



REDUÇÃO DE ATRITO VISCOZO EM ESCOAMENTO TURBULENTO INCOMPRESSIVEL,  
PELO USO DE SUPERFICIE COM MICRORANHURAS LONGITUDINAIS -  
APLICACAO NA INDUSTRIA AERONAUTICA.

JOSEPH YOUSSEF SAAB JUNIOR

Dissertação apresentada à Escola  
Politécnica da Universidade de  
São Paulo para obtenção do título  
de Mestre em Engenharia.

Area de Concentração :  
Engenharia Mecânica

Orientador :  
Prof. Dr. Otávio de Mattos Silveira

São Paulo  
1993

OK

DEDALUS - Acervo - EPMN



31600009958

"O uso de um instrumento sábio não fez de você um técnico seco. Sempre me pareceu que as pessoas que se horrorizam muito com nossos progressos técnicos confundem o fim com o meio. Na verdade, quem luta apenas na esperança de bens materiais não colhe nada que valha a pena viver. Mas a máquina não é um fim. O avião não é um fim : é um instrumento. Um instrumento como a charrua.

Se às vezes julgamos que a máquina domina o homem é talvez porque ainda não temos perspectiva bastante para julgar os efeitos de transformações tão rápidas como essas que sofremos. Que são os cem anos de história da máquina em face dos duzentos mil anos da história do homem ? "

(Saint-Exupéry ; "Terra dos Homens")

A memória de meu pai Joseph Jousif Saab  
e a meus filhos Mauro e Fernando.

## AGRADECIMENTOS

Ao amigo e orientador Prof. Dr. Otávio de Mattos Silveiras, pelas discussões e diretrizes durante o programa de mestrado e realização deste trabalho.

Agradeço também, pela colaboração neste trabalho, aos Professores Doutores Clemente Greco (EPUSP), Marcos de Mattos Pimenta (EPUSP), Euryale de Jesus Zerbini (EPUSP), William Morrow Kays (STANFORD), James Douglas McLean (BOEING), David C. Wisler (General Electric), e à Transbrasil S.A. Linhas Aéreas, na figura de seu Diretor de Engenharia e Manutenção, Eng. Francisco Eustáquio Chaves Mendes e Gerentes de Departamento.

Finalmente, meus agradecimentos especiais à minha esposa, Denise de Azevedo Ribeiro Saab e também a nossos familiares, pelo incentivo, compreensão e pelo tempo extraído da convivência diária.

## SUMÁRIO

Lista de Figuras

Lista de Tabelas

Lista de Símbolos

Resumo

"Abstract"

1	INTRODUÇÃO . . . . .	01
2	REVISÃO BIBLIOGRÁFICA. . . . .	08
2. 1	Geometria das microranhuradas. . . . .	10
2. 2	Influências dos números de Reynolds e de Mach. . . . .	17
2. 3	Influência do gradiente longitudinal de pressão . . . . .	24
2. 4	Influência do ângulo de incidência do escoamento no plano das microranhuradas ("Yaw") . . . . .	26
2. 5	Efeito da intensidade de turbulência do escoamento ao longe . . . . .	29
2. 6	Mecanismos de ação. . . . .	31
2. 7	Modelos na literatura. . . . .	44
3	MODELO. . . . .	58
3. 1	Geometria e escoamento . . . . .	58
3. 2	Sistema de coordenadas . . . . .	65

3. 3	Modelagem da turbulência e influência do gradiente de pressão . . . . .	69
3. 4	Modelagem da presença de microranuras longitudinais . . . . .	74
3. 5	Condições de contorno. . . . .	75
3. 6	Transição. . . . .	78
4	RESULTADOS E DISCUSSÃO . . . . .	80
5	CONCLUSÕES . . . . .	96
	ANEXO A . . . . .	100
	ANEXO B . . . . .	108
	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS . . . . .	112
	APÊNDICES	

## Figuras

01	Elementos do custo direto de operação de aeronaves civis. . . . .	3
02	Geometrias de microranhuras já testadas . . . . .	.11
03	Dimensões testadas da seção tipo (a); metal usinado . . .	.12
04	Arrasto de placa com microranhuras em "v" comparado ao resultado de placa plana, em função da altura e espaçamento adimensionais, para alguns modelos selecionados . . . . .	.13
05	Comportamento do parâmetro 'F' em função da razão de aspecto . . . . .	.20
06	Variação de $c_f$ em função do $NR_{ex}$ , [13]. . . . .	.22
07	Desalinhamento entre a direção principal do escoamento e o eixo longitudinal das microranhuras . . .	.27
08	Variação de $C_f/C_{f_{min}}$ em função do ângulo de incidência do escoamento (yaw), [17] . . . . .	.28
09	Distribuição espectral de energia [2] . . . . .	.40
10	Modelo de Erupção proposto por Choi [2] . . . . .	.42
11	Função empírica de "rugosidade negativa" para microranhuras com razão de aspecto unitária, [3] . . .	.48
12	Comparação dos dados experimentais de Pimenta et al., caso 2, $U_{\infty} = 27$ m/s, com os valores calculados através do método modificado de Cebeci-Smith, [27]. . .	.56

13	Geometria do bocal de admissão do motor CF-6-80A, conforme instalado em aeronave Boeing 767-200 . . . . .	.59
14	Geometria do bocal empregado nos cálculos. . . . .	.61
15	Razão entre as áreas do tubo de corrente livre e de admissão na "nacelle" . . . . .	.62
16	Sistema de coordenadas curvilíneas para escoamentos sobre corpos axissimétricos em escoamento paralelo ao eixo de revolução. Por Boltze apud Schlichting [11] . . . . .	.66
17	Comparação da variação de $NRe_{\theta}$ x $NRe_x$ , para placa lisa [11] e placa plana microranhurada. . . . .	.81
18	Comparação da Lei Logarítmica de Coles [43] para paredes lisas, com um perfil calculado sobre parede lisa, e comparação das Leis Logarítmicas sobre microranhuradas de Anselmet [20], Pulles [20], Squire e Savill [16] e Choi [2], com um perfil calculado. . . . .	.83
19	Variação da espessura de quantidade de movimento com $NRe_x$ . . . . .	.87
20	Variação do coeficiente de atrito local com $NRe_x$ . . . . .	.89
21	Variação de altura dos vértices com $x$ . . . . .	.90
22	Comparação dos perfis de velocidade adimensionais sobre parede lisa e paredes ranhuradas. . . . .	.92
23	Volume de controle típico no campo de escoamento. . . . .	109



## Tabelas

1	Resultados de vários pesquisadores sobre a redução do coeficiente de atrito sobre paredes microranhuradas, conforme Coustol; Savill [12]. . . . .	.17
2	Número de Reynolds baseado na espessura de quantidade de movimento e espessura da camada limite, obtidos por Walsh [9] para duas formas distintas de promoção da transição: (I) tela plana e, (II) arame retificado. . . . .	.30
3	Propriedades nas seções de interesse ao longo do escoamento . . . . .	.63
4	Coefficiente de atrito local em cinco seções sobre a superfície numericamente testada. . . . .	.93
5	Espessura de quantidade de movimento em cinco seções sobre a superfície numericamente testada . . . . .	.93
6	Espessura de deslocamento calculada para as mesmas seções anteriores, com base nos dados da Tabela 5 e dos parâmetros geométricos ( $H = \delta^* / \theta$ ), retirados do "output" do programa, para os três casos considerados. . . . .	.94

## Símbolos

### Latinos

A	-Constante do modelo de transição de van Driest ( $\cong 25$ ).
$A^+$	-Espessura efetiva da sub-camada viscosa (van Driest).
$A()$	-Área transversal do bocal na seção indicada, $m^2$ .
c	-"Constante" de sobreposição da "lei logarítmica" sobre paredes lisas; $\phi$ , (seção 2.7). Velocidade do som no meio considerado (seção 3.1).
b	-Largura da placa plana.
cf	-Coeficiente de Atrito Local.
Cf	-Coeficiente de Atrito Médio.
$C_p$	-Coeficiente de recuperação de pressão.
D	-Arrasto total de placa plana micro-ranhurada.
$D_{PF}$	-Arrasto total de placa plana de referência.
F	-Função de alteração da região de sobreposição sobre superfície rugosa (seção 2.2). Função de amortecimento de van Driest (seção 2.7). Frequência de ruptura de filamentos vorticiais por unidade de comprimento (Apêndice II).
$f_i$	-Forças de campo (Anexo A).
h	-Altura das "Riblets", mm.
$h^+$	-Altura adimensional das "Riblets" (escala de parede).
K	-Altura de rugosidade distribuída "sand-grain".
$K^+$	-Altura adimensional de rugosidade distribuída "sand-grain".

$k$	-Constante de von Kármán, $\cong 0.41$ (seção 2.7).
$k$	-Relação $c_p/c_v$ (seção 3.1)
$L$	-Comprimento da placa plana (seção 2.6).
$l$	-Comprimento de mistura de Prandtl.
$N_{Mach}, N_M$	-Número de Mach.
$N_{Re}$	-Número de Reynolds.
$N_{Re}_e, N_{Re}_m$	-Número de Reynolds baseado na espessura da quantidade de movimento.
$N_{Re}_\delta^*$	-Número de Reynolds baseado na espessura de deslocamento.
$N_{Re}_x$	-Número de Reynolds baseado na distância entre a entrada da seção de testes e a estação de medição considerada.
$N_{Re}_h$	-Número de Reynolds baseado na altura das "Riblets".
$N_{Re}_k$	-Número de Reynolds baseado na altura média dos elementos de rugosidade e velocidade de atrito.
$P()$	-Pressão absoluta na seção indicada (K Pascal).
$P_e$	-Pressão estática na seção de entrada.
$P_s$	-Pressão estática na seção de saída.
$R$	-Raio de curvatura axial da superfície, constante de gás ideal (seção 3.1).
$r$	-Raio de curvatura transversal ou de revolução da superfície.
$r_I$	-Raio de curvatura transversal ou de revolução até o ponto considerado na camada fina.
$s$	-Espaçamento transversal entre dois picos de "riblets".
$s^+$	-Espaçamento transversal adimensional entre dois picos, em

- escala de parede.
- $T()$  -Temperatura absoluta na seção indicada, K.
- $T_u$  -Nível de turbulência no escoamento fora da camada limite  
( $u'_{rms} / u_\infty$ ).
- $t$  -Ângulo entre o ponto da elipse considerado e a horizontal,  
medido no sentido anti-horário.
- $U, U_\infty, u_\infty$  -Velocidade do escoamento livre (ao longe), m / s.
- $u$  -Componente longitudinal do vetor velocidade no ponto, m / s
- $u'$  -Componente flutuante longitudinal da velocidade no ponto.
- $u'_{rms}$  -Raiz quadrada da média temporal do quadrado dos valores de  
 $u'$ .
- $v^*, u^*, u_\tau$  -Velocidade de atrito,  $\sqrt{\frac{\tau}{\rho}}$ .
- $V_e$  -Velocidade do escoamento livre imediatamente antes da seção  
de entrada.
- $v$  -Componente normal do vetor velocidade no ponto, m / s.
- $v'$  -Componente flutuante normal da velocidade no ponto.
- $v'_{rms}$  -Raiz quadrada da média temporal do quadrado dos valores de  
 $v'$ .
- $w$  -Componente transversal do vetor velocidade no ponto, m / s.
- $w'$  -Componente flutuante transversal da velocidade no ponto.
- $w'_{rms}$  -Raiz quadrada da média temporal do quadrado dos valores de  
 $w'$ .
- $y_v$  -Plano virtual de origem da camada fina.
- $z^+$  -Espaçamento transversal adimensional em escala de parede;  
 $\lambda^+$ .

Gregos

- $\alpha$  -Semi-ângulo da parede do difusor com o plano horizontal.
- $\beta$  -Gradiente adimensional de pressão de Clauser.
- $\gamma$  -Função de intermitência de Klebanoff.
- $\Delta B$  -Efeito da rugosidade sobre a região de sobreposição da camada limite [14].
- $\Delta u^+$  -Efeito de deslocamento adimensional sobre a região de sobreposição da camada limite [27].
- $\delta$  -Espessura da camada fina (camada limite).
- $\delta^*$  -Espessura de Deslocamento.
- $\epsilon, \epsilon_m$  -Difusividade aparente ou turbulenta ("eddy"), da quantidade de movimento ( $\mu_t / \rho$ ).
- $e$  -Espessura de (déficit de) quantidade de movimento, mm.
- $e_{PP}$  -Espessura de quantidade de movimento sobre placa plana de referência, mm.
- $\lambda$  -Constante de proporcionalidade entre o comprimento de mistura e a espessura da camada limite na modelagem da Região Externa da camada limite (seção 3.3); Segundo coeficiente de viscosidade (Anexo A).
- $\lambda_v$  -Espaçamento transversal médio de estruturas coerentes na camada limite turbulenta, mm.
- $\lambda_v^+$  -Espaçamento transversal médio de estruturas coerentes, em escala de parede,  $z^+$ .

$\mu$	-Viscosidade dinâmica ou absoluta, $\text{N s} / \text{m}^2$ ou Pa.s.
$\mu_{ef}$	-Viscosidade efetiva ( $\mu + \mu_t$ ).
$\mu_t$	-Viscosidade aparente ou turbulenta ("eddy").
$\nu$	-Viscosidade cinemática, $\text{m}^2 / \text{s}$ .
$\rho$	-Massa Específica, $\text{Kg} / \text{m}^3$ .
$\sigma_{ij}$	-Tensor das tensões.
$\tau_o, \tau_w$	-Tensão de cisalhamento na parede, $\text{N} / \text{m}^2$ .
$\phi$	-"Constante" de sobreposição da "lei logarítmica"; $c$ , (seção 2.2). Variável dependente na equação discretizada da quantidade de movimento (Anexo B).
$\varphi(t)$	-Função paramétrica da elipse ( $x=\varphi(t)$ ).
$\psi(t)$	-Função paramétrica da elipse ( $y=\psi(t)$ ).
$\psi$	-Função de corrente no sistema de coordenadas de von Mises.

## Resumo

O controle da camada limite em busca de formas de redução de atrito viscoso tem se desenvolvido continuamente em função da necessidade de conservação das fontes energéticas, do aumento de eficiência dos meios de transporte e da preservação do meio ambiente.

Dentre os meios de manipulação pesquisados destaca-se o tratamento de superfícies com microranhuradas longitudinais, ou "riblets", devido ao seu caráter completamente passivo e potencial de redução do atrito viscoso em até sete por cento, quando comparado aos valores de superfícies lisas nas mesmas condições.

O presente trabalho propõe um modelo completo para a simulação de escoamento turbulento incompressível sobre microranhuradas longitudinais, com razão de aspecto unitária, utilizando o conceito de "rugosidade negativa" para a modelagem das mesmas. Um programa consagrado para o cálculo das equações do movimento (STAN Sete) é modificado para receber a modelagem discutida.

Simula-se o escoamento turbulento incompressível no bocal de admissão de um motor "turbofan" aeronáutico da General Electric, impulsionando uma aeronave de grande porte em baixa altitude e número de Mach de dois décimos. A "Lei Logarítmica" é estabelecida sobre parede microranhurada e comparada aos resultados de outros autores. Os valores de espessura da quantidade de movimento, coeficiente de atrito local e espessura de deslocamento são quantitativamente comparados aos valores de superfície lisa, em estações selecionadas. O perfil adimensional de velocidade sobre parede microranhurada é graficamente comparado ao perfil sobre parede lisa, nas mesmas condições. Finalmente, estima-se a redução de arrasto global obtida na superfície interna do bocal com base no critério da variação da espessura da quantidade de movimento, e o aumento de vazão de ar admitida pelo motor como consequência da menor espessura de deslocamento constatada.

## Abstract

The last few decades have witnessed a very remarkable number of studies concerning the identification and development of boundary-layer control and drag-reduction techniques. The struggle is generally aimed at energy saving, improving transportation efficiency standards or addressing environmental issues.

Among these techniques, surface micro-grooves of sub-layer scale, or "riblets", are of special interest due to its completely passive nature and also for the assessed potential of reducing viscous drag by as much as 7% compared to the smooth-wall case.

The present study deals with the aspects of modelling a turbulent, incompressible flow over a surface with triangular riblets (aspect ratio equal to unity). A suitable code is then modified to match the proposed model.

The incompressible turbulent flow inside the fan cowl of a CF-6-80A turbofan engine in a low-altitude, low-speed phase ( $M = 0.2$ ) of the flight envelope is calculated, and relevant parameters such as displacement thickness, momentum thickness and local friction coefficients are discussed for selected stations, comparatively to smooth wall data. A "logarithmic law" over micro-grooved surface is proposed and compared to existing laws. The dimensionless velocity profile over riblets is graphically compared to smooth wall case under the same conditions. In closing, the viscous drag reduction on the inner surface of the inlet cowl is assessed and the estimated increase of airflow to the engine is calculated based on the shorter displacement thickness over the grooved surface.



## 1 INTRODUÇÃO.

As grandes crises do petróleo durante os anos setenta despertaram especial interesse na conservação de energia e motivaram um grande número de pesquisas para maximização da eficiência aerodinâmica em veículos e aeronaves.

Em 1966, Liu, Kline e Johnston apud Walsh [1], efetuaram um estudo experimental do desenvolvimento de camada limite sobre paredes rugosas, constatando uma apreciável diminuição da taxa de erupções turbulentas em paredes dotadas de microranuras longitudinais, para geometria, altura e espaçamento específicos dos "elementos" de rugosidade.

Entre 1969 e 1970, a ocorrência natural de textura similar no tegumento de certas espécies de tubarões (Burdake, Chernyshov; Zayets apud Luchini et al. [25]) foi relatada em duas oportunidades, despertando ainda mais o interesse de fluido-dinamicistas pela sua função. A busca de soluções na natureza para solucionar os problemas do homem é conhecida por Biomimética.

Dados experimentais provenientes de ensaios em túneis aerodinâmicos acumulados a partir de 1978, quantificaram em até 7% a redução do coeficiente de atrito médio obtível para escoamentos turbulentos sobre paredes planas tratadas com estas microranuras, ou "riblets", de geometria específica, cujas dimensões são da ordem de grandeza da sub-camada viscosa.

Outros métodos foram desenvolvidos paralelamente, com a mesma

finalidade, como a adição de polímeros ao escoamento, a adição de LEBU's (Large-Eddy Break-Up Devices) à superfície e, mais recentemente, pesquisas sobre o retardamento ou inibição da transição sobre asas em escoamentos transônicos e supersônicos ("Supersonic Laminar Flow"). Todos estes outros métodos podem apresentar resultados ainda mais significativos na diminuição do arrasto aerodinâmico, mas sofrem de restrições ambientais, exequibilidade física, e da necessidade de um apreciável dispêndio de energia (método não passivo), respectivamente.

A compreensão dos mecanismos de ação das microranuras evoluiu paralelamente aos estudos de desempenho e aplicação mas, em virtude da complexidade dos fenômenos envolvidos na interação entre geometria e sub-camada, ainda não há um trabalho totalmente conclusivo à respeito.

A restrição ao movimento transversal dos filamentos vorticiais que se formam na região interna da camada fina turbulenta [2], parece-nos a idealização melhor fundamentada no presente instante.

Dos modelos fenomenológicos propostos na bibliografia, o modelo de "Rugosidade Negativa" de J.D.McLean [3] foi julgado o mais adequado à simulação de riblets, através da alteração da viscosidade aparente, conforme discutido no capítulo 2, "Revisão Bibliográfica".

No campo da experimentação, seguiram-se testes em túneis ou atmosféricos (com aeronaves reais), confirmando a possibilidade de redução do arrasto viscoso na faixa de 6 a 8% ([4], [5], [3]). Os grandes fabricantes de aeronaves civis, acreditam que isto possa traduzir-se em uma diminuição no arrasto total (viscoso, de forma e induzido), da ordem de 2 a 3% ([1], [6]), economizando até 4500 lbs de

combustível por viagem no UHCA (Ultra High Capacity Airplane), aeronave que cogitam construir conjuntamente [7]. Esta aeronave possuirá quatro reatores com tração entre 78.000 e 90.000 lbf, transportando de 600 a 800 passageiros, em etapas de até 20.000 Km.

Um relatório do National Research Council [8], E.U.A., recentemente alertou os fabricantes aeronáuticos daquele país quanto à necessidade de produzirem até 2005, por razões mercadológicas, aeronaves que apresentem custos diretos de operação 26% inferiores aos atuais. A redução proposta, inclui 40% a menos de queima de combustível em uma aeronave de grande porte, 25% da qual seria proveniente de melhorias nos motores, 10% de melhorias aerodinâmicas e os 5% restantes, provenientes da diminuição de massa. Os elementos típicos do custo direto de operação das aeronaves atuais estão representados na Fig. 01. A redução da queima de combustível em 40% refletir-se-ia em uma queda de 9% no custo direto de operação. Apenas para ilustrar os esforços neste sentido, é interessante notar que a NASA investiu, em 1992, US\$29.7 milhões no aprimoramento da aerodinâmica e propulsão voltadas especificamente ao segmento de transporte aéreo [8].

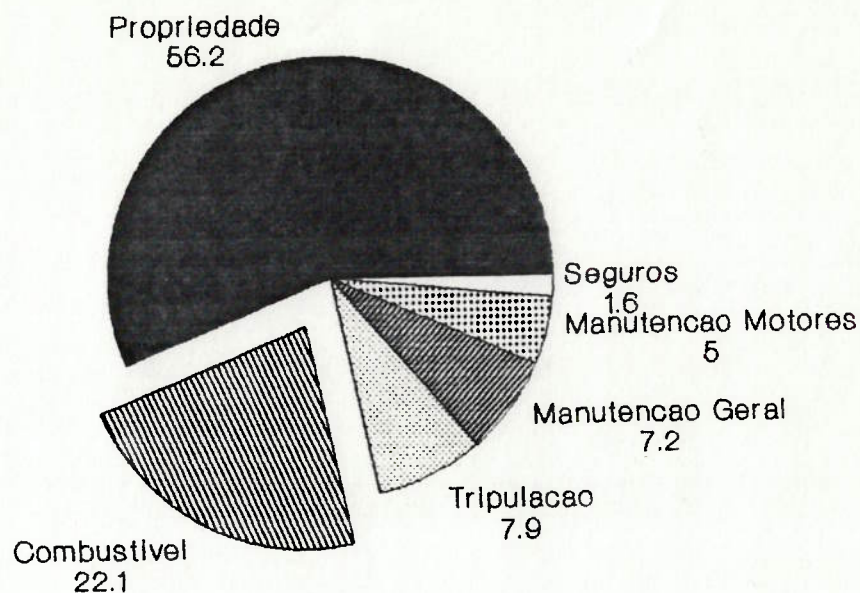


Fig. 01 - Elementos do Custo Direto de Operação de Aeronaves Civis.

Fonte: National Research Council, E.U.A. [8].

A economia potencialmente proporcionada pela aplicação de microranhuradas em escala global está estimada entre US\$ 250 e 350 milhões, anualmente ([4], [9]).

Apesar de promissora, a utilização em aeronaves civis ainda não se concretizou em função de vários aspectos de ordem prática que afetam diretamente a rotina de seus fabricantes e operadores.

A usinagem direta das estrias sobre revestimento metálico foi utilizada somente nos primeiros testes em túneis de vento mas, naturalmente, não poderia transpor a barreira da aplicação prática em função da dificuldade de execução dos sulcos ( $\cong 0.0001m$ ), alto custo da operação e principalmente, da drástica redução das características de fadiga do

material base modificado. A disponibilidade de microranhuradas na forma de filme vinílico auto-adesivo, a partir de 1984, foi um grande salto no sentido de tornar prática a utilização desta nova técnica totalmente passiva de controle da camada limite.

Com uma massa adicional estimada em 150 g/m<sup>2</sup> para a aplicação discutida neste trabalho, no entanto, a adição de microranhuradas adesivas às principais superfícies praticamente dobraria a massa do acabamento (proteções e pintura) utilizado em uma aeronave do porte do Boeing 767-200, estimada em cerca de 250 Kg. Isto implica na necessidade das "riblets" serem substitutivas e não aditivas aos acabamentos tradicionalmente empregados.

A subsequente adição de pequenos orifícios com diâmetro e espaçamento controlados, tornou viável a aplicação do filme a áreas pressurizadas da aeronave, permitindo dar vazão ao fluxo de ar que se estabelece ao redor dos fixadores (em geral, não estanques) utilizados atualmente nos revestimentos aeronáuticos. Com a utilização das dimensões testadas por Walsh [4], estes orifícios não degradam o desempenho obtido por filmes microranhurados contínuos.

Um outro marco importante foi conquistado recentemente quando Van Der Hoeven; Hamid [10], constataram que a presença de "riblets" não traz consequências negativas para desempenho da asa em grandes ângulos de ataque, não afetando a margem de descolamento da camada limite ("stall"), nestas situações.

A despeito de todos os progressos, a manutenção do filme, o possível aprisionamento de fluidos (corrosivos e não corrosivos) sob o mesmo, a

necessidade de exposição de prefixos, logotipos e mensagens técnicas e, principalmente, a necessidade de manutenção do revestimento das aeronaves sob o filme, ainda constituem sérios fatores impeditivos caso pretenda-se obter os benefícios da cobertura de uma ampla área com "riblets". Dentre os problemas levantados, a impossibilidade de inspecionar diretamente o revestimento metálico é de grande impacto na indústria aeronáutica visto que os programas de manutenção preventiva baseiam-se largamente nesta atividade para detecção prematura de trincas e outros danos, seja por método visual ou Técnicas Não Destrutivas. Dentre estas técnicas, somente a inspeção por Raios-X permaneceria inalterada, enquanto que as demais, como líquido penetrante e correntes parasitas ("Eddy-Current") de alta e baixa frequências, exigiriam a remoção do filme, seguida de cuidadosa limpeza da área a ser inspecionada. Este processo tornar-se-ia extremamente lento e oneroso na inspeção de grandes áreas, indicando a necessidade de desenvolverem-se novas técnicas específicas para esta finalidade. Parece-nos, não obstante, haver regiões na aeronave onde os problemas apontados são inexistentes ou secundários, apresentando algumas delas até mesmo características particularmente atraentes para a aplicação de microranhuras, com base no exposto anteriormente. As superfícies internas e externas das "nacelles", por exemplo, constituem duas destas áreas. Além de serem fabricadas em material composto ("composite"), que não sofre das limitações de fadiga e propagação de trincas características dos materiais dúcteis, estas superfícies representam cerca de 7% da área molhada da aeronave, possuindo um comprimento

limitado (veja efeito de elevado  $NRe_x$  no desempenho das microranhuradas, seção 2.2). Além disso, as microranhuradas poderiam ser diretamente incorporadas a estas partes durante sua fabricação, e um menor atrito na superfície interna permitiria um pequeno aumento da vazão de ar admitida pelo motor. Este benefício, secundário, levaria a um ligeiro aumento na taxa de "by-pass" do motor, refletindo-se em ganhos marginais de consumo de combustível e empuxo.

O comprimento do duto de admissão de ar dos motores é dimensionado com base em critérios acústicos [40], resultando invariavelmente em perdas viscosas desnecessárias do ponto de vista aerodinâmico.

São objetivos deste trabalho: a) a proposição de um modelo completo para o cálculo de escoamento incompressível, permanente, axissimétrico, sobre superfície dotada de microranhuradas longitudinais e que englobe o modelo de "rugosidade negativa" proposto por J.D. McLean; b) a validação do modelo através de comparações com dados experimentais disponíveis na bibliografia e; c) as estimativas de diminuição do coeficiente de atrito (local e médio) e aumento de vazão, obtíveis com a aplicação de microranhuradas à superfície interna do bocal de admissão de um motor General Electric CF6-80A, impulsionando uma aeronave Boeing 767-200 em regime de "Flight Idle", a Mach 0.2 e 5000 pés de altitude .

## 2 Revisão Bibliográfica

Os principais textos disponíveis sobre microranhuras a partir de 1980, foram reunidos no presente capítulo. A abordagem dos mesmos não é isolada, sendo reunidos todos os pontos de vista sob os tópicos de interesse para o desenvolvimento de nosso modelo. Isto torna possível uma comparação direta de métodos e resultados, estimulando uma análise crítica dos textos. Além das principais conclusões de cada trabalho, destacam-se também pontos em que alguns autores falharam na observação de conceitos já sedimentados, seja na preparação de medições experimentais ou na geração de malhas para cálculo em regiões com elevados gradientes de velocidade.

A revisão é também voltada a permitir uma clara identificação do grau de maturidade do assunto, seja na quantificação do desempenho, compreensão do mecanismo de ação, ou ainda quanto a proximidade de aplicações práticas.

O assunto "rugosidade distribuída" cobre alguns trabalhos específicos a partir de 1964, além de textos clássicos.

A seção 2.1 descreve as principais pesquisas efetuadas na busca de formas e dimensões adequadas para microranhuras, visando a redução de arrasto em comparação com placa lisa de referência. As seções 2.2 a 2.4, exploram a influência de efeitos presentes em condições de voo, tais como elevados números de Reynolds, gradientes longitudinais de pressão ( em asas ou bocais ) e ângulo de incidência do escoamento no



plano horizontal ("yaw"), sobre o desempenho das microranuras nos túneis de vento em baixas velocidades. A seção 2.5 estabelece brevemente a independência da propriedade de redução de atrito das mesmas com relação ao nível de turbulência do escoamento externo, e com a forma de promoção da transição do escoamento para o regime turbulento. As seções 2.6 e 2.7 discutem com alguma riqueza de detalhes as principais pesquisas sobre a forma de ação das microranuras e as propostas de modelagem.

## 2.1 Geometria das microranhuradas.

Microranhuradas de várias geometrias e escalas já foram testadas em túneis de vento, tanques de água e condições reais de vôo, nos regimes subsônico, transônico e supersônico. A comparação direta entre os resultados tornou-se possível somente após o surgimento de alguns trabalhos onde foi empregada a mesma geometria (e escala), além da mesma qualidade de usinagem e acabamento superficial. Na figura 02, algumas das geometrias já testadas podem ser apreciadas.

Walsh [1] testou as seções *a, d, e, f, h, i* e *j*, usinadas em metal, para várias dimensões, no túnel de baixa velocidade em NASA Langley Research Center (7x11pol.), utilizando velocidades de até 43 m/s. O número de Reynolds baseado na espessura da quantidade de movimento ( $NRe_{\theta}$ ) variou de 800 a 5000. Um excitador foi adequadamente posicionado para garantir um escoamento turbulento plenamente desenvolvido na seção de testes. Os modelos foram selecionados pelo autor de forma a avaliar, além da geometria, o efeito do espaçamento e altura dos sulcos. O arrasto foi medido diretamente por reação na seção de testes e comparado ao arrasto de uma placa plana lisa, obtido através de ajuste (mínimos quadrados) do resultado de dez testes com a mesma. A repetibilidade obtida foi de  $\pm 4\%$ . Quatro repetições foram feitas para estabelecer o arrasto para cada modelo de "riblets". As camadas-limite sobre a placa plana e sobre determinados modelos de microranhuradas que haviam apresentado redução de arrasto foram também sondadas com tubo-de-Pitot miniaturizado e anemômetro de fio quente.

A sondagem sobre a placa plana foi feita para certificar-se do completo desenvolvimento da camada limite turbulenta através da similaridade do perfil de velocidade em várias estações. As flutuações turbulentas mostram uma patente auto-similitude e estão qualitativamente de acordo com experimentos de Klebanoff, publicadas por Schlichting [11].

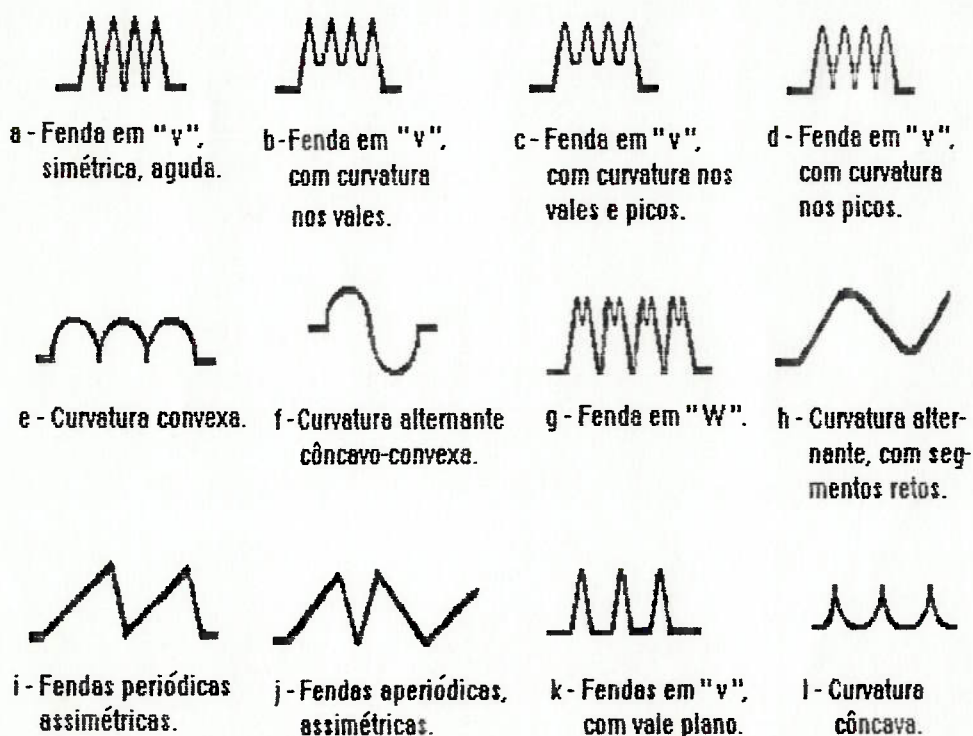
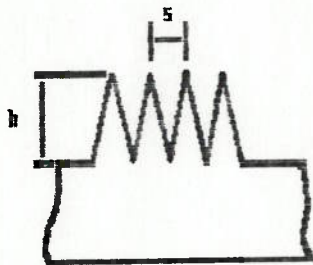


Fig. 02 - Geometrias de microranhuradas já testadas.

Para a verificação das dimensões mais adequadas das ranhuras (altura e espaçamento), Walsh escolheu a geometria (a) da Fig. 2 como padrão e testou as variações indicadas na Fig. 3.



modelo	h(mm)	s(mm)
9	0.51	0.25
11	1.02	0.51
12	0.84	0.25
13	0.51	0.51
25	1.02	1.02
29	0.25	0.51
30	0.25	1.14
33	0.25	0.25
35	0.25	3.15

Fig. 03 - Dimensões testadas da seção tipo (a); metal usinado [1].

As dimensões h e s são adimensionalizadas em termos de variáveis da "Lei de Parede" através de :

$$h^+ = (h U_{\infty} / \nu) \sqrt{cf/2} \quad (1)$$

$$s^+ = (s U_{\infty} / \nu) \sqrt{cf/2} \quad (2)$$

Os resultados são apresentados abaixo, indicando o arrasto para a geometria (a) com relação ao arrasto da placa plana, em função das variáveis  $h^+$  e  $s^+$ . Houve, portanto, redução de arrasto para todos os modelos com  $h^+ < 25$  e a diminuição foi crescente para menores valores de  $h^+$  e  $s^+$ , alcançando um máximo de aproximadamente 7% para o modelo 29, com  $h^+ \approx 10$ .

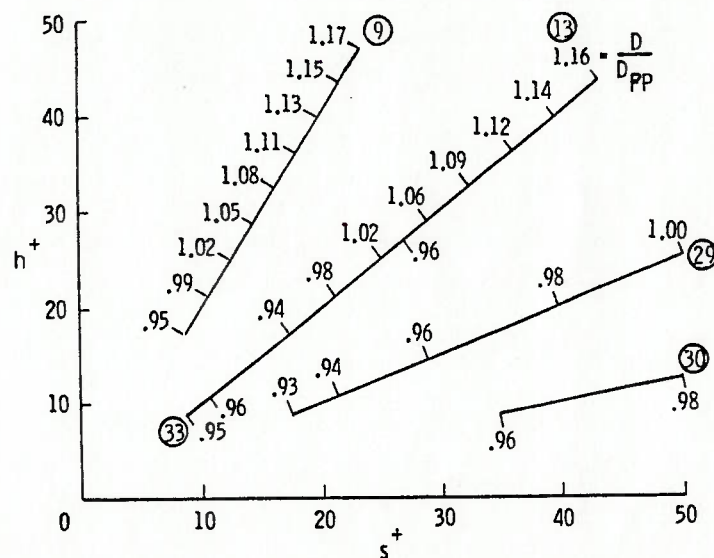


Fig. 04 - Arrasto de placa com microranhuras em " v " comparado ao resultado de placa plana, em função da altura e espaçamento adimensionais, para alguns modelos selecionados [1].

Toda a seção de testes do túnel (914mm x 178mm) foi coberta por Walsh com microranhuradas, no entanto, as sondagens com Pitot e anemômetro restringiram-se a estações específicas e somente para modelos que apresentaram diminuição de arrasto. Em especial, o modelo que apresentou o melhor desempenho (29), foi sondado quanto aos perfis de velocidade, flutuações turbulentas e tensões de Reynolds. O perfil de velocidade indica valores ligeiramente superiores aos da placa lisa, para um mesmo valor de  $y$ . Quanto aos valores de  $u'_{rms}$  e  $v'_{rms}$  estes apresentam-se ligeiramente inferiores aos da placa lisa até a fronteira da camada limite.

A redução de arrasto descrita anteriormente trata-se do valor médio obtido ao longo da placa microranhurada e, conforme constatado através de análise subsequente do  $NRe_{\theta}$  e  $NRe_x$  comparados aos valores da placa de referência, não é uniforme. À uma velocidade de 13.7 m/s, a menor redução foi obtida na primeira estação de medição, localizada a 220 mm do bordo de ataque da placa. Com a hipótese de que o valor da espessura de quantidade de movimento ( $\theta$ ) era a mesma para ambas as placas no início da seção de testes, a redução de arrasto chegou a 16% neste primeiro trecho da placa, caindo para 7% ao longo dos 813 mm iniciais, na medida em que  $\theta$  aproximava-se de  $\theta_{pp}$ .

As geometrias  $d, f, e, h$  e  $j$ , foram testadas na sequência, com várias dimensões, não apresentando em nenhuma situação uma maior eficiência que a geometria  $(a)$ . O termo "eficiência" foi empregado aqui somente como medida do arrasto, em relação ao da placa lisa, nas mesmas condições, ou seja  $D / D_{pp}$ .

O efeito de arredondamento dos vértices das "riblets" (d), também se mostrou desfavorável.

Na exposição dos resultados, Walsh [1] não apresenta um estudo de erros ou tolerâncias, além da medição do arrasto, para os valores obtidos. Esta medida teria sido prudente em função das pequenas variações envolvidas e também para efeito de comparação de resultados e metodologia com outros pesquisadores.

Em sendo o valor de  $w'_{rms}$  de maior intensidade que  $v'_{rms}$  próximo à parede de placa plana ( $0.06 U_{\infty}$  e  $0.04 U_{\infty}$ , respectivamente [11]), este valor poderia ter sido medido alternativamente para a avaliação de desenvolvimento da camada limite turbulenta.

Na referência [5], Walsh confirma que o desempenho quanto ao arrasto das microranhras é determinado pelos valores de  $h^+$  e  $s^+$ .

Em novos experimentos realizados nas mesmas instalações e ainda com ranhuras usinadas sobre placas de metal, foram testadas as geometrias d, b e g, e comparadas ao modelo 29 da geometria (a), que apresentara os melhores resultados nos testes anteriores (redução de 7% para  $h^+$  entre 8-12 e  $s^+$  entre 15-20). A geometria (d) confirmou seu desempenho inferior para os mesmos valores de  $h^+$  e  $s^+$ , enquanto que (b) indicou valores ligeiramente superiores (8%, mantidos  $s^+$  e  $h^+$ ), e (g) indicou o mesmo desempenho que (a) para maiores valores de  $s^+$  e  $h^+$ . Isto significa uma ampliação da gama de velocidades em que o atrito viscoso obtido é inferior ao da placa lisa de referência. Em todos os casos favoráveis observados, no entanto,  $s^+$  não ultrapassou o valor de 30.

Em 1984, a disponibilidade de microranhuras conformadas sobre filme vinílico auto-adesivo, praticamente eliminou os problemas de variação dimensional e acabamento superficial, permitindo melhor repetibilidade e também a comparação entre trabalhos de vários pesquisadores com menor presença destas incertezas.

Walsh [9], trabalhando com filmes auto-adesivos, reduziu também outras possíveis fontes de erro e minimizou a transferência de massa por entre as folgas nos bordos de ataque e fuga da placa testada. A repetibilidade assim obtida foi da ordem de  $\pm 1.5\%$ . A qualidade das microranhuras em vinil mostrou-se bastante superior à das estrias usinadas, para dimensões iguais ou inferiores a 0.5 mm. Walsh confirmou a redução de arrasto para as "riblets" em vinil, obtendo essencialmente os mesmos valores demonstrado anteriormente [1]. A geometria (b) (microranhuras com curvatura nos vales), tendeu a indicar valores de arrasto ligeiramente inferiores aos da geometria (a), mas uma análise dimensional subsequente indicou variações em relação ao perfil de projeto tornando uma comparação quantitativa direta inviável.

Na sequência, Walsh testou ainda modelos com a geometria (g) e também variações da razão de aspecto para várias geometrias anteriores. Ao final da nova bateria de testes e análise dos resultados obtidos, Walsh concluiu que as microranhuras simétricas em "V", com razão de aspecto (h/s) igual à unidade constituem o melhor equilíbrio entre desempenho e exequibilidade física dentro dos padrões necessários.

Outros pesquisadores demonstraram resultados compatíveis com os de Walsh, em velocidades relativamente baixas e  $NRe_{x,max}$  até  $4 \times 10^6$  :



Autor	$h^+$	$s^+$	$\Delta C_f \%$	Geometria
Anselmet et al.	15	15	-6	<i>a</i>
Niewstadt et al.	7.1	15	-6.2	<i>k</i>
Bechert et al.	3.5	7	-7	<i>l</i>
Bechert	10	10	-6	<i>a</i>

Tabela 1 - Resultados de outros pesquisadores, conforme relatado por Coustols; Savill [12].

## 2.2 Influência dos números de Reynolds e de Mach.

Os experimentos anteriormente mencionados foram realizados para velocidades de até 43 m/s e/ou  $NRe_x$  da ordem máxima de  $10^6$ . Nas condições de voo de cruzeiro das grandes aeronaves comerciais, encontramos velocidades da ordem de 230 m/s ( altitude 10.668 Km; Mach = 0.8 ), e  $NRe_x \cong 2.0 \times 10^6/m$ . Assim, tornou-se necessário investigar o comportamento das microranhuras próximo destas condições para determinar :

- Se as escalas dimensionais  $h^+$  e  $s^+$  ideais permanecem inalteradas e,
- Se não há degradação da capacidade de redução de arrasto demonstrada em baixas velocidades.

McLean et al. (Boeing Commercial Airplane Company) [3] efetuou medições em voo para determinar o desempenho de "riblets" sobre a asa de um T-33 (caça transônico), obtendo reduções no Coeficiente de Atrito da ordem de 6.5% com o uso das mesmas escalas ideais empregadas em baixas velocidades e, portanto, confirmando valores de mesma magnitude para velocidades elevadas. Este trabalho será melhor discutido no tópico "Modelos na Literatura", item 2.7.

Por considerarem necessário um maior número de experimentos em altas velocidades, Walsh et al.[4] efetuaram testes com microranhuras na fuselagem de um jato executivo "Learjet" (modelo 28/29), para números de Mach entre 0.3 e 0.7, e número de Reynolds variando de  $1.2 \times 10^6$  a  $3.0 \times 10^6$ . O principal objetivo era esclarecer qual a escala adequada das "riblets" para elevados  $N_{Re}$  ou  $N_{Mach}$ .

Neste experimento, microranhuras em "V" com  $h=0.033$  mm ou  $h=0.076$  mm ( $s/h=1$ ) foram aderidas a uma área de 0.30 m x 1.78 m da parte dianteira da fuselagem, de forma que estivessem bem alinhadas com o escoamento, e em uma região com gradiente de pressão quase nulo. Uma segunda seção de testes foi escolhida, paralela à primeira, e mantida lisa para servir de referência nas medições. A aplicação das "riblets" foi feita de forma alternada nas superfícies a cada voo, cuidando para que os resultados não fossem particularizados em função da posição da seção de testes. As medições foram feitas por intermédio de feixes de tubos-de-Pitot miniaturizados na camada fina e também por intermédio de uma balança para medição direta. Doze condições de  $N_{Re}$  e  $N_{Mach}$  foram testadas em dois voos separados, onde

os dados foram colhidos após estabilização dos parâmetros por cerca de dois minutos. Apesar dos cuidados, foi necessário empregar uma técnica de regressão múltipla para que os dados medidos passassem a apresentar repetibilidade entre 1 e 2%. O desempenho quanto a redução de arrasto das "riblets" foi interpretada em termos da mudança da razão da espessura das quantidades de movimento entre os dois painéis de teste, dado que apresentou repetibilidade dentro de 1-1.5%. O resultado foi a constatação da redução do Cf em  $6\% \pm 2\%$ , tendo-se atribuído uma certa perda de desempenho em relação aos experimentos de baixa velocidade, devido à possível tridimensionalidade do escoamento na segunda estação de medição, próxima à junção entre asa e fuselagem.

Gaudet [13] demonstrou que a "constante" B da 'Lei de Parede' (ver por exemplo, a de Spalding, conforme White [14]), é função da altura adimensional das "riblets" ( $h^+$ ), com maiores valores na faixa de NRe em que as microranuras reduzem o atrito e menores para  $h^+ > 25$ . Sua análise está baseada no fato de que variações na textura de uma superfície modificam o perfil de velocidade na região da parede através de um deslocamento da curva logarítmica, ou seja, da região de sobreposição entre os escoamentos interno e externo. Esta constatação, baseada em experimentos de Rotta, é discutida em maior profundidade no item 2.7. Gaudet obteve em seus trabalhos relações para o coeficiente de atrito sobre microranuras que possibilitam estimar ganhos potenciais além da região coberta pelos dados experimentais em que se baseou. O autor sustenta ainda que, através do uso de adequados fatores de compressibilidade pode-se inferir o comportamento de escoamentos com

gradientes de pressão longitudinais ou em altas velocidades. A modelagem das ranhuras em seu trabalho é feita pela adição de uma função do parâmetro de rugosidade superficial,  $F = F(u_\tau h/\nu)$ , que altera a distribuição do perfil de velocidade sobre a superfície :

$$\frac{u}{u_\tau} = \frac{1}{k} \ln \frac{u_\tau y}{\nu} + \phi(y/\delta) + F(u_\tau h/\nu) \quad (3)$$

Gaudet adaptou curvas aos dados de Sawyer e Winter, calculando o valor de  $F$  em função de  $h^+$ , para algumas razões de aspecto das geometrias (a) e (f). O gráfico a seguir mostra o comportamento de  $F$  para a geometria (a).

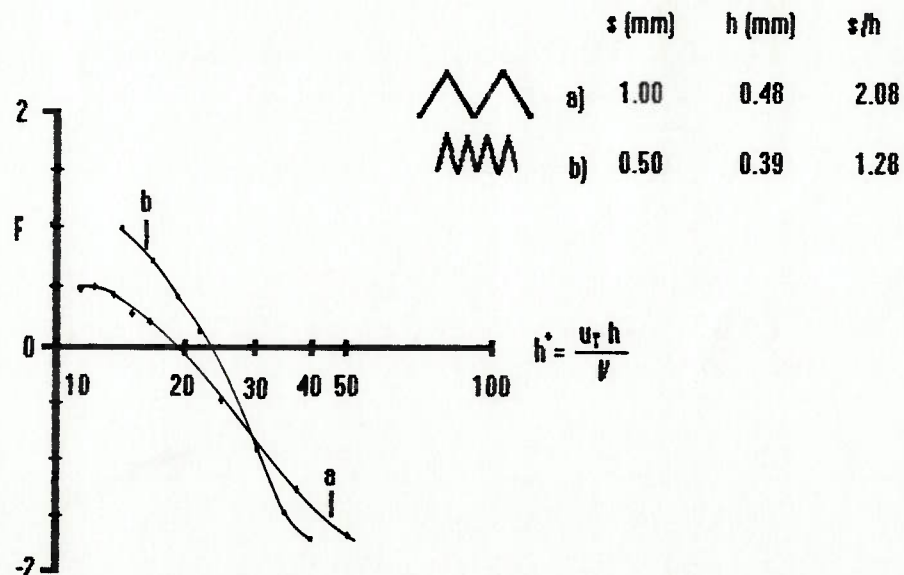


Fig. 05 - Comportamento do parâmetro 'F' em função da razão de aspecto, [13].

O gráfico mostra que  $F$  é positivo (aumentando o valor do segundo membro), somente para  $h^+ < 30$ , tornando-se negativo (diminuindo o valor do mesmo) para valores de  $h^+ > 30$ . Gaudet mostrou ainda que  $F$  correlaciona-se melhor com  $s^+ = u_{\tau} s / \nu$  (os autores europeus demonstraram uma tendência de adimensionalizar  $s$  e  $h$  através da composição de um tipo de número de Reynolds baseado na velocidade de atrito, ao invés das equações (1) e (2), adotadas neste trabalho), que com  $h^+$ , e que para valores de  $h^+$  em que as microranuras deixam de apresentar vantagens, elas passam a se comportar como rugosidade distribuída (sand grain) com altura equivalente a um décimo da altura dos picos no caso da razão de aspecto ( $s/h$ ) igual a dois.

Finalmente, Gaudet mostra a variação inversa de  $c_f$  em função de  $NRe_x$ , indicando uma diminuição de 7% para  $NRe_x = 10^6$  e de 5% para  $NRe_x = 10^9$ , com relação à superfície lisa. Estes valores, correspondem a um  $NRe_h = 200$ , e a  $s^+$  variando de 10 a 20, do início ao final da seção de teste :

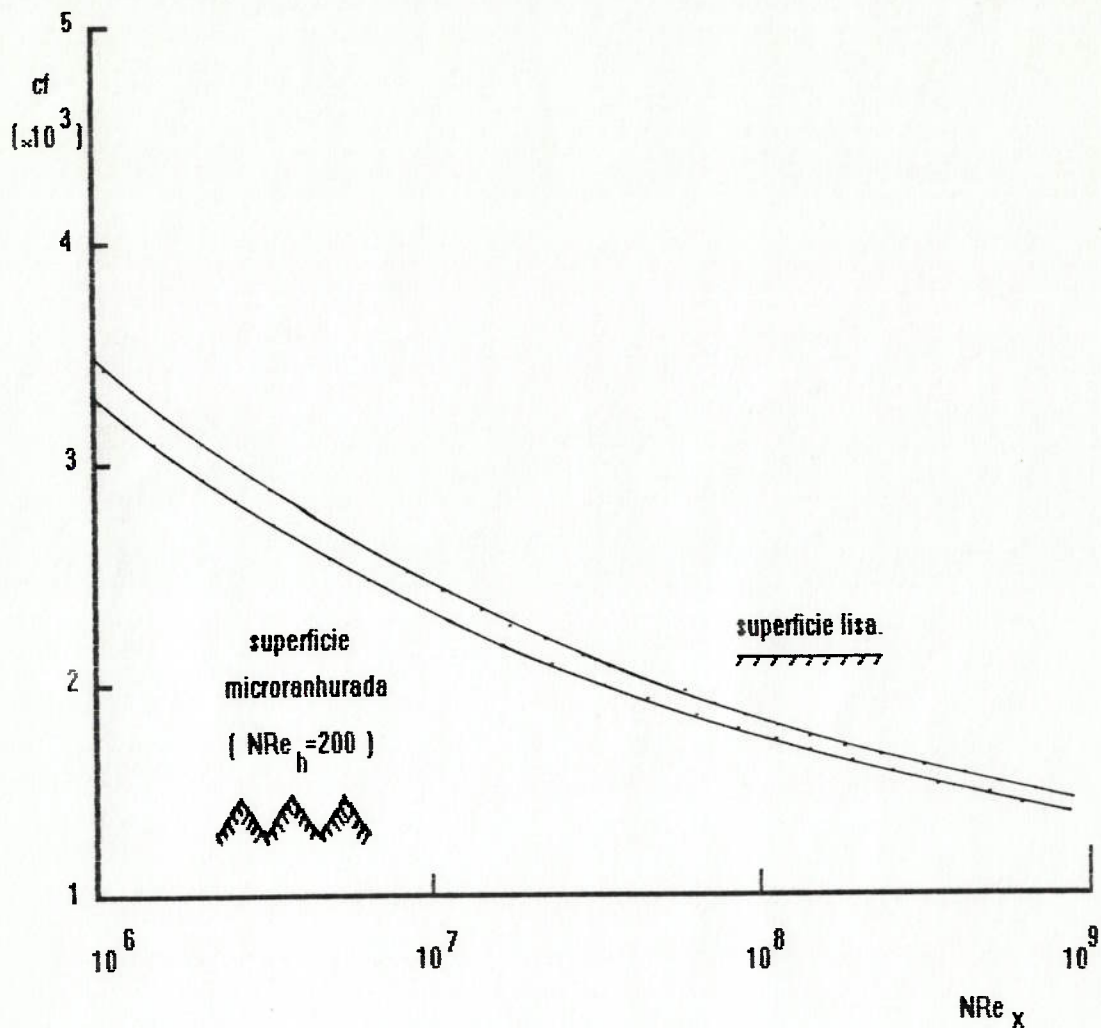


Fig. 06 - Variação de  $cf$  em função do  $NRe_x$ , [13].

Os valores estão de acordo com os demais dados experimentais a baixa velocidade e também com os dados experimentais de Walsh em condições reais de voo.

Squire; Savill [15] investigaram o efeito de microranhuras no atrito viscoso de placas planas para valores máximos de  $NRe$  de  $2.2 \times 10^7$  ( $NRe_{\theta} \sim 20.000$ ). Seis diferentes escalas de "riblets" com  $h/s=1$  foram testadas, com  $h^+$  variando de 12 a 106 (0.023 a 0.152 mm). Os testes

foram efetuados no túnel de vento da Universidade de Cambridge ( nível de turbulência na corrente livre não mencionado ), em uma placa de 114 mm por 1000 mm, a  $M=0.88$  e  $0.50$ . Os números de Reynolds correspondentes são  $2.2 \times 10^7$  e  $1.5 \times 10^7$ , respectivamente. O arrasto da superfície foi deduzido a partir de medições de velocidade efetuadas com tubo-de-Pitot, na seção final da placa de teste, posicionado por um motor de passo controlado por computador. A espessura da quantidade de movimento foi obtida pela integração ( regra de Simpson ) dos perfis de velocidade medidos pelo Pitot. Medições do atrito na parede também foram diretamente efetuadas através de uma balança de elemento flutuante. A situação mais favorável (  $M=0.88$ ,  $l_{tot} = 840$  mm,  $h^+ \cong 42$ ,  $h=s = 0.08$  mm ), indicou um decréscimo de  $8\% \pm 2\%$  no coeficiente de atrito mas indicou simultaneamente um aumento na espessura de (déficit de) quantidade de movimento da ordem de 15%. Este resultado, contraditório, foi somente esclarecido após o trabalho de Gaudet [13], quando foi mostrada a dependência da "Lei de Parede" em relação ao parâmetro  $h^+$ .

Na determinação dos coeficientes locais de atrito, Squire e Savill haviam adaptado a "Lei de Parede" de Winter e Gaudet aos perfis de velocidade medidos, adicionando correções apenas em função da compressibilidade e omitindo a influência da rugosidade.

Assim, Squire e Savill [16] aplicaram as necessárias correções a seus perfis de velocidade e finalmente constatarem uma redução máxima no  $C_f$  de  $5.5 \pm 1.0\%$  ( $h^+=15$ ,  $NRe_{x,max} = 3.4 \times 10^7$ ,  $NR_{\theta} = 2.0 \times 10^4$ ,  $NMach = 0.5$  a  $0.8$ ). Em função da possibilidade de formação de "bolha supersônica" no

extradorso da asa de aeronaves que operam na faixa transônica de velocidades, é interessante conhecermos o comportamento das microranuras nestas condições de operação. Gaudet [17], investigou a influência da compressibilidade sobre "riblets", em túnel de vento, à  $NMach = 1.25$  e, introduzindo um fator de compressibilidade na 'Lei de Parede', calculou uma redução de arrasto máxima de  $7.0\% \pm 1.0\%$ , com base em suas medições. Este valor, superior ao de Squire e Savill, foi atribuído a um menor  $NRe$  em seu experimento ( $NRe_{x,max} = 1.1 \times 10^7 / m$ ,  $NRe_{e,max} = 4800$ ), pois baseou-se nas medições de um elemento de balança com apenas 150 mm de diâmetro.

### 2.3 Influência do gradiente longitudinal de pressão.

Truong ; Pulvin [18] testaram a influência de ranhuras nas paredes de um bocal divergente bi-dimensional. O  $NRe$  na seção de entrada variou de  $1.0 \times 10^4$  a  $5.0 \times 10^5$  e o ângulo entre as paredes do difusor ( $2\alpha$ ), de  $0.25^\circ$  a  $4.00^\circ$ . Os melhores resultados foram obtidos para "riblets" de  $h=s=0.15$  mm. Para um ângulo de difusor  $2\alpha=0.25^\circ$  - apenas o suficiente para simular um escoamento sem gradiente de pressão - o melhor desempenho foi obtida para  $s^+=14$ , resultando em uma espessura de deslocamento,  $\delta^*$ , 4,5% inferior àquela gerada por uma parede lisa. Os resultados favoráveis foram verificados na faixa  $s^+$  de 5 a 20, exclusivamente. O coeficiente recuperação de pressão no difusor,



$$C_p = \frac{(P_e - P_s)}{0.5 \rho V_e^2} \quad (4)$$

apresenta valores menores para placas dotadas de microranuras quando comparadas à placa lisa, até ângulos  $2\alpha = 4^\circ$ . Em termos do parâmetro adimensional do gradiente de pressão de Clauser,

$$\beta = \frac{\alpha}{\tau_w} \left[ \frac{dp}{dx} \right] \quad (5)$$

isto corresponde a  $0.0 < \beta < 0.6$ . Os valores positivos deste parâmetro indicam gradiente adverso de pressão. O mesmo foi verificado para um gradiente ligeiramente favorável, ou seja,  $\beta = -0.1$ . Squire; Savill [16], no experimento transônico reportado à seção 2.2, também testaram o comportamento das microranuras na presença de gradiente de pressão adverso. O gradiente foi obtido através da inclinação da parede superior da seção de testes (somente a parede inferior estava revestida com "riblets"), fazendo com que o NMach diminuísse de 0.86 a 0.72 ao longo de 0.8 m (gradiente moderado), ou de 0.89 a 0.62 ao longo da mesma distância longitudinal (gradiente forte). Os valores da espessura da quantidade de movimento e do coeficiente de atrito foram medidos para placas lisas em iguais condições para servir de base comparativa. Nesta configuração, no entanto, o escoamento não se

mostrou permanente, levando à uma pobre repetibilidade dos resultados. Estes valores foram então numericamente calculados para uma seção a 0.8 m do início da seção de testes e comparados aos valores médios medidos, demonstrando adequada concordância dentro das tolerâncias de medição. A variação de  $h^+$  para a configuração com microranhuras foi considerada desprezível em função das variações dos números de Mach e Reynolds ao longo do difusor. Para o gradiente de pressão adverso suave ( $\beta=0.25$ ), nenhuma perda de eficácia foi notada (dentro da precisão de medição) sobre a propriedade de diminuição de atrito das "riblets". Já para o gradiente adverso forte ( $\beta=0.50$ ), no entanto, esta característica foi completamente anulada, para todas as geometrias testadas.

#### 2.4 Influência do ângulo de incidência do escoamento no plano das microranhuras (" yaw ").

Ao considerar-se a aplicação de microranhuras à superfícies de aeronaves, torna-se necessário conhecer como degrada seu desempenho a inclinação do escoamento em relação ao eixo longitudinal das estrias. Esta condição de desalinhamento pode estar presente em manobras das aeronaves e também de forma permanente em locais onde o escoamento seja tri-dimensional, e.g., carenagem asa-fuselagem, fuselagem-empenagem, junção de pilones (pylons) com motores ou asas, e pontas das asas entre outros.

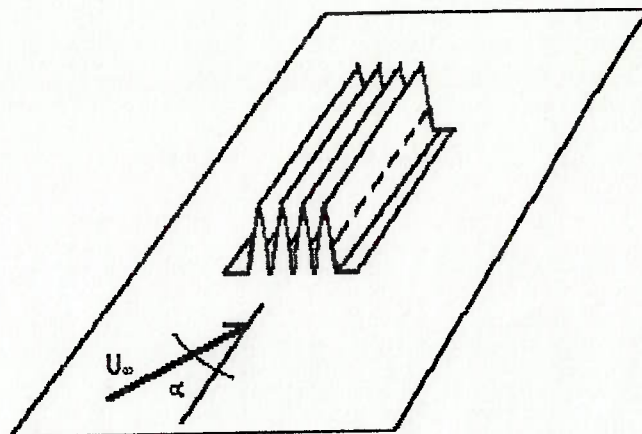


Fig. 07 - Desalinhamento da direção principal do escoamento com o eixo longitudinal das microranhuradas.

Walsh (1984) apud Walsh (1988), testou inicialmente este efeito em "riblets" usinadas sobre placa de alumínio, com  $h \sim 0.2$  mm (geometria (a)) e notou que as mesmas eram relativamente insensíveis a desvios de até  $15^\circ$  em relação ao escoamento principal. Para ângulos de  $30^\circ$ , no entanto, nenhuma redução de arrasto podia ser detectada. Estes resultados foram inicialmente obtidos sob a incerteza da uniformidade superficial das estrias usinadas. Com o advento das "riblets" em vinil, Walsh [4] utilizou amostras com  $h \sim 0.3$  mm para testar os efeitos de desalinhamento com o fluxo ("yaw"), em vários ângulos. Os novos resultados seguiram a linha dos anteriores, indicando alguma diminuição de desempenho para um desalinhamento de  $15^\circ$  e uma perda total de eficácia para ângulos de cerca de  $30^\circ$ .

Coustols apud Coustols; Savill (1989), efetuou experimentos com uma

ogiva em regime transônico e determinou que a maior redução de arrasto obtida ,6% , caía a 4% para um ângulo de  $10^\circ$  e apenas 2% para um ângulo de  $20^\circ$ . O valor de  $h^+$  correspondente à redução zero de  $C_f$ , caiu de 30 para 25 e 20, respectivamente. Os números são coerentes com os de Walsh [4].

Squire; Savill [16], concluíram serem insignificantes, dentro da precisão de medição, os efeitos do desalinhamento até  $15^\circ$ .

Gaudet [17], ampliou este estudo para o regime supersônico, variando o ângulo entre o eixo das microranhuradas e o escoamento de  $0^\circ$  a  $90^\circ$ , em incrementos de  $5^\circ$ . O  $NRe_x$  para os resultados é da ordem de  $8.0 \times 10^6/m$ , com precisão de  $\pm 1.0\%$ .

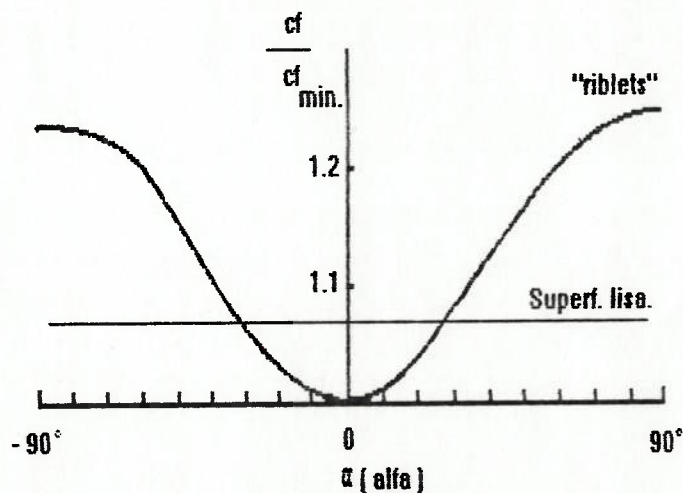


Fig. 08 - Variação de  $C_f/C_{f_{\min}}$  em função do ângulo de incidência do escoamento (yaw), [17].

Os resultados mostram que para  $\alpha = 20^\circ$ , os ganhos caem em 50% e confirmam que para  $\alpha = 30^\circ$ , os mesmos anulam-se. As conclusões portanto são muito próximas daquelas obtidas para baixas velocidades. Em nenhum dos modelos analisados na revisão bibliográfica tentou-se modelar matematicamente o efeito do "yaw" na camada fina sobre microranhuras.

#### 2.5 Efeito da intensidade de turbulência da corrente livre.

Walsh [9] efetuou testes com microranhuras em túnel de circuito fechado (NASA Langley Research Center 7x11 pol - baixa velocidade) e circuito aberto (seção quadrada de 15" - baixa turbulência), operando em ambos com velocidade máxima de 46 m/s. Além da análise sobre o efeito da intensidade de turbulência na corrente livre, dois tipos distintos de excitadores foram utilizados para promover a transição do escoamento ao regime turbulento e verificar a influência da história da camada limite no desempenho das "riblets", no túnel de 7x11 pol.: tela metálica (I) e arame retificado (II), com diâmetro de 1.52 mm. Para uma seção de medição a 254 mm do início da seção de testes e  $U_\infty = 13.7$  m/s, os  $NRe_\theta$  e  $\delta$  obtidos para o primeiro e segundo casos, foram :

	(I)	(II)
$NRe_e$	1711	1370
$\delta$ (mm)	16.7	14.7

Tabela 2 - Número de Reynolds baseado na espessura de quantidade de movimento e espessura da camada limite obtidos por Walsh [9] para duas formas distintas de promoção da transição : (I) tela plana e, (II) arame retificado.

As medidas foram realizadas para  $\Delta p$  próximo de zero, obtido através do ajuste das paredes laterais do túnel. No túnel de circuito aberto, a camada fina turbulenta desenvolvida ao longo da contração foi succionada à frente da seção de testes e a transição na nova camada limite foi provocada artificialmente através do uso de uma tira de papel-lixo (grid 40) com uma polegada de largura, fixada pouco após a fenda de sucção. As medições em ambos os túneis apresentavam repetibilidade dentro de 1.5%.

Walsh concluiu, através das medidas com anemômetro de fio quente, posteriormente transformadas em reduções de arrasto e comparadas entre si nas três condições ( túnel de circuito aberto e túnel de circuito fechado com duas formas distintas de promoção da transição ), que a máxima redução de arrasto parece ser insensível à história da camada fina e a pequenas variações do nível de turbulência externa. Os

comportamentos, no entanto, são distintos fora da faixa onde a redução de arrasto é observada, situação em que as microranhuras comportam-se como rugosidade superficial distribuída [13].

## 2.6 Mecanismos de ação das microranhuras.

A adição de sulcos, estrias ou aletas diminutas, provoca um aumento de área 'molhada' em relação à placa lisa, que, em situações gerais, causa aumento do arrasto, D :

$$D \propto b \ell = 0.5 C_f \rho u_{\infty}^2 b \ell \quad (6)$$

onde, b é a largura da placa, e  
ℓ é o comprimento da mesma.

É necessário, portanto, investigar-se os mecanismos de interação da geometria com os processos que ocorrem na camada fina turbulenta e possibilitam sobrepujar o acréscimo de arrasto devido ao elevado aumento de área ( 223% para razão de aspecto unitária ), e ainda resultar em uma redução do mesmo. Esta é uma das características mais interessantes das microranhuras pois, independentemente de qualquer aplicação tecnológica futura, a tentativa de compreensão de seus mecanismos está levando a um aprofundamento do conhecimento sobre a estrutura da camada fina turbulenta.

A bibliografia existente, em geral, mostra uma ausência de consenso

entre os pesquisadores no que tange a forma de atuação das ranhuras. Abaixo, segue uma descrição cronológica das conclusões e sugestões de numerosos pesquisadores, obtidas direta ou indiretamente, sobre os possíveis mecanismos de ação, seguida de uma análise mais detalhada dos dois textos mais extensos encontrados sobre o assunto durante a revisão bibliográfica.

A principal geometria de nosso interesse, representada pela letra (a) na Fig. 02, é a testada durante os trabalhos a seguir, salvo especificação em contrário.

Liu et al. apud Walsh (1989), testaram microranhuras retangulares com  $h^+$  entre 45 e 111, e  $s^+$  entre 190 e 373. O arrasto medido diminuiu de 3 a 4% em relação à placa lisa de referência e concluiu-se que a taxa de erupções turbulentas ("bursts") diminuiu de 20 a 25% na presença de microranhuras.

Kennedy et al. apud Walsh (1989), também testaram microranhuras retangulares, mas com  $h^+$  variando de 70 a 150 e  $s^+$  de 500 a 1100, obtendo um arrasto de 10 a 50% maior que o da placa lisa de referência.

Walsh [1] através de anemometria de fio quente, detectou redução nas intensidades  $u'_{rms}$ ,  $v'_{rms}$  e Tensões de Reynolds. As propriedades das microranhuras foram atribuídas ao confinamento das erupções turbulentas em sua região de formação.

Walsh [5], mencionando os estudos de Kim et al [19] sobre a estrutura da camada fina turbulenta, afirma que as "riblets" de melhor rendimento em seus experimentos possuem dimensões compatíveis com os filamentos vorticais ("streaks") de baixa velocidade que se formam junto à parede



e sugere que as microranhuras atuam no sentido de conter as oscilações destes filamentos, provavelmente amortecendo as erupções turbulentas (em experimento prévio o mesmo havia concluído que a frequência das erupções não se alterava na presença de microranhuras).

Savill, et al.[20], em sua revisão sobre o assunto, transcrevem as conclusões de vários autores :

Hooshmand et al. (1983) e Gallagher; Thomas (1984), consideram as propriedades das microranhuras provenientes do espessamento da sub-camada na sua presença.

Bechert et al (1985), Bacher; Smith (1985) e Savill (1986), consideram que o principal efeito das microranhuras seja influência nos filamentos de baixa velocidade, no sentido de estabilizá-los.

Choi apud Savill et al. [20], afirma que as microranhuras evitam a aproximação de vórtices capilares contrarotativos que provocam o lançamento de fluido contra a parede ("sweeps"), dando origem às Tensões de Reynolds. Choi afirma ainda que a separação transversal dos "sweeps", acima referidos, e também das erupções, cresce entre 20 e 25%, e que a estabilidade dos filamentos é aumentada na presença de microranhuras.

Anselmet et al. apud Savill et al. [20], utilizando-se de anemometria LASER-Doppler com três feixes, efetuaram medições detalhadas da faixa  $4 < y^+ < 150$ , constatando: diminuição de 6 a 7% em  $u^+$ ; redução de  $u^+$  ao longo das linhas de simetria entre dois vértices;  $v^+$  reduzido sobre os picos e redução no movimento transversal dos filamentos, sugerindo grande redução de  $w^+$  cuja medição, no entanto, não fora feita.

Seus resultados também apontaram no sentido de uma maior estabilização da camada fina.

A conclusão tardia sobre a importância de  $w'$  e a ausência de medidas observadas no trabalhos pesquisados, poderia ter sido evitada pela cuidadosa observação das medições das componentes turbulentas de velocidade efetuadas por Klebanoff (1955), em túnel de vento sobre placa plana, conforme descrito por Schlichting [11]. As mesmas indicam que, nas proximidades da superfície, os valores de  $w'$  suplantam os de  $v'$ , conforme descrito anteriormente.

Pulles apud Savill et al. [20], utilizou anemometria LASER-Doppler com dois feixes em suas medições concluindo que  $u'_{rms}$ ,  $v'_{rms}$ ,  $\overline{uv}$ ,  $\overline{u^3}$  e  $\overline{v^3}$  não apresentaram praticamente nenhuma variação em relação à placa lisa até  $y^+ = 10$ . Pulles, no entanto, afirma que os efeitos do "quarto quadrante" (sweeps - ver Apêndice II), foram suprimidos e que há aumento da espessura da sub-camada viscosa.

Savill apud Savill et al [20], aponta uma redução na frequência de erupções turbulentas da ordem de 15 a 30%.

Toy apud Coustols e Savill [12], notou pouca variação em relação à estrutura da camada fina sobre placa lisa, ainda que a espessura total  $\delta$  da camada estivesse reduzida na presença de microranhuradas.

Bechert apud Coustols; Savill [12] sugeriu que a presença das microranhuradas impede o movimento de estruturas vorticiais anti-simétricas, responsáveis pelo aparecimento de componentes transversais de velocidade.

Falco apud Coustols; Savill [12], nota que o escoamento sobre "riblets"

apresenta estabilidade dos filamentos aumentada, reduzindo a frequência de erupções.

Caram e Ahmed [21], utilizando métodos visuais e anemometria na esteira de um aerofólio, sugerem que as microranhuradas atuam de forma combinada, ou seja, pelo surgimento de uma região dominada pela viscosidade em sua base e redução da intensidade de turbulência no escoamento acima desta região.

Choi [2], interessado na alteração de frequência das erupções, menciona os resultados de Hooshmand et al (1983) e Pulles (1988), que indicam um aumento nesta frequência; Walsh (1982) e Bacher; Smith (1985), que não indicam alteração de frequência; e Gallagher; Thomas (1984) e Savill (1987), para os quais a mesma diminui.

Pulles et al. [22], verificaram como a presença de microranhuradas poderia alterar as estruturas coerentes presentes na região próxima à parede em uma camada fina turbulenta. Ainda que o espessamento da sub-camada viscosa constitua um dos mecanismos plausíveis, estando apoiado pela analogia ao comportamento observado na adição de polímeros, a relativamente pequena redução de  $C_f$  obtida com as microranhuradas ( $\approx 7\%$ ), não permite a constatação deste fenômeno através de sua simples medição direta.

A redução do  $C_f$  pode chegar a 90% no caso de adição de polímeros, causando uma alteração mensurável da espessura da sub-camada. No caso das "riblets", há que se confiar em métodos indiretos como, por exemplo, a medição da taxa de erupções próxima à parede. Pulles et al., efetuaram medidas diretas de arrasto e de várias grandezas médias e

turbulentas, através de anemometria de fio quente e à LASER, em uma camada fina bi-dimensional turbulenta completamente desenvolvida. A intensidade de turbulência na corrente livre do canal d'água era de 0.6% na faixa de velocidades de teste (0.1 - 0.3 m/s). Os valores de  $NRe_{x,max}$  e  $NRe_{e,max}$  obtidos ao final da seção de 7 m de comprimento foram  $2.0 \times 10^6$  e 3.000, respectivamente. O experimento também estendeu-se a um túnel de vento mas as geometrias lá testadas diferiam substancialmente daquela de nosso interesse, ou seja, geometria (a) na Fig.02. Além de confirmar a redução de arrasto e sua ordem de grandeza ( $\approx 10\%$ ), a primeira e importante constatação foi a de que a variação do atrito viscoso com o  $NRe$  é suave, sugerindo a ausência de mudanças drásticas nas estruturas coerentes sobre a superfície ranhurada. Na representação gráfica dos perfis médios de velocidade ( $u/u^* \times y^+$ ), caso o topo das ranhuras seja usado como a origem, e valores de velocidade de atrito equivalentes aos de placa lisa sejam adotados, pode-se então notar um pequeno aumento de espessura da sub-camada viscosa. Entre as quantidades flutuantes medidas, a intensidade da componente longitudinal da velocidade foi a única a apresentar reduções mensuráveis ( $\approx 10\%$ ) com relação a placa lisa. Os resultados obtidos não indicaram qualquer conexão direta do arrasto com o conceito de "Altura de Protrusão" (seção 2.7), definido como uma pseudo-relocação do plano de referência, responsável pela alteração da distribuição de velocidade sobre as microranhuras. Variações significativas de  $v'$  foram constatadas, mas em função das limitadas alturas e velocidades testadas, nada foi possível concluir sobre o mecanismo de ação das

microranhuradas. Já os filamentos de baixa velocidade pareceram visualmente mais fracos sobre a superfície ranhurada, além de apresentarem comprimento reduzido.

A interpretação de que uma maior frequência de erupções resulta em um maior arrasto não foi ratificada no experimento pelos resultados gerais da investigação, levando inclusive o autor a questionar a hipótese da espessura da sub-camada viscosa estar relacionada com a frequência de erupções.

Foram ainda constatadas pequenas variações nas Tensões de Reynolds, compatíveis com a redução de arrasto observada. O trabalho de Pulles et al. apresenta, como conclusão final, o fato de que o fenômeno de redução de arrasto proporcionado pelas microranhuradas parece ser o resultado líquido de dois efeitos opostos: i) o aumento de arrasto em função do acréscimo de área molhada e, ii) a influência sobre as estruturas próximas à parede de forma a inibir o transporte de quantidade de movimento.

Choi (1989), ref. [2], aparentemente efetuou o mais abrangente e detalhado estudo sobre a estrutura da camada fina turbulenta nas proximidades de parede microranhurada. Os testes foram realizados em túnel de vento, empregando "riblets" com  $h^+ = 13$  e  $s^+ = 20$ , a uma velocidade de 3m/s. Além de técnicas de visualização empregadas, foram medidos dados como o espectro do escoamento, as flutuações de velocidade longitudinal e transversal, velocidades médias, flutuações de pressão sobre a parede, o atrito viscoso e sua flutuação ao longo do tempo. O túnel, com 15 m de comprimento, recebeu as placas de teste

ranhuradas a partir do décimo primeiro metro do início da seção de testes. A espessura da quantidade de movimento e o  $NRe_x$  nesta seção eram de  $21.6 \pm 1.0$  mm e  $4,6 \times 10^3$ , respectivamente, com uma espessura da sub-camada viscosa da ordem de 1.3 mm.

O primeiro passo foi comparar o perfil da velocidade média com o perfil sobre placa lisa. Assim como no caso do escoamento sobre superfícies rugosas, não há origem pré-definida para medição de altura e Choi optou por empregar o método de Furuya e Fujita (1966). Este método consiste na adoção de uma origem virtual,  $y_v$ , que permita ao perfil médio de velocidade ser expresso pela "Lei Logarítmica" na região de sobreposição entre as áreas interna e externa da camada. O valor escolhido é aquele que melhor se adapta ao perfil de déficit de velocidade para uma superfície rugosa. Neste experimento foi adotado o valor  $y_v = 0.22$  mm, ou seja  $0.15 h$ , medido à partir do vértice superior das "Riblets" em direção à sua base. Este valor levou a uma velocidade de atrito,  $v^*$ , 1.5% inferior ao valor da placa lisa, indicando uma redução de 3% no atrito viscoso.

A inclinação da "Lei Logarítmica" ( em papel monolog ) permaneceu a mesma que para a superfície lisa, passando, no entanto, a interceptar o eixo  $y^+$  no valor de 6.89 (8) ao invés de 5.45 (7) :

$$\frac{u}{u^*} = 5.5 \log \frac{yu^*}{\nu} + 5.45 \quad (7)$$

$$\frac{u}{u^*} = 5.5 \log \frac{yu^*}{\nu} + 6.89 \quad (8)$$

Este deslocamento, também observado no fenômeno de redução de arrasto por adição de polímeros, pode ser considerado como um ajuste do balanço entre produção de energia turbulenta e dissipação viscosa, ambas menores, refletindo-se no aumento de espessura da sub-camada.

A medição de perfis de velocidade turbulenta longitudinal,  $u'/u_{\infty}$ , indicou uma redução de até 10% em sua intensidade sobre as microranuras, observada somente na região  $y^+ < 70$ .

É marcante a concordância deste dado com o apresentado anteriormente por Pulles et al.[22].

A figura a seguir mostra a distribuição espectral de energia envolvida no atrito viscoso em função de sua frequência, comparativamente à superfície lisa :

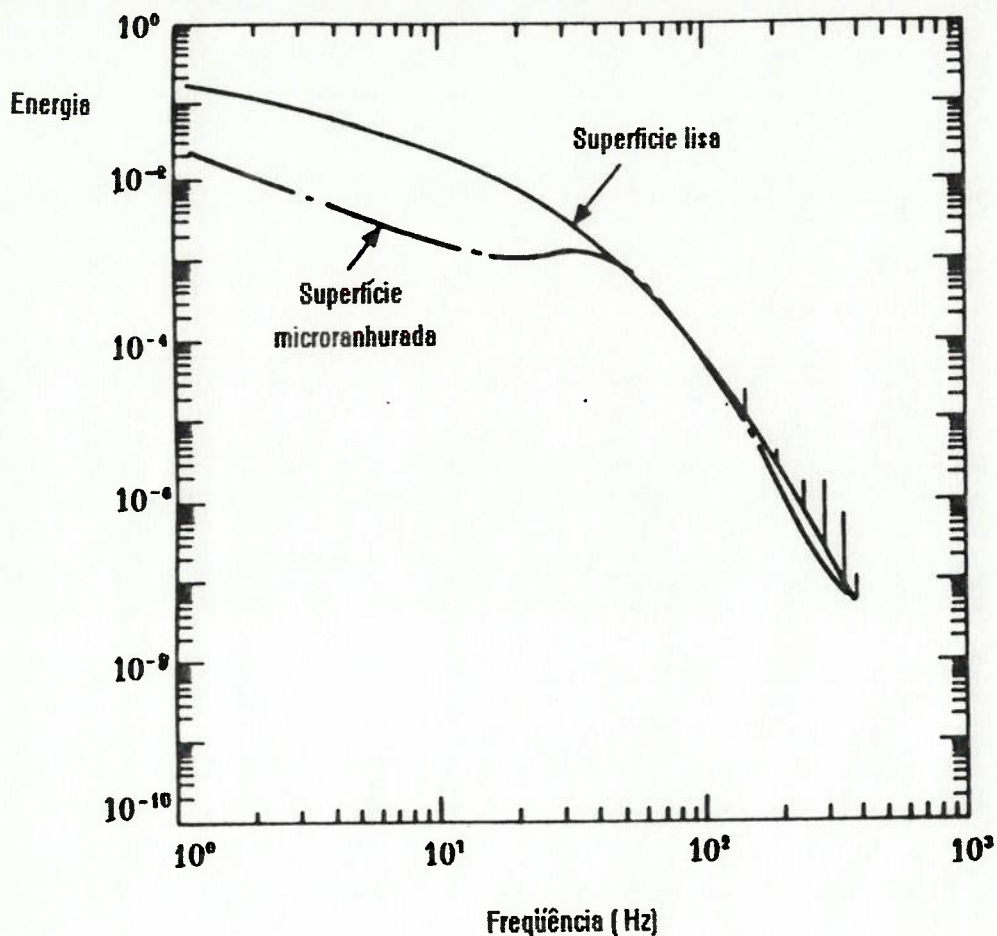


Fig. 09 - Distribuição espectral de energia [2].

A redução de energia, portanto, fica restrita às menores frequências do espectro ( $< 50$  Hz), havendo um pequeno aumento em relação à parede lisa na faixa entre 50 Hz e 100 Hz. Este aumento é atribuído a um aumento da frequência de "erupções" (conforme definição de Choi - ver nota nesta seção), sobre a superfície ranhurada.

A intensidade de flutuação (rms) do atrito viscoso sobre as microranhuradas demonstrou ser cerca de 1.6 vezes inferior ao valor sobre a parede lisa, para  $U_{\infty} = 4$  m/s, e uma análise mais profunda destas flutuações indicou a existência de períodos de quiescência,



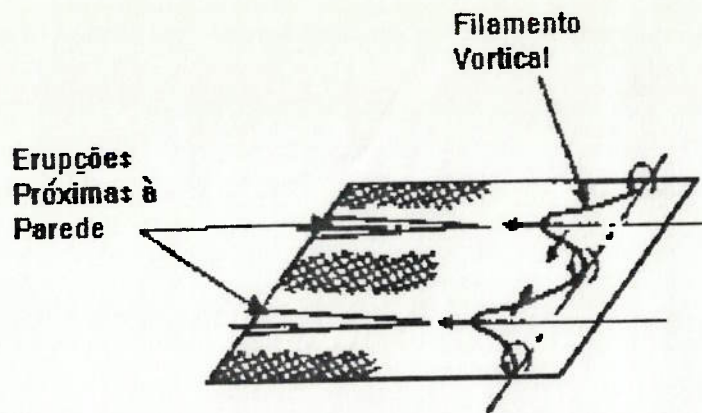
relativamente longos. Estas ocorrências sugerem, por sua vez, períodos de laminarização da sub-camada viscosa, próximo à base das ranhuras.

A medição do espectro da flutuação de pressão sobre a parede também indicou uma diminuição de energia em baixas frequências ( $< 20$  Hz), e um aumento entre  $20 \text{ Hz} < f < 100 \text{ Hz}$ .

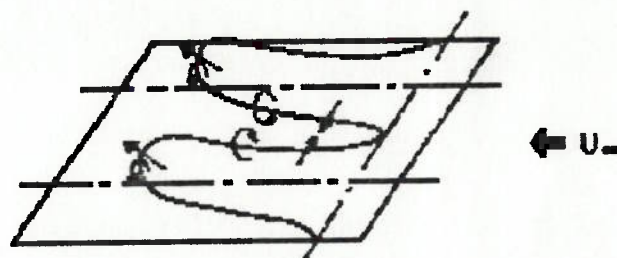
Um complexo trabalho de visualização envolvendo anemometria de filme quente, um plano iluminado a LASER e câmeras de filmagem sincronizadas com a detecção de eventos ou estruturas coerentes, registrou uma seqüência de "erupções" sobre uma placa lisa, a  $U_{\infty} = 1.5 \text{ m/s}$  e  $NRe_e = 2.7 \times 10^3$ .

Baseado nestes estudos, Choi propõe um modelo conceitual para uma seqüência de "erupções". Antes de apresentá-lo, no entanto, é necessário esclarecer que Choi utiliza uma nomenclatura bastante diferente daquela estabelecida por Kim et al.[19], em geral adotada nos demais textos.

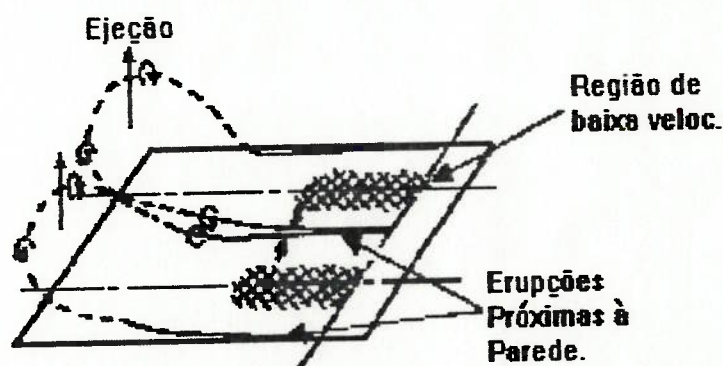
O termo ejeção é utilizado para expressar todo o processo que anteriormente convencionou-se chamar de erupção ("burst"). Por outro lado a aproximação de fluido da parede, anteriormente descrita como "sweep", é denominada de erupção próxima a parede ("near-wall burst"), e, à mesma, Choi associou a maior produção de turbulência encontrada. O modelo de três fases, proposto por Choi, baseia-se no mecanismo de estiramento de vórtices :



Primeiro Estágio : Filamentos vorticais são deformados por velocidades localmente elevadas que surgem entre pares de vórtices longitudinais, lançando fluido com maior quantidade de movimento contra a parede (Erupção Próxima à Parede).



Segundo Estágio : Os filamentos vorticais desenvolvem-se em loops vorticais capilares através de mecanismos de auto-indução.



Terceiro estágio : Sob a ação do campo de velocidades da auto-indução e da camada fina, os loops capilares afastam-se da parede a um ângulo de aproximadamente  $45^\circ$  na direção do escoamento. Durante esta EJEÇÃO, os loops vizinhos aproximam-se para formar pares de vórtices longitudinais, reiniciando o ciclo.

Fig. 10 Modelo de Erupção proposto por Choi [2].

O efeito de repulsão normalmente presente em dois vórtices contra-rotativos próximos (imagem), é aparentemente sobrepujado pela aproximação imposta em função do estiramento vortical.

Experimentos subseqüentes de medição condicional, indicaram que a duração das erupções próximas à parede sobre microranhuras é cerca de 50% inferior àquela sobre uma superfície lisa. No estudo da freqüência destes fenômenos, foi ressaltado o grande número de variáveis afetando a detecção dos mesmos, o que pode explicar, pelo menos em parte, a disparidade dos resultados apresentados pelos vários pesquisadores .

Choi (1985), havia concluído que esta freqüência é oito vezes superior àquela sobre parede lisa. Outros autores, conforme mostrado anteriormente, chegaram a resultados diferentes e até contrários.

No presente experimento, Choi preparou uma superfície lisa de comparação e outra ranhurada, ambas dotadas de oito sensores de filme-quente ("hot-film") e utilizou o método VITA ( Apêndice II ) para detecção das estruturas. O teste concluiu apenas qualitativamente (pois o posicionamento dos sensores foi diferente dos demais estudos) haver um substancial aumento na freqüência de ocorrência das erupções próximas à parede. A distância transversal média entre dois pares de vórtices sobre a superfície ranhurada é maior que ara a superfície lisa, e os mesmos apresentam-se também menos sinuosos.

Um exame final da estrutura da turbulência sobre microranhuras durante as erupções próximas à parede, através do campo de velocidade associado a estes eventos, indicou a existência de dois pares distintos

de vórtices longitudinais com rotações opostas, um observado antes ou durante a erupção ( $y^+ < 20$ ;  $40 < z^+ < 100$ ), e outro após a mesma ( $20 < y^+ < 35$ ;  $120 < z^+ < 170$ ).

Choi concluiu que, com relação à redução de arrasto por microranhuradas, pode haver mais de um mecanismo envolvido, mas a restrição ao movimento transversal dos vórtices longitudinais é um dos principais fatores apontados por seu estudo, resultando em uma erupção prematura e fraca. Acrescentou ainda que o fato do espaçamento ótimo das microranhuradas ser da mesma escala que a distância entre os vórtices longitudinais durante as erupções próximas à parede ( $10 < s^+ < 25$ ), indica uma provável relação entre ambos.

## 2.7 Modelos na Literatura.

Inicialmente foram modelados escoamentos laminares sobre as microranhuradas (Liandrat apud Coustols; Savill [12], Djenidi et al. [23]). Estas modelagens foram efetuadas como uma preparação ao cálculo em escoamentos turbulentos e consistiram em soluções numéricas da equação de Navier-Stokes parabólica (método marcha à frente), em malha cartesiana, onde adotou-se a hipótese de que a componente transversal da velocidade era nula ( $w=0$ ). O perfil das microranhuradas foi aproximado por uma seqüência de diminutos degraus, tendo sido reportada uma redução de atrito viscoso da ordem de 4%, nas duas referências.

Pouco mais tarde, Launder; Li [24], mostraram que em função da grande variação da tensão de cisalhamento ao longo da superfície das

microranhuradas ( com valores muito superiores à média próximo da extremidade e valores desprezíveis junto à base ), seria necessária uma grande precisão para avaliar o atrito médio na parede com uma tolerância aceitável. Launder; Li, modelaram as ranhuras como microaletas retangulares ( adotando as condições de contorno de um canal plano comum ) e resolveram a equação de Poisson, através do método dos volumes finitos, para um escoamento laminar plenamente desenvolvido. A condição de aderência foi empregada em todas as fronteiras rígidas e também empregou-se condições de simetria no centro do canal formado entre duas aletas. Em função das pequenas dimensões das ranhuras, o perfil de velocidades exibiu uma variação transversal insignificante, tendo sido adotada uma solução unidimensional para o escoamento em alturas superiores a  $2h$ . Este valor foi fixado por tentativas e diminuiu significativamente o tempo de computação, conforme os autores. A exploração cobriu várias dimensões e razões de aspecto para as microranhuradas. A malha empregada possuía um forte adensamento nas regiões de fronteira e, principalmente, junto ao vértice das "riblets".

Os cálculos, efetuados para gradientes de pressão pré-estabelecidos ( em condições que levariam a uma diminuição de arrasto da ordem de 6% no caso turbulento, ou seja  $h/s=1$  e  $h^+ = 13$  ), indicaram uma velocidade média 16.4% inferior ao escoamento sobre placa lisa e um aumento do coeficiente de atrito que cresce não linearmente com o aumento da altura das ranhuras em relação à largura do canal. Djenidi et al. apud Launder; Li, apontaram que 90% do arrasto das "riblets" são

provenientes do quarto superior de sua altura, com pronunciada diminuição à medida em que se prossegue para as bases. Apesar disso, sua malha apresentou apenas quatro nós cobrindo esta região, levando-os a obter um resultado impreciso.

O fato da geometria analisada por Launder e Li diferir significativamente das "riblets" reais, poderia gerar dúvidas em seus resultados e, principalmente, em suas comparações com o trabalho de Djenidi et al.. Launder; Li, no entanto lançam mão de um argumento que parece pôr fim às dúvidas sobre a aplicação de microranuras a escoamentos laminares : fizeram uma analogia com o processo de transmissão de calor mostrando que a obtenção de um menor arrasto com microranuras de razão de aspecto unitária em escoamento laminar seria o mesmo que obter uma menor troca de calor com um aumento de 223% na área exposta de uma placa lisa.

De fato, experimentos realizados por Djenidi et al.[23], já haviam indicado este déficit de velocidade na camada limite laminar sobre "riblets" em relação à placa lisa. Na oportunidade, no entanto, somente foi observado o fato do perfil ser qualitativamente semelhante ao perfil sobre superfície lisa.

Bechert; Bartenwerfer apud Savill et al.[20], apresentaram uma análise teórica do escoamento sobre e entre as microranuras. A sub-camada foi modelada como um simples escoamento de Couette e o escoamento médio entre as ranhuras foi calculado para uma série de geometrias, através de mapeamento conforme, pela solução da equação de Laplace.

Assim, determinaram a pseudo localização da origem, ou seja a cota em

que uma parede lisa poderia ser colocada para resultar no mesmo efeito das microranuras sobre o escoamento externo. Bechert e Bartenwerfer definiram então a "altura de protrusão" para uma série de geometrias testadas.

McLean et al.[3] em seus experimentos nas condições reais de vôo, utilizaram-se de cálculos para estimar  $s^+$  ao longo do comprimento de cada espécime de "riblets" testada, de forma a representar os dados experimentais em função deste parâmetro. Procuraram ainda obter uma curva do efeito das mesmas sobre a viscosidade aparente ("eddy viscosity") de forma a permitir que o programa desenvolvido na Boeing (diferenças finitas 3-D) fosse utilizado como uma ferramenta adequada para estimar o benefício das "riblets" em aplicações futuras. Neste modelo, a viscosidade aparente é modificada somente na camada interna, na forma de um desvio  $\Delta y^+$ , função de  $s^+$ , na coordenada normal, expressa em unidades de parede. Trata-se de um paralelo ao modelo desenvolvido por Rotta (1962) apud McLean, para a rugosidade superficial distribuída, visto que ambas correlacionam-se com as unidades de parede. O modelo baseia-se na comprovação experimental de que para superfícies que produzem pouca modificação no coeficiente de atrito local, como a rugosidade distribuída ("sand grain") de Nikuradse, para  $K^+ \leq 25$ , a variação no coeficiente de atrito é diretamente proporcional a  $\Delta y^+$ . Assim, se a porcentagem de variação na tensão de cisalhamento da parede é conhecida, o correspondente  $\Delta y^+$  pode ser determinado diretamente a partir do modelo de comportamento para a viscosidade aparente. A curva abaixo é a

principal característica do modelo de "rugosidade negativa" de McLean et al.. O trecho da curva para  $s^+ > 10$  é um ajuste aos dados de Walsh [9], enquanto que para valores de  $s^+ < 10$  o ajuste foi feito de forma a minimizar os erros na comparação com os resultados obtidos em vôo.

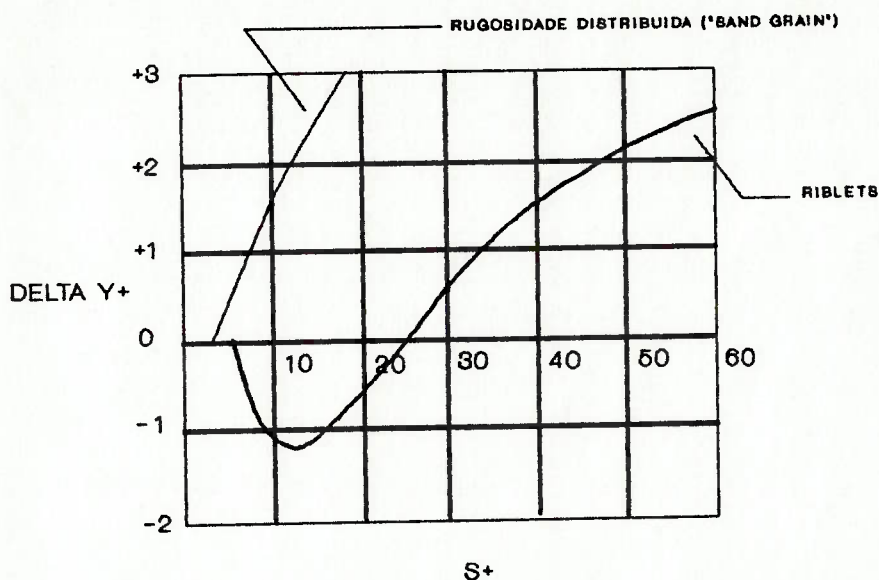


Fig. 11 - Função empírica de "rugosidade negativa" para micro ranhuras com razão de aspecto unitária, [3].

A curva é definida por uma tabela com valores discretos de  $s^+$ , a pequenos intervalos. Durante o cálculo da viscosidade aparente, o  $\Delta y^+$  apropriado é calculado, em função de  $s^+$ , através de interpolação na tabela.

Gaudet [13] procurou desenvolver correlações para o coeficiente de



atrito a partir do perfil de velocidade em uma camada fina turbulenta sobre microranuras. A análise parte da mesma constatação de que modificações na textura da superfície alteram o perfil de velocidade pelo deslocamento da linha logarítmica. Sua modelagem foi apresentada na seção 2.2 quando discutimos a influência do  $NRe$ .

Pulles et al. [22] afirmam que devido ao fato dos efeitos das ranuras longitudinais afetarem somente a região da Zona de Transição e sub-camada viscosa, os métodos preditivos que baseiam-se em funções de parede são incapazes de capturar o processo de redução de arrasto.

Por outro lado, modelos com fechamento total para as Tensões de Reynolds são exagerados pois grande parte da camada fina turbulenta não é afetada pela presença das microranuras. Assim, é necessário um modelo relativamente simples para descrever as regiões distantes da parede, integrado a uma descrição mais detalhada dos processos junto à mesma.

Truong; Pulvin [18] empregaram também cálculo numérico em seu experimento com difusor descrito na seção 2.3, utilizando a técnica de modelagem "zonal" com efeitos viscosos confinados à camada fina e escoamento externo invíscido. O modelo de turbulência adotado na resolução do escoamento é baseado na viscosidade aparente de Boussinesq e no comprimento de mistura de Prandtl. Seguindo a proposta de Michel et al. apud Truong; Pulvin, a difusividade turbulenta,  $\epsilon$ , foi expressa por :

$$\epsilon = \epsilon_{\text{ext}} \tanh \left( \frac{\epsilon_{\text{int}}}{\epsilon_{\text{ext}}} \right) \quad (9)$$

onde, 
$$\epsilon_{int} = \rho \ell^2 F^2 \left[ \frac{\partial u}{\partial y} \right] \quad (10)$$

$$\epsilon_{ext} = \gamma_k \rho k_e U_e \delta^* \quad (11)$$

$\gamma_k$  - representa a função de intermitência de Klebanoff.

$$k_e = 0.0013 \quad 0.0038 e^{(-\beta / 15)} \quad (12)$$

$\beta$  - é o gradiente de pressão adimensional de Clauser (5)

A viscosidade aparente na região interna,  $\epsilon_{int}$ , é expressa pelo comprimento de mistura de Prandtl  $\ell$  ( $= k y$ ), e a função de amortecimento de van Driest,  $F$ , modificada para escoamento com gradiente de pressão de acordo com Cebeci e Smith, utilizando-se o parâmetro adimensional  $N^+$ :

$$F = 1 - \exp \frac{-y^+ N^+}{A^+} \quad (13)$$

com  $A^+ = 26,$  (14)

$$N^+ = 1 + 11.7 p^+, \quad (15)$$

$$P^+ = \frac{\nu}{\rho u_\tau^3} \frac{dp}{dx} \quad (16)$$

Na presença de microranhuradas a viscosidade aparente na região interna foi modificada variando-se o comprimento de mistura,  $l$ , e a função de amortecimento,  $F$ , de acordo com a função de "rugosidade negativa" de McLean et al [3],  $\Delta y^+$ , relacionada ao parâmetro geométrico adimensional,  $s^+$ .

São empregadas as equações clássicas para solução de camada fina turbulenta bidimensional em regime permanente :

Continuidade :

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (17)$$

Navier-Stokes :

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = - \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dx} + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial(-\rho u'v')}{\partial y} \quad (18)$$

O escoamento invíscido foi calculado com cerca de vinte pontos ao longo das paredes divergentes e cerca de dez nas seções de entrada e saída ( a seção de testes possuía dois metros de comprimento mas o segmento tratado com microranhuradas não é especificado ). Os ângulos do difusor durante os testes (e cálculos) foram pequenos, variando de 2° a 6°, e a velocidade na seção de entrada foi mantida a 40 m/s . Na "calibração"

do modelo para o caso de paredes lisas, os resultados para a distribuição de pressão  $C_p(x)$ , ao longo do difusor foram ligeiramente subestimados pelos cálculos, e os perfis de velocidade na seção de saída foram bem previstos pelo método numérico.

A profusão de modelos que abordaram o efeito fenomenológico das micro-ranhuras como sendo análogo (e inverso) ao efeito de uma rugosidade uniformemente distribuída de pequenas dimensões ( $K^+ < 25$ ), motivou-nos, naturalmente, à revisão de alguns artigos e textos adicionais sobre a evolução e emprego deste conceito.

Nikuradse (1933), iniciou a análise de escoamentos sobre paredes rugosas em tubos internamente revestidos com areia. Concluiu que, para um  $NRe$  suficientemente elevado, o comportamento desviava da superfície lisa e dependia da escala relativa da rugosidade  $K/d$ , onde  $K$  é a escala da rugosidade e  $d$ , o diâmetro interno do tubo, além do  $NRe$  (escoamento de transição). Para um  $NRe$  ainda maior, (com  $K^+ = Ku^*/\nu \cong 30$ ), o escoamento tornava-se independente da viscosidade e passava a ser função somente de  $k/d$  (escoamento completamente rugoso). Nikuradse concluiu ainda que o efeito da rugosidade no perfil de velocidade era análogo ao da viscosidade, ou seja, confinado à parte interna da camada limite.

Os experimentos de Scholz (1955) apud White [14] e Schlichting [11], comprovaram que, quando representado em escalas de parede  $(u^+, y^+)$ , o perfil de velocidade sobre parede rugosa apresenta um deslocamento  $(\Delta B)$ , em direção à parede, diminuindo a espessura da região dominada pela viscosidade, com relação ao perfil de velocidade sobre parede

lisa. A magnitude do deslocamento foi identificada como função do parâmetro de rugosidade adimensional,  $K^+$ , que também pode ser interpretado como um número de Reynolds baseado na altura média do elemento de rugosidade e na velocidade de atrito :

$$u^+ = 2.5 \ln y^+ + 5.5 - \Delta B(K^+) \quad (19)$$

De acordo com White [14], experimentos subsequentes executados por Clauser (1956), indicaram que o deslocamento não é apenas função de  $K^+$ , mas também do tipo de rugosidade (areia uniforme, mistura de granulações, rebites, esferas e outras texturas), e ainda que o efeito da rugosidade na "Lei Logarítmica" sobre placas é o mesmo deslocamento  $\Delta B$ , encontrado para os tubos, onde :

$$\Delta B \cong 2.5 \ln 0.3 k^+ \quad (20)$$

De acordo com Perry et al.[26], a determinação de  $\Delta B$  é um dos objetivos do estudo de escoamentos sobre superfícies rugosas. Baseados na constatação de Nikuradse, Perry e Joubert (1963), apud Perry et al., propuseram que este deslocamento de perfil fosse modelado como uma alteração da viscosidade :

$$u^+ = 2.5 \ln \left[ \frac{yu^*}{\nu_e} \right] + 5.5 \quad (21)$$

$$\text{onde, } \frac{\nu}{\nu_e} = \exp [ 0.4 \Delta B(k^+) ] \quad (22)$$

Cebeci; Bradshaw [27] preferem descrever o efeito de deslocamento do perfil de velocidade como :

$$u^+ = 2.5 \ln y^+ + c - \Delta u^+ \quad (23)$$

onde  $c$  é o valor original da constante de sobreposição em perfis sobre paredes lisas ( $\cong 5.5$ ), e  $\Delta u^+$ , função de  $k^+$ , indica o deslocamento do perfil sobre parede rugosa. Assim, o efeito da rugosidade seria o de alterar o ponto de interceptação,  $c - \Delta u^+$ , no eixo  $y^+$ .

A modelagem proposta para este efeito foi através da alteração da formulação original do comprimento de mistura,

$$l = k y \left[ 1 - \exp \left( -\frac{y}{A} \right) \right] \quad (24)$$

que passa a ser,

$$l = k (y + \Delta y) \left[ 1 - \exp \left( -\frac{y + \Delta y}{A} \right) \right] \quad (25)$$

$\Delta y$  é uma função do parâmetro de rugosidade "sand-grain" equivalente  $K_s^+$  ( $= K_s u_\tau / \nu$ ) :

$$\frac{\Delta y u_\tau}{\nu} = \Delta y^+ = \begin{cases} 0.9 [\sqrt{K_s^+} - K_s^+ \exp\left(-\frac{K_s^+}{6}\right)], & \text{para } 5 \leq K_s^+ \leq 70 \\ 0.7 (K_s^+)^{0.58} & , \text{ para } 70 \leq K_s^+ \leq 2000 \end{cases} \quad (26)$$

Para  $\Delta y=0$ , obtêm-se os valores relativos à superfície lisa.

Pimenta et al. apud Cebeci; Bradshaw [27] obtiveram correlações para o coeficiente de atrito em escoamentos com gradiente nulo de pressão sobre superfícies rugosas compostas de esferas uniformes ( $\varnothing 1.27 \text{ mm}$ ) densamente dispostas. Seus resultados experimentais quando comparados aos cálculos de  $c_f$  obtidos através do método de Cebeci-Smith modificado indicam boa precisão do método (Fig.12).

Cebeci; Bradshaw, acrescentam ainda que não esperam degradação da precisão de cálculo sobre superfícies rugosas com gradiente de pressão desde que o método de cálculo seja adequado a paredes lisas com gradiente de pressão.

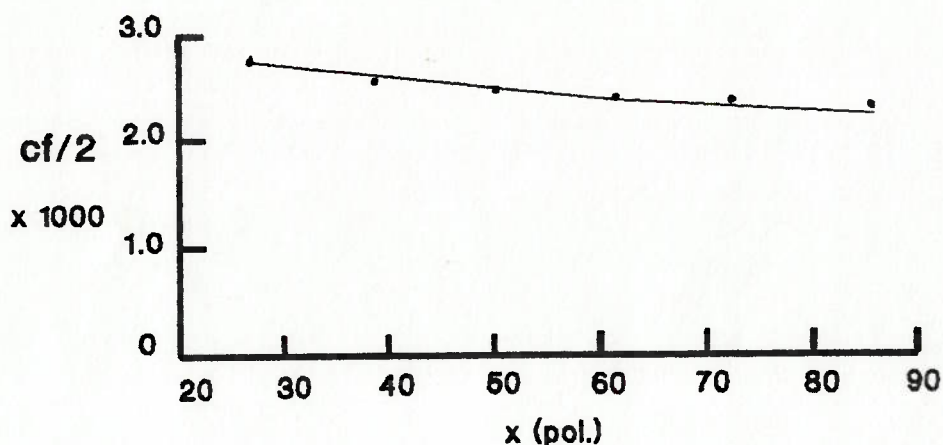


Fig. 12. Comparação dos dados experimentais de Pimenta et al.( $\cdot$ ), caso 2,  $U_{\infty} = 27$  m/s, com os valores calculados (—) através do método modificado de Cebeci-Smith, [27].

Perry e Joubert (1963) apud Perry et al. [26], mostraram que o comportamento da distribuição logarítmica de velocidade sobre paredes rugosas (19), estende-se ao estudo de camada limite na presença de gradientes de pressão adversos.

Baseado no sucesso do modelo de deslocamento do perfil de velocidades para superfícies rugosas e na constatação de que o fenômeno também ocorre sobre microranhuras ([1], [2] e [13]), selecionamos para modelagem do mesmo, neste trabalho, a função de McLean et al. [3]. A função foi parcialmente determinada em condições experimentais de voo,



conforme descrito anteriormente, e seu emprego permitiu a Truong e Pulvin [18] prever bons resultados nos cálculos em difusor, com velocidades da mesma ordem de grandeza daquelas presentes em nossa simulação numérica.

### 3 Modelo.

#### 3.1 Geometria e escoamento.

A geometria escolhida para teste do presente modelo, foi o bocal de admissão de ar (convergente-divergente) do motor General Electric CF6-80A. Este motor é capaz de produzir cerca de 222.500 N de empuxo estático, ao nível do mar e com elevada temperatura ambiente. Sua taxa de "by-pass" é da ordem de 4/5, indicando que apenas a quinta parte do ar admitido constitui o escoamento "primário" (ou quente). Cerca de 75% do empuxo é gerado pelo turbo-impulsor ("Fan") e seu difusor, através do escoamento "secundário" (ou frio), escoamento este afetado, em nosso trabalho, pela aplicação de riblets na superfície interna do bocal de admissão, até a seção do impulsor (IV). A família de motores CF6 possui motores na classe de tração de 45.000 a 65.000 lb, equipando aeronaves como os Boeing 747 e 767, McDonnell Douglas DC-10 e MD-11 e Airbus A300 e A310. As dimensões básicas foram obtidas através da medição física direta na "nacelle" de um Boeing 767-200, equipado com o referido motor. A especificação da aeronave é relevante uma vez que as aeronaves Airbus A310, por exemplo, possuem uma configuração diferenciada, na qual a caixa de redução de acionamento dos acessórios do motor localiza-se sob o envoltório do impulsor ("Fan case") e não sob o núcleo ("core") do motor, como no B767, alterando e tornando menos esbelto o perfil do bocal de admissão.

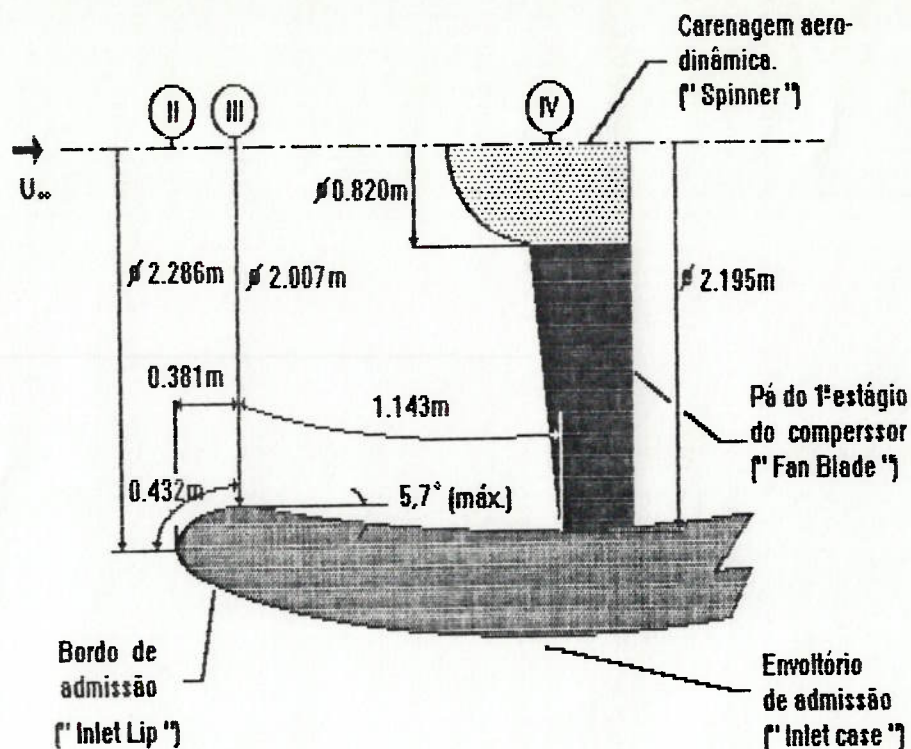


Fig. 13. Geometria do bocal de admissão do motor CF6-80A, conforme instalado em aeronave Boeing 767-200. ( Dimensões obtidas por medição direta. Esquema sem escala ).

Na impossibilidade de obtenção do perfil real da seção longitudinal de interesse, aproximamos a geometria real como se segue :

- O perfil da seção convergente foi aproximado por um setor de elipse ( no plano ). Os eixos da elipse foram selecionados de forma a manter fielmente a localização do ponto de estagnação e do ponto de maior cota ( menor seção transversal ), da geometria real. Felizmente, após a adaptação da elipse, notou-se que o comprimento total percorrido sobre a superfície entre os dois pontos mencionados, também uma variável de interesse no nosso problema, manteve-se inalterado e igual

a 0.432 m. Acreditamos portanto que o perfil original seja também elíptico.

- O "spinner", cuja função é carenar aerodinamicamente o núcleo do motor ( eixos, discos, rolamentos, etc.), foi eliminado, interpretando-se toda a área de admissão do motor como área útil. Isto equivale a dizer que a seção de admissão, originalmente uma corôa circular, foi transformada em um círculo de mesma área.

- Finalmente, o setor divergente foi aproximado por um tronco de cone, tendo sido desprezada sua leve concavidade e plenamente respeitado seu comprimento total. Conforme Schlichting [11], o efeito de curvaturas na superfície pode ser desconsiderado se e somente se a razão entre a espessura da camada limite e o raio de curvatura for muito inferior à unidade. Graficamente é possível avaliar que o raio de curvatura axial ( não disponível ) é maior que o transversal ( disponível ), e portanto faremos uso deste segundo apenas para avaliar a relação :

$$\delta/R \cong 0.0024/1.0091 = 1/420 \lll 1 \quad (27)$$

Na avaliação acima, o raio de curvatura transversal ( utilizado para aproximar o axial ), refere-se a seção média do trecho divergente, e a espessura da camada limite foi obtida por cálculo (veja detalhes adiante), na mesma seção.

A geometria final obtida portanto, está representada abaixo, valendo notar que o ângulo de divergência é adequado ao tratamento com

micro-ranhuradas [18], [16], por gerar um gradiente de pressão adverso bastante suave.

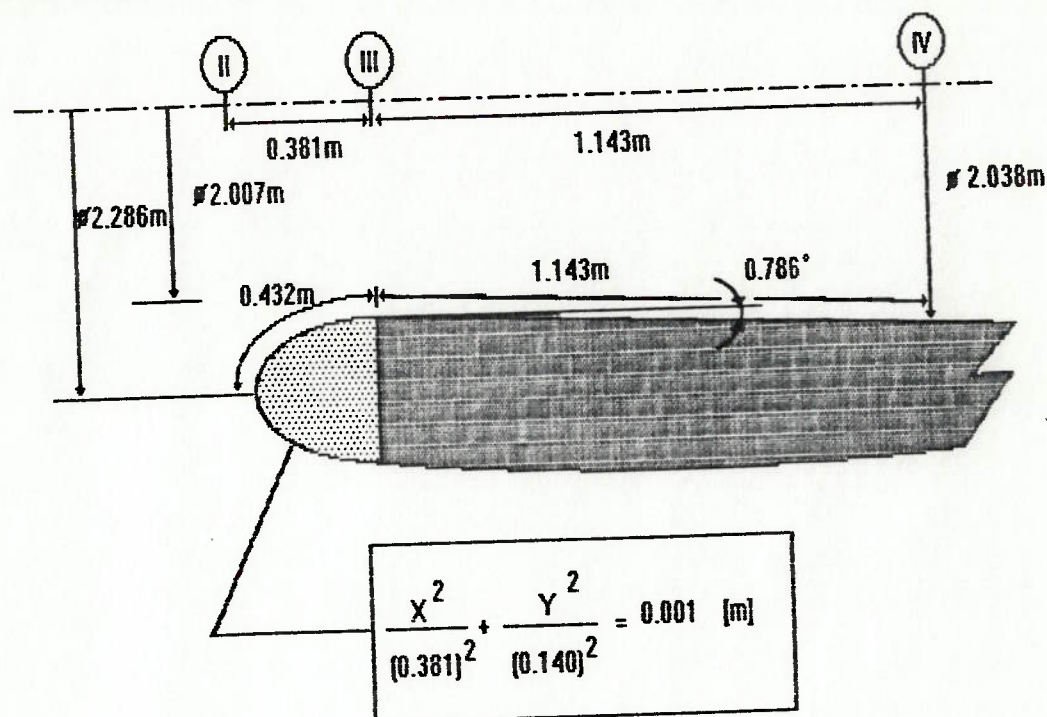


Fig. 14. Geometria do bocal empregado nos cálculos.

As condições de voo escolhidas foram altitude de 1524.5 m e Número de Mach igual a 0.2, permitindo assim o tratamento do escoamento como incompressível. O regime de operação do motor nestas condições é denominado "regime de mínima potência em voo" ("flight idle").

A figura abaixo apresenta a razão de áreas entre o tubo de corrente livre ( a uma distância próxima da seção de entrada ) e a seção real de admissão do motor :

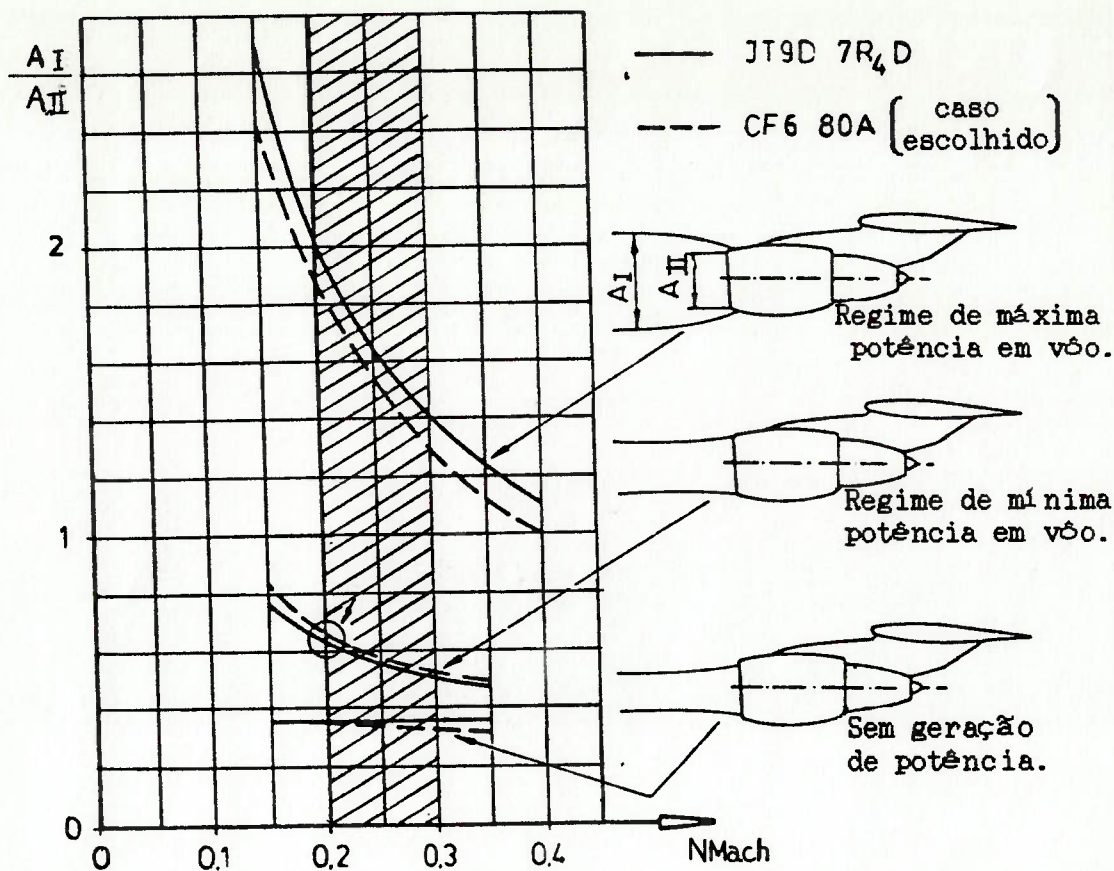


Fig. 15. Razão entre as áreas do tubo de corrente livre e de admissão na nacelle [28].

O gráfico indica uma razão  $\frac{A_I}{A_{II}} = 0.63$  para a condição de operação selecionada. Na altitude de 1524.5 m e a uma distância suficientemente grande da aeronave ( $\infty$ ), as propriedades são [29] :

$$\begin{aligned}
 p_{\infty} &= 84.330 \text{ kPa} \\
 T_{\infty} &= 278.25 \text{ K} \\
 \rho_{\infty} &= 1.0556 \text{ Kg / m}^3 \\
 c &= \sqrt{KRT} = 331,3 \text{ m / s}
 \end{aligned}
 \tag{28}$$

Adotando-se inicialmente as hipóteses de escoamento incompressível e em regime permanente, calculou-se as pressões e velocidades ao longo de uma linha de corrente ( Bernoulli ), para as seções de interesse, obtendo-se :

Seção	P(KPa)	V(m/s)	A(m <sup>2</sup> )	T(K) (*)
∞	84.330	0.0	∞	278.25
I	82.013	66.260	2.586	275.90
II	83.410	41.740	4.104	277.30
III	82.781	54.170	3.162	276.70
IV	82.875	52.510	3.262	276.80

(\*)- Estimada pelo processo isoentrópico;

$$T_2 = T_1 (p_2 / p_1)^{(k-1)/k}; k_{ar} = cp/cv = 1.4.$$

Tabela 03. Propriedades nas seções de interesse ao longo do escoamento.

Com base nas correções de pressão e temperatura aplicáveis à escoamentos compressíveis, podemos avaliar a ordem de grandeza do erro incorrido em nossa hipótese de propriedades constantes. Para a seção de maior velocidade no bocal (III), tem-se :

$$V(\text{III}) = 54.170 \text{ m/s}$$

$$NMach = V_{\text{III}} / c_{\text{III}} = 0.16$$

Maior erro esperado na avaliação da pressão :

$$\frac{p_0}{p} = (1 + 0.2 M^2)^{\frac{k}{k-1}} = 1.018 \text{ (1.8\%)} \quad (29)$$

Maior erro esperado na avaliação de temperatura :

$$\frac{t_0}{t} = (1 + 0.2 M^2) = 1.0051 \text{ (0.51\%)} \quad (30)$$

Variação de densidade esperada com a variação de

temperatura:

Supondo comportamento de gás perfeito para o ar,

$$P = \rho R T \rightarrow$$

$$\ln P = \ln \rho + \ln R + \ln T \rightarrow$$

$$\frac{dp}{p} = \frac{d\rho}{\rho} + \frac{dT}{T}, \text{ linearizando-se } \rightarrow$$

$$\frac{\rho'}{\rho} = \frac{p'}{p} - \frac{T'}{T}, \text{ mas } \frac{p'}{p} \ll \frac{T'}{T} \rightarrow$$

$$\frac{\rho'}{\rho} \cong - \frac{T'}{T}. \quad (31)$$

Conclui-se que a variação de  $\rho$  esperada sobre o valor inicial é da mesma ordem de grandeza e de sinal oposto à variação de temperatura, estimada em 0.51 %.

Com base nas avaliações acima decidiu-se manter a análise incompressível do escoamento proposto, utilizando-se, no entanto os valores de  $\rho$  e  $\mu$  correspondentes aos dados de temperatura e pressão da seção II ( entrada do bocal ) [29] :

$$\rho = 1.04 \text{ kg / m}^3$$

$$\mu = 1.74 \cdot 10^{-5} \text{ Pa.s} \quad (32)$$

$$K = 1.4$$

Os demais dados necessários ao cálculo da Equação da Energia não foram destacados em função do desacoplamento dos fenômenos térmico e dinâmico, decorrente das hipóteses e análise que se seguiram, e que permite analisar o segundo aspecto como independente.



### 3.2 Sistema de Coordenadas.

A superfície de revolução simplificada que está sendo modelada (Fig.14) é representada no plano cartesiano ( com origem no ponto de estagnação e não sobre o eixo de rotação ), pelas equações :

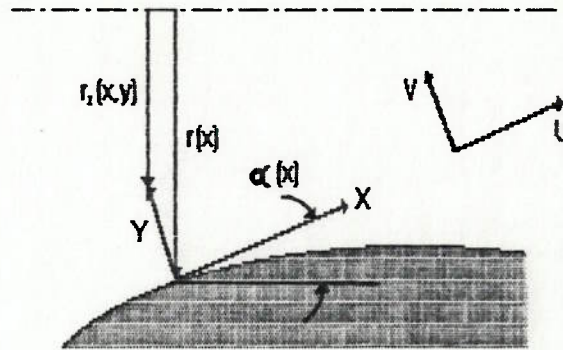
$$\frac{x^2}{145161.00} + \frac{y^2}{19516.09} = 1.00 \quad \text{para } 0 < x < 381.00 \text{ mm , e}$$

(33)

$$y = - 0.0137 x + 144.9367 \quad \text{para } 381.00 < x < 1524.00 \text{ mm.}$$

Em função do pequeno semi-ângulo do tronco de cone ( $0.786^\circ$ ), o mesmo intercepta a elipse a menos de 0.02 mm do ponto de maior ordenada. O sistema cartesiano, no entanto, somente é adequado para uma definição mais acessível da geometria da seção longitudinal, antes de sua rotação no espaço.

Para a representação do escoamento axissimétrico e cálculo da camada fina turbulenta, a utilização de um sistema de coordenadas curvilíneas X, Y, localmente tangencial e perpendicular a cada ponto da superfície, é mais adequado :



$$r_1(X, Y) = r(X) - Y \cos(\alpha)$$

Fig. 16. Sistema de coordenadas curvilíneas para escoamentos sobre corpos axissimétricos em escoamento paralelo ao eixo de revolução. Por Boltze apud Schlichting, [11].

Conforme Boltze, as equações para camada limite, em regime permanente, com este novo sistema de coordenadas, tornam-se :

$$u \frac{\delta u}{\delta X} + v \frac{\delta u}{\delta Y} = - \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dx} + \frac{1}{\rho r_1} \frac{\delta}{\delta y} \left[ r_1 \left( \mu \frac{\delta u}{\delta y} - \overline{\rho u' v'} \right) \right] \quad (34)$$

$$\frac{\delta(\rho r_1 U)}{\delta X} + \frac{\delta(\rho r_1 V)}{\delta Y} = 0$$

O cálculo do comprimento de segmentos de elipse percorridos pelo escoamento (posteriormente necessário ao cálculo de áreas e da variação de  $U_{\infty}(X)$  nas várias seções), ou seja, da abscissa curvilínea  $X$  na região do bordo de ataque, para o novo sistema de coordenadas, pode ser feito por intermédio da seguinte integral definida [30]:

$$X = \int_{t_0}^{t_1} \sqrt{\varphi'(t)^2 + \psi'(t)^2} dt \quad (35)$$

onde  $t$  é o ângulo entre a horizontal e o ponto de cálculo, medido no sentido anti-horário.

$\varphi'(t)$  e  $\psi'(t)$  são as derivadas das funções paramétricas da elipse no plano cartesiano, ou seja,  $x = 381.00 \cos(t)$ , e  $y = 139.70 \sin(t)$ , respectivamente.

Na definição do sistema de Boltze, vimos que  $r_I(X,Y) = r(X) - Y \cos(\alpha)$ . Quando este sistema de coordenadas curvilíneas é empregado para descrever o escoamento em camadas finas sobre corpos com grandes raios de revolução,  $y \ll r$  (precisamente nosso caso),  $Y \cos(\alpha) \rightarrow 0$  e  $r_I \rightarrow r$ . Por  $r$  ser função de  $X$  somente, a equação de quantidade de movimento reassume, com as novas coordenadas e variáveis a mesma forma da equação bi-dimensional, restando a influência explícita do raio de revolução apenas na equação da continuidade. Mangler apud Schlichting [11],

desenvolveu uma transformação de coordenadas que permite solucionar ambas as equações para uma camada fina bi-dimensional equivalente, e posteriormente converter as velocidades e coordenadas para a geometria axissimétrica :

$$x = \frac{1}{L^2} \int_0^x r^2(X) dX ; \quad y = \frac{r(X)}{L} Y$$

$$u = U ; \quad v = \frac{L}{r} \left[ V + \frac{r'}{r} YU \right] \quad (36)$$

$$u_\infty = U_\infty ,$$

onde L é um comprimento fixo.

Esta transformação é vantajosa na medida em que permite uma redução de variáveis dependentes ( U, V, r, para u e v, somente ), durante a resolução dos escoamentos axissimétricos.

Apesar da simplificação obtida com  $r_1 \rightarrow r$ , é usual manter-se a equação de quantidade de movimento expressa na forma indicada abaixo, após a transformada de Mangler :

$$u \frac{\delta u}{\delta x} + v \frac{\delta u}{\delta y} = -\frac{1}{\rho} \frac{dp}{dx} + \frac{1}{\rho r} \frac{\delta}{\delta y} \left[ r \left( \mu \frac{\delta u}{\delta y} - \overline{\rho u'v'} \right) \right] \quad (37)$$

$$\frac{\delta(\rho r u)}{\delta x} + \frac{\delta(\rho r v)}{\delta y} = 0$$

Finalmente, emprega-se a Transformação de Von Mises que substitui a ordenada  $y$  pelo valor da função de corrente,  $\psi$ , constante para cada linha de corrente e cujas componentes são definidas por :

$$u = \frac{1}{r\rho} \frac{\delta\psi}{\delta y} \quad e \quad v = -\frac{1}{r\rho} \frac{\delta\psi}{\delta x} \quad (38)$$

Como, por definição, a função de corrente satisfaz a equação da continuidade, então a substituição de  $y$  por  $\psi$  na equação da quantidade de movimento elimina a necessidade do uso explícito daquela equação, reduzindo o sistema anterior à seguinte equação final :

$$u \frac{\delta u}{\delta x} + u \frac{\delta}{\delta\psi} \left[ r^2 \rho u \left( \mu \frac{\delta u}{\delta y} - \overline{\rho u'v'} \right) \frac{\delta u}{\delta\psi} \right] = -\frac{1}{\rho} \frac{dp}{dx} \quad (39)$$

### 3.3 Modelagem da turbulência e influência do gradiente de pressão.

Boussinesq modelou o escoamento por meio de uma viscosidade aparente ou turbulenta,  $\mu_t$ , para representar os efeitos das Tensões de Reynolds.

$$-\overline{\rho u'v'} = \mu_t \frac{\delta u}{\delta y} \quad (40)$$

Desta forma, as viscosidades absoluta e aparente podem ser combinadas como uma "viscosidade efetiva",  $\mu_{ef}$  :

$$\mu_{ef} = (\mu + \mu_t) = \rho (\nu + \varepsilon_m), \quad (41)$$

onde  $\varepsilon_m$  é a difusividade turbulenta da quantidade de movimento ( $\mu_t / \rho$ ).

A equação de quantidade de movimento torna-se, então :

$$u \frac{\delta u}{\delta x} + u \frac{\delta}{\delta \psi} \left[ r^2 \rho \mu_{ef} \frac{\delta u}{\delta \psi} \right] - \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dx} \quad (42)$$

As limitações do modelo são a suposição de que a turbulência é dissipada no mesmo local onde é gerada ( hipótese do equilíbrio local) e, apesar do efeito análogo ao da viscosidade dinâmica no escoamento laminar, a "viscosidade aparente" não constitui uma propriedade do fluido mas do escoamento. Conforme W.Rodi apud Meneghini [31], o caso de escoamento bi-dimensional em camadas cisalhantes finas é o maior sucesso de aplicação do conceito de "viscosidade aparente", por contar somente com um único termo remanescente das Tensões de Reynolds ( vide Apêndice I ).

Como as microrranhuras longitudinais atuam no sentido de inibir a troca de quantidade de movimento [22], reforçando a hipótese de equilíbrio local, parece-nos natural a extensão deste modelo às "riblets", em uma primeira análise. Truong; Pulvin [18], obtiveram sucesso na utilização do conceito de viscosidade aparente para modelação de microrranhuras, conforme indicado pela comparação de seus cálculos com resultados experimentais. A ausência de descolamento, recirculação e de  $NRe_{\theta}$  muito elevado, conforme constatado após os cálculos preliminares, além do fato de não tratar-se de problema de convecção natural, validam a adoção do modelo no problema particular proposto.

Para a modelagem de  $\epsilon_m$  por sua vez, foi selecionado o conceito de Comprimento de Mistura de Prandtl :

$$\epsilon_m = \frac{\mu_t}{\rho} = l^2 \left| \frac{\delta u}{\delta y} \right| \quad (43)$$

Na modelagem da camada limite, adotaremos a clássica divisão entre as regiões interna ( compreendendo a sub-camada viscosa, zona de amortecimento e parte da região logarítmica;  $0 < y^+ = yv^*/\nu < 40$  ), e externa ( compreendendo o restante da região logarítmica e a camada externa;  $y^+ > 40$  ). Nas expressões para  $\epsilon_m$  em ambas as regiões aplicaremos algumas variações ao esquema de Truong; Pulvin. Na região externa, ou região da esteira , ao invés da proposta de Kuhn; Nielsen ( veja revisão bibliográfica ), utilizaremos um comprimento de

mistura diretamente proporcional à espessura da camada limite :

$$l = \lambda \delta_{0.99} \quad (44)$$

Para  $NRe_{\ominus}$  elevados,  $\lambda \cong \text{cte} \cong 0.085$ , e para valores inferiores ( $NRe_{\ominus} < 5500$ ),  $\lambda$  varia, na ausência de transpiração, de acordo com a seguinte expressão:

$$\lambda = 0.250 NRe_{\ominus}^{-1/8} \quad (45)$$

Este modelo simplificado na região externa deverá ter pouca influência nos resultados visto que as microranhuras atuam principalmente na região interna da camada limite [22]. Nesta região, empregaremos o comprimento de mistura alterado pela função de amortecimento de van Driest :

$$l = K y F \quad (46)$$

onde  $K =$  constante de von Kármán  $= 0.41$

$$F = 1.0 - \exp\left(-y^+ / A^+\right) \quad (\text{van Driest})$$

Na expressão de van Driest,  $A^+$  é uma constante que, para placas planas e impermeáveis está avaliada em aproximadamente 26. Este valor é influenciado pela presença de gradientes de pressão e transpiração.

Para refletir este fato, Truong; Pulvin empregaram o parâmetro adimensional  $N^+$  de Cebeci-Smith na modelagem da influência do gradiente



de pressão. Marcando um novo desvio em relação àquele método, utilizaremos a dependência funcional de  $A^+$  com  $P^+$  experimentalmente deduzida após o exame de um grande número de casos na Universidade de Stanford apud Kays [34] :

$$A^+ = \frac{A^+_{PP}}{(26.1 P^+)+1} \quad (47)$$

onde  $A^+_{PP} = \text{constante } A^+ \text{ para placa plana } \cong 26$

$$P^+ = \frac{\nu}{\rho u_*^2} \frac{dp}{dx} \quad (\text{Parâmetro adimensional de Pressão}).$$

O gradiente de pressão  $dp/dx$  sobre a superfície será computado através da Equação de Bernoulli :

$$\frac{dp}{dx} = -\rho u_\infty \frac{du_\infty}{dx} \quad (48)$$

Esta avaliação, no entanto, somente é aceitável para níveis de turbulência externos baixos, ou seja,  $T_u = u'_{rms} / u_\infty \leq 0.1$ . Como estamos simulando um escoamento em ar atmosférico ( e não em túnel de vento fechado ), esta condição é totalmente satisfeita pois as estruturas turbulentas na atmosfera, função das condições climáticas, são de dimensões tais que não interferem em absoluto com os fenômenos na fina camada limite sobre uma superfície [11].

### 3.4 Modelagem da presença de Microranuras longitudinais.

Conforme discussão na Revisão Bibliográfica, capítulo 2, o modelo de "Rugosidade Negativa" de J.D.McLean [3], foi o selecionado para efeito deste trabalho. A adoção do mesmo baseou-se na constatação empírica de que a presença das microranuras causa um deslocamento do perfil de velocidade, quando representado em coordenadas de parede, de forma análoga ao que ocorre na presença de rugosidade superficial distribuída e da adição de polímeros ao escoamento. O deslocamento provocado, função da altura adimensional dos picos das "riblets", é modelado através de uma alteração na viscosidade aparente ( comprimento de mistura e função de amortecimento ), através do uso da função empírica de McLean, descrita em detalhes no Apêndice III. Neste trabalho, a modelagem de microranuras ficará limitada ao intervalo  $0 \leq y^+ = yu^*/\nu \leq 40$ , correspondendo à região interna da camada limite :

$$\ell = k (y+\Delta y) \left[ 1 - \exp\left\{-\frac{(y+\Delta y)}{A}\right\}\right] \quad (49)$$

A função empírica  $\Delta y = \Delta y(s^+)$ , de McLean et al.[3], utilizou também dados experimentais de Walsh et al.[9].

### 3.5 condições de contorno.

Além das condições de contorno clássicas descritas no Anexo A para as equações governantes parabolizadas, o método de solução por diferenças finitas do tipo "marcha à frente" ( Anexo B ), requer o estabelecimento do perfil inicial de velocidades em uma estação, adotada em  $x = 0.001m$ , onde a espessura da camada limite seja não nula, ou seja, fora de qualquer singularidade. A

quantidade de pontos utilizada no estabelecimento do perfil inicial define também a quantidade de pontos que a malha de cálculo possuirá na direção perpendicular ao escoamento, a cada seção. Assim, na segunda seção de cálculo e em todas as subsequentes, a velocidade está definida na seção a montante, na região exterior à camada limite ( $u_{\infty}$ ), e junto à parede ( condição de aderência ), estas duas últimas constituindo as condições de contorno clássicas.

Nos casos em que trabalhamos com simulações sobre placa plana, utilizamos o perfil adimensional laminar de Blasius [14], redimensionalizado com os dados de  $x_0$  e  $u_{\infty}$  adequados :

$$\eta = y \sqrt{\frac{m+1}{2} \frac{u_{\infty}(x)}{\nu x}} \quad (50)$$

onde •  $m = 0$  (placa plana [14])

•  $u_{\infty}(x) = \text{cte} = 15.00 \text{ m/s}$ , e

•  $x = 0.0010 \text{ m}$

Os valores da velocidade para cada ponto de  $\eta$  ,  $f'(\eta)$ , são obtidos através da multiplicação dos valores adimensionais de  $f'$ , tabelados nas

referências [14] ou [11], por  $u_{\infty}$ . O perfil completo empregado encontra-se no Apêndice V. Trinta e sete pontos foram empregados no perfil, com uma maior concentração dos mesmos próxima à parede.

Nos casos de simulação do bocal de admissão, foi empregado um perfil de velocidade ao redor de ponto de estagnação. O perfil adimensional para esta situação pode ser também encontrado nas referências acima, conforme calculado inicialmente por Hiemenz (1911) e aperfeiçoado por Howarth (1934), em função do mesmo parâmetro geométrico  $\eta$ , redimensionalizados com o valor de  $m$  igual à unidade [14],  $u_{\infty}(x) \neq \text{cte}$  e  $x = 0.0070\text{m}$ . Trinta e nove pontos foram utilizados no perfil, ainda que até 44 tenham sido testados sem aumento sensível de precisão, com maior concentração próxima à parede. O perfil completo pode ser encontrado no Apêndice V.

O código STAN7 [32], base utilizada para o cálculo do modelo proposto, oferece a facilidade de aproximar-se o início de uma camada limite laminar por intermédio de um perfil parabólico simples. Em um teste preliminar, no entanto, em que comparamos o desenvolvimento de duas camadas-limite estáveis ( $NRe$  baixo), em condições idênticas a não ser pelo perfil inicial, os dados do perfil de velocidades não convergiram após 300 integrações, indicando um comprimento de relaxação superior a  $0.04\text{ m}$ .

Com relação à função  $u_{\infty}(x)$ , a mesma foi considerada constante sobre a placa plana em função da pequena espessura de deslocamento máxima sobre seu bordo de fuga, decorrente do limitado comprimento da placa ( $0.30\text{m}$ ). No caso do bocal, por outro lado,  $u_{\infty}(x)$  foi inicialmente estimada em

várias estações pelo emprego da Equação de Bernoulli ao longo da linha de simetria ( ou eixo de rotação, antes da transformada de Mangler ). Os pontos de cálculo foram mais numerosos sobre a região elíptica, devido à maior variação de velocidade, do que sobre o trecho cônico de baixa inclinação. Como os valores da função são necessários a cada integração, os mesmos são cuidadosamente interpolados entre os dados calculados, através do uso de um "spline" cúbico, semelhante ao que empregamos na interpolação da função de "rugosidade negativa", conforme descrito no Apêndice III.

Com os valores discretos de  $u_{\infty}(x)$  para algumas estações, o desenvolvimento da camada limite foi calculado para obtenção dos valores das espessuras de deslocamento,  $\delta^*$ , nas mesmas, e adição desta cota ao perfil de revolução inicial. Este procedimento é iterativo e convergente, permitindo que a área de cada seção e, conseqüentemente, o valor da função  $u_{\infty}(x)$ , sejam refinados até a precisão desejada. Em nossa segunda interação, a diferença entre  $u_{\infty i}(x)$  e  $u_{\infty ii}(x)$ , para a mesma estação, já era inferior a 0.7% no pior caso, o que foi considerado aceitável. Pela forma utilizada para estimar a variação da função  $u_{\infty}(x)$ , desprezou-se a diferença de velocidades entre a linha de corrente sobre o eixo de simetria e aquela imediatamente externa à camada limite. Esta aproximação foi considerada aceitável por estarmos trabalhando em casos de comparação relativa, submetidos às mesmas condições de contorno, e principalmente por tratar-se de uma superfície de baixa curvatura axial na qual as linhas de corrente são essencialmente paralelas ao longo de 80% do comprimento considerado.

### 3.6 Transição.

Conforme Kays; Crawford [32], o Número de Reynolds baseado no comprimento característico do escoamento,  $NRe_x$  ou apenas  $NRe$ , não é um parâmetro conveniente para uso no critério de transição pois seu significado só é útil para escoamentos com velocidade ao longe constante e sem gradientes de pressão. Além disso, o nível de turbulência na corrente livre precisa ser também especificado. Por ser a transição um fenômeno local, os mesmos sugerem a utilização de critérios baseados na espessura de deslocamento,  $\delta^*$ , ou espessura de quantidade de movimento,  $\theta$  [33] :

$$u_{\infty} \delta^* = \int_0^{\infty} (u_{\infty} - u) dy \quad (51)$$

$$\rho u_{\infty}^2 \theta = \rho \int_0^{\infty} u(u_{\infty} - u) dy \quad (52)$$

O valor  $NRe_{\theta, crit} = 162$ , inicialmente calculado com dados de transição sobre placa plana, é proposto com base experimental, como um critério geral, incluindo casos com gradiente de pressão e transpiração, sempre que a presença de perturbações na corrente livre for substancial.

Conforme discutido durante a avaliação do gradiente de pressão, a turbulência atmosférica não interfere em fenômenos de camada fina por, uma questão de escala, constituindo um meio livre de perturbações para efeito prático. Não obstante, observando-se um filme

microranhurado, nota-se que seu bordo de ataque constitui um pequeno "degrau" para o escoamento e, respeitadas algumas condições, o mesmo atua como uma perturbação, promovendo a transição do regime laminar para o turbulento. Obtendo sucesso na promoção de uma rápida transição para o regime turbulento, torna-se desnecessário desenvolver uma complexa modelagem para a fase de transição do escoamento, somando-se isto ao fato de que inexistente qualquer estudo teórico ou experimental do comportamento de micro-ranhuradas longitudinais neste regime.

Walsh [4], afirma que um Número de Reynolds baseado na altura de um elemento de rugosidade ( $NRe_k$ ) da ordem de 400 é geralmente suficiente para provocar a transição da camada limite, e que um  $NRe_\theta \cong 200$  a mantém turbulenta.

Adotamos, pois, o critério de Kays e Crawford e, após a obtenção dos dados do escoamento, retornamos para uma verificação do critério de Walsh no que diz respeito ao  $NRe_k$  :

- Ponto de transição ( $NRe_\theta = 162$ ) : 0.029 m
  - $NRe_k$  no bordo de ataque do filme : 434
  - $NRe_x = 7.7 \times 10^4$
  - $NRe_\delta^* = 372$
- (53)

Os Anexos A e B descrevem as equações que governam o escoamento conforme modelo apresentado, sua discretização, malha de pontos ao longo do campo de escoamento (somente região interna da camada limite), e forma de solução através do método de diferenças finitas.

#### 4 Resultados e Discussão.

Os cuidados na programação do modelo, o "software" utilizado e a confirmação de reprodutibilidade dos resultados apresentados pelo programa base, antes e após as alterações feitas para incorporar o modelo apresentado, podem ser encontrados no Apêndice V deste trabalho. Após os trabalhos de certificação do programa, iniciou-se um trabalho de simulação de micro-ranhuras sobre placa plana e sobre a geometria do bocal, com o intuito de validar o próprio modelo matemático, comparando-o contra dados clássicos de placa plana e valores experimentais disponíveis na bibliografia para microranhuras.

A Figura 17, compara a variação do Número de Reynolds baseado na espessura da Quantidade de Movimento,  $NRe_{\theta}$ , com o mesmo adimensional baseado no comprimento percorrido,  $NRe_x$ , para duas placas planas. Os dados para placa lisa foram representados através da correlação de Schlichting [11],  $NRe_{\theta} = 0.036 NRe_x^{0.8}$ , enquanto que os valores da placa microranhurada foram calculados com os seguintes dados :

- $u_{\infty} = 15.00$  m/s
- $l = 0.91$  m
- Passo =  $0.25 \delta$  (54)
- $\rho = 1.203$  Kg / m<sup>3</sup>;  $\mu = 0.0000181$  Pa.s ( T = 293 K, 1 atm)
- Micro-ranhuras com  $S^+ = cte = 15$ , dispostas a partir do ponto de transição.



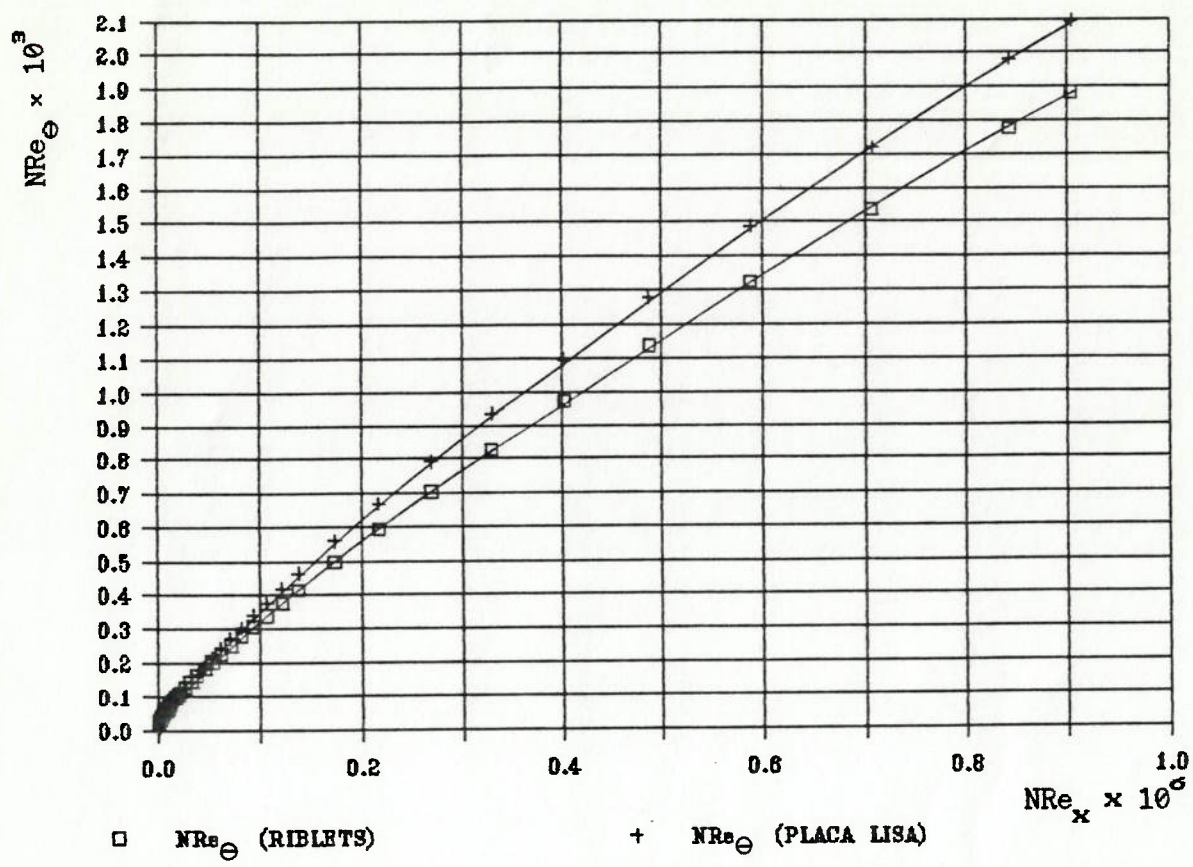


Fig. 17. Comparação da variação de  $NRe_\theta \times NRe_x$ , para placa plana lisa [11] e placa plana microranhurada.

A figura indica que, para um mesmo valor de  $NRe_x$ , o  $NRe_\theta$  é inferior para a placa microranhurada, indicando a presença de uma menor espessura de (déficit de) quantidade de movimento,  $\theta$ . Este resultado qualitativo está de acordo com as constatações experimentais de Walsh [1], e vários outros autores, conforme descrito na Revisão Bibliográfica, capítulo 2.

Dois trabalhos experimentais discutidos [22], [2], detectaram por

medição direta, uma redução de 10% na intensidade da componente turbulenta longitudinal da velocidade,  $u'_{rms}$ , ao longo da região logarítmica (ou região do "matching"), enquanto que vários pesquisadores [2], [22], [16], [13], [3], mediram o deslocamento do perfil com relação à "Lei Logarítmica" da placa plana lisa. Como o modelo proposto visa justamente reproduzir este efeito induzido pela presença de microranhuradas, acreditamos que seria um passo objetivo na certificação deste modelo a comparação direta do deslocamento calculado com aquele constatado pelos vários autores acima. Uma "Lei Logarítmica" clássica para paredes lisas (Coles), foi também incluída na figura para comparação com o resultado oferecido pelo modelo na opção de cálculo sem microranhuradas.

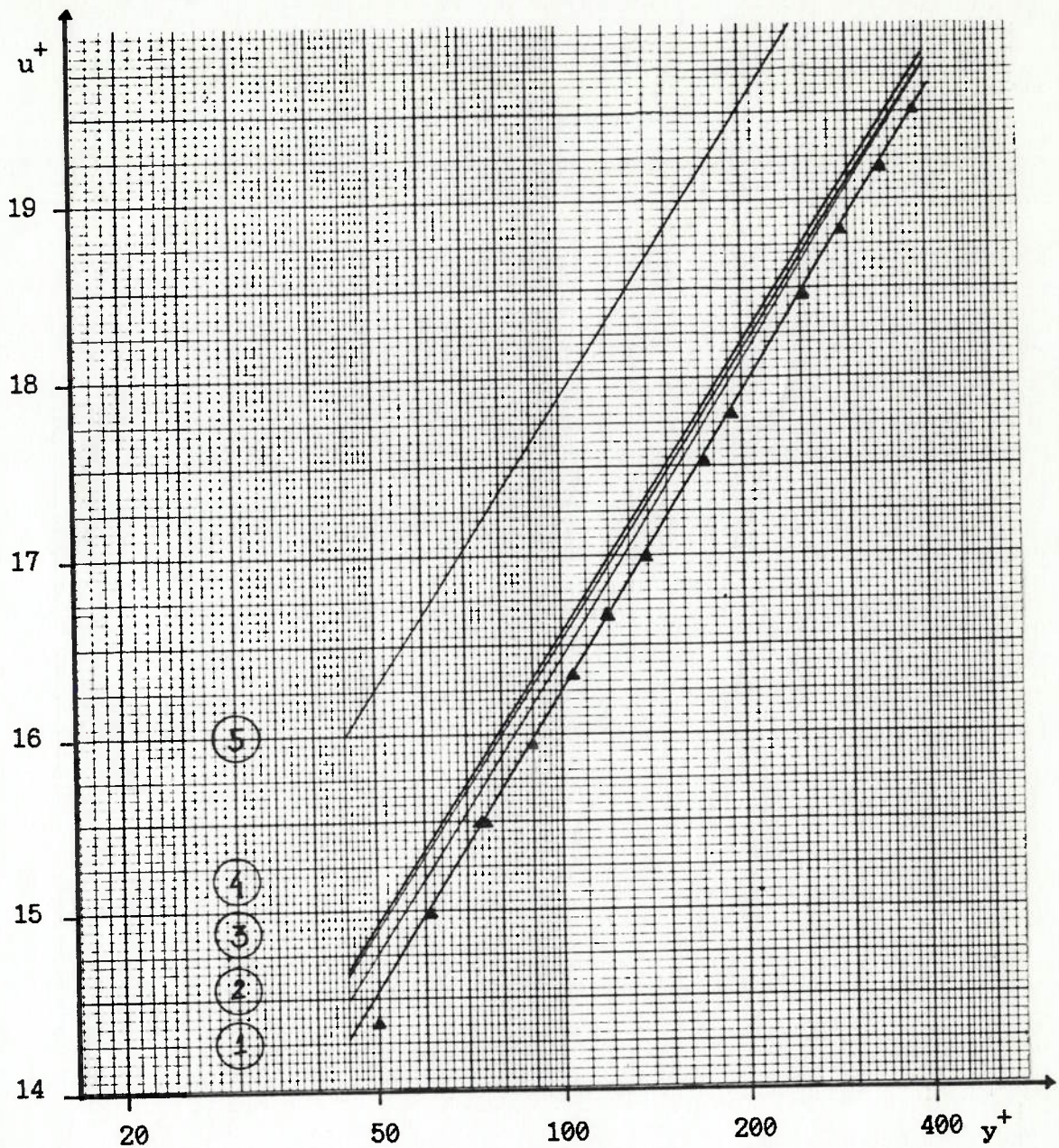


Fig. 18 Comparação da Lei Logarítmica de Coles [43] para paredes lisas (1) com um perfil calculado sobre parede lisa ( $\blacktriangle$ ), e comparação das Leis Logarítmicas sobre microranuras de Anselmet apud Savill et al. [20] (2), Pulles apud Savill et al. [20] (2), Squire e Savill [16] (4), Choi [2] (5), e aquela calculada por este trabalho (3).

A comparação de um perfil adimensional de velocidade sobre parede lisa (pontos triangulares na Fig. 18), com a Lei Logarítmica de Coles ( $u^+ = 2.439 \ln(y^+) + 5.0$ ) [1], indica a boa precisão do modelo na simulação de escoamentos sobre superfícies hidraulicamente lisas. O perfil de velocidade representado corresponde a uma seção distante 0.827 m do bordo de ataque da placa lisa, onde  $NRe_{\theta} = 4618.9$ . Na representação da curva logarítmica para escoamento sobre parede com microranuras, nossos dados podem ser comparados aos de Anselmet ( $u^+ = 5.6 \log(y^+) + 5.2$ ), Pulles (coincidente com a anterior), Squire e Savill ( $u^+ = 5.62 \log(y^+) + 5.24$ ) e Choi ( $u^+ = 5.5 \log(y^+) + 6.89$ ). A curva (3) foi traçada com ajuste (mínimos quadrados) de uma exponencial aos dados de um perfil adimensional, calculado na estação a 0.864 m do início do bocal, onde  $NRe_{\theta} = 4610$ ,  $S^+ = 15$ , e  $NMach \cong 0.18$ , resultando na expressão :

$$u^+ = 5.42 \log(y^+) + 5.68. \quad (55)$$

A expressão de Pulles [22], foi obtida a partir de dados em túnel de vento sobre placas microranuradas com geometria por vezes similar e por vezes idêntica àquela utilizada em nossos cálculos e para  $u_{\infty} = 9.8$  m/s.

O experimento de Squire e Savill [16], foi executado a  $NMach = 0.5$ , utilizando "riblets" de razão de aspecto unitária ( $h/s = 1$ ) e sua

melhor performance registrada com relação à diminuição de atrito, ocorreu precisamente para  $s^+ = 15$ . Squire e Savill consideraram seus resultados prontamente aplicáveis a escoamentos em elevado  $NMach$  subsônico e  $NRe_x$  próximos aos obtidos nos vôos de aeronaves de grande porte.

A curva de Choi [2], foi a que apresentou maior discrepância em relação a nosso modelo e também aos demais dados experimentais. Isto pode ser explicado pelas condições singulares empregadas, geométricas e de escoamento ( microaletas retangulares e baixíssima velocidade de escoamento ), voltadas a permitir uma boa medição, filmagem e visualização indireta dos fenômenos na camada fina turbulenta. Após as indicações de que o modelo proposto gera resultados compatíveis com dados experimentais em condições geométricas e dinâmicas similares, passamos a abordar o problema do escoamento sobre o bocal para avaliar a performance das microranhuras no contexto discutido.

Durante a preparação do programa, decidimos introduzir a capacidade de reproduzir um tipo interessante de micro-ranhura referido na bibliografia [13] como "Superfície Otimizada". Apesar de ser apenas uma abstração até o presente momento, esta seria uma superfície para a qual o valor de  $s^+$  ( ou  $h^+$  ), manter-se-ia constante ao longo do escoamento. Isto implicaria fisicamente na execução de microranhuras com altura variável, de forma que a condição de máxima redução do coeficiente de atrito fosse alcançada sobre toda a superfície tratada. Assim, o escoamento proposto foi calculado sobre a superfície do bocal para três condições de textura superficial diferentes : parede lisa;

parede revestida com micro-ranhas de altura física variável ( $s^+ = \text{cte}$ );  
e com altura física constante ( $s^+ = s^+(x)$ ).

Sintetizando os dados, temos :

- $u_{\infty}(0) = 41.74 \text{ m/s}$ ;  $u_{\infty}(1.5743) = 52.89 \text{ m/s}$
- Passo =  $0.5 \delta$
- Número de pontos na direção transversal ao escoamento: 37
- $\mu = 0.0000174 \text{ Pa.s}$ ;  $\rho = 1.043 \text{ Kg/m}^3$
- Ponto de transição :  $NRe_{\theta} = 162$  (56)
- Acionamento da modelagem de microranhas, quando aplicável :  $NRe_{\theta} = 162$
- Condições de contorno : Clássicas, mais perfil inicial de estagnação em  $x = 0.0007\text{m}$ .
- Hipóteses : Escoamento incompressível, axissimétrico de baixa turbulência externa, de fluido Newtoniano, monofásico, isotrópico, na ausência de reações e com propriedades constantes.

Uma listagem detalhada dos dados de entrada para cada uma das condições de superfície descritas, pode ser encontrada no Apêndice V.

A Figura 19 indica um menor crescimento da Espessura de Quantidade de Movimento sobre as superfícies microranhas, comparadas à parede lisa, a partir da região de transição.

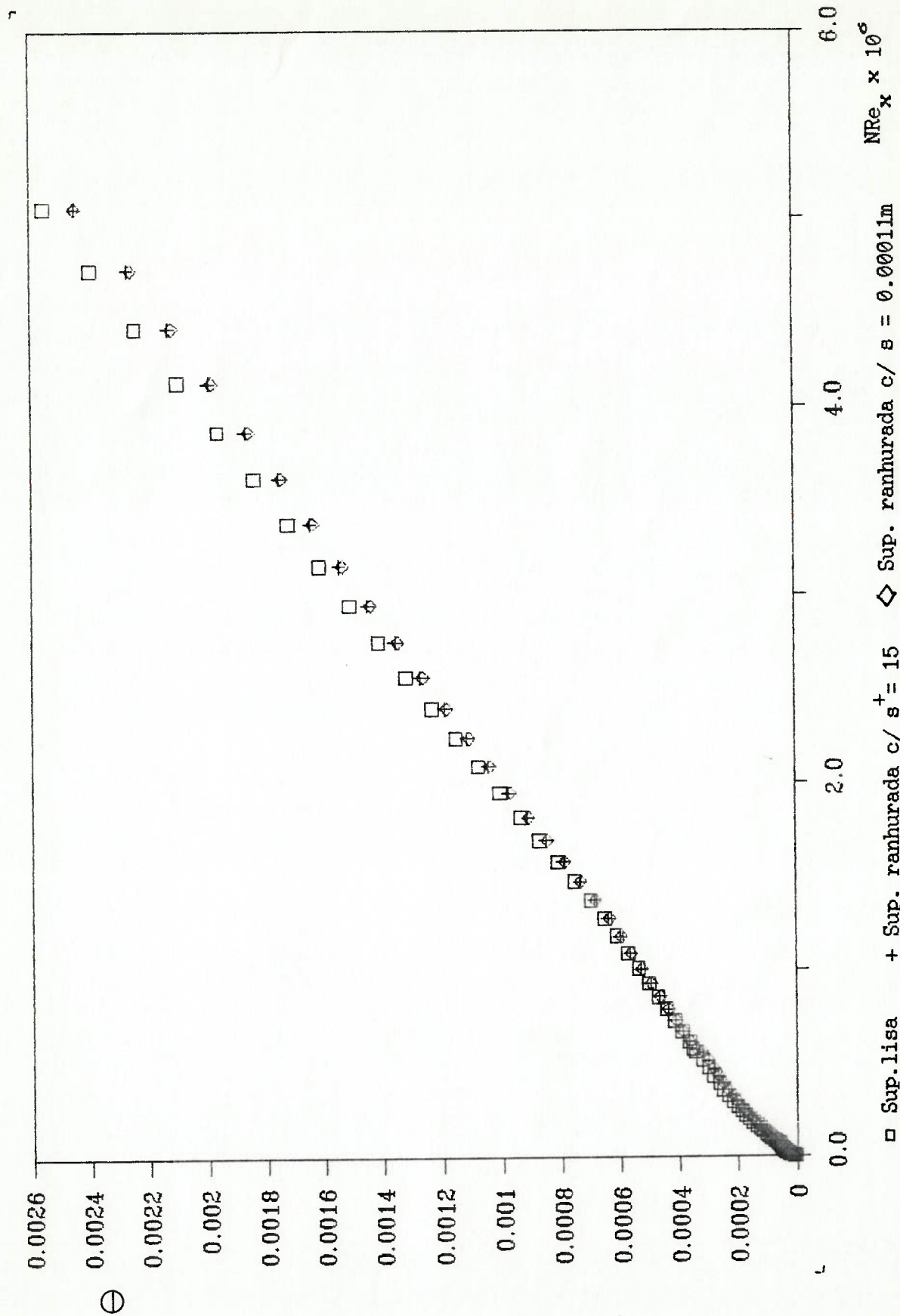


Figura 19. - Variação da Espessura de Quantidade de Movimento com  $NRe_x$ .

A Figura 20 indica a variação do coeficiente local de atrito,  $cf/2$ , com o Número de Reynolds baseado na distância percorrida,  $NRe_x$ , para os três casos considerados, apenas no regime turbulento. Nota-se um menor valor para o coeficiente de atrito sobre a parede ranhurada ao longo de toda a faixa de  $NRe_x$  representada. A diferença absoluta entre  $(cf/2)_{ranhurada}$  e  $(cf/2)_{lisa}$ , no entanto, decresce a cada seção, conforme constatado nos experimentos de Gaudet [13]. A oscilação de  $cf/2$  na região central do gráfico deve-se à variação do gradiente de pressão sobre a superfície.

A Figura 21 mostra a variação da altura física das microranhuradas ao longo da superfície. Ela indica que a "Superfície Otimizada" descrita anteriormente, equivalente a  $s^+$  constante, deveria possuir ranhuradas com altura variando entre 0.00011m e 0.00013m, do ponto de transição ao bordo de fuga do bocal, aproximadamente. A pequena oscilação no valor de  $s^+ \left[ \frac{u_\omega}{\nu} \sqrt{cf/2} \right]$ , entre o ponto de transição e  $x \cong 0.4$  m, equivale ao trecho da superfície onde o gradiente de pressão é favorável ( $dp/dx < 0$ ). Neste trecho, apesar do decaimento de  $\sqrt{cf/2}$ ,  $u_\omega(x)$  aumenta com  $x$ , causando uma certa compensação responsável pela oscilação notada. No trecho divergente, por outro lado, o gradiente de pressão adverso ( $dp/dx > 0$ ) causa a diminuição de ambos os valores, levando a um aumento de  $S$  para um  $S^+$  fixo.



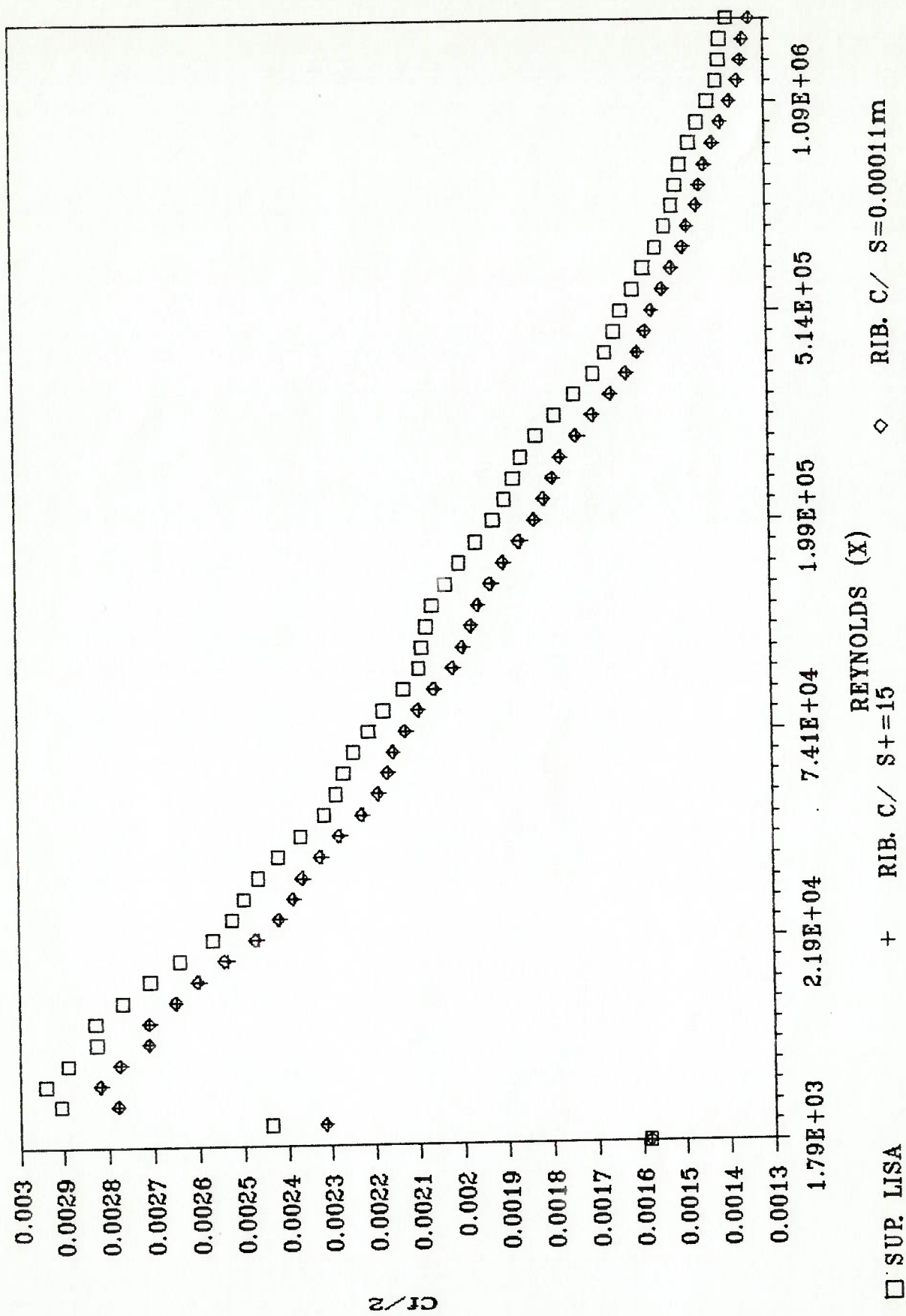


Figura 20. - Variação do Coeficiente de Atrito Local com  $NRe_x$ .

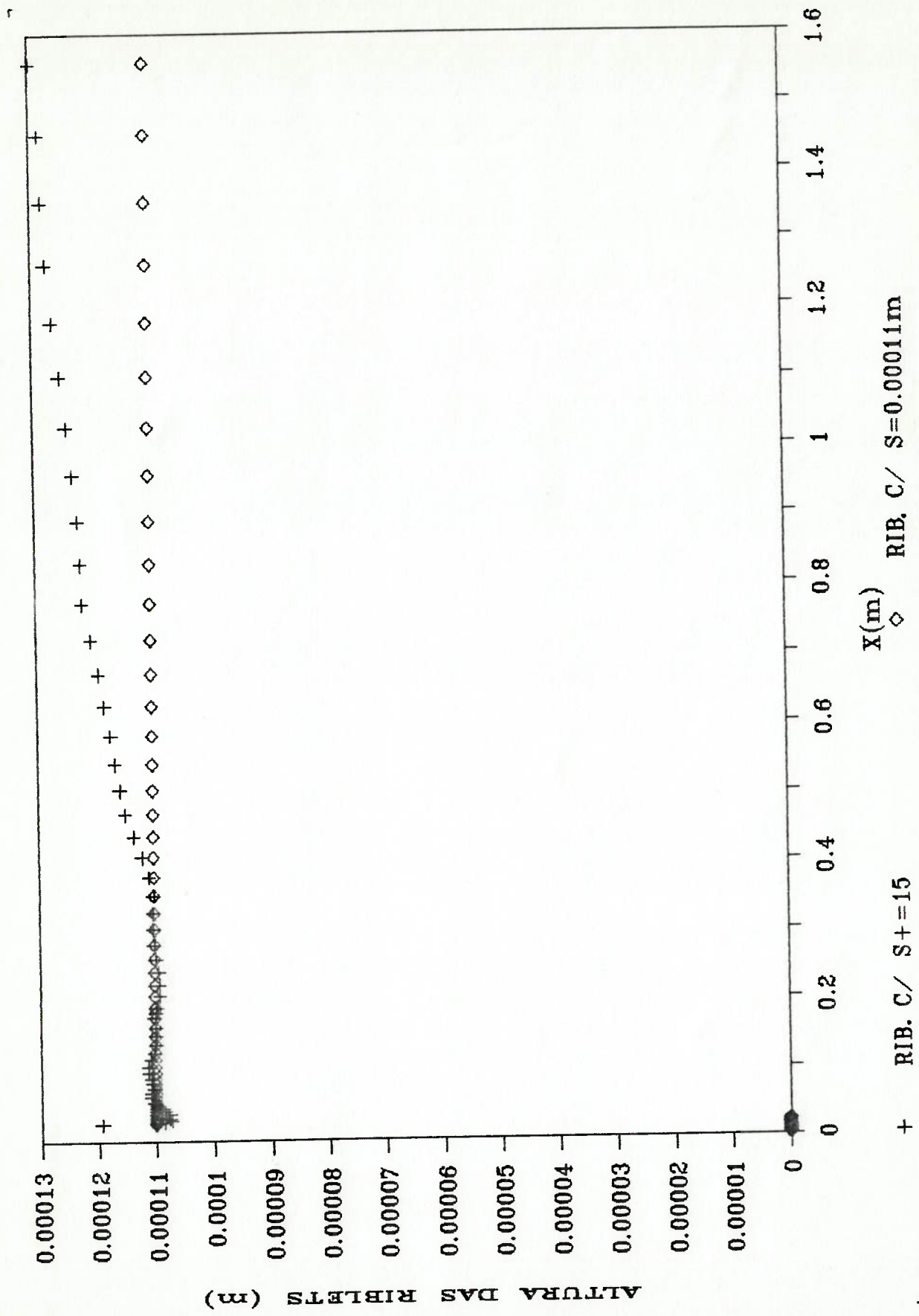


Figura 21. - Variação de altura dos vértices com X.

Finalmente, a Figura 22 compara os perfis adimensionais de velocidade nas camadas finas plenamente desenvolvidas, para as três situações analisadas. A maior velocidade média dentro das camadas finas sobre microranhuradas justifica a menor espessura de quantidade de movimento,  $\theta$ , apresentada na Figura 19 e implica, para uma velocidade média fixa na seção de entrada do bocal, em uma vazão ligeiramente maior.

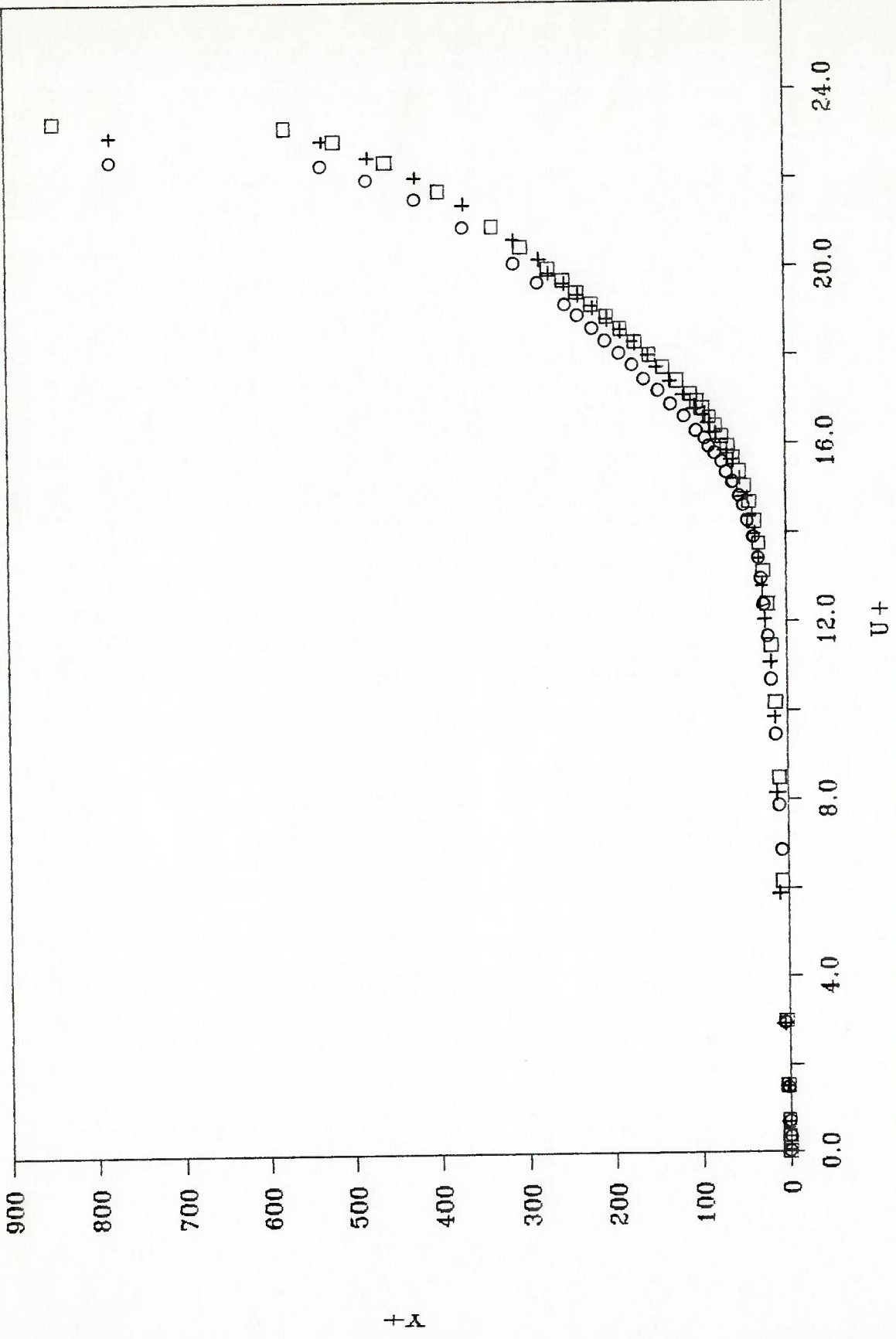


Figura 22. - Comparação dos perfis de velocidade adimensionais sobre parede lisa e paredes ranhuradas.

Dos extensos arquivos de saída de dados resultantes, alguns valores selecionados foram extraídos para possibilitar a avaliação de grandezas de especial interesse.

Os quadros abaixo indicam os valores locais do Coeficiente de Atrito,  $cf/2$ , espessura de quantidade de movimento,  $\epsilon$ , e espessura de deslocamento,  $\delta^*$ , em cinco seções ao longo da superfície:

x(m)⇒	0.0294	0.3925	0.7850	1.1775	1.5367
Lisa	0.002943	0.001811	0.001522	0.001429	0.001385
S <sup>+</sup> = 15	0.002821	0.001734	0.001465	0.001372	0.001332
S=0.00011m	0.002822	0.001734	0.001466	0.001374	0.001334

Tabela 04 - Coeficiente de atrito local em cinco seções sobre a superfície testada.

x(m)⇒	0.0294	0.3925	0.7850	1.1775	1.5367
Lisa	0.00007	0.00068	0.00137	0.00200	0.00258
S <sup>+</sup> = 15	0.00007	0.00065	0.00131	0.00192	0.00248
S=0.00011m	0.00007	0.00065	0.00131	0.00192	0.00248

Tabela 05 - Espessura de quantidade de movimento em cinco seções selecionadas sobre a superfície.

x(m)⇒	0.0294	0.3925	0.7850	1.1775	1.5367
Lisa	0.00014	0.00095	0.00189	0.00272	0.00348
S <sup>+</sup> = 15	0.00014	0.00091	0.00180	0.00260	0.00333
S=0.00011m	0.00014	0.00091	0.00180	0.00260	0.00333

Tabela 06 - Espessura de deslocamento calculada para as mesmas estações anteriores, com base nos dados da Tabela 05 e dos parâmetros geométricos ( $H=\delta^*/\epsilon$ ), retirados do output do programa, para os três casos discutidos.

Em função da variação de  $\delta$  e conseqüentemente do passo de integração para cada condição, os dados foram linearmente interpolados entre duas estações próximas para permitir sua comparação no mesmo ponto.

Os números segregados permitem avaliar a variação do coeficiente global médio de atrito entre a superfície lisa e ranhurada. Utilizando o critério de cálculo de Walsh [1], relacionando o coeficiente procurado com a variação da espessura de quantidade de movimento entre duas estações, temos :

$$Cf = \frac{2(\epsilon_2 - \epsilon_1)}{x_2 - x_1} \quad (57)$$

onde 1 e 2 denotam, em nosso caso, as estações no "ponto" de transição ( $x = 0.0294m$ ) e na seção próxima ao final do

bocal, onde  $x = 1.5367m$ .

Por simples substituição obtem-se para superfície lisa um  $C_f = 0.003325$  e para a ranhurada com  $S^+ = cte$ ,  $C_f = 0.003193$ . A diferença de 4%, totalmente compatível com os textos analisados na revisão bibliográfica, significa também uma diminuição direta de mesma grandeza no arrasto viscoso produzido em toda superfície interna do bocal. Outra análise interessante, indica que a manutenção da velocidade  $u_{\infty}(x)$  constante na seção final do bocal, induziria uma vazão 50.45 l/s superior, a ser admitida pelo motor, para o caso da superfície ranhurada. A estimativa foi feita com base nas espessuras de deslocamento, ou seja, 0.00333m e 0.00348m, para os casos com e sem ranhuras, respectivamente. Vale notar que a diferença entre as espessuras de deslocamento, 4.3%, é muito próxima daquela medida por Truong e Pulvin [18] (4.5%), sobre um bocal plano divergente com pequeno ângulo de inclinação.

## 5 Conclusões.

A aplicação de superfície com microranhuradas longitudinais é considerada em escoamento turbulento e incompressível. O potencial de redução do atrito viscoso em testes com baixas velocidades envolvendo placas planas atinge até 7% [9], podendo sofrer substanciais reduções na presença de gradientes de pressão, elevados números de Reynolds, e desalinhamentos entre o eixo das microranhuradas e a direção principal do escoamento.

Em aplicações aeronáuticas, há também que se considerar restrições de ordem operacional, tais como o acréscimo de massa aos aparelhos; a manutenção do perfil adequado das microranhuradas; o possível acúmulo de fluidos sob o filme microranhurado, tendendo a rompê-lo em grandes altitudes; a necessidade de exposição de prefixos, logotipos e mensagens técnicas e; a inacessibilidade direta ao revestimento metálico das aeronaves para realização de inspeções visuais e não-destrutivas, quando aplicado o filme auto-adesivo microranhurado.

No presente trabalho foi proposto de um modelo para o cálculo de escoamentos turbulentos e incompressíveis, capaz de simular a presença de microranhuradas longitudinais, e executada a simulação numérica da aplicação de microranhuradas com razão de aspecto (h/s) unitária, à superfície interna da "nacelle" de um motor aeronáutico de grande porte. As principais características do modelo e as conclusões obtidas com base nos resultados estão brevemente descritas a seguir.



A equação de conservação da quantidade de movimento (Navier-Stokes), foi empregada em sua forma simplificada para camada fina bidimensional turbulenta, incompressível e atemporal, onde o único termo remanescente das Tensões de Reynolds foi combinado à viscosidade absoluta na constituição de uma "viscosidade efetiva", modelada através do conceito de comprimento de mistura de Prandtl. Na região externa da camada fina ( $y^+ > 40$ ), o comprimento de mistura foi considerado diretamente proporcional à espessura da camada limite. Na região interna, o comprimento de mistura foi alterado pela função de amortecimento de van Driest, influenciada pelo gradiente de pressão [34], e pelo modelo de "rugosidade negativa" de J.D. McLean [3], empregado para simular a presença das microranhuradas longitudinais.

A geometria axissimétrica com grande raio de curvatura transversal e reduzida curvatura axial selecionada, permitiu a utilização do sistema de coordenadas curvilíneas de Boltze [11], o seu tratamento como caso bidimensional através da Transformada de Mangler [11], e ainda o uso implícito da equação da continuidade na equação da quantidade de movimento através do emprego da Transformada de von Mises [34].

A equação resultante, discretizada na forma de diferenças finitas para cada volume de controle típico do campo de escoamento, constitui um sistema tridiagonal de equações na variável velocidade, para cada seção do escoamento. As condições de contorno empregadas são o perfil inicial de velocidade na camada limite, a condição de aderência na fronteira sólida e a função de variação da velocidade externa  $U_\infty(x)$ .

A excelente concordância dos perfis adimensionais de velocidade calculados sobre parede lisa e microranhurada na região  $50 \leq y^+ \leq 400$ , quando comparados à "Lei Logarítmica" de Coles para paredes lisas [1] e às de Anselmet, Pulles [20] e Squire; Savill [16] para paredes microranhuradas, respectivamente, indicam a validade do modelo proposto em ambas as condições de simulação, conforme pode ser constatado na Fig. 18 da seção 4. A lei logarítmica melhor ajustada aos resultados calculados pelo modelo proposto é dada por  $u^+ = 5.42 \log(y^+) + 5.68$ .

O resultado obtido para o bocal de admissão convergente-divergente microranhurado, indica redução da espessura de quantidade de movimento em todas as seções a partir do ponto de transição, quando comparado ao caso liso. O resultado é válido para ambos os tipos de microranhuradas empregados, ou seja,  $s^+$  constante, correspondente a altura física variável, e  $s^+$  variável, correspondendo a altura física constante.

Da mesma forma, o coeficiente de atrito local é 4.1% menor nas proximidades do ponto de transição ( $x = 0.0294$  m), e 3.8% menor nas proximidades do bordo de fuga ( $x = 1.5367$  m), com relação aos valores de parede lisa. A menor espessura de quantidade de movimento constatada ao final do bocal (0.00248 m comparada a 0.00258 m sobre parede lisa) permite estimar pelo critério de Walsh [1], uma diminuição de cerca de 4% no coeficiente médio de atrito e por conseguinte, no atrito viscoso total da superfície interna do bocal.

A espessura de deslocamento, 4.3% inferior ao caso liso na seção  $x = 1.5367$  m, é muito próxima daquela medida por Truong; Pulvin [18]

(4.5%), sobre um bocal plano divergente com pequeno ângulo de inclinação. Esta menor espessura de deslocamento permite prever um aumento de vazão admitida pelo motor estimada em 50,45 l/s, valor este muito pequeno se comparado à vazão total do motor, constituindo apenas um benefício secundário.

Finalmente, uma comparação dos perfis de velocidade adimensionais sobre parede lisa e microranhurada ( $s^+ = \text{cte}$ ;  $s^+ = s^+(x)$ ), indica claramente um perfil de maior área gráfica para os casos microranhurados, compatível com o menor déficit de quantidade de movimento constatado sobre estas superfícies.

O modelo tal como proposto, reúne condições de aplicação imediata na simulação de escoamentos incompressíveis sobre superfícies microranhuradas como em veículos aquáticos, automotivos e planadores.

Como sugestão para desenvolvimentos futuros, apresentamos :

- Incorporação dos efeitos de compressibilidade ao modelo.
- Dotação do modelo para simular o efeito de desalinhamento entre a direção principal do escoamento e o eixo das ranhuras.
- Simulação do emprego de microranhuras em várias superfícies de uma aeronave de grande porte, em velocidade de cruzeiro ( $NMach \cong 0.8$ ).
- Estudos laboratoriais sobre a aplicação de filmes vinílicos microranhurados a superfícies metálicas, visando verificar sua resistência ao ataque por fluido hidráulico aeronáutico e o desenvolvimento de técnicas não destrutivas para inspeção do metal base quanto a trincas e corrosão sem a remoção do filme.

## Anexo A

### Equações Governantes e Simplificações Adotadas.

O Teorema de Transporte de Reynolds [33] relaciona a variação Lagrangeana (total) de uma propriedade  $\alpha$  qualquer de um sistema, às variações temporal e convectivas (Eulerianas), no mesmo volume considerado, ou seja, em notação tensorial :

$$\frac{D}{Dt} \int_v \alpha \, dv = \int_v \left[ \frac{\delta \alpha}{\delta t} + \frac{\delta}{\delta x_k} (\alpha u_k) \right] dv \quad (58)$$

Considerando-se inicialmente a propriedade  $\alpha$  como sendo a densidade,  $\rho$ , a equação do princípio de conservação de massa,

$$\frac{D}{Dt} \int_v \rho \, dv = 0, \quad (59)$$

e também que a escolha do volume de controle é aleatória, o integrando do segundo membro da Eq. 58 deve ser necessariamente nulo :

$$\frac{\delta \rho}{\delta t} + \frac{\delta}{\delta x_k} (\rho u_k) = 0 \quad (60)$$

Por tratar-se de uma Equação Diferencial Parcial (EDP), está implícita a hipótese de que a velocidade é uma função contínua. Esta asserção,

por sua vez, implica na necessidade de tratamento de matéria como um meio contínuo. A hipótese do "Continuum" é aceitável sempre que o Número de Knudsen for muito inferior à unidade (caso do presente trabalho), e em geral não se aplica apenas na análise de gases muito rarefeitos onde o caminho médio molecular livre passa a ser da ordem de grandeza das dimensões lineares características do escoamento.

A Eq. 60 está ainda submetida às restrições da existência de uma única fase e na ausência de reações nucleares.

Em nosso caso específico, o regime permanente em baixa velocidade selecionado para a análise do problema proposto, permite-nos simplificar a equação para o regime incompressível. Os erros estimados com a adoção desta hipótese encontram-se analisados na seção 3.1. A hipótese acima e o fato de não haver um aumento significativo de temperatura envolvido no escoamento, permitem-nos trabalhar com propriedades constantes ( $\rho, \mu$ ), e por conseguinte, solucionar a Equação de Conservação da Quantidade de Movimento de forma matematicamente desacoplada da Equação da Energia. Desta forma a equação reduz-se a :

$$\frac{\delta u_k}{\delta x_k} = 0 \text{ em notação tensorial, ou} \quad (61)$$

$$\frac{\delta u}{\delta x} + \frac{\delta v}{\delta y} = 0 \text{ em notação cartesiana 2-D.} \quad (62)$$

Fazendo-se agora com que  $\alpha$  seja a quantidade de movimento por unidade de volume,  $\rho u_j$ , na direção  $x_j$ , obteremos a partir do Teorema de

Transporte de Reynolds, a equação básica de Conservação da Quantidade de Movimento.

$$\frac{D}{Dt} \int_V \rho u_j \, dv = \int_V \left[ \frac{\delta(\rho u_j)}{\delta t} + \frac{\delta}{\delta x_k} (\rho u_j u_k) \right] dv \quad (63)$$

As forças externas de campo e de contato causando a taxa de variação da quantidade de movimento no volume considerado podem ser representadas por :

$$\frac{D}{Dt} \int_V \rho u_j \, dv = \int_V \frac{\delta \sigma_{ij}}{\delta x_i} \, dv + \int_V \rho f_i \, dv \quad (64)$$

onde  $\sigma_{ij}$  representa o tensor das tensões no elemento de fluido analisado, e

$f_i$  representa o vetor resultante das forças de campo por unidade de massa.

Igualando-se o segundo membro das equações acima, lembrando que o volume de controle é arbitrário e efetuando simplificações, obtém-se :

$$\rho \frac{\delta u_j}{\delta t} + \rho u_k \frac{\delta u_j}{\delta x_k} = \frac{\delta \sigma_{ij}}{\delta x_i} + \rho f_i \quad (65)$$

A relação constitutiva para o tensor das tensões em um fluido

Newtoniano ( relação linear entre tensão - deformação ) e isotrópico ( não há direções preferenciais para suas propriedades ), é :

$$\sigma_{ij} = -p \delta_{ij} + \lambda \delta_{ij} \frac{\delta u_k}{\delta x_k} + \mu \left[ \frac{\delta u_i}{\delta x_j} + \frac{\delta u_j}{\delta x_i} \right] \quad (66)$$

onde  $p$  é a pressão termodinâmica,

$\delta_{ij}$  é o Delta de Kronecker,

$\lambda$  é o segundo coeficiente de viscosidade, e

$\mu$  é a viscosidade absoluta do fluido.

A pressão mecânica no fluido ( componente da tensão normal média ) é, no caso geral, diferente da pressão termodinâmica :

$$-\bar{p} = \frac{1}{3} ( \sigma_{11} + \sigma_{22} + \sigma_{33} ) \quad (67)$$

onde  $-\bar{p}$  é a pressão mecânica no fluido,

$\sigma_{ii}$  é a tensão normal em cada face do elemento cúbico de fluido.

A diferença entre as pressões termodinâmica e mecânica é proporcional à divergência do vetor velocidade :

$$p - \bar{p} = \left( \lambda + \frac{2}{3} \mu \right) \frac{\delta u_k}{\delta x_k} \quad (68)$$

e, a este coeficiente de proporcionalidade denomina-se terceiro coeficiente de viscosidade ou viscosidade "bulk",  $k$ .

De acordo com Currie [33], a pressão mecânica é uma medida somente da energia translacional das moléculas. Já a pressão termodinâmica é uma medida da energia total, incluindo também os modos de vibração e rotação, além de atração molecular no caso de líquidos. Como estes modos de energia possuem diferentes tempos de relaxação, pode haver transferência entre os mesmos no campo de escoamento. A viscosidade "bulk" é uma medida da transferência de energia do modo translacional para outros.

Tendo em vista a dificuldade de determinação dos coeficientes  $\lambda$  e  $k$ , a Hipótese de Stokes, válida a priori somente para fluidos monoatômicos, acaba sendo amplamente utilizada para fluidos poliatômicos ( e polimoleculares ), sem a devida avaliação do erro incorrido. Esta hipótese baseia-se no fato de que, para um fluido monoatômico, o único modo de energia molecular é o translacional e , por conseguinte,  $k=0$ . Assim ,

$$\lambda = - \frac{2}{3} \mu. \quad (69)$$

Nos casos em que o fluido é incompressível ou que o escoamento permite ser tratado como tal (presente caso), as discussões sobre o valor de  $\lambda$  são desnecessárias já que, pela Equação de Conservação da Massa ou Continuidade, o termo que o contém tornar-se-á nulo.

A aplicação do tensor das tensões, assim desenvolvido, à Equação de



Conservação da Quantidade de Movimento juntamente com todas as hipóteses simplificadoras específicas para o nosso caso, resulta na equação vetorial de Navier-Stokes,

$$u_k \frac{\delta u_j}{\delta x_k} = - \frac{1}{\rho} \frac{\delta p}{\delta x_j} + \nu \frac{\delta^2 u_j}{\delta x_i \delta x_i} \quad (70)$$

válida para fluido Newtoniano, isotrópico, em escoamento permanente, incompressível, com propriedades constantes e na ausência de forças de campo.

No regime turbulento incompressível, a pressão e as componentes da velocidade instantânea são decompostas, conforme a hipótese de Reynolds, em um termo médio acrescido de uma flutuação :

$$u_i = \bar{u}_i + u_i'$$

$$p = \bar{p} + p' \quad (71)$$

A decomposição de Reynolds é válida para um escoamento turbulento onde a quantidade de energia disponível seja aproximadamente constante e para um Número de Mach não muito elevado. Os valores médios da decomposição são tomados ao longo de um intervalo de tempo suficientemente longo de forma que tornam-se independentes deste. Em função disto, as médias temporais das flutuações tais como  $\bar{u}_i'$ ,  $\bar{p}'$ , são nulas.

Substituindo-se as variáveis decompostas na Equação da Continuidade (61) e Navier-Stokes (70) e efetuando-se um rearranjo, além das simplificações permitidas pela definição no parágrafo anterior e pelo caso bidimensional, temos :

$$\frac{\delta \bar{u}_k}{\delta x_k} = 0$$

$$\rho \bar{u}_k \frac{\delta \bar{u}_j}{\delta x_k} = -\frac{\delta \bar{p}}{\delta x_j} + \mu \frac{\delta \bar{u}_j^2}{(\delta x_i)^2} - \rho \left[ \frac{\delta \overline{u_i^2}}{\delta x_i} + \frac{\delta \overline{u_i' u_j'}}{\delta x_j} \right] \quad (72)$$

Reescrevendo-as na forma escalar e omitindo as barras indicativas de valores médios apenas para simplificar a notação, tem-se,

$$\frac{\delta u}{\delta x} + \frac{\delta v}{\delta y} = 0$$

$$\rho \left( u \frac{\delta u}{\delta x} + v \frac{\delta u}{\delta y} \right) = -\frac{\delta p}{\delta x} + \mu \nabla^2 u - \rho \left[ \frac{\delta \overline{u^2}}{\delta x} + \frac{\delta \overline{u'v'}}{\delta y} \right] \quad (73)$$

$$\rho \left( u \frac{\delta v}{\delta x} + v \frac{\delta v}{\delta y} \right) = -\frac{\delta p}{\delta y} + \mu \nabla^2 v - \rho \left[ \frac{\delta \overline{u'v'}}{\delta x} + \frac{\delta \overline{v^2}}{\delta y} \right]$$

Os termos da extrema direita nas equações acima, representam fluxos de quantidade de movimento devido às flutuações, atuando no sentido de causar um aparente aumento de resistência à deformação do fluido [11],

ou seja, um aparente aumento de viscosidade. Por esta razão, estes termos são denominados "Tensões Aparentes" ou "Tensões de Reynolds". As simplificações permitidas pela aplicação das equações acima a Camadas Cisalhantes Finas ("Thin Shear Layers"), ou seja,  $\delta^2 u / \delta x^2$  desprezível;  $p = p(x)$  somente; escoamento sem recirculação portanto  $\delta(-\rho u'^2) / \delta x$  desprezível, levam-nos finalmente a :

$$\frac{\delta u}{\delta x} + \frac{\delta v}{\delta y} = 0$$

(74)

$$\rho \left[ u \frac{\delta u}{\delta x} + v \frac{\delta u}{\delta y} \right] = - \frac{dp}{dx} + \frac{\delta}{\delta x} \left[ \mu \frac{\delta u}{\delta y} - \rho \overline{u'v'} \right]$$

Resumindo-se, as equações acima representam o escoamento médio, incompressível, bidimensional em camada limite turbulenta de um fluido monofásico, de propriedades constantes, newtoniano, isotrópico, na ausência de reações nucleares e forças de campo.

As equações estão sujeitas às condições de contorno clássicas para o problema da camada limite em regime permanente, ou seja,

$$\text{para } y \rightarrow 0 \quad ; \quad u = v \rightarrow 0$$

(75).

$$\text{para } y \rightarrow \infty \quad ; \quad u = u(x).$$

## Anexo B

### Discretização e Solução das Equações.

O primeiro passo da solução é a transformação da Eq.42,

$$u \frac{\delta u}{\delta x} + u \frac{\delta}{\delta \psi} \left[ r^2 \rho u \mu_{ef} \frac{\delta u}{\delta \psi} \right] - \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dx}$$

para o formato geral de uma equação de difusão :

$$\frac{\delta \phi}{\delta x} + (a + bw) \frac{\delta \phi}{\delta w} - \frac{\delta}{\delta w} \left[ c \mu_{ef} \frac{\delta \phi}{\delta w} \right] = d \quad (76)$$

onde,  $w = \frac{\psi - \psi_I}{\psi_E - \psi_I}$

$\psi_E, \psi_I$  - são respectivamente os valores da função de corrente sobre as superfícies exterior e interior da camada fina (Von Mises).

$\phi$  - é a variável dependente ( componente da velocidade, no presente caso ).

a, b, c e d - são constantes.

A figura 23 ilustra o sistema de referência, as superfícies limítrofes da camada fina e a localização de um volume de controle típico com relação aos nós da malha.

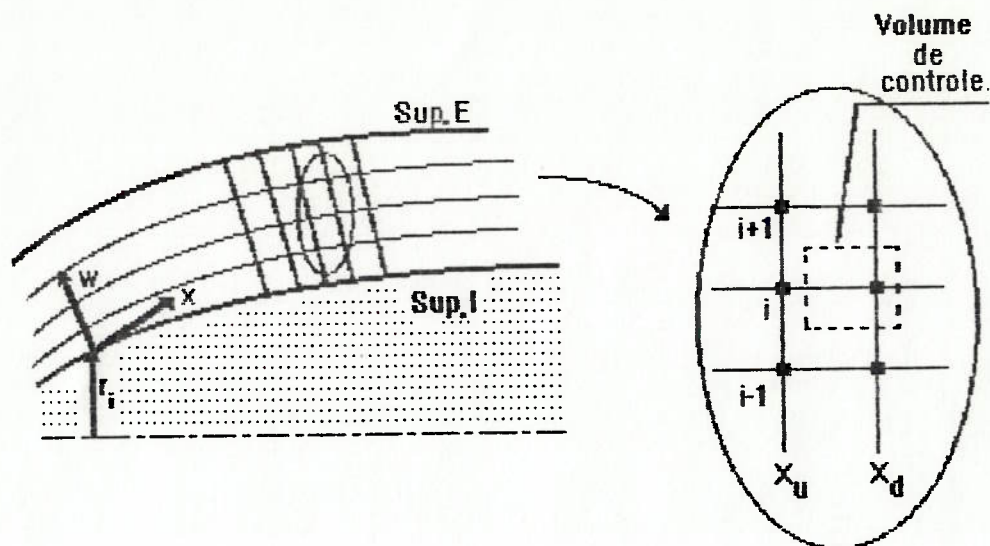


Figura 23 - Volume de controle típico no campo de escoamento.

Cada termo da equação (76) é então reescrito na forma de diferenças finitas, através de duas etapas básicas :

- a) Formando equações integrais ao longo de um pequeno volume de controle e,
- b) Integrando-as ao longo deste pequeno volume, supondo que a variável dependente de cada termo (velocidade), varie linearmente no mesmo.

Para detalhes sobre a transformação de cada termo em diferenças finitas e as hipóteses envolvidas, referir-se a [34] e [35].

Os termos expressos em diferenças finitas, são dispostos na forma,

$$\phi_{x_d, i} = A\phi_{x_d, i+1} + B\phi_{x_d, i-1} + C \quad (77)$$

onde, A,B e C são coeficientes avaliados na estação a montante,  $X_u$ .

O Programa STAN7( veja Apêndice V ), não inicia os cálculos a partir de uma singularidade, como por exemplo um ponto de estagnação, requerendo a introdução de um perfil inicial de velocidade que define automaticamente a quantidade de pontos na malha, na direção perpendicular ao escoamento principal.

A preparação das equações (77) para o cálculo de  $\phi$  na seção a jusante, resulta em um sistema de equações que vincula todos os pontos da nova seção, três a três, e que pode ser solucionado pelo Algoritmo de Matriz Tri-Diagonal (TDMA). Este método, também conhecido como Algoritmo de Thomas, nada mais é que o método tradicional de eliminação gaussiana de variáveis que empregamos no cálculo dos coeficientes polinomiais (Splines de terceira ordem), para interpolar a função de "rugosidade negativa" de McLean no Apêndice III.

Em cálculos de camada limite turbulenta pelo método de diferenças finitas, é usual empregar-se cerca de 50% dos pontos da malha em sua região mais interna (cerca de 20% da espessura), em função do forte gradiente de velocidade ali presente. Para evitar o grande número de nós e cálculos nesta pequena região, Patankar e Spalding apud Kays [34] desenvolveram um método que permite adotar um perfil de velocidade linear na região próxima a parede, economizando um apreciável tempo de cálculo e mantendo uma precisão aceitável para a maioria das aplicações. No presente caso, especificamente, a adequada modelagem da

subcamada e zona de amortecimento é absolutamente imprescindível para reproduzir qualquer alteração na camada fina decorrente da presença das microranhuradas. Por este motivo, programas que utilizam funções de parede para simular o escoamento abaixo de  $y^+ \cong 30$ , como por exemplo o código STAN5 [34], são totalmente inadequados para este tipo de simulação em sua forma original. O código STAN7, por sua vez, aproxima o escoamento interno por um Escoamento de Couette (onde os gradientes longitudinais são desprezados), a partir de um ponto controlado pelo usuário. Com a fixação deste ponto em  $Y_{max}^+ = 0.6$ , a introdução do perfil de Couette abaixo deste ponto não traz qualquer influência negativa ao modelo adotado para simular o escoamento sobre microranhuradas, além de minimizar qualquer imprecisão decorrente desta simplificação. Nesta região, a relação  $\mu_{ef} / \mu$  é certamente de ordem unitária, justificando seu emprego para poupar tempo de cálculo.

Quanto à densidade longitudinal de pontos na malha, o passo fica restrito pelo fato do sistema de cálculo utilizado ser apenas parcialmente implícito. Isto significa dizer que os coeficientes são calculados nas estações a montante, ou seja, o programa está sempre "um passo atrás" em termos de velocidade, viscosidade aparente e propriedades do fluido ( quando o método é empregado com propriedades variáveis ), não constituindo um método estável para qualquer condição. No presente caso, foi empregado um passo igual a 0.5δ em cada seção, resultando em malhas de 31.000 a 35.000 pontos, que dispenderam entre 50 e 70 minutos para sua geração e cálculo em cada operação.

Referências Bibliográficas.

- 1 Walsh, M.J. Drag characteristics of V-groove and transverse curvature riblets. Progress in Astronautics and Aeronautics, v.72, p.168-184, 1980. Viscous Drag Reduction.
- 2 Choi, K.S. Near-wall structure of turbulent boundary layer with riblets. Journal of Fluid Mechanics, v.208, s.n., p.417-458, 1989.
- 3 McLEAN, J.D. et al. Flight-test of turbulent skin-friction reduction by riblets. In: RAes International Conference on Turbulent Drag Reduction by Passive Means, London, 1987. Proceedings. RAeS 2, p.408-424.
- 4 Walsh, M.J. et al. Riblet drag at flight conditions. Journal of Aircraft, v.26, n.6, p.570-575, 1989.
- 5 Walsh, M.J. Riblets as a viscous drag reduction technique. AIAA Journal, v.21, n.4, p.485-486, 1983.
- 6 Boeing Customer Services Division. Teletipo 200301712, 1991 (cópia anexa ao final do trabalho).
- 7 Air Transport World. 'Planezilla': Mighty Technical Challenge. S.l., p.74-77, Maio 1993.
- 8 Aviation Week & Space Technology. Major strides Needed in Subsonic Aircraft. McGraw-Hill, s.l., p.48-49, 18 Jan 1993.
- 9 Walsh, M.J.; Lindemann, A.M. Optimization and application of riblets for drag reduction. AIAA PAPER 84-0347. / Apresentado no AIAA Aerospace Sciences Meeting, 22.,s.l., 1984/



- 10 Van der Hoeven, J.G. Th.; Bechert, D.W. Experiments with a 1:4 model of a commuter aircraft with riblets in a large wind tunnel. Fluid mechanics and its applications, Netherlands, v.6, n.p., 1991.
- 11 Schlichting, H. Boundary Layer Theory. Trad. de Kestin, J. 7.ed. s.l., McGraw-Hill, 1979.
- 12 Coustols, E.; Savill, A.M. Résumé of important results presented at the Third Turbulent Drag Reduction Working Party. Applied Scientific Research, v.46, n.3, p.183-196, July 1989. /Resumo/
- 13 Gaudet, L. An assessment of the drag reduction properties of riblets and the penalties of off-design conditions. In: RAeS International Conference on Turbulent Drag Reduction by Passive Means, London, 1987. Proceedings. RAeS 2, p.363-376.
- 14 White, F.M. Viscous Fluid Flow. s.ed., s.l., McGraw-Hill, 1974.
- 15 Squire, L.C.; Savill, A.M. Some experiences of riblets at transonic speeds. In: RAeS International Conference on Turbulent Drag Reduction by Passive Means, London, 1987. Proceedings. RAeS 2, p.392-407.
- 16 Squire, L.C.; Savill, A.M. Drag measurements on planar riblet surfaces at high subsonic speeds. Applied Scientific Research, v.46, n.3, p.229-244, 1989. Special Issue.
- 17 Gaudet, L. Properties of riblets at supersonic speed. Applied Scientific Research, v.46, n.3, p.245-254, 1989. Special Issue.
- 18 Truong, T.V.; Pulvin, Ph. Influence of wall riblets on diffuser flow. Applied Scientific Research, v.46, n.3, p.217-228, 1989. Special Issue.

- 19 Kim, H.T. et al. The production of turbulence near a smooth wall in a turbulent boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics*, v.50, part 1, s.n., p.133-161, 1971.
- 20 Savill, A.M. et al. Turbulent drag reduction by passive means: a review and report on the first European drag reduction meeting. *Journal de Mécanique théorique et appliquée*, v.7, n.4, p353-378, 1988.
- 21 Caram, J.M.; Ahmed, A. Effect of riblets in the wake of an airfoil. *AIAA Journal*, v.29, n.11, p.1769-1770, 1991.
- 22 Pulles, C.J.A. et al. Turbulence measurements over longitudinal micro-grooved surfaces. *Applied Scientific Research*, v.46, n.3, p.197-208, 1989. Special Issue.
- 23 Djenidi, L. et al. Numerical and experimental investigation of the laminar boundary layer over riblets. *Applied Scientific Research*, v.46, n.3, p.263-270, 1989. Special Issue.
- 24 Launder, B.E.; Li, S. A numerical study of riblet effects on laminar flow through a plane channel. *Applied Scientific Research*, v.46, n.3, p.271-280, 1989. Special Issue.
- 25 Luchini, P. et al. Resistance of a grooved surface to parallel flow cross-flow. *Journal of Fluid Mechanics*, v.228, s.n., p.87-109, 1991.
- 26 Perry, A.E. et al. Rough wall turbulent boundary layers. *Journal of Fluid Mechanics*, v.37, s.n., p.383-412, 1968.
- 27 Cebeci, T.; Bradshaw, P. *Physical and Computational Aspects of Convective Heat Transfer*. s.ed., New York, Springer-Verlag, 1988.

- 28 Haftmann, B. et al. Takeoff Drag Prediction for Airbus A300-600 and A310 Compared to Flight Test Results. Journal of Aircraft, v.25, n.12, p.1088-1096, 1988.
- 29 Keenan; Keyes. Air tables. Compilado em mídia magnética e adaptado para utilização com o programa STAN7, Copyright Kays, W.M. Utilizado com permissão.
- 30 Piskunov, N. Cálculo Diferencial e Integral. 3. ed., Moscou, Mir, 1977.
- 31 Meneghini, J.R. Turbulência e sua Modelagem. São Paulo, EPUSP, 1986. Monografia. Departamento de Engenharia Mecânica, Universidade de São Paulo. /Xerocopiado/
- 32 Kays, W.M.; Crawford, M.E. Convective Heat and Mass Transfer. 2.ed., s.l., McGraw-Hill, 1980.
- 33 Currie, I.G. Fundamental Mechanics of Fluids. s.ed., s.l., McGraw-Hill, 1974.
- 34 Estados Unidos. National Air and Space Agency. National Science Foundation. STAN 5 - A Program for Numerical Computation of Two-Dimensional Internal and External Boundary Layer Flows. Nasa CR-2742, 1976.
- 35 Patankar, S.V. Numerical Heat Transfer and Fluid Flow. s.ed., s. l., McGraw-Hill, s.d.
- 36 Kline, S.J. et al. The structure of turbulent boundary layers. Journal of Fluid Mechanics, v.30, part 4, s.n., p.741-773, 1967.

- 37 Antonia, R.A.; Bisset, D.K. Spanwise structure in the near-wall region of a turbulent boundary layer. Journal of Fluid Mechanics, v.210, s.n., p.437-458, 1990.
- 38 Wark, C.E.; Nagib, H.M. Experimental investigation of coherent structures in turbulent boundary layers. Journal of Fluid Mechanics, v.230, s.n., p.183-230, 1991.
- 39 Kays, M.W. STAN 7 General Description. Arquivo descritivo fornecido com o programa STAN 7, sob nome STAN7.DOC. Copyright Kays, W.M., utilizado com permissão.
- 40 GENERAL ELECTRIC AIRCRAFT ENGINES. Powerplant Engineering for Commercial Engines. Cincinnati, 1990.

1157308TSBR BRC  
0208.2340

1157308TSBR BR  
94090 BOEING C

*SAOMA  
SAOMR  
(JOSEPH)*

FOR BOEING CUSTOMER SERVICES DIVISION REP  
ATTN J. BARTASHY - CUSTOMER SERVICES DIVISION

FM 747S NBR 200301512 EVERETT WA FRI FEB 8 17 02 39 1991  
B O E I N G

TBL-SAO-91-0010RE 08 FEB 91  
ATA 0200-40 MODEL ALL  
AERODYNAMIC ENHANCEMENT - RIBLETS  
REF TBL-SAC-91-0014TE /C/

WE CONFIRM THAT THE BOEING COMMERCIAL AIRPLANE GROUP /BCAG/ IS STUDYING DRAG-REDUCING DEVICES KNOWN AS //RIBLETS//, AND THEIR POSSIBLE APPLICATION TO EXISTING AND/OR FUTURE BOEING COMMERCIAL AIRCRAFT. WE ARE WORKING WITH MINNESOTA MINING AND MANUFACTURING COMPANY REGARDING DEVELOPMENT AND APPLICATIONS. ADDITIONALLY, WE ARE PARTICIPATING IN FIELD EVALUATIONS OF THE DURABILITY AND OTHER IMPACTS OF SMALL SAMPLE PATCHES OF TYPICAL RIBLET MATERIALS.

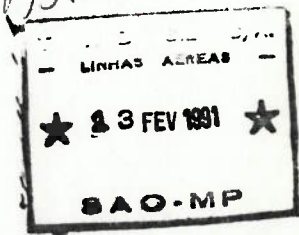
BOEING HAS CONDUCTED WIND TUNNLL MODEL TESTS TO MEASURE THE EFFECTIVENESS OF VARIOUS RIBLET STRIATION CONFIGURATIONS, AND BOEING REMAINS ACTIVE IN THIS FIELD.

OUR COMMENTS

RIBLETS DO REDUCE THE FRICTION DRAG, WITH A PRESENTLY ASSESSED POTENTIAL OF 1 TO 1 AND A HALF PERCENT TOTAL CRUISE DRAG REDUCTION FOR A PRACTICAL APPLICATION. WE ARE SEEKING TO MAXIMIZE THE BENEFITS AND TO DEVELOPE A PROPER UNDERSTANDING OF THE PRACTIVCAL ASPECTS OF USING THEM IN AN AIPLINE OPERATING ENVIRONMENT. EVENTUAL APPLICATIONS MAY BE EXPECTED.

CUMMINGS-FOE/AJS/VON THIELMANN  
CUSTOMER SERVICES DIVISION  
BOEINGAIR M-7285 03-85 02/08/91 1640  
/FSE/MEX/EMS 264 FRI FEB 8 17 13 12 PST 1991  
BOESEA-MTSOC6-00017-02/09/91-0140Z  
NNNN

*MP → MR  
FYI.  
Fuado  
13 FEB 91*



BRASIL TRANS BRASIL TRANS BRASIL TRANS BRASIL TR

## Apêndice I

### Estrutura Básica da Camada Dinâmica Fina Turbulenta.

A caracterização da camada limite surge a partir dos efeitos induzidos no escoamento pela proximidade de uma fronteira sólida, e sua classificação em regiões é efetuada em função do tipo de tensão predominante em cada uma delas. Este fator é indispensável à modelagem das regiões e correta interpretação dos fenômenos dinâmicos e térmicos que ali se processam.

Basicamente, a estrutura da camada fina turbulenta sobre placa plana impermeável, adiabática e em regime subsônico, pode ser dividida, para efeito de análise, em três regiões distintas.

Na região mais próxima à parede, o  $NRe$  é baixo, o atrito é predominantemente laminar e a dissipação predominantemente viscosa. A esta região denomina-se Subcamada Viscosa e sua delimitação física geralmente aceita, é aquela na qual:

$$\frac{y \sqrt{\tau_0 / \rho}}{\nu} = \frac{y v^*}{\nu} \leq 5 \quad (I.1)$$

onde,  $\tau_0$  é a tensão de cisalhamento junto à parede,

$$\mu \left. \frac{\delta u}{\delta y} \right|_{y=0}$$

$v^* = \sqrt{\tau_0 / \rho}$ , é a velocidade de atrito.

Sua espessura é  $\delta_l \cong 5\nu/v^*$ , ou em termos de escala de parede,

$$\begin{aligned} 0 < y^+ < 5 \\ 0 < u^+ < 5 \\ 0 < \tau_t^+ < 0.1 \end{aligned} \tag{I.2}$$

onde,  $y^+$  é a ordenada de parede,  $yv^*/\nu$ .

$u^+$  é a escala de velocidade da parede,  $u/u^*$ .

$\tau_t^+$  é a escala de tensão da parede,  $\tau/\tau_0$ .

As superfícies são consideradas hidraulicamente lisas quando a altura máxima de suas protuberâncias não excede a espessura da subcamada viscosa. Nesta situação, o arrasto da superfície é o mesmo de uma placa teoricamente lisa.

A região compreendida entre,

$$\begin{aligned} 5 < y^+ < 30, \text{ ou} \\ 5 < u^+ < 13, \text{ ou ainda} \\ 0.1 < \tau_t^+ < 0.8, \end{aligned} \tag{I.3}$$

denomina-se Região de Transição da Parede ou Região de Amortecimento ( "Buffer Layer" ). Nesta região, ambos os atritos viscoso e turbulento são relevantes e, além dos fenômenos dissipativos, ocorre também redistribuição de energia.

A Região Turbulenta, caracterizada por  $y^+ > 30$ , (I.3), é a responsável pela interação com o escoamento externo e principal produção de Tensões

de Reynolds, ou seja, fluxos de quantidade de movimento turbulento, oriundos das flutuações de velocidade. Esta interação resulta primariamente na transferência de energia do escoamento médio para os movimentos em menor escala, por intermédio dessas tensões.

Os perfis de velocidade adimensionais para as regiões, podem ser convenientemente aproximados, por exemplo, pelas relações de Nikuradse-Martinelli :

$$\begin{aligned} u^+ &= y^+ && \text{para } y^+ < 5 \\ u^+ &= -3.05 + 5.0 \text{ Ln}(y^+) && \text{para } 5 < y^+ < 30 \\ u^+ &= 2.5 \text{ Ln}(y^+) + 5.5 && \text{para } y^+ > 30. \end{aligned} \quad (I.4)$$

As relações capazes de representar simultaneamente, com razoável precisão, o comportamento da velocidade nas três regiões descritas, denominam-se "Leis de Parede". Os principais modelos são os de Van Driest, Deissler, Patankar-Spalding, Launder-Jones e Cebeci-Smith, entre outros.

Frequentemente a modelagem da camada fina é feita com base em uma divisão simplificada, com uma Região Interna ou de Parede, delimitada entre  $0 < y^+ < 40$  e compreendendo as regiões da Subcamada, Transição e parte da Logarítmica, e a Região Externa. A Região Interna contém os fenômenos responsáveis pela troca de calor e dissipação viscosa, constituindo a zona de maior interesse nos estudos de escoamentos sobre microranhuras.



## Apêndice II

Notas Sobre Estruturas Coerentes e Produção de Tensões de Reynolds em Escoamento Turbulento Sobre Parede Lisa.

O regime turbulento é caracterizado por flutuações multidimensionais de velocidade e pressão em um campo de escoamento. Estas flutuações, de alta frequência, são variáveis espacial e temporalmente. A densidade de distribuição de uma flutuação (r.m.s.) em função de sua frequência, leva ao conceito de distribuição espectral de um escoamento ( veja figura 09 ). Esta distribuição foi inicialmente medida por Klebanoff apud Schlichting [11], mostrando que as maiores flutuações ocorrem com menor frequência e vice-versa. Este tipo de distribuição mostra que um escoamento turbulento não contém somente turbilhões ("eddies") de uma escala determinada, mas coexistem movimentos em várias escalas e que podem diferir entre si por várias ordens de grandeza.

Em 1967, Kline et al. [36], revelaram através de uma técnica visual apurada, a presença de movimentos extremamente bem organizados, na subcamada viscosa, dependentes da posição e tempo. Estes movimentos terminavam por lançar porções de fluido, com baixa velocidade relativa, em regiões superiores da camada limite, recebendo a denominação de erupções ("Bursts"). A ocorrência das erupções foi correlacionada com a produção de turbulência nas proximidades da parede e ao transporte de quantidade de movimento adicional dentro da camada limite sobre placas lisas.

Conforme estudos de Klebanoff (1954) e Laufer (1954), cerca de 50% da produção de energia turbulenta por unidade de volume ( $\mathcal{P}$ ), ocorre na Região de Transição, subindo para 80% em toda Região Interna.

Lembrando que quase toda a taxa volumétrica de dissipação de energia ( $\mathcal{D}$ ), ocorre na Região Interna, em movimentos de pequena escala, este fato dá amparo à hipótese de equilíbrio local ( $\mathcal{P}=\mathcal{D}$ ), inicialmente adotada por Kline em 1965.

A primeira etapa do fenômeno de erupção, ocorre com o aparecimento de filamentos vorticiais longitudinais ("streaks"), provavelmente constituídos a partir da flutuação de pressão sobre a parede. Estes filamentos foram observados com o auxílio de bolhas de hidrogênio, a partir de  $y^+ = 15$  [36], não tendo sido constatados em camadas limites laminares estáveis. Os filamentos tendem a ser mais curtos e oscilarem com maior frequência em escoamentos com gradiente de pressão adverso. O comportamento oposto é observado para gradiente de pressão favorável. O espaçamento transversal médio adimensional (em escala de parede) destes filamentos na subcamada foi avaliado por contagem em fotografias e pela visualização direta com o auxílio de bolhas de hidrogênio, correspondendo a aproximadamente  $\lambda_v^+ = 100$ ,

$$\lambda_v^+ = \frac{\lambda_v u_\tau}{\nu}, \quad (\text{II.1})$$

onde,  $\lambda_v$  = espaçamento transversal médio.

A segunda característica importante observada é a ruptura destes

filamentos e a ejeção de fluido da região da parede. O processo pode ocorrer de forma intermitente e randômica por sobre a superfície. Estes resultados sugerem que a subcamada não é bidimensional e permanente como adotado pela maioria dos modelos mas, ao contrário, contém movimentos tridimensionais transitórios que representam uma fração apreciável da velocidade média até bem próximo à parede. Os filamentos derivam lentamente para fora (em direção à Região Logarítmica), parecendo afinar-se durante o processo. Ao cruzar a região correspondente a  $y^+ = 8 \approx 12$ , os filamentos começam a oscilar, ganhando amplitude e terminando em uma ruptura na região  $10 < y^+ < 30$ . A porção separada torna-se estirada e contorcida, migrando em direção à região externa através de uma trajetória identificada. A frequência de ruptura dos filamentos por unidade de comprimento ( $F$ ) observada, pode ser representada em termos de uma frequência angular  $W = 2\pi F \lambda$ , ou adimensionalmente :

$$W^+ = W \nu / u_\tau^2 \cong 0.06 \quad (\text{II.2})$$

Black (1966) apud Kline et al. [36], constatou que os gradientes de pressão na parede encontravam correlação com parâmetros da própria região da parede a uma frequência adimensional  $W^+ = W \nu / u_\tau^2 = 0.056$ . Esta notável concordância com a expressão II.2 [36], sugere a existência de uma frequência de ruptura inerente para os filamentos na Região Interna, dependente do gradiente de pressão,  $p^+$  (16).

Representando  $F^+ = F / u_\tau$  em função de  $p^+$ , nota-se que para

$p^+ = 3.7 \times 10^6$ ,  $F^+ \rightarrow 0$ , ou seja, frequência de ruptura nula. Este valor de  $p^+$  é muito próximo ao valor em que Kays e Moretti (1965), observaram experimentalmente a relaminarização da camada limite turbulenta, também constatado por Launder (1964). Estas comparações apóiam a idéia de que o processo de erupção desempenha uma tarefa crucial na produção de turbulência e na interação entre as Regiões Interna e Externa. A partir da distribuição de velocidades médias de vários "eddies" ejetados, concluiu-se que o fluido continua a se mover pela camada limite com uma velocidade próxima de 80% da velocidade média da Região Externa da mesma.

Em 1970, Kim, Kline e Reynolds [19], voltaram a estudar o fenômeno visualmente, dando ênfase aos detalhes do processo de produção de turbulência junto à parede. A existência e universalidade destas estruturas já havia sido bem estabelecida nos escoamentos sobre paredes lisas, em função dos trabalhos de Coantic (1967-anemometria de fio quente), Willmarth et al. (1966-medições de pressão na parede), Backwell e Lumley (1967 - fio quente), Clark (1968-bolhas de hidrogênio), e Gupta (1970-fio quente), entre outros. O espaçamento médio adimensional constatado ( $\lambda^+$ ) em todos estes estudos variou entre 95 e 130, para valores de  $NRe_\ominus$  entre 1870 e 6500, excluindo-se o resultado de Willmarth, que indicou  $\lambda^+ \cong 200$  para um  $NRe_\ominus = 40000$ . No trabalho de Kim et al., o processo global de erupção foi convenientemente dividido em etapas, pois um de seus principais objetivos era o de compreender os detalhes dos eventos que resultam nas erupções : i) elevação de um filamento de baixa velocidade da parede,

ii) movimento oscilatório de amplitude crescente e      iii) Erupção propriamente dita.

Um segundo e importante objetivo era descobrir que fração da produção total de turbulência estava associada a este fenômeno. Todos os testes foram efetuados em tanques abertos de água, com nível de turbulência externa da ordem de 1 - 2% ( $u_{rms} / U_{\infty}$ ), sem gradiente de pressão, e com  $U_{\infty}$  variando de 0.25 a 0.50 ft/s. Os métodos de sondagem foram visuais e através de anemometria de fio quente. A principal conclusão obtida a partir das medições foi a de que essencialmente toda a produção de turbulência na região  $0 < y^+ < 100$  ocorre durante o processo de Erupção. A seqüência de formação e ocorrência do processo ("bursting"), pode ser descrita com boa riqueza de detalhes em função dos dados de visualização obtidos. Na primeira fase do fenômeno, filamentos com baixa velocidade elevam-se da parede, arrastando consigo partículas de fluido com velocidade extremamente baixa. Este movimento cria uma zona de inflexão no perfil de velocidade, no ponto de maior vorticidade [19]. Ao contrário da instabilidade de Kelvin-Helmholtz, que também ocorre na maioria dos escoamentos cisalhantes livres, esta inflexão é apenas momentânea, durante a elevação do filamento. A mesma induz o surgimento de um distúrbio oscilatório, logo a jusante da zona inflexional. Na segunda fase, demarcada apenas por conveniência de estudo, o movimento oscilatório, inicialmente organizado, cresce de pelo menos uma ordem de grandeza ( $10\nu/v^*$  a  $30\nu/v^*$ , para aproximadamente  $400\nu/v^*$ ), ou seja, para cerca de metade da espessura da camada limite observada, ao longo de uma pequena distância longitudinal. A observação

do fenômeno sugere o envolvimento do estiramento vortical, mas somente nos braços longitudinais da "ferradura". A dinâmica observada, no entanto, não pode ser completamente atribuída ao estiramento invíscido pois o aumento observado no raio requereria uma diminuição da rotação para a conservação da circulação, o que não ocorre. As filmagens dos vórtices longitudinais mostram claramente um aumento considerável de diâmetro, simultâneo a um grande aumento de rotação, implicando na transferência de energia para o vórtice, provavelmente a uma elevada taxa. Esta transferência de energia, infelizmente, não foi objeto do estudo. Finalmente, ocorre a ruptura ou quebra do movimento oscilatório bem definido, em movimentos mais randômicos, acompanhada pelo retorno do filamento de baixa velocidade à parede.

O perfil de velocidade ao final desta terceira etapa já é próximo ao perfil médio, completando assim o ciclo intermitente que apresenta frequência média bem definida.

Com base nos dados disponíveis, Lahey e Kline (1971), desenvolveram um modelo de duas partes para a descrição do movimento total na camada limite, modelando a porção organizada das flutuações como ondas, e a parte desorganizada como "eddies" ou perturbações.

Antonia e Bisset [37], estudaram o comportamento da componente longitudinal da velocidade ( $u$ ) na região próxima à parede, em uma camada limite turbulenta, através de anemômetros de fio-quente. Uma de suas principais conclusões, foi a de que não apenas a escala longitudinal das erupções mas também sua escala transversal cresce consideravelmente na medida em que aumenta a distância da parede.

Wark e Nagib [38], em um estudo mais recente (1990), mencionam algumas das estruturas coerentes conhecidas na camada limite turbulenta como estruturas pareadas contra-rotativas, filamentos de baixa velocidade, vórtices capilares, etc., e a tentativa de vários autores de relacionarem as características das mesmas ( dimensões, frequência ), com variáveis internas e externas. Seus objetivos principais foram os de identificar quais estruturas estavam relacionadas com elevadas produções de Tensões de Reynolds, e estudá-las. O método de detecção de estruturas coerentes empregado, conhecido por Método de Obtenção da Média em Intervalo de Tempo Variável ("V.I.T.A."), consiste na comparação de um valor médio (rms) da componente longitudinal da velocidade, obtido ao longo de um intervalo de tempo pequeno, com o valor médio da mesma variável para  $t \rightarrow \infty$ . Quando a diferença ultrapassa um certo limiar, a ocorrência de uma estrutura coerente é identificada. Este limiar é ajustado para cerca de 120% do valor da média a longo prazo.

Os testes foram realizados em túnel fechado, com intensidade de turbulência inferior a 0.1% na seção de testes, para velocidades de até 35 m/s. Os autores concluíram que uma fração significativa dos eventos individuais que se correlacionam com a produção das Tensões de Reynolds, são de escalas relativamente grande. Os principais eventos mencionados foram a ejeção de fluido para fora da região da parede ("bursts"), e o lançamento de fluido contra a parede ("sweeps", ou de acordo com a definição de Choi [2], "near wall bursts"). Esses eventos ocorrem lado a lado, indicando uma espécie de periodicidade na produção

de Tensões de Reynolds, na direção transversal ao escoamento. As maiores escalas estendem-se até  $y^+ > 400$ , possuindo dimensão transversal da ordem de 600 unidades de parede ( $z^+$ ), e persistindo por vários  $\delta$  na direção do escoamento principal.

A escala de frequência das erupções correlacionou-se com variáveis internas e a escala de comprimento das maiores estruturas, com variáveis externas, sugerindo que estas escalas são criadas por mecanismos na Região Interna, mas que uma parte significativa das mesmas desenvolve-se gradualmente e movimenta-se com velocidades compatíveis com escalas externas.

Frequentemente as estruturas coerentes como erupções e erupções próximas à parede, são identificadas pelo seu "quadrante" de velocidade. A origem desta terminologia deve-se a Lu e Willmarth e, a Figura II.A abaixo, extraída da referência [22], indica que as denominações são provenientes da localização de cada fenômeno no sistema de eixos  $u', v'$ , conforme sua direção e sentido de propagação :



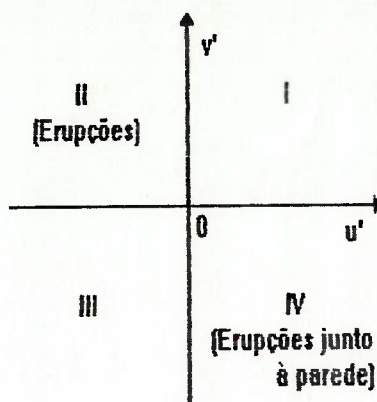


Figura II.A - Identificação das "estruturas coerentes" por localização nos quadrantes de velocidade : Erupções e Ejeções localizam-se no segundo quadrante, enquanto que Erupções Próximas à Parede ("Sweeps"), localizam-se no quarto quadrante [22].

### Apêndice III

Função de "Rugosidade Negativa" de J.D.McLean, D.N. George-Falvy e P.P. Sullivan [3].

Dadas as condições de geometria e escoamento específicas, além de todas as considerações efetuadas na Revisão Bibliográfica, capítulo 2, sobre vários outros fatores, optou-se pela utilização da função acima em nosso modelo, no que tange à simulação da presença de microranuras sobre a superfície interna do bocal. A função, disponível em forma gráfica na referência citada, não se adequa prontamente ao uso e portanto o Dr. J.D.McLean foi contactado sobre a possibilidade de cedê-la na forma tabular para emprego específico neste modelo. Uma cópia da correspondência gentilmente enviada pelo Dr. J.D.McLean encontra-se anexa, juntamente com a função em forma tabular e gráfica. Os dados para  $s^+ > 10$  foram plotados com base nos valores médios obtidos pela NASA [9] para placa plana dotada de microranuras superficiais. Para valores de  $s^+ < 10$ , a curva foi gerada de forma a minimizar o erro global quando comparada aos dados obtidos em vôos de teste reais, conforme relatado na seção 2.7.

Em sua correspondência de retorno, o Dr. McLean informa que apesar da relativa escassez de pontos na curva, o programa utilizado pela Boeing está dotado de excelentes rotinas de interpolação, e que o resultado final é equivalente a uma curva bem suave, sugerindo ainda que utilizássemos pelo menos interpolação gráfica para a obtenção de mais

alguns pontos intermediários.

Ao invés disso, optamos por ajustar "Splines" cúbicos a cada dois pontos, com derivadas segundas contínuas. Os Splines utilizados nos pontos extremos são do tipo "natural", o que equivale dizer serem nulas as segundas derivadas da função nestes pontos.

Uma listagem dos Splines, conforme constam na nova rotina de cálculo adicionada ao programa, encontra-se ao final deste Apêndice. A adaptação dos mesmos consiste na solução de um conjunto de  $n-2$  equações com  $n$  incógnitas, do tipo :

$$\frac{\Delta_{i-1}}{6} f''(x_{i-1}) + \frac{\Delta_{i-1} + \Delta_i}{3} f''(x_i) + \frac{\Delta_i}{6} f''(x_{i+1}) = \frac{y_{i+1} - y_i}{\Delta_i} - \frac{y_i - y_{i-1}}{\Delta_{i-1}}$$

(III.1)

As condições de contorno, por ter sido escolhido um Spline livre nas pontas, são :

$$f''(x_1) = f''(x_n) = 0. \quad \text{(III.2)}$$

O sistema resultante, tridiagonal, foi resolvido pelo método de Gauss, para os 14 pontos da curva compreendidos entre  $s^+ > 6.00$  e  $s^+ < 60.00$ . Não obstante, como nossa modelagem da presença de microranuras está limitada à Região Interna da Camada Fina, o programa indica a mensagem "S<sup>+</sup> OUT OF MODELING RANGE" para valores de

$s^+ > 40$ . Ainda como medida de segurança, o programa indica as mensagens "SMOOTH SURFACE" e "DY<sup>+</sup> UNDEFINED", para valores de  $s^+ < 6.00$  e  $s^+ > 60.00$ , respectivamente.

January 14, 1993  
AERO-B1B5B-L93-003

Mr. Joseph Y. Saab Jr.  
Av. Onze De Junho, 624 Apto. 102  
Sao Paulo, S. P.  
Brazil CEP 04041

**BOEING**

Dear Mr. Saab:

The enclosed table is what is used to represent riblets in our boundary-layer code, corresponding to Figure 12 in the paper. The tabulated values are not very closely spaced, but the interpolation routines used by the code to extract values from the table are very good ones, and the result is equivalent to a well-behaved curve defined at many points. You may find it advantageous to fill in some intermediate values by graphic interpolation. Notice that any further drag increase above  $SPLUS = 60$  is not defined.

I hope this helps, and I wish you well in your work.

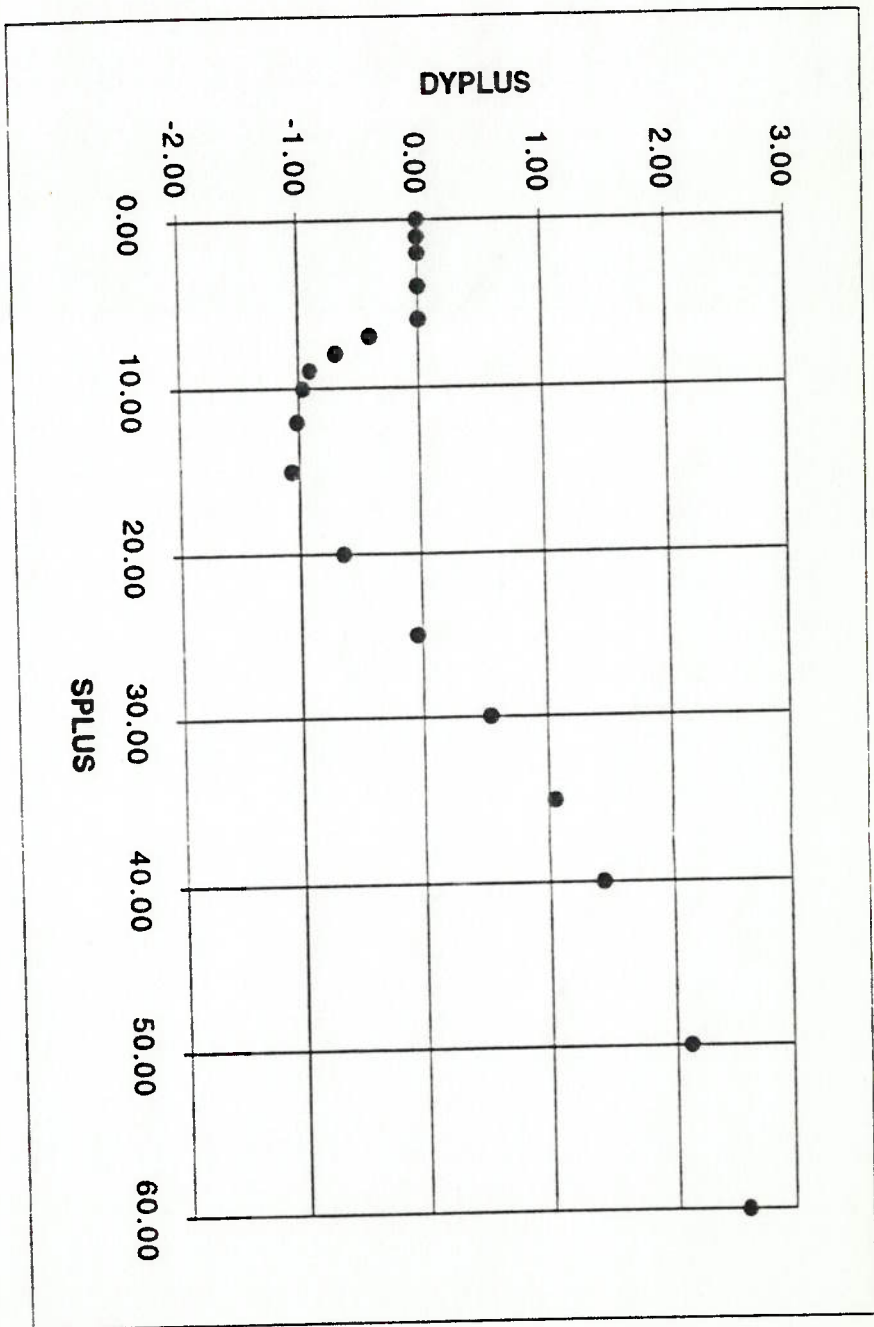
Sincerely,

*J. Douglas McLean*

J. D. McLean  
Advanced Development Aerodynamics  
Orgn. B1B5B M/S 6H-CL  
Phone (206) 237-1790

Attachment

SPLUS	DYPLUS
0.00	0.00
1.00	0.00
2.00	0.00
4.00	0.00
6.00	0.00
7.00	-0.40
8.00	-0.68
9.00	-0.90
10.00	-0.96
12.00	-1.01
15.00	-1.06
20.00	-0.64
25.00	-0.04
30.00	0.54
35.00	1.05
40.00	1.44
50.00	2.12
60.00	2.59
100.00	2.59
1000.00	2.59
10000.00	2.59



```

6700 ' -----
6710 ' -----MCLEAN NEGATIVE ROUGHNESS MODEL FOR RIBLET-----
6720 '
6730 IF IDRIB$ = "Y" THEN 6760
6740 IF IDRIB$ = "N" THEN SPLUS = (SRIB * RHOAV * UTAU) / VISAV
6750 GOTO 6770
6760 SRIB = (SPLUS * VISAV) / (RHOAV * UTAU)
6770 SELECT CASE SPLUS
      CASE IS < 6!
        GOTO 6780
      CASE 6! TO 7!
        GOTO 6790
      CASE 7! TO 8!
        GOTO 6800
      CASE 8! TO 9!
        GOTO 6810
      CASE 9! TO 10!
        GOTO 6820
      CASE 10! TO 12!
        GOTO 6830
      CASE 12! TO 15!
        GOTO 6840
      CASE 15! TO 20!
        GOTO 6850
      CASE 20! TO 25!
        GOTO 6860
      CASE 25! TO 30!
        GOTO 6870
      CASE 30! TO 35!
        GOTO 6880
      CASE 35! TO 40!
        GOTO 6890
      CASE 40! TO 50!
        GOTO 6900
      CASE 50! TO 60!
        GOTO 6910
      CASE IS > 60!
        GOTO 6920
    END SELECT
6780 DELYPL = 0!: PRINT "SMOOTH WALL": GOTO 6930
6790 DELYPL = .03073 * (SPLUS - 6) ^ 3 - .43073 * (SPLUS - 6): GOTO 6930
6800 DELYPL = .03073 * (8 - SPLUS) ^ 3 - .00291 * (SPLUS - 7) ^ 3 - .43073 * (8 - SPLUS) - .6771
      * (SPLUS - 7): GOTO 6930
6810 DELYPL = -.002905 * (9 - SPLUS) ^ 3 + .04089 * (SPLUS - 8) ^ 3 - .6771 * (9 - SPLUS) - .940
      89 * (SPLUS - 8): GOTO 6930
6820 DELYPL = .04089 * (10 - SPLUS) ^ 3 - .00067 * (SPLUS - 9) ^ 3 - .94089 * (10 - SPLUS) - .95
      933 * (SPLUS - 9): GOTO 6930
6830 DELYPL = -.00033 * (12 - SPLUS) ^ 3 - .00047 * (SPLUS - 10) ^ 3 - .47867 * (12 - SPLUS) - .
      50311 * (SPLUS - 10): GOTO 6930

```

```

6840 DELYPL = -.00032 * (15 - SPLUS) ^ 3 + .00213 * (SPLUS - 12) ^ 3 - .33383 * (15 - SPLUS) - .
37247 * (SPLUS - 12): GOTO 6930
6850 DELYPL = .00128 * (20 - SPLUS) ^ 3 + .00006 * (SPLUS - 15) ^ 3 - .24389 * (20 - SPLUS) - .1
2944 * (SPLUS - 15): GOTO 6930
6860 DELYPL = .00006 * (25 - SPLUS) ^ 3 - .00007 * (SPLUS - 20) ^ 3 - .12944 * (25 - SPLUS) - .0
0634 * (SPLUS - 20): GOTO 6930
6870 DELYPL = -.00007 * (30 - SPLUS) ^ 3 + .00005 * (SPLUS - 25) ^ 3 - .0063 * (30 - SPLUS) + .1
0678 * (SPLUS - 25): GOTO 6930
6880 DELYPL = .00005 * (35 - SPLUS) ^ 3 - .00069 * (SPLUS - 30) ^ 3 + .10678 * (35 - SPLUS) + .2
2723 * (SPLUS - 30): GOTO 6930
6890 DELYPL = -.00069 * (40 - SPLUS) ^ 3 + .00175 * (SPLUS - 35) ^ 3 + .22723 * (40 - SPLUS) + .
24428 * (SPLUS - 35): GOTO 6930
6900 PRINT "OUT OF MODELLING RANGE - NO OUTER LAYER MODEL FOR RIBLETS": STOP
6910 PRINT "OUT OF MODELLING RANGE - NO OUTER LAYER MODEL FOR RIBLETS": STOP
6920 PRINT "DY+ UNDEFINED": STOP
6930 DELY = (DELYPL * VISAV) / (RHOAV * UTAU)
6940 RETURN
7000 ' -----

```

III.2 - Listagem da rotina acrescentada ao programa para modelagem de microrranhuras, contendo "splines" cúbicos ajustados à função empírica de McLean [3].

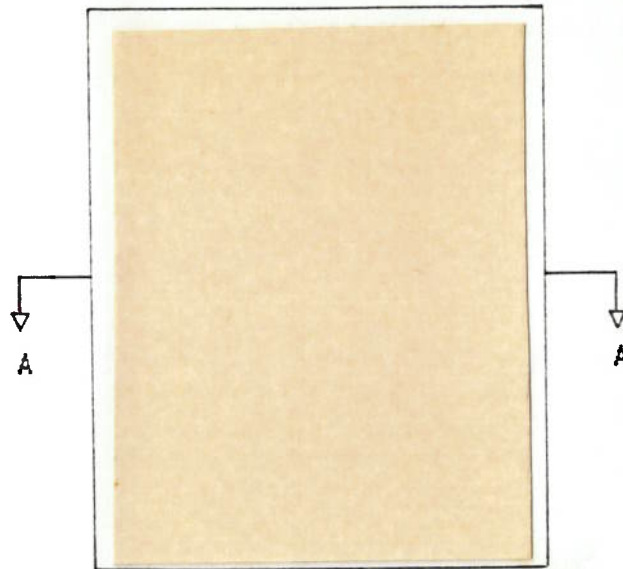


#### Apêndice IV

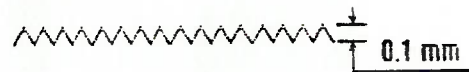
Amostra de Material com Microranuras Longitudinais Superficiais.

A amostra abaixo trata-se de um filme vinílico auto-adesivo, com microranuras longitudinais extrudadas em sua superfície. A razão de aspecto h/s é unitária e as dimensões das estrias são da mesma ordem de grandeza daquelas teoricamente empregadas em nossa simulação numérica ( $\cong 0.1\text{mm}$ ). A espessura do filme contínuo que serve como base está estimada na mesma altura das estrias. A aplicação de microranuras sobre superfícies de material composto ("composite"), conforme proposta neste trabalho, poderia ocorrer durante o processo de fabricação das mesmas, eliminando os inconvenientes da aplicação e manutenção do filme, além de eliminar riscos de ingestão pelos motores ao tratar-se superfícies internas do bocal de admissão.

O filme abaixo, cedido pela 3M Company e conhecido pelo fabricante como "Scotchcal, High Performance Film", possui massa por unidade de área estimada em  $150\text{ g/m}^2$ .



Corte AA :



Amostra de filme vinílico com microranuras longitudinais de razão de aspecto unitária, extrudadas em sua superfície.

Gentileza da 3M Company, E.U.A.

## Apêndice V

Alterações Implementadas no Código STAN7 para Incorporação da Modelagem de Microrranhuras Longitunais.

O STAN7 é um programa desenvolvido para resolver as equações de Conservação de Quantidade de Movimento e Energia em camadas finas, através do método de diferenças finitas. O mesmo é capaz de tratar escoamentos sobre superfícies bidimensionais ou axissimétricas (interna ou externamente), restringindo-se, no entanto, a espessuras de camada fina com dimensões pequenas se comparadas ao raio de curvatura transversal do corpo sólido imerso [39]. Trata-se de uma versão simplificada e modernizada do código STAN5, extensivamente documentado por seus autores, M.E.Crawford e W.M.Kays, no Relatório da NASA de número CR-2742 [34], de 1976.

A análise e a modificação do programa foram realizadas sobre cópia do programa-fonte, fornecidas para esta finalidade específica pelo Dr. W.M.Kays. O acordo de copyright firmado no recebimento do software impossibilita a listagem das partes não modificadas do código neste trabalho.

Não obstante, o modelo completo empregado no programa, seja por programação "default", por alteração do arquivo de parâmetros e constantes de turbulência (TCFILE), ou ainda em função da nova rotina inserida ou das quatro outras alteradas, está descrito em detalhes na Seção 3, "Modelo". O mesmo constituiu-se, portanto, somente

em uma base amplamente testada e confiável, sobre a qual adicionamos as ferramentas necessárias à simulação da presença de microranhuradas longitudinais.

As restrições do programa na simulação deste tipo de superfície, conforme modificado até o momento, são :

- Microranhuradas triangulares com razão de aspecto unitária.
- Escoamento incompressível (propriedades constantes) e ausência de transpiração.
- Eixo longitudinal das ranhuras alinhado com o eixo principal do escoamento.

Dois problemas foram solucionados com o programa original, antes da modificação, para servirem de padrão após a mesma e garantir que nenhum erro, desvio ou aberração fosse introduzida inadvertidamente durante a operação. Todas as rotinas do programa foram convertidas em diagramas de bloco para permitir sua compreensão e possibilitar a correta identificação dos pontos a serem modificados e acrescidos. A utilização de um software que dispensa a numeração das linhas de programação ( Quick Basic 4.5 ), possibilitou alterar algumas das rotinas já existentes com um mínimo de impacto à numeração original e portanto, aos endereçamentos internos do programa.

As principais alterações efetuadas nas rotinas encontram-se descritas a seguir :

Rotina de entrada de dados :

- Inclusão e redimensionamento de variáveis e matrizes.
- Inclusão de opção para simulação das microranhuradas.
- Inclusão de microranhuradas simples ou do tipo "Superfície Otimizada"
- Entrada de dimensões características das microranhuradas.
- Especificação da forma de acionamento do modelo para microranhuradas (estação específica ou através de  $NRe_{e, crit.}$ ).
- Alterações nas linhas de impressão, leitura e gravação em disco.

#### Rotina de cálculo da Viscosidade Aparente:

- Alterações nos cálculos do comprimento de mistura e da função de amortecimento de van Driest, conforme modelo proposto, capítulo 3.
- Interrupção do cálculo da viscosidade aparente no ponto adequado e endereçamento para a rotina de interpolação da função de "Rugosidade Negativa".

#### Rotinas de "Rugosidade Negativa" (inserida):

- Cálculo de  $s^+$  ou  $s$ , dependendo do dado de entrada.
- Seleção do "Spline" interpolador adequado.
- Leitura do valor de  $\Delta y^+$ .
- Emissão de mensagens de alerta caso  $s^+ < 6.00$ ,  $s^+ > 40.00$  ou  $s^+ > 60.00$ .
- Retorno à rotina de viscosidade aparente com o valor selecionado.

Rotina de saída de dados :

- Redimensionamento de variáveis e matrizes.
- Inserção de novos dados e variáveis na tela de saída.
- Inserção de novos dados e variáveis no banco de dados de saída, gravado em disco.
- Inserção de novos dados e variáveis nas formatações para saída impressa.

Rotina de alteração dos dados de entrada (durante a execução do programa):

- Redimensionamento de variáveis e matrizes.
- Inserção da possibilidade de alteração de parâmetros geométricos das ranhuras e do acionamento do seu modelo.

Rotina central ou de coordenação :

- Redimensionamento de variáveis e matrizes.
- Adição de notas explicativas diversas.
- Alteração do copyright conforme requerido.

Após a execução de todas as modificações e seção de depuração "debug", o programa (na opção "parede lisa"), foi validado contra os

resultados dos dois problemas-padrão resolvidos antes da modificação, para este propósito específico. Antes do prosseguimento dos trabalhos, o mesmo foi então recompilado para aumentar sua velocidade de cálculo ( STANRIB.EXE ), constituindo assim um programa autocontido e autoexecutável.

Anexadas a este apêndice, encontram-se as seguintes listagens :

V.1 - Acordo de "copy-right" para utilização do programa STAN 7 neste trabalho.

V.2 - Listagem parcial da rotina central, englobando notas de "copyright" e limitações de emprego do programa.

V.3 - Dados de entrada para cálculo de placa plana microranhurada, contendo propriedades, condições de contorno e perfil inicial de velocidade. A Fig. 17 apresenta resultado obtido a partir destes dados, comparado a dados de placa lisa obtidos pela correlação de Schlichting [11].

V.4 - Dados de entrada para cálculo do bocal liso antes da correção do perfil de velocidade, contendo propriedades, condições de contorno e perfil inicial de velocidade. Os pontos triangulares na Fig. 18 foram levantados com base no perfil de velocidade obtido para  $x = 0.827m$ .

V.5 - Dados de entrada para cálculo do bocal liso após correção do perfil de velocidade, contendo propriedades, condições de contorno e perfil inicial de velocidade. Os dados resultantes estão representados nas Figuras 19, 20 e 22.

V.6 - Dados de entrada para cálculo do bocal com microranuras longitudinais de altura adimensional constante ("Superfície Otimizada"). Os dados obtidos estão representados nas Figuras 19, 20, 21 e 22.

V.7 - Dados de entrada para cálculo do bocal com microranuras longitudinais de altura física constante. Os dados obtidos estão representados nas Figuras 19, 20, 21 e 22.



*W. M. Kays Complements* —

**AGREEMENT**

On this date I have received from W M Kays the following checked items of personal computer software, subject to the conditions specified below:

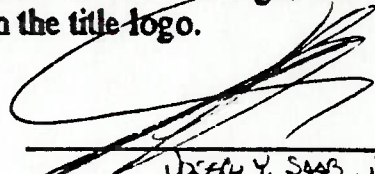
1 Line print of QUICKBASIC source code for STAN7 \_\_\_\_\_

2 Compiled version of STAN7 on disk \_\_\_\_\_ ✓

3 BASIC source code for STAN7 on disk \_\_\_\_\_ ✓

I understand that these items are for my personal use only and I agree not to copy them for the use of other persons, or allow other persons to copy them. If I have students who would like copies I will refer them directly to W M Kays.

I further agree that with reference to items 1) and 3), if I make changes in the code I will retain the W M Kays Copyright notice in the title logo, but I will also insert the words "as modified by \_\_\_\_\_" in the title logo.

  
\_\_\_\_\_  
JOSEPH Y. SAAB, JR  
Date: MARCH 6<sup>th</sup> 1993 ✓

*Please sign & return*  
*W. M. Kays*

```

DECLARE SUB STNINPUT (X!(), RW!(), UG!(), AI!(), CUR!(), Y!(), U!(), FJ!(), F!(), TC!(), TC$( ),
K!(), EPS!(), C$, NEQ!, N!, XU!, XL!, DE!, ENFRA!, NXBC!, NP2!, KS!, RHO!, VISCO!, GC!, MODE$, C
J!, PR!, TYPBC!, SOURCE!, FLUID!, PRESS!, GV!, CV!, KE$, JPYPLUS!, AP!, PRT$, RETRAN!, GRTRAN!,
G$, OUTPUT$, G2$, G3$, KNPX!, APLC!, RIB$, IDRIB$, SPLUS!, SRIB!, RIBSTART$, XRIB!)
DECLARE SUB CHSYS (TC!(), TC$( ))
DECLARE SUB graph (ST!, CF2!, NEQ!, NP2!, Y!(), U!(), F!(), UTAU!, RHO!(), VISCO!(), RM!, R3!, T
C!())
DECLARE SUB CHANGINP (X!(), RW!(), UG!(), AI!(), CUR!(), Y!(), U!(), FJ!(), F!(), TC!(), TC$( ),
K!(), EPS!(), C$, NEQ!, N!, XU!, XL!, DE!, ENFRA!, NXBC!, NP2!, KS!, RHO!, VISCO!, GC!, MODE$, C
J!, PR!, TYPBC!, SOURCE!, FLUID!, PRESS!, GV!, CV!, KE$, JPYPLUS!, AP!, PRT$, RETRAN!, GRTRAN!,
G$, OUTPUT$, G2$, G3$, KNPX!, SPLUS!, SRIB!, XRIB!)
9   ****PROGRAM TO SOLVE MOMENTUM AND/OR ENERGY EQUATIONS FOR LAMINAR OR      TURBULENT BOUNDA
RY LAYERS ON AN AXISYMMETRIC BODY, INCLUDING REAL AIR PROPERTIES AND SURFACE CURVATURE, INCLUDING
THE K-EPSILON MODEL OF TURBULENCE****
11 DIM X(100), AI(100), RW(100), Y(53), UG(100), ODM(53), OM(53), RBOM(53), ROMD(53), U(53), EMU
(53), SC(53), AU(53), BU(53), CU(53), A(53), B(53), C(53), F(53), FJ(100), HA(34), TA(34), VS(34
), PA(34), RHO(53), VISCO(53)
DIM PR(53), SU(53), T(53), PREF(53), DV(53), CUR(53), UP(53), TC(85)
12 DIM TAURAT(53), TC$(85), BF(53), EMUOLD(53), K(53), EPS(53), SCEFK(53), SCEFE(53), AK(53), BK
(53), CK(53), AE(53), BE(53), CE(53), SUK(53), SUE(53)
13
14   ----SYSTEM AND TURBULENCE CONSTANTS
15 OPEN "TCFILE" FOR INPUT AS #1
16 FOR I = 1 TO 85: INPUT #1, TC(I): NEXT I
17 FOR I = 1 TO 85: INPUT #1, TC$(I): NEXT I
18 CLOSE #1
19
20 CLS : KEY OFF
30 FOR I = 1 TO 40: PRINT CHR$(176); CHR$(177); : NEXT I
40 FOR I = 1 TO 80: PRINT CHR$(219); : NEXT I
50 FOR I = 1 TO 80: PRINT CHR$(219); : NEXT I
52 PRINT " STAN7 Copyright W.M.Kays 1987, as modified by Joseph Y. Saab, Jr. 1993 "
53 PRINT ""
55 PRINT "***** THIS CODE WAS MODIFIED TO SIMULATE TRIANGULAR RIBLET WITH UNITARY ASPECTRATIO.
THE NEGATIVE ROUGHNESS MODEL OF J.D. MCLEAN IS EMPLOYED. THE MODIFICATION"
56 PRINT "IS LIMITED TO THE MOMENTUM EQUATION AND HAS BEEN TESTED FOR CONSTANT PROPERTYFLOW O
NLY .*****"
60 FOR I = 1 TO 80: PRINT CHR$(219); : NEXT I
70 FOR I = 1 TO 40: PRINT CHR$(176); CHR$(177); : NEXT I: PRINT
105 -----
110   ****MAIN PROGRAM****

```

BLSTR43

MODE = L

NO. OF EQ. = 1 X-BEGIN = 0.00 X-END = 0.91 DELTAX = 0.25

N = 35 G-SUB-C = 1.00 ENFRA = .0040 PRESS = 0.000E+00

RHO = 1.20300 VISCO = 0.0000181 PR = 0.000

NO. OF X BC POINTS = 3 TYPBC = 0 KS = 0.000000

M	X(M)	R(M)	U-INF(M)	M-DOT(M)	CUR(M)	FJ(M)
1	0.0010	1.0000	15.00	0.0000	0.0000	0.000E+00
2	0.1000	1.0000	15.00	0.0000	0.0000	0.000E+00
3	0.3000	1.0000	15.00	0.0000	0.0000	0.000E+00

I	Y(I)	U(I)	F(I)
2	0.0000000	0.000	0.000E+00
3	0.0000016	0.352	0.000E+00
4	0.0000045	0.704	0.000E+00
5	0.0000067	1.057	0.000E+00
6	0.0000090	1.409	0.000E+00
7	0.0000112	1.760	0.000E+00
8	0.0000135	2.112	0.000E+00
9	0.0000157	2.463	0.000E+00
10	0.0000180	2.814	0.000E+00
11	0.0000202	3.164	0.000E+00
12	0.0000224	3.513	0.000E+00
13	0.0000269	4.209	0.000E+00
14	0.0000314	4.898	0.000E+00
15	0.0000359	5.579	0.000E+00
16	0.0000404	6.251	0.000E+00
17	0.0000449	6.909	0.000E+00
18	0.0000494	7.553	0.000E+00
19	0.0000539	8.179	0.000E+00
20	0.0000584	8.784	0.000E+00
21	0.0000628	9.366	0.000E+00
22	0.0000673	9.922	0.000E+00
23	0.0000718	10.451	0.000E+00
24	0.0000763	10.949	0.000E+00
25	0.0000808	11.416	0.000E+00
26	0.0000853	11.850	0.000E+00
27	0.0000898	12.250	0.000E+00
28	0.0000987	12.950	0.000E+00
29	0.0001170	13.959	0.000E+00
30	0.0001350	14.536	0.000E+00
31	0.0001530	14.820	0.000E+00
32	0.0001710	14.939	0.000E+00
33	0.0001890	14.982	0.000E+00
34	0.0002060	14.996	0.000E+00
35	0.0002240	14.999	0.000E+00
36	0.0002420	15.000	0.000E+00
37	0.0002600	15.000	0.000E+00

S+ = 15.00

RIBLETS ACTIVATED BY RETRAN

V.3 - Dados de entrada para cálculo de placa plana microranhurada, contendo propriedades, condições de contorno e perfil inicial de velocidade. A Fig. 17 apresenta resultado obtido a partir destes dados, comparado a dados de placa lisa obtidos pela correlação de Schlichting [11].

GRSR

MODE = L

NO. OF EQ. = 1 X-BEGIN = 0.00 X-END = 1.57 DELTAX = 0.50

N = 37 G-SUB-C = 1.00 ENFRA = .0040 PRESS = 0.000E+00

RHO = 1.04300 VISCO = 0.0000174 PR = 0.000

NO. OF X BC POINTS = 27 TYPBC = 0 KS = 0.000000

M	X(M)	R(M)	U-INF(M)	M-DOT(M)	CUR(M)	FJ(M)
1	0.0007	1.1423	41.79	0.0000	0.0000	0.000E+00
2	0.0011	1.1419	41.82	0.0000	0.0000	0.000E+00
3	0.0018	1.1412	41.87	0.0000	0.0000	0.000E+00
4	0.0029	1.1401	41.95	0.0000	0.0000	0.000E+00
5	0.0046	1.1384	42.07	0.0000	0.0000	0.000E+00
6	0.0073	1.1357	42.28	0.0000	0.0000	0.000E+00
7	0.0118	1.1313	42.60	0.0000	0.0000	0.000E+00
8	0.0191	1.1243	43.13	0.0000	0.0000	0.000E+00
9	0.0315	1.1132	44.00	0.0000	0.0000	0.000E+00
10	0.0535	1.0959	45.40	0.0000	0.0000	0.000E+00
11	0.0962	1.0700	47.63	0.0000	0.0000	0.000E+00
12	0.1855	1.0353	50.87	0.0000	0.0000	0.000E+00
13	0.3691	1.0052	53.97	0.0000	0.0000	0.000E+00
14	0.4313	1.0033	54.17	0.0000	0.0000	0.000E+00
15	0.4323	1.0033	54.17	0.0000	0.0000	0.000E+00
16	0.5313	1.0047	54.02	0.0000	0.0000	0.000E+00
17	0.6313	1.0060	53.87	0.0000	0.0000	0.000E+00
18	0.7313	1.0074	53.73	0.0000	0.0000	0.000E+00
19	0.8313	1.0088	53.58	0.0000	0.0000	0.000E+00
20	0.9313	1.0102	53.43	0.0000	0.0000	0.000E+00
21	1.0313	1.0115	53.29	0.0000	0.0000	0.000E+00
22	1.1313	1.0129	53.15	0.0000	0.0000	0.000E+00
23	1.2313	1.0143	53.00	0.0000	0.0000	0.000E+00
24	1.3313	1.0157	52.86	0.0000	0.0000	0.000E+00
25	1.4313	1.0170	52.72	0.0000	0.0000	0.000E+00
26	1.5313	1.0184	52.57	0.0000	0.0000	0.000E+00
27	1.5743	1.0190	52.51	0.0000	0.0000	0.000E+00

I	Y(I)	U(I)	F(I)
2	0.0000000	0.000	0.000E+00
3	0.0000008	2.471	0.000E+00
4	0.0000017	4.942	0.000E+00
5	0.0000026	7.206	0.000E+00
6	0.0000034	9.470	0.000E+00
7	0.0000043	11.531	0.000E+00
8	0.0000051	13.592	0.000E+00
9	0.0000060	15.456	0.000E+00
10	0.0000068	17.320	0.000E+00
11	0.0000077	18.996	0.000E+00
12	0.0000085	20.671	0.000E+00
13	0.0000094	22.168	0.000E+00
14	0.0000102	23.665	0.000E+00
15	0.0000111	24.993	0.000E+00
16	0.0000120	26.322	0.000E+00
17	0.0000128	27.494	0.000E+00
18	0.0000137	28.665	0.000E+00

19	0.0000145	29.692	0.000E+00
20	0.0000154	30.719	0.000E+00
21	0.0000162	31.613	0.000E+00
22	0.0000171	32.507	0.000E+00
23	0.0000188	34.053	0.000E+00
24	0.0000205	35.382	0.000E+00
25	0.0000222	36.516	0.000E+00
26	0.0000239	37.477	0.000E+00
27	0.0000256	38.287	0.000E+00
28	0.0000273	38.963	0.000E+00
29	0.0000290	39.524	0.000E+00
30	0.0000307	39.986	0.000E+00
31	0.0000324	40.364	0.000E+00
32	0.0000341	40.671	0.000E+00
33	0.0000375	41.115	0.000E+00
34	0.0000410	41.395	0.000E+00
35	0.0000478	41.666	0.000E+00
36	0.0000546	41.756	0.000E+00
37	0.0000615	41.782	0.000E+00
38	0.0000683	41.788	0.000E+00
39	0.0001000	41.790	0.000E+00

RIB\$ = N

V.4 - Dados de entrada para cálculo do bocal liso antes da correção do perfil de velocidade, contendo propriedades, condições de contorno e perfil inicial de velocidade. O pontos triangulares na Fig. 18 foram levantados com base no perfil de velocidade obtido para  $x = 0.827m$ .

GRSRA

MODE = L

NO. OF EQ. = 1 X-BEGIN = 0.00 X-END = 1.57 DELTAX = 0.50

N = 37 G-SUB-C = 1.00 ENFRA = .0040 PRESS = 0.000E+00

RHO = 1.04300 VISCO = 0.0000174 PR = 0.000

NO. OF X BC POINTS = 27 TYPBC = 0 KS = 0.000000

M	X(M)	R(M)	U-INF(M)	M-DOT(M)	CUR(M)	FJ(M)
1	0.0007	1.1423	41.79	0.0000	0.0000	0.000E+00
2	0.0011	1.1419	41.82	0.0000	0.0000	0.000E+00
3	0.0018	1.1412	41.88	0.0000	0.0000	0.000E+00
4	0.0029	1.1400	41.96	0.0000	0.0000	0.000E+00
5	0.0046	1.1383	42.08	0.0000	0.0000	0.000E+00
6	0.0073	1.1356	42.29	0.0000	0.0000	0.000E+00
7	0.0118	1.1312	42.61	0.0000	0.0000	0.000E+00
8	0.0191	1.1242	43.14	0.0000	0.0000	0.000E+00
9	0.0315	1.1131	44.02	0.0000	0.0000	0.000E+00
10	0.0535	1.0957	45.42	0.0000	0.0000	0.000E+00
11	0.0962	1.0697	47.65	0.0000	0.0000	0.000E+00
12	0.1855	1.0348	50.94	0.0000	0.0000	0.000E+00
13	0.3691	1.0043	54.06	0.0000	0.0000	0.000E+00
14	0.4313	1.0023	54.28	0.0000	0.0000	0.000E+00
15	0.4323	1.0023	54.28	0.0000	0.0000	0.000E+00
16	0.5313	1.0034	54.16	0.0000	0.0000	0.000E+00
17	0.6313	1.0045	54.03	0.0000	0.0000	0.000E+00
18	0.7313	1.0057	53.91	0.0000	0.0000	0.000E+00
19	0.8313	1.0069	53.79	0.0000	0.0000	0.000E+00
20	0.9313	1.0080	53.66	0.0000	0.0000	0.000E+00
21	1.0313	1.0091	53.54	0.0000	0.0000	0.000E+00
22	1.1313	1.0103	53.42	0.0000	0.0000	0.000E+00
23	1.2313	1.0115	53.30	0.0000	0.0000	0.000E+00
24	1.3313	1.0127	53.17	0.0000	0.0000	0.000E+00
25	1.4313	1.0138	53.05	0.0000	0.0000	0.000E+00
26	1.5313	1.0150	52.92	0.0000	0.0000	0.000E+00
27	1.5743	1.0155	52.89	0.0000	0.0000	0.000E+00

I	Y(I)	U(I)	F(I)
2	0.0000000	0.000	0.000E+00
3	0.0000008	2.471	0.000E+00
4	0.0000017	4.942	0.000E+00
5	0.0000026	7.206	0.000E+00
6	0.0000034	9.470	0.000E+00
7	0.0000043	11.531	0.000E+00
8	0.0000051	13.592	0.000E+00
9	0.0000060	15.456	0.000E+00
10	0.0000068	17.320	0.000E+00
11	0.0000077	18.996	0.000E+00
12	0.0000085	20.671	0.000E+00
13	0.0000094	22.168	0.000E+00
14	0.0000102	23.665	0.000E+00
15	0.0000111	24.993	0.000E+00
16	0.0000120	26.322	0.000E+00
17	0.0000128	27.494	0.000E+00
18	0.0000137	28.665	0.000E+00

19	0.0000145	29.692	0.000E+00
20	0.0000154	30.719	0.000E+00
21	0.0000162	31.613	0.000E+00
22	0.0000171	32.507	0.000E+00
23	0.0000188	34.053	0.000E+00
24	0.0000205	35.382	0.000E+00
25	0.0000222	36.516	0.000E+00
26	0.0000239	37.477	0.000E+00
27	0.0000256	38.287	0.000E+00
28	0.0000273	38.963	0.000E+00
29	0.0000290	39.524	0.000E+00
30	0.0000307	39.986	0.000E+00
31	0.0000324	40.364	0.000E+00
32	0.0000341	40.671	0.000E+00
33	0.0000375	41.115	0.000E+00
34	0.0000410	41.395	0.000E+00
35	0.0000478	41.666	0.000E+00
36	0.0000546	41.756	0.000E+00
37	0.0000615	41.782	0.000E+00
38	0.0000683	41.788	0.000E+00
39	0.0001000	41.790	0.000E+00

RIB\$ = N

V.5 - Dados de entrada para cálculo do bocal liso após correção do perfil de velocidade, contendo propriedades, condições de contorno e perfil inicial de velocidade. Os dados resultantes estão representados nas Figuras 19, 20 e 22.

GRCRA

MODE = L

NO. OF EQ. = 1 X-BEGIN = 0.00 X-END = 1.57 DELTAX = 0.50

N = 37 G-SUB-C = 1.00 ENFRA = .0040 PRESS = 0.000E+00

RHO = 1.04300 VISCO = 0.0000174 PR = 0.000

NO. OF X BC POINTS = 27 TYPBC = 0 KS = 0.000000

M	X(M)	R(M)	U-INF(M)	M-DOT(M)	CUR(M)	FJ(M)
1	0.0007	1.1423	41.79	0.0000	0.0000	0.000E+00
2	0.0011	1.1419	41.82	0.0000	0.0000	0.000E+00
3	0.0018	1.1412	41.88	0.0000	0.0000	0.000E+00
4	0.0029	1.1400	41.96	0.0000	0.0000	0.000E+00
5	0.0046	1.1383	42.08	0.0000	0.0000	0.000E+00
6	0.0073	1.1356	42.29	0.0000	0.0000	0.000E+00
7	0.0118	1.1312	42.61	0.0000	0.0000	0.000E+00
8	0.0191	1.1242	43.14	0.0000	0.0000	0.000E+00
9	0.0315	1.1131	44.02	0.0000	0.0000	0.000E+00
10	0.0535	1.0957	45.42	0.0000	0.0000	0.000E+00
11	0.0962	1.0697	47.65	0.0000	0.0000	0.000E+00
12	0.1855	1.0348	50.94	0.0000	0.0000	0.000E+00
13	0.3691	1.0043	54.06	0.0000	0.0000	0.000E+00
14	0.4313	1.0023	54.28	0.0000	0.0000	0.000E+00
15	0.4323	1.0023	54.28	0.0000	0.0000	0.000E+00
16	0.5313	1.0034	54.16	0.0000	0.0000	0.000E+00
17	0.6313	1.0045	54.03	0.0000	0.0000	0.000E+00
18	0.7313	1.0057	53.91	0.0000	0.0000	0.000E+00
19	0.8313	1.0069	53.79	0.0000	0.0000	0.000E+00
20	0.9313	1.0080	53.66	0.0000	0.0000	0.000E+00
21	1.0313	1.0091	53.54	0.0000	0.0000	0.000E+00
22	1.1313	1.0103	53.42	0.0000	0.0000	0.000E+00
23	1.2313	1.0115	53.30	0.0000	0.0000	0.000E+00
24	1.3313	1.0127	53.17	0.0000	0.0000	0.000E+00
25	1.4313	1.0138	53.05	0.0000	0.0000	0.000E+00
26	1.5313	1.0150	52.92	0.0000	0.0000	0.000E+00
27	1.5743	1.0155	52.89	0.0000	0.0000	0.000E+00

I	Y(I)	U(I)	F(I)
2	0.0000000	0.000	0.000E+00
3	0.0000008	2.471	0.000E+00
4	0.0000017	4.942	0.000E+00
5	0.0000026	7.206	0.000E+00
6	0.0000034	9.470	0.000E+00
7	0.0000043	11.531	0.000E+00
8	0.0000051	13.592	0.000E+00
9	0.0000060	15.456	0.000E+00
10	0.0000068	17.320	0.000E+00
11	0.0000077	18.996	0.000E+00
12	0.0000085	20.671	0.000E+00
13	0.0000094	22.168	0.000E+00
14	0.0000102	23.665	0.000E+00
15	0.0000111	24.993	0.000E+00
16	0.0000120	26.322	0.000E+00
17	0.0000128	27.494	0.000E+00
18	0.0000137	28.665	0.000E+00



19	0.0000145	29.692	0.000E+00
20	0.0000154	30.719	0.000E+00
21	0.0000162	31.613	0.000E+00
22	0.0000171	32.507	0.000E+00
23	0.0000188	34.053	0.000E+00
24	0.0000205	35.382	0.000E+00
25	0.0000222	36.516	0.000E+00
26	0.0000239	37.477	0.000E+00
27	0.0000256	38.287	0.000E+00
28	0.0000273	38.963	0.000E+00
29	0.0000290	39.524	0.000E+00
30	0.0000307	39.986	0.000E+00
31	0.0000324	40.364	0.000E+00
32	0.0000341	40.671	0.000E+00
33	0.0000375	41.115	0.000E+00
34	0.0000410	41.395	0.000E+00
35	0.0000478	41.666	0.000E+00
36	0.0000546	41.756	0.000E+00
37	0.0000615	41.782	0.000E+00
38	0.0000683	41.788	0.000E+00
39	0.0001000	41.790	0.000E+00

S+ = 15.00

V.6 - Dados de entrada para cálculo do bocal com microranhuradas longitudinais de altura adimensional constante ("Superfície Otimizada"). Os dados obtidos estão representados nas Figuras 19, 20, 21 e 22.

GRCRE

MODE =

L

NO. OF EQ. = 1 X-BEGIN = 0.00 X-END = 1.57 DELTAX = 0.50

N = 37 G-SUB-C = 1.00 ENFRA = .0040 PRESS = 0.000E+00

RHO = 1.04300 VISCO = 0.0000174 PR = 0.000

NO. OF X BC POINTS = 27 TYPBC = 0 KS = 0.000000

M	X(M)	R(M)	U-INF(M)	M-DOT(M)	CUR(M)	FJ(M)
1	0.0007	1.1423	41.79	0.0000	0.0000	0.000E+00
2	0.0011	1.1419	41.82	0.0000	0.0000	0.000E+00
3	0.0018	1.1412	41.88	0.0000	0.0000	0.000E+00
4	0.0029	1.1400	41.96	0.0000	0.0000	0.000E+00
5	0.0046	1.1383	42.08	0.0000	0.0000	0.000E+00
6	0.0073	1.1356	42.29	0.0000	0.0000	0.000E+00
7	0.0118	1.1312	42.61	0.0000	0.0000	0.000E+00
8	0.0191	1.1242	43.14	0.0000	0.0000	0.000E+00
9	0.0315	1.1131	44.02	0.0000	0.0000	0.000E+00
10	0.0535	1.0957	45.42	0.0000	0.0000	0.000E+00
11	0.0962	1.0697	47.65	0.0000	0.0000	0.000E+00
12	0.1855	1.0348	50.94	0.0000	0.0000	0.000E+00
13	0.3691	1.0043	54.06	0.0000	0.0000	0.000E+00
14	0.4313	1.0023	54.28	0.0000	0.0000	0.000E+00
15	0.4323	1.0023	54.28	0.0000	0.0000	0.000E+00
16	0.5313	1.0034	54.16	0.0000	0.0000	0.000E+00
17	0.6313	1.0045	54.03	0.0000	0.0000	0.000E+00
18	0.7313	1.0057	53.91	0.0000	0.0000	0.000E+00
19	0.8313	1.0069	53.79	0.0000	0.0000	0.000E+00
20	0.9313	1.0080	53.66	0.0000	0.0000	0.000E+00
21	1.0313	1.0091	53.54	0.0000	0.0000	0.000E+00
22	1.1313	1.0103	53.42	0.0000	0.0000	0.000E+00
23	1.2313	1.0115	53.30	0.0000	0.0000	0.000E+00
24	1.3313	1.0127	53.17	0.0000	0.0000	0.000E+00
25	1.4313	1.0138	53.05	0.0000	0.0000	0.000E+00
26	1.5313	1.0150	52.92	0.0000	0.0000	0.000E+00
27	1.5743	1.0155	52.89	0.0000	0.0000	0.000E+00

I	Y(I)	U(I)	F(I)
2	0.0000000	0.000	0.000E+00
3	0.0000008	2.471	0.000E+00
4	0.0000017	4.942	0.000E+00
5	0.0000026	7.206	0.000E+00
6	0.0000034	9.470	0.000E+00
7	0.0000043	11.531	0.000E+00
8	0.0000051	13.592	0.000E+00
9	0.0000060	15.456	0.000E+00
10	0.0000068	17.320	0.000E+00
11	0.0000077	18.996	0.000E+00
12	0.0000085	20.671	0.000E+00
13	0.0000094	22.168	0.000E+00
14	0.0000102	23.665	0.000E+00
15	0.0000111	24.993	0.000E+00
16	0.0000120	26.322	0.000E+00
17	0.0000128	27.494	0.000E+00
18	0.0000137	28.665	0.000E+00
19	0.0000145	29.692	0.000E+00
20	0.0000154	30.719	0.000E+00

21	0.0000162	31.613	0.000E+00
22	0.0000171	32.507	0.000E+00
23	0.0000188	34.053	0.000E+00
24	0.0000205	35.382	0.000E+00
25	0.0000222	36.516	0.000E+00
26	0.0000239	37.477	0.000E+00
27	0.0000256	38.287	0.000E+00
28	0.0000273	38.963	0.000E+00
29	0.0000290	39.524	0.000E+00
30	0.0000307	39.986	0.000E+00
31	0.0000324	40.364	0.000E+00
32	0.0000341	40.671	0.000E+00
33	0.0000375	41.115	0.000E+00
34	0.0000410	41.395	0.000E+00
35	0.0000478	41.666	0.000E+00
36	0.0000546	41.756	0.000E+00
37	0.0000615	41.782	0.000E+00
38	0.0000683	41.788	0.000E+00
39	0.0001000	41.790	0.000E+00

S = 0.0001100

RIBLETS ACTIVATED BY RETRAN

V.7 - Dados de entrada para cálculo do bocal com microranuras longitudinais de altura física constante. Os dados obtidos estão representados nas Figuras 19, 20, 21 e 22.