

TESE

1174

UNIVERSIDADE FEDERAL DE ITAJUBÁ

ANÁLISE DO ESCOAMENTO EM GRADES DE TURBOMÁQUINAS
AXIAIS INCLUINDO O EFEITO DE SEPARAÇÃO DA CAMADA LIMITE

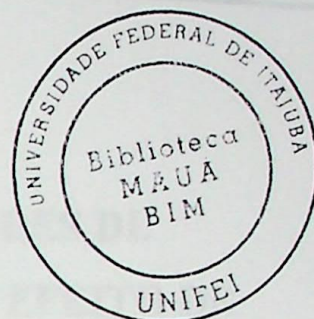
RAMIRO GUSTAVO RAMIREZ CAMACHO

ITAJUBÁ . MG . BRASIL

2001

ESCOLA FEDERAL DE ENGENHARIA DE ITAJUBÁ
CURSO DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA MECÂNICA

TESE DE DOUTORADO



**ANÁLISE DO ESCOAMENTO EM GRADES DE
TURBOMÁQUINAS AXIAIS INCLUINDO O EFEITO DE
SEPARAÇÃO DA CAMADA LIMITE.**

RAMIRO GUSTAVO RAMIREZ CAMACHO

ORIENTADOR: Prof. Dr. NELSON MANZANARES FILHO

Tese apresentada ao Curso de Pós-graduação em Engenharia Mecânica como Parte dos Requisitos para Obtenção do Título de Doutor em Engenharia Mecânica na Área de Máquinas de Fluxo

ITAJUBÁ – MG – BRASIL
2001

CLASS. 62-154:531.332.26(043.2)
CUTTER. C172a
TOMBO. 1174

Ficha catalográfica elaborada pela Biblioteca Mauá –
Bibliotecária Monaliza Maria da Silveira- CRB 6/1707

62-154:531.332.26(043.2)
C172a

Camacho, Ramiro Gustavo Ramirez.

Análise do escoamento em grades de turbomáquinas Axiais incluindo o efeito de separação da camada limite / por Ramiro Gustavo Ramirez Camacho ; orientado por Nelson Manzanares – Itajubá-MG : EFEI, 2001.

118 p. : il.

Tese (Doutorado) – Escola Federal de Engenharia de Itajubá.

1. Método dos painéis 2. Separação da camada limite 3. Grades lineares. 4. Interação -viscosa / não-viscosa. I. Manzanares, Nelson , orient. II. Escola Federal de Engenharia de Itajubá. III. Título.

ESCOLA FEDERAL DE ENGENHARIA DE ITAJUBÁ
CURSO DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA MECÂNICA

**ANÁLISE DO ESCOAMENTO EM GRADES DE
TURBOMÁQUINAS AXIAIS INCLUINDO O EFEITO DE
SEPARAÇÃO DA CAMADA LIMITE.**

RAMIRO GUSTAVO RAMIREZ CAMACHO

Composição da Banca Examinadora:

Prof. Dr. Roberto da Mota Girardi - ITA
Prof. Dr. José Carlos César Amorim - IME
Prof. Dr. Waldir de Oliveira - EFEI
Prof. Dr. Miguel Hiroo Hirata - EFEI
Prof. Dr. Nelson Manzanares Filho (Orientador) -EFEI
Prof. Dr. José Juliano de Lima Junior (Presidente) – EFEI

ITAJUBÁ – MG – BRASIL
2001

INDICE DE ASSUNTOS

| | |
|---|-----------|
| Índice de Figuras | iii |
| Índice de Tabelas | vi |
| Relação de Símbolos | vii |
| Sumário | x |
| Abstract | xi |
| Agradecimentos | xii |
| Dedicatória | xiii |
| | |
| I. INTRODUÇÃO..... | 1 |
| 1.1 Métodos de Análise do escoamento em Maquinas de Fluxo..... | 5 |
| 1.2 Técnicas Numéricas de Calculo do Escoamento..... | 8 |
| 1.3 Discretização do contorno – método dos painéis..... | 8 |
| 1.3.1 Métodos Lagrangianos..... | 9 |
| 1.4 Motivação e Objetivos do Trabalho..... | 10 |
| 1.5 Tópicos Abordados no Trabalho..... | 12 |
| | |
| II. METODOLOGIA PARA O CÁLCULO DO ESCOAMENTO AO REDOR DE PERFIS AERODINÂMICOS..... | 14 |
| 2.1 Método dos Painéis | 15 |
| 2.1.1. Painel fonte e vórtice..... | 16 |
| 2.2 Formulação das Equações para o Cálculo do Escoamento em Grades Lineares..... | 22 |
| 2.2.1 Alterações para suavização dos carregamentos aerodi- nâmicos no bordo de fuga..... | 28 |
| 2.3 Reformulação do Método de Hess & Smith Fornecendo o Ângulo na Entrada..... | 29 |
| 2.4 Testes Comparativos..... | 33 |
| | |
| III. SIMULAÇÃO POTENCIAL DA ESTEIRA DESCOLADA EM PERFIS AERODINÂMICOS..... | 37 |
| 3.1 Revisão Bibliográfica..... | 40 |
| 3.2 Injeção de Vazão..... | 45 |
| 3.3 Extensão dos Método de Hess & Smith para Aerofolios Com Separa- ção Massiva..... | 48 |
| 3.4 Cálculo da Camada Limite..... | 52 |
| 3.5 Algoritmo de Cálculo e Resultados Preliminares..... | 52 |

| | |
|---|------------|
| IV. CAMADA LIMITE COLADA E DESCOLADA..... | 59 |
| 4.1 Transpiração – Principio Básico..... | 60 |
| 4.2 Camada Limite Bidimensional..... | 62 |
| 4.2.1 Escoamento ao longo de uma placa plana com ângulo de ataque nulo..... | 62 |
| 4.2.2 Escoamento em torno de um perfil aerodinâmico em grade NACA65-(04)10..... | 63 |
| 4.2.3 Discretização..... | 68 |
| 4.3 Simulação da Esteira para Pequenos Ângulos de Ataque..... | 69 |
| 4.4 Extensão do Método de Hess & Smith para Perfis Aerodinâmicos com e sem Separação..... | 71 |
| 4.5 Coeficiente de Perdas e Coeficiente de Arrasto..... | 73 |
| 4.5.1 Cálculo do arrasto de pressões da esteira descolada através da injeção de vazão..... | 76 |
| 4.6 Critério do Coeficiente de Pressão Mínimo..... | 78 |
| V. ALGORITMO DE CÁLCULO E EXEMPLOS DE APLICAÇÃO EM GRADES DE PERFIS NACA 65 | |
| 5.1 Algoritmo de Cálculo..... | 82 |
| 5.2 Teste de Malha | 85 |
| 5.3 Distribuição de Pressões e Deflexão da Grade – Exemplos de Aplicação..... | 89 |
| 5.4 Coeficiente de Sustentação, Arrasto e Perdas..... | 95 |
| 5.5 Coeficiente de Pressão Mínimo e Coeficiente de Perdas Mínimas..... | 99 |
| VI. CONCLUSÕES E SUGESTÕES..... | 104 |
| APÊNDICES. | |
| A. Coeficientes Aerodinâmicos- Sustentação e Arrasto | 109 |
| B. Fluxograma Simplificado..... | 111 |
| REFERÊNCIAS BIBLIOGRAFICAS..... | 113 |

INDICE DE FIGURAS

| | | |
|--------------|--|----|
| Figura 1.1: | a) Regiões de altas perdas num estágio de compressor axial, Wiesler (1984) b) Padrões de escoamento secundário um rotor de compressor axial, Lakshminarayana e Horloch (1963)..... | 4 |
| Figura 1.2: | Estrutura de projeto de uma máquina de fluxo axial, segundo Serovy (1985)..... | 11 |
| Figura 2.1: | Definição dos painéis, nós e o sentido horário que segue a discretização..... | 14 |
| Figura 2.2: | Painel reto com distribuição de singularidades (fonte - vórtice)..... | 17 |
| Figura 2.3: | Análise do limite para o caso da auto-indução..... | 18 |
| Figura 2.4: | Grade linear e diagrama de velocidades..... | 23 |
| Figura 2.5: | Grade linear infinita | 25 |
| Figura 2.6: | Distribuição de intensidades de vórtices variável e constante..... | 28 |
| Figura 2.7: | Determinação da geometria do perfil Joukowski por transformação conforme..... | 34 |
| Figura 2.8: | Distribuição de pressões - $N = 80$, $a = 0,25$, $m = 0,02$, $\beta^* = 0^\circ$, $\alpha = 5^\circ$ | 34 |
| Figura 2.9: | Distribuição de pressões - $N = 80$, $a = 0,09$, $m = 0,02$, $\beta^* = 12^\circ$, $\alpha = 0^\circ$ | 35 |
| Figura 2.10: | Distribuição de pressões - grade de Gostelow..... | 36 |
| Figura 3.1; | Efeito da viscosidade na formação da esteira descolada..... | 38 |
| Figura 3.2: | Geometria inicial da esteira..... | 41 |
| Figura 3.3: | Definição das componentes tangenciais de velocidade..... | 45 |
| Figura 3.4: | Relação entre a intensidade de vazão e ângulos de separação a) Escoamento simétrico b) perfis aerodinâmicos..... | 47 |
| Figura 3.5: | Injeção de vazão teorica..... | 49 |
| Figura 3.6: | Distribuição de pressões, NACA 4412..... | 54 |
| Figura 3.7a: | Curva $C_{l\infty}$ vs. α_∞ - NACA4412..... | 55 |
| Figura.3.7b: | Curva $C_{d\infty}$ vs. α_∞ - NACA4412..... | 55 |

| | | |
|--------------|--|----|
| Figura 3.8: | Distribuição de pressões, NACA 2412..... | 56 |
| Figura 3.9: | Variações das distribuições de pressão com o ângulo de ataque, NACA 2412..... | 57 |
| Figura 4.1: | Balanço de massa no volumen de controle na camada limite..... | 61 |
| Figura 4.2: | (a) Espessura da quantidade de movimento, (b) Espessura de deslocamento (c) Coeficiente de fricção..... | 64 |
| Figura 4.3: | Espessura da quantidade de movimento, NACA65-(04)10, $\alpha_1 = 9.3^\circ$ | 65 |
| Figura 4.4: | Espessura de deslocamento, NACA65-(04)10, $\alpha_1 = 9.3^\circ$ | 66 |
| Figura 4.5a: | Distribuição de pressão NACA65-(12)10, $\beta_l = 45^\circ$; $\beta = 28,9^\circ$; $\lambda = 1.5$ | 67 |
| Figura 4.5b: | Variação do coeficiente de arrasto com o ângulo de ataque. NACA65-(12)10, $\beta_l = 45$, $\lambda = 1.5$ | 67 |
| Figura 4.6: | Ajuste da distribuição de pressões na região do bordo de fuga, segundo Gostelow..... | 70 |
| Figura 5.1: | Distribuição de pressões e deflexão da grade, perfil NACA65-(18)10, $\beta_l = 45^\circ$ $\lambda = 0,5$ $Re = 3,54 \times 10^5$ | 91 |
| Figura 5.2: | Distribuição de pressões e deflexão da grade, perfil NACA65-(12)10, $\beta_l = 45^\circ$ $\lambda = 1,0$ $Re = 3,54 \times 10^5$ | 92 |
| Figura 5.3: | Distribuição de pressões e deflexão da grade, perfil NACA65-(08)10, $\beta_l = 45^\circ$ $\lambda = 1,0$ $Re = 3,54 \times 10^5$ | 93 |
| Figura 5.4: | Distribuição de pressões e deflexão da grade, perfil NACA65-(04)10, $\beta_l = 60^\circ$ $\lambda = 0,5$ $Re = 3,54 \times 10^5$ | 94 |
| Figura 5.5: | Coeficiente de sustentação e coeficientes de arrasto, NACA65-(18)10, $\beta_l = 45,0^\circ$, $\lambda = 0,5$, $Re = 2,54 \times 10^5$ | 96 |
| Figura 5.6: | Coeficiente de sustentação e coeficientes de arrasto, NACA65-(12)10, $\beta_l = 45,0^\circ$ $\lambda = 1,0$ $Re = 2,54 \times 10^5$ | 97 |
| Figura 5.7: | Coeficiente de sustentação e coeficientes de arrasto, NACA65-(08)10, $\beta_l = 45,0^\circ$ $\lambda = 1,0$ $Re = 2,54 \times 10^5$ | 98 |
| Figura 5.8: | Coeficiente de sustentação e coeficientes de arrasto, NACA65-(04)10, $\beta_l = 60,0^\circ$, $\lambda = 0,5$ $Re = 2,54 \times 10^5$ | 99 |

| | | |
|-------------|---|-----|
| Figura 5.9: | Distribuição de pressões, para ângulos de ataque próximos do $C_{p\text{-min}}$ | 103 |
| Figura A.1: | Relações geométricas dos comprimentos diferenciais..... | 109 |
| Figura B.1: | Fluxograma simplificado do programa de cálculo de interação viscosa não viscosa com e sem separação..... | 112 |

ÍNDICE DE TABELAS

| | | |
|-------------|---|-----|
| Tabela 5.1: | Teste de Malha NACA 0012, $Re=9 \times 10^6$; $\alpha=6^\circ$; $FR=0,1$; $C_{l(pot)}=0,7296$; $C_{l(exp)}=0,65$; $C_{d(exp)}=0,0063$ | 86 |
| Tabela 5.2: | Teste de Malha - NACA 0012, $Re=9 \times 10^6$; $\alpha=13^\circ$; $FR=0,1$; $C_{l(pot)}=1,5712$; $C_{l(exp)}=1,4$; $C_{d(exp)}=0,0125$ | 86 |
| Tabela 5.3: | Teste de malha - NACA 65-(04)10 em grade, $Re=2,54 \times 10^5$; $\alpha_1=9,7^\circ$; $\beta=50,3^\circ$; $\beta_1=60,0^\circ$; $\lambda=0,5$ $FR=0,1$; $\Delta\beta_{(exp)}=6,1^\circ$ $C_{l(pot)}=0,84045$; $C_{l(exp)}=0,66$; $C_{d(exp)}=0,013$ | 87 |
| Tabela 5.4: | Teste de malha - perfil NACA 65-(04)10, em grade $Re=2,54 \times 10^5$; $\alpha_1=15,0^\circ$; $\beta=45^\circ$; $\beta_1=60^\circ$; $FR=0,1$; $\lambda=0,5$; $\Delta\beta_{(exp)}=8,2^\circ$; $C_{l(pot)}=1,087$; $C_{l(exp)}=0,75$; $C_{d(exp)}=0,045$ | 87 |
| Tabela 5.5: | Relação C_l / C_d Coeficiente de pressão mínimo e coeficiente de perdas. NACA65-(18)10, $\beta_1 = 45^\circ$, $\lambda = 0,5$ | 101 |
| Tabela 5.6: | Relação C_l / C_d Coeficiente de pressão mínimo e coeficiente de perdas. NACA65-(12)10, $\beta_1 = 45^\circ$, $\lambda = 1,0$ | 101 |
| Tabela 5.7: | Relação C_l / C_d Coeficiente de pressão mínimo e coeficiente de perdas. NACA65-(08)10, $\beta_1 = 45^\circ$, $\lambda = 1,0$ | 102 |
| Tabela 5.8: | Relação C_l / C_d Coeficiente de pressão mínimo e coeficiente de perdas. NACA65-(04)10, $\beta_1 = 60^\circ$, $\lambda = 0,5$ | 102 |

RELAÇÃO DE SÍMBOLOS

Símbolos Latinos

| | |
|------------------------|--|
| a | raio do círculo na transformação conforme para obter o perfil Joukowski |
| \hat{i} | Unidade imaginária $\hat{i} = \sqrt{-1}$ |
| \overline{W} | Velocidade complexa conjugada |
| ΔS | Comprimento ao longo da superfície do perfil na região descolada |
| $[A]$ | Matriz de coeficientes de influência na direção normal |
| $[B]$ | Matriz de coeficientes de influência na direção tangencial |
| $\{C\}$ | Vetor de influencia de vórtices pela velocidade normal |
| $\{D\}$ | Vetor de influencia de vórtices pela velocidade tangencial |
| $\{VGAM\}$ | Vetor que leva em conta as contribuições das intensidades de vórtices. |
| $\{VGAMA\}$ | Vetor que relaciona as contribuições de vórtices |
| $\{VIF\}$ | Vetor que leva em conta as contribuições do escoamento não perturbado |
| $\{VINF\}$ | Vetor que relaciona as contribuições do escoamento não perturbado |
| $\{VNOR\}$ | Vetor que relaciona as distribuições de velocidades normais (Transpiração e injeção de fluido) |
| c | Centro do cilindro utilizado na transformação conforme para obtenção do perfil Joukowski. |
| C_d | Coefficiente de arrasto |
| $C_d^{(1)}$ | Coefficiente de arrasto obtido por integração |
| $C_d^{(2)}$ | Coefficiente de arrasto, segundo correlação de Speidel |
| $C_d^{(3)}$ | Coefficiente de arrasto calculado através da injeção de vazão |
| $C_{d,(inj)}$ | Coefficiente de arrasto de pressões calculado através da injeção de vazão. |
| C_d^* | Coefficiente de arrasto para camada limite colada |
| C_f | Coefficiente de atrito |
| C_l | Coefficiente de sustentação |
| C_p | Coefficiente de pressão |
| $C_{p-\min}$ | Coefficiente de pressão mínimo |
| D_{pot} | Razão de difusão para o escoamento potencial clássico |
| F | Função da coordenada natural do perfil s , função senoidal, Eq (2.55) |
| F_{dp} | Força de arrasto de pressão |
| FR | Fator de relaxação |
| G | Combinação de densidade fonte – vórtice; $Q+i\Gamma$ |
| g | Distribuição de intensidade de fonte e vórtice |
| H | Fator de forma ($H = \delta^*/\theta$) |
| i, j | Índice do nó ou painel |
| Im | Parte imaginária do argumento complexo considerado |
| k_1, k_2 | Coefficientes na correlação da Eq (4.5) |
| K | Núcleo dos coeficientes de influência. |
| l | Comprimento do painel e Comprimento da corda do perfil |

| | |
|-----------------|---|
| l_{sp}^* | Comprimento de separação definido por Hayashi, (Fig. 3.3) |
| l_{sp} | Comprimento de separação definido por Hayashi (Fig. 3.3) |
| m | Distância entre o centro do círculo e a origem do plano ξ , na transformação conforme para obtenção do perfil Joukowski (Módulo de excentricidade). |
| N | Número de painéis |
| p | Índice que denota um perfil da grade ($p=0, \pm 1, \pm 2, \pm 3 \pm \dots$), Fig. 2.5 |
| p | Pressão estática |
| $p_{suc, \min}$ | Valor mínimo da pressão estática do lado de sucção do perfil |
| p_{sep} | Ponto de separação |
| Q_E | Vazão experimental definida por Hayashi Eq (3.7) |
| Q_T | Vazão teórica, Eq (3.9) |
| Re | Numero de Reynolds |
| Re | Parte real do argumento complexo considerado. |
| s | Coordenada natural |
| S | Coefficiente de pressão em grades; $S=1-C_{p1}$ |
| s_l | Ponto de separação a jusante, Fig 3.3 |
| s_u | Ponto de separação a montante, Fig 3.3 |
| t | Espaçamento ou passo do perfil em grade linear |
| W_∞ | Velocidade do escoamento não perturbado |
| \tilde{W} | Componente da velocidade Eq. (4.25) |
| W_n | Velocidade normal |
| W_1 | Velocidade do escoamento na entrada da grade. |
| W_2 | Velocidade do escoamento na saída da grade. |
| W_{nd} | Velocidade normal de descolamento |
| W_{nt} | Velocidade normal de transpiração na região colada |
| W_s | Velocidade de separação |
| W_e | Velocidade externa à camada limite |
| W_{sl} | Velocidade de separação a jusante, Fig (3.3) |
| W_{su} | Velocidade de separação a montante, Fig (3.3) |
| W_t | Velocidade tangencial do escoamento em torno do perfil. |
| $W_{\max, s}$ | Velocidade tangencial máxima do lado de sucção do perfil |
| \overline{W} | Velocidade complexa conjugada induzida |
| Y | Trabalho específico |
| y_{lA} | Distância entre o ponto de separação e a linha média do perfil |
| z | Coordenadas do nó do painel em variáveis complexas |
| z_{ci} | Coordenadas do ponto de controle do painel em variáveis complexas |

Símbolos Gregos

| | |
|------------------|--|
| Δx_G^* | Distância do bordo de fuga para o ajuste de Gostelow |
| $\bar{\omega}$ | Coefficiente de perdas |
| $\hat{\theta}_2$ | Espessura da quantidade de movimento adimensional, Eq (4.18) |
| θ | Espessura de quantidade de movimento |
| ν | Viscosidade cinemática |
| α | Ângulo de ataque |

| | |
|-----------------------|---|
| β_j | Ângulo formado entre o painel e o eixo x |
| $\Delta\beta$ | Ângulo de deflexão do escoamento na grade |
| β_∞ | Ângulo do escoamento médio para perfis em grades lineares |
| β^* | Ângulo de curvatura do perfil Joukowski |
| θ^* | Ângulo formado entre o eixo x^* e o ponto de controle fora do painel, Fig 2.3 |
| δ^* | Espessura de deslocamento |
| ρ^* | Ângulo formado entre o eixo x^* e o ponto de controle fora do painel relação ao nó, Fig 2.3 |
| β_1 | Ângulo do escoamento na entrada do perfil em grade |
| β_2 | Ângulo do escoamento na saída do perfil em grade |
| θ_{bf} | Espessura da quantidade de movimento Eq(4.22) |
| γ_{\max} | Valor máximo de vórtice na região do bordo de ataque |
| Γ_p | Circulação em torno da pá. |
| ξ_p | Número complexo que representa a posição de um ponto localizado na |
| β_s | Ângulo da velocidade de separação |
| $\beta_u, \beta_{u'}$ | Ângulo das direções tangs. da velocidades de separação, Fig 3.3 |
| β | Ângulo de montagem da grade |
| ε | Aproximação da coordenada do ponto de controle ao painel Fig 2.3 e critério de convergência |
| η | desempenho |
| π | Constante $\pi = 3,1415192654$ |
| γ | Densidade da distribuição de vórtices no contorno do perfil |
| σ | Intensidade da fonte |
| λ | Razão de solidez da grade ($\lambda = l/t$) superfície do perfil da grade. |
| Γ | Intensidade de um vórtice pontual |

Índices Inferiores

| | |
|----------|-----------------------------|
| 1 | Relativo a entrada da grade |
| 2 | Relativo a saída da grade |
| pot | Potencial |
| max | Máximo |
| min | Mínimo |
| exp | Experimental |
| ∞ | Infinito |
| o | Ponto inicial |
| suc | sucção |
| pre | pressão |

SUMÁRIO

Nas análises do escoamento em turbomáquinas axiais, tem-se verificado que estas freqüentemente operam na sua condição ótima com significativas regiões de separação da camada limite. Este fato foi evidenciado por alguns pesquisadores tais como Lieblein (1959) e Schlichting (1959), sendo corroborado por análises teóricas de camada limite e ensaios experimentais em túneis de grades e compressores axiais. Nesse sentido, as situações de fluxo descolado devem ser necessariamente consideradas já nos estudos preliminares do projeto.

O presente trabalho apresenta um modelo para o cálculo do escoamento viscoso em grades lineares representativas das turbomáquinas axiais. O modelo é baseado em modificações na técnica dos painéis de Hess e Smith (1967), de forma a introduzir os efeitos viscosos na região do fluxo colado, através das velocidades normais de transpiração, obtidas do cálculo da camada limite. Na região de fluxo descolado, são introduzidas velocidades normais, quantificadas através de uma intensidade de vazão fictícia obtida de modo semi-empírico e assumindo a hipótese de pressão constante na esteira. Na situação de não ser detectada a separação, é possível simular o efeito de uma pequena esteira descolada próxima ao bordo de fuga através da própria injeção de vazão numa região determinada pelos critérios do ajuste de Gostelow (1975). O modelo numérico apresenta dois ciclos de iteração, o primeiro para encontrar o ponto de separação e o segundo para realizar o acoplamento viscoso não-viscoso, no qual as velocidades de transpiração e de injeção de vazão são submetidas a um processo de sub-relaxação para garantir a convergência do método. Resultados das distribuições de pressões, ângulos de deflexão da grade e os coeficientes de sustentação e arrasto são comparados com dados experimentais com objetivo de validar a metodologia.



ABSTRACT

In the axial turbomachinery flow analysis, it has been verified that these machines frequently operate on their optimal condition with significant regions of boundary layer separation. This fact was identified by researchers like Lieblein (1959) and Schlichting (1959), being corroborated by theoretical analysis and experimental tests in cascades tunnels and compressor test rigs. Consequently, situations of the boundary layer separation must be necessarily considered on preliminary design of turbomachinery.

This work presents a computational model for the viscous flow through rectilinear cascades of axial turbomachinery. The model is based on modifications of the classical Hess & Smith panel method. The viscous effect of the attached flow portion is introduced by means of normal transpiration velocities obtained from the boundary layer calculations on the airfoil contour. At the separated flow portion, fictitious velocities semi-empirical normal velocities are introduced assuming a constant pressure in the wake. When the separation is not detected, it is possible to simulate the effect of the small wake near the trailing edge by using an injected flow on a distance based on the Gostelow (1975) fairing-in procedure. The numerical model presents two iteration cycles: the first one to find the separation point, and the second one to accomplish the viscous-inviscid interaction, in which the transpiration velocities and the flow injection are submitted to a relaxation process in order to guarantee the convergence of the method. Results for the pressure distributions, flow turning angles lift and drag coefficients are compared with experimental data for the model validation.

AGRADECIMENTOS

A Deus por tudo.

Ao professor e amigo Nelson Manzanares Filho, não só pela sua orientação sempre segura, clara e eficiente, mais também ao incentivo constante em todas as etapas deste trabalho.

Aos amigos e professores do Departamento de Engenharia Mecânica da Escola Federal de Engenharia de Itajubá, pelo apoio recebido.

A meus colegas e amigos(as), os quais sempre estiveram presentes em todos os momentos, fazendo destes sempre agradáveis e inesquecíveis.

Ao CNPq pelos recursos a mim oferecidos.

A minha esposa Suzete pelo apoio e compreensão.

Meus sinceros agradecimentos

Ramiro Gustavo Ramirez Camacho.

DEDICATÓRIA

À minha esposa Susy e filho Rodrigo.



À meu pai, Luís



À memória de minha mãe, Lydia e minha avó Laura

CAPÍTULO I

INTRODUÇÃO

Os avanços tecnológicos nas diferentes áreas de desenvolvimento, nas quais os projetos dependem diretamente de sistemas compostos de turbomáquinas, tais como, compressores, turbinas, sopradores, ventiladores, etc., tornam-se importantes no sentido de oferecer um produto de maior qualidade e menor custo. Um exemplo deste fato é a própria geração de energia elétrica, onde as pequenas variações no rendimento da turbina ou no compressor são substanciais nas perdas ou ganhos monetários, num certo período de tempo. Ainda, uma situação mais rigorosa em relação às tecnologias de ponta, ocorre nas aplicações aeronáuticas, especificamente no que se refere a os sistemas de propulsão onde a interação entre o fluxo e as estrutura fixas e móveis resultaram na maior eficiência de vôo com maiores velocidades, maior estabilidade, segurança, etc. Desta e outras formas, constata-se a importância interdisciplinar das Máquinas de Fluxo ou Turbomáquinas nos desenvolvimentos tecnológicos industriais atuais.

É natural, portanto, que os estudos envolvendo a cinemática e dinâmica dos escoamentos nas turbomáquinas devam ser tratados cuidadosamente, de forma a executar o projeto prevendo as condições reais de funcionamento.

Nesse contexto, é necessário observar que, principalmente, nas duas últimas décadas, tem-se verificado um grande progresso na área da mecânica dos fluidos computacional: algoritmos e técnicas numéricas poderosas são hoje capazes de solucionar equações diferenciais parciais da física, possibilitando desta forma a modelagem complexa dos escoamentos. Entretanto, é necessário destacar que, apesar desse grande salto

científico, ainda são necessários processadores computacionais ainda mais poderosos para simular o escoamento real que se desenvolve no interior das turbomáquinas.

Nas máquinas de fluxo, por exemplo, os escoamentos são afetados pelas constantes mudanças de direção do fluido através das complexas geometrias de passagens do escoamento, sendo importante distinguir qual fluxo representa o escoamento principal, quais os fluxos secundários, os fenômenos locais de transição laminar-turbulenta e as eventuais separações da camada limite. Na situação de máquinas de fluxo térmicas, o quadro se complica pelos efeitos de compressibilidade, podendo surgir as ondas de choque que interferem fortemente com a camada limite, formando uma complexa configuração para o fluxo, associados a os mecanismos de transferencia de calor entre o escoamento e o as palhetas onde também deve ser considerada o efeito da dilatações térmica dos metais. No caso de máquinas operando com líquidos, e operando com gradientes de pressão adversos, como o caso de bombas, pode ocorrer o fenômeno destrutivo da cavitação. Note-se ainda que, as máquinas de fluxo são constituídas de componentes móveis e fixos, como é o caso dos estatores e rotores que provocam efeitos não-inerciais, dando origem a fluxos não-permanentes no escoamento.

Se fosse exigida uma descrição precisa dos escoamento nas máquinas de fluxo, considerando-se todos os efeitos acima citados, eles raramente poderiam ser tratados em separado, pois uns dependem de outros, devido à inter relação dos mecanismos complexos de dissipação de energia provocados pelas tensões viscosas e os campos de vorticidade distribuídos de maneira não-uniforme no campo de escoamento. Sendo assim, ainda com as ferramentas atuais de modelagem e com uso dos mais sofisticados computadores, seria pouco provável obter uma única solução que descreva o campo tridimensional completo do escoamento de uma turbomáquina.

Nas Figuras 1(a)(b), mostra-se um esquema ilustrando os padrões de escoamentos secundários num rotor de compressor axial, segundo Lakshminarayana e Horlock (1963), e as regiões de altas perdas num estágio de compressor axial, conforme Wiesler (1984).

Na Figura 1(a) podem ser observadas as *esteiras de vórtices* formadas pelos vórtices emitidos no bordo de fuga do perfil e os filamentos de vórtices. Um outro tipo de vórtice, que origina regiões de perda, é aquele formado entre a ponta da palheta e a carcaça externa da máquina, onde sempre existe uma pequena folga. Os vórtices, nessa região, têm origem devido à diferença de pressão entre intradorso e o extradorso, e ao movimento relativo entre a ponta e a carcaça externa da máquina. Interessante notar que, o efeito do vórtice

devido ao movimento relativo é benéfico, ou seja, como a direção dele é oposta ao vórtice formado pela diferença de pressão, tende a enfraquecer a intensidade deste.

Os fluxos radiais originam-se devido à presença da camada limite na superfície da palheta, bem como a existência de um gradiente de pressão *radial*, provocando um transporte do fluido na superfície das pás. Este transporte é da ponta da palheta para a base nos estatores, e da base para a ponta nos rotores. A quantidade de massa transportada radialmente depende de vários fatores, tais como a espessura da camada limite, caminho do fluxo no canal e o gradiente de pressão. Uma questão interessante é a relativa aos caminhos percorridos por esse fluxo sobre a palheta, onde, geralmente, passam pelo meio da corda, no intradorso, e junto ao bordo de fuga no extradorso. Estas conclusões são baseadas em técnicas de visualização por não contar com ferramentas de análises teóricas.

Os vórtices de esteira podem se originar de duas maneiras. A primeira delas, conhecida como “trailing shed circulation”, é análoga a que ocorre nas asas de avião devido à variação da circulação em torno da mesma. Uma das causas que provoca a formação deste tipo de vórtice é a folga suficientemente grande entre rotor/estator para produzir uma variação na circulação ao longo da mesma. A segunda causa é chamada de “trailing filament circulation” e é produzida pelo “esticamento” dos filamentos de vórtices que se aproximam da palheta. É bom lembrar que os filamentos de vórtices que se aproximam da mesma são “esticados” devido ao fato de que cada ponta do mesmo adquire velocidades diferentes, ou seja, uma ponta percorre o extradorso do perfil e a outra o intradorso do perfil adjacente.

Um outro tipo de vórtice, típico nos escoamentos em turbomáquinas, é chamado de “*vórtice de canto*”. Ele ocorre pela passagem de uma corrente de fluxo turbulento através de geometrias com cantos ou quinas definidas. O sentido de rotação dependerá do fato de ser um canto ou uma quina.

Entre duas palhetas e as paredes internas e externas de um rotor, ou estator, pode existir a formação deste tipo de vórtice, sendo necessário que os cantos e quinas sejam arredondados de forma a evitar a formação do vórtice.

Na Figura 1(b), mostram-se as regiões de perdas, como aquelas formadas pelo crescimento das camadas limites no estator e no rotor, as regiões de forte descolamento que ocorrem na base da palheta e as perdas devido às fugas entre rotor e estator.

As análises de dimensionamento das máquinas de fluxo atuais concentram-se em estudar o escoamento de forma separada, destacando-se o problema do escoamento sobre as superfícies do perfil do rotor ou estator. Para tratar desta situação existem modelos com

diversos níveis de sofisticação numérica e matemática, auxiliados de dados experimentais que permitem a obtenção de resultados bastante efetivos. Por outro lado, o tratamento completo da dinâmica do fluxo em rotores, resulta em modelos computacionais de alto custo que dependem da velocidade na qual são processados.

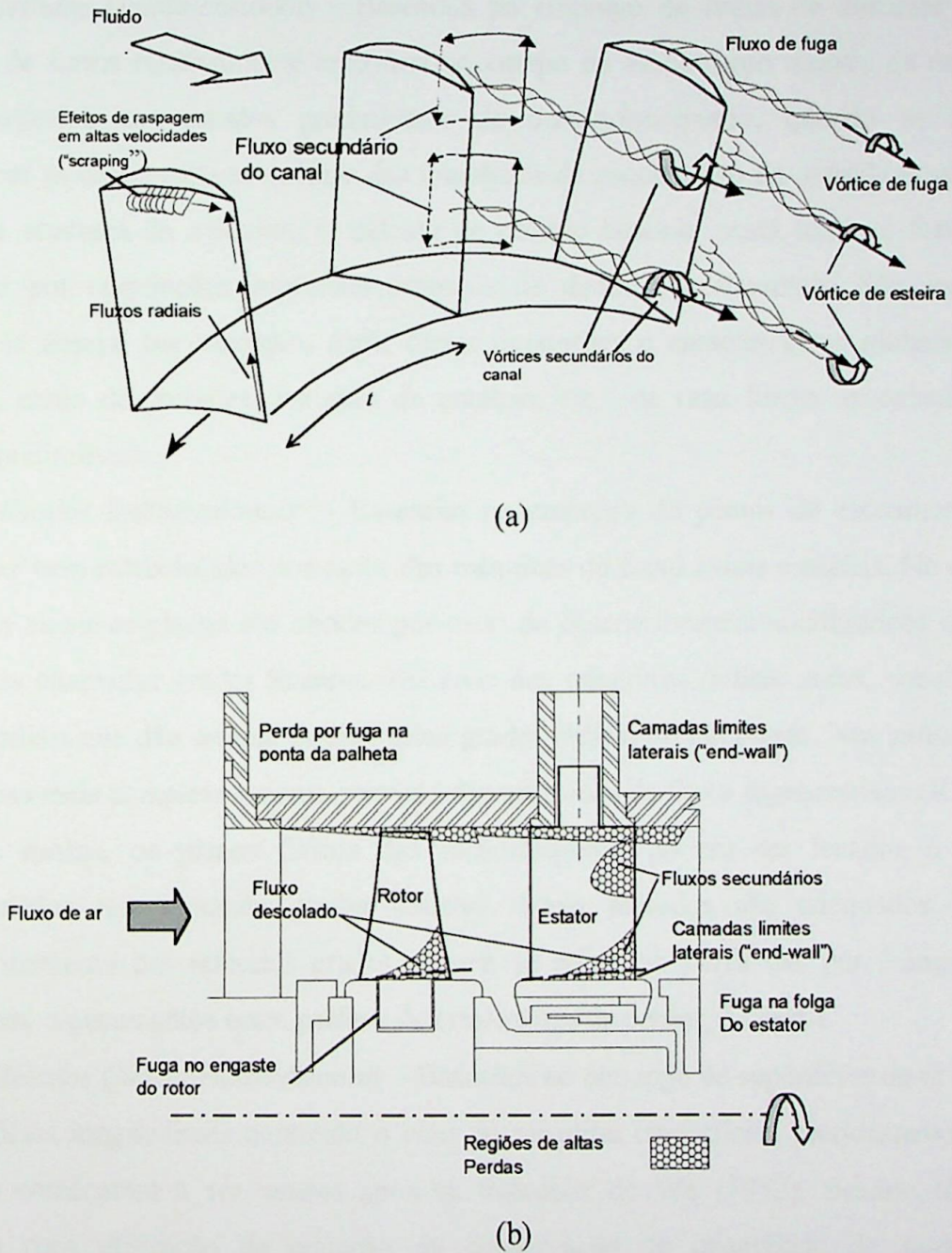


Figura 1.1.- a) Regiões de altas perdas num estágio de compressor axial, Wiesler (1984).
 b) Padrões de escoamento secundário um rotor de compressor axial, Lakshminarayana e Horloch (1963)

1.1 -Métodos de Análise do Escoamento em Máquinas de Fluxo.

Nesta seção serão classificadas, de forma sucinta, as diferentes metodologias de análise empregadas nas turbomáquinas. Interessam aqui dois critérios de classificação: a dimensão do campo de escoamento e a consideração dos efeitos viscosos.

Quanto à dimensão do campo de escoamento:

Métodos Unidimensionais - Baseados no emprego de linhas de corrente médias situadas de forma relativamente arbitrária no campo de escoamento através da máquina. São adequados aos estudos preliminares de dimensionamento, quando se procura estabelecer as características médias das grandezas do escoamento na entrada e saída dos rotores e estatores da máquina. O cálculo de projeto baseado nesta teoria é fortemente auxiliado por correlações empíricas oriundas de dados experimentais. São indicados quando se deseja, por exemplo, obter certas dimensões e características globais (fluxo mássico, razão de pressões, variação de entalpia, etc.) de uma forma aproximada nos estudos preliminares.

Métodos Bidimensionais - Baseados no emprego de planos de escoamento que podem ser bem estabelecidos nos casos das máquinas de fluxo axiais e radiais. No caso de máquinas axiais os planos são obtidos por meio de desenvolvimentos cilíndricos que dão origem às chamadas grades lineares. No caso das máquinas radiais puras, escolhem-se planos radiais que dão origem às chamadas grades radiais ou circulares. Nas situações de geometrias mais complexas, como os casos das máquinas de fluxo regenerativas (Ramirez, 1996) e mistas, os planos físicos das turbomáquinas podem ser levados a planos transformados representando grades lineares. Esses métodos são adequados para o dimensionamento das referidas grades no que se refere ao *perfil* das pás, ângulos de montagem, espaçamentos entre perfis e determinações de perdas, de perfil.

Métodos Quase-tridimensionais – Baseados no emprego de superfícies de revolução e superfícies longitudinais contendo o eixo da máquina (superfícies meridionais). Esses métodos começaram a ser usados após os trabalhos de Wu (1952), ficando aberto o caminho para utilização da equação da conservação da quantidade de movimento (equações de Euler e Navier - Stokes) na sua forma quase tridimensional para aplicações em turbomáquinas axiais, radiais e mistas.

Métodos Tridimensionais – Adequados ao estudo do campo tridimensional nos canais entre pás das máquinas de fluxo. Esses métodos são empregados em situações onde já se tem pré-definida a geometria dos canais, sendo pouco úteis nas fases preliminares de

dimensionamento das grades fixas ou moveis. Entretanto, podem ser de grande utilidade em fases finais de refinamento dimensional e, sobretudo, no estudo dos mecanismos tridimensionais inerentes ao escoamento nas máquinas de fluxo, como é o caso dos escoamentos secundários.

Quanto ao papel dos efeitos viscosos:

Métodos não viscosos puros – Baseados nas Equações de Euler, sendo desconsiderados todos os efeitos viscosos. Esses métodos, quando associados a métodos unidimensionais, têm pouca utilidade no que se refere ao dimensionamento. Tratando-se de métodos bidimensionais são úteis no estabelecimento das distribuições de pressões e velocidades, onde em situações de altos números de Reynolds, representam uma boa estimativa da situação real. Porém, tratando-se de escoamentos em torno de perfil de turbomáquinas, principalmente nas regiões do bordo de fuga, esses métodos deverão ser necessariamente corrigidos para poderem ser aplicados corretamente no dimensionamento das grades.

Métodos não viscosos com correção empírica – Frequentemente utilizados no dimensionamento das grades das turbomáquinas, baseados em modificações sistemáticas nos modelos não viscosos puros a partir de correlações empíricas. Um exemplo desta situação ocorre no método da *curvatura da linha de corrente*, onde são determinadas, de forma iterativa, um conjunto de linhas de corrente no plano meridional, a partir das quais é possível conhecer o campo de velocidades e as propriedades do fluido, como também a configuração da turbomáquina em função do fluxo mássico, rotação e condições de entrada e saída do escoamento nos rotores e estatores. Todo o cálculo se baseia na resolução da equação da quantidade de movimento, (equação de Euler) amplamente auxiliado por correlações empíricas para perdas e deflexão provenientes de ensaios experimentais, de maneira a considerar os efeitos viscosos. Outros modelos estabelecem modificações sobre as distribuições de pressões em torno das pás do escoamento não viscoso, visando obter com isso resultados mais realistas para os efeitos de deflexão do escoamento nas grades. Como exemplo, cita-se o procedimento proposto por Gostelow (1975) onde, com auxílio de correlações, baseadas no fator de difusão de Lieblein(1959), é possível ajustar as distribuições de pressões de forma a representar mais apropriadamente a condição de operação real de uma grade de uma turbomáquina.

Métodos de interação viscosa /não-viscosa. - Tratam-se de métodos baseados no uso interativo de dois módulos computacionais: um módulo para o cálculo de escoamento potencial e outro módulo para o cálculo do desenvolvimento da camada limite. Esses

podem interagir de duas formas: considerando a condição de impenetrabilidade sobre o contorno do perfil e alterando-se a superfície pela incorporação da espessura da camada limite; ou, então considerando uma condição de transpiração no contorno original do perfil, calculada a partir da espessura da camada limite. Ambas metodologias requerem processos interativos entre os dois módulos. Esses métodos constituem uma solução de compromisso entre os métodos invíscidos puros ou corrigidos, e aqueles baseados na solução numérica das Equações de Navier–Stokes completas.

Os métodos de interação viscosa/não-viscosa são atualmente utilizados nas análises do escoamento em torno de perfis aerodinâmicos isolados ou dispostos em grades.

Dentro deste contexto, podem ser citados os seguintes trabalhos, em ordem cronológica: Barnett et al (1993-1991), Hansen et al (1980), Hwang et al (1991), Cebeci et al (1993), He et al (1993), Zangenh (1994) , Yiu (1994) e Yiu et al (1995). A precisão destes modelos depende da capacidade de previsão da transição laminar-turbulenta, formação de bolhas de recirculação e do descolamento das camadas limites.

Métodos de Solução das Equações de Navier–Stokes Completas – Nestes, todas as tensões de origem viscosa são consideradas, diferentemente do que ocorre com os métodos de camada limite, nos quais os termos de difusão da quantidade de movimento na direção do escoamento são desprezados. A maior dificuldade na aplicação desta metodologia é o tratamento das regiões de diferentes escalas viscosas e de turbulência, com altos números de Reynolds, sendo necessárias discretizações bastante refinadas nas proximidades das paredes para capturar corretamente os efeitos da camada limite. Frequentemente, estes problemas são contornados, introduzindo-se modificações nas condições de contorno de parede, para poder levar em conta os efeitos de turbulência internos da camada limite , por exemplo, através das funções de parede de Launder e Spalding (1974). Exemplos de aplicação com soluções numéricas das equações de Navier Stokes e energia, para escoamentos através de grades em superfícies de revolução, incluindo modelos de turbulência e funções de parede, podem ser vistos nos trabalhos de Khalil e Tabakoff (1981) e Lauria (1986).

Atualmente, graças ao desenvolvimento dos super processadores computacionais, os métodos numéricos baseados nas soluções numéricas das equações de Navier – Stokes completas têm sido disponibilizadas em programas comerciais, sendo considerados ferramentas poderosas para avaliar o campo tridimensional de escoamento nas máquinas de fluxo.

1.2- Técnicas Numéricas de Cálculo do escoamento.

Tanto nos modelos bi e tridimensionais as soluções de campo do escoamento podem ser obtidas empregando-se técnicas numéricas de discretização do campo, baseados necessariamente na definição da uma “malha”. Esses modelos podem ser classificados como: método das diferenças finitas - onde as equações diferenciais são discretizadas em diferenças finitas. As equações são resolvidas no sentido de serem obtidas informações a respeito das propriedades do fluido bem como as distribuições de velocidades no pontos nodais.

No método dos elementos finitos, o fluxo é dividido em um conjunto de elementos finitos e os pontos nodais são localizados sobre as linhas que formam o contorno de cada elemento. As leis físicas e empíricas são formuladas de uma maneira tal que as propriedades do escoamento sejam determinadas em cada ponto nodal por iterações sucessivas.

O método dos volumes finitos (Patankar, 1980) consiste em dividir o domínio de cálculo em um número de volumes de controle não sobrepostos, tal que exista um volume de controle vizinho a cada ponto da malha. No caso de grades de turbomáquinas, os volumes elementares são discretizados de acordo com o canal de passagem entre as pás. As leis físicas, bem como informações empíricas, são usadas para gerar equações integrais para cada volume elementar. As equações fundamentais do movimento são resolvidas iterativamente até conseguir a convergência de forma a se obter as propriedades do fluido nos volumes elementares.

1.3- Discretização do contorno – método dos painéis.

Segundo o método dos painéis, divide-se a superfície de um corpo em N elementos de superfície, ou painéis, de forma genérica. Sobre cada painel admite-se a existência de uma distribuição de singularidades perturbando o escoamento. As singularidades podem ser do tipo fonte vórtice ou di-polo com intensidades uniforme, linear, etc. Em cada painel é escolhido um ponto de controle, onde se determina a velocidade induzida pelos outros painéis e do escoamento não perturbado. Impondo-se certas condições de contorno nos pontos de controle (escorregamento nulo e impenetrabilidade), obtém-se um sistema de equações lineares de $N \times N$, cujas incógnitas são as densidades das distribuições de

singularidades, podendo se calcular as velocidades nos pontos de controle, e, através da equação de Bernoulli, determinar as distribuições de pressões no contorno do corpo.

A grande vantagem do método dos painéis é a facilidade de implantação em casos relativamente gerais como por exemplo, nas grades lineares. A qualidade numérica dos resultados dependerá da adoção de alguns critérios tais como: número de painéis, distribuição e forma dos painéis, tipo de singularidade empregada, distribuição de singularidades, (uniforme, linear, exponencial, etc.) e escolha da posição do ponto ou pontos de controle.

Uma das formulações do método dos painéis mais utilizada foi desenvolvida por Hess e Smith (1966). Ela pode ser aplicada na obtenção de soluções para o escoamento potencial em diversos casos de interesse: corpos tridimensionais, aerofólios, hidrofólios, grades axiais, entradas de ar, etc. Esses métodos baseiam-se em distribuições de fontes e vórtices. Detalhes serão mostrados nos próximos capítulos deste trabalho.

Outra técnica, bastante difundida no âmbito das turbomáquinas, é a baseada na formulação de Martensen (1971), que emprega unicamente distribuições de vórtices na superfície do perfil. Foi desenvolvida, inicialmente, por Mavriplis (1971) visando à análise de escoamento potencial sobre corpos bidimensionais isolados ou em grades. Este método tem a vantagem de as velocidades tangenciais representarem as próprias distribuições de vórtices, diferentemente do método de Hess & Smith, no qual, inicialmente, devem ser calculadas as intensidades de fontes e vórtices para depois se determinar o campo de velocidades tangenciais.

1.3.1- Métodos Lagrangianos.

Esta técnica é empregada para simular o escoamento de um fluido viscoso em torno de corpos. O Método de Vórtices é, talvez, o principal produto desta classe de procedimentos que utilizam a descrição lagrangiana. Uma nuvem de vórtices discretos é utilizada para representar a vorticidade presente no escoamento. Vórtices discretos são gerados em toda a superfície de um corpo de forma arbitrária. Os processos de convecção e difusão da vorticidade são simulados em cada instante de tempo, independentes um do outro, de acordo com o “Viscous Splitting Algorithm” (Chorin, 1973). Com a utilização do acompanhamento Lagrangeano dos vórtices, não se exige uma consideração explícita das condições de contorno a grandes distâncias do corpo. Por outro lado, a técnica não requer da construção de malhas para definir o campo de escoamento. Recentemente nos

trabalhos Alcântara Pereira (2002), tem utilizado esta técnica em aplicações em grades de turbomáquinas para as análises do escoamento incompressível e transiente em grades de turbomáquinas utilizando modelagem de turbulência.

1.4 -Motivação e Objetivos do Trabalho

A presença de regiões significativas de descolamentos positivos em grades de turbomáquinas axiais, mesmo operando na situação de máxima eficiência, é um fato constatado teórica e experimentalmente por alguns pesquisadores, tais como Lieblein, (1959) e Schlichting, (1959). Normalmente, as grades ótimas operam nas proximidades das condições de “stall”, um pouco antes do arrasto sofrer um aumento brusco e o ângulo de deflexão atingir um valor máximo, resultando em maiores carregamentos no perfil, e conseqüentemente aumentando a eficiência da grade. Nesse sentido, as situações de fluxo descolado devem ser necessariamente consideradas já nos estudos preliminares de projeto.

Com essa motivação, procura-se neste trabalho desenvolver uma metodologia de projeto de grades de turbomáquinas axiais capaz de simular as regiões de descolamento e os efeitos viscosos provocados pela camada limite colada. A metodologia será baseada na técnica numérica dos painéis de Hess & Smith (1966), com modificações adequadas na condição de contorno. Uma vez estabelecida a metodologia, é possível obter-se resultados mais realísticos do escoamento nas regiões próximas do “stall”. Para validar a metodologia, resultados serão comparados com dados experimentais disponíveis na literatura.

Segundo Serovy (1985), para o dimensionamento de uma máquina de fluxo axial, devem-se seguir as etapas mostradas na Figura 2. Baseado neste procedimento de projeto, pode-se situar a metodologia deste trabalho como uma ferramenta de apoio nas etapas iniciais do projeto, como também na aferição das condições do escoamento após definida a geometria da máquina. Estas considerações podem ser apreciadas no fluxograma proposto por Serovy nas caixas sombreadas da Figura 2.

Deseja-se, por outro lado, oferecer uma metodologia numérica de baixo custo computacional quando comparada com modelos mais sofisticados, como é o caso do emprego das equações de Navier Stokes completas na solução dos campos de escoamento em grades de turbomáquinas.

Mais uma motivação, para o desenvolvimento desta metodologia, seria empregá-lo junto a técnicas de otimização, em principio, buscar uma adequada distribuição de pressões

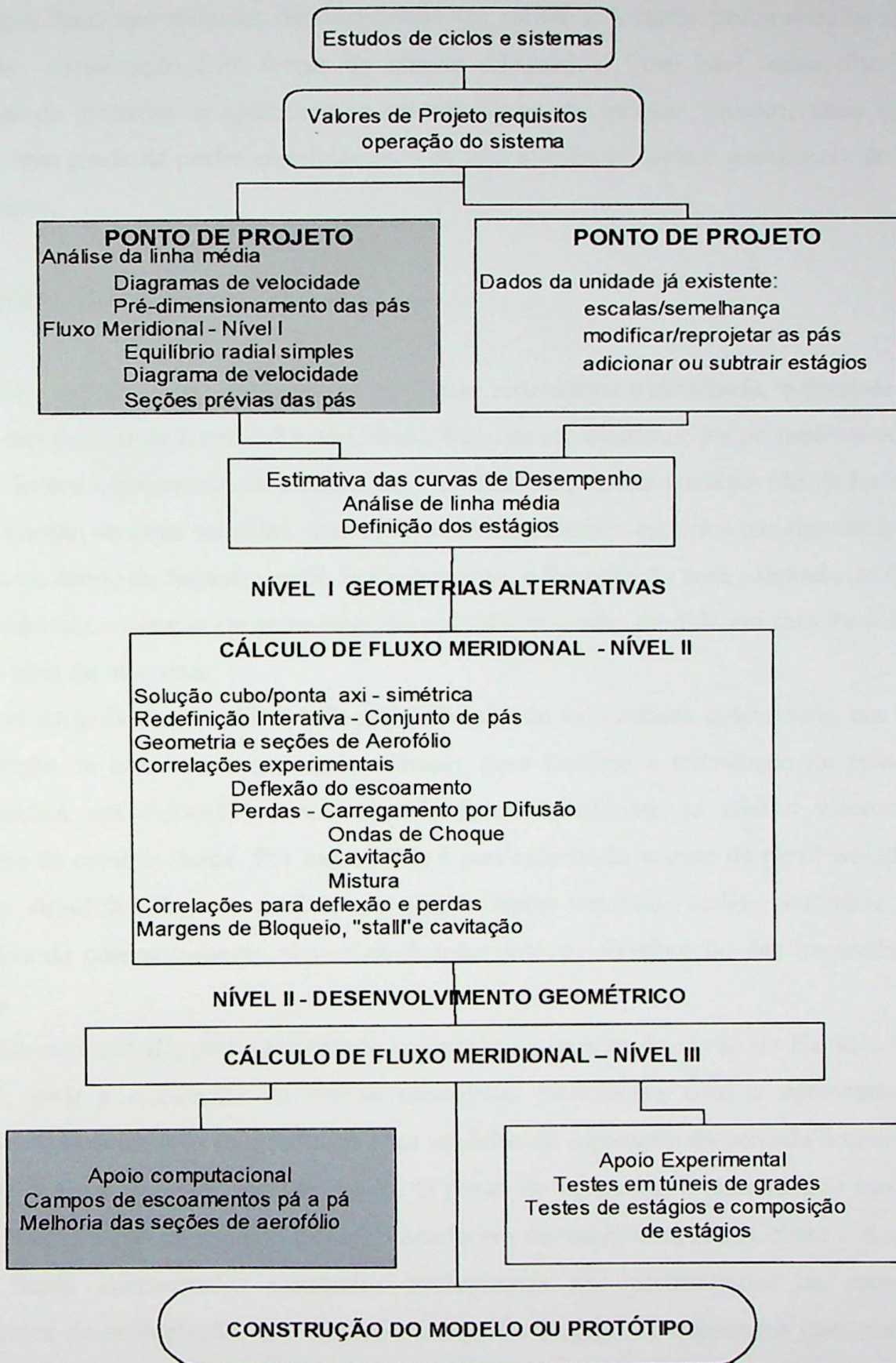


Figura 1.2.- Estrutura de projeto de uma máquina de fluxo axial, Serovy (1985)



com base nas técnicas de otimização de forma a garantir por exemplo, maiores forças de sustentação com forças de arrasto adequados. Com base nessa distribuição otimizada de pressões e aplicando-se metodologias de cálculo inverso, seria possível oferecer uma grade de perfis aerodinâmicos de alta eficiência onde o coeficiente de perdas seja mínimo.

1.5 -Tópicos Abordados no Trabalho.

No capítulo II será introduzida, de forma sistemática e detalhada, a formulação do método dos painéis de Hess & Smith (1966), baseada em distribuições de fontes e vórtices, onde as fontes representam as incógnitas, e as distribuições de vórtices são dadas através de uma função de peso senoidal, que evita os carregamentos espúrios nas distribuições de pressões no bordo de fuga do perfil. Por outro lado, a formulação será adaptada de forma a ser considerada a direção da velocidade na entrada na grade, medida em relação a direção axial do eixo da máquina.

Na formulação, é evidenciada a distribuição de velocidades tangenciais, em função da condição de contorno (velocidade normal), para facilitar a introdução de posteriores modificações nas velocidades normais, de forma a simular os efeitos viscosos e a separação da camada limite. Por outro lado, é particularizado o caso de perfil isolado com algumas simplificações no modelo de grade. Neste capítulo, serão mostrados alguns resultados do comportamento efetivo da função peso na distribuição das intensidades de vórtices.

No capítulo III, será apresentado o modelo de injeção de vazão de Hayashi e Endo (1977a), para a simulação da esteira descolada, juntamente com a apresentação de trabalhos representativos relacionados com modelos de separação da camada limite. Esse é adaptado à formulação de Hess & Smith. O ponto de separação é determinado através do cálculo da evolução da camada limite, baseado em métodos integrais (Cebeci e Bradshaw 1977). Serão apresentados resultados preliminares das distribuições de pressões e coeficientes de sustentação, nas situações de perfis isolados, comparados com resultados experimentais disponíveis na literatura.

No capítulo IV, será apresentada a técnica de interação viscosa /não-viscosa, onde os efeitos viscosos são introduzidos através de velocidades normais de *transpiração* na região onde o fluxo permanece colado. Nas situações onde não é detectada a separação, isto é, nos pequenos ângulos de ataque, será possível simular uma pequena esteira

descolada, empregando-se a distância do “ajuste” de Gostelow (1975), onde é injetada um certo volume de vazão quantificada pelas correlações de Hayashi e Endo (1977a). É apresentada uma formulação do método de Hess & Smith para perfis aerodinâmicos com e sem separação. Desenvolve-se um algoritmo de cálculo iterativo, onde são considerados os efeitos da transpiração e da injeção de vazão para obter uma condição realista do escoamento em grades de turbomáquinas.

No capítulo V, são apresentados resultados das distribuições de pressões, ângulos de deflexão da grade e coeficientes aerodinâmicos comparados com dados experimentais de Emery et al (1957). São analisados alguns critérios de desempenho de grades, como: coeficiente de pressão mínimo, relação sustentação / arrasto e o coeficiente de perdas.

CAPÍTULO II

METODOLOGIA PARA O CÁLCULO DO ESCOAMENTO AO REDOR DE PERFIS AERODINÂMICOS

No presente capítulo, descreve-se a formulação para o cálculo do escoamento potencial, incompressível e bidimensional em torno de perfis aerodinâmicos, com base no método clássico de Hess e Smith (1966). Utilizam-se distribuições uniformes de *fontes* e *vórtices*, sendo as intensidades de fontes tratadas como incógnitas e as intensidades de vórtices especificadas por uma função senoidal que se anula no bordo de fuga e atinge seu valor máximo na região do bordo de ataque. Essa modificação proposta por Girardi et al (1995), e implementada posteriormente por Petrucci (1998), evita o aparecimento de carregamentos espúrios no bordo de fuga, sobretudo nas situações de perfis com bordo de fuga afilado, onde podem ocorrer cruzamentos das distribuições de pressões na região do bordo de fuga. Por outro lado, neste trabalho, a técnica será mais uma vez reformulada, sistematicamente, de modo a permitir que a velocidade do escoamento na entrada da grade seja especificada diretamente em magnitude e ângulo de ataque, medido com relação ao eixo da grade. O equacionamento será convenientemente conduzido de modo a ser útil e eficaz nos próximos capítulos, quando forem introduzidas diferentes modificações na condição de contorno de Newmann e na condição de Kutta para simular os efeitos viscosos e de separação da camada limite.

Essas modificações de fundo, na formulação clássica do método dos painéis de Hess e Smith (1966), podem ser consideradas como aportes no sentido de torná-lo mais adequado ao tratamento numérico do escoamento real em grades de máquinas de fluxo axiais.

2.1 Método dos Painéis.

Considere-se na Figura 2.1, um perfil de referência situado no plano $z = x + iy$. De acordo com a sistemática do método dos painéis, são escolhidos $N+1$ pontos sobre o contorno do perfil, inclusive o bordo de fuga, numerados em sentido horário partindo do bordo de fuga do lado de pressão, contornando o bordo de ataque, e terminando no bordo de fuga no lado de sucção (nós). A união desses pontos por segmentos de retas dá origem a um polígono de N lados, cada lado sendo denominado painel, concentrando-se um maior número desses nas regiões do bordo de ataque e fuga. Cada painel j , é definido pelos pontos extremos z_j e z_{j+1} ($j= 1,2,3,\dots,N$).

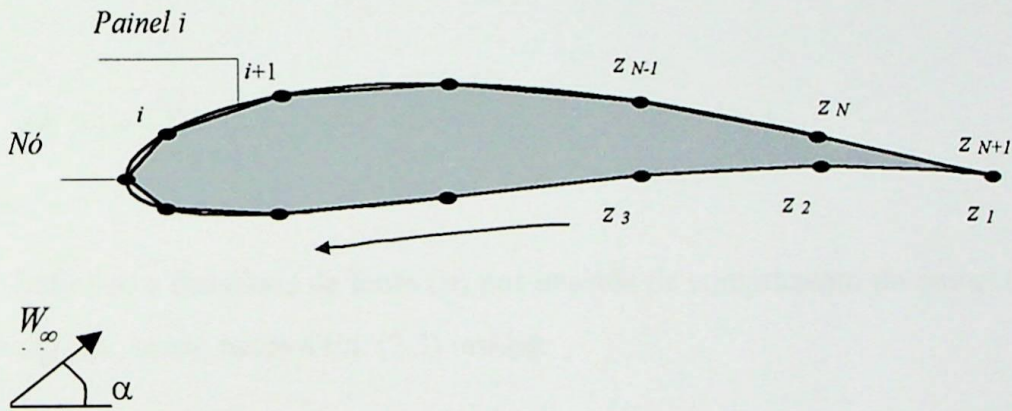


Figura 2.1.- Definição dos painéis, nós e o sentido horário que segue a discretização.

No presente trabalho, são utilizadas distribuições de singularidades do tipo fonte e vórtice, cujas intensidades serão associadas aos pontos de controle localizados nos centros de cada painel, de forma a simular a geometria do corpo. A condição de contorno de impenetrabilidade é imposta na superfície do perfil, fazendo com que a componente normal de velocidade calculada em cada ponto de controle seja nula ($W_n=0$). A unicidade do escoamento é garantida pela imposição da *condição de Kutta*, a qual não permite que o escoamento contorne o bordo de fuga, simulando desta forma o escoamento real. Observe-se que a condição de impenetrabilidade será posteriormente alterada, permitindo uma

velocidade normal não nula nos pontos de controle de modo a representar a transpiração da camada limite colada ou o efeito de descolamento.

2.1.1 Painel fonte e vórtice

Nesta seção será descrito, matematicamente, o significado do painel fonte e vórtice. Por exemplo, sabe-se que a velocidade complexa *conjugada* para uma fonte é dada por:

$$\bar{W}(z) = \frac{Q}{2\pi} \frac{1}{(z - \zeta)}. \quad (2.1)$$

No caso em estudo, interessa calcular a velocidade complexa conjugada dW no ponto z induzida por uma fonte com densidade infinitesimal dQ , localizada no ponto ζ :

$$d\bar{W}(z) = \frac{dQ}{2\pi} \frac{1}{(z - \zeta)}. \quad (2.2)$$

Define-se a densidade da fonte (σ) por unidade de comprimento do painel (s), como $\sigma(s) = dQ/ds$, sendo assim a Eq. (2.3) resulta:

$$d\bar{W}(z) = \frac{\sigma(s)}{2\pi} \frac{1}{(z - \zeta)} ds. \quad (2.3)$$

Integrando a Eq.(2.3) entre as extremidades do painel z_j e z_{j+1} , obtém-se a velocidade complexa conjugada induzida por todo o painel. Desta forma:

$$\bar{W}(z) = \int_{z_j}^{z_{j+1}} \frac{\sigma(s)}{2\pi} \frac{1}{(z - \zeta)} ds. \quad (2.4)$$

A integral em (2.4) pode ser determinada mais facilmente colocando o elemento de arco ds em função da variável complexa ζ , Figura.2.2.

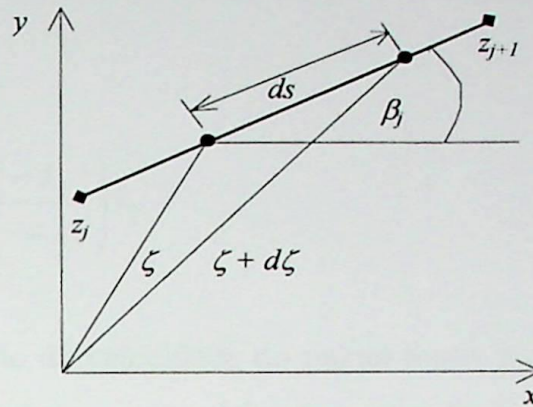


Figura 2.2.- Painel reto com distribuição de singularidades (fonte - vórtice).

$$d\zeta = ds e^{i\beta_j}, \quad ds = e^{-i\beta_j} d\zeta, \quad (2.5)$$

sendo:

$$\hat{i} = \sqrt{-1} \quad ; \quad j = 1, 2, 3, \dots, N.$$

Substituindo (2.5) em (2.4), vem:

$$\bar{W}(z) = \frac{1}{2\pi} \int_{z_j}^{z_{j+1}} \frac{\sigma(s) e^{-\hat{i}\beta_j}}{(z - \zeta)} d\zeta. \quad (2.6)$$

Finalmente, na Eq.(2.6) é obtida a expressão para a velocidade complexa conjugada, onde a densidade de fontes, $\sigma(s)$, pode tomar qualquer forma, produzindo, com isto, painéis com distribuição constante, linear, parabólica ou outra. No presente trabalho, será utilizada densidade de fontes constante em painéis retos, $\sigma(s) = \sigma_j = cte$, $\beta_j = cte$; sendo assim resulta:

$$\bar{W}(z) = \frac{\sigma_j e^{-i\beta_j}}{2\pi} \int_{z_j}^{z_{j+1}} \frac{d\zeta}{(z - \zeta)}. \quad (2.7)$$

É importante destacar que a Eq.(2.7) é válida unicamente para um ponto z localizado fora da superfície do painel, mantido constante durante o processo de integração. Já o

ponto ζ é a variável a ser integrada, localizada na superfície de cada painel. Nessa situação, pode-se resolver a integral diretamente, resultando a velocidade complexa conjugada induzida por um painel fonte.

$$\bar{W}(z) = \frac{\sigma_j e^{-i\beta_j}}{2\pi} \log\left(\frac{z - z_j}{z - z_{j+1}}\right). \quad (2.8)$$

No caso da auto-indução da velocidade do painel fonte, a integral se torna singular. Nessa situação, é conveniente efetuar uma análise de continuidade. A Fig. 2.3 apresenta um painel com extremidades em z_j e z_{j+1} e um ponto z^+ posicionado no lado externo do perfil a uma distância ε . Nesta análise, pretende-se posicionar o ponto z^+ acima do painel, $\varepsilon \rightarrow 0$. A análise deverá também ser estendida para um ponto z^- localizado no interior do perfil. No entanto, unicamente será apresentada para o lado correspondente ao exterior do perfil, já para o caso de z^- , o procedimento é idêntico, mudando o resultado apenas no sinal.

Na formulação a ser usada, considera-se sempre z^+ tendendo para z_c pelo lado exterior do perfil, isto é, a auto-indução da fonte têm sinal positivo, já que a situação onde z^- tende pelo lado interior do perfil não tem significado físico, desde que se considere o perfil como um corpo sólido. Deve-se lembrar que esta análise poderá ser feita sempre que a discretização do perfil obedeça o sentido horário (ou, mais precisamente, um sentido tal que o interior permabeça à direita).

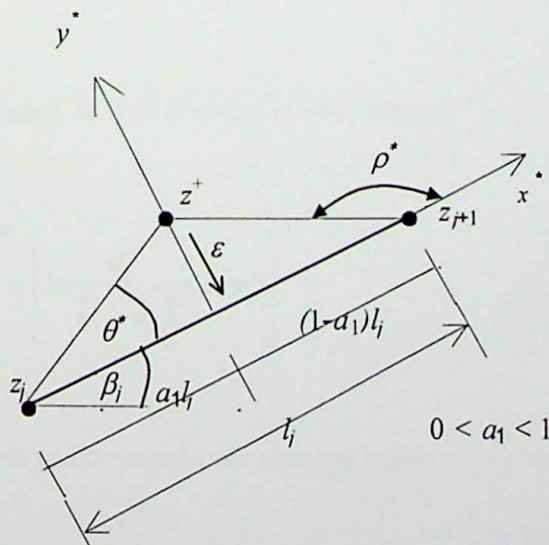


Figura 2.3.- Análise do limite para o caso da auto-indução.

Da Fig. 2.3, pode-se concluir que:

$$z^+ - z_j = (a_1^2 l_j^2 + \varepsilon^2)^{1/2} e^{i(\beta_j + \theta^*)}, \quad (2.9)$$

$$z^+ - z_{j+1} = ((1 - a_1)^2 l_j^2 + \varepsilon^2)^{1/2} e^{i(\beta_j + \theta^*)}. \quad (2.10)$$

Logo, a velocidade complexa conjugada do ponto z^+ , será:

$$\begin{aligned} W_{\sigma_j}(z^+) &= \frac{\sigma_j e^{-i\beta_j}}{2\pi} \left[\log(z^+ - z_j) - \log(z^+ - z_{j+1}) \right] = \\ &= \frac{\sigma_j e^{-i\beta_j}}{2\pi} \left[\ln \sqrt{a_1^2 l_j^2 + \varepsilon^2} + i(\beta_j + \theta^*) - \ln \sqrt{(1 - a_1)^2 l_j^2 + \varepsilon^2} - i(\beta_j + \rho^*) \right], \\ &= \frac{\sigma_j e^{-i\beta_j}}{2\pi} \left[\ln \sqrt{a_1^2 l_j^2 + \varepsilon^2} + i(\beta_j + \theta^*) - \ln \sqrt{(1 - a_1)^2 l_j^2 + \varepsilon^2} - i(\beta_j + \rho^*) \right], \end{aligned} \quad (2.11)$$

$$\bar{W}_{\sigma_j}(z^+) = \frac{\sigma_j e^{-i\beta_j}}{2\pi} \left[\ln \sqrt{\frac{a_1^2 l_j^2 + \varepsilon^2}{(1 - a_1)^2 l_j^2 + \varepsilon^2}} + i(\theta^* - \rho^*) \right]. \quad (2.12)$$

Para o limite $\varepsilon \rightarrow 0$, tem-se que $\theta^* \rightarrow 0$ e $\rho^* \rightarrow \pi$, então:

$$\bar{W}_{\sigma_j}(z^+) = \frac{\sigma_j e^{-i\beta_j}}{2\pi} \left[\ln \frac{a_1}{(1 - a_1)} + i(\pi) \right]. \quad (2.13)$$

A velocidade complexa conjugada no sistema local (x^*, y^*) será:

$$\bar{W}^*_{\sigma_j}(z^+) = \frac{\sigma_j}{2\pi} \left[\ln \frac{a_1}{(1 - a_1)} + i(\pi) \right], \quad (2.14)$$

$$\overline{W}^*_{\sigma_j}(z^+) = W_{t_j} - iW_{n_j}, \quad (2.15)$$

sendo W_{t_j} e W_{n_j} as componentes de velocidade normal e tangencial respectivamente, em relação às coordenadas locais.

Isto é,

$$W_{t_j} = \frac{\sigma_j}{2\pi} \left[\ln \frac{a_1}{(1-a_1)} \right], \quad (2.16)$$

$$W_{n_j} = \frac{\sigma_j}{2}. \quad (2.17)$$

Como os pontos de controle são considerados no meio do painel, $a_1=1/2$, logo, considerando também a situação interna (sinal -), tem-se:

$$W_{t_j} = 0, \quad (2.18)$$

$$W_{n_j} = \pm \frac{\sigma_j}{2}. \quad (2.19)$$

A seguir, serão desenvolvidas, de maneira breve, as fórmulas que descrevem o campo de velocidade induzida por um painel com distribuição de *vórtices*.

A velocidade complexa induzida por um vórtice pontual localizado em ζ é definida por:

$$\overline{W}(z) = i \frac{\Gamma}{2\pi(z-\zeta)}, \quad (2.20)$$

$$d\overline{W}(z) = i \frac{d\Gamma}{2\pi(z-\zeta)}. \quad (2.21)$$

Define-se a densidade de vórtice (γ) por unidade de comprimento (s):

$$\gamma(s) = \frac{d\Gamma}{ds}. \quad (2.22)$$

A velocidade complexa conjugada induzida por todo o painel vórtice é dada por:

$$\bar{W}(z) = \int_{z_j}^{z_{j+1}} \hat{i} \frac{\gamma(s)}{2\pi(z-\zeta)} ds. \quad (2.23)$$

Das relações da Eq. (2.5) resulta:

$$\bar{W}(z) = \int_{z_j}^{z_{j+1}} \hat{i} \frac{\gamma(s)e^{-\hat{i}\beta_j}}{2\pi(z-\zeta)} d\zeta, \quad (2.24)$$

onde a densidade de vórtices $\gamma(s)$ pode tomar qualquer forma, produzindo painéis com distribuição constante, linear, parabólica ou outra. No entanto, neste trabalho serão utilizados unicamente painéis com densidade constante, $\gamma(s) = \gamma_j = cte$, então a Eq. (2.24) fica:

$$\bar{W}(z) = \hat{i} \frac{\gamma_j e^{-\hat{i}\beta_j}}{2\pi} \int_{z_j}^{z_{j+1}} \frac{d\zeta}{(z-\zeta)}, \quad (2.25)$$

onde z é o ponto localizado fora da superfície do painel, mantendo-se constante durante o processo de integração, e ζ é o ponto localizado na superfície do painel, sendo a variável de integração.

Integrando (2.25) obtém-se a expressão para o cálculo da velocidade complexa conjugada no ponto $z \neq \zeta$ (fora do painel) para o painel vórtice.

$$\bar{W}(z) = \hat{i} \frac{\gamma_j e^{-\hat{i}\beta_j}}{2\pi} \log\left(\frac{z-z_{j+1}}{z-z_j}\right). \quad (2.26)$$

Seguindo o mesmo procedimento adotado no desenvolvimento da auto-indução do painel fonte, determina-se a velocidade complexa conjugada induzida por um painel vórtice sobre seu próprio ponto de controle:

$$\overline{W}^*_{z_j}(z^+) = W_{t_j} - \hat{i}W_{n_j}, \quad (2.27)$$

$$W_{t_j} = \pm \frac{\gamma_j}{2}, \quad (2.28)$$

$$W_{n_j} = 0. \quad (2.29)$$

Combinando-se as Eqs.(2.8) e (2.26), obtém-se a expressão para a velocidade complexa conjugada no ponto de controle z_{c_i} do painel i , induzida pelas distribuições de fontes e vórtices de todos os painéis j , dada por:

$$\overline{W}(z_{c_i}) = \sum_{j=1}^N \frac{g_j e^{-i\beta_j}}{2\pi} \log \left(\frac{z_{c_i} - z_j}{z_{c_i} - z_{j+1}} \right), \quad (2.30)$$

onde g_j representam as *densidades lineares de fontes e vórtices*, $g_j = \sigma_j + \hat{i}\gamma_j$, N o número de painéis e β_i o ângulo do painel em relação ao eixo x . Considerando-se, todavia, a inclinação do painel i , tem-se:

$$\overline{W}_g(z_{c_i})e^{i\beta_i} = W_{t_i}^g - \hat{i}W_{n_i}^g, \quad (2.31)$$

A Eq.(2.30) representa a velocidade induzida pelas distribuições de fontes e vórtices no ponto de controle z_{c_i} . Nesta, os fatores que multiplicam g_j dependem, unicamente, da geometria do perfil e da discretização para a situação de perfil isolado.

2.2 Formulação das Equações para o Cálculo do Escoamento em Grades Lineares.

Grades lineares são planos retificados de cortes cilíndricos em máquinas de fluxo axiais. A Fig. 2.4 mostra um esquema de uma grade linear infinita no plano complexo

$z = x + iy$, sendo x o eixo axial e i a unidade imaginária $\sqrt{-1}$. A grade é composta de perfis idênticos e igualmente espaçados de um passo t , com uma corda de comprimento l e ângulo de montagem β com relação à x .

Deseja-se estudar o campo de velocidades \vec{W} do escoamento relativo à grade, exteriormente aos perfis. Admite-se que os vetores das velocidades do escoamento à montante ($x \rightarrow +\infty$) e à jusante ($x \rightarrow -\infty$) sejam uniformes e iguais; $\vec{W}_1 = \vec{W}_2$.

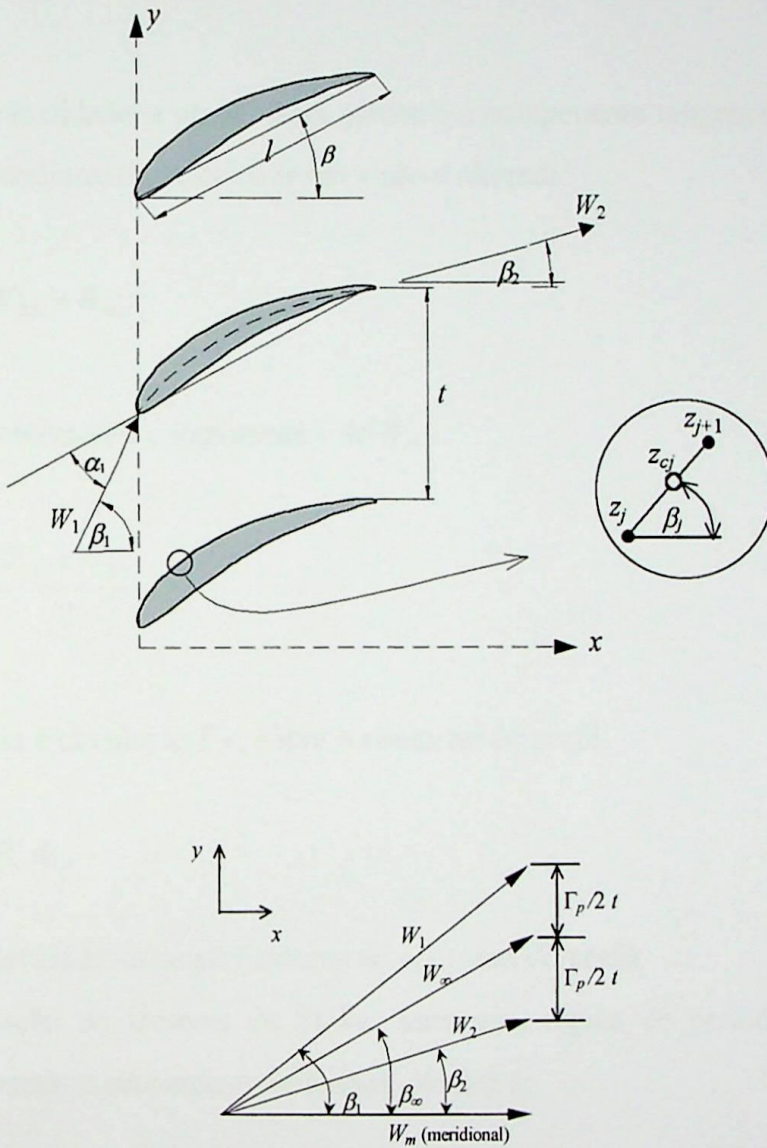


Figura 2.4.- Grade linear e diagrama de velocidades.

As hipóteses de escoamento bidimensional, permanente, incompressível ($\nabla \cdot \vec{W} = 0$) e potencial ($\nabla \times \vec{W} = 0$) serão aqui consideradas. Os parâmetros do escoamento são representados pelos ângulos do escoamento na entrada e na saída, β_1 e β_2 , pelo ângulo de

deflexão do escoamento na grade $\Delta\beta = (\beta_1 - \beta_2)$ e pelas velocidades do escoamento na entrada e na saída \vec{W}_1 e \vec{W}_2 .

A velocidade do escoamento não perturbado é dada pela média vetorial das velocidades na entrada e na saída:

$$\vec{W}_\infty = \frac{\vec{W}_1 + \vec{W}_2}{2} \quad (2.32)$$

Pela continuidade, a grade altera somente a componente tangencial (y), sendo que a componente meridional da velocidade em x não é alterada:

$$W_{1x} = W_{2x} = W_{\infty x}. \quad (2.33)$$

Da Eq.(2.32), obtém-se a componente y de W_∞ :

$$W_{\infty y} = \frac{W_{1y} + W_{2y}}{2}. \quad (2.34)$$

Define-se a circulação Γ_p , sobre o contorno do perfil,

$$\Gamma_p = \oint_c W_t ds, \quad (2.35)$$

onde W_t é a velocidade tangencial externa ao contorno do perfil.

A aplicação do teorema de Stokes para uma região de periodicidade entre dois perfis, considerando o escoamento potencial, conduz a:

$$\Gamma_p = (W_{1y} - W_{2y})t \quad (2.36)$$

Com auxílio das Eqs. (2.34) e (2.36), pode-se então determinar as componentes tangenciais da velocidade W_{1y} e W_{2y} .

$$W_{1y} = W_{\infty y} + \frac{\Gamma_p}{2t} \quad (2.37)$$

$$W_{2,y} = W_{\infty y} - \frac{\Gamma_p}{2t} \quad (2.38)$$

A seguir, será mostrada a influência da distribuição de singularidades na grade sobre um ponto z_c pertencente a um perfil da própria grade. Da Fig. 2.5, observa-se que o vetor representado pelo número complexo ξ_p pode ser escrito no plano (x, y) da seguinte forma:

$$\xi_p = \xi_0 + \hat{i} p t \quad (2.39)$$

onde:

ξ_p número complexo que representa o vetor posição de um ponto localizado na superfície do perfil da grade relativo ao sistema de referência do mesmo (x, y)

p índice que denota um perfil genérico da grade ($p=0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots, \pm\infty$)

t passo da grade ($\lambda = l/t$, razão de solidez da grade)

β ângulo de montagem dos perfis na grade.

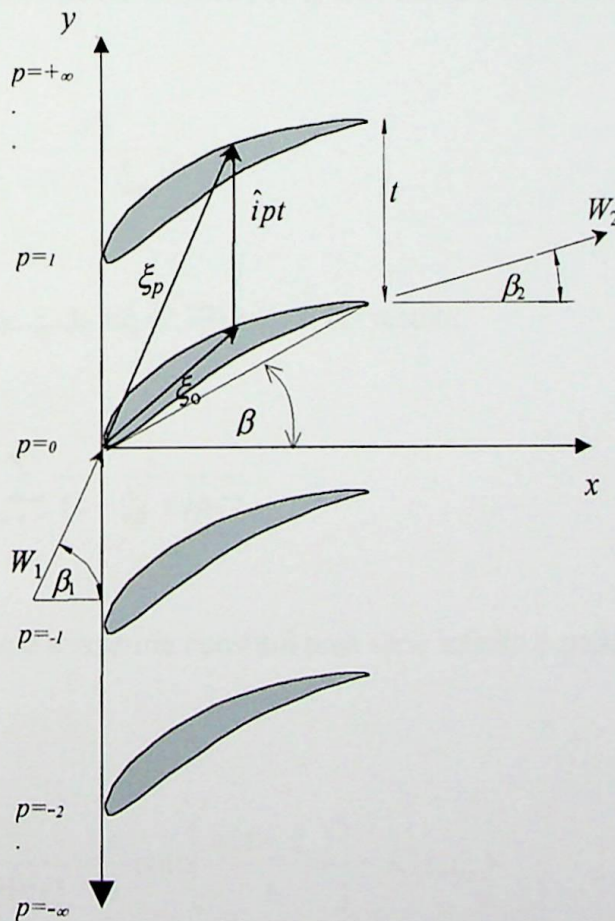


Figura 2.5- Grade linear infinita

A velocidade complexa conjugada em um ponto genérico z , induzida por uma fonte e um vórtice elementares localizados em um ponto da superfície do perfil genérico p são dados respectivamente por:

$$d\bar{W}(z) = \frac{dQ}{2\pi(z - \xi_p)} + i \frac{d\Gamma}{2\pi(z - \xi_p)} \quad (2.40)$$

Definindo-se a intensidade da combinação fonte – vórtice como $G = Q + i\Gamma$, a Eq. (2.66) resulta:

$$d\bar{W}(z) = \frac{dG}{2\pi(z - \xi_p)} \quad (2.41)$$

Esta equação calcula a velocidade complexa conjugada no ponto z induzida pelas singularidades tipo fonte – vórtice localizadas no perfil número p . Para contabilizar a contribuição do número infinito de perfis da grade, faz-se a somatória, onde resulta:

$$d\bar{W}(z) = \sum_{p=-\infty}^{+\infty} \frac{dG}{2\pi(z - \xi_p)} \quad (2.42)$$

Substituindo-se ξ_p da Eq.(2.39) em (2.42) resulta:

$$d\bar{W}(z) = \frac{dG}{2\pi} \sum_{p=-\infty}^{+\infty} \frac{1}{(z - \xi_o + \hat{i}pt)} \quad (2.43)$$

Verifica-se que a somatória constitui uma série infinita e pode ser colocada em forma fechada como:

$$\sum_{p=-\infty}^{+\infty} \frac{1}{(z - \xi_o + \hat{i}pt)} = \frac{\pi}{t} \coth \left[\frac{\pi(z - \xi_o)}{t} \right] = K(z, \xi_o), \quad (2.44)$$

$$d\bar{W}(z) = \frac{dG}{2\pi} K(z, \xi_o). \quad (2.45)$$

De forma similar ao realizado anteriormente para a situação de perfil isolado, define-se uma *densidade linear* $g(s)$ para a combinação fonte – vórtice dada por:

$$g(s) = \frac{dG}{ds} = \frac{dQ}{ds} + \hat{i} \frac{d\Gamma}{ds}, \quad (2.46)$$

$$g(s) = \sigma(s) + \hat{i} \gamma(s). \quad (2.47)$$

Substituindo-se (2.44) e (2.46) em (2.43) e integrando-se ao longo de um painel genérico relativo a p_o e ξ_o com extremidades em z_j e z_{j+1} :

$$d\bar{W}(z) = \frac{1}{2t\pi} \int_{z_j}^{z_{j+1}} g(s) \coth \left[\frac{(z - \xi_o)\pi}{t} \right] ds, \quad (2.48)$$

$$ds = e^{-\hat{i}\beta_j} d\xi_o, \quad (2.49)$$

admitindo-se $g(s)$ constante para cada painel j (dado por g_j) a indução das densidades de fontes e vórtices de um painel j no ponto de controle do painel i ($z = z_{c_i}$) será dada pela seguinte expressão:

$$\bar{W}(z_{c_i}) = \frac{g_j e^{-\hat{i}\beta_j}}{2\pi} \int_{z_j}^{z_{j+1}} \frac{\pi}{t} \coth \left[\frac{(z_{c_i} - \xi_o)\pi}{t} \right] d\xi_o \quad (2.50)$$

$$\bar{W}(z_{c_i}) = -\frac{g_j e^{-\hat{i}\beta_j}}{2\pi} \log \left[\sinh \left(\frac{(z_{c_i} - \xi_o)\pi}{t} \right) \right]_{z_j}^{z_{j+1}} \quad (2.51)$$

$$\bar{W}(z_{c_i}) = \frac{g_j e^{-i\beta_j}}{2\pi} \log \left[\frac{\sinh \frac{(z_{c_i} - z_j)\pi}{t}}{\sinh \frac{(z_{c_i} - z_{j+1})\pi}{t}} \right] \quad (2.52)$$

Finalmente, a Eq. (2.52) pode ser escrita de forma a obter a expressão para a velocidade complexa conjugada no ponto de controle z_{c_i} do painel i , induzidas pelas *distribuições de fontes e vórtices* de todos os painéis j , quando $i \neq j$. Para a situação de $i=j$ (*auto-indução*) deverão ser consideradas as Eqs (2.18), (2.19) e (2.28), (2.29). Sendo assim, tem-se:

$$\bar{W}(z_{c_i}) = \sum_{j=1}^N \frac{g_j e^{-i\beta_j}}{2\pi} \log \left[\frac{\sinh \frac{(z_{c_i} - z_j)\pi}{t}}{\sinh \frac{(z_{c_i} - z_{j+1})\pi}{t}} \right]. \quad (2.53)$$

2.2.1 Alterações para suavização dos carregamentos aerodinâmicos no bordo de fuga.

Na Fig. 2.6, a linha pontilhada representa a distribuição das intensidades de vórtices utilizada no método clássico de Hess & Smith (1966), onde γ é constante ao longo do perfil, dificultando a aplicação correta da condição de Kutta, que exige $\gamma = 0$ no bordo de fuga. Esta situação pode ser superada com a introdução de distribuições variáveis de vórtices de forma a suavizar o carregamento na região do bordo de fuga. A distribuição de vórtices adotada é dada na forma:

$$\gamma(s) = \gamma_{\max} \cdot F(s) \quad (2.54)$$

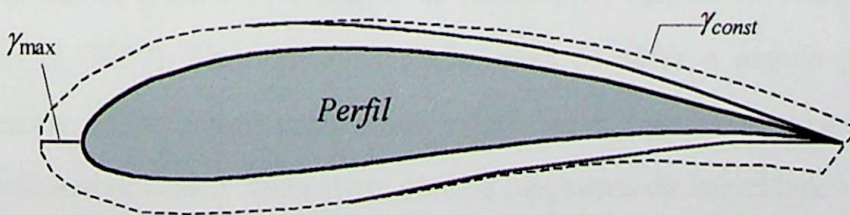


Figura 2.6.- Distribuições de intensidades de vórtices variável e constante.

onde F é uma função da coordenada natural do perfil s , que se anula nas extremidades em $s=0$ e $s=s_l$ correspondentes ao bordo de fuga no início e no final de um percurso completo em torno do perfil; γ_{\max} representa o valor máximo da densidade de vórtices na região do bordo de ataque, a ser determinada pela condição de Kutta. Adotou-se neste trabalho a seguinte função senoidal definida por Petrucci et al (1998):

$$F(s) = \frac{1}{2} \left[1 + \operatorname{sen} \left[\pi \left(\frac{2 \cdot s}{s_l} - \frac{1}{2} \right) \right] \right] \quad (2.55)$$

Esse tipo de distribuição evita os carregamentos aerodinâmicos espúrios na região do bordo de fuga afilado, verificados no método clássico de Hess & Smith. Esta modificação na formulação básica foi testada, com sucesso, em várias situações de perfis com bordo de fuga afilado, como é o caso dos perfis Joukowsky (Karamcheti, 1980) e a grade de Gostelow, (1984), no trabalho de Petrucci (1998). No final deste capítulo serão apresentados algumas situações, mostrando-se as distribuições de pressões em perfis com bordo de fuga afilado, com o objetivo de mostrar a influência benéfica que as distribuições de vórtices variáveis exercem no método de Hess & Smith.

2.3. Reformulação do Método de Hess & Smith Fornecendo o Ângulo na Entrada.

É importante notar que a técnica numérica de Hess e Smith (1966) foi em princípio implementada para tratar o escoamento em perfis isolados na aerodinâmica de vôo. Nessa técnica, adota-se o ângulo de ataque α_∞ , medido em relação à corda do perfil, e a velocidade \vec{W}_∞ para o cálculo das distribuições de singularidades. Já na situação de perfis em grades representativas das turbomáquinas, a prática experimental costuma fixar a velocidade na entrada da grade W_1 e o ângulo de entrada, β_1 , medido em relação à direção axial (Emery et. al, 1957). Na primeira situação, para se obter o ângulo β_1 desejado, deverão ser testados, interativamente, diferentes valores de α_∞ , até se obter uma circulação em torno do perfil aerodinâmico compatível com os diagramas de velocidade (Figura 2.4). Esse procedimento pode aumentar significativamente o tempo de processamento computacional, principalmente quando se pretende efetuar o cálculo de interações viscosas/não-viscosas. É necessário, então, reformular o método de Hess & Smith, visando

fornecer diretamente o ângulo na entrada da grade para assim conduzir os cálculos potenciais sem necessidade de interações internas.

Para introduzir esta reformulação, adiciona-se o campo de escoamento não perturbado \bar{W}_∞ na Eq. (2.53) que resulta:

$$\bar{W}(z_{c_i}) = \bar{W}_\infty + \sum_{j=1}^N \frac{g_j e^{-i\beta_j}}{2\pi} \log \left[\frac{\sinh \frac{(z_{c_i} - z_j)\pi}{t}}{\sinh \frac{(z_{c_i} - z_{j+1})\pi}{t}} \right], \quad (2.56)$$

onde a parte da velocidade *complexa conjugada* no ponto de controle z_{c_i} induzida pelas distribuições variáveis de vórtices leva em conta a função de peso, como mostrado no item anterior.

Dos triângulos da Figura 2.4, pode-se obter a relação entre as velocidades complexas conjugadas média \bar{W}_∞ e na entrada \bar{W}_1 :

$$\bar{W}_\infty = \bar{W}_1 + \hat{i} \frac{\Gamma_p}{2t}. \quad (2.57)$$

A Eq.(2.57) é levada na Eq.(2.56), calculando-se em seguida as componentes de velocidade normal W_n e tangencial W_t ao contorno do perfil no ponto z_{c_i} , Eq. (2.31).

Resulta:

$$W_{t_i} = \mathbf{Re} \left(\sum_{j=1}^N \frac{\sigma_j e^{-i\beta_j}}{2\pi} \log(K_{ij}) e^{i\beta_i} + \gamma_{max} \sum_{j=1}^N \hat{i} \frac{e^{i\beta_j}}{2\pi} \log(K_{ij}) \cdot e^{i\beta_i} \cdot F_i + \left(\bar{W}_1 + \hat{i} \frac{\Gamma_{pa}}{2t} \right) e^{i\beta_i} \right), \quad (2.58)$$

$$W_{n_i} = \mathbf{-Im} \left(\sum_{j=1}^N \frac{\sigma_j e^{-i\beta_j}}{2\pi} \log(K_{ij}) e^{i\beta_i} + \gamma_{max} \sum_{j=1}^N \hat{i} \frac{e^{i\beta_j}}{2\pi} \log(K_{ij}) \cdot e^{i\beta_i} \cdot F_i + \left(\bar{W}_1 + \hat{i} \frac{\Gamma_{pa}}{2t} \right) e^{i\beta_i} \right), \quad (2.59)$$

onde K_{ij} é o argumento da função logarítmica na Eq. (2.56).

A circulação em torno da pá é representada por uma integração numérica que faz uso da função peso definida na Eq.(2.55):

$$\Gamma_{pa} = \gamma_{\max} \sum_{j=1}^N F_j \Delta s_j ; \quad \Delta s_j = \|z_{j+1} - z_j\|. \quad (2.60)$$

A Eq.(2.60) é substituída nas Eqs. (2.58) e (2.59), obtendo-se expressões para as velocidades tangencial e normal nos pontos de controle em termos da velocidade na entrada, com o efeito adequado da distribuição de vórtices:

$$W_{t_i} = \mathbf{Re} \left\{ \sum_{j=1}^N \frac{\sigma_j e^{-i\beta_j}}{2\pi} \log(K_{ij}) e^{i\beta_i} + \gamma_{\max} \hat{i} \left(\sum_{j=1}^N \frac{e^{i\beta_j}}{2\pi} \log(K_{ij}) \cdot e^{i\beta_i} \cdot F_j + P \cdot e^{i\beta_i} \right) + W_1 e^{-i\beta_1} \cdot e^{i\beta_i} \right\} \quad (2.61)$$

$$W_{n_i} = -\mathbf{Im} \left\{ \sum_{j=1}^N \frac{\sigma_j e^{-i\beta_j}}{2\pi} \log(K_{ij}) e^{i\beta_i} + \gamma_{\max} \hat{i} \left(\sum_{j=1}^N \frac{e^{i\beta_j}}{2\pi} \log(K_{ij}) \cdot e^{i\beta_i} \cdot F_j + P \cdot e^{i\beta_i} \right) + W_1 e^{-i\beta_1} e^{i\beta_i} \right\} \quad (2.62)$$

$$K_{ij} = \left[\frac{\sinh(z_{c_i} - z_j) \pi / t}{\sinh(z_{c_i} - z_{j+1}) \pi / t} \right], \quad P = \frac{\sum_{j=1}^N F_j \Delta s_j}{2 \cdot t}. \quad (2.63ab)$$

As Eqs. (2.61) e (2.62) podem ser rescritas na forma do seguinte sistema compacto de equações matriciais:

$$\{W_t\} = [B]\{\sigma\} + \gamma_{\max} \{D\} + \{W_{tan}^1\} \quad , \quad (2.64)$$

$$\{W_n\} = [A]\{\sigma\} + \gamma_{\max} \{C\} + \{W_{nor}^1\} \quad , \quad (2.65)$$



onde as chaves $\{ \}$ representam vetores coluna $N \times 1$ e os colchetes $[\]$ matrizes quadradas $N \times N$. $[A]$ e $[B]$ são matrizes dos coeficientes de influência normal e tangencial, respectivamente, que dependem apenas da geometria do perfil, passo da grade, ângulo de

montagem e número de painéis ; $\{D\}$ e $\{C\}$ representam os vetores de influência tangencial e normal dos vórtices respectivamente; $\{W_{tan}^1\}$ e $\{W_{nor}^1\}$ são os vetores das componentes normal e tangencial do escoamento na entrada da grade; $\{W_t\}$ e $\{W_n\}$ são os vetores das velocidades normais e tangenciais, respectivamente, nos pontos de controle do perfil.

Segundo o método clássico de Hess & Smith para o escoamento potencial em torno de corpos, as incógnitas γ_{max} (vórtices) e σ (fontes) das Eqs. (2.64) e (2.65) são determinadas pela aplicação simultânea de duas condições: a primeira é a condição de contorno de impenetrabilidade, que exige uma velocidade normal nula sobre a superfície do corpo $\{W_n\}=0$; a segunda é a condição de *Kutta clássica*, que exige um escoamento que não contorne o bordo de fuga. Uma maneira aproximada de impor essa condição consiste em exigir que as velocidades tangenciais nos pontos de controle sobre os painéis do bordo de fuga sejam iguais, mas de sentido contrário em relação ao percurso, $W_{tN} = -W_{t1}$.

Introduzindo-se na Eq.(2.65) a condição de contorno de impenetrabilidade $\{W_n\}=0$, isolando $\{\sigma\}$ e substituindo-se na Eq. (2.64), tem-se a solução potencial para a distribuição de velocidades tangenciais em torno do perfil.

$$\{W_t\} = \{VIF\} + \gamma_{max} \{VGAM\}, \quad (2.66)$$

onde definem-se os seguintes vetores:

$$\{VIF\} = -[B][A]^{-1} \{W_n^\infty\} + \{W_t^\infty\}. \quad (2.67a)$$

$$\{VGAM\} = [B][A]^{-1} \{C\} + \{D\} \quad (2.67b)$$

$\{VIF\}$ = vetor que leva em conta as contribuições do escoamento não perturbado

$\{VGAM\}$ = vetor que leva em conta as contribuições das intensidades de vórtice.

Para determinar o valor de γ_{max} , é aplicada a condição de Kutta, $W_{t1} + W_{tN} = 0$, onde 1 refere-se à velocidade calculada no ponto de controle no primeiro painel do lado de pressão, (com sinal trocado) e N, ao último ponto de controle do lado de sucção:

$$\gamma_{max} = - \frac{VIF(N) + VIF(1)}{VGAM(N) + VGAM(1)} \quad (2.68)$$

Com o valor de gama γ_{\max} já calculado, são determinadas as distribuições de velocidades tangenciais pela Eq. 2.64, podendo-se também determinar as intensidades de fontes σ_i , empregando-se a Eq. (2.65) ou (2.64).

O coeficiente de pressão C_p para os casos de perfis dispostos em grades lineares será calculado em relação à velocidade na entrada do escoamento, isto é:

$$C_{p_i} = 1 - \left(\frac{W_{t_i}}{W_1} \right)^2 \quad (2.69)$$

Para tratar as situações de perfil isolado, é utilizada a mesma formulação, porém fazendo com que o espaçamento (t) da grade tenda a infinito e o ângulo de montagem β seja nulo. Dessa forma, a velocidade W_∞ , será representada pela velocidade W_1 com ângulo de ataque medido em relação a corda do perfil.

2.4 Testes Comparativos.

De maneira ilustrativa, serão mostrados alguns casos representativos de distribuições de pressões em perfis Joukowski (Karamcheti, 1980) para perfil isolado e para o perfil em grade de Gostelow (1984), também testados e validados pelo código potencial de Petrucci (1998).

As Figs.2.8 a 2.10 mostram que o método de Hess & Smith modificado, a partir da introdução de uma função de peso senoidal, alivia os carregamentos ilegítimos no bordo de fuga, representados pelo cruzamento das curvas de distribuições de pressões na região do bordo de fuga. A técnica modificada oferece resultados mais realísticos e mais próximos dos resultados analíticos. Deve-se salientar que no trabalho de Girardi et al (1995) foi empregada uma distribuição de vórtices a partir de funções cúbicas. Nessa oportunidade foram testados os perfis de Vam Vooren (Katz e Plotkin, 1991), utilizando 60 painéis e o perfil de Gostelow (1984) em grade com 70 painéis, com os mesmos parâmetros geométricos mostrados na Fig. 2.10. Em ambas situações verificou-se ótima concordância quando comparados como os resultados analíticos.

1º Caso – Perfil Joukowski: Número de painéis - $N = 80$, raio do círculo - $a = 0,25$, módulo da excentricidade - $m = 0,02$, ângulo de arqueamento - $\beta^* = 0^\circ$, ângulo de ataque - $\alpha = 5^\circ$.

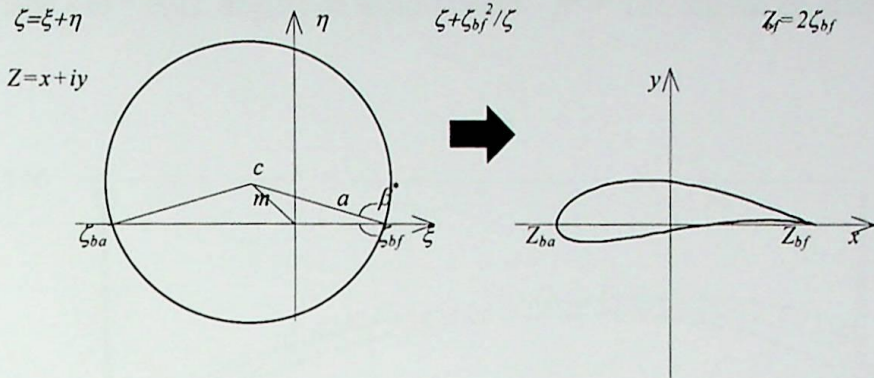


Figura 2.7.- Determinação da geometria do perfil Joukowski por transformação conforme

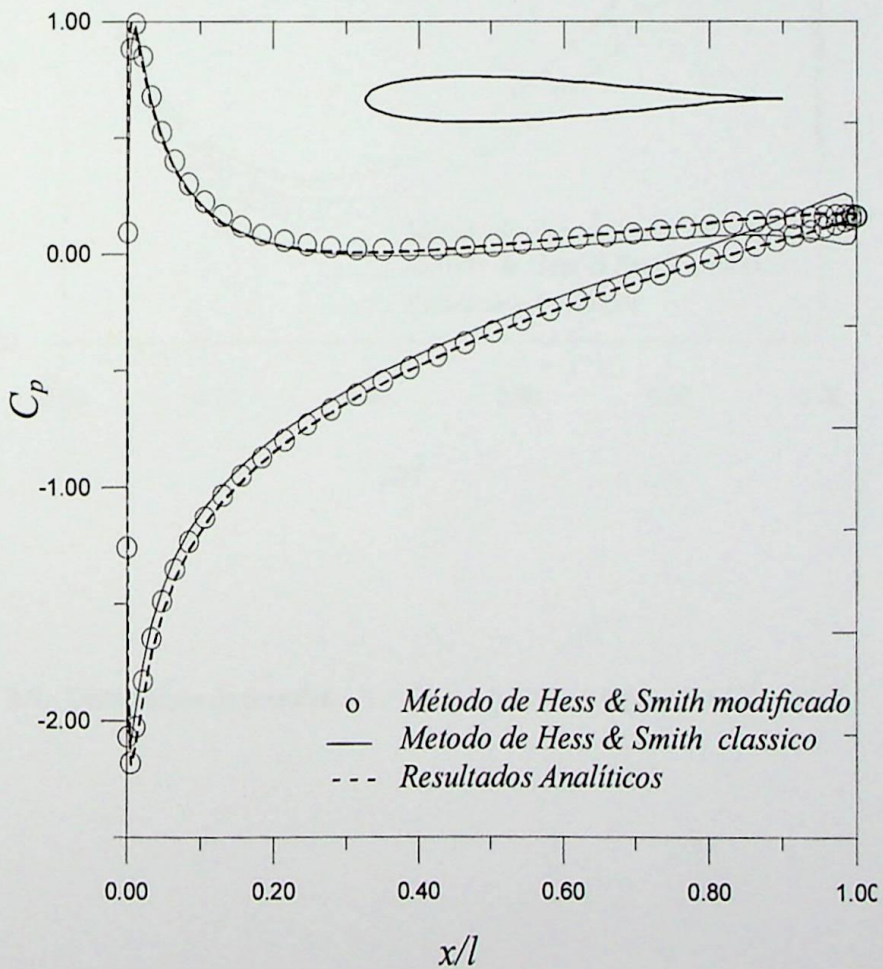


Figura 2.8- Distribuição de pressões - $N = 80$, $a = 0,25$, $m = 0,02$, $\beta^* = 0^\circ$, $\alpha = 5^\circ$.

2º Caso-Perfil Joukowski: Número de painéis - $N = 80$, raio do círculo - $a = 0,09$, módulo da excentricidade - $m = 0,02$, ângulo de arqueamento - $\beta^* = 12^\circ$, ângulo de ataque - $\alpha = 0^\circ$.

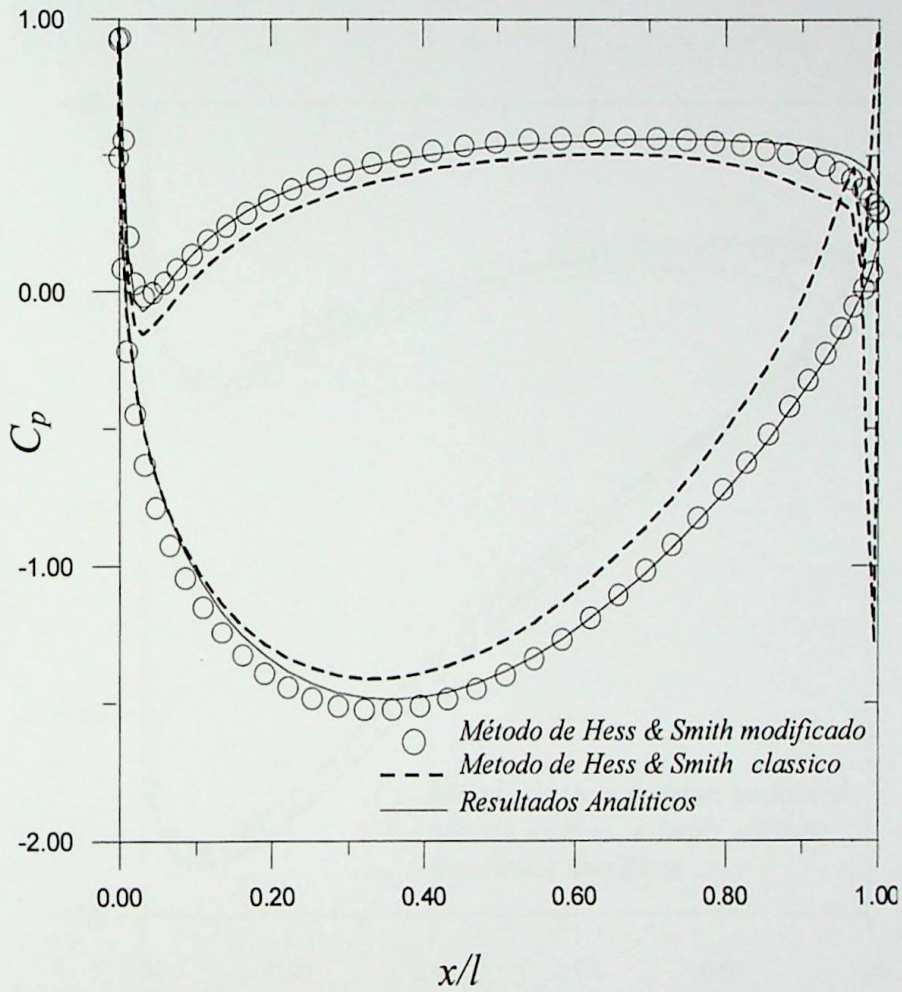


Figura 2.9.- Distribuição de pressões - $N = 80$, $a = 0,09$, $m = 0,02$, $\beta^* = 12^\circ$, $\alpha = 0^\circ$.

3º Caso-Grade de Gostelow (1984): perfil com bordo de fuga afilado - número de painéis - $N = 80$, ângulo do escoamento na entrada - $\beta_1 = 53,5^\circ$, ângulo de montagem - $\beta = 37,5^\circ$, razão de solidez (corda / passo) - $l/t=1,00994054$.

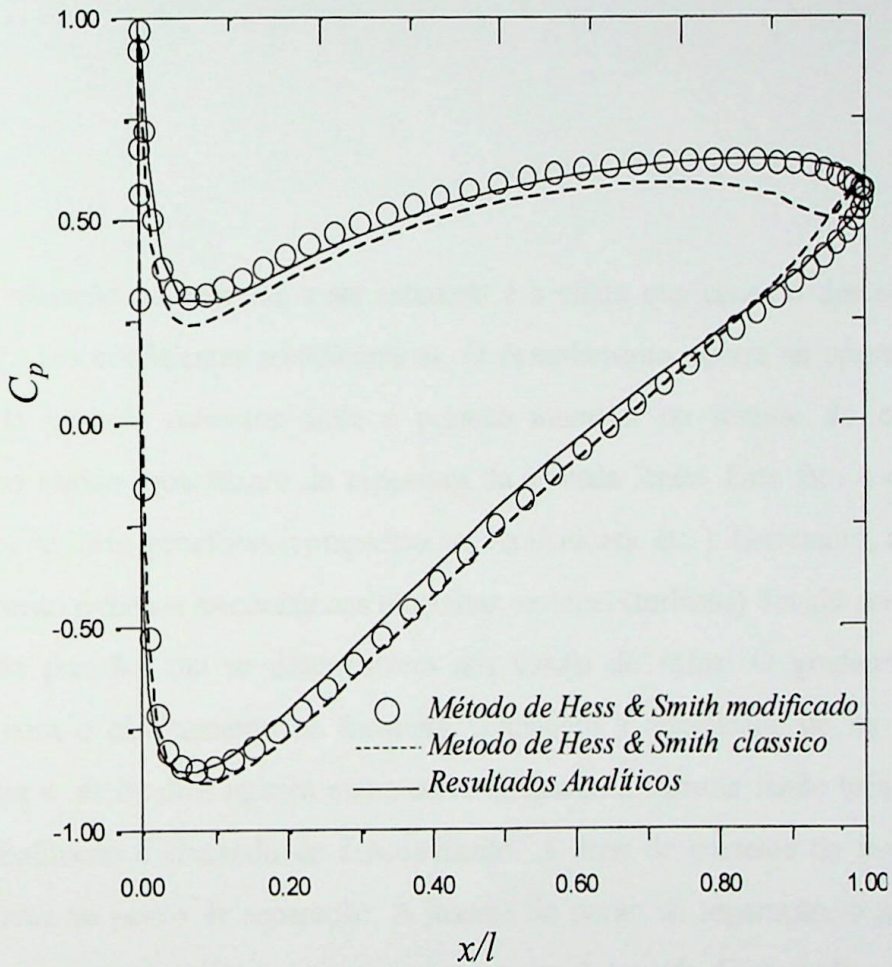


Figura 2.10.- Distribuição de pressões - grade de Gostelow.

CAPÍTULO III

SIMULAÇÃO POTENCIAL DA ESTEIRA DESCOLADA EM PERFIS AERODINÂMICOS.

Uma situação de interesse a ser estudada é o efeito que causa o descolamento da camada limite nos coeficientes aerodinâmicos. O descolamento ocorre no aparecimento de gradientes de *pressão adversos* onde a pressão aumenta no sentido do escoamento, resultando no rápido crescimento da espessura da camada limite. Este fato é evidenciado nas máquinas de fluxo geradoras (compressores, ventiladores, etc.). Entretanto, o fenômeno do descolamento é menos freqüente nas máquinas motoras (turbinas) devido aos gradientes favoráveis de pressão que se desenvolvem nos canais do rotor. O gradiente adverso, juntamente com o cisalhamento na fronteira, diminuem a quantidade de movimento na camada limite e, se os dois agirem numa certa distância, a camada limite terá velocidade nula. Este fenômeno é chamado de descolamento. A linha de corrente da fronteira deve deixar a mesma no ponto de separação. À jusante do ponto de separação, o gradiente de pressão adverso acarreta um escoamento inverso perto da parede. Essa região, a jusante da linha de corrente, é conhecida como esteira descolada, constituindo-se numa região de *pressão aproximadamente constante*, o que pode ser observado nos ensaios laboratoriais. O descolamento da camada limite tem, como efeito, a diminuição da quantidade total de trabalho que pode ser realizado por um perfil aerodinâmico sobre o fluido circundante, graças à sua energia cinética, resultando numa recuperação de pressão incompleta e, conseqüentemente, num aumento no arrasto e perdas do escoamento.

Em se tratando de perfis aerodinâmicos isolados, o projeto, normalmente, é feito de forma a deslocar o ponto de separação o mais à jusante possível. Se o descolamento puder

ser evitado, a camada limite permanecerá delgada e a pressão será quase totalmente recuperada à jusante do corpo. Considera-se como parcela significativa o arrasto devido à tensão de cisalhamento da própria camada limite, sem deixar de lado a pequena contribuição do arrasto de pressão ou de forma.

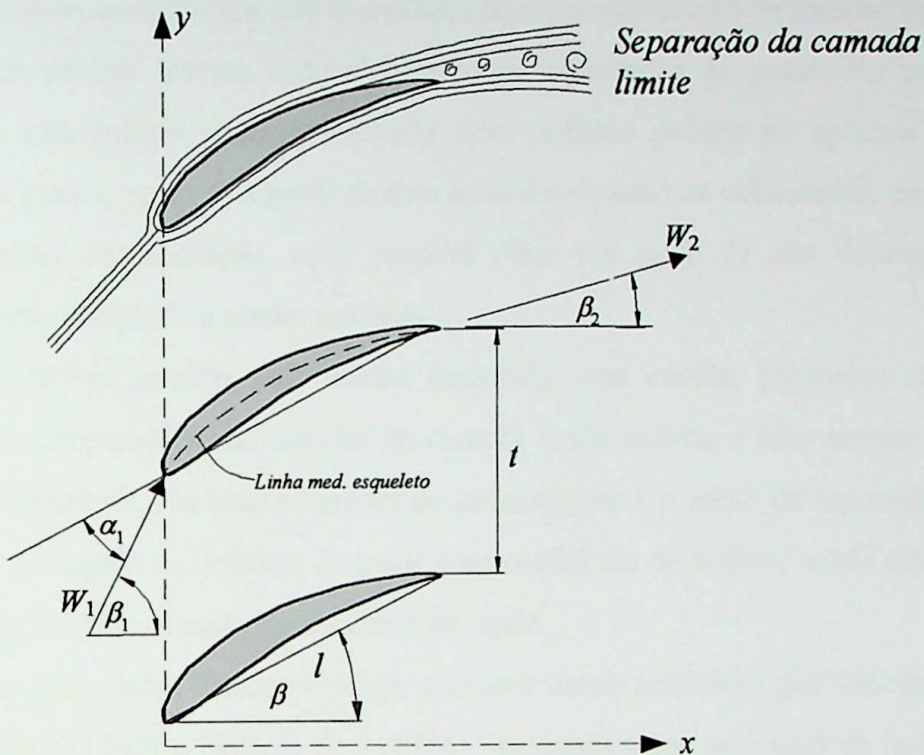


Figura 3.1.- Efeito da viscosidade na formação da esteira descolada.

No caso de perfis aerodinâmicos em *grades* de compressores e ventiladores, o desempenho é fortemente influenciado pelo rápido crescimento da camada limite e separação desta. Nesse sentido, é importante pesquisar as perdas provocadas por esses fenômenos a fim de se estabelecer modelos e critérios de projeto. A determinação das perdas, provocadas pela camada limite e esteira em grades, depende de muitos fatores tais como: ângulo de ataque, número de Reynolds, nível de turbulência da corrente livre, rugosidade da superfície, solidez e ângulo de montagem da grade. Porém, tem sido possível, em primeira instância, através de análises baseadas em dados experimentais, obter-se algumas correlações que permitem simular os efeitos viscosos no cálculo potencial. Diversas correlações surgiram de modo a ser aplicadas ao projeto de grades de turbomáquinas, com relativo grau de confiabilidade. Por outro lado, técnicas numéricas, baseadas nas soluções das equações que governam os escoamentos, estão sendo aceitas no

sentido de oferecerem resultados coerentes e realísticos, sobretudo de baixo custo quando comparados com os testes experimentais. Atualmente, no desenvolvimento de novas tecnologias, os modelos computacionais na área de CFD (Computational Fluid Dynamics) têm se preocupado, cada vez mais, em oferecer códigos suficientemente robustos capazes de solucionar diversas complexidades de escoamento.

É importante enfatizar que os modelos de separação devem ser levados em conta nos cálculos de projeto inverso e de algoritmos de otimização de grades ou perfis. Neste sentido, a metodologia a ser apresentada neste trabalho poderia ser aplicada ao projeto *inverso* de grades, no qual, a partir de uma certa distribuição de velocidades, considerando-se as regiões de separação, seria possível obter um perfil de alto desempenho com carregamento adequado e perdas mínimas.

Os efeitos gerados pela esteira descolada, sem dúvida, provocam significativas perdas em comparação com aquelas de camada limite colada, e nem sempre podem ser totalmente evitados. No caso de grades de turbomáquinas, o efeito da separação conduz a variações no ângulo de deflexão da grade e no coeficiente de arrasto, sendo estas variáveis dominantes na determinação da eficiência da grade.

Por outro lado, estudos teóricos e experimentais realizados por Shlichting (1959), Lieblein (1959-1965) e Lieblein et al (1956) constataram que as grades de turbomáquinas axiais, freqüentemente, operam na condição de projeto com descolamento. Portanto, é de interesse o desenvolvimento de técnicas de interação viscosa/não-viscosa para tratar a região de escoamento descolado.

Neste capítulo, será apresentada uma extensão do método de Hess & Smith (1966) para análise do escoamento em grades com descolamento da camada limite. A condição de contorno clássica de impenetrabilidade na superfície do perfil é modificada pela injeção de uma vazão fictícia na região do descolamento, com intensidade controlada de modo semi-empírico e assumindo-se a hipótese de pressão constante na esteira, a partir do ponto de separação. Este ponto é determinado iterativamente, utilizando-se métodos integrais para o cálculo da camada limite. Os efeitos de transpiração da camada limite colada serão incorporados no Capítulo IV.

Antes de ingressar no desenvolvimento da própria metodologia, é importante comentar a respeito de alguns trabalhos disponíveis na literatura, referentes aos modelos de separação, no contexto do método de elementos de contorno (painéis).

3.1. Revisão Bibliográfica.

Existem na literatura diversos trabalhos, baseados em diferentes metodologias, para tratar o efeito provocado pela separação da camada limite em corpos rombudos e perfis aerodinâmicos. Um dos primeiros trabalhos publicados, em relação a este assunto, devem-se a Jacob (1969), baseado nas análises do escoamento potencial de Martensen (1959), para escoamentos incompreensíveis sobre perfis aerodinâmicos isolados, estendido mais tarde por Geller (1972, 1976), para o caso de perfis em grade linear. Essa metodologia consiste em simular o efeito da formação da esteira descolada, através de uma distribuição de fontes na superfície do perfil, entre o ponto de descolamento e o bordo de fuga. A intensidade dessa distribuição é determinada de maneira a produzir uma pressão de base prescrita na esteira. Esta metodologia pode prever satisfatoriamente as distribuições de pressões e o coeficiente máximo de sustentação para diferentes números de Reynolds.

Parkinson e Jandali (1970) apresentaram um estudo para o cálculo do escoamento incompressível e potencial em torno de corpos simétricos, incluindo-se os efeitos da esteira descolada. O modelo analítico é baseado em transformações conformes, isto é, a geometria física era levada para um plano transformado a partir de funções complexas para uma nova geometria, como o caso do círculo, no qual são mantidas as direções relativas, porém, não necessariamente as magnitudes. No plano transformado, num círculo, eram introduzidos, adequadamente, um par de fontes de dupla intensidade sobre a superfície deste, colocados simetricamente ao seu eixo, e um sumidouro de dupla intensidade, no centro. Em função das intensidades de fontes e vórtices e o ângulo de posição destas, era então obtida a expressão para o potencial de velocidades complexas. Uma segunda expressão era obtida a partir da equação de Bernoulli onde se dava, de forma empírica, a pressão na base no plano físico em estudo, posteriormente, através das funções de transformação, e nas duas expressões eram determinadas as posições e intensidade das singularidades. Naquela oportunidade, foram estudados os casos da placa plana perpendicular à corrente livre, a cunha de noventa graus, o cilindro circular e o cilindro elíptico, mostrando bons resultados quando comparados com dados experimentais.

Na elaboração deste trabalho, como em diversos outros na mesma linha, necessariamente existe um certo grau de empirismo. Neste caso, é fundamental conhecer o coeficiente de pressão na base para conseguir determinar as distribuições de pressões;

porém, uma vantagem deste modelo é que resulta num método analítico relativamente simples, que pode ser estendido para o caso de perfis aerodinâmicos em grade.

Maskew B. e Dvorak (1978), desenvolveram um método para tratar o escoamento incompressível a partir do método dos painéis de vórtices. Neste, são dados dois programas de cálculo: um para o escoamento potencial e outro para o cálculo da camada limite, sendo ambos acoplados para a determinação do ponto de separação. A região de separação é modelada a partir da análise do escoamento potencial usando-se linhas de vórtices livres colocados, numa primeira aproximação, sobre curvas parabólicas, partindo dos pontos de separação e convergindo num ponto comum na corrente livre, representando linhas de corrente. Essas parábolas representam o formato da esteira, considerando como parâmetro a *relação de aspecto da esteira* (*comprimento / altura da esteira*) relacionada empiricamente à razão entre a espessura e a corda do perfil. Posteriormente, a partir de processos de interação interna, as linhas de vórtices eram, reposicionados até a convergência com uma linha de corrente fechada, Figura 3.2.

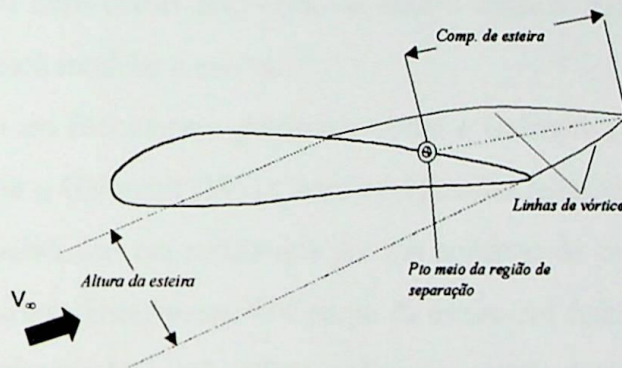


Figura 3.2.- Geometria inicial da esteira.

Maskew e Dvorak (1978), empregaram a seguinte estrutura para realizar o procedimento iterativo entre os códigos potencial e de camada limite. O programa constava de um laço interno para definir primeiramente a forma da esteira, considerando-se, unicamente, a análise potencial fixando-se o ponto de separação. O formato final da esteira era determinado através de um processo iterativo, em que as linhas livres eram constantemente reposicionados até convergirem com uma linha de corrente. Dentro desse laço, o ponto de separação, como as linhas de corrente, moviam-se livremente. Em cada interação, os coeficientes de influência da esteira eram, então, recalculados e uma nova solução potencial era obtida.

O segundo laço consistia no processo de interação viscosa /não-viscosa. Neste, com a distribuição de pressões obtidas do cálculo potencial e através do código integral de camada limite, calculava-se a distribuição das velocidades normais de transpiração e o ponto de separação. Na região da esteira, assumia-se que a velocidade normal de transpiração era igual a zero.

Naquela oportunidade, foram calculados e comparados os coeficientes de pressão, coeficientes de sustentação, diagramas polares e coeficientes de momento com resultados experimentais. Os casos analisados foram os perfis: GA(W)-1 e NACA 4412 com Reynolds de $6,3 \times 10^6$ e $2,1 \times 10^6$ respectivamente, verificando-se a consistência dos resultados quando comparados com os dados experimentais, sobretudo nas regiões de ocorrência dos maiores valores do coeficiente de sustentação, $C_{l \max}$.

O trabalho de Coton e Galbraith (1989) apresenta um modelo para avaliar o coeficiente de sustentação e o coeficiente de momento em perfis considerando a separação *laminar* da camada limite. Este modelo realiza a interação viscosa/não-viscosa com base no método de vórtices e com certas inter-relações com a camada limite, admitindo-se um modelo não-viscoso para modelar a esteira.

Para o cálculo do escoamento potencial, Coton e Galbraith (1989) empregaram o algoritmo de Leishman e Galbraith (1981), com modificações feitas por Maskew e Dvorak (1978). O perfil aerodinâmico era substituído por um polígono de painéis de vórtices nos quais a intensidade variava linearmente. O formato da esteira era definido do mesmo modo como apresentou Maskew e Devorak (1978), utilizando a razão de aspecto da esteira. No contorno da esteira, eram distribuídos vórtices de intensidade uniforme. Assumia-se pressão constante a partir do ponto de separação.

Coton e Galbraith (1989), ao mesmo tempo, introduziram uma distribuição de vórtices constantes sobre a superfície do aerofólio na região descolada, diferentemente do trabalho de Masquew e Dvorak (1978) que desconsiderava os vórtices nesta região. Para o cálculo da camada limite, utilizaram o método de Head (1959) para a camada limite laminar, a correlação de Cebeci et al. (1974) para a transição e o método de Le Foll (1965) para a região turbulenta (códigos computacionais de Assassa e Papailiou 1979).

Coton e Galbraith (1989), para realizarem a interação viscosa/não-viscosa, utilizaram a seguinte metodologia: primeiramente é calculada a solução potencial considerando o efeito da esteira a partir de um certo ponto de separação, fixado arbitrariamente; em



seguida, acionava-se o programa de camada limite, o qual determinaria a posição precisa do ponto de separação e a espessura de deslocamento da camada limite. Os pontos no contorno do perfil eram reposicionados pela espessura da camada limite de forma a simular os efeitos viscosos. Então, um novo cálculo potencial era feito, considerando-se o modelo de esteira e o efeito da camada limite. Este processo era realizado, sucessivamente, até convergir o ponto de separação.

Os resultados foram bastante satisfatórios, sobretudo quando comparados com resultados de ensaios experimentais em túneis de vento. A faixa de Reynolds empregada foi de $5,0 \times 10^4$ até $6,0 \times 10^6$. Foram testados os perfis GA(W)-1, NACA 4412, NACA4415 e GU25-5(11)8, obtendo boa concordância nas curvas do coeficiente de sustentação e nas distribuições do coeficiente de pressão.

Num primeiro trabalho, Hayashi e Endo (1977a), utilizaram cinco planos complexos de transformação: ζ , ω , σ , ξ e z , sendo z o plano físico onde o perfil era inscrito de forma arbitrária, com fluxos de fontes representando o efeito da separação da camada limite. No plano ζ , definido por um círculo, eram introduzidas cinco singularidades do tipo fonte na região de separação e um vórtice no centro deste. Com base em processos de derivação entre as funções de transformação e empregando-se a regra de L'Hospital para levantar certas indeterminações, eram calculados os pontos de estagnação, pontos críticos e a intensidade das fontes e do vórtice. Dois pontos de separação eram tratados: um no bordo de fuga, ou próximo dele, e outro a ser determinado iterativamente na superfície de sucção do perfil. O processo de interação realizado por Hayashi et al consistia, primeiramente, em fixar um ponto de separação a partir de uma correlação empírica, dada em função da pressão na base e do ângulo de ataque do escoamento livre. Nesta situação era determinada a distribuição de pressões na região colada. Com base nesta distribuição de pressões, acionava-se o código de camada limite, baseado no modelo integral e bidimensional de Thwaites, para a região laminar, e Truckenbrodt (1952), para a região turbulenta. O processo de interação se dizia terminado quando o ponto calculado pela camada limite encontrava-se mais próximo do ponto pré-fixado. Nesta oportunidade, foram conseguidos resultados satisfatórios para perfis isolados: NACA-2412 ($\alpha=18,9^\circ$), 4412 ($\alpha=20^\circ$), e 63₃-018 ($\alpha=16^\circ$) quando comparados com dados experimentais e os modelos de Jacob (1969) e Takahashi (1971). É interessante observar que o método semi-analítico proposto por Hayashi e Endo (1977a) permite tratar qualquer perfil aerodinâmico isolado, através de

funções de transformação previamente definidas. Porém, necessariamente, para encontrar o ponto de separação, era introduzida uma correlação empírica que associava a pressão na base em função do ponto de separação. Em princípio o método poderia ser estendido para o caso de grades, após um estudo minucioso de funções de transformação que considerasse a presença física de uma grade.

Num segundo trabalho, Hayashi e Endo (1977b), apresentaram um modelo para o cálculo do escoamento ao redor de múltiplos elementos de aerofólios. O modelo foi desenvolvido utilizando-se distribuições lineares de vórtices e de fontes com intensidade constante, sendo os vórtices tratados como incógnitas. Para simular o efeito da esteira descolada, a intensidade das fontes eram calculadas empiricamente a partir de relações geométricas experimentais provenientes das direções tangenciais de separação, assumindo-se como constante a pressão a partir do ponto de separação; já o valor da circulação era determinado considerando-se a separação do lado de sucção do perfil. Para determinação do ponto de separação, empregava-se cálculos iterativos entre o modelo potencial e o cálculo de camada limite. Foram apresentados resultados para os coeficientes de máxima sustentação para perfis NACA 4412, isolado e NACA 23012 com “*slat*” e “*slotted flap*”, quando comparado com dados experimentais.

Nesse presente trabalho, o empirismo de Hayashi e Endo (1977b) será utilizado na quantificação da intensidade de vazão a ser injetada na região de separação. A partir de certas modificações da condição de contorno, na formulação de Hess & Smith, será possível desenvolver uma metodologia para o cálculo do escoamento em grades de turbomáquinas de forma a considerar as regiões de separação.

No seguinte item, serão expostas, sistematicamente, as modificações na formulação clássica de Hess&Smith para determinação das distribuições de pressões e velocidades considerando-se os descolamentos massivos do lado de sucção, com grandes ângulos de ataque.

Empregando-se o método de Hess e Smith, já modificado, como foi apresentado no Capítulo II, é possível estabelecer uma segunda modificação na condição de contorno $W_n \neq 0$, a partir de uma injeção de vazão controlada na região do descolamento conforme as formulações empíricas propostas por Hayashi et al (1977b).

3.2 Injeção de Vazão.

Segundo Hayashi e Endo (1977b), é possível quantificar a vazão fictícia alocada na região de descolamento a partir de relações geométricas. As direções tangenciais das velocidades de separação W_{su} e W_{sl} , nos pontos s_u (superior) e s_l (inferior), são definidos pelos ângulos β_u e β_l respectivamente, como mostrado na Figura. 3.3. A direção do escoamento é dado pelo ângulo β^* , num ponto arbitrário sobre a superfície do perfil, entre os pontos s_u e s_l , e admite-se que ele varie linearmente com a distância s ao longo da superfície:

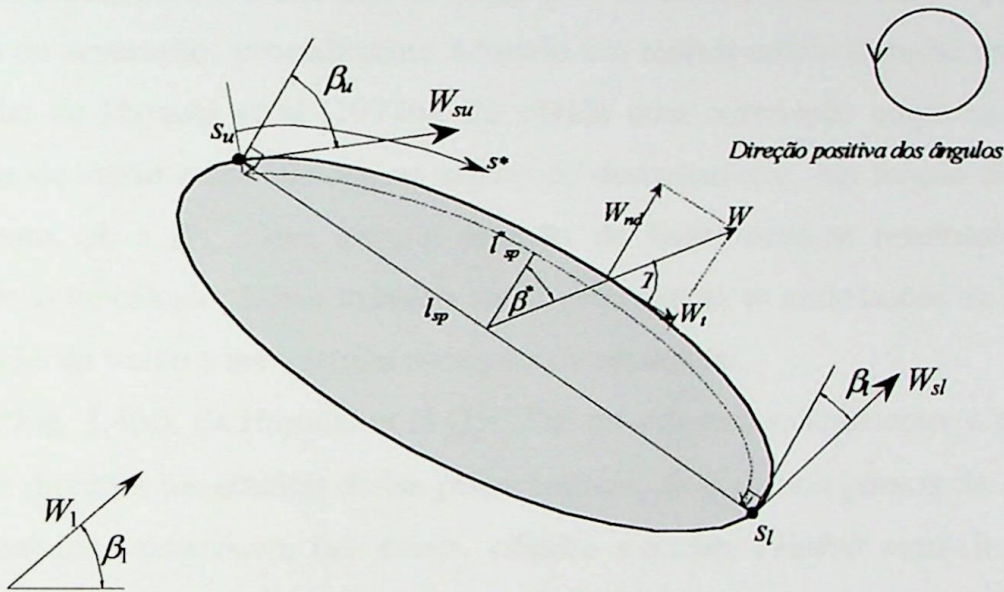


Figura 3.3.- Definição das componentes tangenciais de velocidade.

$$\beta^* = \beta_u + s^* (\beta_l - \beta_u) / l_{sep}^* ; \quad 0 \leq s^* \leq l_{sep}^* ; \quad (3.1)$$

$$s^* = s - s_u ,$$

$$l_{sep}^* = s_l - s_u .$$

Note-se que l_{sep}^* é o comprimento ao longo do contorno do corpo na região descolada, Figura 3.3. De forma similar admite-se uma variação linear na velocidade W na região de descolamento.

$$W = W_{su} + s^* (W_{sl} - W_{su}) / l_{sep}^* \quad (3.2)$$

$$W_n = W \sin \theta. \quad (3.3)$$

Numa primeira análise, verifica-se na Eq.(3.3) que a componente da velocidade normal W_n é função da geometria do corpo na região mergulhada na esteira. Por outro lado define-se como nula no ponto de separação, ($\sin \theta = 0$).

A determinação da pressão de base em perfis aerodinâmicos, é normalmente determinada em ensaios experimentais, a partir da determinação de pressões em torno do corpo. Este procedimento é adotado de forma a se obter correlações entre a pressão de base e o ponto de separação, procedimento adotado em muitas análises analíticas e numéricas. No trabalho de Hayashi et al (1977b), foi obtida uma correlação empírica direta para a intensidade de vazão a ser injetada na região de descolamento, em função dos ângulos de descolamento, β_u e β_l . Com isso, a pressão de base torna-se resultante do próprio procedimento de cálculo. Neste trabalho serão empregadas as correlações de Hayashi para quantificação da vazão a ser injetada na região de separação.

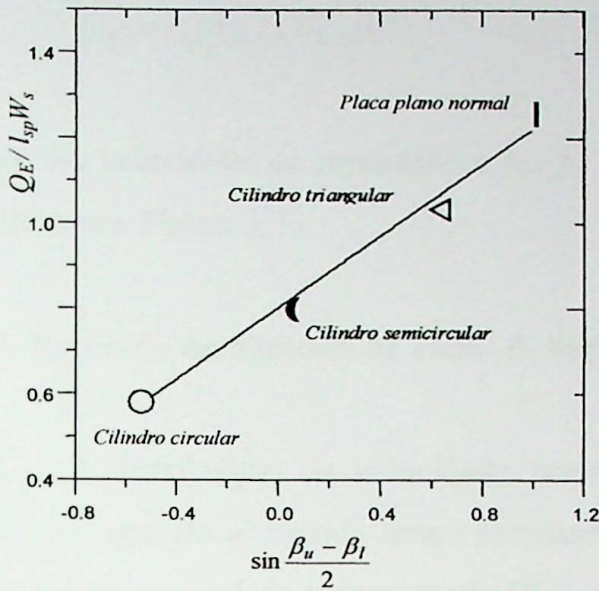
Na Fig. 3.4(a), de Hayashi et al (1977b), mostra-se a relação entre a intensidade de vazão e as direções tangenciais dadas pelos ângulos β_u e β_l , nos pontos de separação em corpos rombudos simétricos, tais como, cilindro circular, cilindro semi-circular, cilindro triangular e placa plana normal. Observa-se uma variação praticamente linear entre o valor adimensional de $Q_E / l_{sp} W_s$ em função de $\sin(\beta_u - \beta_l)/2$, quantificada na seguinte fórmula de regressão:

$$\frac{Q_E}{l_{sp} W_s} = 0,80 + 0,44 \cdot \sin\left(\frac{\beta_u - \beta_l}{2}\right) \quad (3.4)$$

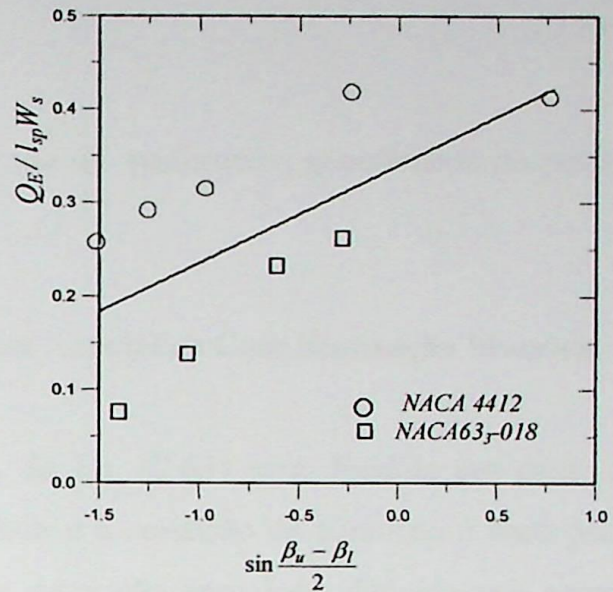
Nota-se que l_{sp} é o comprimento da corda do arco compreendido entre os pontos de separação. Na condição de escoamento simétrico em torno do corpo rombudo, verifica-se também que: $\cos(\beta_u + \beta_l) = 1$.

Na Fig. 3.4 (b), mostram-se as relações entre a injeção de vazão adimensional e os ângulos de separação em perfis NACA 4412 e NACA 63₃-018. Nesse gráfico, é obtida a seguinte relação de regressão:

$$\frac{Q_E}{l_{sp}W_s} = 0,36 + 1,45 \cdot \sin\left(\frac{\beta_u - \beta_l}{2}\right) \quad (3.5)$$



(a)



(b)

Figura 3.4.- Relação entre a intensidade de vazão e ângulos de separação a) Escoamento simétrico b) perfis aerodinâmicos.

Segundo Hayashi, para esta situação, os valores também podem ser colocados em função dos valores de $\cos(\beta_u + \beta_l)/2$ dispersos entre 0,10 e 0,29, sendo 0,20 considerado como valor médio de referência.

Com base nessa observação, Hayashi e Endo (1977b) propuseram uma variação linear com $\cos(\beta_u + \beta_l)/2$ entre os valores obtidos da formula (3.4), $\cos(\beta_u + \beta_l) = 1$, e da formula (3.5), $\cos(\beta_u + \beta_l)/2 = 0,20$. Com isso, obtiveram uma correlação empírica mais geral, que pode ser aplicada tanto para corpos rombudos como para perfis aerodinâmicos.

$$Q_E / l_{sp}W_s = f(\beta_u, \beta_l) \quad , \quad (3.6)$$

onde:

$$f(\beta_u, \beta_l) = 0,25 + 0,55 \cos\left(\frac{\beta_u + \beta_l}{2}\right) + 1,70 \sin\left(\frac{\beta_u - \beta_l}{2}\right) - 1,26 \cos\left(\frac{\beta_u + \beta_l}{2}\right) \sin\left(\frac{\beta_u - \beta_l}{2}\right). \quad (3.7)$$

Logo, a vazão experimental Q_E , pode ser expressa como uma função dos ângulos de separação, sendo dada por:

$$Q_E = l_{sp} W_s f(\beta_u, \beta_l), \quad (3.8)$$

onde W_s velocidade de separação e l_{sp} , β_u e β_l , são os parâmetros geométricos do perfil, conforme a Figura 3.3.

3.3. Extensão do Método de Hess & Smith para Aerofólios Com Separação Massiva.

A distribuição da velocidade normal W_n da Eq. (2.65) será dividida em duas: a primeira, quando a camada limite permanece colada e a condição de contorno é dada pela *velocidade normal de transpiração* W_{ni} ; e outra, na região descolada, definida pela *velocidade normal de injeção de vazão fictícia* W_{nd} . Na primeira etapa de análise, neste capítulo, será tratada unicamente a injeção de vazão na região descolada e as velocidades normais de transpiração serão consideradas nulas, satisfazendo a condição de impenetrabilidade nessa região, $W_{ni} = 0$.

Na região de fluxo descolado, a *vazão teórica de injeção* Q_T , será distribuída linearmente por hipótese. Ou seja, admite-se um crescimento linear das componentes de velocidades normais W_{nd} (velocidade normal de descolamento) em função do comprimento de arco a partir do ponto de separação do lado de sucção até o bordo de fuga (l_{sep}^*). A velocidade normal é nula no ponto de separação e atinge um valor máximo no bordo de fuga. Logo, a vazão teórica total a ser injetada é dada por:

$$Q_T = \sum_{i=p_{sep}}^N W_{nd_i} \Delta s_i / 2, \quad (3.9)$$

onde,

$$\Delta s_i = \|z_{i+1} - z_i\|. \quad (3.10)$$

Na Eq. (3.9), p_{sep} , é o número do painel onde ocorre o ponto de separação, Δs_i é o comprimento de cada painel ao longo da superfície do perfil na região *descolada* e N é o número total de painéis:

A Fig. 3.5, mostra a distribuição linear de vazões hipotética na região descolada .

Logo;

$$Q_T = W_{nd(N)} l_{sep}^* / 2. \quad (3.11)$$

e da relação de triângulos da Figura 3.5, resulta:

$$\frac{W_{nd_i}}{s_i^*} = \frac{W_{nd(N)}}{l_{sep}^*}, \quad (3.12)$$

e considerando as Eqs. (3.11) e (3.12), tem-se:

$$W_{nd_i} = \frac{2 Q_T s_i^*}{(l_{sep}^*)^2}. \quad (3.13)$$

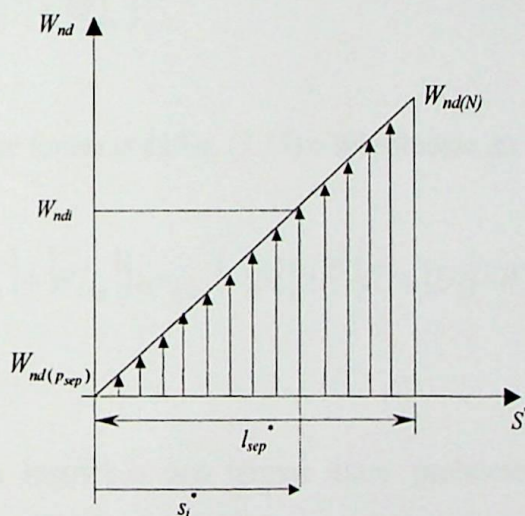


Figura 3.5.- Injeção de vazão teórica

Considerando que a vazão experimental Q_E de Hayashi, $Q_E / l_{sp} W_s = f(\beta_u, \beta_l)$ Eq. (3.8), é igual à vazão teórica Q_T na Eq. (3.13) e ainda, considerando-se que $l_{sep}^* = l_{sp}$, caso perfil aerodinâmico, tem-se:

$$W_{nd_i} = \frac{2 \cdot f(\beta_u, \beta_l) \cdot s_i^*}{l_{sp}} W_s. \quad (3.14)$$

Na Eq.(3.14) s_i^* é o comprimento da coordenada natural da região descolada e W_s é a velocidade de separação. A Eq.(3.14) pode ser escrita na forma vetorial como:

$$\{W_{nd}\} = W_s \{K\}; \quad \{K\} = \frac{2f(\beta_u, \beta_l)\{S\}}{l_{sp}}. \quad (3.15ab)$$

A Eq.(3.15a) representa o vetor de velocidades normais em função da velocidade de separação W_s , e dos parâmetros geométricos da separação, β_u , β_l , l_{sep} e s_i . A partir desta expressão, é possível modificar a formulação clássica de Hess & Smith na condição de contorno, fazendo $\{W_n\} = \{W_{nd}\} = W_s \{K\}$. Sendo assim as Eq.(2.64) e (2.65) podem ser rescritas como:

$$\{W_t\} = [B]\{\sigma\} + \gamma_{\max}\{D\} + \{W_{tan}^1\}, \quad (3.16)$$

$$W_s \{K\} = [A]\{\sigma\} + \gamma_{\max}\{C\} + \{W_{nor}^1\}. \quad (3.17)$$

Isolando a intensidade de fontes σ da Eq. (3.17) e substituindo na Eq. (3.16) tem-se:

$$\{W_t\} = (-[B][A]^{-1}\{W_{nor}^1\} + \{W_{tan}^1\}) + \gamma_{\max}(-[B][A]^{-1}\{C\} + \{D\}) + W_s[B][A]^{-1}\{K\}. \quad (3.18)$$

Fazendo as operações matriciais dos termos entre parênteses da Eq. (3.16), simplifica-se:

$$\{W_t\} = \{VINF\} + \gamma_{\max}\{VGAMA\} + W_s\{VNOR\}. \quad (3.19)$$

Onde: $\{VINF\}$ é o vetor relacionado com as contribuições do escoamento não perturbado na entrada da grade, $\{VGAMA\}$, vetor relacionado com as distribuições de vórtices e $\{VNOR\}$, vetor relacionado com as distribuições de velocidades normais.

Na Eq.(3.19) verifica-se que, tanto a intensidade máxima do vórtice γ_{\max} , como a velocidade de separação W_s são incógnitas. Para determiná-las, modifica-se a condição de

Kutta, fazendo com que a velocidade no ponto de separação W_s seja idêntica à velocidade do bordo de fuga do lado inferior: $W_s = W_{psep} = -W_1$. Então, da Eq. (3.19), obtém-se um sistema de duas equações com duas incógnitas W_s , e γ_{\max} , onde o sub-índice 1 refere-se ao ponto de controle do primeiro painel contíguo ao bordo de fuga do lado inferior e ps refere-se ao ponto de controle do painel onde é fixado o ponto de separação:

$$-W_s = VIN F_1 + \gamma_{\max} VGAMA_1 + W_s VNOR_1; \quad (3.20a)$$

$$W_s = VIN F_{ps} + \gamma_{\max} VGAMA_{ps} + W_s VNOR_{ps}. \quad (3.20b)$$

Resolvendo o sistema das Eqs (3.20a) e (3.20b), obtém-se os valores de γ_{\max} e W_s :

$$\gamma_{\max} = \frac{VIN F_1 + VIN F_{ps} + VIN F_{ps} VNOR_1 - VNOR_{ps} VIN F_1}{-VGAMA_1 - VGAMA_{ps} - VGAMA_{ps} VNOR_1 + VNOR_{ps} VGAMA_1}, \quad (3.21)$$

$$W_s = \frac{VIN F_{ps} + \gamma VGAMA_{ps}}{1 - VNOR_{ps}}. \quad (3.22)$$

É importante destacar que, para se obter a distribuição de velocidades tangenciais, não é necessário determinar explicitamente a intensidade das fontes, estando esta implícita na velocidade tangencial, como foi mostrado na Eq.(3.18). Porém, a intensidade das fontes pode ser obtida das Eq.(3.16) ou (3.17), conhecidos os valores das velocidades tangenciais $\{W_t\}$, velocidade de separação W_s e o valor máximo da distribuição de vórtices γ_{\max} , sem interferir no desenvolvimento dos subsequentes cálculos.

O valor do coeficiente de pressão, C_{p1} é calculado levando em conta as componentes das velocidades normais e tangenciais, com relação à velocidade na entrada da grade W_1 . Nesta primeira abordagem, unicamente será considerada a velocidade de injeção de vazão e não a velocidade de transpiração na região colada:

$$C_{p1} = 1 - \left(\frac{W_t}{W_1} \right)^2 - \left(\frac{W_n}{W_1} \right)^2. \quad (3.23)$$

É importante observar que, nos modelos de esteira baseados em fontes, como o presente modelo, a constante de Bernoulli é única em todo o campo: a esteira real é representada por uma espécie de jato que emana da superfície do perfil, sem qualquer significado físico relevante, além daquele de representar uma região de pressão constante. Em modelos baseados em linhas de vórtices, a constante de Bernoulli é descontínua: as distribuições de pressões dentro e fora da esteira são calculadas com constantes diferentes.

O coeficiente de sustentação é calculado pela integração dos coeficientes de pressão. (ver Apêndice A)

3.4. Cálculo da Camada Limite.

Nesta primeira análise, para a determinação do ponto de separação, utiliza-se o código integral de camada limite laminar – transicional - turbulenta de Cebeci & Bradshaw (1977), baseado no método integral de Thwaites para a região de camada limite laminar, no critério de Michel (1951) para a transição laminar - turbulenta e no método de Head para a região de camada limite turbulenta. Como critério de separação turbulenta, adotou-se o valor do fator de forma, $H=2,4$. Maiores detalhes em relação ao código de camada limite serão mostrados no próximo capítulo nas análises de interação viscosa/não-viscosa.

3.5 Algoritmo de Cálculo e Resultados Preliminares

Antes de uma análise do escoamento em grades com separação, a presente metodologia será testada em situações de perfil isolado para ângulos de ataque representativos, onde os efeitos da separação são predominantes sobre os efeitos viscosos provocados pelo fluxo colado. Foram escolhidos casos de perfis NACA 4412 e 2412, com 160 painéis, onde serão mostrados resultados dos coeficientes de pressão, sustentação e arrasto.

É importante ressaltar que a formulação apresentada no Capítulo II é facilmente estendida para tratar as situações de perfis isolados, bastando fazer as seguintes considerações: 1) redução da solidez da grade, $\lambda = l/t \rightarrow 0$, isto é, aumentando-se significativamente o espaçamento entre os perfis da grade, $t \rightarrow \infty$; 2) ângulo de montagem da grade nulo ($\beta = 0^\circ$), resultando $\beta_1 = \alpha_\infty$.

Para o cálculo do escoamento em perfis isolados, são empregados dois códigos computacionais: 1) o código de cálculo do escoamento potencial baseado na técnica numérica de Hess & Smith, modificada para simular o efeito da esteira descolada, conforme descrito na seção 3.3. 2) o código de cálculo de camada limite, a ser descrito mais detalhadamente no próximo capítulo.

O cálculo do escoamento potencial modificado fornece as distribuições de velocidades, com as quais o código de camada limite determina o ponto de separação do lado de sucção do perfil. As coordenadas naturais do perfil são retificadas de forma a simular o efeito de uma placa plana com gradiente de pressão.

O código de camada limite é acionado, iterativamente, até convergir com o ponto de separação fixado para o cálculo potencial. Caso o ponto de separação calculado pelo código de camada limite estiver à jusante (ou montante) do ponto de separação fixado, esse é reposicionado mais à jusante (ou montante), até se obter convergência dentro de uma tolerância compatível com a discretização empregada. Nos testes realizados, foram necessárias de 15 a 20 interações, no caso de 160 painéis, e de 7 a 10 interações, no caso de 80 painéis. Nos exemplos estão mostradas as distribuições de pressões com 160 painéis no total. Adotou-se este número de painéis devido a que a medida que aumenta o número de painéis tem-se uma maior precisão na determinação do ponto de separação, isto é, no processo iterativo entre o cálculo potencial e o cálculo de camada limite o ponto de separação converge num único ponto, já nas situações onde tem-se poucos painéis o ponto de separação deveria ser considerado entre a diferença mais estreita entre o ponto de separação obtido do código potencial e o código de camada limite. O número de interações depende do valor inicial do ponto de separação. Para ângulos de ataque representativos sugere-se iniciar o processo iterativo escolhendo-se o ponto de separação em torno de 50 % da corda.

Na Fig. 3.6, mostram-se resultados para a distribuição de pressões do perfil NACA-4412 com ângulo de ataque $\alpha_{\infty}=16^{\circ}$ e $Re=3,6 \times 10^5$, comparados com resultados experimentais. Verifica-se a forte influência da injeção de vazão na distribuição de pressões quando se compara com o modelo clássico de escoamento potencial.

Na Fig. 3.7(a), mostra-se a variação do coeficiente de sustentação com o ângulo de ataque. Nessa, pode-se verificar a boa tendência da curva do C_l , no sentido de prever a região de máxima sustentação (de "stall"), quando comparado com dados experimentais.

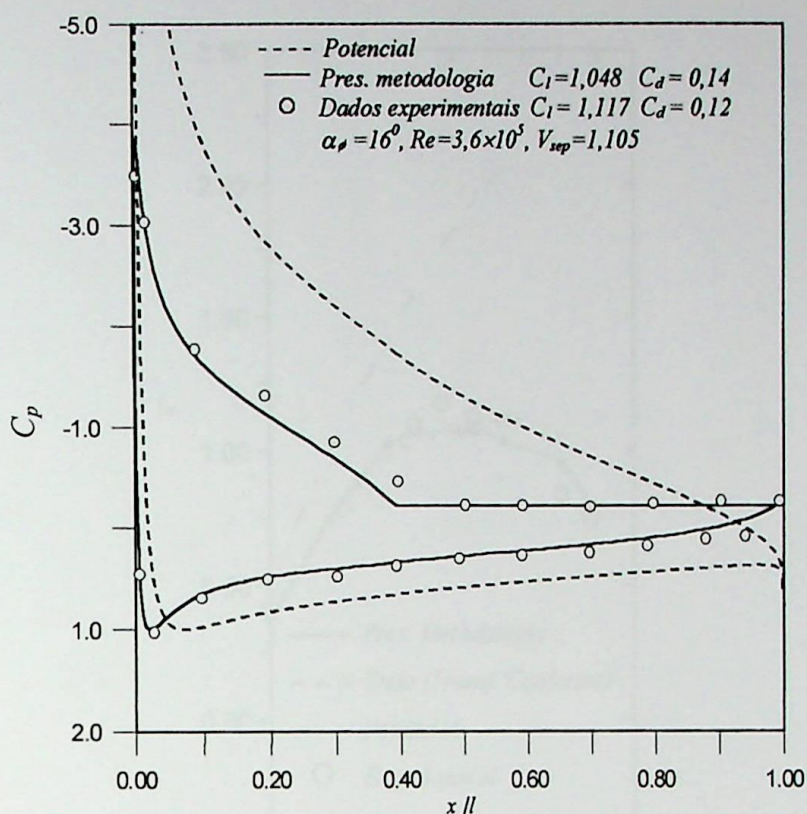


Figura 3.6- Distribuição de pressões, NACA 4412

A Fig. 3.7(b), apresenta a variação do coeficiente de arrasto, obtida pela integração do coeficiente de atrito e do coeficiente de pressão (Apêndice A). Tratam-se aqui de valores discutíveis: a integração de pressões não constitui método adequado para o cálculo de arrasto, principalmente no caso de grades, conforme será visto no Capítulo V. Todavia, a tendência de variação do arrasto é capturada pelo modelo de esteira descolada deste trabalho.

De forma similar, a Figura 3.8 mostra a distribuição de pressões para o perfil NACA-2412, com ângulo de ataque $\alpha_\infty=18,9^\circ$ e $Re=2,7 \times 10^5$, comparadas com dados experimentais. Verifica-se boa concordância nas distribuições de pressões, sobretudo no que se refere à determinação da pressão de base (como já havia acontecido no caso da Figura 3.6). As Figs. 3.9 de (a) até (f), mostram evolução das curvas de C_p para diferentes ângulos de ataque, evidenciando-se a influência da injeção de vazão na determinação da velocidade de separação e a localização do ponto de separação. Infelizmente, não se dispunha de dados experimentais para esses casos.

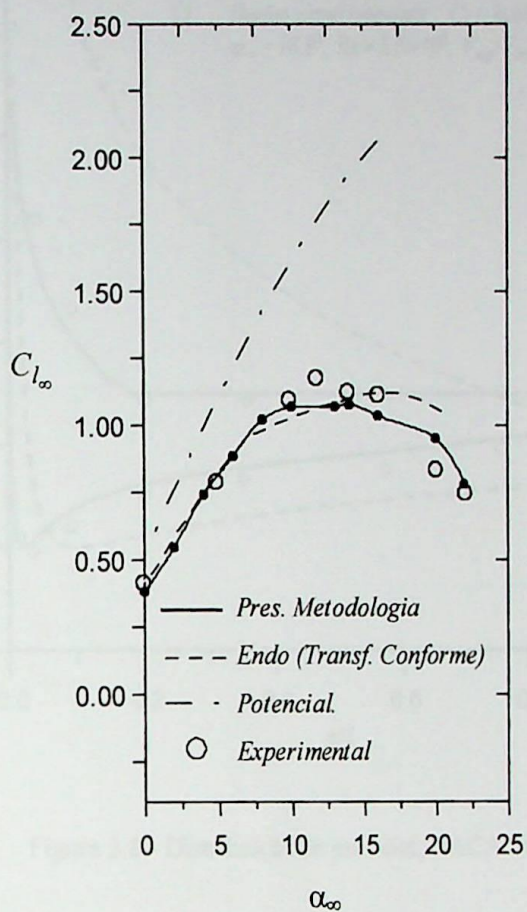


Figura 3.7(a).- Curva C_{l_∞} vs. α_∞ , NACA4412

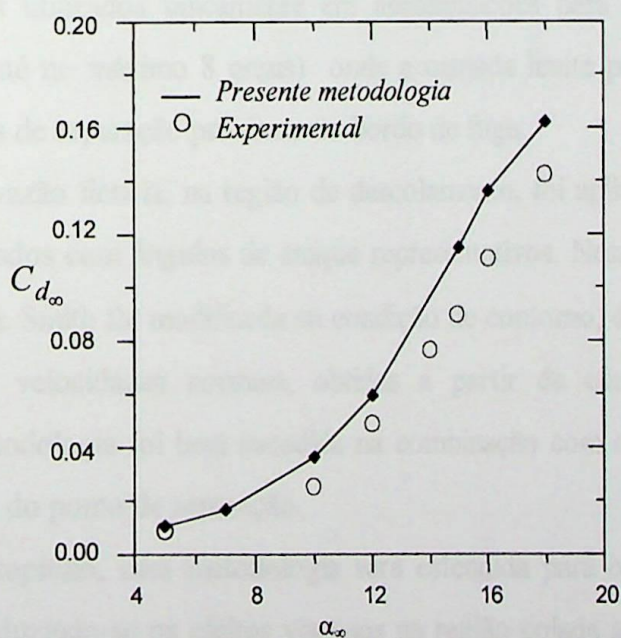


Figura.3.7(b).- Curva C_{d_∞} vs. α_∞ , NACA4412

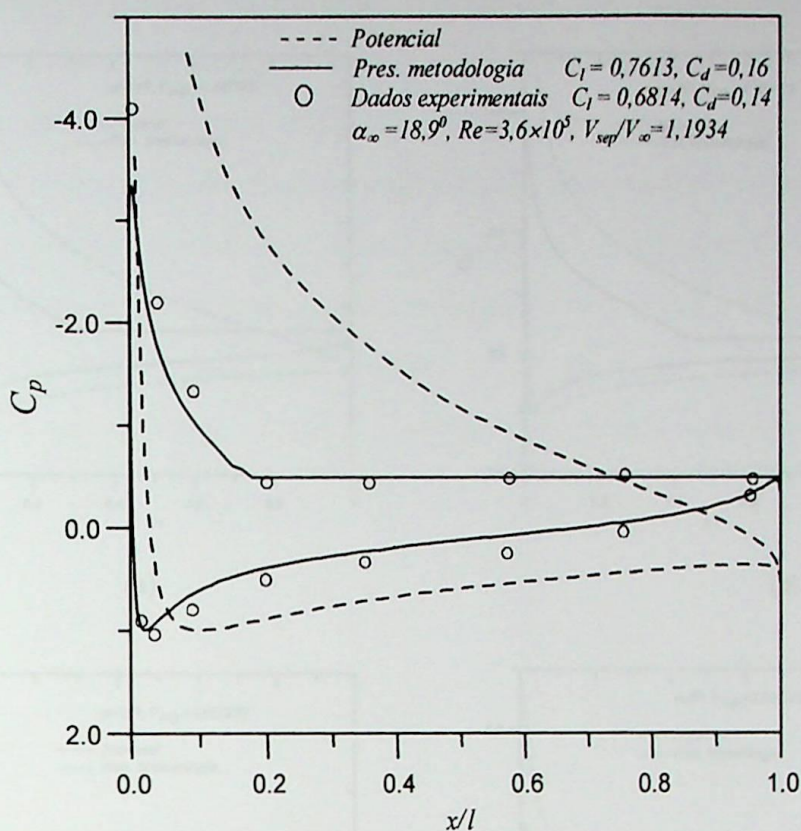
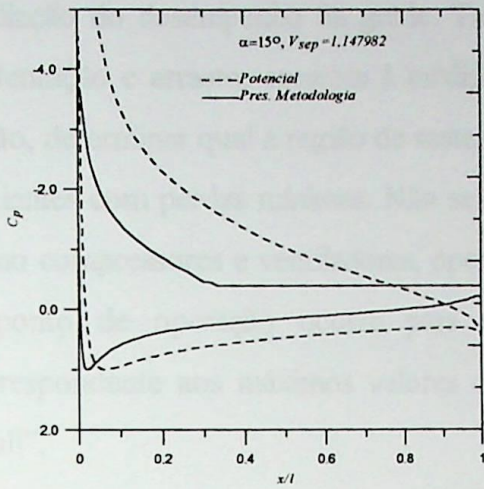


Figura 3.8.- Distribuição de pressões, NACA 2412.

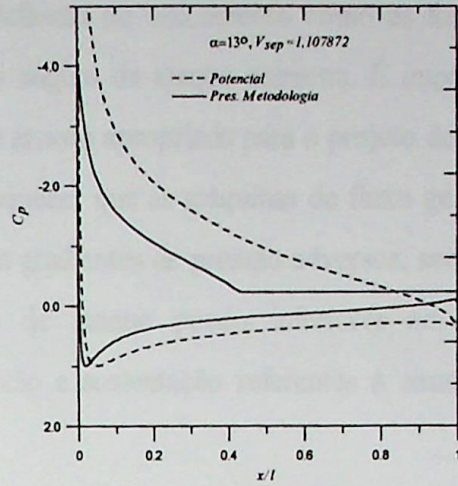
Nos exemplos deste item, pode-se verificar que os modelos potenciais são obviamente incapazes de reproduzir os efeitos provocados pela separação da camada limite, sendo esses modelos utilizados unicamente em aproximações para pequenas faixas de ângulos de ataque, (até no máximo 8 graus) onde a camada limite permanece colada ou com pequenas regiões de separação próximas do bordo de fuga.

A injeção de vazão fictícia, na região de descolamento, foi aplicada para modelar a esteira em perfis isolados com ângulos de ataque representativos. Nesse sentido, a técnica dos painéis de Hess & Smith foi modificada na condição de contorno, de forma a introduzir os componentes de velocidades normais, obtidas a partir de correlações teóricas e experimentais. A metodologia foi bem sucedida na combinação com o cálculo da camada limite e determinação do ponto de separação.

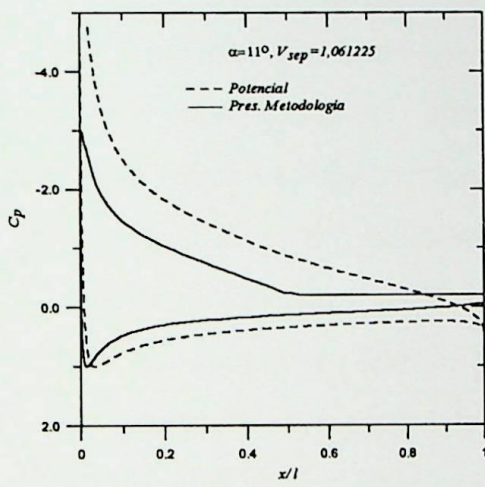
No próximo capítulo, essa metodologia será estendida para o caso de grades de turbomáquinas, introduzindo-se os efeitos viscosos na região colada através da técnica da *transpiração*. O objetivo deste trabalho é direcionado ao estudo do escoamento em grades,



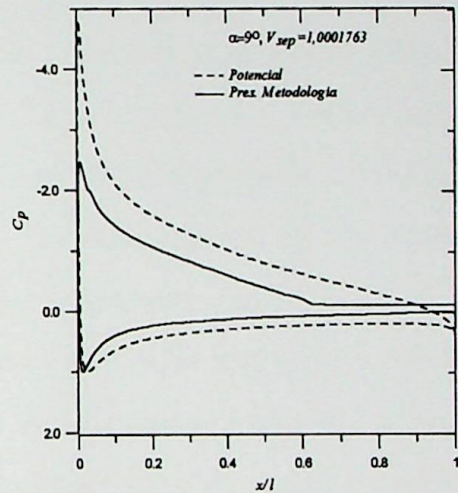
(a)



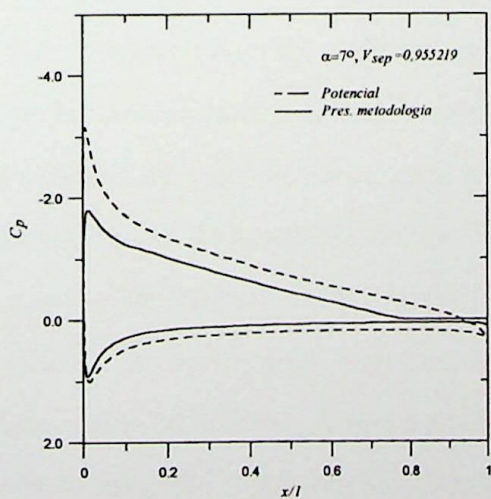
(b)



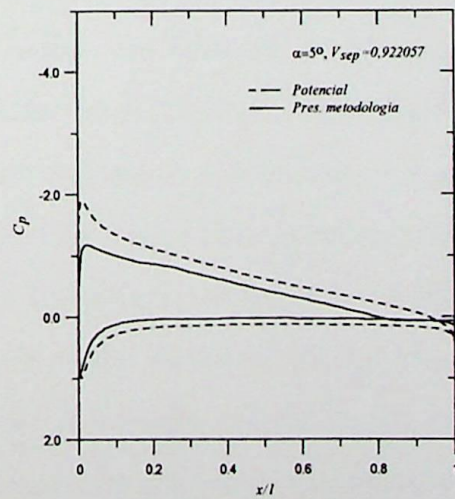
(c)



(d)



(e)



(f)

Figura 3.9- Variações das distribuições de pressão com o ângulo de ataque, NACA 2412
 $Re = 2,7 \times 10^5$

onde o ângulo de deflexão do escoamento é um dos parâmetros importantes para a avaliação do desempenho da grade. Tanto a deflexão do escoamento como as forças de sustentação e arrasto, crescem à medida que o ângulo de ataque aumenta. É importante, então, determinar qual a região de sustentação e arrasto apropriada para o projeto de grades eficientes com perdas mínimas. Não se deve esquecer que as máquinas de fluxo geradoras como compressores e ventiladores, operam com gradientes de pressão adversos, sendo que o ponto de operação ocorre para ângulos de ataque pouco inferiores ao ângulo correspondente aos máximos valores de deflexão e sustentação referentes à situação de "stall".

CAPÍTULO IV

CAMADA LIMITE COLADA E DESCOLADA

Um importante problema a ser tratado na engenharia de projeto de turbomáquinas concerne ao comportamento dos efeitos viscosos provocados pela camada limite e sua separação. As forças viscosas provocadas pela camada limite nos perfis aerodinâmicos em grades provocam as perdas bidimensionais e são representativas no que se refere ao desempenho total da máquina, sendo importante seu tratamento e controle.

Para escoamentos de interesse prático na aerodinâmica com números de Reynolds suficientemente altos, definem-se duas regiões de escoamento: região interna ou "*região dissipativa*" na qual se considera o campo da camada limite e da esteira; e a região "*não-viscosa*", exterior à primeira. O campo de escoamento externo, não-viscoso, pode ser obtido a partir de formulações diferenciais, como é o caso do emprego da equação de Euler, ou formulações integrais, baseadas no método das singularidades. A determinação do campo rotacional viscoso da região interna pode ser obtida através da solução das equações aproximadas de camada limite, para escoamento permanente e bidimensional: a partir de uma distribuição de pressões ou velocidades especificada pelos modelos externos, calcula-se a evolução da camada limite, sendo obtidos a espessura de deslocamento, espessura da quantidade de movimento, coeficiente de atrito e fator de forma nos regimes laminar, transicional e turbulento. A interação viscosa/não-viscosa será definida como a junção ou acoplamento entre o escoamento interno e externo, com objetivo de quantificar os efeitos viscosos sobre as distribuições de pressões, o arrasto e as perdas.

A influência das camadas limites sobre o escoamento externo pode ser levada em conta de forma iterativa, recalculando o campo de pressões ou velocidades não viscosas

(potencial). Basicamente, existem duas maneiras de efetuar esse recálculo: considerando a condição de impenetrabilidade sobre o contorno da superfície do corpo, onde são alteradas as coordenadas do perfil pela incorporação da espessura de deslocamento, obtida do cálculo da camada limite. Para ambas aproximações, um efeito resultante é a diminuição do arqueamento efetivo, que produz uma redução da circulação efetiva e, por sua vez, uma redução da força de sustentação. Também pode-se observar uma significativa redução das diferenças de pressões entre os dorsos do perfil em relação à solução potencial.

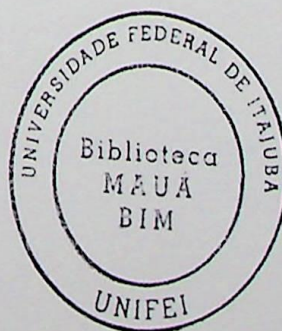
Através de técnicas de interação viscosa/não-viscosa, é possível realizar o acoplamento entre o escoamento potencial e viscoso de forma a se obter as forças viscosas (de arrasto) que são desprezadas no modelo potencial e as forças de arrasto de pressão que aparecem devido à interferência da camada limite no escoamento externo.

Define-se como interação “*fraca*”, a situação em que se tem uma distribuição da espessura de camada limite suave e sem separação, juntamente com a própria influência da curvatura da esteira no bordo de fuga. Situações em que se têm regiões de separação, interferência entre ondas de choque e camada limite e perturbações na esteira, são denominadas de interações “*fortes*” que, em algumas situações, podem conduzir a singularidades nas soluções clássicas de camada limite e, conseqüentemente, impedir a continuação do processo de interação. A existência de regiões de separação resulta em fortes influências nas distribuições de pressões como também nas variáveis globais como forças de sustentação e arrasto.

4.1 Transpiração – Princípio Básico.

Um aspecto da interação entre a camada limite viscosa e o fluxo externo não-viscoso é o aparecimento de uma velocidade normal externa que depende da espessura de deslocamento da camada limite, denominada velocidade de “*transpiração*”. Uma expressão foi desenvolvida originalmente por Lighthill (1958), para representar a velocidade de transpiração:

$$W_{nt} = \frac{d}{ds}(W_t \delta^*), \quad (4.1)$$



onde W_t é a distribuição de velocidades tangenciais do lado externo da camada limite, calculada pelo modelo potencial, $\delta^*(s)$ é a distribuição da espessura de deslocamento, obtida através do cálculo da camada limite, e s é a coordenada natural em torno do perfil.

A espessura de deslocamento é definida pela seguinte expressão (escoamento incompressível):

$$\delta^*(s) = \int_0^{\infty} \left[1 - \left(\frac{u}{W_t} \right) \right] dy, \quad (4.2)$$

onde y é a coordenada normal a parede.

A teoria da camada limite mostra a existência de um deslocamento da linha de corrente do escoamento externo, originado pelos efeitos viscosos e definido, pela espessura de deslocamento da camada limite, que representa um déficit de fluxo de massa do escoamento exterior. Esse deslocamento pode ser representado no cálculo do escoamento potencial externo pela alteração da condição de contorno de forma a levar em conta a Eq. (4.1). Integrando essa equação (4.1) ao longo de um painel i do presente método, Figura 4.1, resulta a seguinte expressão para a velocidade normal de transpiração (media) associado ao ponto de controle i :

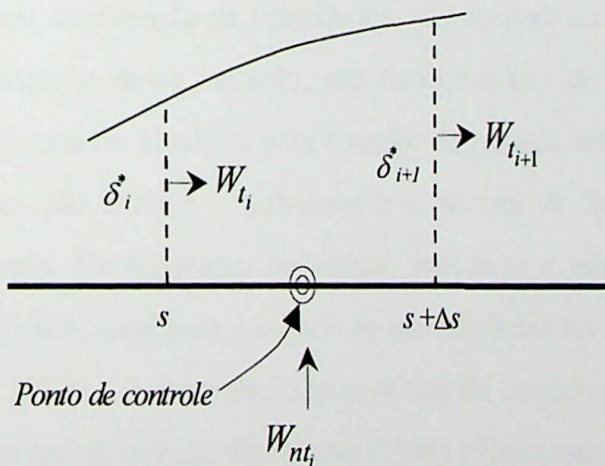


Figura 4.1.- Balanço de massa no volume de controle na camada limite

$$W_{nt_i} = \frac{W_{t_i} \delta_i^* - W_{t_{i+1}} \delta_{i+1}^*}{\Delta s_i} \quad (4.3)$$

Na primeira iteração de cálculo do escoamento potencial, considera-se a superfície do perfil impermeável e adota-se como condição de contorno a inexistência da velocidade normal na superfície ($W_n = 0$), obtendo-se assim uma linha de corrente que descreve a própria geometria do perfil. Com a distribuição de velocidades obtida na primeira iteração, determina-se a espessura de deslocamento δ^* da camada limite e, posteriormente, através da relação de Lighthill (1958), Eq. (4.1) ou (4.3), é obtida a distribuição de velocidades normais de *transpiração* na superfície do perfil, $W_n \neq 0$, nos pontos de controle. Este processo é repetido nas próximas iterações até atender a um dado critério de parada, como por o cálculo de arrasto obtido pela integração dos coeficientes de pressão e atrito.

Como mencionado anteriormente, existem duas maneiras de interagir entre o fluxo externo e o fluxo interno. A segunda consiste no reposicionamento das coordenadas do corpo, considerando-se a espessura de deslocamento da camada limite. Nessa metodologia devem ser consideradas limitações nas regiões de alta curvatura e no bordo de fuga, no sentido de traçar uma nova linha de corrente representativa do domínio potencial.

4.2 Camada Limite Bidimensional.

Para a determinação da distribuição da espessura de deslocamento δ^* , da espessura de quantidade de movimento θ , do coeficiente de atrito superficial c_f e do ponto de separação, resolve-se numericamente a equação da *quantidade de movimento* de von Kármán, conhecida uma distribuição de velocidades, que equivale a especificar o gradiente de pressão. Para a solução dessa equação, são estabelecidos os seguintes métodos e critérios: o método integral de Thwaites para a região de camada limite laminar, o critério de Michel para a transição laminar – turbulenta e o método de Head para a região de camada limite turbulenta. Na separação turbulenta, adotou-se o valor do fator de forma $H=2,4$. O código computacional para o cálculo da camada limite foi obtido do trabalho de Cebeci e Bradshaw (1977). A formulação matemática da camada limite, utilizada neste trabalho, pode também ser encontrada em Moran (1984) e Brederode (1997).

4.2.1 Escoamento ao longo de uma placa plana com ângulo de ataque nulo.

Com o objetivo de validar o código de camada limite de Cebeci e Bradshaw (1977) empregado neste trabalho, serão comparados os valores de: espessura de deslocamento,

espessura da quantidade de movimento e o coeficiente de atrito, com o código integral de Schetz (1993). Considerou-se a situação de uma placa plana submetida a um gradiente de velocidades com as seguintes características:

- Número de painéis em x , $N=40$
- Distribuição de velocidades, $W_e = (10,5 - x/2)$ m/s.
- Velocidade da corrente livre, $W_\infty = 1,0$ m/s
- Comprimento da placa = 1,00 m.
- Número de Reynolds, $Re = 5 \times 10^3$
- Viscosidade cinemática, $\nu = 2,0 \times 10^{-4}$ m²/s.
- Discretização, 41 pontos, igualmente espaçados ao longo da placa.

A seguir, nas Figuras 4.2 (a), (b) e (c) são mostradas as variações da espessura da quantidade de movimento, espessura de deslocamento e coeficiente de atrito do código de Cebeci e Bradshaw comparado com o código integral de Shetz (1993). Em todas as situações observa-se o comportamento quase idêntico entre os códigos. O código computacional de Shetz é baseado no desenvolvimento do método de Thwaites – Walz (1941).

4.2.2 Escoamento em torno de um perfil aerodinâmico em grade - NACA65-(04)10

Para validação do código de camada limite nas regiões laminar, transicional e turbulenta é utilizado o cálculo do desenvolvimento da camada limite num perfil aerodinâmico disposto em grade. Nesse sentido os resultados do código integral de camada limite de Cebeci & Bradshaw(1977) são comparados com resultados obtidos a partir do código diferencial de Alberst e Gregg (1974) e os dados experimentais da espessura de quantidade de movimento e espessura de deslocamento retirados de Peterson (1958). Os trabalhos são descritos sucintamente em Hansen et al (1980).

Para a validação considera-se, a seguinte situação de grade:

- Perfil NACA65-(04)10
- Número de painéis, $N=200$
- Número de Reynolds, $Re=2,54 \times 10^5$
- Razão de solidez da grade (l/t), $\lambda=0,78$
- Ângulo de montagem da grade, $\beta = 45^\circ$
- Ângulo de incidência do escoamento, $\beta_1 = 54,3^\circ$ ($\alpha_1 = 9,3^\circ$)

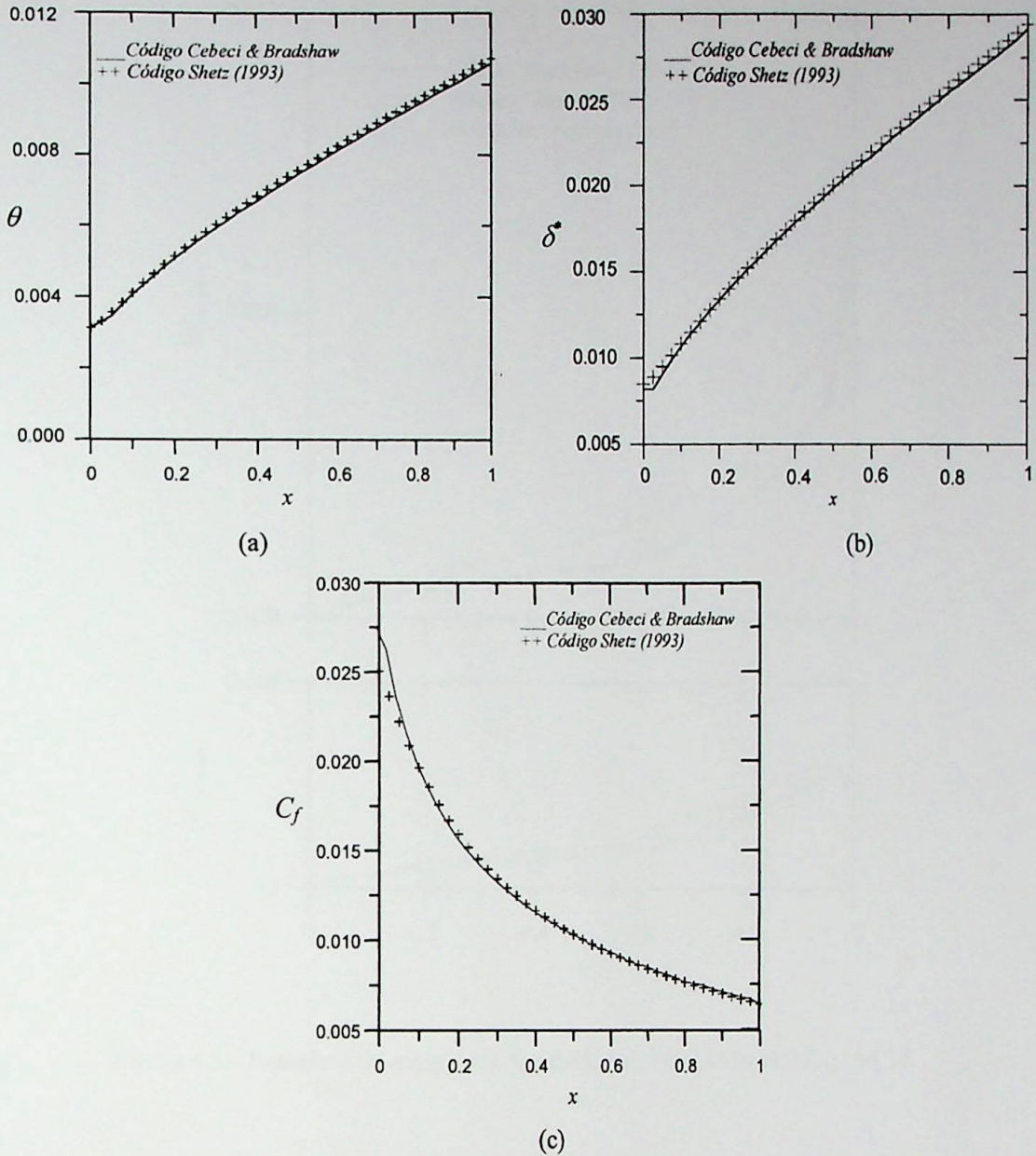


Figura 4.2.- (a) Espessura da quantidade de movimento, (b) Espessura de deslocamento
(c) Coeficiente de atrito

Na Fig. 4.3, pode-se observar que, o código de camada limite empregado neste trabalho reproduz com boa concordância os resultados numéricos de Alberst & Gregg (1974) e os experimentais de Peterson (1958). Interessante observar a concordância de $\theta_{\text{(fuga)}}$, espessura da quantidade de movimento no bordo de fuga, já que $\theta_{\text{(fuga)}}$ deve ser utilizado para o cálculo do arrasto, como será mostrado mais adiante. Na Fig. 4.4 verifica-se o crescimento da espessura de deslocamento da camada limite. Nota-se que o código de Cebeci e Bradshaw produz uma irregularidade devido ao crescimento laminar com tendência à separação, aparecendo um salto da espessura de deslocamento na região de transição. No código de Alberts e Gregg (1974), esta irregularidade foi tratada com base de algumas modificações sugeridas por Carter e Wornom (1975).

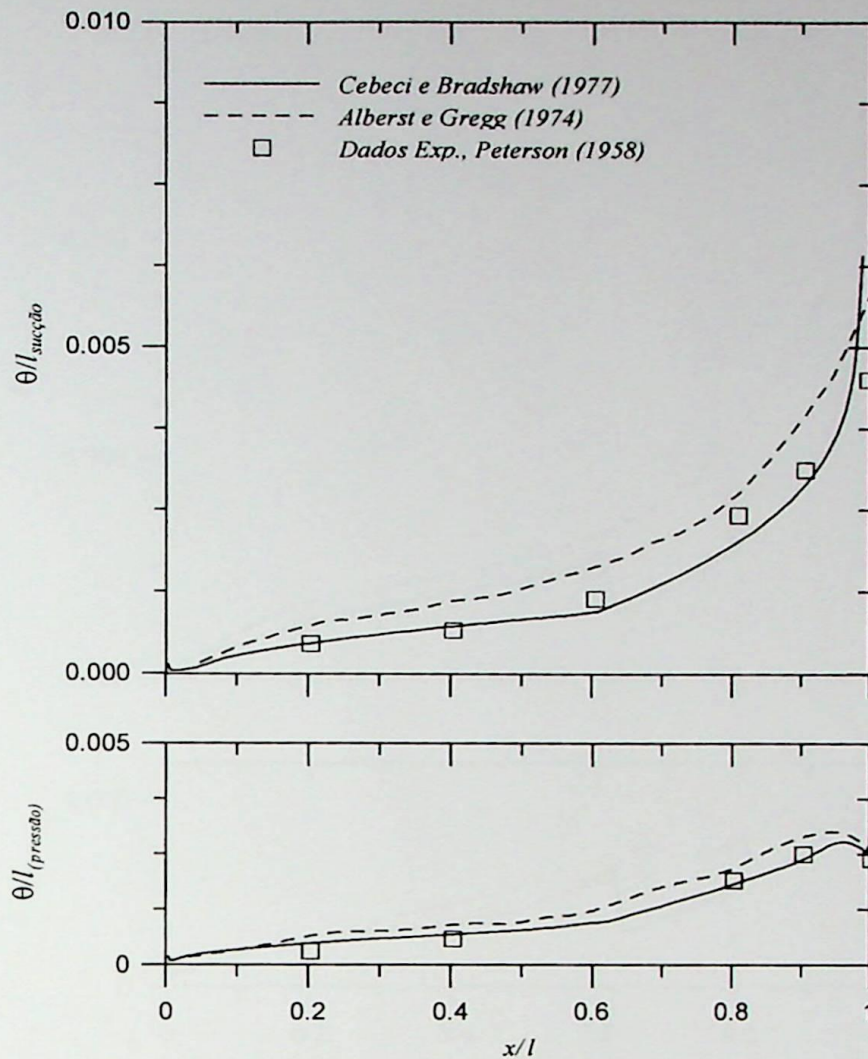


Figura 4.3.- Espessura da quantidade de movimento, NACA65-(04)10, $\alpha_1 = 9,3^\circ$

Dessa forma, certas irregularidades tendem a aparecer também na distribuição de velocidades normais de transpiração, ocasionadas pela própria espessura de deslocamento da camada limite (Figura 4.4). Porém, é possível a partir de um processo de interpolação filtrar adequadamente o crescimento das velocidades de transpiração na região de transição, regularizando-se desta forma o seu comportamento às vezes incoerente (podendo surgir velocidades de transpiração de fora para dentro da superfície do corpo, na região de transição).

O fenômeno da transição no fluidos, sempre representa uma região de difícil tratamento, isto devido a transição ser em principio um fenômeno tri-dimensional, onde existe um comportamento caótico do escoamento. Trabalhos experimentais em rotores de turbomáquinas axiais, baseados na técnica da sublimação (mistura de naftalino com um diluente), verificaram que a região de transição ocorre em torno de 10% do comprimento da corda, dependendo a posição do ângulo de ataque Walker (1971).

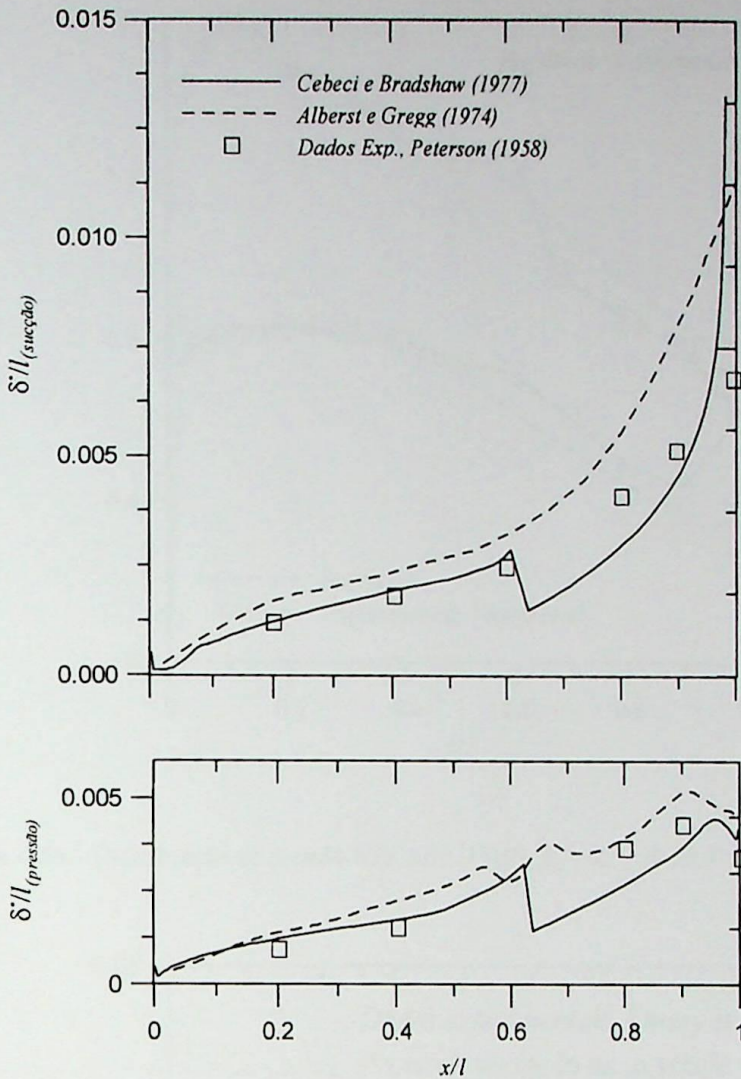


Figura 4.4.- Espessura de deslocamento, NACA65-(04)10, $\alpha_1 = 9,3^\circ$

É importante notar que o código de camada limite implementado neste trabalho não permite modelar a formação de possíveis bolhas de descolamento sobre a superfície dos perfis aerodinâmicos. Este fenômeno ocorre com frequência quando, a partir de um certo gradiente de pressão adverso, a camada limite *laminar* é separada e, em seguida, recolada numa condição turbulenta. Por exemplo, é possível detectar o efeito de uma bolha de recirculação nas curvas experimentais do coeficiente de pressão nas grades de perfis NACA 65, operando com números de Reynolds intermediários (em torno de 10^5 , Emery et al., 1957). É possível identificar a tendência de formação de bolhas nessas curvas sempre que aparecer um patamar de pressão constante logo após do ponto de pressão mínima do lado de sucção do perfil (e que demarca, normalmente, o final de uma região laminar estável). Uma outra pista, pode-ser seguida na curva experimental do coeficiente de arrasto, na qual aparecem oscilações no crescimento do C_d com as variações do ângulo de ataque. Nas Figs. 4.5(a) e (b), mostra-se um exemplo de formação de uma bolha num perfil

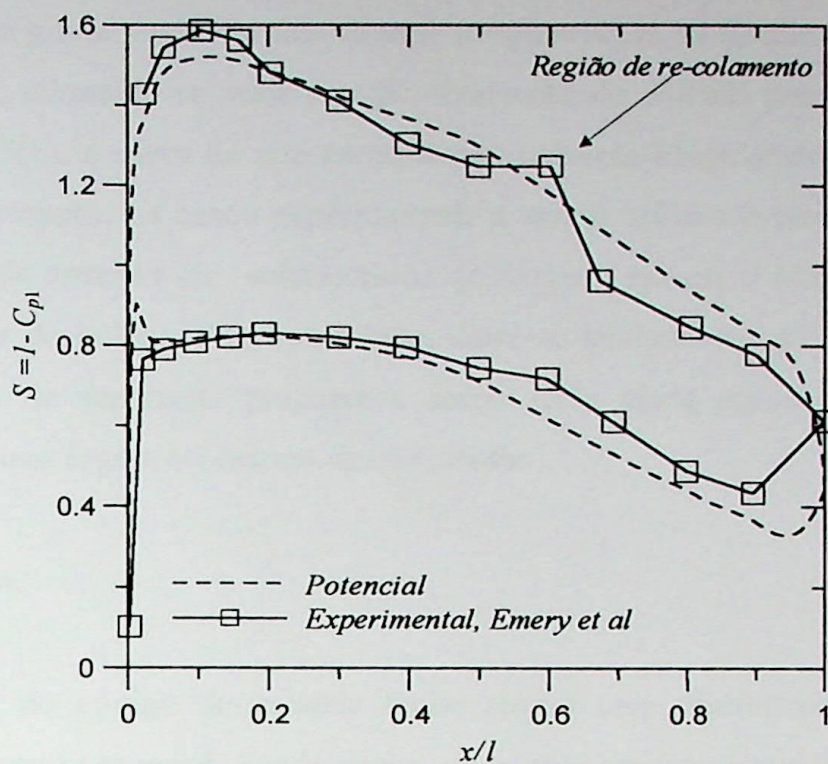


Figura 4.5a.- Distribuição de pressão NACA65-(12)10, $\beta_1 = 45^\circ$; $\beta = 28,9^\circ$; $\lambda = 1.5$

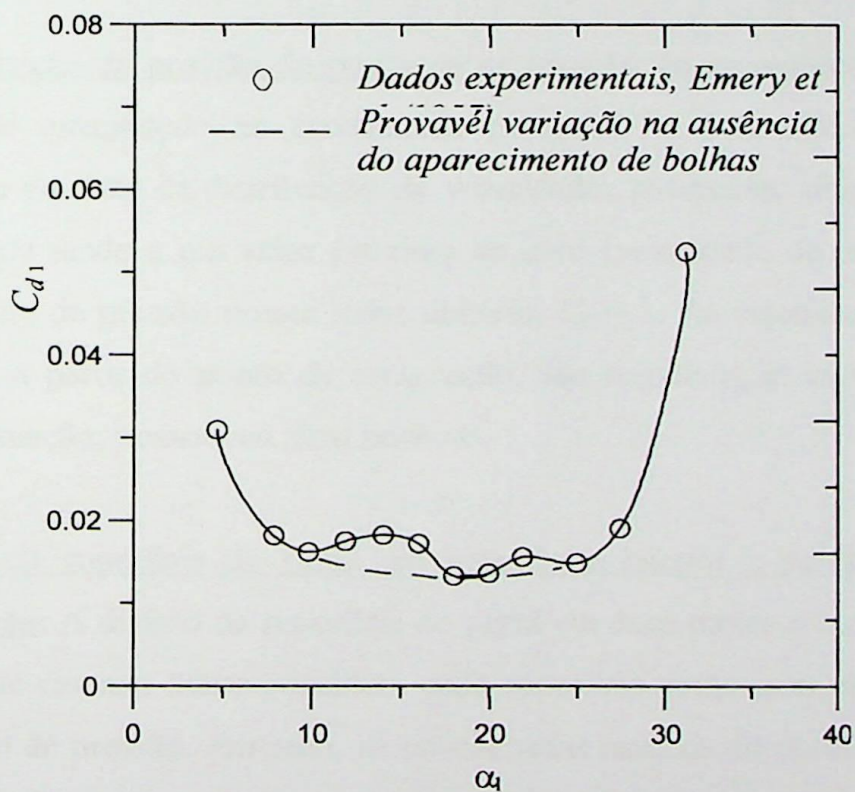


Figura 4.5b.- Variação do coeficiente de arrasto com o ângulo de ataque.

NACA65-(12)10, $\beta_1 = 45$, $\lambda = 1.5$

NACA65-(12)10 em grade, onde verifica-se uma irregularidade na distribuição de pressões do lado de sucção, afastando-se mais significativamente do cálculo potencial. De igual forma, na Figura 4.5(b), a curva de arrasto também apresenta irregularidades para ângulos entre 10° e 18° . Portanto, os casos experimentais a serem utilizados para a validação da presente metodologia deverão ser selecionados de forma a excluir o Máximo possível as possíveis formações de bolhas. Por outro lado, deve-se lembrar que a modelagem bem sucedida de bolhas de separação permanece como tema ainda em aberto, requerendo estudos específicos que fogem ao escopo deste trabalho.

4.2.3. Discretização.

A aplicação do código de camada limite requer uma discretização diferente da utilizada no escoamento potencial. Sendo assim, os pontos originais devem ser substituídos por outros, a partir do ponto de estagnação. Os procedimentos para a nova discretização são os seguintes:

- Determinação da posição do ponto de estagnação do escoamento potencial: O ponto de *estagnação* no escoamento potencial foi determinado a partir da mudança no sinal da distribuição de velocidades potenciais, situação na qual a velocidade tende a um valor próximo de zero (velocidade de estagnação) e o coeficiente de pressão possui valor unitário, $C_p = 1$. As velocidades do lado de pressão, a partir do ponto de estagnação, são negativas, já as velocidades do lado de sucção, possuem o sinal positivo.
- Divisão da superfície do perfil em superior e inferior a partir do ponto de estagnação: A divisão da superfície do perfil em duas partes é necessária, pois o código de camada limite considera cada superfície como uma placa plana com gradiente de pressão. Portanto, as coordenadas naturais do perfil são retificadas de forma a simular o efeito de uma placa plana. Dessa forma, o programa de camada limite é acionado duas vezes a cada distribuição de velocidades potenciais.

- Sentido da discretização das superfícies superior e inferior: O programa de camada limite requer que a discretização acompanhe o sentido do escoamento. Portanto, os pontos da coordenada natural são numerados em ordem crescente, partindo do ponto de estagnação e terminando no bordo de fuga, tanto do lado superior como inferior. Por outro lado, as coordenadas naturais (s) da superfície do perfil, são igualmente espaçadas através do uso de splines cúbicas, de forma a aliviar as variações acentuadas da espessura de deslocamento δ' causadas pela diminuição de Δs . Este procedimento se faz necessário devido à inicial discretização do perfil que concentra maior número de painéis nas regiões de bordo de ataque e bordo de fuga.

4.3. Simulação da Esteira para Pequenos Ângulos de Ataque.

Para ângulos de ataque relativamente pequenos, a separação da camada limite pode ocorrer muito próximo ao bordo de fuga, ou ser incipiente. Nestas situações é, necessário que exista uma pequena esteira na região do bordo de fuga. No sentido de determinar essa região, é possível aplicar o ajuste de Gostelow (1975) e critérios baseados em fatores de difusão.

O ajuste de Gostelow (1975) foi introduzido como um método de correção do escoamento potencial de maneira a simular os efeitos viscosos. Esta correção tem como finalidade reduzir a circulação e assim obter valores mais realistas dos coeficientes de pressão e de sustentação. A hipótese de Gostelow (1975) consiste em se efetuar um ajuste na distribuição de pressões, na região do bordo de fuga, de maneira a atender à condição de continuidade de pressões nesse local. A distância do bordo de fuga na qual é realizado o ajuste é denotada por Δx_G^* , como mostra na Figura 4.6 no gráfico do coeficiente de pressão C_p , em função da abcissa adimensional, x/l . Admitindo-se a hipótese de que o valor de Δx_G^* representa uma medida dos efeitos viscosos na região do bordo de fuga, foram estabelecidos parâmetros de carregamento aerodinâmico capazes de quantificar esses efeitos e, conseqüentemente, determinar o valor de Δx_G^* . Pelas correlações de Lieblein (1959), verifica-se que a razão de difusão é uma medida do carregamento aerodinâmico, podendo ser utilizada para quantificar o valor de Δx_G^* . Lieblein define a razão de difusão potencial

D_{pot} como a relação entre o valor máximo da velocidade potencial (condição de Kutta) do lado de sucção e a velocidade média do escoamento na saída da grade.

$$D_{pot} = \left(\frac{W_{\max,s}}{|W_2|} \right)_{Kutta} \quad (4.4)$$

Efetuada análises de camada limite, Lieblein obteve uma correlação empírica a partir da qual é possível inferir um crescimento de Δx_G^* com a razão de difusão:

$$\Delta x_G^* = k_1 / (1 - k_2 \ln D_{pot}), \quad (4.5)$$

onde $k_1 = 0,020$ e $k_2 = 0,89$ são fatores de regressão ótima calculados com base nos resultados experimentais da difusão e Δx_G^* em toda uma gama de grades de perfis NACA 65. Mais detalhes desta análise podem ser encontrados no trabalho de Manzanares (1994).

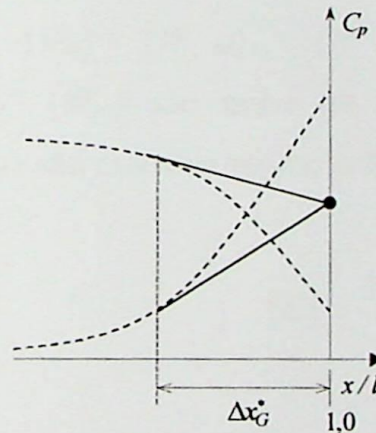


Figura 4.6.- Ajuste da distribuição de pressões na região do bordo de fuga, segundo Gostelow .

A correlação mencionada acima será empregada neste trabalho visando situações em que o escoamento no lado de sucção não se separa do perfil, permanecendo praticamente colado até o bordo de fuga. Nessas situações, a modelagem de uma pequena esteira nas proximidades do bordo de fuga torna-se necessária para evitar que a espessura de deslocamento da camada limite cresça de modo descontrolado nessa região. Tendo em vista o objetivo deste trabalho, orientado ao projeto efetivo de turbomáquinas, e não especificamente às modelagens complexas de esteiras, será considerado um modelo bastante

simplicado de esteira. A idéia é usar a própria injeção de vazão proposta por Hayashi e Endo (1977b) para simular o efeito dessa esteira, utilizando a pequena região estabelecida pela distância de Gostelow, Δx_G^* , como região de injeção. Desse modo, tanto os efeitos de esteira descolada e de bordo de fuga passam a ser tratados de modo similar. A esteira será considerada descolada quando o ponto de separação for detectado à montante da abcissa correspondente ao ajuste de Gostelow, $1 - \Delta x_G^*$. Caso contrário, será considerada uma esteira de bordo de fuga.

4.4 Extensão do Método de Hess & Smith para Perfis Aerodinâmicos com e sem Separação.

A extensão proposta neste trabalho será válida para tratar qualquer porção de uma camada limite colada, sendo os efeitos viscosos correspondentes quantificados através da técnica da transpiração (item 4.1). Já na região descolada, a extensão será válida unicamente para as situações de separação do lado de sucção do perfil (extradorso). Pretende-se injetar velocidades normais em toda a superfície do perfil, isto é, velocidades normais de transpiração e injeção de vazão: $\{W_n\} = \{W_{nd}\} + \{W_{ni}\}$, $\{W_{nd}\} = W_s \{K\}$, onde os elementos do vetor “transpiração” $\{W_{ni}\}$ são nulos na região descolada, enquanto os elementos do vetor “injeção” $\{W_{nd}\}$ são nulos na região colada, logo:

$$\{W_n\} = W_s \{K\} + \{W_{ni}\}, \quad \{K\} = \frac{2f(\beta_u, \beta_l)}{l_{sep}} \{S\}, \quad (4.6ab)$$

onde W_s é a velocidade de separação e $\{S\}$ é o vetor das coordenada locais da região descolada a partir do ponto de separação. Na Eq. (4.6a), o primeiro termo da direita representa o vetor das velocidades normais de injeção em função da velocidade de separação W_s , e dos parâmetros geométricos; β_u , β_l , l_{sep} e S_i . No segundo termo dessa equação são calculadas as velocidades de *transpiração* da camada limite colada, resultando assim um vetor completo de velocidades normais em todo o contorno do corpo aerodinâmico W_n . Sendo assim é possível substituir a condição de contorno de W_n (Eq. 4.6ab) na Eq.(2.65), resultando o seguinte sistema de equações matriciais:

$$W_s \{K\} + \{W_{nt}\} = [A]\{\sigma\} + \gamma_{\max} \{C\} + \{W_{nor}^1\} \quad , \quad (4.7)$$

$$\{W_t\} = [B]\{\sigma\} + \gamma_{\max} \{D\} + \{W_{tan}^1\} \quad . \quad (4.8)$$

Isolando a intensidade de fontes σ da Eq. (4.7) e substituindo na Eq. (4.8), tem-se:

$$\{W_t\} = \left(-[B][A]^{-1} \left(\{W_{nor}^1\} + \{W_{nt}\} \right) + \{W_{tan}^1\} \right) + \gamma_{\max} \left(-[B][A]^{-1} \{C\} + \{D\} \right) + W_s [B][A]^{-1} \{K\} \quad (4.9)$$

Na Eq.(4.9), no primeiro termo entre parênteses aparecem os vetores da velocidade normal de *transpiração* e os vetores das influências tangencial e normal do escoamento não perturbado na superfície do corpo. No terceiro termo, aparece como incógnita a velocidade de separação W_s , deduzida da injeção de vazão (Eq. 3.14).

Fazendo as operações matriciais dos termos entre parêntesis da Eq.(4.9), simplifica-se:

$$\{W_t\} = \{VINF\} + \gamma_{\max} \{VGAMA\} + W_s \{VNOR\}. \quad (4.10)$$

Na Equação (4.10) verifica-se que tanto a intensidade do vórtice γ_{\max} como a velocidade de separação W_s , são incógnitas. Para determiná-las modifica-se a condição de Kutta, fazendo com que a velocidade no ponto de separação W_s seja idêntica à velocidade do bordo de fuga do lado inferior; $W_s = W_{ps} = -W_1$. Então, da Eq.(4.10) obtém-se um sistema de duas equações com duas incógnitas W_s , e γ_{\max} , onde o sub-índice 1 refere-se ao primeiro painel do bordo de fuga do lado de pressão e “ps” ao painel onde é fixado o ponto de separação.

$$-W_s = VINF_1 + \gamma_{\max} VGAMA_1 + W_s VNOR_1, \quad (4.11)$$

$$W_s = VINF_{ps} + \gamma_{\max} VGAMA_{ps} + W_s VNOR_{ps}. \quad (4.12)$$

Resolvendo o sistema das Eqs. (4.11) e (4.12) obtém-se os valores de γ_{\max} e W_s :

$$\gamma_{\max} = \frac{VIN F_1 + VIN F_{ps} + VIN F_{ps} VNOR_1 - VNOR_{ps} VIN F_1}{-VGAMA_1 - VGAMA_{ps} - VGAMA_{ps} VNOR_1 + VNOR_{ps} VGAMA_1}, \quad (4.13)$$

$$W_s = \frac{VIN F_{ps} + \gamma_{\max} VGAMA_{ps}}{1 - VNOR_{ps}}. \quad (4.14)$$

O valor do coeficiente de pressão, C_{p1} , é calculado levando em conta as componentes das velocidades normais além das tangenciais:

$$C_{p1} = 1 - \left(\frac{W_{t_i}}{W_1} \right)^2 - \left(\frac{W_{n_i}}{W_1} \right)^2. \quad (4.15)$$

4.5 Coeficiente de Perdas e Coeficientes de Arrasto.

Nas análises do projeto de grades de turbomáquinas é conveniente o uso do coeficiente de perdas de energia mecânica $\bar{\omega}$, dada pela diferença de *pressão total* entre a entrada e saída da grade, adimensionalizada pela pressão dinâmica na entrada:

$$\bar{\omega} = \frac{\Delta \bar{P}}{\frac{1}{2} \rho W_1^2} = \frac{\bar{P}_1 - \bar{P}_2}{\frac{1}{2} \rho W_1^2}, \quad (4.16)$$

$$\bar{\omega} = \frac{[(p_1 + \frac{1}{2} \rho W_1^2) - (p_2 + \frac{1}{2} \rho W_2^2)]}{\frac{1}{2} \rho W_1^2}, \quad (4.17)$$

onde, $\Delta \bar{P}$ representa a média em massa de perda na pressão total quando o escoamento atravessa a grade, e $\frac{1}{2} \rho W_1^2$, a pressão dinâmica com relação a velocidade na entrada W_1 , medida em alguma posição de referência. A diferença da pressão total pode ser obtida por ensaios experimentais, nos quais uma sonda é introduzida a uma certa distância à jusante do bordo de fuga das pás, no interior das camadas de mistura. Essa distância deve ser adequadamente estabelecida na saída da grade, para garantir um fluxo totalmente desenvolvido nas camadas de mistura.

Lieblein e Roudebuch (1956), efetuaram estudos de camada limite, em grades e obtiveram a seguinte expressão analítica para o cálculo do coeficiente de perdas $\bar{\omega}$:

$$\bar{\omega}_1 = 2\hat{\theta}_2 \left(\frac{\cos \beta_1}{\cos \beta_2} \right)^2 \left\{ \frac{\frac{2H_2}{3H_2 - 1}}{(1 - \hat{\theta}_2 H_2)^3} \right\}, \quad (4.18)$$

$$\hat{\theta}_2 = \left(\frac{\theta}{l} \right)_2 \frac{\lambda}{\cos \beta_2}; \quad \lambda = l/t. \quad (4.19)$$

O sub-índice 2 da Eq.(4.18) representa a distância a partir do bordo de fuga onde são calculados o fator de forma H e a espessura da quantidade de movimento $\hat{\theta}_2$, sendo essa distância estimada entre $\frac{1}{2}$ até 1 do comprimento da corda. Segundo os dados experimentais levantados por Lieblein e Roudebuch (1956), conclui-se que o fator de forma H , nessa região tende a diminuir rapidamente aproximando-se assintoticamente de valores entre 1,0 a 1,2. Levando em conta, ainda, o pequeno valor de $\hat{\theta}_2$ na esteira, o termo entre parênteses da Eq. (4.18) pode ser aproximado para a unidade, resultando:

$$\bar{\omega}_1 \cong 2 \left(\frac{\theta}{l} \right) \lambda \frac{\cos^2 \beta_1}{\cos^3 \beta_2}. \quad (4.20)$$

A fórmula analítica para o cálculo do coeficiente de perdas, Eq. (4.18), foi validada através de dados experimentalmente obtidos por Thurston et al (1951), Winter (1947), Briggs (1952) e Bowen et al (1951). No trabalho de Lieblein e Roudebuch (1956) foram reportados todos os ensaios, concluindo-se que a formulação analítica baseada no crescimento da espessura da quantidade de movimento da camada limite, representava, com boa precisão, as perdas bidimensionais nas grades de turbomáquinas.

Com base nos trabalhos de Speidel (1954) e Schlichting (1959), o coeficiente de perdas pode ser dado como uma função direta do coeficiente de arrasto:

$$\bar{\omega}_1 = \frac{\lambda C^* d_1}{\cos \beta_\infty}, \quad (4.21)$$



$$C_{d_1}^* = 2 \theta_{bf} \frac{\cos^2 \beta_1}{\cos^3 \beta_2} \cos \beta_\infty, \quad (4.22)$$

onde θ_{bf} é a espessura total de quantidade de movimento das camadas viscosas no bordo de fuga do lado de pressão e sucção, $\theta_{bf} = \theta_{bf(\text{pressão})} + \theta_{bf(\text{sucção})}$, parametrizadas com relação à corda do perfil l . A Eq. (4.21) indica que qualquer um dos coeficientes, C_{d_1} ou $\bar{\omega}$, pode ser usado para quantificar os processos dissipativos da grade. Note-se que $\bar{\omega}$ decresce com a razão de solidez λ e, no caso de perfil isolado ($\lambda = 0$), ocorre arrasto mas não perdas.

Speidel (1954) através de análises teóricas e experimentais, obteve uma correlação empírica para a determinação da espessura da quantidade movimento adicional devido à separação da camada limite do lado de sucção do perfil aerodinâmico θ_{sep} :

$$\theta_{sep} = \frac{1}{2} y_{tA} \left[\left(\frac{W_s}{W_2} \right) - 0,9 \right], \quad (4.23)$$

onde: W_s , é a velocidade de separação calculada pela Eq. (4.13), W_2 velocidade na saída da grade e y_{tA} a distância da posição do ponto de separação na superfície do perfil até linha média de esqueleto do lado de sucção, mais o de lado de pressão ($y_{(sucção)A} + y_{(pressão)A} = y_{tA}$).

O valor da espessura da quantidade de movimento na região de separação, Eq. (4.23), pode ser acrescentada à Eq. (4.22), de forma a se obter uma relação para o cálculo do coeficiente de arrasto total, resultando:

$$C_{d_1} = 2 (\theta_{bf} + \theta_{sep}) \frac{\cos^2 \beta_1}{\cos^3 \beta_2} \cos \beta_\infty, \quad (4.24)$$

onde θ_{bf} deve agora ser interpretada como sendo a soma da espessura de quantidade de movimento no ponto de separação com a espessura de quantidade de movimento no bordo de fuga do lado de pressão.

Por outro lado, sabe-se que a força de arrasto total é dada pela soma do arrasto de pressão e do arrasto de atrito viscoso. Essas parcelas podem ser calculadas pela integração

de pressões e de tensões cisalhantes resultantes dos códigos de cálculo potencial e de camada limite. Todavia o processo de integração de pressões é freqüentemente, pouco confiável, estando sujeito a erros numéricos de difícil controle (“ruídos numéricos”), que dependem fortemente da discretização e dos parâmetros cinemáticos. No caso de grade, a situação se agrava, pois a força de arrasto é definida pelas direções da velocidade W_∞ , que é resultante do cálculo: pequenos erros na determinação dessa direção podem introduzir grandes erros na pequena componente de arrasto, sem afetar substancialmente a componente de sustentação que é dominante. No caso de perfis isolados, a situação é menos crítica, pois a direção de W_∞ é estabelecida “a priori”. Diante desses fatos, é desejável que o coeficiente de arrasto seja calculado através de formulações alternativas, como a apresentada nos parágrafos anteriores, Eq. (4.22) e (4.24), fazendo uso dos valores de espessura de quantidade de movimento, relações geométricas da grade e ângulo do escoamento. O item a seguir apresenta uma outra formula para quantificar a contribuição da esteira descolada para o arrasto de pressão.

4.5.1 Cálculo do arrasto de pressão da esteira descolada através da injeção de vazão.

É possível substituir a fórmula de Speidel, Eq. (4.24), por uma outra mais condizente com o modelo de injeção de vazão utilizado neste trabalho.

Uma extensão do teorema de Kutt-Joukowski foi proposta por Manzanares (2001) para corpos bidimensionais com injeção fictícia de vazão no contorno. Nesse caso, o resultado clássico de arrasto nulo deixa de valer, e o arrasto de pressão fica:

$$F_{dp} = \rho \oint_c (\tilde{W} - W_\infty) W_n ds, \quad (4.25)$$

onde W_∞ é a velocidade do escoamento incidente (média, no caso de grades), \tilde{W} é a componente de velocidade total na direção de \vec{W}_∞ e W_n é a velocidade normal ao contorno.

No presente caso, tanto o atrito como a pressão da parte colada da camada limite já estarão sendo considerados no valor C_{a1}^* com base na espessura de quantidade de movimento no ponto de descolamento e no lado de pressão do bordo de fuga. A fórmula da

Eq (4.25) será aplicada para quantificar apenas a contribuição da esteira descolada, $F_{d(inj)}$, isto é:

$$F_{d(inj)} = \rho \oint_{inj} (\tilde{W} - W_{\infty}) W_n ds. \quad (4.26)$$

Considerando a vazão de injeção Q_E , tem-se:

$$Q_E = \oint_{inj} W_n ds, \quad (4.27)$$

tem-se que:

$$F_{d(inj)} = \rho \int_{inj} (\tilde{W} W_n - W_{\infty} Q_E) W_n ds. \quad (4.28)$$

Será feita a hipótese de que a velocidade do escoamento na esteira segue aproximadamente a direção do escoamento médio, com velocidade constante igual à velocidade de separação, W_s . Com isso, e com a Eq (4.27) em (4.28), resulta:

$$F_{d(inj)} = \rho Q_E (W_s - W_{\infty}). \quad (4.29)$$

Definindo o coeficiente de arrasto $C_{d1(inj)}$:

$$C_{d1(inj)} = \frac{2F_{d(inj)}}{\rho W_1^2 l}, \quad (4.30)$$

obtem-se:

$$C_{d1(inj)} = \frac{2Q_E (W_s - W_{\infty})}{W_1^2 l}. \quad (4.31)$$

Desprezando o arrasto de atrito na esteira, o arrasto total será, portanto;

$$C_{d1} = C_{d1}^* + C_{d1(inj)}. \quad (4.32)$$

A aplicação da formula (4.31) exige que $W_s \geq W_\infty$. Na presente metodologia, essa restrição pode não ser satisfeita para pequenos ângulos de ataque, quando uma pequena esteira descolada é usada para garantir a convergência do método. Logo, as situações com $W_s < W_\infty$ serão consideradas sem sentido físico, fazendo-se $C_{d1} = 0$ nessas situações.

4.6 Critério do Coeficiente de Pressão Mínimo.

Quando se observa a evolução da distribuição de velocidades (W/W_∞) ao longo do perfil de uma grade, nota-se que com aumento do ângulo de ataque da grade há um aumento no valor máximo atingindo no lado de sucção. Como primeira aproximação, pode-se admitir que a velocidade W_2 , na saída da grade, não varia muito com o ângulo de ataque. Então, como há um aumento no valor máximo da velocidade na superfície de sucção, a desaceleração imposta pela grade será tanto maior quanto maior o ângulo de ataque. Essa desaceleração produz um gradiente positivo de pressão que favorece o crescimento da camada limite podendo conduzir ao descolamento (stall). Portanto, deve existir um valor máximo de (W/W_∞), ou então, um coeficiente de pressão mínimo, que dê o máximo carregamento suportado pela grade.

Neste trabalho, o coeficiente de pressão mínimo, $C_{p-\min}$, será o parâmetro de informação com relação ao carregamento aerodinâmico nas grades, definido como:

$$C_{p-\min} = \frac{P_{suc,\min} - P_\infty}{\frac{1}{2} \rho W_\infty^2} = 1 - \left(\frac{W_{\max,s}}{|W_\infty|} \right)^2, \quad (4.28)$$

onde $P_{suc,\min}$, é o valor mínimo da pressão estática do lado de sucção do perfil, P_∞ é a pressão de referência e $|W_\infty|$ é o módulo da média vetorial das velocidades anterior e posterior à grade, $\bar{W}_\infty = (\bar{W}_1 + \bar{W}_2)/2$.

Na literatura, diversos autores têm definido os valores da faixa ótima de $C_{p-\min}$, com base em estudos teóricos e experimentais. Por exemplo, Fernandes (1973) mostrou que a escolha adequada do coeficiente de pressão mínimo tem influência decisiva no comportamento de uma máquina de fluxo axial. Baseado na teoria potencial dos perfis delgados de Mellor (1959), Fernandes (1973) dimensionou e construiu um conjunto de bombas axiais, com grades de perfis Goettingen (Bran et al 1969 e Pfleiderer et al 1972),

constatando que os coeficientes de pressão mínimos ótimos para essas máquinas situavam-se na faixa de $-1.8 \leq C_{p-\min} \leq -1.6$. Observou-se, também, que a escolha de valores de $C_{p-\min}$ muito altos conduzia a bombas com valores nominais de trabalho específico maiores que os de projeto; por outro lado, valores muito baixos de $C_{p-\min}$ tendiam a diminuir sensivelmente tanto o trabalho específico como o rendimento.

Posteriormente, De la Fuente (1982), a partir de uma metodologia para o cálculo do coeficiente de sustentação e das distribuições de velocidades potenciais, com modificações empíricas realizou comparações entre os diferentes critérios para a avaliação do desempenho de grades lineares com perfis da série NACA 65. Foram analisados os fatores de carregamento de Zweifel (1945), de Carter (1955), de Baljé (1981), o critério de difusão de Lieblein (1965) e o coeficiente de pressão mínimo. De La Fuente (1982) verificou que o critério do coeficiente de pressão mínimo pode ser dado por $C_{p-\min} = -2$, sendo esse valor o mais adequado para a seleção das grades de eficiência máxima.

De La Fuente conclui favoravelmente pelo emprego do coeficiente de pressão mínimo como melhor critério de projeto. Ao contrário dos demais critérios, a região de funcionamento corresponde ao $C_{p-\min} = -2$, não avança sobre o limite de descolamento negativo, acompanhando a faixa de máxima eficiência, mais próxima do limite de descolamento positivo. Uma conclusão natural é que, enquanto os outros critérios baseiam-se diretamente em parâmetros geométricos da grade e grandezas globais do escoamento, o critério de $C_{p-\min}$ depende de uma grandeza local do escoamento, tendo maior generalidade.

Posteriormente Mesquita (1987) desenvolveu uma metodologia de dimensionamento de grades baseada na análise de De La Fuente, de forma a atender ao coeficiente de pressão requerido. Para uma mesma condição nominal de projeto e mesma razão de cubo, Mesquita projetou e construiu um conjunto de cinco ventiladores axiais, cada um com um valor diferente para o coeficiente de pressão mínimo requerido. O objetivo do trabalho era verificar a faixa de $C_{p-\min}$ capaz de proporcionar as características aerodinâmicas nominais com desempenho satisfatório. Para isso, os ventiladores construídos foram ensaiados, levantando-se as características de trabalho específico, Y , e rendimento global, η , em função da vazão Q , com a rotação de projeto fixada.

Mesquita (1987) verificou que a máquina de melhor desempenho correspondia ao valor de $C_{p-\min} = -1,68$ de projeto, sendo maior que o valor de $-2,0$ sugerido por De la Fuente. Com isso, Mesquita concluiu que o valor de $-2,0$, tomado como referência para o coeficiente de pressão mínimo, seria muito baixo e não corresponderia a uma condição de

bom desempenho. Concluiu ainda, que a faixa de $C_{p-\min}$ para utilização em projetos de máquinas de fluxo axiais deveria estar acima de $-1,6$. Note-se que essa conclusão é contraditória até mesmo à faixa verificada por Fernandes (1973) onde, $-1,8 \leq C_{p-\min} \leq -1,6$. Certamente, um dos motivos para isso deveria ser encontrado nas diferentes metodologias empregadas pelos pesquisadores, para o cálculo do escoamento potencial.

Mais recentemente Manzanares (1994), apresentou um modelo para o escoamento potencial em grades baseado na técnica dos painéis de Martensen. Uma correlação empírica foi introduzida de maneira a corrigir os resultados potenciais obtidos pela aplicação da condição de Kutta clássica. A correlação utilizada baseou-se no ajuste de pressões indicado por Gostelow e no uso da razão de difusão de Lieblein como parâmetro de carregamento aerodinâmico. A partir da correlação do ajuste de Gostelow, o cálculo do escoamento potencial foi modificado na distribuição de pressões de modo a reduzir a circulação efetiva e o ângulo de deflexão da grade. A metodologia podia prever, numa primeira aproximação, os efeitos viscosos sem necessidade de recorrer a cálculos de interação entre camada limite e cálculo potencial.

As grades dimensionadas por Mesquita (1987), no projeto de ventiladores, foram reanalisadas por Manzanares (1994), com o objetivo de discutir o critério de coeficiente de pressão mínimo. As análises confirmaram a tendência do coeficiente de pressão mínimo, em torno do valor $-2,0$, no sentido de se obter máquinas com bom desempenho.

Após terem sido apresentadas brevemente algumas análises do desempenho de grades utilizando o coeficiente de pressão mínimo, pode-se concluir que uma faixa ótima de operação é de $-2 \leq C_{p-\min} \leq -1,6$, sendo os valores contidos neste intervalo utilizados na seleção de grades com mínimas perdas. As grades projetadas fora dessa faixa, no caso com valores menores a -2 , terão um alto carregamento, porém perigosamente próximas do "stall". Na situação de $C_{p-\min} \geq -1,6$, as grades terão menor carregamento, evitando o descolamento, mas aumentando a influencia do atrito viscoso.

Pode-se concluir, ainda, que as grades das turbomáquinas axiais, no ponto ótimo de operação, operam com ângulos de ataque pouco inferiores ao ângulo correspondente aos máximos valores de deflexão e sustentação, referentes à situação de "stall". Esse fato foi inicialmente evidenciado por alguns pesquisadores como Lieblein (1959) e Schlichting (1959), como mencionado no início do capítulo III, sendo confirmados pelo critério de desempenho de grades do $C_{p-\min}$. Logo, a predição desses valores é de alto interesse na definição dos limites de operação das grades na fase de projeto.

No presente trabalho, a injeção de vazão e as velocidades normais de transpiração provocarão um efeito similar ao ajuste de Gostelow (1975), isto é, uma diminuição do valor da circulação efetiva resultando em valores mais realistas de sustentação e deflexão da grade.

No próximo capítulo, serão mostrados alguns exemplos de escoamento em grades com perfis da série NACA65, onde a faixa de $C_{p-\min}$ pode ser determinada pela presente metodologia. O critério de $C_{p-\min}$ será utilizado como referência na discussão sobre o desempenho ótimo de grades associado aos valores mínimos do coeficiente de perdas.

CAPÍTULO V

ALGORITMO DE CÁLCULO E EXEMPLOS DE APLICAÇÃO EM GRADES DE PERFIS NACA 65

Neste capítulo, será apresentado, de forma sistemática o algoritmo de cálculo do escoamento bidimensional, permanente e incompressível em grades de turbomáquinas, com base nas metodologias apresentadas nos capítulos III e IV. Os códigos computacionais para cálculo do escoamento potencial e camada limite foram desenvolvidos em linguagem *Visual Fortran* 6.1 pela eficiência no processamento numérico e o emprego de bibliotecas matemáticas disponíveis no programa. Antes de dar início à apresentação de resultados finais, o modelo numérico será examinado, com o objetivo de verificar a convergência em relação à discretização dos elementos no contorno (painéis).

Na seqüência, resultados da presente metodologia serão apresentados em comparação com dados experimentais pré-selecionados, evitando-se os casos em que estejam presentes certas irregularidades típicas do escoamento em grades, como a formação de bolhas. Serão apresentados resultados dos coeficientes de pressão, sustentação, arrasto e deflexão da grade.

Finalmente, o presente modelo será discutido e avaliado, tendo em vista as análises de projeto, à luz de alguns critérios adequados de carregamento aerodinâmico, como: coeficiente de perdas mínimas, máxima relação de sustentação / arrasto e coeficiente de pressão mínimo.

5.1. Algoritmo de Cálculo.

A metodologia de cálculo do escoamento com separação em torno de perfis em grade, juntamente com a introdução dos efeitos viscosos através da interação viscosa / não-

viscosa é realizada utilizando-se dois códigos computacionais: (1) o código potencial de cálculo do escoamento em grades baseado na técnica numérica de Hess & Smith, com modificações para simular o efeito da esteira colada e descolada; (2) o código de cálculo de camada limite para determinação do ponto de separação e das velocidades de transpiração. A seguir será descrita sucintamente a metodologia do algoritmo de cálculo.

São fornecidos inicialmente para o 1º código: razão de solidez da grade $\lambda = l / t$, ângulo de montagem da grade β , ângulo do escoamento na entrada da grade β_1 , número de Reynolds Re , número de painéis N e coordenadas do perfil; estimativa inicial da posição do ponto de separação a partir do qual será determinada a injeção de vazão fictícia. Sugere-se, num primeiro cálculo, que o ponto de separação seja fixado no próprio bordo de fuga, então o programa em forma iterativa poderá deslocar o ponto na direção montante, até convergir com o ponto de separação obtido pelo cálculo da camada limite.

O cálculo do escoamento potencial modificado fornece as novas distribuições de velocidades com as quais o código de camada limite determina o ponto de separação do lado de sucção do perfil. O código de camada limite é acionado iterativamente até convergir com o ponto de separação fixado para o cálculo potencial. Caso o ponto de separação calculado pelo código de camada limite estiver à jusante (montante) do ponto de separação fixado, esse é reposicionado mais à jusante (montante), até se obter convergência. Em muitas situações (160 e 200 painéis), verifica-se uma convergência bem definida nas proximidades de um ponto de controle; porém, nas situações de menor refinamento, é necessário admitir como critério de parada uma tolerância mínima (dois ou três pontos de controle a jusante ou montante) para a distância entre o ponto fixado no cálculo potencial e o ponto determinado pela camada limite. Com 80 painéis a diferença máxima encontrada englobou de dois a três pontos de controle. Após a convergência, se a distância do ponto de separação em relação ao bordo de fuga for menor que a distância do ajuste de Gostelow (1975), ou caso não seja detectada a separação, adota-se a distância do ajuste de Gostelow a partir da qual é injetada a vazão fictícia. O programa oferece neste estágio resultados preliminares das distribuições de pressões do modelo potencial com influência da esteira descolada.

Após ter sido definida a região de injeção inicia-se um segundo processo iterativo, no qual são então introduzidas as velocidades normais de transpiração W_{ni} na região de fluxo colado, obtidas a partir da equação de Lighthill, Eq (4.1), sendo os valores das

velocidades de transpiração sub-relaxados em cada iteração com fatores de relaxação FR escolhidos:

$$W_{nt(atual)} \leftarrow FR \cdot W_{nt(atual)} + (1 - FR)W_{nt(anterior)}. \quad (5.1)$$

O emprego de fatores de relaxação é muito freqüente nas técnicas de interação viscosa / não viscosa. Consiste na introdução das velocidades normais de transpiração de forma lenta e progressiva em cada iteração, sendo controladas pelo critério de parada, como ser o coeficiente de arrasto global. Desta forma a quantidade de vazão injetada na transpiração será muito próxima de aquela dada pela fórmula de Lighthill (1958), Eq (4.3).

As transpirações e a injeção de vazão interagem sucessivamente até que seja satisfeita a condição de convergência definida pelo valor do coeficiente de arrasto total $|C_{d\text{ ant}} - C_{d\text{ atual}}| \leq 10^6$, calculado através da integração do coeficiente de pressão e do coeficiente de atrito superficial.

Após ter sido satisfeita a segunda convergência, testa-se se o ponto de separação foi alterado. Caso afirmativo, corrige-se o ponto de separação, e executa-se mais uma vez o programa; caso contrario, considera-se o processo convergido. Em muitas situações, o ponto de separação não é modificado pelo efeito da camada limite na região colada. O que reduz bastante o tempo computacional.

O ângulo de deflexão do escoamento é calculado pela circulação efetiva e pelo passo da grade (Figura 2.4). A circulação efetiva é calculada pela integral das velocidades tangenciais externas a camada limite em torno do perfil até o bordo de fuga sem considerar a esteira. Na região descolada, a velocidade tangencial é obtida a partir da velocidade de separação (constante) e das velocidades normais de injeção, logo:

$$\Gamma_{ef} = \oint W_t ds \cong \sum_{i=1}^N W_{t_i} \Delta s_i, \quad (5.2)$$

$$W_t = \sqrt{|W_s^2 - W_n^2|}. \quad (5.3)$$

O coeficiente de sustentação é calculado pela integração dos coeficientes de pressão e dos coeficientes de atrito superficial. Na região do descolamento, assume-se um

coeficiente de atrito nulo e um coeficiente de pressão constante entre o ponto de separação e o bordo de fuga. Nos exemplos subseqüentes, esta última hipótese aparece explicitamente nos diagramas de C_p versus x/l .

O programa computacional que implementa a metodologia foi desenvolvido em linguagem Fortran 95, utilizando-se as bibliotecas matemáticas IMSL® como ferramentas de apoio para a solução de sistemas de equações lineares, uso de “splines”, funções de interpolação e extrapolação.

O tempo de execução total do programa computacional variou entre 4 a 7 minutos em um PC com processador Pentium II de 266 Mhz, com uma média de 160 a 200 elementos de contorno. Verificou-se, também, que ao aumentar substancialmente o número de elementos, isto é, de 500 a 700, o tempo de processamento pode chegar até 20 minutos, sendo dispensada essa discretização, pelo fato de não oferecer melhora significativa nos resultados.

No Apêndice II. é mostrado um fluxograma, representando os processos de iterações do algoritmo.

5.2 Teste de Malha.

Previamente à apresentação dos resultados finais, é importante realizar um teste de malha, de forma a definir uma discretização mínima confiável de número de painéis para a execução dos cálculos posteriores. Foram utilizados como referência para o teste o coeficiente de sustentação, a deflexão (no caso de grades) e as diferentes formas de cálculo do coeficiente de arrasto. Foram escolhidos para teste um caso de perfil isolado NACA 0012, com ângulos de ataque de 6° e 13° , e um caso de perfil NACA65-(04)10 em grade com ângulos de ataque de $9,7^\circ$ e $15,0^\circ$. Os ângulos baixos foram escolhidos no sentido de quantificar os coeficientes de arrasto nas regiões de fluxo colado e os ângulos maiores para as regiões de fluxo descolado. A seguir as Tabelas 5.1, 5.2, 5.3 e 5.4, mostram os resultados para diferentes números de painéis. Os resultados dos coeficientes aerodinâmicos para o perfil isolado foram comparados com os dados experimentais de Abbott et al (1959), e para o perfil em grade com os dados de Emery et al (1957).

Nas Tabelas 5.1 a 5.4, nota-se que o coeficiente de sustentação e a deflexão da grade tem pouca variação com o aumento do número de elementos. Conclui-se, desse

Tabela 5.1 Teste de Malha NACA 0012

$$Re=9 \times 10^6; \alpha=6^\circ; FR=0,1; C_{l(pot)}=0,7296; C_{l(exp)}=0,65; C_{d(exp)}=0,0063$$

| N | C_l | $C_d^{(1)}$ | $C_d^{(2)}$ | | $C_d^{(3)}$ | | $(x/l)_{sep} / p_{sep}$ |
|-----|---------|-------------|-------------|--|-------------|--|-------------------------|
| 80 | 0,60238 | 0,00814 | 0,00865 | $\theta_{sup}=0,039280$ $\theta_{inf}=0,000910$ | 0,005672 | $W_s=0,85547$ $Q_{inj}=0,004927$ | 0,95372/75 |
| 120 | 0,62619 | 0,00616 | 0,01038 | $\theta_{sup}=0,004296$ $\theta_{inf}=0,000893$ | 0,005056 | $W_s=0,8537568$ $Q_{inj}=0,005138$ | 0,95114 / 112 |
| 160 | 0,62217 | 0,00579 | 0,01080 | $\theta_{sup}=0,004482$ $\theta_{inf}=0,000950$ | 0,005212 | $W_s=0,8467452$ $Q_{inj}=0,0044287$ | 0,95979/149 |
| 200 | 0,62827 | 0,00553 | 0,01140 | $\theta_{sup}=0,004768$ $\theta_{inf}=0,000941$ | 0,006031 | $W_s=0,8626236$ $Q_{inj}=0,0044287$ | 0,95565/187 |
| 250 | 0,62338 | 0,00541 | 0,01176 | $\theta_{sup}=0,004945$ $\theta_{inf}=0,000937$ | 0,006095 | $W_s=0,8626236$ $Q_{inj}=0,0044213$ | 0,95238/233 |

Tabela 5.2 Teste de Malha - NACA 0012

$$Re=9 \times 10^6; \alpha=13^\circ; FR=0,1; C_{l(pot)}=1,5712; C_{l(exp)}=1,4; C_{d(exp)}=0,0125$$

| N | $C_l^{(1)}$ | $C_d^{(1)}$ | $C_d^{(2)}$ | | $C_d^{(3)}$ | | $(x/l)_{sep} / p_{sep}$ |
|-----|-------------|-------------|-------------|--|-------------|--------------------------------------|-------------------------|
| 80 | 1.41307 | 0.00123 | 0.02001 | $\theta_{sup}=0.0099376$ $\theta_{inf}=0.0003478$ | 0.008256 | $W_s=0.848444$ $Q_{inj}=0.004927$ | 0.95865 / 94 |
| 120 | 1.40610 | 0.01077 | 0.01862 | $\theta_{sup}=0.0079568$ $\theta_{inf}=0.0002238$ | 0.013346 | $W_s=0.938724$ $Q_{inj}=0.016183$ | 0.86256 / 106 |
| 160 | 1.4048 | 0.00911 | 0.01675 | $\theta_{sup}=0.0080296$ $\theta_{inf}=0.0002150$ | 0.013532 | $W_s=0.938602$ $Q_{inj}=0.016522$ | 0.86036 / 141 |
| 200 | 1.39743 | 0.00878 | 0.01523 | $\theta_{sup}=0.0077313$ $\theta_{inf}=0.0002065$ | 0.013841 | $W_s=0.942134$ $Q_{inj}=0.016670$ | 0.86902 / 176 |
| 250 | 1.39506 | 0.00715 | 0.01709 | $\theta_{sup}=0.0083470$ $\theta_{inf}=0.0002015$ | 0.013038 | $W_s=0.940335$ $Q_{inj}=0.016670$ | 0.86013 / 220 |
| 300 | 1.39671 | 0.00708 | 0.01754 | $\theta_{sup}=0.0079549$ $\theta_{inf}=0.0001964$ | 0.013480 | $W_s=0.940006$ $Q_{inj}=0.016595$ | 0.86086 / 264 |

C_l - Coeficiente de sustentação total, obtido por integração; $C_d^{(1)}$ - Por integração do coeficiente de pressões e coeficiente de atrito; $C_d^{(2)}$ - Segundo Speidel e Schlichting; $C_d^{(3)}$ - Injeção de vazão

Tabela 5.3 Teste de malha - NACA 65-(04)10 em grade

$$Re=2,54 \times 10^5; \alpha_1=9,7^\circ; \beta=50,3^\circ; \beta_1=60,0^\circ; \lambda=0,5 \quad FR=0,1$$

$$\Delta\beta_{(exp)}=6,1^\circ \quad C_{l(pot)}=0,84045; \quad C_{l(exp)}=0,66; \quad C_{d(exp)}=0,013$$

| N | $\Delta\beta$ | $C_l^{(1)}$ | $C_d^{(1)}$ | $C_d^{(2)}$ | | $C_d^{(3)}$ | | $(x/l)_{sep} / p_{sep}$ |
|-----|---------------|-------------|-------------|-------------|---|-------------|----------------------------------|-------------------------|
| 80 | 7,23911 | 0,67231 | -0,0008 | 0,01229 | $\theta_{sup}=0,0079121$ $\theta_{inf}=0,001265$ | 0,01565 | $W_s=0,857669$ $Q=0,0261160$ | 0,77686 / 69 |
| 120 | 6,78556 | 0,66880 | 0,00283 | 0,01177 | $\theta_{sup}=0,0073043$ $\theta_{inf}=0,001304$ | 0,0153 | $W_s=0,8718978$ $Q=0,0312069$ | 0,78243 / 102 |
| 160 | 6,63518 | 0,66473 | 0,00294 | 0,0126 | $\theta_{sup}=0,0073423$ $\theta_{inf}=0,001368$ | 0,01562 | $W_s=0,8710549$ $Q=0,0308746$ | 0,78590 / 136 |
| 200 | 6,47788 | 0,65468 | 0,00303 | 0,01299 | $\theta_{sup}=0,0070947$ $\theta_{inf}=0,001380$ | 0,01514 | $W_s=0,8786252$ $Q=0,0332127$ | 0,77376 / 169 |
| 250 | 6,47267 | 0,65129 | 0,00319 | 0,01308 | $\theta_{sup}=0,0069980$ $\theta_{inf}=0,001416$ | 0,01578 | $W_s=0,8804160$ $Q=0,0335836$ | 0,77245 / 211 |

Tabela 5.4 Teste de malha - perfil NACA 65-(04)10, em grade

$$Re=2,54 \times 10^5; \alpha_1=15,0^\circ; \beta=45^\circ; \beta_1=60^\circ; FR=0,1; \lambda=0,5$$

$$\Delta\beta_{(exp)}=8,2^\circ \quad C_{l(pot)}=1,087; \quad C_{l(exp)}=0,75; \quad C_{d(exp)}=0,045$$

| N | $\Delta\beta$ | $C_l^{(1)}$ | $C_d^{(1)}$ | $C_d^{(2)}$ | | $C_d^{(3)}$ | | $(x/l)_{sep} / p_{sep}$ |
|-----|---------------|-------------|-------------|-------------|--|-------------|------------------------------------|-------------------------|
| 80 | 9,85652 | 0,91856 | -0,0612 | 0,01945 | $\theta_{sup}=0,0074487$ $\theta_{inf}=0,0005937$ | 0,0233 | $W_s=0,9640954$ $Q_E=0,0902664$ | 0,55659 / 62 |
| 120 | 9,38816 | 0,81756 | 0,02131 | 0,01817 | $\theta_{sup}=0,0071264$ $\theta_{inf}=0,0006401$ | 0,03643 | $W_s=0,9616388$ $Q_E=0,0893782$ | 0,56221 / 93 |
| 160 | 9,02517 | 0,79754 | 0,02190 | 0,01893 | $\theta_{sup}=0,007075$ $\theta_{inf}=0,0006820$ | 0,0372 | $W_s=0,9612554$ $Q_E=0,0889356$ | 0,56552 / 124 |
| 200 | 8,91520 | 0,79848 | 0,02237 | 0,02015 | $\theta_{sup}=0,0067797$ $\theta_{inf}=0,0007014$ | 0,0381 | $W_s=0,9688165$ $Q_E=0,0847382$ | 0,55167 / 154 |
| 250 | 8,92197 | 0,79362 | 0,02229 | 0,02125 | $\theta_{sup}=0,0066361$ $\theta_{inf}=0,0007317$ | 0,03801 | $W_s=0,9671230$ $Q_E=0,0870504$ | 0,54691 / 192 |

C_l - Coeficiente de sustentação total, obtido por integração; $C_d^{(1)}$ - Por integração do coeficiente de pressões e coeficiente de fricção; $C_d^{(2)}$ - Segundo Speidel e Schlichting; $C_d^{(3)}$ - Injeção de vazão

modo, que uma malha de 160 até 250 elementos é apropriada para o cálculo do coeficiente de sustentação e a deflexão da grade.

Por outro lado, verifica-se nas Tabelas 5.1 e 5.2 que o coeficiente de arrasto calculado em três formas diferentes: por integração das pressões e atrito, pelo cálculo da espessura da quantidade de movimento e pela injeção de vazão na região de descolamento, é sensível às variações na discretização. Pode-se notar que os coeficientes de arrasto convergem em torno dos 200 elementos.

Na tabela 5.1 e 5.3, com 250 elementos, os valores calculados do coeficiente de arrasto pela injeção de vazão representam aparentemente o melhor valor quando comparados com o resultado experimental, porém, devido ao fato do arrasto ser um valor de difícil quantificação, tanto teórico como experimental, torna-se difícil a escolha de um dos métodos de cálculo analítico e / ou numérico. Neste trabalho optou-se, como critério na seleção do cálculo do arrasto, por aquele que não seja fortemente comprometido por operações numéricas de forma a evitar os “ruídos numéricos”. Dessa forma, para a obtenção da relação sustentação/arrasto C_l/C_d não será utilizado o cálculo do arrasto pela integração dos coeficientes de pressão e atrito superficial. Com tudo, no caso de perfis isolados o cálculo do arrasto por integração apresenta valores confiáveis que podem ser considerados, já nas situações de perfis em grades, o arrasto por integração não deve ser considerado, pelo erro numérico e pelo cálculo da velocidade média, que resulta do próprio processo de cálculo na obtenção da circulação efetiva, sendo essa um parâmetro de entrada não fixo, como ocorre nos perfis isolados.

Para realizar o teste de malha no caso de grades, escolheu-se um perfil NACA65-(04)10 com as características mostradas nas Tabelas 5.3 e 5.4. Os coeficientes aerodinâmicos e ângulo de deflexão da grade foram comparados com dados experimentais de Emery et al (1959). Em todas situações foram testados 80, 120, 160, 200 e 250 painéis. Verifica-se que a partir dos 200 elementos os resultados para a deflexão do escoamento na grade e o coeficiente de sustentação podem ser considerados confiáveis. O número de 80 painéis pode ser considerado inadequado para aplicações desta metodologia. Entretanto, em cálculos potenciais, 80 elementos de contorno podem ser suficientes, sobretudo em modelos potenciais de alta ordem, quando comparados com resultados analíticos (Petrucci et al 2001). Este assunto está diretamente relacionado com as técnicas de aprimoramento do

algoritmo numérico o que, no momento, não é de interesse para o desenvolvimento do presente trabalho.

5.3 Distribuição de Pressões e Deflexão da Grade - Exemplos de Aplicação.

Para a validação da presente metodologia de cálculo do escoamento em grades, os resultados foram comparados com os dados experimentais de Emery et al (1957) para perfis NACA-(18)10, NACA-(12)10, NACA-(08)10 e NACA-(04)10, com cinco diferentes ângulo de montagem β e de ataque α_1 , totalizando 20 grades diferentes. Nas figuras a seguir são apresentados os resultados das distribuições de pressões, tendo como parâmetros o ângulo de entrada do escoamento β_1 , ($\beta_1 = \beta + \alpha_1$) e a razão de solidez da grade λ . Estão comparados o modelo potencial, o modelo de injeção de vazão e transpiração de camada limite e os dados experimentais. Para todos os casos, foram utilizados 200 painéis na discretização da superfície do perfil de acordo com o teste de malha, e para o cálculo de camada limite adotou-se um número de Reynolds $2,54 \times 10^5$, baseado no comprimento unitário da corda l , e na velocidade do escoamento na entrada da grade W_1 , de acordo com as experiências de Emery et al (1957).

Em todos os casos, foram necessárias de 20 a 50 iterações com fator de sub-relaxação igual a 0,1 para realizar o acoplamento viscoso/não-viscoso, com um tempo de processamento entre 4 e 7 minutos num PC com micro processador Pentium II de 266 Mhz. Quanto menor o ângulo de ataque, maior o número de iterações necessárias devido à maior importância da transpiração da camada limite.

Não são apresentados casos de ângulos de ataque muito baixos pra os quais as distribuições de pressões experimentais do lado de pressão do perfil diferem fortemente dos resultados do presente modelo, devido à ocorrência de separação do lado de pressão o que no momento ainda não é tratado no modelo. Foram desconsiderados, também, aqueles casos onde é detectada a formação de grandes bolhas de recirculação no lado de sucção do perfil.

Os resultados mostraram que as velocidades de transpiração têm influência representativa nas distribuições de pressão, resultando em diminuições do ângulo de deflexão de até 1° com relação ao modelo de injeção de vazão pura. Nas situações próximas do “stall”, a transpiração de camada limite tem efeito desprezível frente a injeção de vazão pura. Também nessas situações, o modelo é capaz de prever satisfatoriamente a pressão de

base e os ângulos de deflexão máxima, de suma importância para o projeto das grades de turbomáquinas. Nas situações de pequenos ângulos de ataque, as distribuições de pressão foram ajustadas pela injeção de vazão calculada através do critério de Gostelow, de forma a simular a formação de uma pequena esteira onde a pressão se mantém constante. Isso permitiu tratar de forma homogênea todos os ângulos de ataque, evitando os crescimentos abruptos da camada limite na região do bordo de fuga.

Deve-se destacar que Emery et al (1957) indicam um erro experimental de $\pm 0,5^\circ$ para o ângulo de deflexão da grade, na região de projeto, podendo esse valor ser maior na região do “stall”.

O primeiro caso a ser analisado é a grade de perfil NACA64-(18)10. Na Figura 5.1. mostram-se as distribuições de pressões, sendo que para o menor ângulo de ataque, Figura 5.1 (a), foi utilizado o critério do ajuste de Gostelow para quantificar a injeção de vazão. Nos demais casos, o critério para a injeção de vazão foi dado através da interação entre o cálculo de camada limite e cálculo potencial. É importante lembrar que a escolha do critério para quantificar a injeção de vazão é feita automaticamente pelo programa. Na Figura 5.1(f), no gráfico da deflexão da grade com o ângulo de ataque, verifica-se boa concordância para o ângulo de ataque correspondente à $\alpha_1 \approx 20^\circ$. Quanto aos valores da deflexão a concordância com os resultados experimentais é apenas razoável. Nesse caso a injeção de vazão deveria ser aumentada de forma controlada. Porém, no que se refere à metodologia deste trabalho, a calibração empírica da vazão merece outro tipo de atenção que será colocado como um tema em aberto.

A seguir é apresentado o caso do perfil NACA65-(12)10. Como no caso anterior, a distribuição de pressões, Figura 5.2(a), foi calculada com base na distância do ajuste de Gostelow, e nas outras pelo ponto de separação obtido da camada limite.

Importante destacar, na Figura 5.2(e), que o modelo é capaz de prever com boa precisão o valor da pressão de base, juntamente aos valores de deflexão máximos do escoamento na grade, Figura 5.2(f).

Nas Figuras 5.3 (a),(b) e (c), perfil NACA65-(08)10, verifica-se a influência da injeção de vazão para pequenos ângulos de ataque, onde, pequenas regiões de pressão constante do lado de sucção do perfil provocam a diminuição do valor da circulação efetiva, resultando em valores mais reais da deflexão da grade, (ver Figura 5.3 f). Nota-se que, o perfil NACA65-(08)10, foi aquele para o qual a metodologia melhor representou os resultados

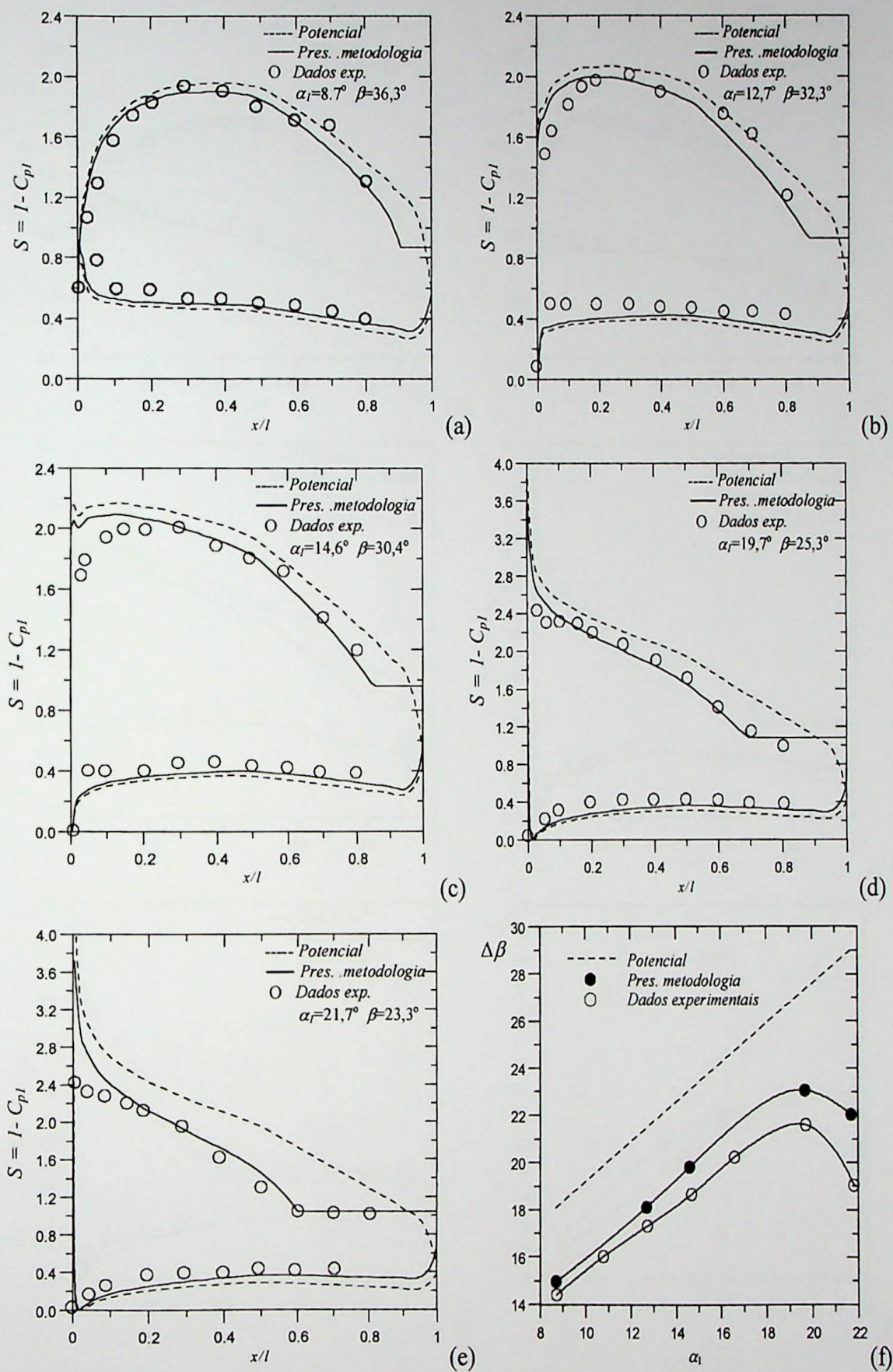
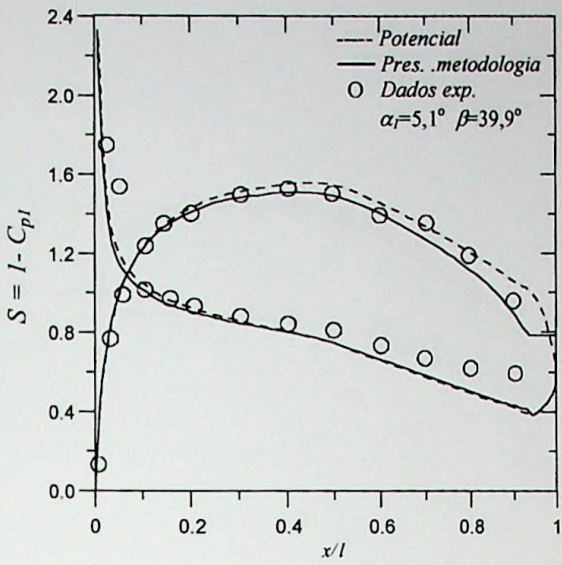
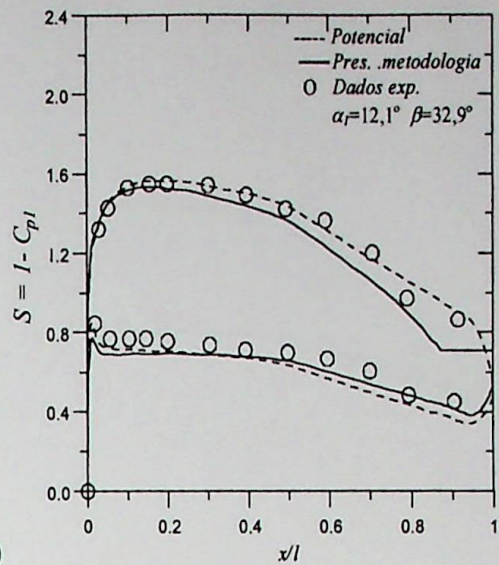


Figura 5.1.- Distribuição de pressões e deflexão da grade, perfil NACA65-(18)10, $\beta_1 = 45^\circ$

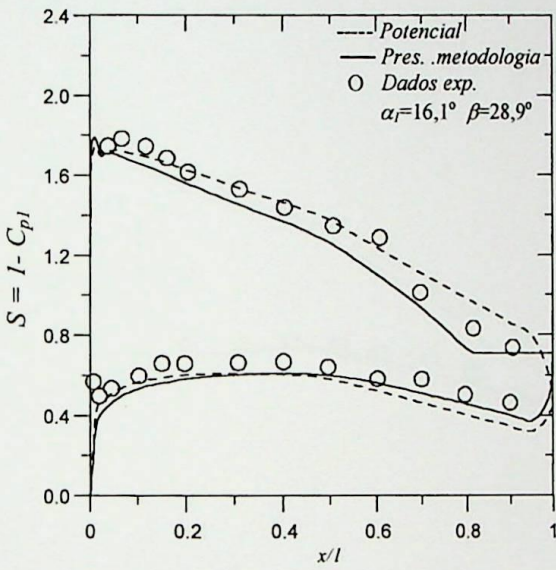
$$\lambda = 0,5 \quad Re = 3,54 \times 10^5$$



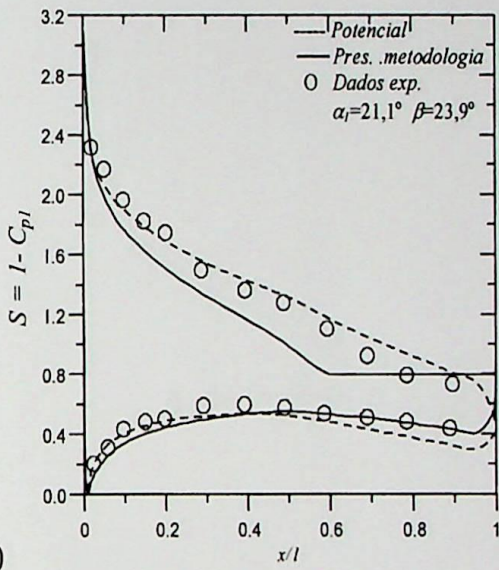
(a)



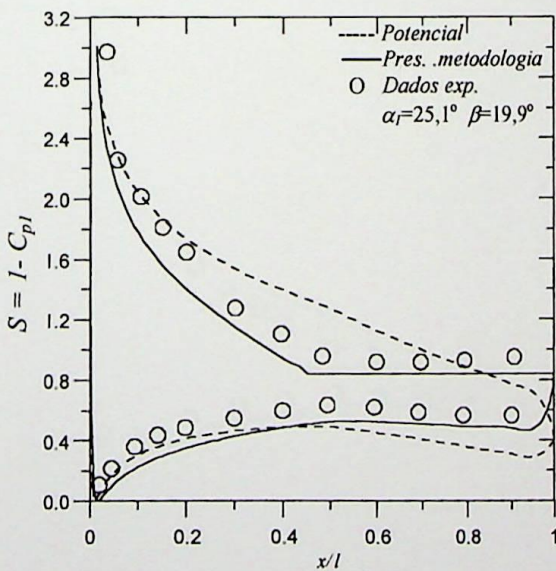
(b)



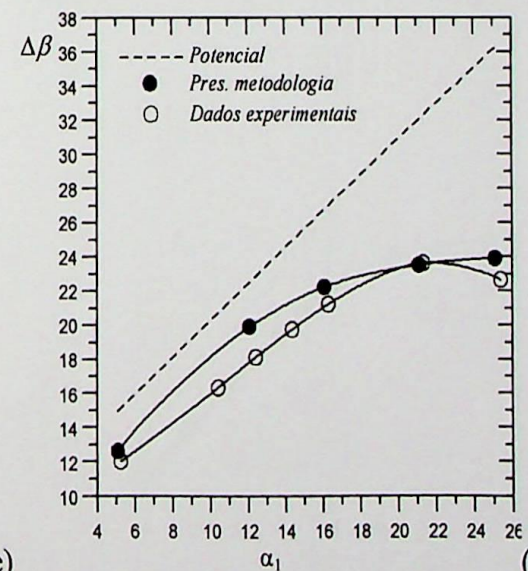
(c)



(d)



(e)



(f)

Figura 5.2.- Distribuição de pressões e deflexão da grade, perfil NACA65-(12)10, $\beta_1=45^\circ$

$\lambda=1,0$ $Re=3,54 \times 10^5$



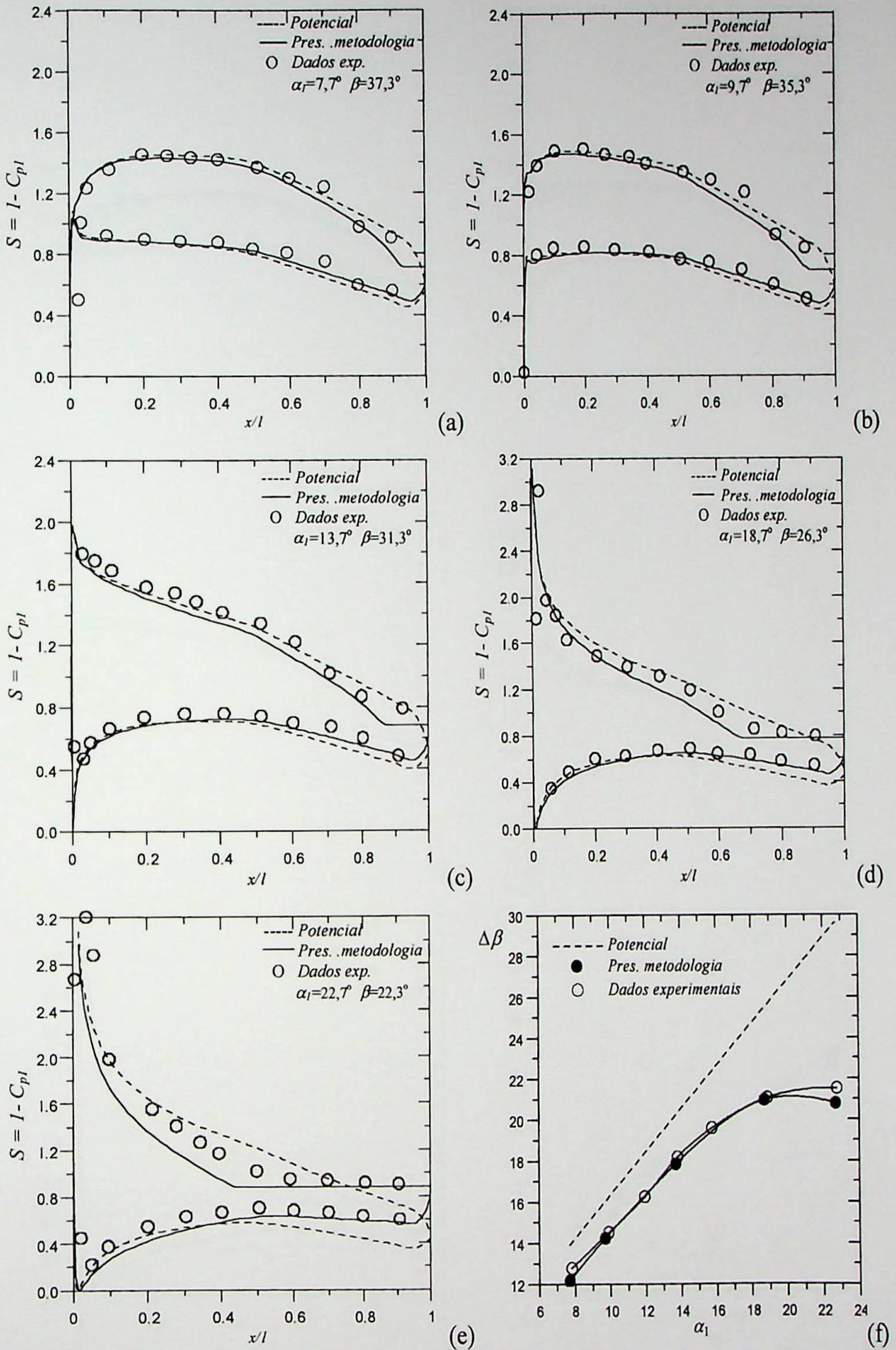


Figura 5.3.- Distribuição de pressões e deflexão da grade, perfil NACA65-(08)10, $\beta_1=45^\circ$

$$\lambda=1,0 \quad Re=3,54 \times 10^5$$

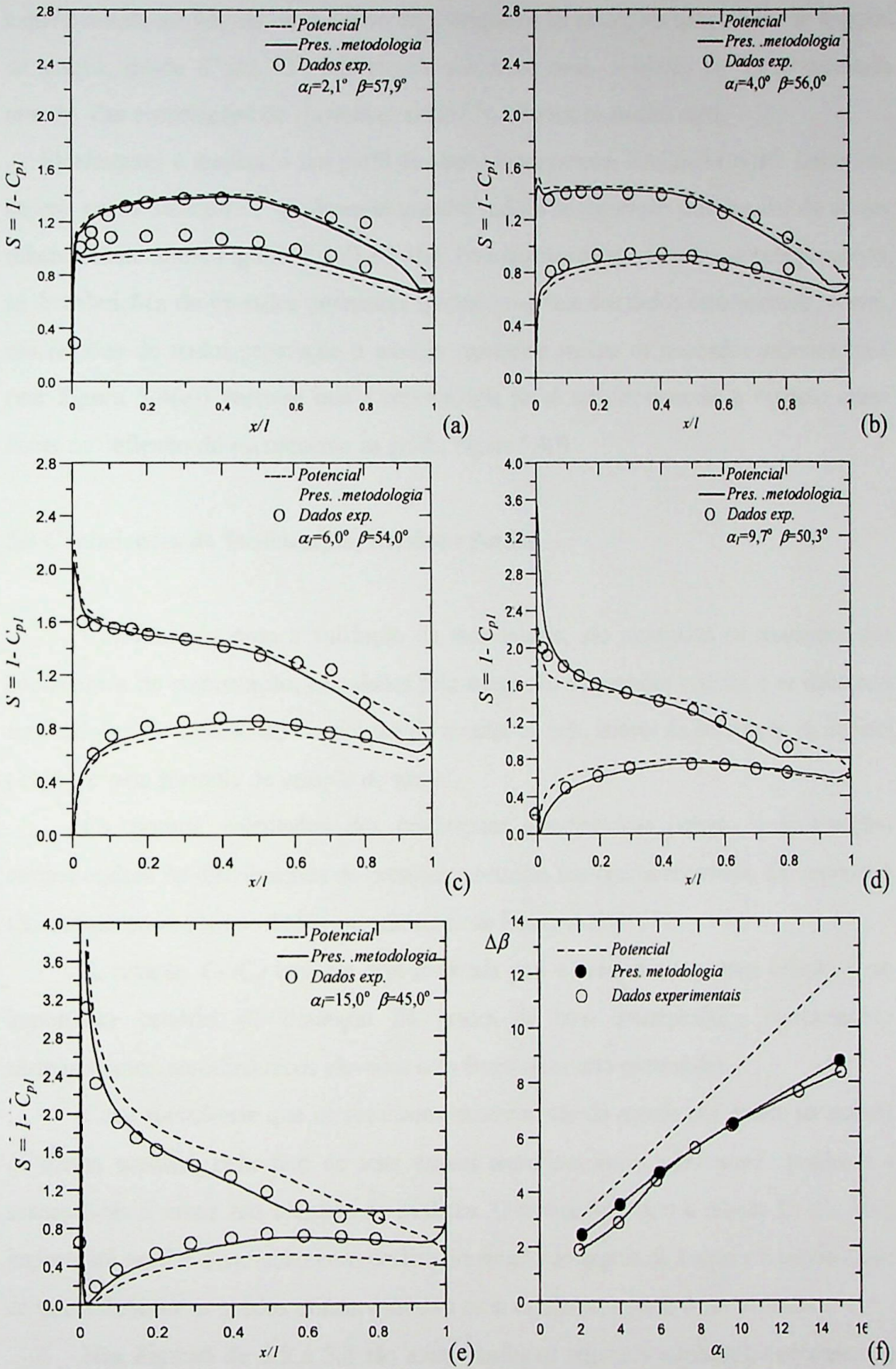


Figura 5.4.- Distribuição de pressões e deflexão da grade, perfil NACA65-(04)10, $\beta_1=60^\circ$

$$\lambda=0,5 \quad Re=3,54 \times 10^5$$

experimentais do ângulo de deflexão do escoamento na grade, em toda a faixa de ângulos de ataque, desde 8° até 23° . Isto sugere que, nesse caso, a injeção de vazão calculada através das correlações de Hayashi et al (1977), ocorreu na medida certa.

Finalmente, é analisado um perfil de pouco arqueamento, NACA65-(04)10. Como nos demais casos anteriores, verificam-se grandes regiões de separação para ângulos de ataque relativamente altos, Figuras 5.4(d) e 5.4(e). Para ângulos de ataque relativamente pequenos, as distribuições de pressões potenciais aproximam-se bem dos dados experimentais, porém, nas regiões de maior separação o modelo representa melhor os resultados experimentais, (ver Figura 5.4(e)) Nota-se que a metodologia prevê satisfatoriamente a variação quase linear na deflexão do escoamento na grade, Figura 5.4(f).

5.4 Coeficientes de Sustentação, Arrasto e Perdas.

Continuando com a validação da metodologia, são mostrados os resultados dos coeficientes de sustentação, calculados pela integração de pressões e atrito, e as diferentes modalidades de cálculo do coeficiente de arrasto, ou seja, através da correlação de Speidel (1954) e pela fórmula de *injeção de vazão*.

Os pontos calculados dos coeficientes aerodinâmicos (arrasto e sustentação) correspondem às distribuições de pressões mostradas nas figuras anteriores. Os resultados são comparados com os dados experimentais de Emery et al (1957).

A relação C_l/C_d também será mostrada pois o valor máximo dessa relação é um importante critério de definição de grades de bom desempenho, representando carregamentos aerodinâmicos elevados com forças de arrasto controladas.

Cabe mencionar que os resultados experimentais do arrasto não devem ser aceitos de forma acrítica, pelo fato de seus valores numéricos serem relativamente pequenos e susceptíveis a erros nas técnicas de medição. O mesmo vale para a relação C_l/C_d . Mais importante aqui é a variação comparativa em função do ângulo de ataque e a possibilidade de se estabelecer as grades ótimas com uma certa confiança, a partir dessa variação.

Nas Figuras de 5.5 a 5.8 são apresentados os seguintes resultados: coeficiente de sustentação C_l , coeficientes de arrasto $C_d^{(2)}$ (segundo Speidel) e o coeficiente de arrasto obtido segundo a fórmula de injeção de vazão $C_d^{(3)}$. Na parte superior do gráfico, tem-se os diferentes valores de $C_l/C_d^{(2)}$ e $C_l/C_d^{(3)}$, comparados com os dados experimentais

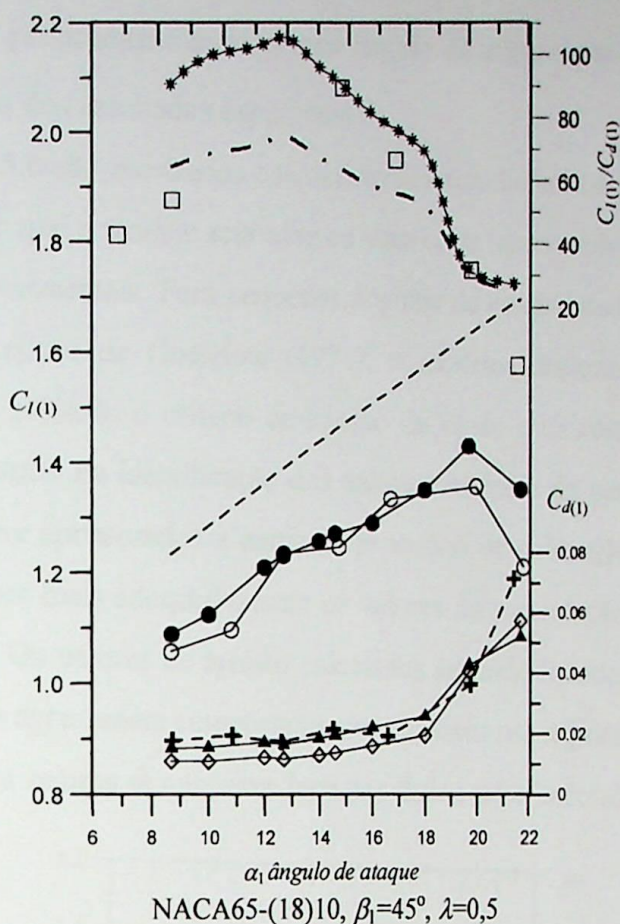


Figura 5.5.- Coeficientes de sustentação e arrasto: --- $C_{l(1)}$ potencial, -○- $C_{l(1)}$ experimental, -●- Pres. metodologia, --+-- C_d experimental, -▲- $C_d^{(2)}$ (Speidel), -◇- $C_d^{(3)}$ (Inj. de fluido), □ C_l/C_d experimental, --- $C_l/C_d^{(2)}$, -*- $C_l/C_d^{(3)}$

(Emery et al 1957). De forma ilustrativa são apresentados os valores de sustentação calculados a partir do modelo potencial, verificando-se grande afastamento dos dados experimentais, como já era esperado.

Na Figura 5.5, são mostrados os coeficientes aerodinâmicos para o perfil NACA65-(18)10. Observa-se que o modelo é capaz de prever satisfatoriamente a situação de “stall” para um ângulo de ataque próximo de 20° , correspondendo aos valores máximos de sustentação. Nas curvas do arrasto, verifica-se que os valores calculados segundo Speidel (1954), $C_d^{(2)}$, e pela fórmula de injeção de vazão, $C_d^{(3)}$, têm comportamentos similares, porém o arrasto segundo Speidel aproxima-se mais dos dados experimentais, sobretudo na região de baixos ângulos de ataque. Os correspondentes valores máximos de $C_l/C_d^{(2)}$ e

$C_l/C_d^{(3)}$ ocorrem praticamente num mesmo ângulo de ataque, porém os valores $C_l/C_d^{(2)}$ aproximam-se mais dos resultados experimentais.

Na Figura 5.6 são mostrados os coeficientes aerodinâmicos para o perfil NACA65-(12)10. Observa-se que o modelo reproduz os valores da sustentação com boa aproximação dos resultados experimentais. Para pequenos ângulos de ataque, onde a injeção de vazão é dada a partir do ajuste de Gostelow (1974), o modelo funciona adequadamente. Nos ângulos maiores é utilizado o critério de injeção de vazão e os resultados são igualmente satisfatórios, sobretudo na identificação dos valores máximos da sustentação. Todavia, os valores poderiam ser aprimorados a partir de processos de calibração da vazão de injeção de forma a satisfazer mais adequadamente os valores da sustentação para toda a faixa de ângulos de ataque. Os valores de arrasto calculados segundo Speidel e segundo a fórmula da *injeção de vazão* apresentam comportamentos similares nas regiões de baixos ângulos de ataque. Nenhum dos valores se aproxima bem dos dados experimentais na região do "stall".

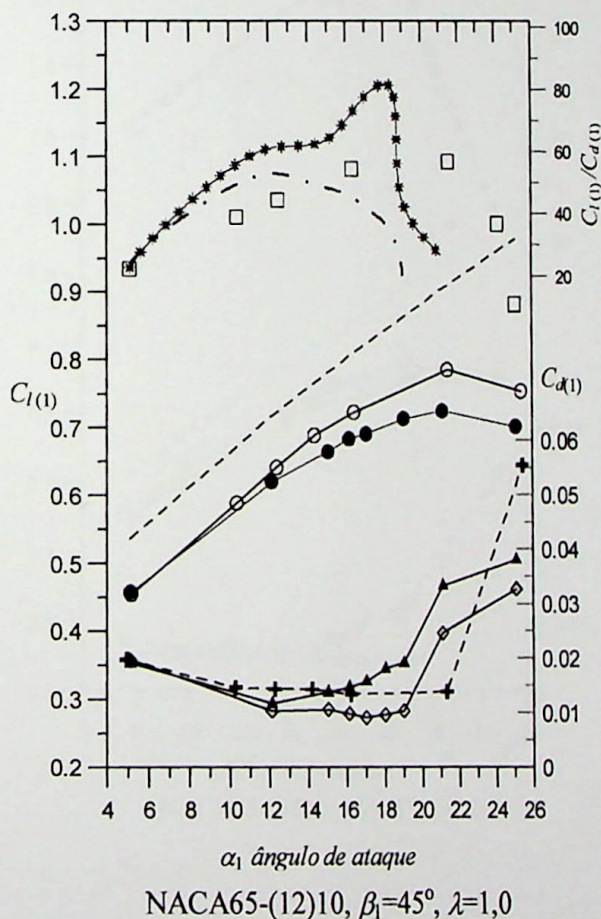


Figura 5.6.- Coeficientes de sustentação e arrasto: --- $C_l(1)$ potencial, -○- $C_l(1)$ experimental, -●- Pres. metodologia, --+-- C_d experimental, -▲- $C_d^{(2)}$ (Speidel), -◇- $C_d^{(3)}$ (Inj. de fluido), □ C_l/C_d experimental, --- $C_l/C_d^{(2)}$, -*- $C_l/C_d^{(3)}$

Nas Figuras 5.7 e 5.8, mostram-se os resultados dos coeficientes aerodinâmicos dos perfis de menor arqueamento, NACA65-(08)10 e NACA65-(04)10. Verifica-se a boa concordância do coeficiente de sustentação em toda a faixa de ângulos de ataque. Os valores de arrasto calculados pela correlação de Speidel e pela fórmula de *injeção de vazão* aproximam-se dos dados experimentais na faixa de pequenos ângulos de ataque. Para ângulos maiores, a fórmula de injeção de vazão tende a subestimar o valor do arrasto. Por isso, os valores máximos da relação $C_l/C_d^{(3)}$ tendem a ocorrer para ângulos mais próximos do "stall" que os valores de $C_l/C_d^{(2)}$. Na Figura 5.7, os valores máximos de $C_l/C_d^{(2)}$ são mais próximos dos experimentais que os valores de $C_l/C_d^{(3)}$, ao passo que, na Fig. 5.8, a situação se inverte.

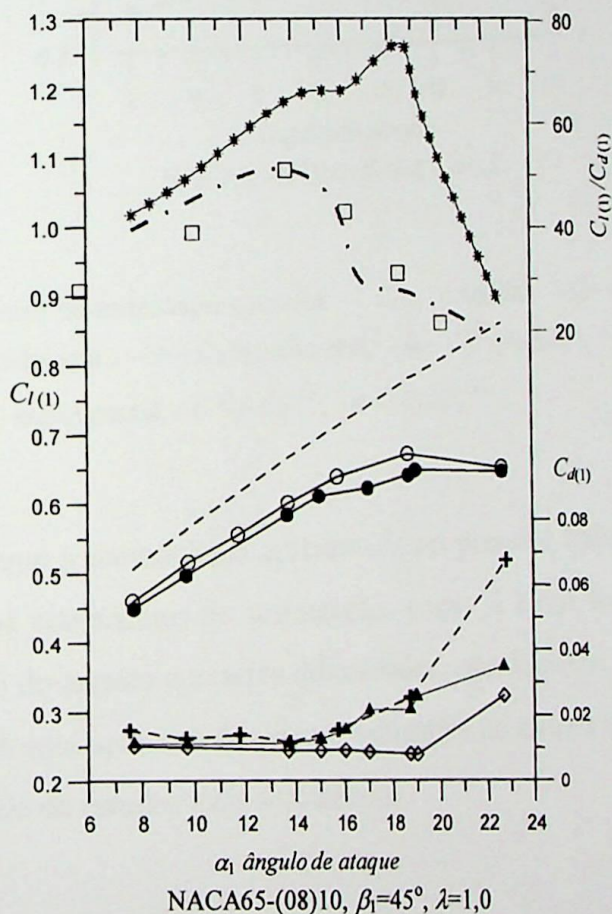


Figura 5.7.- Coeficientes de sustentação e arrasto: --- $C_{l(1)}$ potencial, -○- $C_{l(1)}$ experimental, -●- Pres. metodologia, --+-- C_d experimental, -▲- $C_d^{(2)}$ (Speidel), -◇- $C_d^{(3)}$ (Inj. de fluido), □ C_l/C_d experimental, --- $C_l/C_d^{(2)}$, -*- $C_l/C_d^{(3)}$

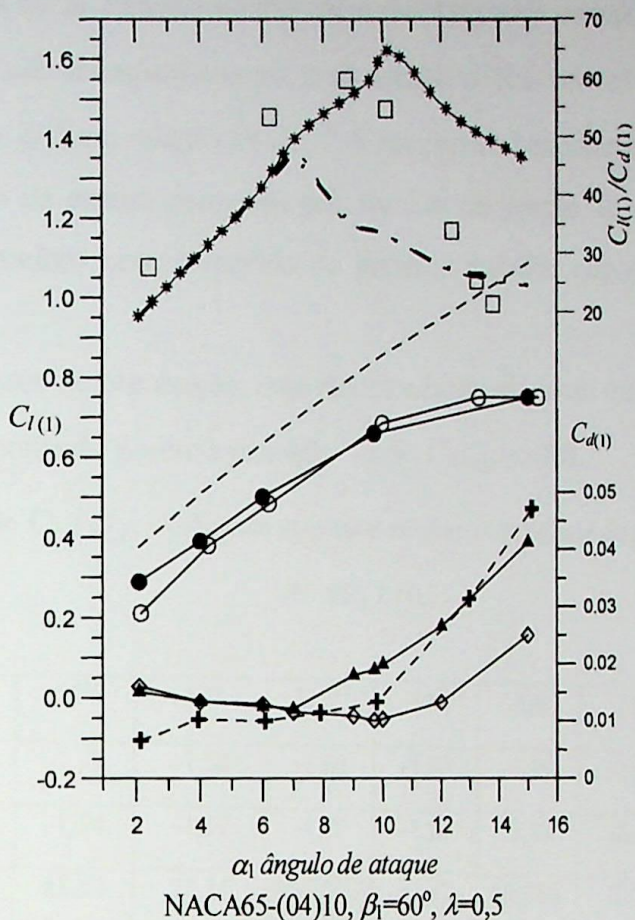


Figura 5.8.- Coeficientes de sustentação e arrasto: --- $C_{l(1)}$ potencial, -○- $C_{l(1)}$ experimental, -●- Pres. metodologia, --+-- C_d experimental, -▲- $C_d^{(2)}$ (Speidel), -◇- $C_d^{(3)}$ (Inj. de fluido), □ C_l/C_d experimental, --- $C_l/C_d^{(2)}$, -*- $C_l/C_d^{(3)}$

Conclui-se que a metodologia apresentada no presente trabalho é capaz de prever satisfatoriamente os coeficientes de sustentação, como já havia feito com os ângulos de deflexão. O cálculo do arrasto apresenta dificuldades consideráveis. A comparação entre os dois procedimentos aqui apresentados para a estimativa de arrasto ainda não é conclusiva e sugere a necessidade de estudos mais sistemáticos.

5.5 Coeficiente de Pressão Mínimo e Coeficiente de Perdas Mínimas

Nesta seção, pretende-se fazer uma análise de três critérios usados para a verificação do desempenho das grades, isto é, o valor máximo da relação C_l/C_d , o coeficiente de pressão mínimo e o coeficiente de perdas mínimo.

Os valores de $\bar{\omega}$ mínimo acompanham razoavelmente os valores máximos de C_l/C_d , havendo porém, um acompanhamento mais favorável dos valores de $\bar{\omega}^{(3)}$ em relação a $C_l/C_d^{(3)}$ do que de $\bar{\omega}^{(2)}$ em relação a $C_l/C_d^{(2)}$. Uma provável explicação para isso seria que o cálculo do arrasto da esteira descolada pela fórmula de injeção de vazão qualitativamente compatibiliza-se melhor com o modelo do presente trabalho que a fórmula empírica de Speidel.

Em processos de otimização, uma recomendação plausível seria utilizar o critério de $\bar{\omega}^{(3)}$ mínimo, respeitando porém a restrição $-1,6 < C_{p-\min} < -2,0$.

Tabela 5.5.- Relação C_l / C_d , Coeficiente de pressão mínimo e coeficiente de perdas. NACA65-(18)10

$$\beta_1 = 45^\circ, \lambda = 0,5$$

| α_1 | 8,7° | 10° | 12° | 12,7° | 14° | 14,6° | 16° | 18° | 19,7° |
|--------------------------|---------|---------|----------|---------|---------|---------|---------|---------|---------|
| $C_{p-\min}$ | -1,33 | -1,39 | -1,58 | -1,62 | -1,64 | -1,69 | -2,09 | -3,07 | -3,70 |
| $C_{p-\min(\text{pot})}$ | -1,49 | -1,54 | -1,67 | -1,72 | -1,84 | -1,89 | -2,48 | -3,61 | -4,73 |
| $C_l/C_d^{(2)}$ | 64,39 | 68,54 | 72,11 | 74,13 | 67,62 | 65,066 | 58,5 | 52,37 | 30,59 |
| $\bar{\omega}^{(2)}$ | 0,00963 | 0,00982 | 0,01073 | 0,01034 | 0,01154 | 0,01211 | 0,01372 | 0,01585 | 0,02636 |
| $C_l/C_d^{(3)}$ | 90,65 | 99,42 | 103,47 | 105,65 | 96,45 | 92,67 | 81,40 | 69,51 | 32,23 |
| $\bar{\omega}^{(3)}$ | 0,00698 | 0,00693 | 0,006850 | 0,00726 | 0,00809 | 0,00856 | 0,00986 | 0,01194 | 0,02310 |

Tabela 5.6.- Relação C_l / C_d , Coeficiente de pressão mínimo e coeficiente de perdas. NACA65-(12)10,

$$\beta_1 = 45^\circ, \lambda = 1,0$$

| α_1 | 5,1° | 12,1° | 15° | 16,1° | 17° | 18° | 19° | 21° |
|--------------------------|---------|---------|---------|---------|---------|---------|---------|---------|
| $C_{p-\min}$ | -2,54 | -0,97 | -1,15 | -1,36 | -1,59 | -1,9382 | -2,12 | -3,01 |
| $C_{p-\min(\text{pot})}$ | -2,87 | -1,08 | -1,26 | -1,41 | -1,73 | -2,33 | -2,50 | -3,22 |
| $C_l/C_d^{(2)}$ | 23,99 | 53,07 | 48,38 | 46,18 | 42,00 | 38,12 | 37,26 | 19,89 |
| $\bar{\omega}^{(2)}$ | 0,02381 | 0,01257 | 0,0135 | 0,01435 | 0,01516 | 0,0220 | 0,02068 | 0,03563 |
| $C_l/C_d^{(3)}$ | 23,21 | 60,06 | 62,68 | 69,34 | 76 | 90,90 | 80,00 | 43,91 |
| $\bar{\omega}^{(3)}$ | 0,02263 | 0,0100 | 0,09539 | 0,00898 | 0,00959 | 0,0092 | 0,0102 | 0,01917 |

Nas Tabelas de 5.5 a 5.8, são mostrados os valores do coeficiente de pressão mínimo $C_{p-\min}$, do coeficiente de pressão mínimo potencial $C_{p-\min,pot}$, de $C_l/C_d^{(2)}$, $C_l/C_d^{(3)}$ e dos coeficientes de perdas $\bar{w}^{(2)}$ e $\bar{w}^{(3)}$. Os valores máximos de C_l/C_d estão sombreados.

A Tabela 5.5 corresponde ao caso de perfil NACA65-(18)10, da Figura 5.5. Verifica-se que os valores máximos de $C_l/C_d^{(2)}$ e $C_l/C_d^{(3)}$ ocorrem praticamente na mesma situação, correspondendo a um $C_{p-\min} = -1,62$, em $\alpha_1 = 12,7^\circ$. Trata-se de um valor dentro da faixa considerada adequada, $-1,6 < C_{p-\min} < -2,0$. Observa-se que o valor mínimo do coeficiente de perdas $\bar{w}^{(2)}$ ocorre em $\alpha_1 = 8,7^\circ$, enquanto o de $\bar{w}^{(3)}$ ocorre em $\alpha_1 = 12^\circ$, mais próximo do correspondente valor máximo de C_l/C_d . Deve-se notar que os valores do coeficiente de pressão mínimos potenciais sempre são menores que os obtidos pela presente metodologia.

A Tabela 5.6 corresponde ao caso de perfil NACA65-(12)10, da Figura 5.6. Verifica-se que o valor máximo de $C_l/C_d^{(2)}$ corresponde a um coeficiente de pressão mínimo, $C_{p-\min} = -0,97$, para $\alpha_1 = 12,1^\circ$, ficando muito acima da faixa recomendada; já o valor de $C_l/C_d^{(3)}$ ocorre com um valor de $C_{p-\min} = -1,93$, para $\alpha_1 = 18^\circ$, dentro da faixa. Nesse caso, os valores mínimos de ambos os coeficiente de perdas $\bar{w}^{(2)}$ e $\bar{w}^{(3)}$ corresponderam aos valores máximos de $C_l/C_d^{(2)}$ e $C_l/C_d^{(3)}$, respectivamente.

A Tabela 5.7 corresponde ao caso de perfil NACA65-(08)10, da Figura 5.7. O valor máximo de $C_l/C_d^{(2)}$ ocorre com um valor adequado de $C_{p-\min} = -1,60$; por outro lado, o valor máximo de $C_l/C_d^{(3)}$ corresponde a um valor inapropriado de $C_{p-\min} = -3,60$, que resultaria em projetos de pás muito carregadas, com fortes regiões de separação.

A Tabela 5.8 corresponde ao caso de perfil NACA65-(04)10, da Figura 5.8. Verifica-se, novamente, que a máxima relação $C_l/C_d^{(2)}$ corresponde a um valor adequado de $C_{p-\min} = -1,82$, enquanto o valor máximo de $C_l/C_d^{(3)}$ corresponde a perfis um pouco mais carregados, $C_{p-\min} = -2,77$. Note-se que, para perfis pouco arqueados, pequenas variações do ângulo de ataque produzem grandes variações de carregamento, isto é, no valor de $C_{p-\min}$. Nesse caso, os valores mínimos do coeficiente de perdas corresponderam aos valores máximos de C_l/C_d .

Conclui-se que, para grades com perfis mais arqueados, há uma tendência favorável ao uso de $C_l/C_d^{(3)}$ máximo como critério de desempenho em relação ao uso de $C_l/C_d^{(2)}$. Mas a tendência se inverte para perfis menos arqueados.

Tabela 5.7.- Relação C_l / C_d , Coeficiente de pressão mínimo e coeficiente de perdas. NACA65-(08)10,

$$\beta_1 = 45^\circ, \lambda = 1,0$$

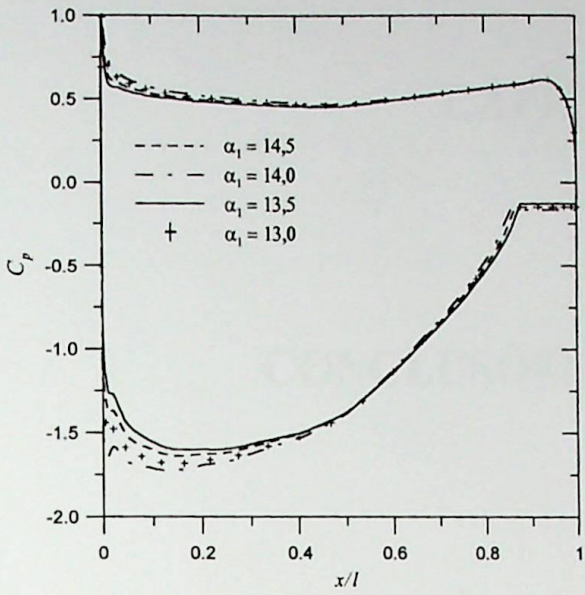
| α_1 | $7,7^\circ$ | $9,7^\circ$ | $13,7^\circ$ | 15° | 16° | 17° | $18,5^\circ$ | 19° |
|--------------------------|-------------|-------------|--------------|------------|------------|------------|--------------|------------|
| $C_{p-\min}$ | -0,71 | -0,79 | -1,60 | -1,97 | -2,35 | -2,75 | -3,60 | -3,76 |
| $C_{p-\min(\text{pot})}$ | -0,76 | -0,84 | -1,53 | -1,20 | -2,38 | -2,79 | -3,54 | -3,70 |
| $C_l/C_d^{(2)}$ | 39,23 | 44,20 | 51,00 | 48,37 | 39,37 | 28,42 | 27,71 | 25,00 |
| $\bar{\omega}^{(2)}$ | 0,01443 | 0,01438 | 0,01436 | 0,01147 | 0,01133 | 0,02679 | 0,02685 | 0,02787 |
| $C_l/C_d^{(3)}$ | 42,08 | 45,08 | 63,95 | 66,32 | 66,15 | 69,66 | 75,07 | 70,08 |
| $\bar{\omega}^{(3)}$ | 0,0137 | 0,01306 | 0,01145 | 0,01147 | 0,01133 | 0,01093 | 0,01028 | 0,01142 |

Tabela 5.8.- Relação C_l / C_d , Coeficiente de pressão mínimo e coeficiente de perdas. NACA65-(04)10,

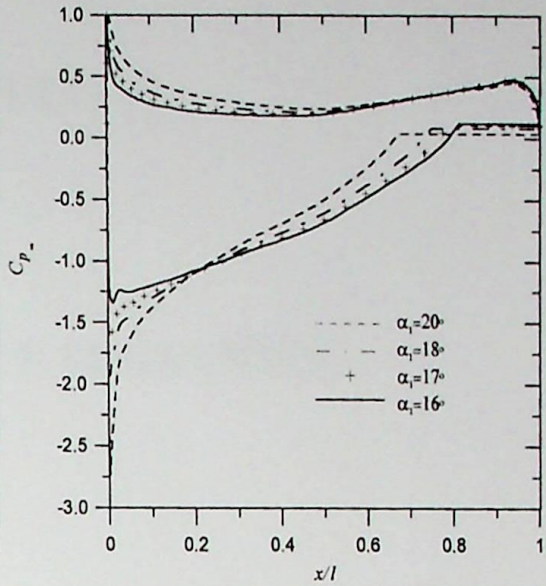
$$\beta_1 = 45^\circ, \lambda = 0,5$$

| α_1 | $2,1^\circ$ | 4,0 | $6,0^\circ$ | 7° | 9° | 12° | 13° |
|--------------------------|-------------|---------|-------------|-----------|-----------|------------|------------|
| $C_{p-\min}$ | -0,48 | -0,61 | -1,35 | -1,82 | -2,77 | -4,82 | -5,61 |
| $C_{p-\min(\text{pot})}$ | -0,53 | -0,72 | -1,56 | -2,07 | -3,38 | -6,09 | -7,32 |
| $C_l/C_d^{(2)}$ | 19,26 | 30,04 | 41,24 | 47,23 | 34,66 | 27,84 | 24,46 |
| $\bar{\omega}^{(2)}$ | 0,01459 | 0,01278 | 0,011768 | 0,001125 | 0,016630 | 0,02412 | 0,028331 |
| $C_l/C_d^{(3)}$ | 19,27 | 30,04 | 41,24 | 49,35 | 57,45 | 55,83 | 46,06 |
| $\bar{\omega}^{(3)}$ | 0,01459 | 0,01278 | 0,01176 | 0,01077 | 0,0100 | 0,01203 | 0,0215 |

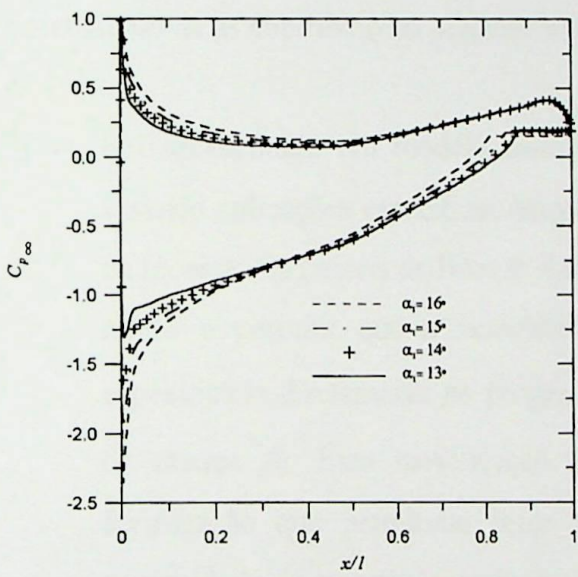
Finalmente, na Figura 5.9 são mostradas algumas distribuições de pressões para diferentes ângulos de ataque, com valores de $C_{p-\min}$ dentre a faixa apropriada segundo o critério estabelecido no trabalho. Nesta pode-se verificar que em todas as situações as grades operam com separação em torno de 15 até 25% da corda, como era de se esperar, corroborando com os estudos de Lieblein (1959) e Schlichting (1959).



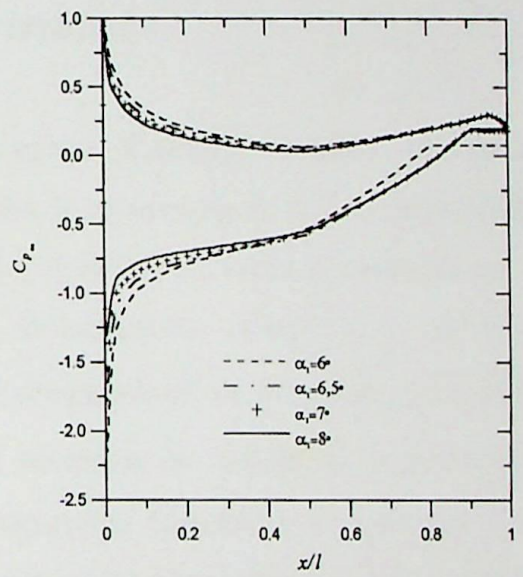
(a) NACA 65-(18)10



(b) NACA65-(12)10



(c) NACA 65-(08)10



(d) NACA65-(04)10

Figura 5.9.- Distribuição de pressões para ângulos de ataque próximos do $C_{p\text{-min}}$

CAPÍTULO VI

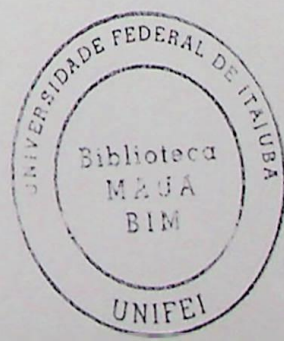
CONCLUSÕES E SUGESTÕES.

Serão apresentadas neste item as principais conclusões extraídas do trabalho, sintetizando-se as contribuições julgadas mais importantes.

- Foi apresentado um modelo mais completo de interação viscosa / não-viscosa, visando aplicações específicas em grades de turbomáquinas. A formulação baseada na técnica dos painéis de Hess & Smith (1966) foi modificada sistematicamente de modo a permitir que a velocidade do escoamento na entrada da grade seja especificada diretamente no programa computacional em magnitude, W_1 e ângulo de ataque β_1 . Essa modificação foi necessária no sentido de apresentar uma formulação que permitisse fazer comparações com dados experimentais sem necessidade de recorrer a processos iterativos para determinar a direção e o sentido da velocidade W_1 desejados: a técnica dos painéis clássica de Hess & Smith foi em princípio, desenvolvida para tratar o escoamento em perfis isolados na aerodinâmica de vôo, onde adota-se o ângulo de ataque α_∞ , medido com relação a corda do perfil, e W_∞ para o cálculo das distribuições de singularidades.
- Foi realizada uma extensão do método de Hess & Smith (1966), de forma a simular os efeitos viscosos do escoamento em grades, através da modificação na condição de contorno, pela injeção de vazão e de velocidades de transpiração de camada limite. Dessa forma, foi possível obter um amplo campo de operação da grade, isto é, para grandes e pequenos ângulos de ataque. A condição clássica de Kutta, que

exige que o escoamento não contorne o perfil no bordo de fuga foi modificada de maneira a exigir que a velocidade no ponto de separação fosse igual à velocidade no bordo de fuga do lado de pressão, obtendo-se as intensidades de vórtices e a pressão na base. O modelo conduziu a resultados satisfatórios para as distribuições de pressões, ângulos de deflexão da grade, coeficientes de sustentação e arrasto, sobretudo na região próxima do “stall”. A interação viscosa /não-viscosa mostrou-se eficaz com emprego de técnicas de relaxação nas velocidades normais de transpiração.

- Foi proposto um procedimento empírico para ajustar os resultados das distribuições de pressões para pequenos ângulos de ataque, nas situações que não é detectada a separação da camada limite. Isto foi feito através da injeção de vazão calculada segundo o critério de ajuste de Gostelow (1984), baseado no fator de difusão de Lieblein (1959) como parâmetro de carregamento aerodinâmico, resultando no aparecimento de uma pequena esteira de separação de pressão constante.
- Foi feita uma abordagem mais detalhada em relação a diferentes métodos para o cálculo do arrasto, sendo um destes desenvolvido no próprio trabalho, baseado na injeção de vazão e na velocidade de separação para o cálculo do coeficiente de arrasto de forma na região descolada. Foi possível, por outro lado, através da obtenção da espessura da quantidade de movimento de camada limite e da velocidade de separação, calcular o arrasto total com base na formulação de Speidel (1954) e Schlichting (1959) incluindo-se os efeitos da separação. Com base nesse coeficiente de arrasto determinou-se a relação sustentação/arrasto.
- De forma a validar e aplicar a metodologia proposta no projeto de grades de turbomáquinas, foram analisados os critérios de coeficiente de pressão mínimo, o coeficiente de perdas mínimo e a relação sustentação/arrasto máximo para o cálculo do desempenho nas grades. Constatou-se que os critérios são satisfeitos em situações onde se tem descolamentos positivos próximos do bordo de fuga, em aproximadamente 15% a 20% da corda. Esse resultado era esperado, como foi evidenciado por outros pesquisadores, tais como Lieblein (1965) e Schlichting (1959), que indicavam que as grades das turbomáquinas axiais frequentemente operam na sua condição ótima com significativas regiões de descolamentos positivos.



- A metodologia de cálculo do escoamento em grades apresentada neste trabalho, baseada em formulações integrais de contorno, tem como vantagem o baixo custo computacional em relação aos métodos de discretização do campo do escoamento baseados na construção de malhas de campo para a solução das equações de Navier Stokes completas. Esses modelos mais avançados, sem dúvida, podem ser fisicamente mais realísticos e apresentar provavelmente melhores resultados, porém a um custo computacional relativamente alto. Nesse sentido o presente modelo, serve de ferramenta de baixo custo na definição inicial do projeto de grades de turbomáquinas.

Neste ponto é importante destacar que a metodologias apresentadas para o cálculo do arrasto e coeficientes de perdas, não são conclusivas. De igual forma pode verificar-se que muitos programas computacionais comerciais, baseados nas equações de Navier Stokes (CFD), tem dificuldades consideráveis para determinar corretamente o valor do arrasto, especialmente tratando-se de grades. Entre tanto, apresentou-se dos metodologias alternativas para o cálculo do arrasto, com base na espessura de quantidade de movimento da camada limite e a injeção de vazão na região de descolamento.

Serão apresentadas a seguir algumas sugestões para trabalhos futuros, objetivando o desenvolvimento de metodologias que possam ser aplicadas efetivamente no dimensionamento de máquinas de fluxo axial. Serão destacadas situações em que seja possível estender adequadamente a metodologia desenvolvida no presente trabalho.

- Numa próxima etapa, pretende-se implantar o modelo numérico desenvolvido neste trabalho, dentro um algoritmo de otimização, de forma a atender algumas funções objetivo pré- estabelecidas, como a relação máxima entre sustentação / arrasto ou o coeficiente de perdas mínimo. Seriam fixados, por exemplo, as direções do escoamento na entrada e saída da grade, ficando o arqueamento, espaçamento e ângulo de montagem das pás como parâmetros a serem otimizados a partir do algoritmo de busca.

Posteriormente, seriam construídos diversos rotores axiais para serem testados num banco de ensaios de ventiladores axiais, de forma a quantificar a validade do modelo. Paralelamente, seria realizada a avaliação comparativa entre os critérios do coeficiente de pressão mínimo e do coeficiente de perdas mínimo, com

o objetivo de verificar qual faixa de $C_{p-\min}$ seria adequada para os rotores otimizados.

- No que se refere à modelagem das regiões de separação, a injeção de vazão deve ser calibrada a partir de análises estatísticas de forma a obter-se ajustes com respeito à geometria e razão de solidez da grade, procurando reproduzir os coeficientes aerodinâmicos e a deflexão do escoamento como melhor precisão. Deve-se lembrar que a quantificação da injeção de vazão foi baseada em correlações teóricas e experimentais para perfis isolados. Alguns dos coeficientes da correlação de regressão linear (Eq 3.7) podem ser modificados a partir de uma análise estatística, de forma a que a quantidade de vazão injetada seja específica para o caso de grades.
- Uma crítica mais atenta da metodologia, indica que a injeção de vazão fictícia viola a equação da continuidade nos canais entre as pás, sendo necessário introduzir sumidouros em certas posições após a grade, de forma a absorver o fluxo dado pela injeção de vazão. Desta forma, seria satisfeita a equação da continuidade. Nesse sentido, os estudos futuros deverão considerar este fato e estudar critérios para a intensidade adequada desses sumidouros. Como o presente trabalho, em princípio concentra-se nas análises do projeto de rotores axiais de turbomáquinas, pode-se considerar o modelo empregado apropriado, embora ainda carente de aprimoramentos.
- O modelo baseado na técnica de Hess & Smith (1966), poderá ser estendido para o cálculo do escoamento em multielementos de asa, como é o caso dos “slats” e “flaps”. Nesses casos, a matriz dos coeficientes de influência deverá ser modificada de forma a considerar a influência dos elementos vizinhos e as auto influencias de cada um deles. As regiões de separação poderão ser modelada a partir da injeção de vazão dada pela relação de Hayashi e Endo (1977b). Cabe mencionar que Hayashi e Endo aplicou o método de injeção de vazão para o cálculo do escoamento em multielementos empregando um modelo potencial baseado em distribuições lineares de vórtices e distribuições uniformes de fontes.
- A metodologia poderá ser estendida para as análises de projeto inverso de grades. Isto seria feito a partir da determinação de uma certa distribuição requerida de velocidades obtida de cálculos inversos de camada limite, com critérios definidos para tratar as regiões do bordo de ataque e de fuga. Seriam introduzidas as

velocidades de transpiração e a injeção de vazão, de forma a considerar as regiões de separação da camada limite. Através da implementação da solução do problema inverso, como por exemplo baseado no trabalho de Murugesan e Rally (1969), seria possível a obtenção de uma geometria capaz de operar com escoamentos descolados próximos ao bordo de fuga.

Com base nos critérios de desempenho de grades disponíveis na literatura as grades dimensionadas com o método inverso seriam avaliadas quanto sua eficiência, em comparação com as grades de perfis padronizados.

- A construção de uma bancada de ensaios para ventiladores axiais teria como finalidade a determinação das distribuições de pressões nos diferentes perfis obtidos a partir dos cálculos camada limite e potencial, para desta forma validar experimentalmente uma nova metodologia de projeto inverso de rotores axiais. A construção de um banco desse tipo seria de suma importância para a validação de diversas metodologias de projetos diretos e inversos, bem como na avaliação das influências dos efeitos não-inerciais.
- Finalmente deverá o modelo ser estendido de maneira a considerar os efeitos de compressibilidade. Para aplicações em compressores axiais nos sistemas de geração e propulsão.



APÊNDICE A

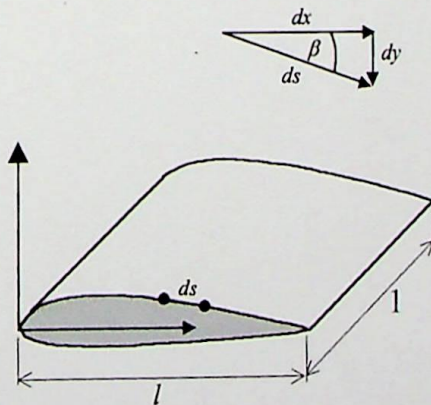
CÁLCULO DOS COEFICIENTE DE SUSTENTAÇÃO E ARRASTO.

A seguir são mostradas as relações para o cálculo do coeficiente de sustentação e arrasto, em perfis aerodinâmicos, utilizando a técnica de integração. Detalhes da formulação podem ser encontrados em Anderson (1986)

$$c_n = \frac{1}{l} \left[\int_0^l (C_{p,pre} - C_{p,suc}) dx + \int_0^l (c_{f,suc} \frac{dy_{suc}}{dx} + c_{f,pre} \frac{dy_{pre}}{dx}) dx \right], \quad A.1$$

$$c_a = \frac{1}{l} \left[\int_0^l \left(C_{p,suc} \frac{dy_{suc}}{dx} - C_{p,pre} \frac{dy_{pre}}{dx} \right) dx + \int_0^l (c_{f,suc} + c_{f,pre}) dx \right]. \quad A.2$$

$$dx = ds \cos \beta \quad dy = -(ds \sin \beta) \quad l = 1$$



A
 Figura B.1.- Relações geométricas dos comprimentos diferenciais

$$C_p = \frac{p - p_{ref}}{q_{ref}} \quad c_f = \frac{\tau_w}{q_{ref}} \quad q_{ref} = \frac{1}{2} \rho W_{ref}^2$$

$$C_l = C_n \cos \alpha - C_a \sin \alpha \quad C_d = C_n \sin \alpha + C_a \cos \alpha \quad \text{A.3ab}$$

onde os coeficientes C_n e C_a , representam as componentes das forças em direção perpendicular e paralela a corda, respectivamente e C_l e C_d , os coeficientes nas direções das força perpendicular e paralela a velocidade de aproximação do escoamento.

APÉNDICE B

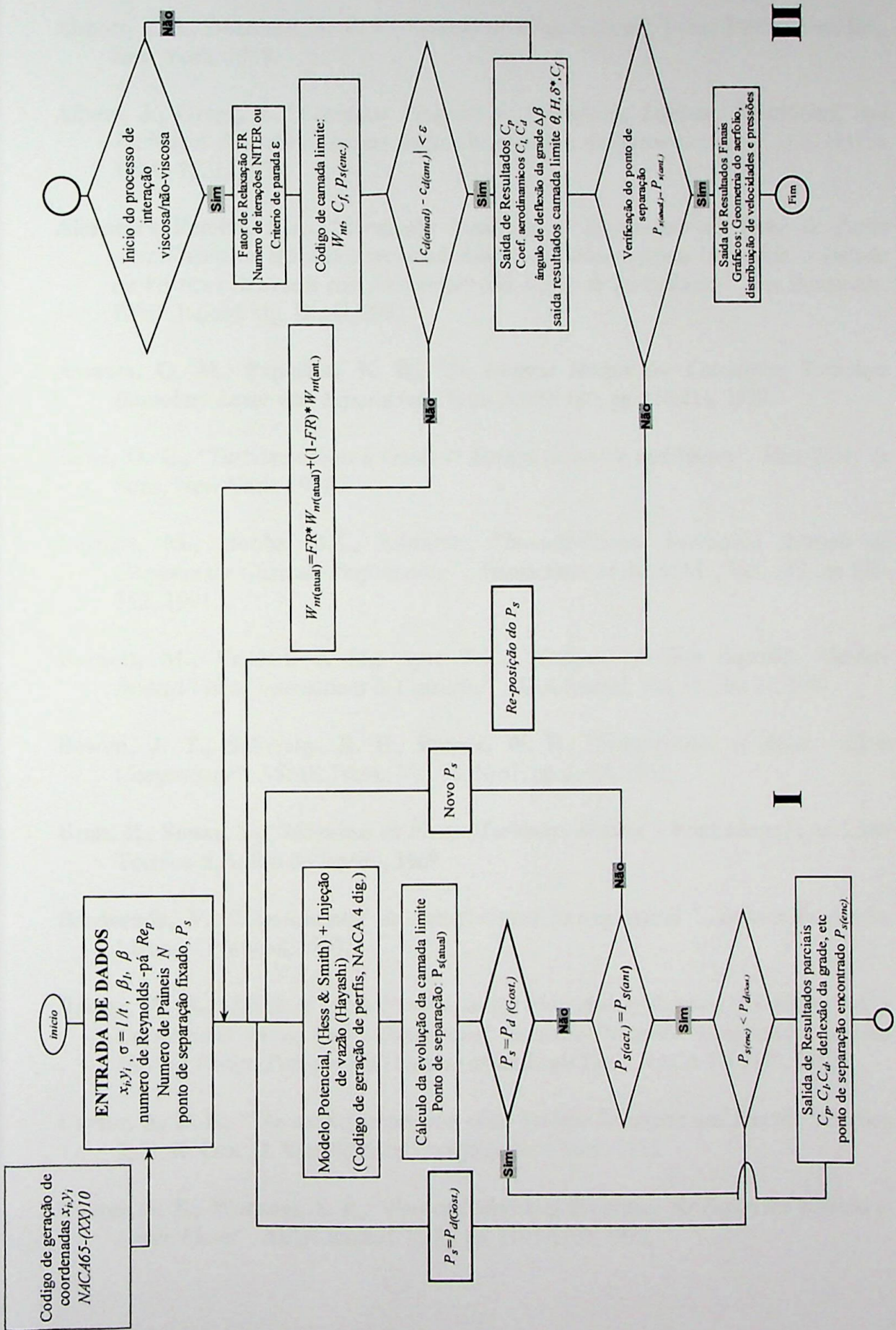


Figura B 1.- Fluxograma simplificado do programa de cálculo de interação viscosa com e sem separação

BIBLIOGRAFÍA

- Abbott, I. H., Doenhoff, A. E. V.**, *“Theory of Wing Sections”*, Dover Publications, Inc., New York, 1959.
- Albers, J., Gregg, J.**, *“Computer Program for Calculating Laminar, Transitional, and Turbulent Boundary Layers for a Compressible Axisymmetric Flow”*, U.S. NACA TN D-7521, 1974.
- Alcântara Pereira, L.A.**, *“Simulação Numérica do escoamento ao Redor de Perfis Aerodinâmicos Montados em Grade Linear de Turbomáquinas Utilizando o Método de Vórtices Discretos com Modelagem Sub-Malha de Turbulência”*. Tese Doutorado, EFEI, Itajubá Mg, Brasil, 2002
- Assassa, G. M., Papailiou, K. D.**, *“An Integral Method for Calculating Turbulent Boundary Layer with Separation”*, Trans ASME 100, pp. 110-116. 1979.
- Balje, O. E.**, *“Turbomachines a Guide to Design, Selection and Theory”*, John Wiley & Sons, New York, 1981.
- Barnett, M., Hobbs. D.E., Edwards.**, *“Inviscid-Viscous Interaction Analysis of Compressor Cascade Performance”*, Transactions of the ASME, Vol. 113, pp 538-552, 1991.
- Barnett, M., Verdon, J. M., Ayer T.C.**, *“Analysis of High Reynolds Number-Inviscid/Viscid Interactions in Cascades”*, AIAA Journal, Vol. 31, Nro 11, 1993.
- Bowen, J. T., Sabersky, R. H., Rannie, W. D.**, *“Investigations of Axial – Flow Compressor”*, ASME Trans., Vol. 73, Nro1, pp. 1 –14, 1951.
- Bran, R., Souza, Z.**, *“Máquinas de Fluxo –Turbinas –Bombas – Ventiladores ”*, Ao Livro Técnico S.A, Rio de Janeiro, 1969.
- Brederode, V.**, *“Fundamentos de Aerodinâmica Incompressível ”*, Editora Brederode, Lisboa – Portugal, 1997.
- Briggs, W. B.**, *“Effect of Mach Number on the Flow and Application of Compressibility Corrections in a Two- Dimensional Subsonic-Transonic Compressor Cascade Having Varied Porous- Wall Suction at the Blade Tips”*, NACA TN 2649, 1952.
- Carter, A. D. S.**, *“The axial Compressor - Gas Turbine Principles and Practice”*, Section 5, H. R. Cox, D. Van Nostrand Company, New York, 1955.
- Carter, J. E., Wornom, S. F.**, *“Forward Marching Procedure for Separated Boundary-Layer Flows”*, AIAA Journal. 13(8), pp. 1101-1103, 1975.

- Cebeci, T., Bradshaw P.**, *"Momentum Transfer in Boundary Layers"*, McGraw-Hill/Hemisphere, Washington, D.C. 1977.
- Cebeci, T., Platzer, M.F., Jang, H.M., Chen, H.H.**, *"An Inviscid – Viscous Interaction Approach to the Calculation of Dynamic Stall Initiation on Airfoils"*, Transactions of de ASME, Vol. 115, pp. 714-723, 1993.
- Cebeci, T., Smith, A. M.O.**, *"Analysis of turbulent Boundary Layers"*, Applied Mathematics and Mechanics, Vol. 15, Academic Press, London, 1974.
- Chorin, A.J.**, *"Numerical Study of Slightly Viscous Flow"*, Journal of Fluid Mechanics, Vol.57, pp. 785-796, 1973
- Coton F.N., Galbraith R.A. McD.**, *"A direct Viscid-Inviscid Interaction scheme for the Prediction of Two- Dimensional Airfoil Lift and Pitching Moment in Incompressible Flow"*, Aeronautical Journal, pp. 132-140, 1989.
- De La Fuente, R.P.**, *"Critérios de Avaliação do Desempenho de Grades Lineares"*, Tese de Mestrado, ITA, São José dos campos, 1982.
- Emery J.C., Herring L.J., Erwin J.R., Felix A.R.**, *"Systematic Two – Dimensional Cascade Tests of NACA 65 – Series Compressor Blades at Low Speeds"* Report 1368 NACA, pp. 1-85, 1957.
- Fernandez, E. C.**, *"Análise da Influência dos Parâmetros Geométricos no Dimensionamento das Máquinas de Fluxo Axiais"*, Tese de Mestrado, ITA, São José dos Campos, 1973.
- Geller, W.**, *"Calculation of the Turning Angle of Two- Dimensional Incompressible Cascades Flow"*, AIAA Journal, Vol.14, Nro 3, pp. 297-298, March 1976.
- Geller, W.**, *"Incompressible Flow Through Cascades with Separation"*, AGARDograph 164, paper I-9, pp. 171-186, 1972.
- Girardi, R. M., Bizarro, A. F.**, *"Modification of the Hess & Smith Method For Calculating Cascades and Airfoils with Cusped Trailing Edge"*, 13th Brazilian Congress and 2nd Iberian American Congress of Mechanical Engineering. 1995.
- Gostelow, J. P.**, *"Cascades Aerodynamics"*, Pergamon Press Ltd., 1984.
- Gostelow, J. P.**, *"Trailing Edge Flows Over Turbomachine Blades and Kutta-Joukowski Condition"*, ASME paper No 75-GT-94, 1975.
- Hansen E. C., Serovy, G.K., Sockol, P.M.**, *"Axial-Flow Compressor Turning Angle and Loss by Inviscid-Viscous interaction Blade-to-Blade Computation"*, Transactions of the ASME, Vol. 102, 1980.

- Hayashi, M., Endo, E.**, “*A Method for Calculating the Flow around Arbitrary Airfoil Sections with Separation*”, Trans. Japan Soc. Aero. Space Sci, Vol. 20, Nro .49, pp. 113–124, 1977a.
- Hayashi, M., Endo, E.**, “*Performance Calculation for Multi-Element Airfoil Sections with Separation*”, Trans. Japan Soc. Aero. Space Sci., Vol 20, Nro 49. 1977b.
- He, L., Denton, J. D.**, “*Inviscid –Viscous Coupled Solution for Unsteady Flow Through Vibrating Blades: Past 1 – Description of the Method.*”, Transactions of de ASME, Vol. 115, pp. 94 - 99, 1993.
- Head, M. R.**, “*An Approximate Method for Calculating the Laminar Boundary Layer in Two – Dimensional Incompressible Flow*”, ARC. R&M, N°3123, 1959.
- Hess, J. L., Smith, A. M. O.**, “*Calculation of Potential Flow About Arbitrary Bodies*”, Progress in Aeronautical Sciences, Vol. 8, pp. 1-138, 1966.
- Hwang, C. J., Liu, J. L.**, “*Inviscid and Viscous Solutions for Airfoil Cascade Using a Locally Implicit Algorithm on Adaptive Meshes*”, Journal of Turbomachinery, Vol. 113, pp 553 – 560, 1991.
- Jacob, K.**, “*Berechnug der Abgelosten incompressiblen Stromung um Tragflugelprofile und Bestimmung des Maximalen Auftriebs*”, Z. Flugwiss., Vol.17, s. 221-230, 1969.
- Karamcheti, K.**, “*Principles of ideal – Fluid Aerodynamics*”, Robert E. Krieger Publishing Company, Florida, 1980.
- Khalil, I., Tabakoff, W.**, “*A Study of the Viscous an Non-adiabatic Flow in Radial Turbines*”, ASME Journal of Engineering for Power”, Vol. 103, pp. 481 – 489, 1981.
- Lakshminarayana, B., Horlock, J.H.**, “*Review: Secondary Flows and Losses in Cascades and Axial-flow turbomachinery*”, International Journal of Mechanical Sciences, Vol. 5 ,pp. 287-307, 1963.
- Lauder, B. E., Spalding, D. B.**, “*The Numerical Computation of Turbulents Flows*”, Comp. Meths. Appl. Mech. Engng., Vol. 3, pp. 269 –289, 1974.
- Lauria, D.**, “*Ein Beitrag zur Berechnung des gesamtem turbulenten Strömungsfelds in Laufrädern hidraulischer Maschinen*”, Doktor – Ingenieurs Dissertation, Technischen Universität München, 1986.
- Le Foll, J.**, “*A theory of Representation of the properties of Boundary Layers on a Plane*”, Proceedings of a Seminar on Advanced Problems in Turbomachinery, V.K.I. 1965.
- Leishman, J. G., Galbraith, R. A. McD.** “*An Algorithm for the Calculation of the Potential Flow About an Arbitrary Two – Dimensional Airfoil*” , Glasgow University Aero. Report N° 8102, 1981.

- Lieblein S.**, “*Loss and Stall Analysis of Compressor Cascades*” Journal of Basic Engineering, pp. 387-400, 1959.
- Lieblein, S.**, “*Experimental Flow in Two – Dimensional Cascades*”, Chapter VI, NASA – SP 36, 1965.
- Lieblein, S., Roudebuch, W.H.**, “*Theoretical Loss Relations for Low – Speed Two-Dimensional- Cascade Flow*”, National Advisory Committee for Aeronautics, Technical Note 3662, 1956.
- Lighthill, M. J.** “*On Displacement Thickness*”, J. Fl Mech., 4, pp. 383, 1958.
- Manzanares Filho, N.**, “*Análise do Escoamento em Máquinas de Fluxo Axiais*”, Tese Doutorado, ITA, São José do Campos, SP, Brasil, 1994.
- Manzanares Filho, N.**, “*Calculo do arrasto de Pressão Através da Injeção de Vazão*”, Contato, nelson@iem.efei.br, EFEI, 2001.
- Martensen, E.**, “*The Calculation of the Pressure Distribution on a Cascades of Thick Airfoils by Means of Fredholm Integral Equations of the Second Kind*”, NASA TT F-702, 1971.
- Maskew B., Dvorak F. A.**, “*The Prediction of C_{lmax} Using a Separated Flow Model*”, Journal of American Helicopter Society, pp. 2-9, 1978.
- Mavriplis, F.**, “*Aerodynamic Research on High Lift Systems*”, Canadian Aeronautics and Space Journal, Vol. 17, Nro. 4, pp. 175-183, 1971.
- Melhor, G.L.**, “*An Analysis of Axial Compressor Cascade Aerodynamics. Part 1: Potential Flow Analysis with Complete Solutions for Symmetrically Cambered Airfoil Families. Part 2: Comparison of Potential Flow Results with Experimental Data*”, ASME Journal of Basic Engineering, Vol. 81, pp. 362-386, 1959.
- Mesquita, A. L. A.**, “*Análise do Desempenho de Máquinas de Fluxo Axiais*”, Tese de Mestrado, ITA, São José dos Campos-Brasil, 1987.
- Michel, R.**, “*Etude de la Transition sur les Profiles d’Alide*”, ONERA Report 1/1578A, 1951.
- Moran, J.**, “*An Introduction to Theoretical and Computational Aerodynamics*”, John Wiley & Sons, New York, 1984.
- Parkinson, G. V., Jandali, T.**, “*A wake Source model for Bluff Body potential Flow*”, J. Fluid Mech. Vol. 40, part3, pp. 577-594, 1970.
- Patankar, V. S.**, “*Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*”, Hemisphere Publishing Corporation, 1980.

- Peterson, C. R.**, “*Boundary Layer on an Airfoil in a Cascade*”, Massachusetts Institute of Technology Gas Turbine Laboratory Report 49, 1958.
- Petrucci, R.D.**, “*Problema Inverso do escoamento em torno de perfis Aerodinâmicos isolados e em grades de turbomáquinas*”, Tese de Mestrado, EFEI, Itajuba – Mg-Brasil. 1998.
- Petrucci, R. D., Manzanares, N. F., Waldir de Oliveira.**, “*Uma técnica Numérica para Solução do Problema Inverso do Escoamento Potencial em grades de turbomáquinas*”, Anais do VII Encontro de Ciências Térmicas ENCIT , Rio de Janeiro- Brasil, pp 1305-1310, 1998.
- Petrucci, R. D., Manzanares, N. F., Ramirez Camacho R.G.**, “*Um Método dos Painéis eficiente Baseado em Distribuições Lineares de Vórtices para Análise do Escoamento em grades de turbomáquinas*”, Anais do XVI Congresso Brasileiro de Engenharia Mecânica, COBEM 2001, Uberlândia –Mg- Brasil, pp 256-265, 2001.
- Pfleiderer, C., Petermann, H.**, “*Strömungsmaschinen*” 4. Auflage, Berlin/ Heidelberg/ New York, Springer- Verlag, 1972.
- Ramirez, C.R.G.**, “*Análises do Escoamento em Grades Regenerativas*” Dissertação de Mestrado, Escola Federal de Engenharia de Itajubá, Brasil, 1996.
- Schetz, J. A.** “*Boundary Layer Analysis*”, Prentice Hall, New Jersey, 1993
- Schlichting H. ,** “*Application of Boundary – Layer Theory in Turbomachinery*” ,Journal of Basic Engineering, pp. 543-551, 1959.
- Serovy, G. K.**, “*Secondary Flows and End Wall Effects*”, Thermodynamics and Fluid Mechanics of Turbomachinery, Vol. II, NATO ASI Series E, Nro 97B, pp. 601-619, 1985.
- Speidel, L.**, “*Berechnung der Strömungsverluste von Ungestaffelten Ebenen Schaufelgitter*”, Ingenieur-Archiv, Vol.22, pp. 295-322, 1954.
- Takahashi, H.** “*On the Theory of Free Streamlines Past Arbitrary Obstacles*”, NAL, Japan, TR-247,1971.
- Thurston, S., Brunk, R. E.**, “*Performance of a Cascade in an Annular Vortex-Generating Tunnel over Range of Reynolds Numbers*”, NACA RM E51F30, 1951.
- Thwaites, B.**, “*Approximate Calculation of the Laminar Boundary Layer.*” Aeronautical Quarterly, Vol.1, pp. 245-280. 1949.
- Truckenbrodt, E.** “*Ein Quadraturverfahren zur Berechnung der Laminaren und turbulenten Breibungsschicht bei ebener und Rotationssymmtrischer Strömung*” Ing. Arch., Vol. 20, pp. 211 –228, 1952.

- Walker, G. J.**, “*An Investigation of the Boundary Layer Behavior on the Blading of a Single – Stage Axial – Flow Compressor*”, PhD Thesis, University of Tasmania, Nov, 1971
- Walz, A.**, “*Ein neuer Ansatz für Geschwindigkeitsprofil der laminaren Reibungsschicht*” [A New Relation for the Velocity Profile in Laminar Shear Layers], Ber. Lilienthal-Ges. Luftfahrtf. Nro. 141, pp. 8-12, 1941.
- Wiesler, D.C.**, “*Loss Reduction in Axial-Flow Compressor Through Low Speed Model Testing*”, ASME paper 84-GT-184, 1984.
- Winter, K. G.**, “*Comparative Test of Thick and Thin Turning Vanes in the 4 ft. × 3 ft. Wind Tunnel*”, Rep. Nro. Aero.2217, British R.A.E., 1947.
- Wu, C.H.**, “*A General Theory of Tree- Dimensional Flow in Subsonic and Supersonic Turbomachines of Axial-Radial-and Mixed Flow Types*”, NACA TN 2604,1952.
- Yiu, K. F. C.**, “*Computational Methods for Aerodynamics Shape Design*”, Math. Comput. Modelling, Vol. 20, Nro. 12, pp. 3 –29, 1994.
- Yiu, K. F. C., Giles, M. B.**, “*Simultaneous Viscous – Inviscid Coupling via Transpiration*”, Journal of Computational Physics, Vol. 120, pp. 157-170, 1995.
- Zangeneh, M.**, “*Inviscid-Viscous Interaction Method for Three- Dimensional Inverse Design of Centrifugal Impellers*”, Transactions of the ASME, Vol.116, pp. 280-290, 1994.
- Zweifel, O.**, “*Optimum Blade Pitch for Turbo – Machines with Special Reference to Blades of Great Curvature*”, Brown Boveri Review, Vol. 32, pp. 436, 1945.



Ministério da Educação
ESCOLA FEDERAL DE ENGENHARIA DE ITAJUBÁ
Reconhecida Lei 3232 - 05/01/1917

**FOLHA DE JULGAMENTO DA COMISSÃO EXAMINADORA
DE TESE DE DOUTORADO**

Título da Tese: **“Análise do Escoamento em Grades de Turbomáquinas Axiais Incluindo
o Efeito de Separação da Camada Limite”**

Autor: **RAMIRO GUSTAVO RAMIREZ CAMACHO**

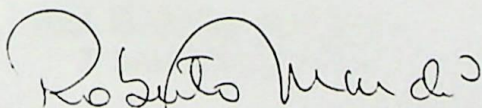
JULGAMENTO

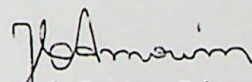
| Examinadores | Conceito | Rubrica |
|--------------|----------|---------|
| 1º | A | Ok |
| 2º | A | 12/1 |
| 3º | A | 12/1 |
| 4º | A | 12/1 |
| 5º | A | 12/1 |

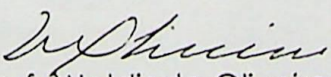
Resultado Médio: Conceito: A, ou seja, aprovado

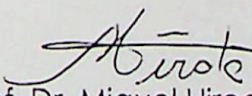
Observações: _____

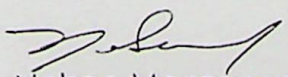
Itajubá, 13 de novembro de 2001.



Prof. Dr. Roberto da Mota Girardi
1º Examinador - ITA


Prof. Dr. José Carlos César Amorim
2º Examinador - IME


Prof. Waldir de Oliveira
3º Examinador - EFEI


Prof. Dr. Miguel Hiroo Hirata
4º Examinador - EFEI


Prof. Nelson Manzaneres Filho
5º Examinador - EFEI - Orientador


Prof. Dr. José Julião de Lima Júnior
Presidente - EFEI



Ministério da Educação
ESCOLA FEDERAL DE ENGENHARIA DE ITAJUBÁ
Reconhecida Lei 3232 - 05/01/1917

PRONUNCIAMENTO DA COMISSÃO EXAMINADORA DE TESE DE DOUTORADO

A Comissão Examinadora nomeada pela Portaria nº 324 de 12/11/2001, cumpridas todas as etapas da Sessão de Defesa de Tese previstas no Regulamento do Curso de Doutorado em Engenharia Mecânica, se posiciona favoravelmente à **"Aprovação"** da Tese de Doutorado intitulada: **"Análise do Escoamento em Grades de Turbomáquinas Axiais Incluindo o Efeito de Separação da Camada Limite"** e emite instrução para que o Coordenador dos Cursos de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica da Escola Federal de Engenharia de Itajubá, tome as providências necessárias junto ao DRA (Departamento de Registro Acadêmico) para a expedição do título de **Doutor em Ciências em Engenharia Mecânica, na Área de Máquinas de Fluxo**, desde que atendidas as demais exigências regimentais, a **Ramiro Gustavo Ramirez Camacho**.

Itajubá, 13 de novembro de 2001.

Prof. Dr. Roberto da Mota Girardi
1º Examinador - ITA

Prof. Dr. José Carlos César Amorim
2º Examinador - IME

Prof. Dr. Waldir de Oliveira
3º Examinador - EFEI

Prof. Dr. Miguel Hiroo Hirata
4º Examinador - EFEI

Prof. Nelson Manzanares Filho
5º Examinador - Orientador

Prof. Dr. José Julião de Lima Júnior
Presidente da Banca