No entanto, é mais correto que a esteira se alinhe com o escoamento livre, ainda que tal modificação apresente pouca diferença nos resultados para uma única superfície.

A fim de alinhar a esteira com o escoamento, Vargas (2006) propõe em seu trabalho que o vórtice ferradura original seja dividido em cinco segmentos, como mostra a Figura 3.4. Dessa forma, os vórtices livres, ou vórtices de fuga, são divididos em dois segmentos, um que se estende do vórtice colado até o bordo de fuga, alinhado com a corda, e outro que se estende do bordo de fuga até o infinito, alinhado com o escoamento livre. A única adaptação, além da discretização, necessária no algoritmo para incorporar tal modelo de esteira é a variável n_{seg} da equação 3.3, que contará com cinco componentes.

Figura 3.4 – Vórtice alinhado com o escoamento livre.



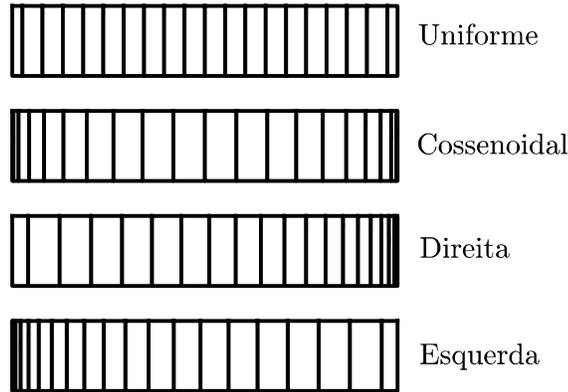
Fonte: Vargas (2006).

3.1.2 Discretização Geométrica

Segundo Vargas (2006), apesar da semelhança com o método de Multhoop, o método *Vortex Lattice* pode apresentar discretizações genéricas da malha, não sendo necessário uma distribuição específica, o que permite melhorar o nível de refinamento em áreas de interesse. A Figura 3.5 apresenta os tipos de malha implementados.

A malha uniforme apresenta painéis de igual dimensão ao longo da envergadura. A malha cossenoidal apresenta uma taxa cossenoidal entre 0 e π . Por fim, as malhas esquerda e direita também apresentam distribuição cossenoidal, mas de 0 a $\pi/2$.

Figura 3.5 – Tipos de malha implementados.



Fonte: O autor.

3.2 Inclusão de Efeitos Viscosos

Uma vez que o método linear proposto discretiza as cordas em apenas um painel, os resultados obtidos são referentes ao de uma placa plana, ou ainda, de uma asa com perfil fino e simétrico. Além disso, as não linearidades devido aos efeitos viscosos são desconsiderados. Para estender a aplicação do método para asas com perfis genéricos e incorporar os efeitos viscosos, é proposta uma adaptação do método de *decambering* apresentado por Mukherjee e Gopalarathnam (2003) e ajustado por Vargas (2006) para o VLM. O procedimento numérico é composto pelas seguintes etapas:

1. São atribuídos valores iniciais nulos para as variáveis auxiliares $\delta^i(y)$ e $\Delta c_l(y)$ para cada painel da asa;
2. Inicia-se a variável auxiliar $\alpha_{decamb}(y)$ com valores iguais ao ângulo de ataque do escoamento não perturbado (α_∞):

$$\alpha_{decamb}(y) = \alpha_\infty. \quad (3.11)$$

3. A distribuição dos coeficientes de sustentação, $c_{l,invisc}(y)$, é calculada pelo método linear para o ângulo de ataque $\alpha_{decamb}(y)$;
4. Calcula-se os ângulos de ataque efetivos dos painéis ($\alpha_{eff}(y)$), corrigidos pela variável $\delta^i(y)$:

$$\alpha_{eff}(y) = \frac{c_{l,invisc}(y)}{2\pi} - \delta^i(y). \quad (3.12)$$

5. Busca-se nas polares bidimensionais ($c_{l,2D}$), os coeficientes de sustentação locais ($c_{l,visc}(y)$), para os ângulos $\alpha_{eff}(y)$:

$$c_{l,visc}(y) = c_{l,2D}(\alpha_{eff}(y)). \quad (3.13)$$

6. Calcula-se os valores de $\Delta c_l(y)$ para cada painel:

$$\Delta c_l(y) = c_{l,visc}(y) - c_{l,invisc}(y). \quad (3.14)$$

7. A variável auxiliar $\delta^i(y)$ é atualizada:

$$\delta^i(y) = \delta^{i-1}(y) + \frac{\Delta c_l(y)}{2\pi}. \quad (3.15)$$

8. A variável α_{decamb} sofre um acréscimo de $\delta^i(y)$ em relação ao seu valor inicial:

$$\alpha_{decamb}(y) = \alpha_\infty + \delta^i(y). \quad (3.16)$$

9. Retorna-se ao item 3, iniciando um processo iterativo. O critério de convergência pode ser uma dada tolerância no máximo valor de $\Delta c_l(y)$ entre duas iterações.

Ao final do processo iterativo o ângulo de ataque induzido (α_{ind}):

$$\alpha_{ind}(y) = (\alpha_\infty + i_w(y)) - \alpha_{eff}(y) \quad (3.17)$$

Os ângulos descritos anteriormente são esquematizados na Figura 3.7.

Figura 3.6 – Representação dos ângulos de ataque do escoamento não perturbado (α_∞), efetivo (α_{eff}), induzido (α_{ind}), e ângulo de incidência local (i_w).

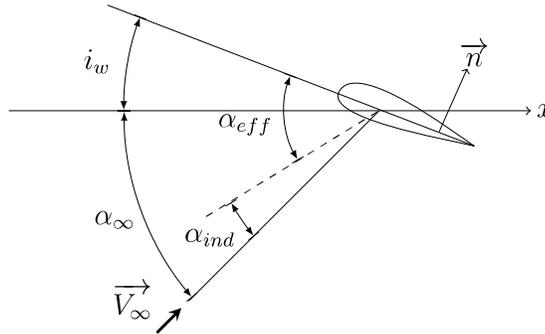
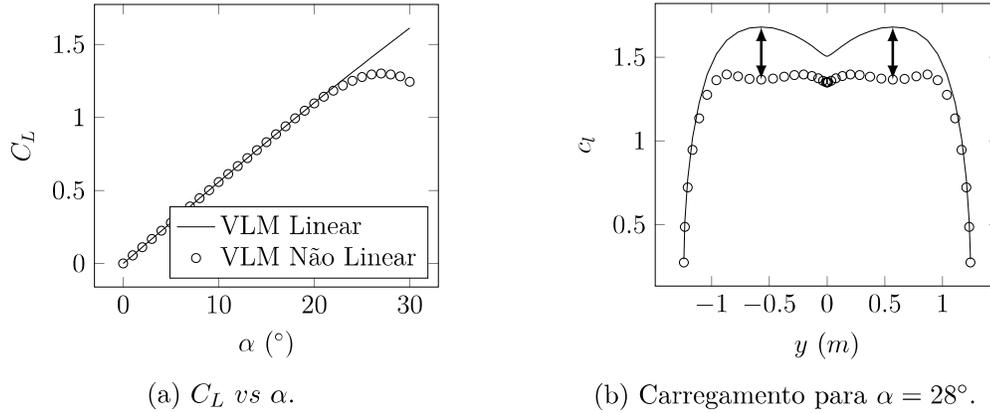


Figura 3.7 – Fonte: O autor.

A Figura 3.8 exemplifica um caso de estol capturado pelo método de *decambering* proposto. Na figura, as setas indicam a região de estol.

Figura 3.8 – Estol previsto pelo VLM Não linear.



3.3 Cálculo dos Demais Coeficientes

A partir dos valores do ângulo de ataque efetivo para cada seção da asa, $\alpha_{eff}(y)$, obtidos na seção anterior, é possível buscar nas polares bidimensionais os valores de arrasto parasita do perfil ($c_{d,0}$) e do coeficiente de momento (c_m). Tais dados, juntamente com as coordenadas y dos pontos de controle e das respectivas cordas (c), podem ser utilizados, por meio das equações 3.18 a 3.22, fornecidas por Sivells e Neely (1947), para a obtenção dos coeficientes de arrasto parasita da asa ($C_{D,0}$), e coeficientes de momento (C_m), rolagem (C_l), guinada induzida ($C_{n,i}$) e guinada parasita ($C_{n,0}$). Em tais equações, S denota a área de referência, c' a corda média aerodinâmica, e b a envergadura de referência.

$$C_{D,0} = \frac{1}{S} \int_{-b/2}^{b/2} c_{d,0}(y) c(y) dy, \quad (3.18)$$

$$C_m = \frac{1}{S c'} \int_{-b/2}^{b/2} c_m(y) c(y)^2 dy, \quad (3.19)$$

$$C_l = -\frac{1}{S b} \int_{-b/2}^{b/2} c_l(y) c(y) y dy, \quad (3.20)$$

$$C_{n,i} = \frac{1}{S b} \int_{-b/2}^{b/2} \frac{\pi c_l(y) c(y) \alpha_i(y)}{180} y dy, \quad (3.21)$$

$$C_{n,0} = \frac{1}{S b} \int_{-b/2}^{b/2} c_{d,0}(y) c(y) y dy. \quad (3.22)$$

É importante notar que nas equações acima, os resultados são dados nos eixos de referência do escoamento, podendo ser necessário transferi-los para outros sistemas de coordenadas, dependendo da aplicação.

Resultados e Validações

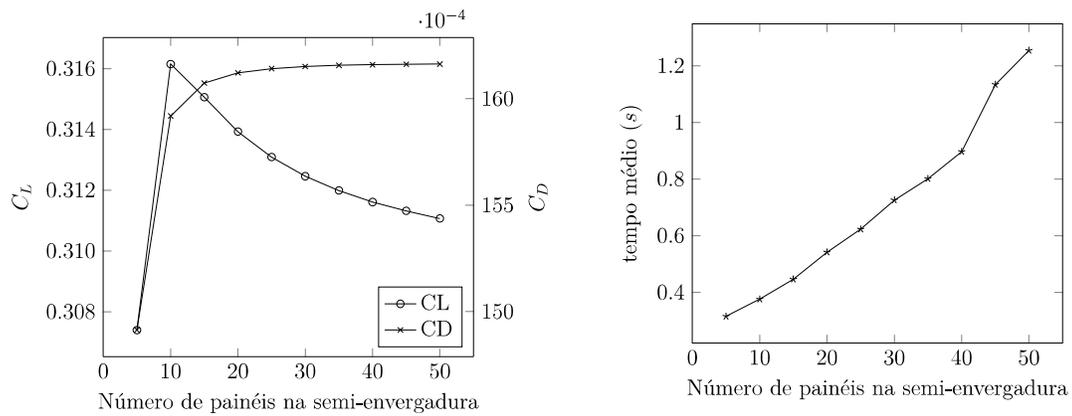
A seguir serão comparados os resultados obtidos pela metodologia proposta (NL VLM) com os disponíveis na literatura. Buscou-se comparar casos que abrangessem as capacidades de simulação do modelo aerodinâmico, tais como asas com enflechamento, diedro, regiões próximas ao estol e múltiplas superfícies.

4.1 Caso 1: Asa Plana

A primeira superfície sustentadora simulada foi uma asa retangular, de alongamento 4 e perfil simétrico RAE101 em toda a envergadura. A geometria foi proposta e ensaiada em túnel de vento por Brebner, Wyatt e Hott (1967) sob um número de Reynolds de $1.62 \cdot 10^6$. A polar bidimensional utilizada no NL VLM foi obtida por meio do *solver* XFOIL, sem transição forçada e considerando o fator de crescimento de camada limite $n_{crit} = 9$.

A fim de definir o número de painéis aerodinâmicos a serem utilizados, foi realizado um estudo de convergência de malha apresentado na Figura 4.1. O estudo foi realizado em um computador com memória RAM DDR3 de 12 GB e 1600 MHz, e CPU Intel® Core™ i5-3317U. Por meio do estudo, foi definido que 20 painéis em cada semi-asa eram suficientes para as análises, uma vez que para valores maiores, as diferenças nos coeficientes de sustentação e arrasto eram menores que 2 *lift count* ($1 \cdot 10^{-2}$) e 1 *drag count* ($1 \cdot 10^{-4}$).

Figura 4.1 – Caso 1: Estudo de convergência de Malhas ($\alpha = 5^\circ$).



A Figura 4.2 mostra a malha computacional resultante e a Figura 4.3 compara as polares de arrasto obtida e experimental. Como pode ser observado, houve boa concordância entre os resultados, tanto para o arrasto quanto para a sustentação.

Figura 4.2 – Caso 1: Malha utilizada

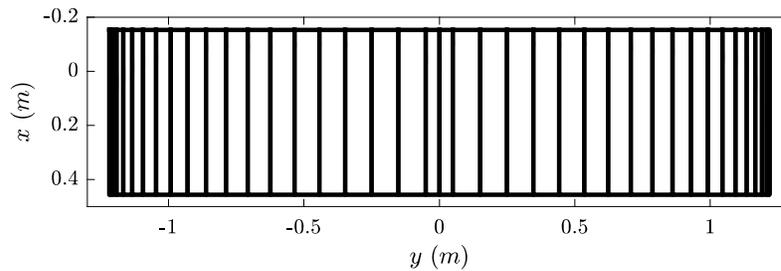
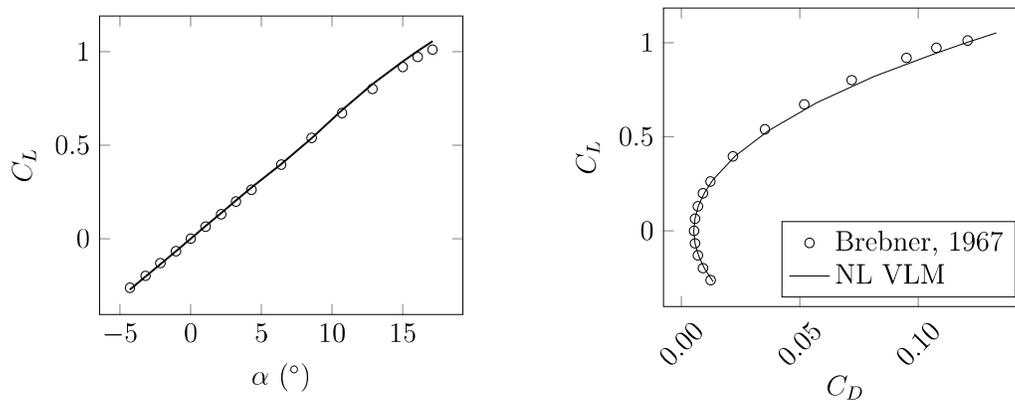


Figura 4.3 – Caso 1: Polares de arrasto.



Se as polares bidimensionais contiverem os dados de $C_p(x)$ ao longo da corda para cada ângulo de ataque, é possível por meio do NL VLM, importá-los para os ângulos de ataque efetivos de cada painel. Tal possibilidade representa uma grande vantagem do método

proposto, pois com um número de painéis significativamente pequeno, se comparado com o método dos painéis, é possível obter importantes informações que dependem da espessura do perfil, tais como campos de pressão e regiões de transição de camada limite.

A Figura 4.4 compara a distribuição de C_p na região central da asa obtida experimentalmente e pelo NL VLM, para um ângulo de ataque efetivo de 4.35° . A Figura 4.5 por sua vez, exemplifica uma distribuição de $C_p(x)$ ao longo da envergadura.

Figura 4.4 – Caso 1: C_p no perfil da seção central da asa, para um ângulo de ataque efetivo de 4.5° .

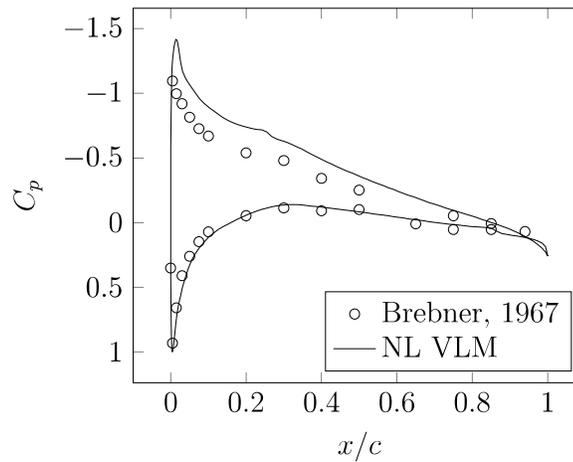
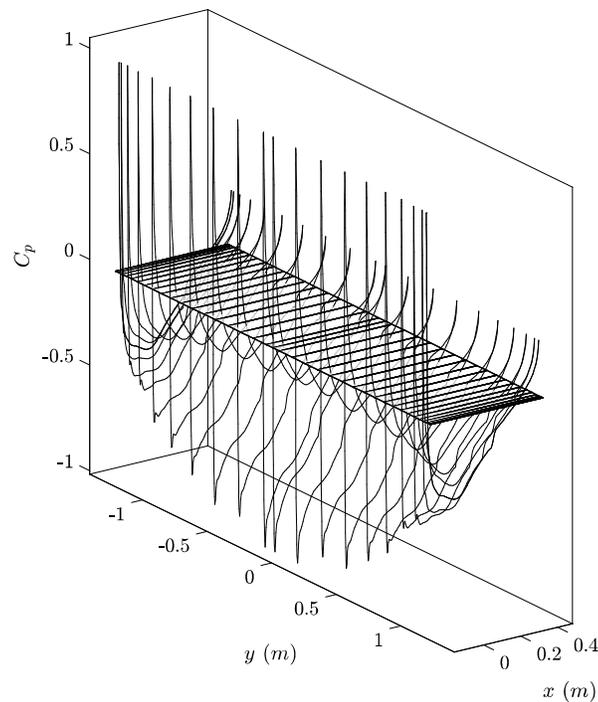


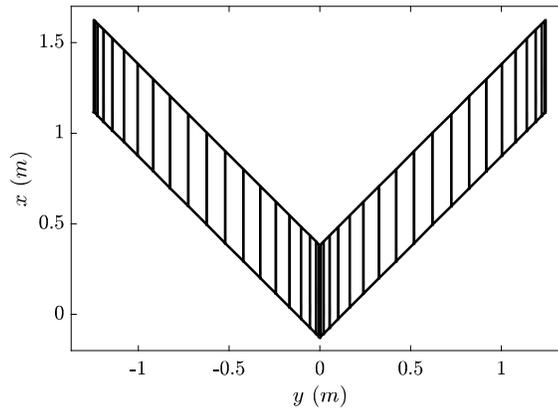
Figura 4.5 – Caso 1: Distribuição de C_p ao longo da corda e da envergadura para $\alpha_\infty = 5^\circ$.



4.2 Caso 2: Asa Enflechada

O caso atual avalia uma asa com enflechamento de 45° , com afilamento unitário, alongamento 4.9, e perfil simétrico RAE101 ao longo de toda a envergadura. Os dados experimentais foram obtidos em túnel de vento por Weber, Kuchemann e Brebner (1958) em um número de Reynolds de $1.68 \cdot 10^{-6}$. A Figura 4.6 mostra a malha utilizada após um estudo de convergência de malha.

Figura 4.6 – Caso 2: Malha utilizada



A Figura 4.7 compara os valores de C_L obtidos experimentalmente e pelo NL VLM utilizando polares bidimensionais provenientes do Xfoil para $n_{crit} = 9$, sem transição forçada. As respectivas distribuições dos coeficientes sustentação ao longo da envergadura é mostrada na Figura 4.8. Como pode ser observado, principalmente para ângulos de ataque de até 8.4° , os resultados apresentaram boa concordância, atestando a capacidade do código.

Figura 4.7 – Caso 2: C_L vs α .

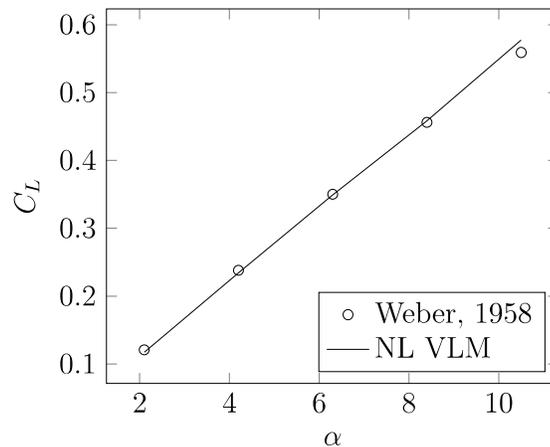
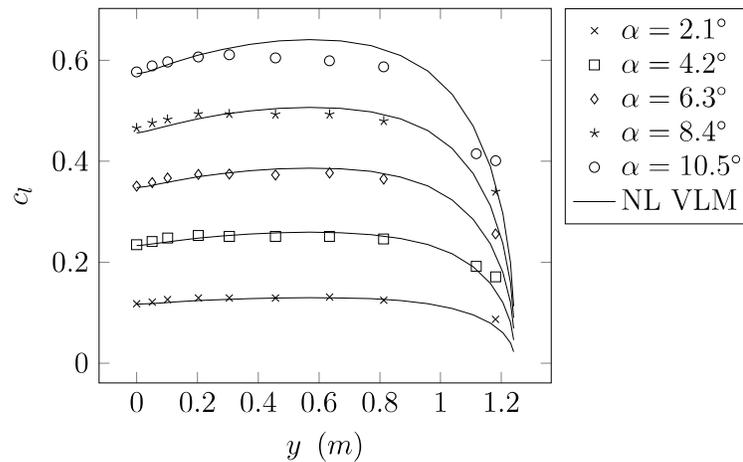


Figura 4.8 – Caso 2: Distribuição de sustentação na semi-envergadura para diferentes ângulos de ataque. Os símbolos denotam os resultados experimentais.



Em seu trabalho, Phillips e Snyder (2000) também comparam os resultados da metodologia por eles proposta (*Modern LLT*), com os dados de Weber, Kuchemann e Brebner (1958). Conforme pode ser visto na Figura 4.9, tanto o NL VLM quanto a *Modern LLT*, sobrestimam o arrasto induzido em asas altamente enflechadas, o que não ocorre para asas sem enflechamento (como observado na Figura 4.3). Segundo Phillips e Snyder (2000), o fenômeno ocorre pois os vórtices colados são posicionados em 25% das cordas locais, ou seja, no centro aerodinâmico segundo a teoria dos perfis finos. Para asas sem enflechamento essa é uma ótima aproximação, mas para asas com enflechamento, tal suposição cria uma descontinuidade na raiz, o que resulta em uma singularidade de forte intensidade, acarretando em grande *downwash* e alto arrasto induzido. Em escoamentos reais, os centros aerodinâmicos nas regiões próximas à raiz se aproximam do bordo de fuga, como pode ser visto na Figura 4.10. Esse efeito remove a descontinuidade na distribuição de sustentação, reduzindo o arrasto induzido.

Figura 4.9 – Caso 2: C_{Di} vs C_L .

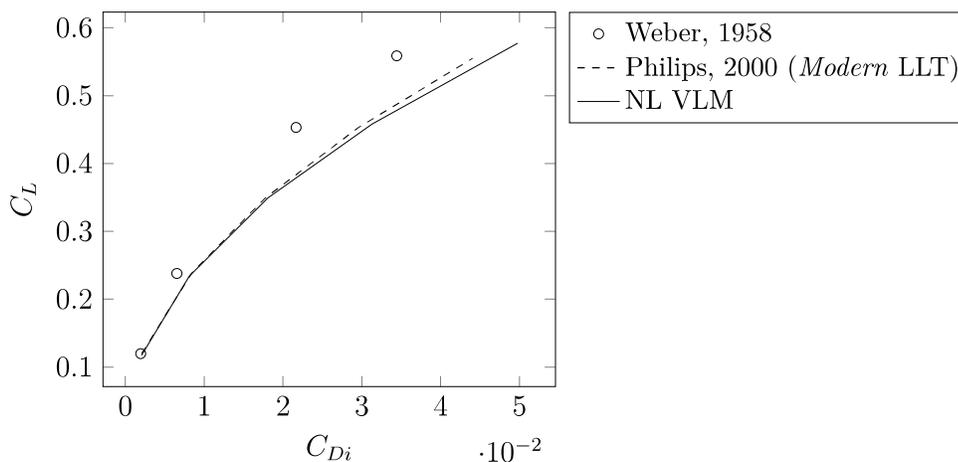
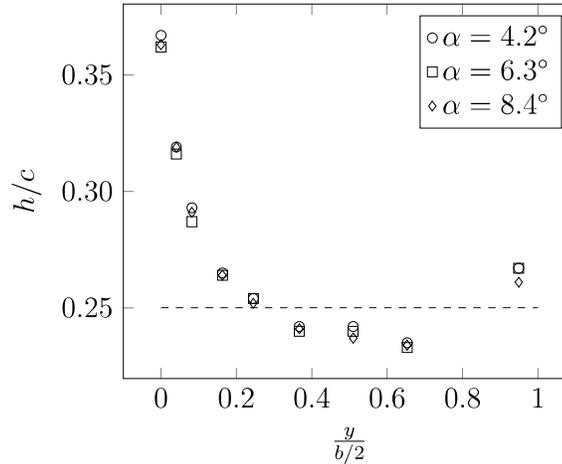


Figura 4.10 – Caso 2: Posição do centro aerodinâmico (h) em relação à corda (c) ao longo da semi-envergadura. A linha tracejada indica a posição do centro aerodinâmico dada pela teoria dos perfis finos. Dados experimentais de Weber, Kuchemann e Brebner (1958)



4.3 Caso 3: Asa Enflechada de Baixo Alongamento em Altos Ângulos de Ataque

Além da geometria apresentada no caso 2, Weber, Kuchemann e Brebner (1958) também propuseram uma asa com as mesmas características, mas com alongamento 3. Os autores forneceram os coeficientes de sustentação e arrasto para altos ângulos de ataque. A malha utilizada no presente trabalho é mostrada na Figura 4.11 e a 4.12 compara os resultados obtidos pelo NL VLM com os experimentais.

Como pode ser observado, os resultados do NL VLM se mostraram coerentes, apresentando desvio apenas para altos ângulos de ataque. Ressalta-se no entanto, que a qualidade da representação do estol é fortemente dependente da qualidade da polar bidimensional fornecida. No caso, como a polar utilizada é proveniente do Xfoil, que também é um método de escoamento potencial, é esperado que haja dificuldades na modelagem da região não linear, mesmo com a metodologia de *wall transpiration* empregada.

Também é possível observar que, assim como explicado no caso 2, o arrasto foi sobrestimado, mesmo para ângulos de ataque entre 18° e 20° , onde os valores de C_L são inferiores aos experimentais.

Figura 4.11 – Caso 3: Malha Utilizada.

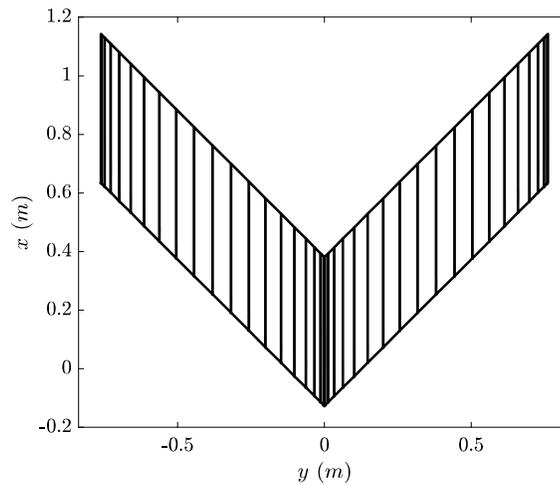
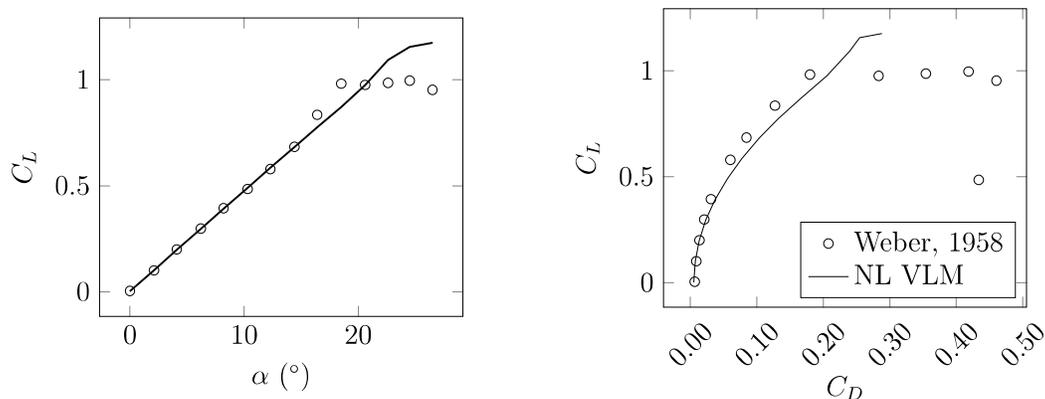


Figura 4.12 – Caso 3: Polares de arrasto.



4.4 Caso 4: Asa Enflechada e Afilada em Altos Ângulos de Ataque

A fim de obter mais dados para asas de alto enflechamento, sujeitas a altos ângulos de ataque, a geometria proposta por Schneider (1952) foi analisada. A asa em questão apresenta alongamento de 8.02, 45° de enflechamento em 25% das cordas, afilamento de 0.45 e perfil NACA 63₁A012. Os dados bidimensionais foram obtidos de Loftin Jr. (1948) para um número de Reynolds de $3.0 \cdot 10^6$.

A malha utilizada é mostrada na Figura 4.13 e os resultados obtidos são expostos na Figura 4.14. Como pode ser observado, houve boa concordância nos valores de C_L e $cl(y)$ mesmo na região próxima ao estol. É importante notar que diferentemente do caso 3, as polares bidimensionais atuais foram obtidas de resultados experimentais, sendo notável a melhora na representação do estol. Tal fato confirma a capacidade de simulação

de geometrias complexas pela metodologia proposta, desde que sejam fornecidos dados bidimensionais confiáveis.

Figura 4.13 – Caso 4: Malha utilizada.

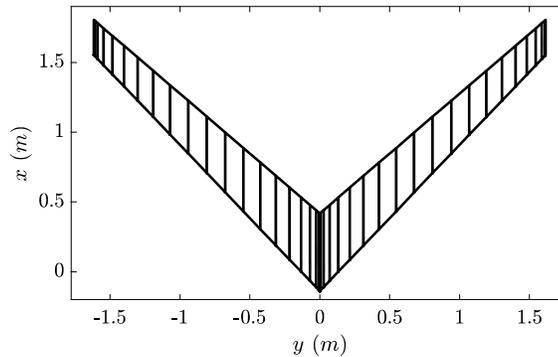
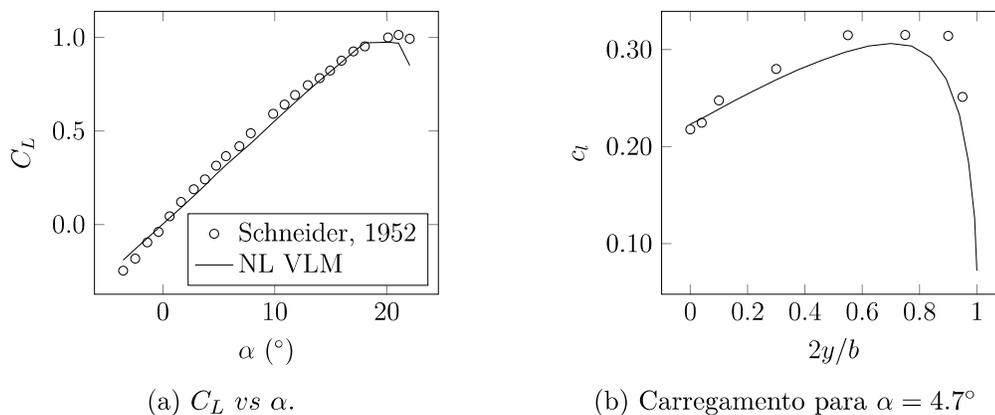


Figura 4.14 – Caso 4: Curva C_L vs α e distribuição de sustentação.



4.5 Caso 5: Asa com Grande Diedro

Em seu trabalho, Phillips e Snyder (2000) avaliam o efeito do ângulo de derrapagem (β) no coeficiente de rolagem de asas com alto diedro. Os autores comparam os resultados da metodologia por eles proposta (*Modern LLT*), com os resultados do código comercial de CFD, WIND (BUSH; POWE; TOWNE, 1998). As geometrias propostas pelo autor são duas asas retangulares, de alongamento 6.57, uma com diedro de 10° e outra de 20° , cuja malha é mostrada na Figura 4.15.

Os resultados da Figura 4.16 mostram que houve boa concordância entre os métodos para diedro de 10° , mas que para 20° , houve certa discrepância entre o código WIND e os baseados em escoamento potencial, especialmente para altos ângulos de derrapagem.

Figura 4.15 – Caso 5: Malha da geometria com diedro de 20°.

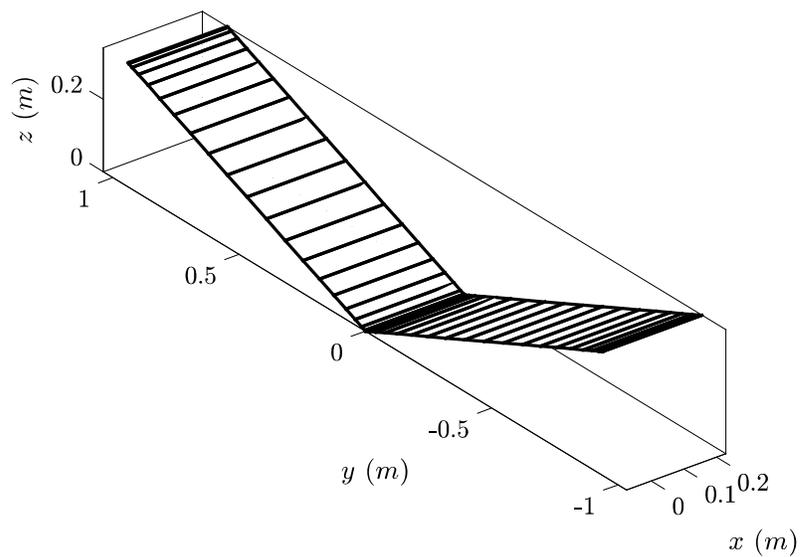
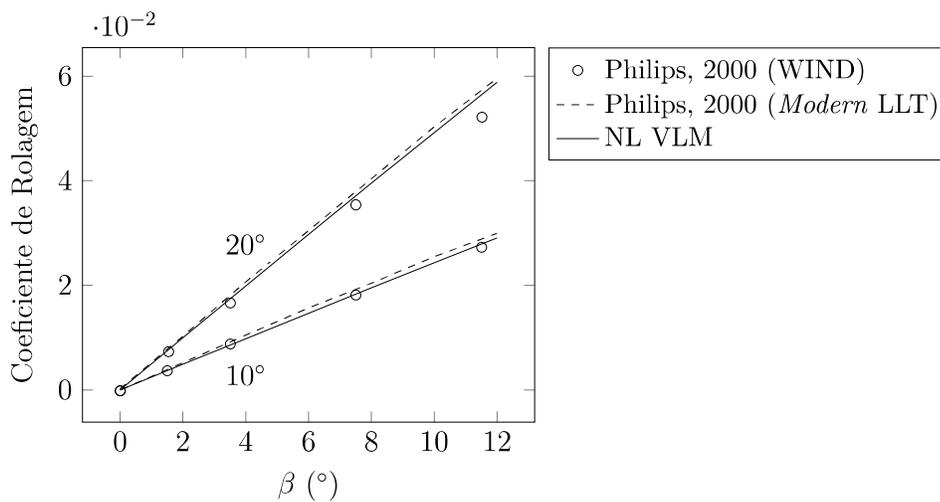


Figura 4.16 – Caso 5: Comparação do coeficiente de rolagem em função de β para diedros de 10° e 20°.

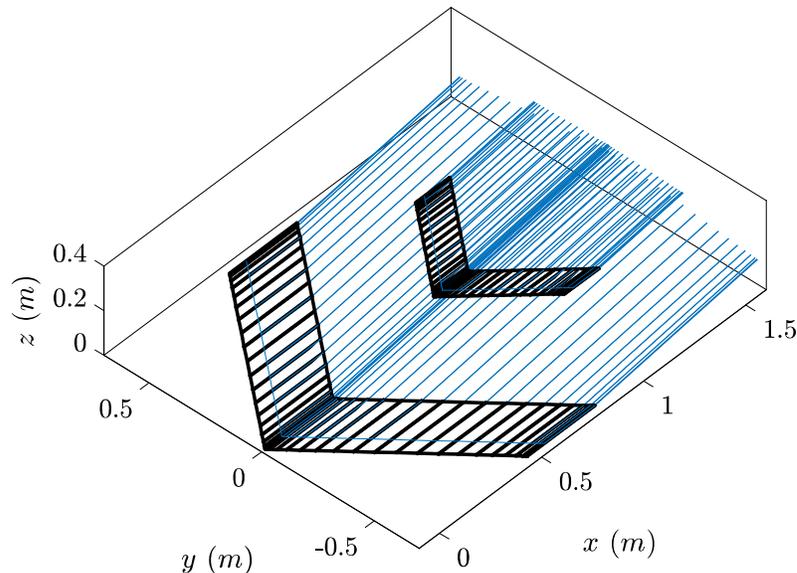


4.6 Caso 6: Conjuntos Asa-Empenagem

Outro tipo de geometria de grande interesse para projetos aerodinâmicos, são conjuntos asa-empenagem. Para avaliar as capacidades do código para tais configurações, os dados experimentais de Purser, Spearman e Bates (1947) foram utilizados. Os autores realizaram uma série de ensaios em asas isoladas e conjuntos asa-empenagem.

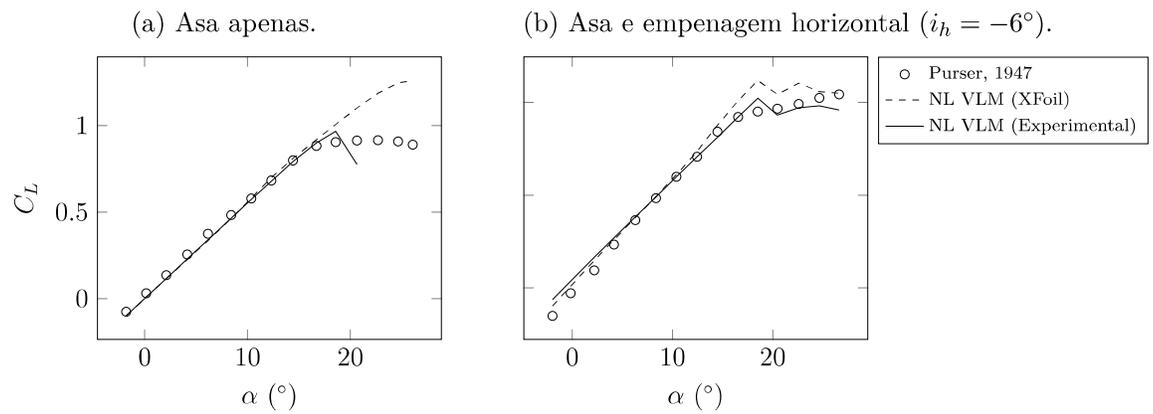
Dentre as configurações ensaiadas, a escolhida para comparação foi o modelo A, que é constituído por uma asa de Alongamento 4, enflechamento de 40° , afilamento unitário, corda de 0.3317 m e perfil NACA 0012 em toda a envergadura; e por uma empenagem de mesmos parâmetros, mas com corda de 0.166 m e perfil Clark Y. O centro aerodinâmico da empenagem é distante de uma semi-envergadura ($b/2$) da asa no sentido longitudinal, e $0.18\text{ } b/2$ na altura, com incidência de $i_h = -6^\circ$. O número de Reynolds dos ensaios é de $8.34 \cdot 10^5$, baseado na corda da asa. A Figura 4.17 mostra a malha da configuração e a esteira para $\alpha = 8^\circ$.

Figura 4.17 – Caso 6: Malha e esteira (linhas a jusante) para geometria $i_h = -6^\circ$.



Para comparação com os ensaios, foram utilizadas polares bidimensionais provenientes do XFOil e de resultados experimentais de Selig et al. (1995) e Sheldahl e Klimas (1981). A Figura 4.18 compara os resultados obtidos utilizando os dois tipos de polares e os resultados experimentais. Como pode ser observado, as simulações com polares provenientes do XFOil sobrestimam o C_L máximo, mas os resultados são melhorados consideravelmente com o uso de polares experimentais.

Figura 4.18 – Caso 6: Curvas de C_L vs α obtidas e experimentais para duas configurações.



Conclusão

Diante dos resultados apresentados no capítulo anterior, conclui-se que os objetivos iniciais foram cumpridos. O código implementado se mostrou rápido e flexível o suficiente para as fases de projeto preliminares iniciais e rotinas de otimização multi-disciplinares. Como visto na Figura 4.1, o custo computacional se mostrou relativamente baixo, menor que 1 s em um microcomputador pessoal, para malhas suficientemente convergidas. Também foi possível simular geometrias complexas facilidade, tais como a da Figura 3.1.

Quanto aos resultados, em geral houve boa coerência com os dados experimentais e numéricos disponíveis literatura, independentemente da configuração geométrica simulada. Para simulações em grandes ângulos de ataque, o código apresenta bons resultados desde que sejam fornecidas polares bidimensionais representativas. O código também foi capaz de prever com coerência a parcela de arrasto viscoso, como mostrado na Figura 4.3 e efeitos da espessura do perfil, como o $C_p(x)$ da Figura 4.5. Nos desvios observados, a exemplo do arrasto induzido da Figura 4.9, os resultados foram ao menos, conservadores.

Se comparado às demais metodologias empregadas nas ferramentas de projeto aerodinâmico, o código mostrou maior liberdade geométrica que os métodos clássicos de linha sustentadora, custo computacional menor que os do *Vortex Lattice* original e do métodos dos painéis, devido ao menor número de elementos necessários na malha. Ainda em comparação com o *Vortex Lattice* original, a possibilidade da inclusão de efeitos da espessura se mostra uma grande vantagem, pois desvios significativos são observados quando apenas a linha de cambra é discretizada, especialmente para baixos números de Reynolds.

5.1 Trabalhos Futuros

Para trabalhos futuros, são sugeridas a inclusão dos efeitos da fuselagem, por meio da teoria de *slender body*, inclusão de modelo estrutural para interações fluido estruturas e inclusão da modelagem do efeito solo, e de simetria, como proposto por Katz e Plotkin (2001).

Referências

- ANDERSON Jr., J. D. **Computational Fluid Dynamics: The Basics with Applications.** : McGraw-Hill, 1995. (McGraw-Hill international editions). ISBN 9780071132107.
- ANDERSON Jr., J. D. **Fundamentals of Aerodynamics.** : McGraw-Hill, 2010. (Aeronautical and Aerospace Engineering Series). ISBN 9780073398105.
- BREBNER, G. G.; WYATT, L. A.; IIOTT, G. P. **Low Speed Wind Tunnel Tests on a Series of Rectangular Wings of Varying Aspect Ratio and Aerofoil Section.** London, 1967.
- BUSH, R. H.; POWE, G. D.; TOWNE, C. E. "wind: The production flow solver of the nparc alliance. **AIAA Paper 98-0935**, jan. 1998.
- DRELA, M. **XFOIL: An Analysis and Design System for Low Reynolds Number Airfoils.** 1989. Lecture Notes in Engineering, Springer-Verlag, New York,.
- DRELA, M. **Flight Vehicle Aerodynamics.** : The MIT Press, 2014.
- DRELA, M. **Mses.** 2015. Disponível em: <<http://web.mit.edu/drela/Public/web/mses/>>.
- DRELA, M.; YOUNGREN, H. **AVL 3.36.** 2017. Disponível em: <<http://web.mit.edu/drela/Public/web/avl/>>.
- GLAUERT, H. **The Elements of Aerofoil and Airscrew Theory.** : Cambridge University Press, 1959.
- KATZ, J.; PLOTKIN, A. **Low-Speed Aerodynamics.** : Cambridge University Press; 2 edition, 2001.
- LOFTIN JR., L. K. **Theoretical and Experimental Data for a Number of NACA 6A-Series Airfoil Sections - NACA TN 1368.** 1948.
- MCDONALD, R. **VSPAERO.** 2018. Disponível em: <<http://www.openvsp.org/>>.
- MCGHEE, R.; BEASLEY, W. **Low-speed aerodynamic characteristics of a 17-percent thick airfoil section designed for general aviation applications. Technical Note D-7428.** 1973.

- MCLEAN, D. **Understanding Aerodynamics: Arguing from the Real Physics.** : John Wiley & Sons, 2012.
- MUKHERJEE, R.; GOPALARATHNAM, A. An iterative decambering approach for post-stall prediction of wing characteristics using known section data. In: **41st Aerospace Sciences Meeting and Exhibit.** : AIAA, 2003.
- OBERT, E. **Aerodynamic Design of Transport Aircraft.** : IOS Press, 2009. ISBN 9781586039707.
- PHILLIPS, W. F.; SNYDER, D. O. Modern adaptation of prandtl's classic lifting-line theory. **Journal Of Aircraft**, v. 37, n. 4, p. 662–670, 7 2000.
- PRANDTL, L. **Applications of Modern Hydrodynamics to Aeronautics.** 1921.
- PURSER, P. E.; SPEARMAN, M. L.; BATES, W. R. **Preliminary Investigation At Low Speed Of Downwash Characteristics Of Small-Scale Sweptback Wings - Technical Note No. 1378.** 1947.
- SCHNEIDER, W. C. **A Comparison Of The Spanwise Loading Calculated By Various Methods With Experimental Loadings Obtained On A 45 Sweptback Wing Of Aspect Ratio 8.02 At A Reynolds Number Of 4 Million - Technical Report 1208.** 1952.
- SELIG, M. et al. **Summary of Low-Speed Airfoil Data.** : SoarTech Publications, 1995.
- SHELDAHL, R. E.; KLIMAS, P. C. **Aerodynamic Characteristics of Seven Symmetrical Airfoil Sections Through 180-Degree Angle of Attack for Use in Aerodynamic Analysis of Vertical Axis Wind Turbines.** Albuquerque, New Mexico, 1981.
- SILVEIRA NETO, A. da. **Turbulência nos Fluidos Aplicada.** 2006. Universidade Federal de Uberlândia.
- SIVELLS, J. C.; NEELY, R. H. **Method for Calculating Wing Characteristics by Lifting-Line Theory Using Nonlinear Section Lift Data - Technical Note No. 1269.** 1947.
- TORENBEEK, E. **Advanced Aircraft Design: Conceptual Design, Analysis and Optimization of Subsonic Civil Airplanes.** : Wiley, 2013. (Aerospace Series). ISBN 9781118568095.
- VARGAS, L. A. T. de. **Desenvolvimento E Implementação De Um Procedimento Numérico Para Cálculo De Conjuntos Asa-Empenagens De Geometria Complexa Em Regime De Vôo Subsônico, Assimétrico E Não Linear.** Dissertação (Mestrado) — Universidade Federal de Minas Gerais, 2006.
- WEBER, J.; KUCHEMANN, D.; BREBNER, G. G. **Low Speed Tests on 45 deg Swept back Wings.** 1958.
- WEISSINGER, J. **The Lift Distribution of Swept-back Wings.** Washington, 1947. Memorandum no. 1120.
- WHITE, F. M. **Mecânica dos Fluidos.** : McGraw-Hill, Inc; 6 edicao, 2010.