

Francesco dos Santos Marsico

*Análise de Camadas Limite Turbulentas
sobre Superfícies Rugosas*

Rio de Janeiro – RJ

Março / 2008

Francesco dos Santos Marsico

*Análise de Camadas Limite Turbulentas
sobre Superfícies Rugosas*

Dissertação submetida à Comissão Examinadora do Programa de Pós-graduação em Engenharia Mecânica (PPG-EM) da Universidade do Estado do Rio de Janeiro como parte dos requisitos necessários à obtenção do título de Mestre em Ciências em Engenharia Mecânica.

Orientador:

Prof. Dra. Mila Rosendal Avelino

CURSO DE MESTRADO ACADÊMICO *stricto sensu*
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA MECÂNICA
FACULDADE DE ENGENHARIA - CENTRO DE TECNOLOGIA E CIÊNCIAS
UNIVERSIDADE DO ESTADO DO RIO DE JANEIRO - UERJ

Rio de Janeiro – RJ

Março / 2008

MARSICO, FRANCESCO SANTOS

Análise de Camadas Limite Turbulentas
sobre Superfícies Rugosas

2008 I, 118p. 29,7cm(PPG-EM/UERJ,

M.Sc., Engenharia Mecânica, 2008)

Tese - Universidade do Estado do Rio de
Janeiro, UERJ

1. Camada Limite

I. PPG-EM/UERJ II. Título(série)

Dissertação de Mestrado submetida ao PPG-EM/UERJ sob o título “*Análise de Camadas Limite Turbulentas sobre Superfícies Rugosas*”, defendida por *Francesco dos Santos Marsico*, como parte dos requisitos necessários à obtenção do grau de Mestre em Ciências em Engenharia Mecânica e aprovada em 19 de março de 2008, no Rio de Janeiro, RJ, pela banca examinadora constituída pelos doutores:

Prof. Dra. Mila Rosendal Avelino
Departamento de Engenharia Mecânica - UERJ
Orientador

Prof. Dr. Manoel Antônio da Fonseca Costa Filho
Departamento de Engenharia Mecânica - UERJ

Prof. Dr. Leopoldo Eurico Gonçalves Bastos
Departamento de Engenharia Mecânica - UERJ

Profa. Dra. Thereza Christina de Almeida Rosso
Departamento de Engenharia Sanitária - UERJ

Prof. Dr. José Luiz Fernandes
Departamento de Engenharia Mecânica - CEFET-RJ

Resumo

Resumo da Tese apresentada ao PPG-EM/UERJ como parte dos requisitos necessários para a obtenção do grau de Mestre em Ciências em Engenharia Mecânica (M.Sc.)

Análise de Camadas Limite Turbulentas sobre Superfícies Rugosas

Francesco dos Santos Marsico

Março/2008

Orientador: Mila Rosendal Avelino

Programa: Programa de Pós-graduação em Engenharia Mecânica (PPG-EM/UERJ)

Este estudo propõe uma nova ferramentas numéricas, que permite agilizar a análise de parâmetros característicos de camadas limites turbulenta sobre superfícies rugosas. Dados experimentais obtidos em túnel de vento são processados em um código desenvolvido em C++ e fornece resultados de parâmetros relevantes à caracterização da camada limite em tempo consideravelmente inferior àqueles tratados segundo procedimentos clássicos da literatura. O código numérico atua como interface entre os dados experimentais e os resultados dos parâmetros característicos. O principal objetivo deste trabalho é o desenvolvimento de uma ferramenta numérica capaz de computar os resultados experimentais de perfís de velocidade fornecendo os valores das variáveis relevantes do processo. O algoritmo utiliza o conceito de deslocamento da origem ϵ , e o de espessura da camada interna δ_i , e traça uma analogia entre as leis da parede para camadas limite sobre superfície lisa e sobre superfícies rugosas. Outra proposta é investigar através dos resultados obtidos pelo processamento dos dados experimentais as características de camadas limite turbulentas que se desenvolvem sobre superfície rugosa. Os dados experimentais disponíveis em Avelino(2000) são utilizados para validação do código numérico proposto. O comportamento do coeficiente de atrito e de outros parâmetros que caracterizam a camada limite são processados com auxílio da ferramenta numérica e apresentados neste trabalho. Os valores da tensão na parede e do deslocamento da origem para a camada limite são determinados pelo código, utilizando a metodologia proposta em Perry e Joubert(1963). Os resultados fornecidos após processamento numérico dos dados experimentais apresentam concordância razoável com os resultados tratados graficamente. Uma análise de *equilibrium* do escoamento é realizada, indicando que o escoamento rapidamente atinge um segundo estágio de equilíbrio após a variação das condições superficiais. Também são apresentados os seguintes parâmetros integrais: fator de Clauser, espessura de quantidade de movimento e espessura de deslocamento. Os parâmetros globais apresentaram resultados coerentes.

Abstract

Abstract of Thesis presented to PPG-EM/UERJ as a partial fulfillment of the requirements for the degree of Master in Science (M.Sc.)

Turbulent Boundary Layers over Rough Surfaces Analysis

Francesco dos Santos Marsico

Março/2008

Advisor: Mila Rosendal Avelino

Programa: Engenharia Mecânica

Department: Mechanical Engineering

The present work uses asymptotic and heuristic arguments to develop a code to optimize the parameters characteristics of boundary layer analysis over surfaces with a sudden change in roughness. The parameters taken experimentally in a wind tunnel are processed and treated to return considered results in a short time. The code uses the concept of displacement in origin and an analogy between the logarithmic laws for the velocity profile. A particular interest of this study is to develop a numeric tool that can be used to describe the velocity's behavior in a boundary layer through a roughness surface. The results are compared with velocity profiles extracted from an experiment settled in a wind tunnel carried out with the propose to validate the new code. Results of friction coefficient, and velocity profiles are resented. The skin-friction coefficient and the error in origin for the velocity profiles was calculated according to the chart methods of Perry and Joubert(1963) and compared with those obtained experimentally. The results are found to be in good agreement. To characterise the self-preserving state, all global parameters characterising the velocity fields are presented, including Clauser factor, momentum thickness, displacement thickness, presenting good agreement.

Sumário

Lista de Figuras

1	Introdução	p. 10
2	Revisão Bibliográfica	p. 14
3	Caracterização Numérico/Experimental	p. 24
3.1	Descrição do aparato experimental	p. 25
3.2	Descrição do Tratamento Numérico	p. 28
3.3	Auto-preservação da camada limite turbulenta	p. 32
4	Estrutura Assintótica da Camada Limite	p. 41
4.1	Estrutura da Camada Limite Turbulenta Sobre Superfície Lisa	p. 42
4.2	Estrutura da Camada Limite Turbulenta Sobre Superfície Rugosa	p. 48
4.3	Intensidade Turbulenta das Camadas Limite	p. 55
5	Determinação de Parâmetros da Camada Limite	p. 61
5.1	Espessura da Camada Interna	p. 61
5.2	O Deslocamento da Origem	p. 63
5.3	A determinação da tensão na parede	p. 70
6	Conclusão	p. 80
	Referências Bibliográficas	p. 84

Lista de Figuras

1	Escoamentos de camada limite turbulenta com variação brusca nas condições superficiais.	p. 11
2	Desenho esquemático das configurações rugosas: (a) Rugosidade I, (b) Rugosidade II, (c) Rugosidade III.	p. 27
3	Diagrama de classes do código numérico.	p. 31
4	Classe	”Superfície” p. 32
5	Classe	”SuperfícieRugosa” p. 33
6	Diagrama de atividades do método ”deslocamentoOrigem”	p. 34
7	Distribuição das quantidades integrais do campo de velocidades para o escoamento sobre superfície lisa	p. 36
8	Distribuição das quantidades integrais do campo de velocidades para o escoamento sobre superfície com rugosidade I.	p. 36
9	Distribuição das quantidades integrais do campo de velocidades para o escoamento sobre superfície com rugosidade II.	p. 37
10	Distribuição das quantidades integrais do campo de velocidades para o escoamento sobre superfície com rugosidade III.	p. 37
11	Distribuição do fator de Clauser para superfície lisa.	p. 38
12	Distribuição do fator de Clauser para superfície rugosa I	p. 39
13	Distribuição do fator de Clauser para superfície rugosa II	p. 39
14	Distribuição do fator de Clauser para superfície de rugosidade III	p. 40

15	Estrutura da camada limite turbulenta com duas camadas	p. 43
16	Estrutura da camada limite turbulenta com três camadas	p. 44
17	Perfil Experimental de Velocidades e Estrutura da Camada Limite Turbulenta	p. 47
18	Desenvolvimento do perfil de velocidades. Dados de Avelino(1998). . .	p. 49
19	Função rugosidade para a superfície com rugosidade I	p. 50
20	Função rugosidade para a superfície com rugosidade II	p. 51
21	Função rugosidade para a superfície com rugosidade III	p. 52
22	Perfis de velocidade média das camadas limite sobre superfície lisa para diferentes estações em 'x'.	p. 55
23	Perfis de velocidade média das camadas limite sobre superfície com rugosidade I	p. 56
24	Perfis de velocidade média das camadas limite sobre superfície com rugosidade II	p. 56
25	Perfis de velocidade média das camadas limite sobre superfície com rugosidade III	p. 57
26	Intensidade turbulenta relativa em camada limite sobre superfície lisa .	p. 58
27	Intensidade turbulenta relativa em camada limite sobre superfície com rugosidade I	p. 59
28	Intensidade turbulenta relativa em camada limite sobre superfície com rugosidade II	p. 59
29	Intensidade turbulenta relativa em camada limite sobre superfície com rugosidade III	p. 60
30	Gráfico utilizado para determinar o deslocamento da origem pelo método de Perry e Joubert(1963).	p. 67
31	Perfil de velocidade média sobre superfície rugosa	p. 68
32	Método para determinação do deslocamento da origem e $(C_f/2)^{1/2}$ utilizando a lei da esteira	p. 68
33	Comportamento do deslocamento da origem para rugosidade I.	p. 69

34	Comportamento do deslocamento da origem para rugosidade II.	p.69
35	Comportamento do deslocamento da origem para rugosidade III.	p.70
36	Coefficiente de atrito - Superfície lisa	p.73
37	Coefficiente de atrito - Superfície de rugosidade I	p.74
38	Coefficiente de atrito - Superfície de rugosidade II	p.75
39	Coefficiente de atrito - Superfície de rugosidade III	p.76

1 *Introdução*

O conhecimento detalhado dos fluxos turbulentos é de interesse tanto da mecânica dos fluidos quanto da física teórica, pois a maioria dos escoamentos encontrados na natureza são turbulentos. Mas, ainda hoje, definir turbulência é difícil. A camada limite está presente em aplicações desde a microescala, até a mesoescala ou escala planetária.

A existência de uma distribuição logarítmica de velocidades na região próxima à parede é adotada em muitos métodos de cálculo e em análises de escoamentos de camada limite turbulenta. Este fato tem sido verificado por uma grande quantidade de dados experimentais, sob as mais diversas condições de escoamento, e muitos modelos turbulentos tem sido propostos para descrever este fenômeno analiticamente.

O objetivo deste trabalho é desenvolver um código numérico, que permita analisar os parâmetros característicos de camadas limites turbulenta sobre superfícies rugosas, obtidos experimentalmente em um túnel de vento. Atua como interface entre os dados experimentais e os parâmetros característicos.

A implementação do código utiliza a teoria do deslocamento da origem, para possibilitar uma analogia entre as leis da parede para camada limite cinética. Para a validação do código, foram utilizados dados experimentais obtidos em ensaios de camada limite turbulenta sobre superfície rugosa, realizados em túnel de vento. Detalhes do aparato experimental assim como do procedimento adotado para a realização dos ensaios é apresentada neste trabalho de forma sucinta. Uma descrição detalhada está disponível na literatura em Avelino (2000, 1998, 1996), Avelino et al (1997, 1998a 1998b, 1999a, 199b), Avelino e deLemos(2001).

No decorrer deste trabalho, serão apresentadas comparações entre os resultados do coeficiente de atrito obtidos através do balanço integral da quantidade de movimento com os da descoberta da nova origem. Os valores da tensão na parede e do deslocamento da origem para a camada limite cinética são estimados pelos métodos clássicos de Perry e Joubert(1963) e Perry et al.(1987), apresentando razoável concordância entre si, conforme

apresentado em Avelino(2004, 2005, 2006).

A condição de equilibrium é verificada pela análise do comportamento dos parâmetros integrais a saber: fator de Clauser, espessura de quantidade de movimento, espessura de deslocamento e espessura de entalpia. Os escoamentos de camada limite turbulenta que se desenvolvem sobre terrenos planos que apresentem uma variação brusca nas condições superficiais são apresensados na Fig. 1.

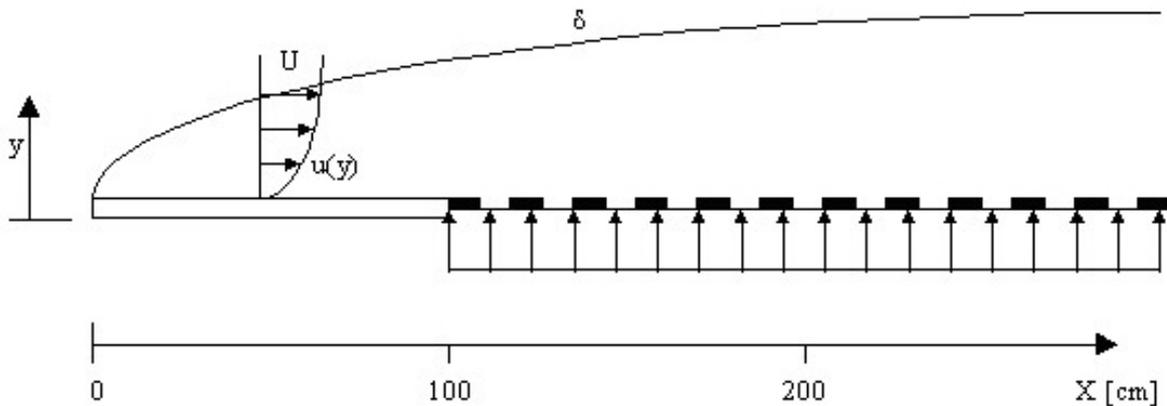


Figura 1: Escoamentos de camada limite turbulenta com variação brusca nas condições superficiais.

Os principais resultados obtidos através da análise dos dados experimentais e gerados pelo código são então enunciados:

1. A pequena influência da região da esteira e da subcamada viscosa na obtenção da tensão na parede através do perfil de velocidade da superfície lisa para uma camada limite com gradiente de pressão nulo.
2. A necessidade de o código identificar corretamente a região assintótica da camada limite para a determinação do deslocamento da origem.
3. A validação do código através da comparação com dados experimentais.

Uma breve descrição das instalações experimentais utilizadas para a validação do código é parte integrante e fundamental da realização das pesquisa, conforme os objetivos propostos. Os dados obtidos em dez diferentes estações localizadas ao longo da seção de testes são utilizados para validação do código computacional. São consideradas três geometrias distintas para a superfície inferior do túnel de vento. Utilizando placas de vidro e barras chatas de alumínio intercambiáveis. As modalidades diferentes de

superfície rugosas foram obtidas através de arranjos geométricos compostos a partir de barras-chatas de alumínio. Tipicamente, nos experimentos realizados, uma placa lisa de vidro com um metro de comprimento era seguida por uma superfície rugosa com dois metros de comprimento. Ainda nesta fase, foi realizada uma análise do estado de equilíbrio do escoamento, estimando valores de parâmetros globais das camadas limite obtidas experimentalmente, como a espessura de quantidade de movimento, a espessura de deslocamento da origem, o fator de forma de von Kármán e o fator de Clauser.

Uma descrição detalhada da análise de incerteza dos resultados experimentais é apresentada em Avelino(2000). A análise de incerteza foi elaborada com base na norma americana ANSI/ASME(1985) PTC 19.1 enfatizando a importância da análise da incerteza de medição no planejamento e na realização de experimentos e foi elaborado como uma interpretação da norma americana citada, aplicada aos experimentos realizados em túnel de vento, que adotem configuração semelhante àquela utilizada aqui - instrumentação e parâmetros envolvidos.

A estrutura desta dissertação está apresentada como segue abaixo: Inicialmente, no capítulo 2, foi feita uma revisão bibliográfica dos resultados da literatura. O capítulo 3 trata das abordagens numérica e experimental adotadas neste trabalho, assim como a auto-preservação da camada limite turbulenta. Dividido em três seções, inicialmente são apresentados detalhes da geometria adotada para obtenção dos dados experimentais, assim como aspectos construtivos das rugosidades. A segunda seção do capítulo 3 trata da descrição detalhada do código numérico aqui proposto como ferramenta de auxílio ao processamento dos resultados experimentais utilizados. O programa, implementado em C++, utiliza o conceito de deslocamento na origem, através do método de Perry e Joubert(1963). Finalizando o capítulo 3, antes de dar início aos procedimentos de cálculo faz-se necessária a qualificação dos escoamentos gerados em túnel de vento no que diz respeito a condição de equilíbrio. Os escoamentos são ditos em equilíbrio quando a taxa local de geração de energia cinética turbulenta é igual a sua dissipação. Esta qualificação se dará por parâmetros globais da camada limite. Estes parâmetros, determinados graficamente confirmam a condição de equilíbrio dos escoamentos e servem para validar o código numérico proposto. Feito isso, pode-se passar ao processamento numérico dos dados experimentais e passar obtenção dos parâmetros desejados. O capítulo 4, é dedicado à descrição da camada limite turbulenta que vinha sendo apresentada numa estrutura aonde apenas duas regiões, uma interna e outra externa, eram identificadas. Na região interna os efeitos viscosos dominavam, enquanto na região externa prevaleciam os efeitos de inércia. Desta forma a camada limite podia ser analisada utilizando-se apenas

duas escalas características: uma para a região viscosa e outra para a região externa. utiliza técnicas assintóticas para descrever a estrutura da camada limite turbulenta, apresentando conceito de camada limite composta por três regiões distintas, uma terceira região, onde dominam os efeitos da turbulência. As três subcamadas serão comentadas nessa seção, com relação à velocidade e aos comprimentos característicos. Resultados e discussões referentes à espessura da camada interna, ao deslocamento na origem e à tensão na parede são apresentados no capítulo 5. Finalizando, o capítulo 6 é referente as conclusões finais obtidas neste trabalho.

2 *Revisão Bibliográfica*

Superfícies rugosas tipo K ou D são utilizadas por possibilitarem o isolamento dos vários tipos de efeitos dos elementos rugosos sobre o escoamento. Este aspecto da classificação das superfícies, é de particular importância a este estudo tendo em vista os principais desenvolvimentos teóricos obtidos nos últimos 30 anos. Contrariamente aos primeiros estudos de escoamentos sobre superfícies rugosas obtida por superfícies ditas do tipo "grão de areia", a maioria dos estudos recentes lida com superfícies trabalhadas mecanicamente e, portanto, com uma geometria bem definida.

Os conceitos fundamentais e idéias relativos ao escoamento de um fluido sobre uma superfície rugosa foram estabelecidos por Nikuradse(1933) que investigou o escoamento em tubulações com rugosidade do tipo de grão de areia. Nikuradse descobriu que, a altos números de Reynolds, o escoamento próximo à parede torna-se independente da viscosidade, sendo uma função da escala da rugosidade K , do diâmetro da tubulação D , assim como do número de Reynolds. Nikuradse também descobriu que, para a região da esteira, as leis universais se aplicam para o escoamento médio, independentemente das condições da parede. Os efeitos da rugosidade são, portanto, restritos a uma camada fina adjacente à parede.

De argumentos dimensionais e de uma analogia com a lei da parede de Prandtl, Nikuradse propôs escrever

$$\frac{u}{u_\tau} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{y}{K} + B \left[\frac{Ku_\tau}{\nu} \right], \quad (2.1)$$

onde todos os símbolos acima possuem seu significado tradicional; u representa a velocidade instantânea, u_τ é a velocidade de atrito, κ é a constante de von Kármán ($\approx 0,41$), ν é a viscosidade cinemática, K é uma função de escala da rugosidade e o parâmetro B apresenta uma dependência funcional do termo entre colchetes.

Após vinte anos de estudos com poucos avanços, a equação (2.1) foi escrita de modo

alternativo por Clauser(1954), como

$$\frac{u}{u_\tau} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{yu_\tau}{\nu} + A - \frac{\Delta u}{u_\tau} \left[\frac{Ku_\tau}{\nu} \right]. \quad (2.2)$$

onde $\Delta u/u_\tau$ representa a função rugosidade e o parâmetro A possui valor constante para escoamento sobre superfície lisa. Segundo Coles(1956), após a análise de mais de seiscentos diferentes experimentos, obteve $A = 5,0$.

Neste mesmo ano, e com base em um extensivo programa experimental, Hama(1954) mostrou que

$$\frac{\Delta u}{u_\tau} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{Ku_\tau}{\nu} + C, \quad (2.3)$$

o que imediatamente vem confirmar que as expressões (2.1) e (2.2) são equivalentes, porém escritas de modo alternativo.

Os escoamentos que obedecem equações com a forma das equações (2.1) a (2.3) são típicos de superfícies do tipo K . Escoamentos, por outro lado, que são aparentemente insensíveis à escala característica K , mas dependem de alguma outra escala global do escoamento são ditos do tipo D , em uma especial deferência aos escoamentos realizados no interior de tubulações conforme apresenta Nikuradse; o D neste caso fica associado ao diâmetro interno de uma tubulação. No caso de rugosidades do tipo D , a superfície é geometricamente caracterizada por uma série de ranhuras muito próximas, que permitem o estabelecimento de um padrão de escoamento onde estruturas vorticiais estáveis se formam no interior das rugosidades. Para descrever a porção do perfil de velocidade que se desvia da lei logarítmica podemos considerar que imediatamente acima da cabeça dos elementos rugosos, o escoamento médio é independente das escalas características associadas ao escoamento próximo à parede. Deste modo, a equação (2.2) pode ser reescrita como

$$\frac{u}{u_\tau} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{yu_\tau}{\nu} + A - \frac{\Delta u}{u_\tau} \left[\frac{Du_\tau}{\nu} \right]. \quad (2.4)$$

Em princípio, não existe qualquer razão para que as funções nas equações (2.2) e (2.4) tenham a mesma forma. De fato, as duas escalas distintas utilizadas para a representação

das rugosidades dos tipos K e D sugerem que não pode ser construído um único arcabouço teórico para a descrição de ambos os tipos de rugosidade.

Moore(1951), entretanto, mostrou que é possível escrever uma lei de similaridade em uma forma universal, se a origem das medições dos perfis de velocidade for deslocada para abaixo do topo dos elementos rugosos. A esta prática denominou-se “deslocamento da origem”. Sucessivos métodos detalhados para se determinar o deslocamento da origem são descritos em vários trabalhos, por exemplo, em Perry e Joubert(1963), Perry e Abel(1977) e em Perry et al.(1986). O deslocamento da origem é normalmente representado por, ε . Deste modo, uma expressão válida para qualquer tipo de rugosidade pode ser escrita fazendo

$$\frac{u}{u_\tau} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{(y_T + \varepsilon)u_\tau}{\nu} + A - \frac{\Delta u}{u_\tau}, \quad (2.5)$$

onde,

$$\frac{\Delta u}{u_\tau} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{\varepsilon u_\tau}{\nu} + C_i, \quad (2.6)$$

e $C_i, i = K, D$; são constantes características do tipo de rugosidade.

A dificuldade encontrada com a formulação acima descrita é que, a princípio, não se conhece o valor de ε para uma dada geometria de superfície. O entendimento do fenômeno, com uma posterior formulação definitiva a respeito do comportamento de ε , tem deste modo, motivado a realização de vários trabalhos experimentais e teóricos.

Dentre os vários interesses despertados pelo assunto, o desenvolvimento de expressões universais para a descrição do escoamento de um fluido junto à região completamente turbulenta adjacente a uma parede tem sido tema de grande interesse na modelagem da turbulência por modelos diferenciais de duas equações, Launder e Spalding(1974), e outros problemas. Para uma revisão geral do assunto, veja, por exemplo, Bonnet et al.(1998) e Silva Freire et al.(1998). Como aplicações específicas deste enfoque, podem ser citados alguns trabalhos relacionados a problemas que envolvem injeção normal de fluido na parede. O artifício da sucção na parede foi adotado no estudo de Coleman et al.(1977) para produzir um gradiente de pressão favorável acelerando o escoamento e levando a camada limite completamente rugosa ao estado de equilíbrio. Em Floryan(1997) a sucção

na parede foi utilizada para simular a rugosidade superficial, induzindo um novo tipo de instabilidade caracterizada pelo surgimento de vórtices. Extensões da lei da parede para escoamentos sujeitos à transpiração de fluido na superfície também foram propostas em Avelino(1996, 2000) e Avelino et al.(1995, 1996, 1998b, 1999a). O propósito daquele trabalho é obter soluções analíticas locais, válidas em regiões próximas aos elementos rugosos, seguindo a metodologia adotada em pesquisas anteriores.

Em Mulhearn(1977) atenção especial é dada à região de transição que se estabelece imediatamente após a variação da condição superficial, através da proposição de relações analíticas entre fluxos superficiais e variações de perfis de quantidades médias. O trabalho de Smits e Wood(1985) apresenta uma revisão bibliográfica de trabalhos que abordam o comportamento de camadas limite turbulentas sujeitas à perturbações súbitas.

Importantes trabalhos de Nikuradse(1933) e de Clauser(1954) merecem uma descrição mais detalhada. Um dos experimentos mais importantes sobre camadas limite que se desenvolvem sobre superfícies rugosas foi realizado por Nikuradse em 1933. O autor estudou o comportamento de escoamentos em tubulações que possuíam rugosidade superficial do tipo de grão de areia.

Nikuradse observou a existência de uma lei logarítmica que poderia ser aplicada para prever o comportamento do perfil de velocidades dependendo das características da rugosidade. Ele observou que o efeito da rugosidade na forma do perfil de velocidades é, analogamente à viscosidade, restrito a uma região fina, adjacente à superfície.

Desta forma, um coeficiente de viscosidade modificado, ν_e , poderia ser adotado para levar em conta os efeitos da rugosidade. Pensou-se que este conceito seria universalmente válido para descrever o comportamento tanto de escoamentos externos quanto em escoamentos internos, desde que fossem respeitados os parâmetros característicos da geometria da rugosidade. Nessa linha, são exemplos trabalhos para placas rugosas sem gradiente externo de pressão, ou a análise de Prandtl e Schlichting(1934). Anteriormente a 1951 poucos trabalhos experimentais tinham sido realizados neste campo. Neste sentido, a análise de Nikuradse era, sem dúvida, a mais importante sobre o assunto.

Moore, em 1951, obteve um avanço significativo para o problema de escoamentos sobre superfícies rugosas através da análise de um conjunto de resultados experimentais obtidos para camadas limite sem gradiente externo de pressão. A rugosidade utilizada consistia de paralelepípedos colocados lado a lado e transversalmente ao escoamento. A relação entre a distância estabelecida entre os elementos rugosos e a altura utilizados foi determinada ser igual a 4. Foram utilizados três dimensões diferentes de paralelepípedos com alturas

de 0,31 cm, 1,2 cm e 3,8 cm. Moore(1951) dedicou-se a validar as equações obtidas por Prandtl e Schlichting para as propriedades globais do escoamento, que se baseavam na distância do bordo de ataque da placa. A posição do bordo de ataque é sempre mal definida, não deixando claro sobre o que ocorre quando a espessura da camada limite é muito menor do que a altura dos elementos rugosos. Um vez que a Lei Logarítmica só é válida para distâncias da placa da ordem de $0,15\delta$, é possível que os elementos rugosos tenham penetrado na camada limite a uma distância muito inferior a esta, próxima do início da placa.

Investigações experimentais de camadas limite turbulentas sobre rugosidades construídas a partir de telas de fios foram realizados por Krogstad et al.(1992) e por Krogstad e Antonia(1994, 1999) e Shafi e Antonia(1997). Estes autores mostraram que a estrutura da turbulência é sensivelmente diferente, em vários aspectos, da turbulência existente sobre camadas limite sobre superfície lisa.

Investigações experimentais de camadas limite turbulentas sobre rugosidades construídas a partir de telas de fios foram realizados por Krogstad et al.(1992) e por Krogstad e Antonia(1994, 1999) e Shafi e Antonia(1997). Estes autores mostraram que a estrutura da turbulência é sensivelmente diferente, em vários aspectos, da turbulência existente sobre camadas limite sobre superfície lisa.

Uma questão sempre presente diz respeito ao cálculo do coeficiente local de atrito na parede. É um procedimento que conduz a resultados imprecisos utilizar expressões para o cálculo do coeficiente de atrito com base em um comprimento característico variável, como a espessura da camada limite δ , a menos que seja adotada uma teoria integral, como em Coles(1956), assim, da lei da esteira e da definição de espessura de deslocamento, δ^* , pode-se obter um comprimento característico Δ onde

$$\Delta^+ = \frac{U\delta^*}{u_\tau} = c^{te} \delta, \quad (2.7)$$

U é a velocidade característica do escoamento de camada limite. Como Δ^+ é proporcional a δ , e pode ser obtido da teoria integral, seria aceitável substituir o parâmetro Δ^+ na equação do atrito.

Da análise do perfil de uma camada limite, Moore(1951) observou que a Lei da Esteira para um escoamento sobre uma superfície rugosa é idêntica à Lei da Esteira para uma parede lisa, desde que a origem virtual, ou seja, o deslocamento da origem, e a espessura da

camada limite δ se localizassem à mesma distância abaixo do topo dos elementos rugosos. Com uma definição mais precisa da variável Δ^+ , Clauser(1954) obteve a seguinte lei para o atrito, incluindo os efeitos da rugosidade

$$\sqrt{\frac{2}{C_f}} = \frac{1}{\kappa} \ln(Re_{\delta^*}) - \frac{\Delta U}{u_\tau} + D, \quad (2.8)$$

onde $Re_{\delta^*} = U\delta^*/\nu$. A variável D depende do atrito e da distribuição de pressão e é aproximadamente constante quando não há gradiente de pressão. Assume-se que a função $\Delta U/u_\tau$ não é afetada por gradientes externos de pressão.

Clauser, analisando os dados obtidos por Moore(1951) com base na equação (2.8), determinou $\Delta U/u_\tau$, encontrando uma função exclusiva de número de Reynolds local da rugosidade, Ku_τ/ν . Este resultado foi comparado com os resultados de Ramd (ablud Perry e Joubert, 1963), que já havia em seus experimentos utilizado um padrão de rugosidade idêntico e aplicado a seus dados à mesma equação. Em 1954, Hama confirmou as idéias de Clauser executando experimentos em camadas limite obtidas sem gradientes externos de pressão e com rugosidade superficial construída a partir de telas de fios. A existência de uma lei logarítmica e de uma lei da esteira foi fortemente confirmada e as variações resultantes de $\Delta U/u_\tau$ foram comparadas com os dados de Sarpkaya (Hama 1954). Novamente obteve-se uma função exclusiva de Ku_τ/ν .

Estudos para a camada limite com gradiente de pressão adverso foram realizados por Perry e Joubert(1963) e por Schofield(1975). O trabalho de Perry e Joubert(1963) propõe uma extensão do método gráfico de Clauser(1954) para o cálculo do deslocamento da origem e do coeficiente de atrito. Embora um pouco difícil de ser utilizado, pois este método permite a obtenção de diversas combinações de deslocamento da origem e de coeficiente de atrito que fornecem uma boa interpolação dos dados experimentais, este método se tornou o mais popular para o cálculo do coeficiente de atrito em escoamentos sobre superfícies rugosas. De fato, este método pode não fornecer valores precisos de ε e de C_f , mas ele certamente localiza uma faixa estreita de ocorrência desses valores.

A turbulência está fortemente relacionada ao espectro de flutuação de velocidade. Em Panofsky et al.(1982) foram analisados escoamentos sobre colinas, escarpas e diferentes terrenos complexos e observou-se que os componentes da flutuação da velocidade vertical tendem a atingir o equilíbrio com o terreno local medidos sobre diversos tipos de terrenos complexos. No trabalho de Kaimal et al.(1972), espectros de velocidade apresentam

resultados consistentes com a lei do espectro de Komogorov. Uma representação espectral da estrutura vortical da turbulência na camada limite convectiva modelada por funções trigonométricas ortogonais nos estudos de Berkowicz e Prahm(1984), apresentam boa concordância do modelo com medições ao longo de toda a camada limite.

Trabalhos experimentais simulando o escoamento sobre superfícies com variação brusca de rugosidade em túneis de vento, foram realizados por Comptom e Eaton(1977). Importantes trabalhos de revisão da adaptação da camada limite atmosférica à variação da rugosidade superficial podem ser encontrados em Garratt(1990) e Kaimal e Finnigan(1994).

Os estudos de convecção local em um túnel de vento oferecem condições favoráveis à experimentação. Trabalhos com variação de rugosidade são apresentados em Antonia e Luxton(1971) e em Wood e Antonia(1975). Eles descrevem uma variação de liso para rugoso. Medições mais recentes de camada limite turbulenta são realizados em Debora e Eaton(1997), os autores examinam o comportamento da turbulência em camadas limite tridimensionais com gradiente de pressão. Estes dados, juntamente com os de Gartshore e Croos(1977), Mulhearn (1978) e Jackson(1978) oferecem aplicação direta na atmosfera.

Existem duas razões principais para simulação da camada limite atmosférica em um túnel de vento. A primeira razão refere-se ao auxílio no entendimento de escoamentos na atmosfera, o que requer colaboração entre engenheiros e meteorologistas. A segunda razão encontrada possibilita a solução de problemas de engenharia como: a previsão de carregamento do vento em estruturas, a previsão da maneira como as estruturas afetam o vento e o estudo da dispersão de particulados e outras fontes de poluição do ar (Plate 1982). Critérios para simulação da camada limite atmosférica são discutidos em Cermak(1971, 1975) e em Hunt e Fernholtz(1975). Devemos nos dedicar a medições em túnel de vento para compreender a resposta da turbulência à convecção local quando sujeitas a variações na superfície.

A turbulência se faz presente nos fluxos atmosféricos de uma maneira geral, atuando como grande variação de escala, podendo ser observada desde os fluxos dentro da camada limite atmosférica até as variações climáticas globais, Wyngaard(1992).

Os principais estudos relativos à turbulências atmosféricas estão associados às pequenas escalas, existindo diversos voltados à modelagem do fluxo atmosférico no interior de plantações e florestas, Flesh e Wilson(1992), Raupach et al.(1996) e Bottema et al.(1998). O trabalho de Flesh e Wilson(1992) propõe um modelo bidimensional de simulação-trajetória para descrever as concentrações médias e os fluxos resultantes de

uma superfície vegetada. O modelo proposto foi baseado no critério que considera a turbulência como sendo não-gaussiana, o que é uma situação típica de superfícies com vegetação. Em Raupach et al.(1996) é realizado um levantamento dos diversos tipos de modelagem dos termos turbulentos logo acima de uma superfície vegetada, e alguns resultados são comparados com experimentos realizados em túneis de vento, encontrando boa coerência. Já em Bottema et al.(1998) o valor da rugosidade efetiva de uma superfície (z_0) de paisagens florestais é estimado experimentalmente com o intuito de fornecer esta informação como condição de contorno para modelos numéricos de turbulência. Experimentos de brisa no rio Amazonas foram realizados em Oliveira e Fitzjarrald(1994) para prever a intensidade e a estrutura espacial da brisa induzida pelo rio, em contraste com aquela observada na Amazônia Central.

No que se refere à modelagem atmosférica de maneira geral os fenômenos ocorridos dentro da camada limite atmosférica são geralmente parametrizados e fornecem ao modelo apenas informações em forma de fluxo, comprometendo muitas vezes a qualidade da previsão do tempo, por exemplo, para uma região de terreno irregular. A base teórica assim apresentada por inúmeras publicações tenta simular o escoamento de camada limite atmosférica sobre superfícies irregulares de diferentes rugosidades, devemos alertar que os efeitos da topografia e da rugosidade nos balanços de quantidade de movimento e de massa, onde detectamos Dawkins e Davies(1981), e de energia, os estudos de Jianmin e Daggupaty(1998).

A teoria da similaridade e argumentos adimensionais aplicados à camada limite atmosférica permitem a obtenção de formas funcionais de funções de similaridade universais para a camada limite atmosférica Zilitinkevich(1989). Em Sorbjan(1986) é proposta a utilização da teoria da similaridade, como extensão da teoria de Monin-Obukhov, em camadas limite atmosférica em conjunto com dados experimentais, visando a obtenção de funções universais para diferentes condições de estabilidade atmosférica e o trabalho de Byun (1991) determina funções de similaridade da camada superficial para a camada limite planetária. A abordagem assintótica é uma ferramenta muito utilizada para descrever a turbulência também na camada limite atmosférica, Holtslag e Nieuwstadt(1986). Uma revisão bibliográfica sobre este assunto pode ser encontrada nos trabalhos de Wyngaard(1973).

Várias medições também foram realizadas em túneis de vento. Para escoamentos turbulentos com variação das propriedades da superfície de lisa para rugosa e de rugosa para lisa, podemos citar os trabalhos de Clauser(1956), Plate e Hidy(1967), Makita(1968),

Antonia e Luxton(1971) e Taylor(1969a). Tendo em vista a exposto no início deste parágrafo, podemos dizer que é improvável que os métodos de previsão mencionados acima possam ser aplicados a estes últimos experimentos, uma vez que, em todos os casos, a camada interna representa uma porção significativa da espessura total da camada limite.

Tani(1968), após grande consideração sobre as informações fornecidas pelos experimentos acima, concluiu que o escoamento se reajusta rapidamente à nova condição superficial, mas que a tensão na parede, após a variação, cresce muito antes de retornar lentamente para seu valor de equilíbrio. Apesar desta conclusão ser sustentada qualitativamente numa primeira aproximação pelas medidas disponíveis, Tani concluiu que ainda existe a necessidade de medições adicionais quantitativas de tensão viscosa na parede, na região imediatamente após a variação. Nas medições referidas, a tensão na parede foi obtida tanto por extrapolação da medições da tensão de Reynolds quanto da inclinação do perfil mono-logarítmico da distribuição de velocidades. A precisão das medições das correlações de flutuação de velocidades, $-\overline{v'w'}$ perto da parede normalmente não é boa, e como extrapolação envolve uma derivação de dados, não pode-se esperar que o cálculo do coeficiente de atrito seja preciso quando esta técnica for adotada.

Mesmo para camadas limite com auto-preservação, Perry, Schofield e Joubert(1969), torna-se necessário conhecer a posição efetiva da parede e o valor da função rugosidade, ou da velocidade de atrito, $\Delta u/u_\tau$, antes que o coeficiente de atrito possa ser determinado.

Em casos de escoamentos onde há equilíbrio, próximo à variação da rugosidade, os fundamentos desta técnica são suspeitos, e, de qualquer forma, tanto a origem efetiva quanto a função rugosidade devem ser funções da posição do escoamento. Muitos trabalhos assumem a existência de uma distribuição logarítmica de velocidade média na região próxima à parede como evidência de que a camada imediatamente após a variação da superfície seja uma camada em equilíbrio (na forma descrita por Townsend(1965)). Todas as teorias mencionadas acima fazem esta hipótese, mas não existe evidência experimental de equilíbrio disponível até o momento.

Dos resultados experimentais relacionados acima, somente os de Logan e Jones (1963) em uma tubulação e Makita(1968) em um canal, contém medições de intensidades turbulentas e da tensão turbulenta. Estes experimentos deveriam fornecer uma descrição razoável do comportamento do escoamento, seguindo a variação de superfície, mas este quadro é apresenta o inconveniente da variação de pressão brusca que acompanha a variação de rugosidade em escoamentos completamente desenvolvido em tubulações, Su et al.(1999).

Com relação ao trabalho, já abordado, de Antonia e Luxton(1971) foi investigado o campo de escoamento após uma variação de rugosidade superficial. De um número limitado de medições turbulentas, induziu-se que a estrutura da camada interna, na região próxima à parede, não depende da camada externa, enquanto o comprimento de escala integral na camada interna era significativamente reduzido, se comparados ao comprimento na superfície lisa. A conclusão obtida por Tani (1968), que a tensão na parede sobe e depois decai gradualmente até atingir seu valor final, com o reajuste às novas condições superficiais sendo rápido, é sustentado pelas medições de Antonia e Luxton(1971, 1972) de tensão na parede.

3 Caracterização Numérico/Experimental

Este tópico apresenta uma breve descrição do experimento utilizado como base para a validação do código numérico. Para maiores esclarecimentos, consultar Avelino (2000).

O experimento em túnel de vento de escoamentos de camada limite turbulenta que se desenvolvem sobre três tipos de rugosidade superficial distintas. Dos três padrões de rugosidade estudados, dois podem ser classificados como rugosidades do tipo K , enquanto o terceiro tipo de rugosidade apresenta um comportamento distinto dos outros dois. Acredita-se que a geometria do terceiro padrão de rugosidade possa ser classificado como rugosidade do tipo D , entretanto estudos comparativos dos perfis obtidos sobre esta superfície com perfis de camada limite do tipo D são necessários para fazer esta classificação com precisão.

Um interesse particular deste estudo consiste na utilização de uma ferramenta numérica especialmente desenvolvida para o tratamento dos dados experimentais fornecidos pela simulação, que permita a caracterização dos perfis de velocidade experimentais para a geometria proposta e na determinação experimental do deslocamento da origem para os casos onde há variação brusca das propriedades na superfície. De fato, a determinação do deslocamento na origem para os perfis de camada limite constituem uma etapa fundamental no desenvolvimento deste trabalho. A ferramenta numérica proposta neste trabalho permite a determinação de parâmetros característicos de camadas limite através do processamento instantâneo do conjunto de dados experimentais. A ferramenta numérica fornece tanto o comportamento de parâmetros globais, como espessura de camada limite, espessura de deslocamento, Fator de Clauser, entre outros, como também determina parâmetros extremamente relevantes como o deslocamento na origem e portanto valores de velocidade de atrito. Torna-se desnecessário portanto discorrer sobre a considerável agilidade proporcionada pela ferramenta numérica que opera otimizando o procedimento de cálculo dos parâmetros que permitirão ao autor a análise do

comportamento dos escoamentos com maior rapidez. A descrição de como serão tratados numericamente os perfis de velocidade obtidos experimentalmente é então, tratada nesta seção. O detalhamento e considerações sobre a simulação em túnel de vento também são apresentadas com o intuito de entendimento do fenômeno e validação da ferramenta numérica.

A estrutura deste capítulo é apresentada em duas seções: Na primeira, é apresentada uma descrição do procedimento experimental adotado para a caracterização da camada limite turbulenta sobre uma superfície rugosa. Na segunda seção, é realizada a análise do estado de equilíbrio do escoamento. Também são estimados valores de espessura de quantidade de movimento, espessura de deslocamento da origem, espessura de entalpia, fator de forma de von Kármán e fator de Clauser. Na próxima seção será feita uma breve descrição das instalações experimentais utilizadas.

Antes de passar a um estudo mais aprofundado das questões relativas ao cálculo do deslocamento da origem e do coeficiente de atrito, é preciso fazer a qualificação dos escoamentos gerados artificialmente no túnel de vento. Esta qualificação se dará por parâmetros globais da camada limite.

3.1 Descrição do aparato experimental

Os experimentos de Avelino (2000) foram realizados em um túnel de vento com alta intensidade turbulenta. O túnel é de circuito aberto com uma seção de testes de dimensões: 670 mm de largura, 670 mm de altura e 3.000 mm de comprimento.

As superfícies rugosas são formadas por cavidades transversais ao escoamento, obtidas através de três diferentes configurações construídas a partir de barras retangulares de alumínio. Em todas as disposições adotadas, que envolviam tipos mistos de superfícies, o primeiro elemento rugoso sempre foi caracterizado por uma cavidade abaixo do nível da superfície lisa. Uma descrição detalhada da geometria das superfícies rugosas será apresentada posteriormente nesta seção.

As medições foram realizadas com velocidade de corrente livre na faixa de 3,0m/s. O gradiente de pressão na direção do escoamento foi reduzido a valores próximos de zero através do ajuste da inclinação da parede superior da seção de testes, de acordo com a leitura das oito tomadas de pressão igualmente espaçadas, realizadas em um manômetro multi-tubo Elven com 10° de inclinação e precisão de $\pm 0,07$ mm de coluna d'água.

Perfis de velocidade média e de intensidade turbulenta foram medidos usando a técnica de anemometria de fio quente, uma das técnicas mais utilizadas no estudo de escoamentos turbulentos de gases.

Foram examinadas estações a cada 20 cm. A origem do sistema de coordenadas foi situada no início da seção de testes, como pode ser observado na figura (2). Ao tomar os dados de velocidades foram consideradas 30000 amostras.

Para reduzir as perturbações provocadas pela variação da pressão com a mudança de rugosidade e minimizar o efeito que o primeiro elemento rugoso introduz no escoamento, o nível da superfície rugosa foi rebaixado de tal forma que o topo dos elementos rugosos ficasse alinhado com o nível da superfície lisa.

Foram estudadas quatro configurações experimentais. A configuração utilizada como referência consistia de uma superfície lisa, composta por duas placas de vidro, sendo seus respectivos comprimentos 1,0 metro e 2,0 metros. A largura das duas placas foi de 0,67 metros, o equivalente à largura da seção de testes, o que minimiza os efeitos de tridimensionalidade.

As configurações com superfícies rugosas foram obtidas através de três combinações diferentes das barras retangulares de alumínio colocadas a jusante do primeiro trecho de 1,0 metro de superfície lisa de vidro. A primeira rugosidade, aqui chamada do tipo I, foi obtida dispondo-se barras retangulares de 4,76mm de altura por 15,88mm de largura intercaladas, uma a uma, com barras de 9,53mm de altura por 15,88mm de largura. A rugosidade do tipo II foi obtida dispondo-se duas barras retangulares de altura 4,76mm e 15,88mm de largura para cada barra de 9,53 mm de altura por 15,88mm de largura. A rugosidade do tipo III foi obtida intercalando-se, uma a uma, barras retangulares de 15,88mm de altura por 4,76mm de largura com barras de 9,53 mm de altura por 15,88mm de largura. Uma fotografia ilustrativa da configuração rugosa do tipo I está apresentada na figura (??). As três configurações rugosas são mostradas na figura (2), onde y_T representa a distância medida a partir do topo dos elementos rugosos e ε é o deslocamento da origem, donde podemos fazer $y = y_T + \varepsilon$. Os detalhes da geometria considerada também são mostrados na Tabela (1).

Um dos parâmetros utilizados para a classificação de rugosidades em um ou outro tipo é a relação entre a altura da rugosidade e o comprimento da cavidade na direção do escoamento. Portanto, como descrito acima, obteve-se três tipos diferentes de rugosidade a partir de diferentes variações geométricas das barras retangulares: a rugosidade tipo I, com passo $\lambda = 31,76$ mm, a rugosidade tipo II, com passo $\lambda = 47,64$ mm e a rugosidade

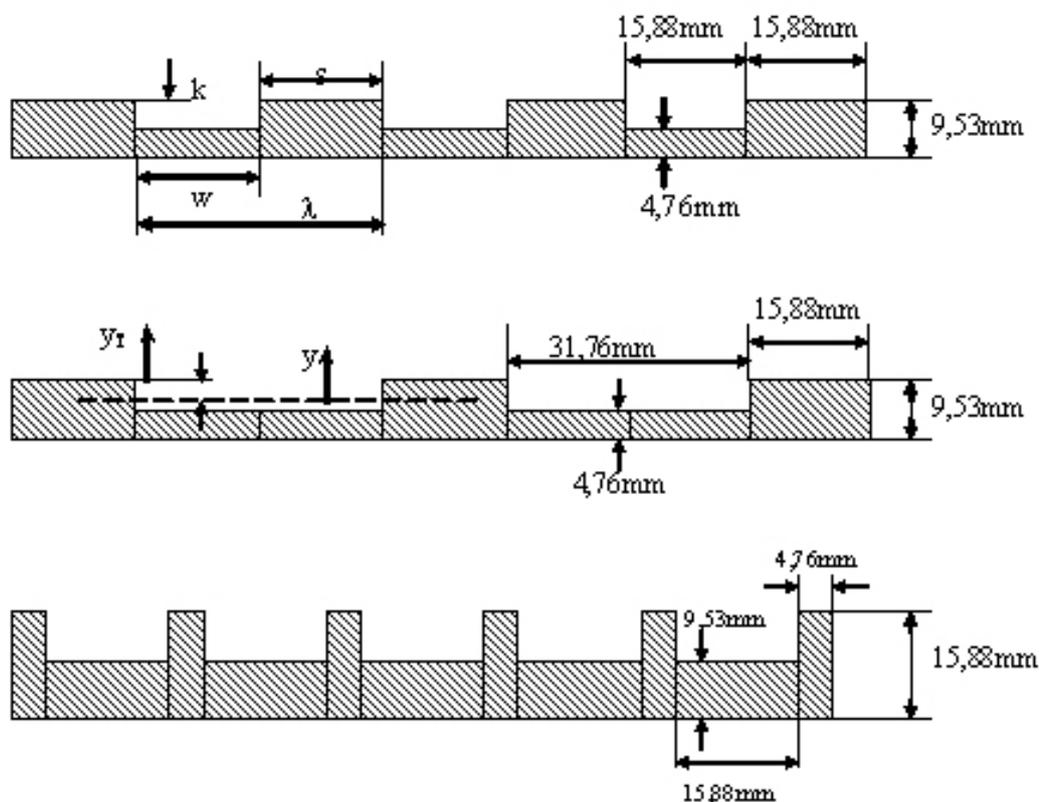


Figura 2: Desenho esquemático das configurações rugosas: (a) Rugosidade I, (b) Rugosidade II, (c) Rugosidade III.

Tabela 1: Características geométricas da rugosidades.

Tipo	K (mm)	w (mm)	S (mm)	λ (mm)	w/K
I	4,77	15,88	15,88	31,76	3,33
II	4,77	31,76	15,88	47,64	6,66
III	6,35	15,88	4,76	20,64	2,5

tipo III, com passo $\lambda = 20,64$ mm. Da literatura, sabemos que normalmente a relação $w > 3K$ caracteriza uma rugosidade do tipo K , onde K representa a altura da cavidade rugosa e $(w = \lambda - S)$. Estas geometrias são ligeiramente diferentes daquelas usadas por Hama(1954), Moore(1951), Perry e Joubert(1963), Perry et alli(1969) e Bandyopadhyay(1987) onde $w = 3K$. Em particular, as superfícies rugosas dos tipos I e II consideradas neste experimento apresentam a face superior dos elementos rugosos, S , relativamente extensa. Este fato pode adicionar características ao problema ora em estudo bastante diferentes das características dos problemas estudados pelos autores acima citados, onde os elementos rugosos eram relativamente “curtos”.

De fato, as geometrias definidas pelas rugosidades I e II se aproximam daquelas

adotadas por Moore(1951) e por Perry e Joubert(1963), pois a razão w/K fica respectivamente igual a 3,33 e a 6,66. A rugosidade II apresenta uma relação de $w/K=6,66$, de modo que, a princípio, deveria representar bem uma rugosidade do tipo K. A rugosidade do tipo III apresenta uma relação de $w/K=2,5$,deveria representar bem uma rugosidade do tipo D.

As estações medidas foram executadas perpendicularmente à parede e no plano central do túnel. Os perfis de velocidade média para o escoamento foram obtidos com um único fio quente e um anemômetro de temperatura constante.

3.2 Descrição do Tratamento Numérico

A caracterização da camada limite turbulenta envolve uma quantidade considerável de variáveis a serem determinadas a partir dos perfis de velocidade. Mesmo para o caso de camadas limite que se desenvolvem sobre superfícies lisas, a tarefa de determinação do comportamento dos parâmetros mais relevantes empreende um conjunto de dados experimentais em quantidade expressiva. Aliado a este fato, é preciso ressaltar a complexidade associada à determinação das camadas sub-viscosa, completamente turbulenta e região da esteira.

Se levados em conta efeitos provocados por variações de propriedades na superfície, como por exemplo, a rugosidade, a complexidade deste estudo demanda aumento expressivo de esforços dedicados ao tratamento dos dados experimentais. A literatura apresenta diversos métodos para análise de perfis de velocidade e determinação de parâmetros importantes para a compreensão do comportamento dinâmico deste fenômeno, entretanto, em sua maioria, estes métodos requerem procedimentos de análise gráfica, com o agravante de permitirem somente a análise individual de cada perfil. Uma estimativa inicial do tamanho da amostra de dados coletados a serem processados é de aproximadamente 100 pares ordenados de distância à parede e velocidade média local, sendo cada um dos valores obtidos para a velocidade média o resultado de análise estatística de 30 mil pontos fornecidos pela amostra. Se cada metro de superfície for contemplado com 10 estações na direção longitudinal, o que pode ser considerado razoável para uma caracterização consistente de camada limite de temperatura, o total de pontos a ser analisado ultrapassa a sétima ordem de grandeza em número total de pares ordenados $[y, u(y)]$.

Uma análise razoável do comportamento de uma camada limite turbulenta envolve

tanto a investigação do comportamento de parâmetros globais quanto de parâmetros locais. Os parâmetros globais de interesse, são aqueles relacionados à condição de *equilibrium* do escoamento, como o fator de Clauser, G , fator de forma de von Kármán, H , espessuras de deslocamento δ^* , de quantidade de movimento, θ , de camada limite δ e o coeficiente de atrito C_f . Parâmetros locais que devem ser levados em consideração em uma caracterização de escoamentos de camada limite são a rugosidade superficial, as velocidades médias, as flutuações de velocidade e suas correlações de 2ª e 3ª ordens.

Dito isto, fica evidente a necessidade de uma ferramenta numérica capaz de computar, de forma ágil, parâmetros que permitam compreender os fenômenos envolvidos de forma dinâmica, conferir velocidade à tarefa de análise de escoamentos de camada limite turbulenta através do tratamento das variáveis primárias obtidas dos experimentos e estimativa das variáveis secundárias que permitem a avaliação das características dos escoamentos. O programa atua, portanto, como uma interface entre o experimento e o experimentador, processando os resultados e entregando respostas em um formato mais amigável para interpretação e entendimento fenomenológico.

No caso de camadas limites turbulentas que se desenvolvem sobre superfícies rugosas, vale ressaltar a dependência explícita da velocidade de atrito, u_τ , na variável deslocamento na origem, ϵ . Uma vez que u_τ é necessário para o cálculo de diversos parâmetros de análise, e também depende do valor de ϵ para sua determinação, este problema se configura claramente num problema de iterações, requerendo a implementação de uma rotina iterativa para determinação de ϵ e τ .

O processo de análise do comportamento deste tipo de fenômeno torna-se portanto, dispendioso e lento se forem utilizados somente os métodos gráficos de análise individual de cada perfil. Para atender a esta demanda, foi desenvolvido uma ferramenta computacional para o processamento de todas as informações de interesse de forma ágil. O programa permite que se realizem mais experimentos, refinando assim o resultado da análise através de uma quantidade maior de perfis.

O objetivo do código numérico proposto aqui é agilizar a determinação dos parâmetros relevantes através do processamento dos resultados obtidos do experimento de camadas limites turbulentas sobre superfícies rugosas. Através desse, espera-se gerar resultados que possibilitem a interpretação dos dados adquiridos experimentalmente. Para isto, o código deve ser capaz de prever e levar em conta parâmetros como o conhecimento da espessura da camada interna, δ_i , bem como aspectos da geometria da rugosidade.

O código numérico foi desenvolvido em C++ com os conceitos de orientação a objeto,

o que facilita a implementação de outros métodos para a determinação de parâmetros a serem estudados e implementados numericamente. A estimativa do comportamento do deslocamento da origem ϵ é uma das possibilidades já disponíveis na literatura, que poderá ser incrementado ao código aqui proposto através da lei da esteira, além de facilitar a otimização do código já existente.

A ferramenta numérica trabalha diretamente com o arquivo gerado pela aquisição de dados no aparato instalado no túnel de vento. Uma das contribuições do código é a capacidade de estimar importantes parâmetros na identificação das regiões que compõe a estrutura assintótica da camada limite. Esta estimativa é possível através da implementação, no código, de expressões algébricas que descrevem o comportamento de parâmetros como por exemplo a espessura da camada interna, δ_i . Desta forma o código é capaz de selecionar os segundo critérios fenomenológicos.

O método de Perry e Joubert(1963) foi o método gráfico escolhido a ser implementado para a estimativa do deslocamento da origem ϵ . Através do método dos mínimos quadrados é possível determinar a melhor reta que se ajusta aos dados experimentais, localizando assim a região logarítmica da camada limite. Pela lei da parede o coeficiente angular desta reta permite determinar a velocidade de atrito, e de posse de u_τ , pode-se estimar todos os parâmetros necessários para a análise.

Além da estimativa de ϵ por Perry e Joubert(1963), foi implementado o balanço integral da quantidade de movimento para determinar a tensão na parede através da Eq.(3.6). Foram utilizados dois referenciais neste caso para o cálculo dos parâmetros. Um levando em conta a estação anterior e o outro considerando o escoamento potencial.

$$\frac{\tau_w = \rho U^2 \int d\theta}{dx}, \quad (3.1)$$

onde ρ é a massa específica do ar, U é a velocidade do escoamento potencial, $\int d\theta$ é a quantidade de movimento e x a posição no eixo horizontal.

A Figura 3 apresenta o diagrama de classes da ferramenta numérica. Nota-se que para adicionar novos métodos ao código, basta criar novas classes herdeiras da classe abstrata "Superficie". Isto acelera a implementação reduzindo o número de linhas de código a serem escritas.

A classe "Superficie" é apresentada com mais detalhes na Fig. 4. O método de integração numérica utilizado para encontrar a solução da espessura de deslocamento e quantidades de movimento foi o método de Simpson.

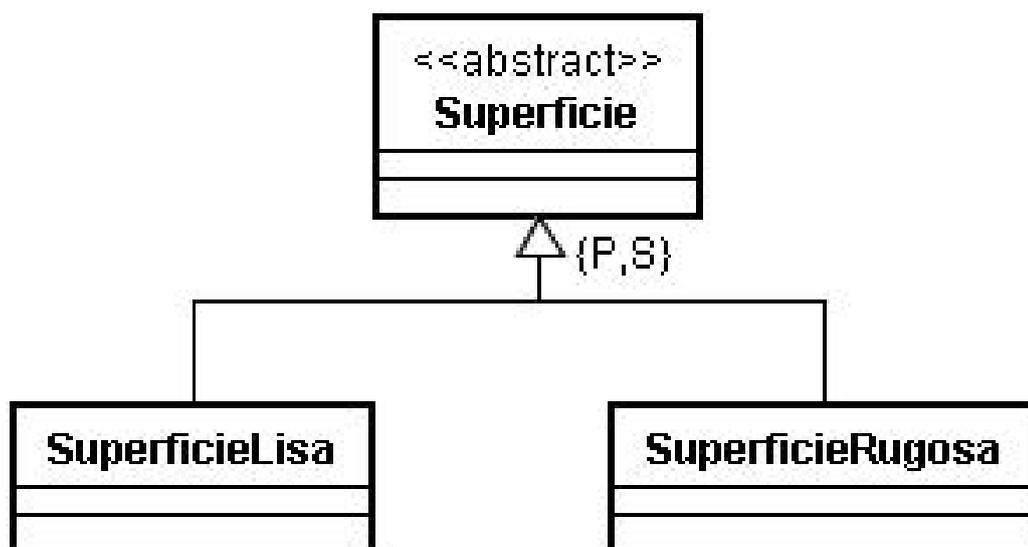


Figura 3: Diagrama de classes do código numérico.

Como apresentado na Fig. 5, a classe "SuperficieRugosa" é herdeira da classe "Superfície" e possui todas as suas variáveis de instância, sendo apresentada com mais detalhes na Figura 6.

O "deslocamentoOrigem" é o método responsável, como o próprio nome deixa claro, pelo cálculo do deslocamento da origem. Nele são utilizados os métodos dos mínimos quadrados para definir a região logarítmica da camada limite da estação de trabalho. A Fig. 6 apresenta as atividades realizadas pelo método, que tem seu embasamento teórico no método gráfico de Perry Joubert (1963).

Como mostra a Figura 5, o método "deslocamentoOrigem" é executado até que a melhor reta que define a região logarítmica da camada limite seja encontrada. Existe uma condição limite para que o deslocamento não ultrapasse a altura da rugosidade.

Com a facilidade de implementação de novas metodologias de estimativa do deslocamento da origem apresentada pelo código, não somente futuros trabalhos poderão ser adicionados e desenvolvidos mais rapidamente, possibilitando a comparação de resultados entre os diferentes métodos existentes, para a determinação do deslocamento da origem, mas também novos métodos poderão ser comparados e validados com maior rapidez e precisão.

Ao longo deste trabalho serão apresentados os resultados fornecidos pelo código, comparados aos obtidos experimentalmente. Os resultados experimentais são utilizados para a validação do código. Foram gerados resultados para três tipos diferentes de

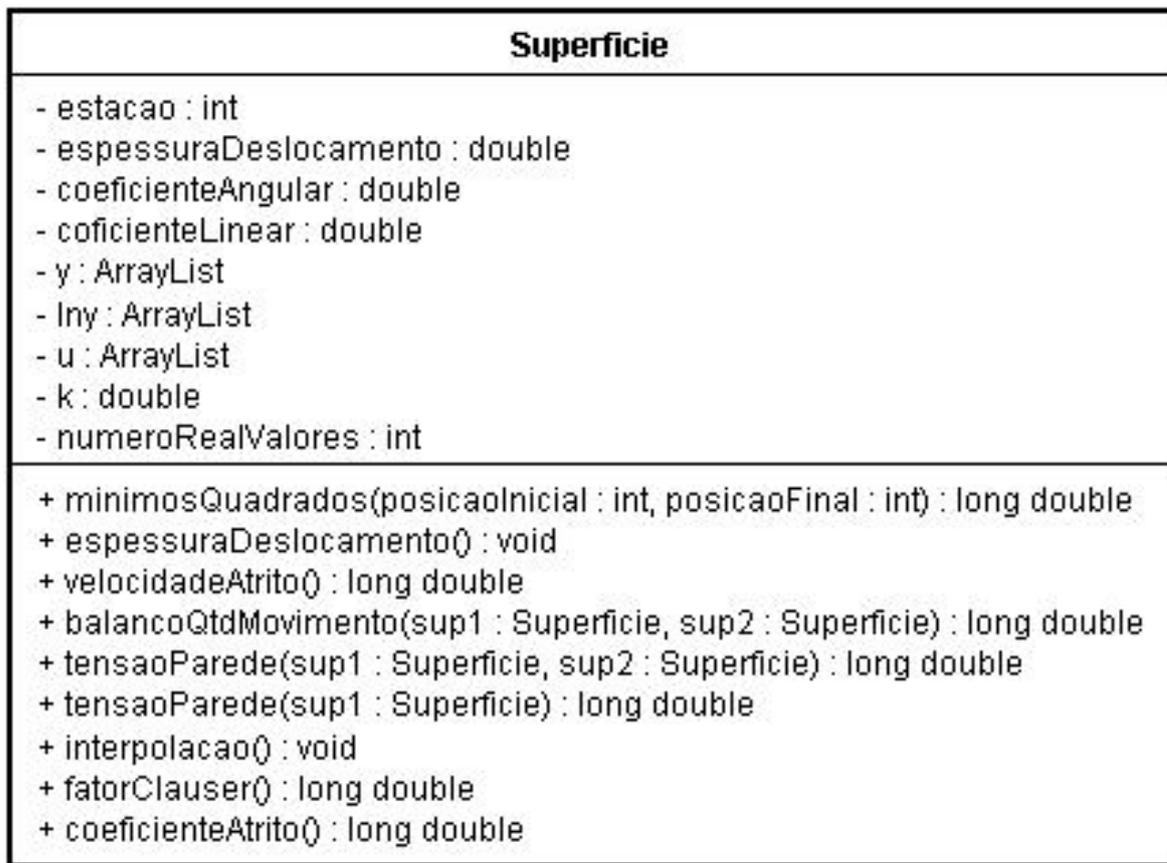


Figura 4: Classe "Superficie"

rugosidade e utilizados dados de diferentes estações para cada uma.

3.3 Auto-preservação da camada limite turbulenta

Antes de passar a um estudo mais aprofundado das questões relativas ao cálculo do deslocamento da origem e do coeficiente de atrito, é preciso fazer a qualificação dos escoamentos gerados artificialmente no túnel de vento. Esta qualificação se dará por parâmetros globais da camada limite como será visto a seguir.

Em dois trabalhos clássicos, Clauser(1954, 1956) desenvolveu estudos para casos particulares de escoamentos turbulentos em equilíbrio. Os escoamentos são ditos em equilíbrio quando a taxa local de geração de energia cinética turbulenta é igual a taxa local de sua dissipação.

Por argumentos de similaridade, é possível se verificar que a grandeza ϕ deve ser utilizada como parâmetro de equilíbrio do escoamento, definida como

SuperficieRugosa
- erroOrigem : double
+ deslocamentoOrigem(posicaoInicial : int, posicaoFinal : int) : void
+ minimosQuadrados(erroOrigem : double, posicaoInicial : int, posicaoFinal : int) : long double

Figura 5: Classe "SuperficieRugosa"

$$\phi = \frac{\delta^*}{\tau_w} \frac{dp}{dx} \quad (3.2)$$

onde τ_w é a tensão na parede, dp/dx é o gradiente de pressão e δ^* é a espessura de deslocamento, que substitui a espessura da camada limite devido a maior precisão decorrente de sua definição, conforme mencionado no capítulo 2.

Com considerável sucesso experimental, Clauser(1954) provou que apesar de uma camada limite apresentar gradiente de pressão variável na direção longitudinal, se o parâmetro ϕ apresentar comportamento constante, pode-se admitir que o escoamento está em equilíbrio turbulento.

O parâmetro mais importante para a caracterização do equilíbrio em um escoamento foi proposto por Clauser e é definido por

$$\Delta = \int_0^\infty \frac{U_\infty - \bar{u}}{u_\tau} dy = \delta^* \Lambda \quad (3.3)$$

onde $\Lambda = \sqrt{2/C_f}$ é a medida local do atrito na parede.

A auto-preservação para o campo de escoamento médio pode ser, também, observada pela deflexão do perfil de velocidades. O parâmetro de deflexão do perfil foi definido por Clauser, na forma

$$G = \frac{1}{\Delta} \int_0^\infty \left(\frac{U_\infty - \bar{u}}{u_\tau} \right)^2 dy. \quad (3.4)$$

Para uma camada limite em equilíbrio o fator de Clauser G deverá permanecer constante.

Muitos métodos de caracterização de camadas limite turbulentas utilizam relações entre as espessuras características dos escoamentos de camada limite. Uma relação útil é

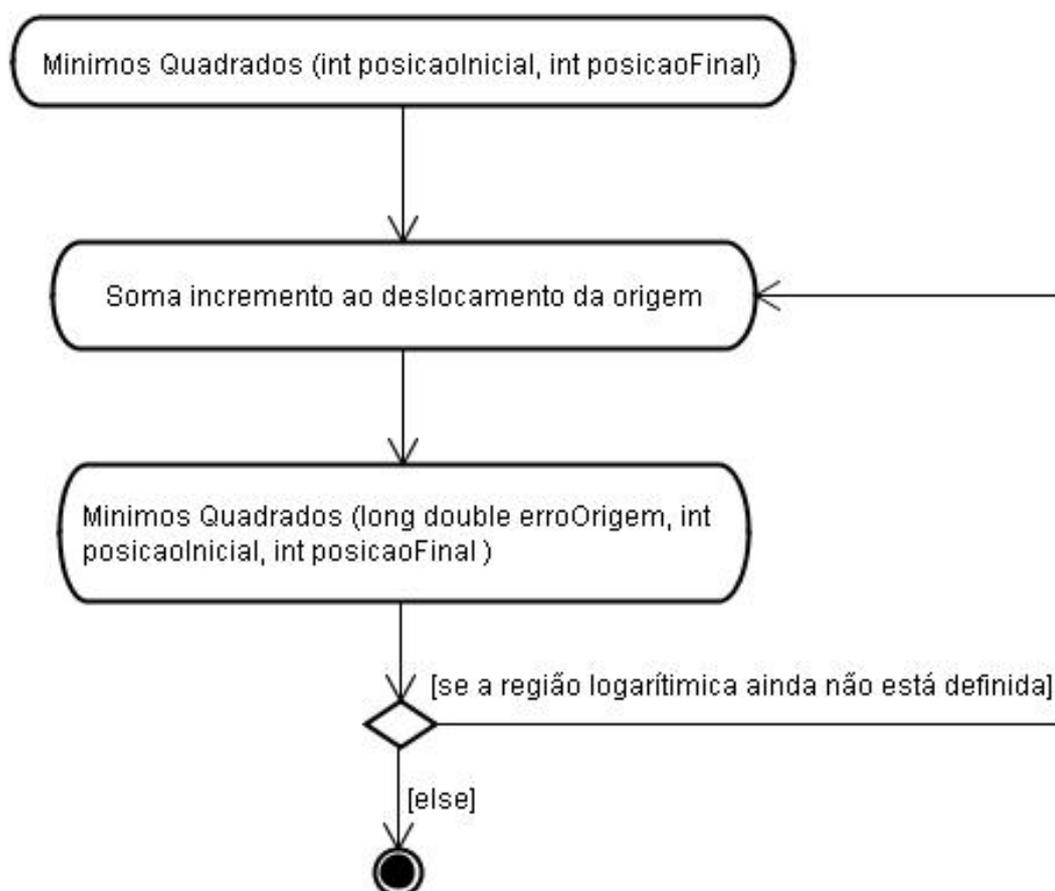


Figura 6: Diagrama de atividades do método "deslocamentoOrigem"

obtida pela razão entre as espessuras de deslocamento δ^* e de quantidade de movimento θ através do fator de forma de von Kármán, definido como a razão entre as espessuras de deslocamento e de quantidade de movimento,

$$H = \frac{\delta^*}{\theta}. \quad (3.5)$$

onde as espessuras de deslocamento δ^* e de quantidade de movimento θ encontram-se em suas definições clássicas.

Após atingir o estado de auto-preservação, a espessura de deslocamento e a espessura de quantidade de movimento aumentam quase linearmente com x , exceto próximo à variação das condições da superfície, implicando que a partir da estação onde o fator de forma de von Kármán H atinge valores aproximadamente constantes, um segundo estado de equilíbrio terá sido atingido. O fator de forma de von Kármán pode ser relacionado ao fator de Clauser G através da expressão

$$H = \left(1 - \frac{G}{\Lambda}\right)^{-1}. \quad (3.6)$$

As distribuições das quantidades integrais da camada limite, espessura da quantidade de movimento, espessura do deslocamento da origem, espessura da camada limite e o fator de forma de von Kármán são mostrados nas Fig. 7 a 10 para os casos de escoamento sobre superfície lisa e rugosidades do tipo I, II e III, respectivamente. Para todos os casos com superfície rugosa considerados, lembramos que os elementos rugosos começam a partir da posição $x = 100$ cm, sendo precedidos por 1 metro de superfície lisa.

Valores de G para os quatro casos considerados são apresentados nas figuras 11 a 14, indicando que, no escoamento sobre a superfície lisa, G assume valores aproximadamente constantes a partir da estação $x = 170$ cm; para o escoamento sobre a superfície com rugosidade do tipo I, $G \approx 7,00$ a partir de $x = 150$ cm; na rugosidade do tipo II, $G \approx 6,0$ a partir da estação $x = 190$ cm; para o caso III, um estado de equilíbrio é atingido com valores de G da ordem de 6,6 em $x=170$ cm. Note que o cálculo do fator G requer o conhecimento prévio do coeficiente de atrito na parede, ainda desconhecido neste estágio.

Na realidade, o cálculo de C_f será feito em seção específica pois ele depende, por sua vez, do cálculo do deslocamento da origem. Como os resultados referentes à validação das propriedades da camada limite estão sendo apresentados nesta seção, resolvemos adiantar

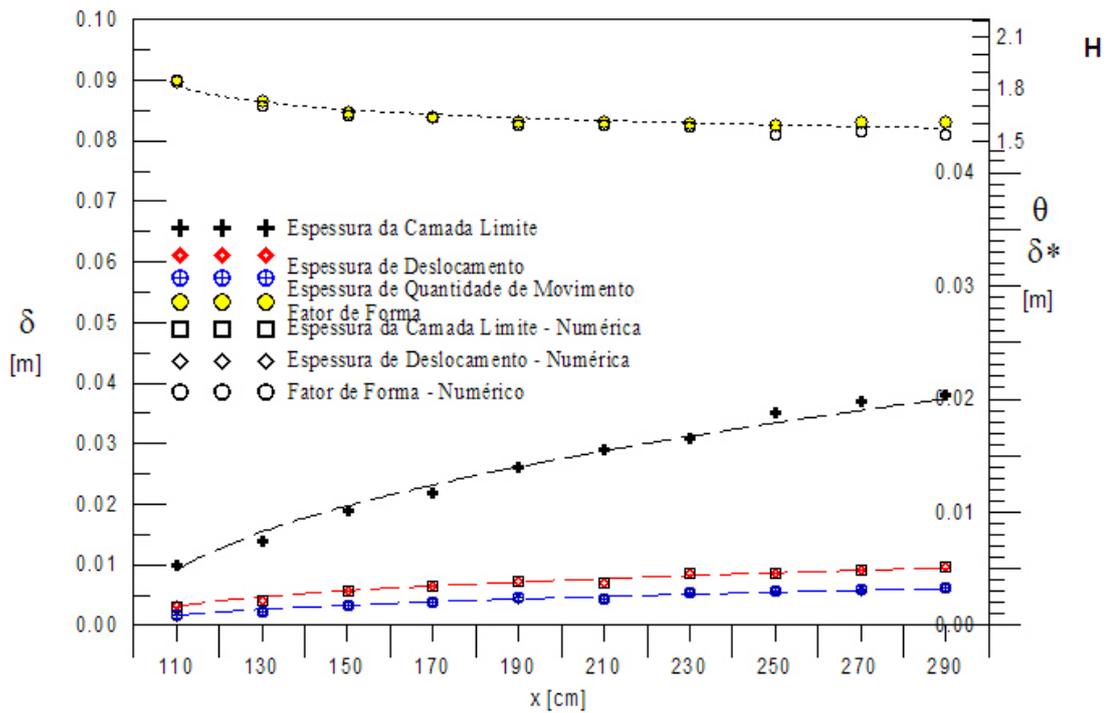


Figura 7: Distribuição das quantidades integrais do campo de velocidades para o escoamento sobre superfície lisa

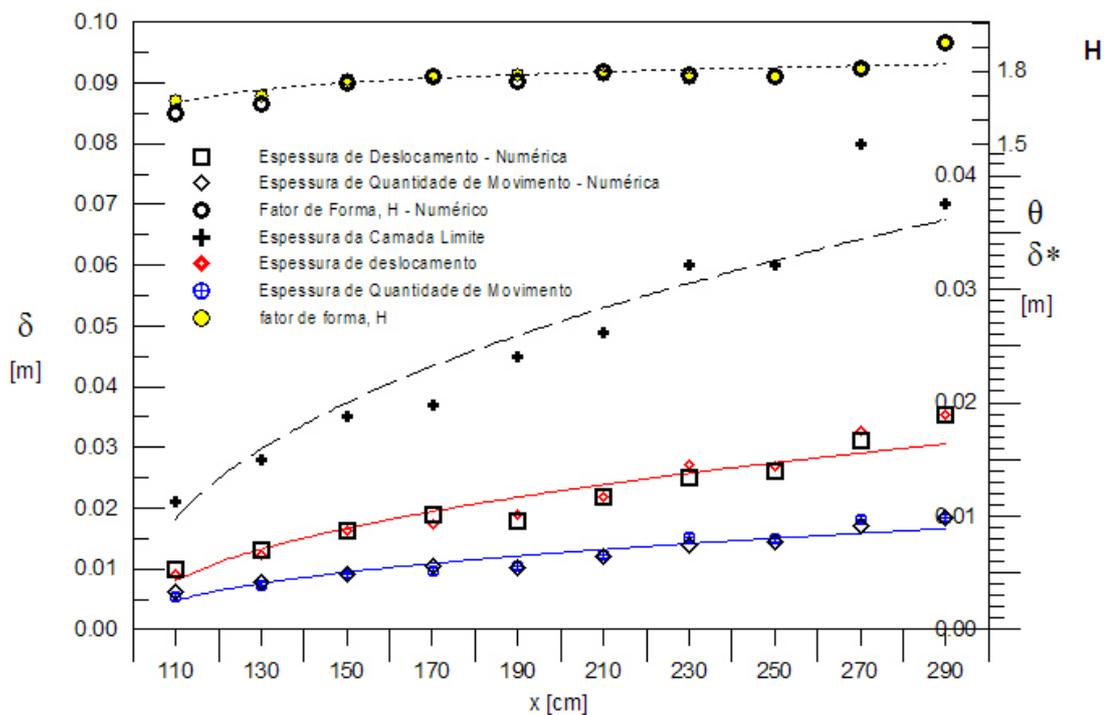


Figura 8: Distribuição das quantidades integrais do campo de velocidades para o escoamento sobre superfície com rugosidade I.

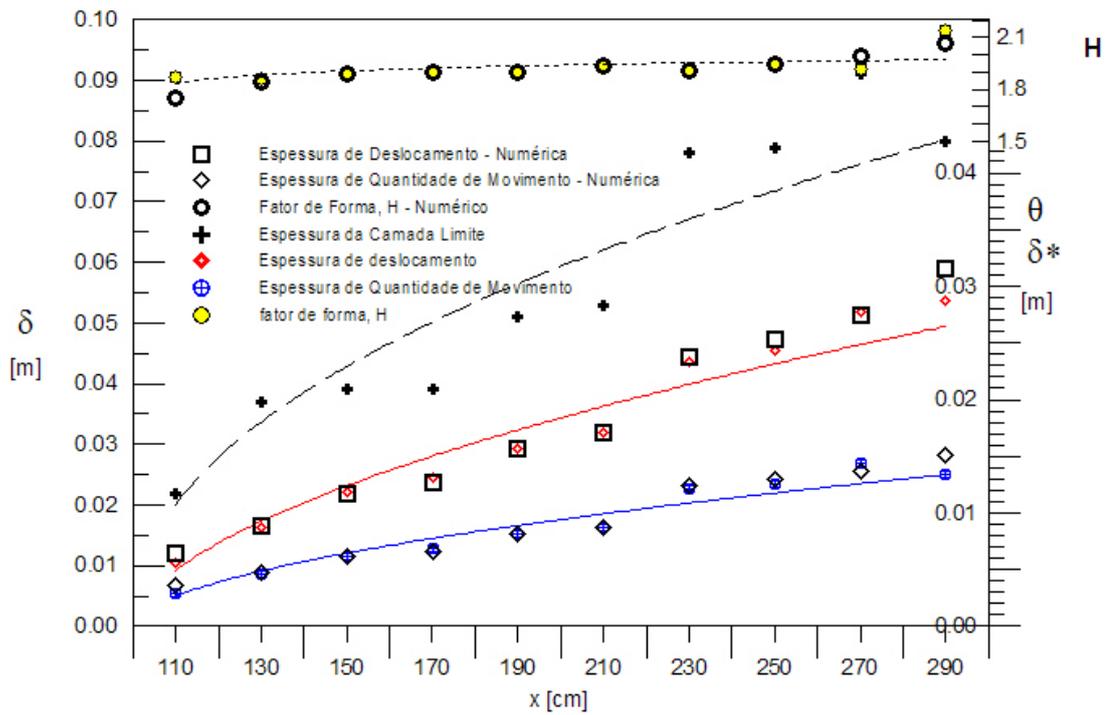


Figura 9: Distribuição das quantidades integrais do campo de velocidades para o escoamento sobre superfície com rugosidade II.

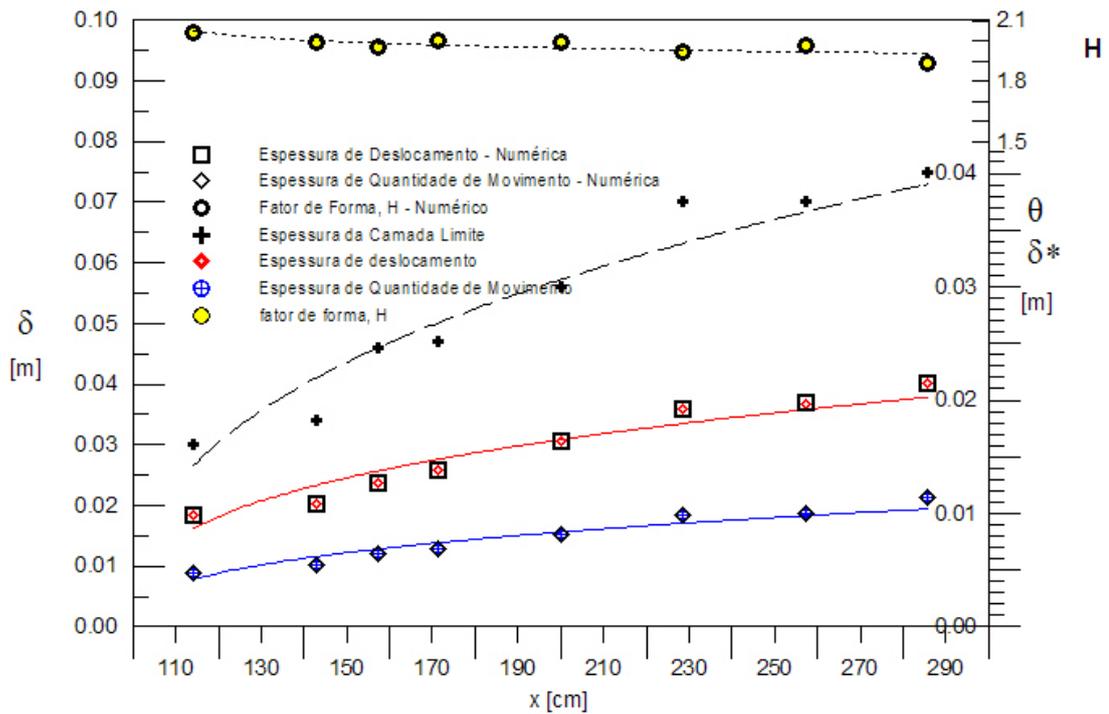


Figura 10: Distribuição das quantidades integrais do campo de velocidades para o escoamento sobre superfície com rugosidade III.

os valores obtidos para G . Os valores de G encontrados na literatura para perfis de velocidade universais em paredes lisas ou rugosas com gradiente de pressão nulo variam de 6,0 a 7,0.

O fator de forma H atinge valores aproximadamente constantes após $x = 170$ cm para o escoamento sobre superfície lisa, $x = 190$ cm para o escoamento sobre superfície com rugosidade I, $x = 210$ cm para o escoamento sobre superfície com rugosidade II e $x = 170$ cm para o escoamento sobre superfície com rugosidade III. A partir das estações onde o fator de forma de von Kármán atinge valores constantes, a regressão linear mostrou que representa adequadamente as quantidades integrais nestas regiões, onde o H atinge valores constantes. Os fatores de forma $H = \delta^*/\theta$ na parede lisa, apresentados na figura (3.8) diminuem de um valor de 1,84 até aproximadamente 1,63 em $x = 170$ cm, e mantém este valor até $x = 290$ cm. Nas superfícies rugosas I e II, para valores superiores a $x = 250$ cm, observa-se um acréscimo de H .

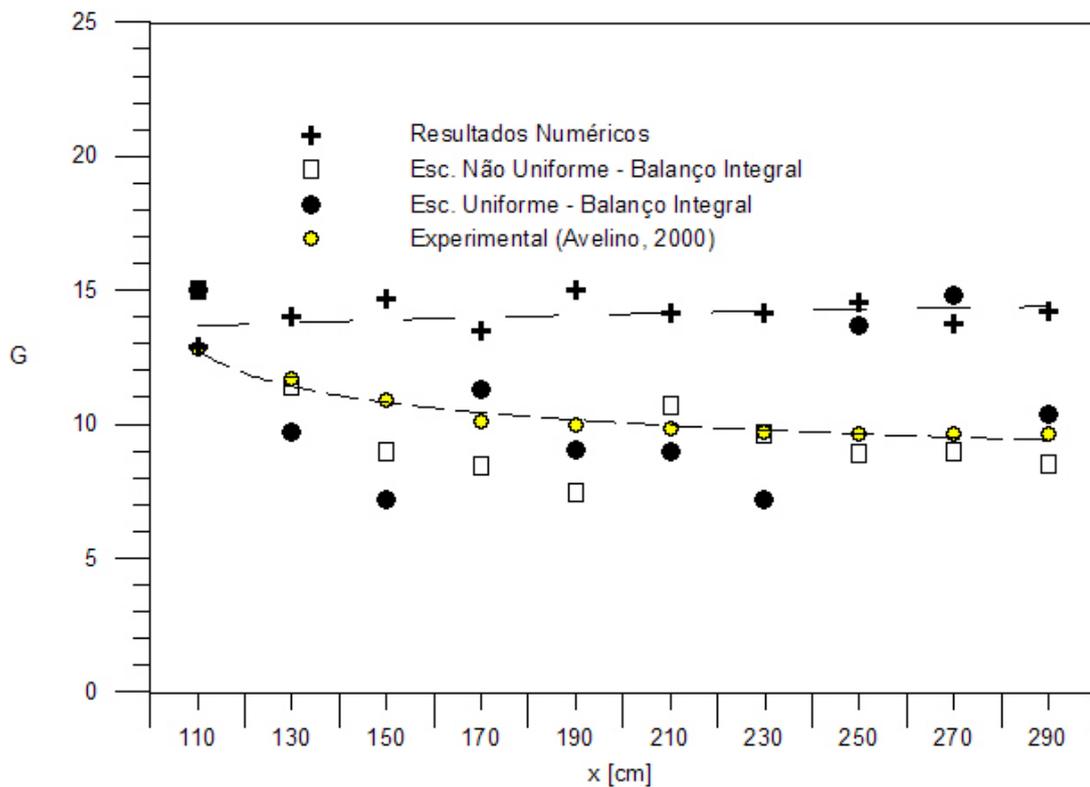


Figura 11: Distribuição do fator de Clauser para superfície lisa.

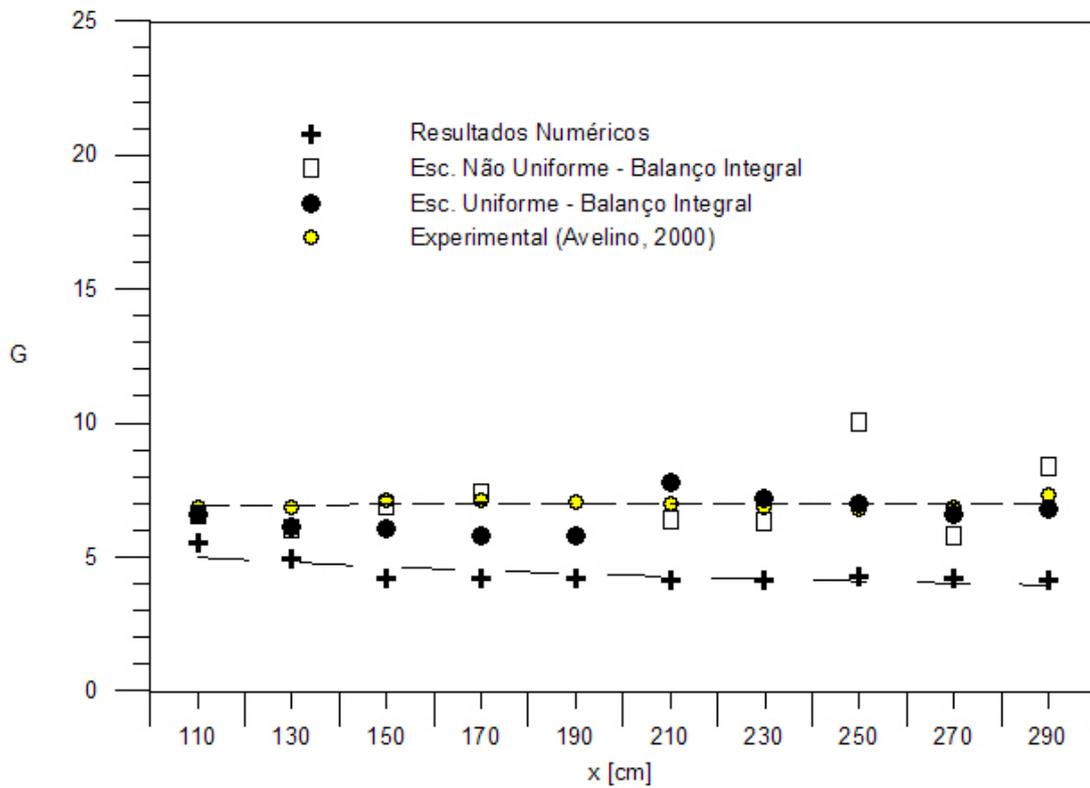


Figura 12: Distribuição do fator de Clauser para superfície rugosa I

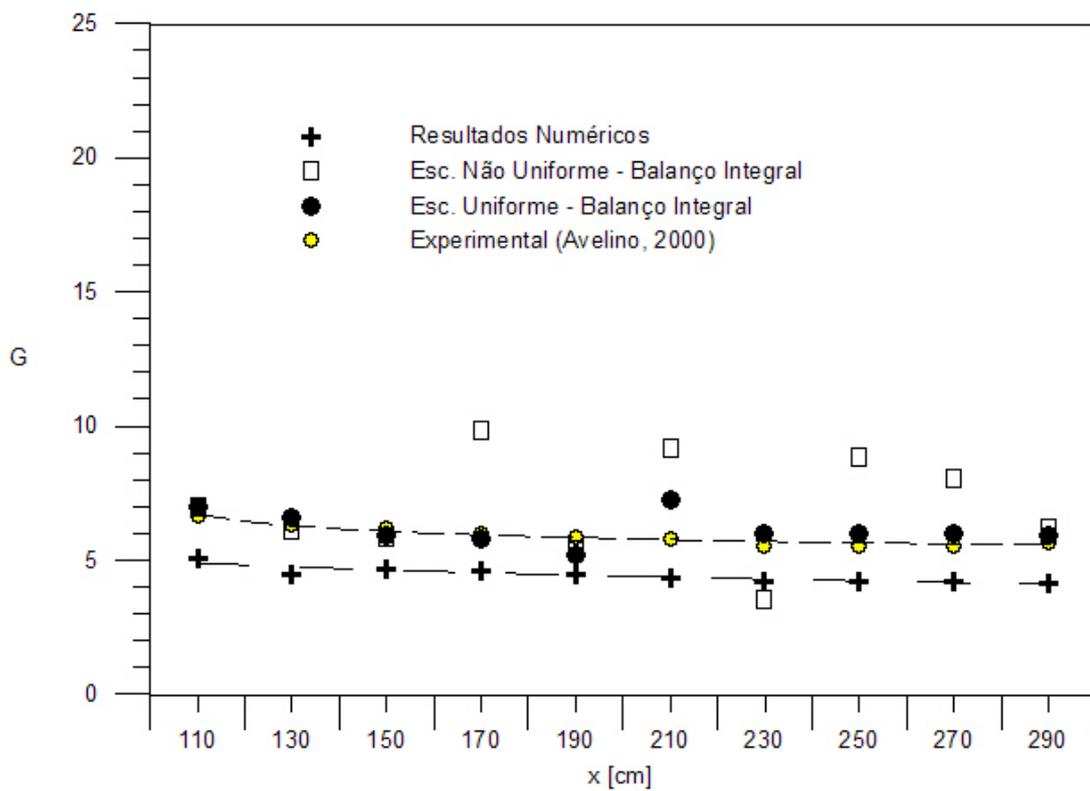


Figura 13: Distribuição do fator de Clauser para superfície rugosa II

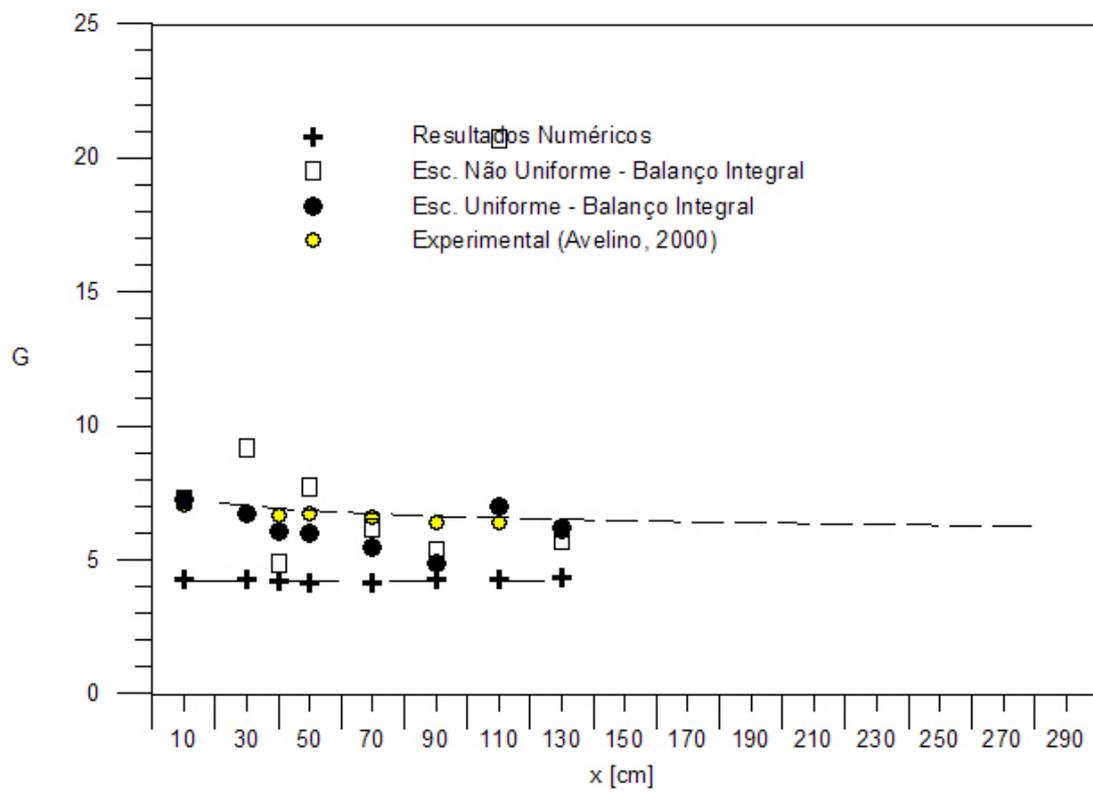


Figura 14: Distribuição do fator de Clauser para superfície de rugosidade III

4 *Estrutura Assintótica da Camada Limite*

Este capítulo tratará de escoamentos que se desenvolvem sobre superfícies que apresentam uma variação brusca de um tipo de rugosidade uniforme para outro. Na discussão a seguir, simplificaremos o problema considerando que a variação de rugosidade na superfície se dá abruptamente e que a linha de descontinuidade seja transversal à direção escoamento, identificada como a direção x .

As mudanças que se originam na camada de ar em contato com a superfície são difundidas verticalmente para cima pela turbulência, fazendo com que os efeitos da nova condição superficial provoquem um crescimento contínuo da camada interna. De fato, os efeitos da variação da rugosidade superficial são transmitidos em todas as direções por forças de pressão, associadas com a deflexão das linhas de corrente. Uma região particular onde as forças de pressão são relevantes é a da vizinhança da descontinuidade. Isso leva a uma dificuldade na descrição de escoamentos que sofrem mudanças súbitas nas condições de parede, pois a maioria das teorias não leva em conta os efeitos de pressão.

Este trabalho é fortemente motivado pela observação feita por outros autores onde a taxa de variação das propriedades do escoamento varia consideravelmente de um caso distinto para outro. Como exemplo, citamos as investigações sobre escoamentos com variação brusca de rugosidade de Antonia e Luxton(1971, 1972), Mulhearn(1977), Ligrani e Moffat(1986) e Bandyopadhyay(1987, 1988).

No texto a seguir, é investigada a camada limite cinética para quatro configurações superficiais distintas, para a elaboração de uma ferramenta numérica que agilize a obtenção de resultados. Será apresentada uma comparação direta entre os dados experimentais e os gerados pelo código.

4.1 Estrutura da Camada Limite Turbulenta Sobre Superfície Lisa

Para demonstrar a estrutura da camada limite turbulenta é necessário estimar a ordem de grandeza dos termos envolvidos no escoamento. Nesta seção, introduziremos a ordem de grandeza da velocidade característica na região interna da camada limite. As maiores escalas que ocorrem num escoamento são determinadas pelas próprias dimensões do corpo, como uma velocidade característica, U_∞ , para o escoamento e o comprimento, L , do corpo. Já a velocidade característica de escoamento na direção transversal, v , pode ser deduzida fazendo uma análise da ordem de grandeza dos termos envolvidos na equação da continuidade. Como resultado, conclui-se que a velocidade v deve ser da mesma ordem de grandeza da espessura da camada limite, δ .

Medidas das grandezas médias do escoamento não fornecem informações suficientes para a solução de problemas mais complexos que envolvam turbulência, dados de flutuações das quantidades turbulentas tornam-se, portanto, necessários. Os resultados experimentais obtidos por Andersen(1972) e por Orlando(1974) analisando a turbulência fornecem valores, não só das grandezas médias do escoamento, mas também das flutuações turbulentas. Será com base nestes dados experimentais, que faremos a análise da ordem das flutuações. Na região próxima à parede, sabemos que a tensão turbulenta assume valores equivalentes aos da tensão local. Desta forma, torna-se razoável assumir que $O(u') = O(v') = O(u_\tau)$, onde

$$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho_w}}. \quad (4.1)$$

logo, a velocidade característica na região interna do escoamento é feita da ordem da velocidade de atrito, u_τ .

A dedução da ordem dos termos de flutuação turbulenta consiste de um fato experimental. Posteriormente, utilizaremos este resultado para estimar as ordens de grandeza da energia cinética turbulenta, K , e da sua taxa de dissipação, ϵ . A próxima seção descreve as sub-camadas que estruturam a camada limite turbulenta e suas respectivas grandezas características.

Esta seção apresenta uma nova estrutura assintótica da camada limite turbulenta,

apresentando o conceito de camada limite composta por três regiões distintas. Esta descrição inclui na camada limite uma terceira região, onde dominam os efeitos da turbulência. As três sub-camadas serão comentadas nesta seção, com relação à velocidade e ao comprimento característicos.

A camada limite turbulenta vinha sendo apresentada numa estrutura onde apenas duas regiões, uma interna e outra externa, eram identificadas. Na região interna, os efeitos viscosos dominavam, enquanto na região externa prevaleciam os efeitos de inércia. Desta forma, a camada limite podia ser analisada utilizando-se apenas duas escalas características: uma para a região viscosa e outra para a região externa. A representação esquemática desta estrutura está na Fig (15).



Figura 15: Estrutura da camada limite turbulenta com duas camadas

Ao adotar esta divisão em duas camadas, supõe-se que a uma dada distância da parede, onde os efeitos viscosos já não exercem influência sobre o escoamento, quem domina são as forças de inércia. Em outras palavras, a região onde os efeitos de turbulência são importantes tende a desaparecer.

Uma análise cuidadosa da estrutura da camada limite turbulenta leva à conclusão de que há uma terceira região distinta das demais, ocupando uma posição intermediária entre a camada viscosa e a região externa da camada limite. Nesta região, os efeitos da turbulência exercem considerável influência sobre o escoamento. Esta nova estrutura, representada na Figura 3b, divide, então, a camada limite turbulenta em três sub-camadas distintas, a saber: bem próxima à parede, uma região denominada sub-camada viscosa,

onde prevalecem os efeitos viscosos; a seguir, a viscosidade deixa de exercer sua influência, e toma lugar a turbulência, seus efeitos passam a influenciar o escoamento graduaamente, até que exercem domínio total, dando lugar à região completamente turbulenta do escoamento; finalmente, na porção externa da camada limite, tem lugar uma outra camada denominada região da esteira. Nesta região, são os efeitos de inércia que vão governar.



Figura 16: Estrutura da camada limite turbulenta com três camadas

Analisando a ordem relativa dos termos da equação da quantidade de movimento na direção longitudinal, encontramos, para cada uma das três camadas distintas, as respectivas escalas características.

Na região próxima à parede, também chamada região interna, encontramos a sub-camada viscosa e a região completamente turbulenta. Estas duas camadas colapsam num dado ponto, onde os efeitos das tensões laminares e turbulentas possuem o mesmo grau de importância. De fato, na transição da sub-camada viscosa para a região completamente turbulenta, há um instante onde as forças viscosas se equivalem aos efeitos da turbulência. Para este instante, fazemos

$$O(\text{termos viscosos}) = O(\text{termos turbulentos}),$$

ou ainda, da equação da quantidade de movimento na direção longitudinal, considerando os termos de mesma ordem, escrevemos

$$O\left(\nu \frac{\partial \bar{u}}{\partial y}\right) = O(\overline{u'v'}). \quad (4.2)$$

Na região interna, a velocidade característica é da ordem da velocidade de atrito, u_τ , e o comprimento característico na direção transversal apresenta a mesma ordem de grandeza da espessura da sub-camada viscosa, $\hat{\delta}$. Utilizando estas informações, o resultado da análise assintótica da equação (4.2) fornece a espessura procurada, $\hat{\delta}$. Assim,

$$\hat{\delta} = O\left(\frac{\nu}{u_\tau}\right). \quad (4.3)$$

É importante notar que o perfil de velocidades nesta região do escoamento apresenta comportamento linear, ou seja,

$$u^+ = y^+ = \frac{y u_\tau}{\nu}, \quad (4.4)$$

onde

$$u^+ = \frac{u}{u_\tau}. \quad (4.5)$$

A uma distância $\hat{\delta}$ da parede, os efeitos da viscosidade vão se tornando cada vez menos influentes, enquanto os efeitos das tensões turbulentas tornam-se importantes e passam a dominar completamente o escoamento. O perfil de velocidades encontrado nesta região, não será mais linear.

Ainda na região interna do escoamento, os efeitos da inércia começam a surgir, porém só exercerão influência considerável na porção externa do escoamento de camada limite. O limite da região turbulenta será naquele instante de equilíbrio onde os termos de inércia e as tensões turbulentas apresentem mesma importância. Partindo desta condição de equilíbrio, será possível estabelecer a espessura da região completamente turbulenta. Desta forma, o limite superior da região turbulenta será aquele onde

$$O(\text{termos de inércia}) = O(\text{termos turbulentos}).$$

Agrupando os termos de mesma ordem de grandeza da equação da quantidade de movimento, teremos

$$O\left(\bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y}\right) = O\left(\frac{\partial}{\partial y}(-\overline{u'v'})\right). \quad (4.6)$$

O comprimento característico considerado aqui, para a solução assintótica, será a espessura da camada turbulenta, objeto de nosso estudo. Assim, fazendo a análise assintótica e resolvendo para $\tilde{\delta}$, obtemos

$$\tilde{\delta} = O\left(\frac{u_\tau^2}{\bar{U}_\infty^2} L\right), \quad (4.7)$$

onde $\tilde{\delta}$ é a espessura da região completamente turbulenta.

Com este resultado, introduzimos uma terceira escala característica no escoamento de camada limite turbulenta. Esta escala será representativa de uma região intermediária às duas outras sub-camadas, determinando a região do escoamento onde os efeitos da turbulência dominam o escoamento.

O perfil de velocidades nesta região apresenta um comportamento expresso por

$$u^+ = \frac{1}{k} \ln\left(\frac{y u_\tau}{\nu}\right) + A_0, \quad (4.8)$$

onde $A_0 = 5,0$ para casos onde não há transpiração.

A expressão (4.8) é a Lei da Parede, e pode ser obtida algebricamente partindo-se do princípio de que as tensões turbulentas são dominantes nesta região e adotando as hipóteses de viscosidade turbulenta,

$$\mu_t = \rho l_c u_c,$$

e de comprimento de mistura, l_c ,

$$u_c = l_c \frac{du}{dy}.$$

É importante notar que a Lei da Parede é uma função logarítmica, e que o perfil de velocidades tem, portanto, um comportamento logarítmico. Por esta razão, a região completamente turbulenta, onde tem validade a Lei da Parede, é também chamada de região logarítmica.

A última região, denominada região da esteira, constitui a maior porção do escoamento de camada limite. Aqui, os efeitos de inércia prevalecem sobre os turbulentos e dominam o escoamento. Esta camada é delimitada pela espessura da camada limite, δ . O perfil de velocidades foi obtido por Coles(1956), que propôs uma solução universal com base em mais de seiscentos experimentos. Como o comportamento das velocidades se aproxima do comportamento de uma cosenóide, pode-se propor, um perfil de velocidades da forma

$$W = \frac{p}{k} \left[1 - \cos \left(\frac{y\pi}{\delta} \right) \right] \quad (4.9)$$

onde $P = 0,55$.

Esta expressão é conhecida como a Lei da Esteira. O comprimento característico adotado é a espessura da camada limite, δ , enquanto a velocidade característica será a velocidade do escoamento fora da camada limite, U_∞ .

A estrutura assintótica da camada limite turbulenta e perfis de velocidade obtidos experimentalmente estão apresentados na Figura 17.

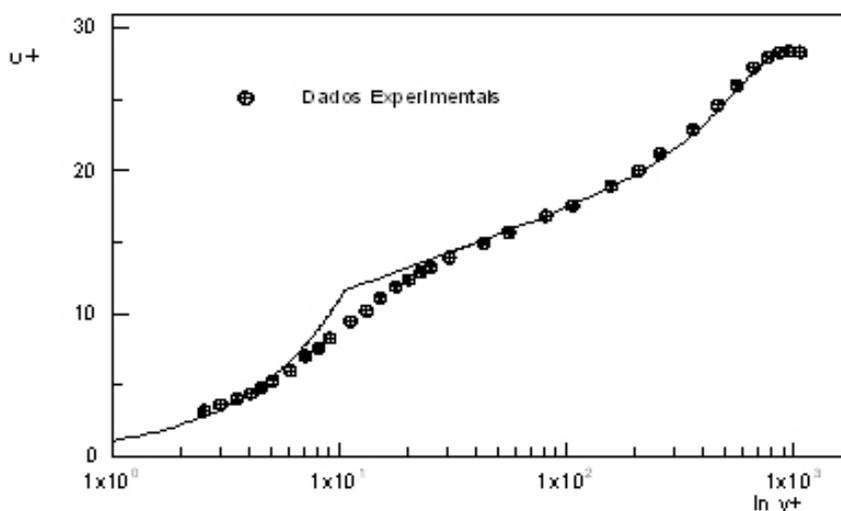


Figura 17: Perfil Experimental de Velocidades e Estrutura da Camada Limite Turbulenta

Observando a Figura 17 notamos que, para obter o valor da velocidade em determinado ponto da região da esteira, é necessário somar o valor da velocidade obtido pela Lei da Parede ao valor encontrado utilizando-se a Lei da Esteira naquele ponto. Desta forma,

$$\frac{u}{u_\tau} = \frac{1}{k} \ln y^+ + \frac{p}{k} \left[1 - \cos \left(\frac{y\pi}{\delta} \right) \right] + A_0 \quad (4.10)$$

Se aplicada à uma distância δ da parede, fazendo $y = \delta$, onde δ denota a espessura da camada limite e a velocidade assume o valor da velocidade do escoamento principal, $u = U_\infty$, a Lei da Esteira assume seu valor máximo, e a equação acima fornece

$$\frac{U_\infty}{u_\tau} = \frac{1}{k} \ln \frac{\delta u_\tau}{\nu} + \frac{2p}{k} + A_0 \quad (4.11)$$

Esta equação é chamada de Equação do Atrito. De fato, a Equação (4.11) pode ser resolvida para u_τ , fornecendo os valores da velocidade de atrito e da tensão na parede.

4.2 Estrutura da Camada Limite Turbulenta Sobre Superfície Rugosa

Quando um fluido escoar sobre uma superfície rugosa, o perfil de velocidades desenhado em função de abscissas logarítmicas tem seu coeficiente linear diminuído. Este fato, de amplo conhecimento geral, pode ser observado na Fig. 18. Note que o ramo esquerdo das curvas relativas à superfície lisa possui uma concavidade para baixo, enquanto que as curvas relativas à superfície rugosa possuem uma concavidade para cima. Esse comportamento será fundamental no estabelecimento de um procedimento para o cálculo do deslocamento da origem.

A lei logarítmica que descreve o perfil de velocidades sobre superfície lisa permanece válida para camadas limite que se desenvolvem sobre superfícies rugosas, exceto pela constante A da lei logarítmica que descreve o perfil de velocidades sobre superfícies lisas. No caso das superfícies rugosas este coeficiente linear da lei logarítmica deixa de ser uma constante e passa a ser uma função com dependência explícita nas características da rugosidade. Para o caso liso, temos

$$\frac{u}{u_t} = \frac{1}{k} \ln \frac{yu_t}{\nu} + A \quad (4.12)$$

onde u é a velocidade de atrito; k é a constante de von Kármán(0,41); ν é a viscosidade

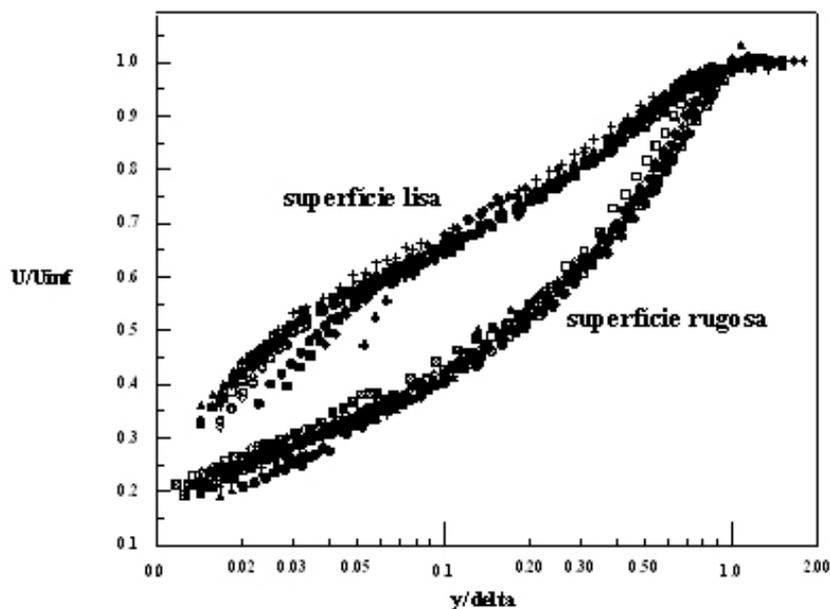


Figura 18: Desenvolvimento do perfil de velocidades. Dados de Avelino(1998).

cinemática; A é uma constante independente da rugosidade superficial; Como a constante A passa a ser uma função da geometria da rugosidade; podemos de um modo geral escrever

$$\frac{u}{u_t} = \frac{1}{k} \ln \frac{yu_t}{\nu} + A - \frac{\Delta u}{u_t} \quad (4.13)$$

onde a função rugosidade u/u descreve a variação do perfil de velocidade média sobre superfície lisa para a nova condição da superfície rugosa. A equação (4.13) pode ser escrita na forma

$$\frac{u}{u_t} = \frac{1}{k} \ln \frac{y}{y_0} + C1 \quad (4.14)$$

onde $C1$ é um parâmetro determinado pelas condições do escoamento e y_0 é um comprimento característico da rugosidade,

$$y_0 = \frac{\nu}{u_t} e^{k \left(\frac{\Delta u}{u_t} - c^{te} \right)} \quad (4.15)$$

ou

$$\frac{\Delta u}{u_t} = \frac{1}{k} \ln \frac{y_0 u_t}{\nu} + c^{te} \quad (4.16)$$

Foram determinados os valores das funções rugosidade para as camadas limite de velocidade para as três geometrias rugosas estudadas com relação ao caso liso de referência. As figuras 19, 20 e 21 apresentam os perfis de velocidade das camadas limite sobre as superfícies rugosas em comparação com os perfis da camada limite de referência que se desenvolve sobre superfície lisa. Vale ressaltar que as funções rugosidade apresentam valores superiores para as geometrias que apresentam elementos rugosos mais próximos entre si.

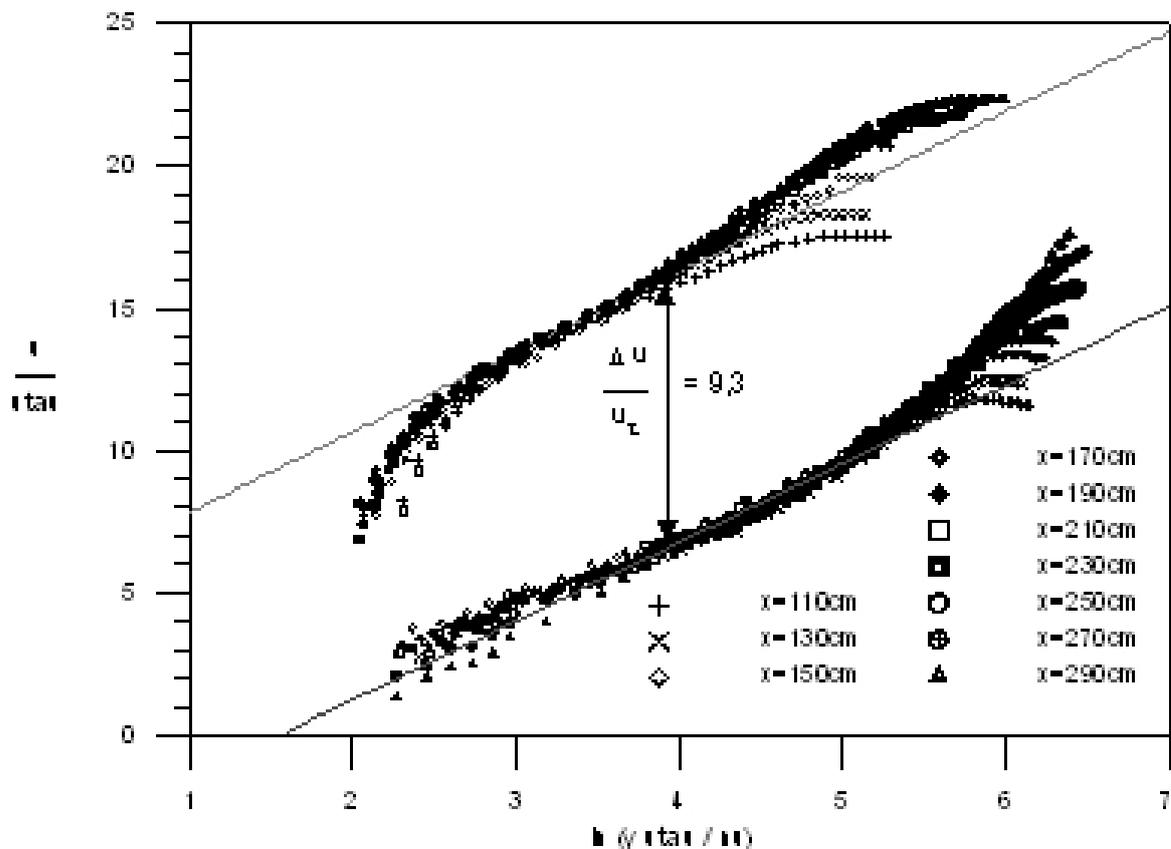


Figura 19: Função rugosidade para a superfície com rugosidade I

Na realidade, as equações (4.14) a (4.16) representam apenas um modo distinto de escrever os perfis de velocidade daquele apresentado no Capítulo 2. Essas expressões foram incluídas aqui para mostrar que no caso limite de superfícies do tipo K o deslocamento da origem se torna igual ao próprio comprimento K de modo que $y_T + \varepsilon$ se torna igual a $y_T + K = y$, a distância medida diretamente da parede. Sob essas condições especiais, a equação (4.14) pode ser utilizada com exatidão para o cálculo do parâmetro $C1$ pois $y_0 = K$.

Em um segundo caso especial, superfícies do tipo D com $w \ll S$, o valor de ε vai a

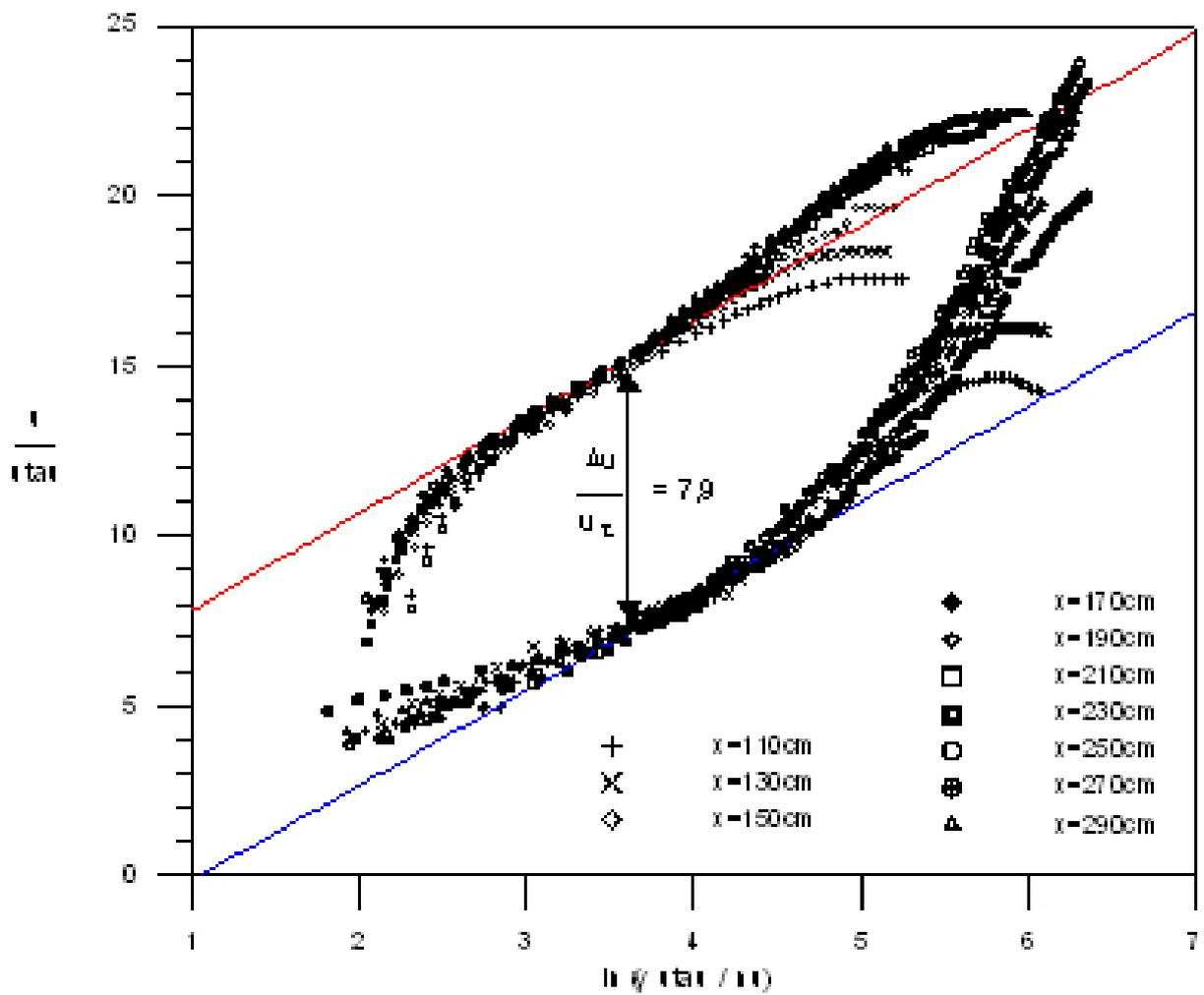


Figura 20: Função rugosidade para a superfície com rugosidade II

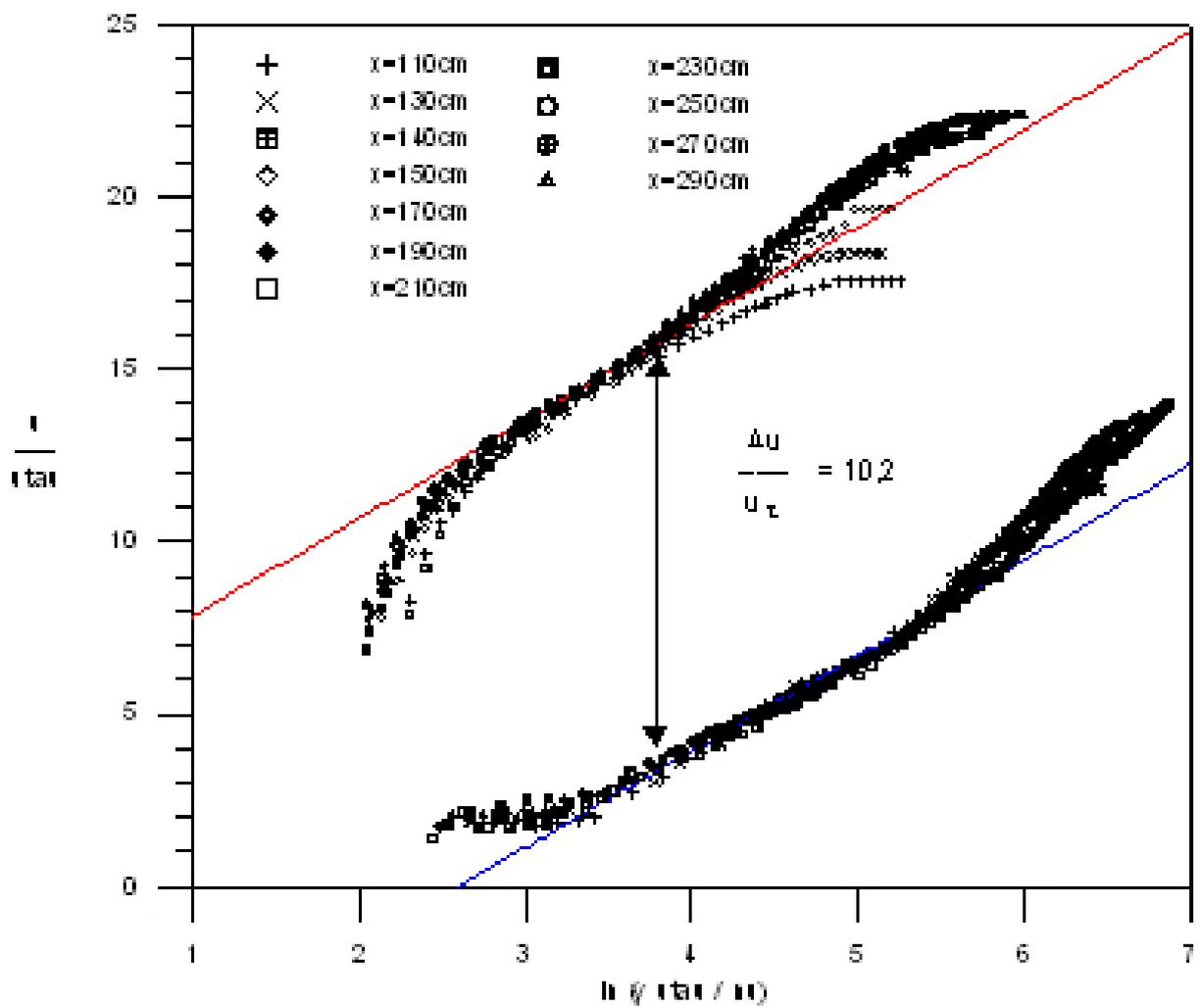


Figura 21: Função rugosidade para a superfície com rugosidade III

zero, de modo que tomando-se $y_0 = D$, pode-se, de novo, determinar $C1$.

Para o caso de superfícies que não atendam às condições acima, fica, portanto, difícil determinar os valores de y_0 e de $C1$ pela formulação apresentada. Este é exatamente o caso quando uma camada limite passa subitamente de um tipo de superfície, digamos lisa, para outro tipo de superfície, digamos rugosa. Enquanto a camada limite permanece sobre a superfície lisa o valor de ε , por definição, se anula. Quando a mudança de superfície ocorre, este valor começa a variar assintoticamente até atingir um valor estável. Nessa situação de variação do deslocamento da origem, devem-se utilizar as expressões desenvolvidas por Moore(1951) para uma correta representação dos perfis de velocidade e para o cálculo do coeficiente de atrito.

Nos desenvolvimentos a seguir é apresentada uma série de perfis de velocidade medidos no túnel de vento descrito na seção anterior, que nos leva ao cálculo do deslocamento da origem e do atrito na parede.

As figuras (25) a (28) apresentam os perfis de velocidade média de camadas limite que se desenvolvem sobre uma superfícies lisa e três superfícies com rugosidades dos tipos I, II e III. Esses perfis são apresentados em coordenadas dimensionais e na forma mono-logarítmica.

Verifica-se que as figuras para escoamentos sobre uma superfície lisa, quando apresentados em coordenadas mono-logarítmicas, apresentam uma região linear bem definida para todos os perfis. A figura (25) estabelece um padrão de comparação para as perturbações provocadas pela presença da superfície rugosa. Como esperado, observa-se nesta figura, que tanto os coeficientes lineares quanto os coeficientes angulares das expressões obtidas por redução linear para as regiões de comportamento logarítmico decrescem a medida em que o escoamento progride. Nas figuras (26) a (28), que apresentam escoamentos sobre superfícies rugosas, as regiões logarítmicas não podem mais ser observadas com a mesma abcissa utilizada no caso liso de referência, ou seja, com os perfis apresentados em u versus $\ln y$. Para que as regiões logarítmicas possam ser observadas com clareza, é necessário levar em conta uma nova origem para o eixo perpendicular à superfície rugosa. A considerável queda do nível das curvas é resultado do aumento da tensão na parede provocado pela rugosidade. A tensão na parede provocada pelos elementos rugosos decresce a medida em que as cavidades se tornam mais largas. As cavidades na superfície provocam o aumento do coeficiente de atrito em função do grau de participação do escoamento que ocorre dentro da cavidade no escoamento externo.

Os comentários acima implicam que, em princípio, o método gráfico de Clauser(1956)

pode ser utilizado para calcular o coeficiente de atrito C_f sobre uma superfície lisa. Neste trabalho, considera-se que a formulação clássica para a lei da parede é válida e se a constante de von Kármán, κ , for realmente considerada constante e igual a 0,41, então a tensão na parede pode ser estimada diretamente da inclinação das retas representativas das regiões logarítmicas definidas na figura 22.

Para escoamentos sobre superfícies rugosas a tarefa de avaliar o coeficiente de atrito é muito mais complexa, uma vez que o deslocamento da origem e a função rugosidade não são previamente conhecidos (Perry e Joubert(1963), Perry et alli(1969)). Se o escoamento está próximo da condição de equilíbrio de energia, o método gráfico de Clauser pode ser utilizado para calcular o coeficiente de atrito (Perry e Joubert, 1963). A maior dificuldade apresentada por este método é a do valor de C_f ser confirmado somente pela inclinação da linha logarítmica a não por sua posição. Em algumas estações próximas à variação da rugosidade, o escoamento ainda não atingiu o estágio de equilíbrio, desta forma, qualquer método que admita a existência de uma região logarítmica que forneça o valor do coeficiente de atrito pela inclinação da linha logarítmica deve ser utilizado com cuidado.

No método gráfico desenvolvido por Perry e Joubert(1963) o perfil de velocidade é escrito na forma do deslocamento da origem, onde

$$\frac{u}{U_\infty} = \sqrt{\frac{C_f}{2}} \left[\frac{1}{\kappa} \ln \frac{(y_T + \varepsilon)U_\infty}{\nu} + \frac{1}{\kappa} \ln \sqrt{\frac{C_f}{2}} + A - \frac{\Delta U}{u_\tau} + \frac{\Pi}{\kappa} W\left(\frac{y}{\delta}\right) \right], \quad (4.17)$$

onde y_T é a distância acima do topo dos elementos rugosos, ε é o deslocamento da origem e Π e W são, respectivamente, o parâmetro e a função universal de Coles.

Esta expressão pode ser escrita na forma

$$\frac{U}{U_\infty} = \frac{1}{\kappa} \sqrt{\frac{C_f}{2}} \left[\ln(y_T + \varepsilon) + P + \frac{\Pi_0}{2} W\left(\frac{y}{\delta}\right) \right], \quad (4.18)$$

$$P = \sqrt{\frac{C_f}{2}} \left[5,6 \log \frac{u}{\nu} \sqrt{\frac{C_f}{2}} + 5,6 \log \frac{1}{12} + 4,9 \frac{\Delta U}{u_\tau} \right] \quad (4.19)$$

Como ε é, a princípio, desconhecido, o método consiste em se adicionar valores arbitrários de ε até que a região interna do escoamento, que apresenta um comportamento ligeiramente convexo com relação às abcissas, apresente comportamento logarítmico, que

no par de eixos mono-log, será evidenciada por uma região logarítmica. O valor de ε que nos fornecer a melhor expressão logarítmica pelo método dos mínimos quadrados, será, então, admitido como o valor adequado para o deslocamento da origem. O coeficiente angular da expressão logarítmica resultante, então, corresponde à equação (4.18) de modo que com conhecimento de κ podemos calcular o coeficiente de atrito.

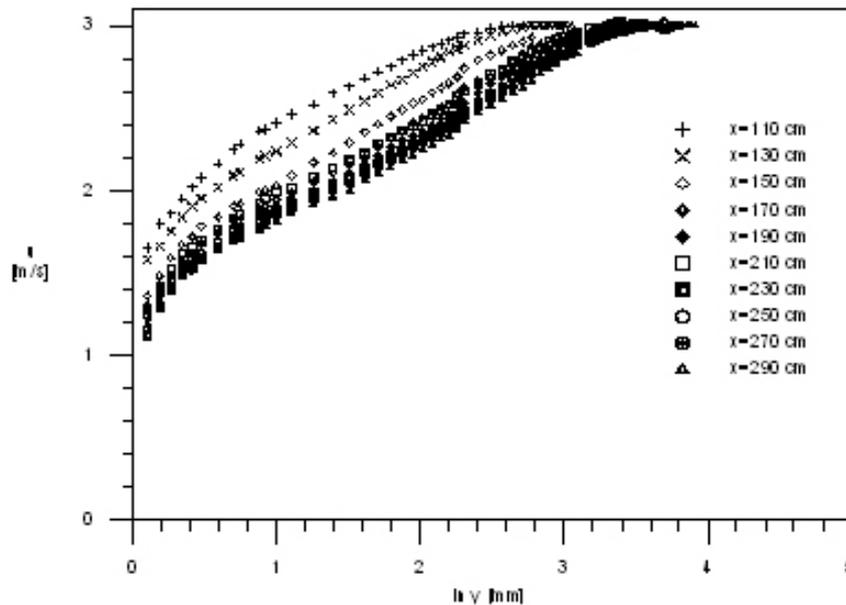


Figura 22: Perfis de velocidade média das camadas limite sobre superfície lisa para diferentes estações em 'x'.

Nas medições realizadas no túnel de vento sobre as quatro configurações superficiais, foram medidas as flutuações de velocidade para a velocidade de corrente livre, U_∞ , constante e equivalente à 3,0m/s. Para a superfície lisa, a uma distância da entrada suficiente para garantir condições de equilíbrio, a intensidade turbulenta relativa na região fora da camada limite apresenta valores da ordem de $u'/U_\infty = 0,03$. Sobre as superfícies rugosas, a intensidade relativa apresenta valores superiores na região de escoamento de corrente livre.

4.3 Intensidade Turbulenta das Camadas Limite

Nas medições realizadas no túnel de vento sobre as quatro configurações superficiais, foram medidas as flutuações de velocidade para a velocidade de corrente livre, U , constante e equivalente à 3,0m/s. Para a superfície lisa, a uma distância da entrada

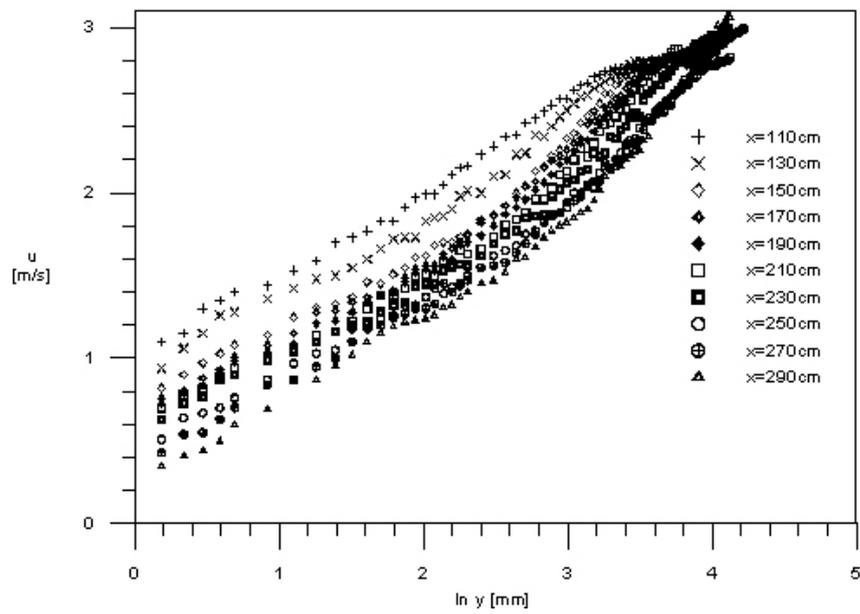


Figura 23: Perfis de velocidade média das camadas limite sobre superfície com rugosidade I

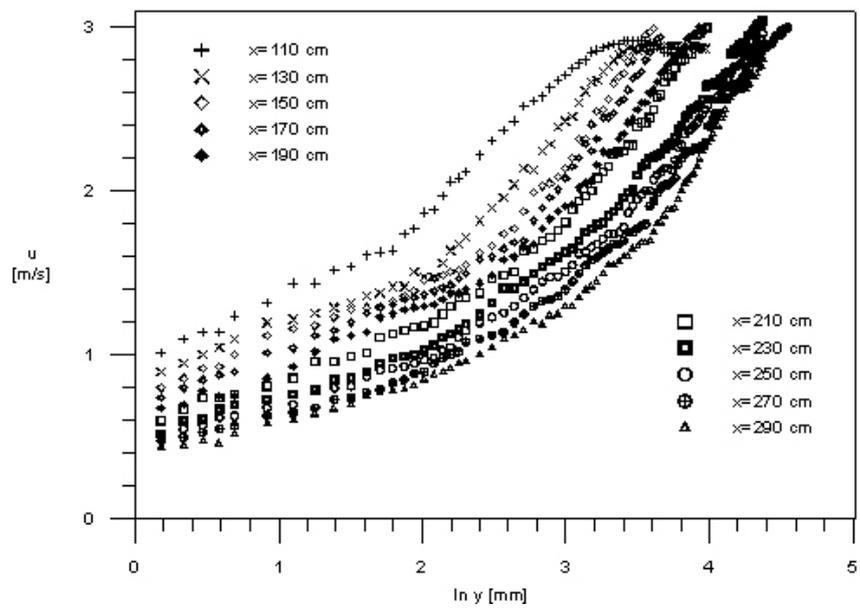


Figura 24: Perfis de velocidade média das camadas limite sobre superfície com rugosidade II

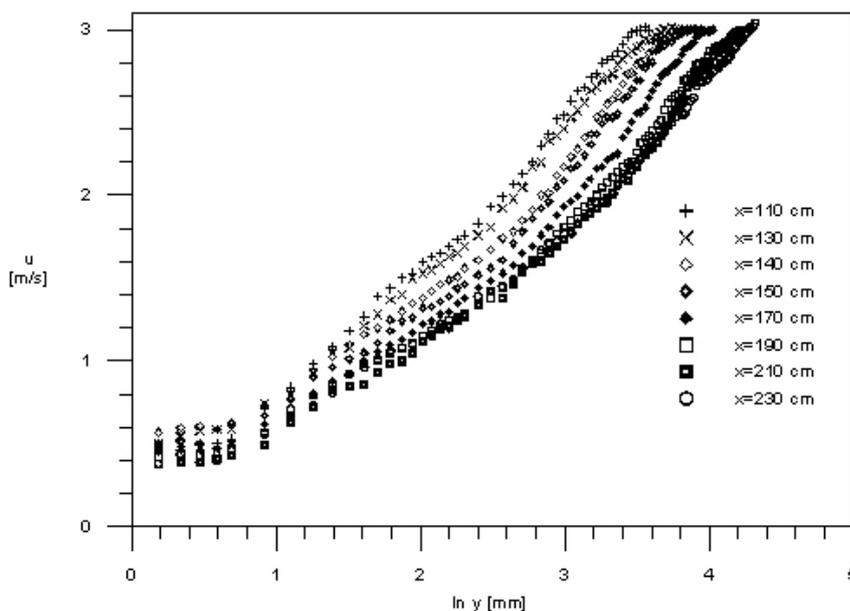


Figura 25: Perfis de velocidade média das camadas limite sobre superfície com rugosidade III

suficiente para garantir condições de equilíbrio, a intensidade turbulenta relativa na região fora da camada limite apresenta valores da ordem de $u'/U = 0,03$. Sobre as superfícies rugosas, a intensidade relativa apresenta valores superiores na região de escoamento de corrente livre. 26 a 29 mostram o componente da flutuação de velocidade na direção longitudinal relativamente à velocidade do escoamento fora da camada limite, para as quatro configurações superficiais estudadas. A figura 26) apresenta a flutuação da velocidade para o caso do escoamento que se desenvolve sobre superfície lisa e pode-se verificar que atinge seu valor máximo em $u' = 3u_\tau$, na região próxima à parede.

Também são mostradas nas figuras, as intensidades turbulentas relativamente às velocidades instantâneas. Para cada configuração estudada, foi escolhida uma estação e valores de intensidade turbulenta são apresentados na parte superior dos gráficos. Pode-se observar, das figuras 26 a 29 que estes valores atingem um valor aproximadamente constante, como esperado, uma vez que a característica do escoamento nesta região é a de que governem os efeitos da turbulência. Extrapolando os valores encontrados para a intensidade turbulenta, para a parede lisa, o valor limite tende a 40%. Considerando as superfícies rugosas, estes valores variam em torno de 45%.

Distribuições de intensidades turbulentas ao longo das camadas limite nas diferentes estações sobre superfícies rugosas são apresentadas nas figuras 27 a 29 e comparadas com os resultados obtidos para a superfície lisa da figura 26. A comparação das medições mostra que as intensidades turbulentas relativas para os escoamentos sobre superfícies

rugosas são maiores do que para os escoamentos sobre superfícies lisas, mas a razão entre as intensidades turbulentas relativas nas superfícies rugosas e nas superfícies lisas é equivalente à razão entre as tensões na parede para as diferentes condições, conforme esperado.

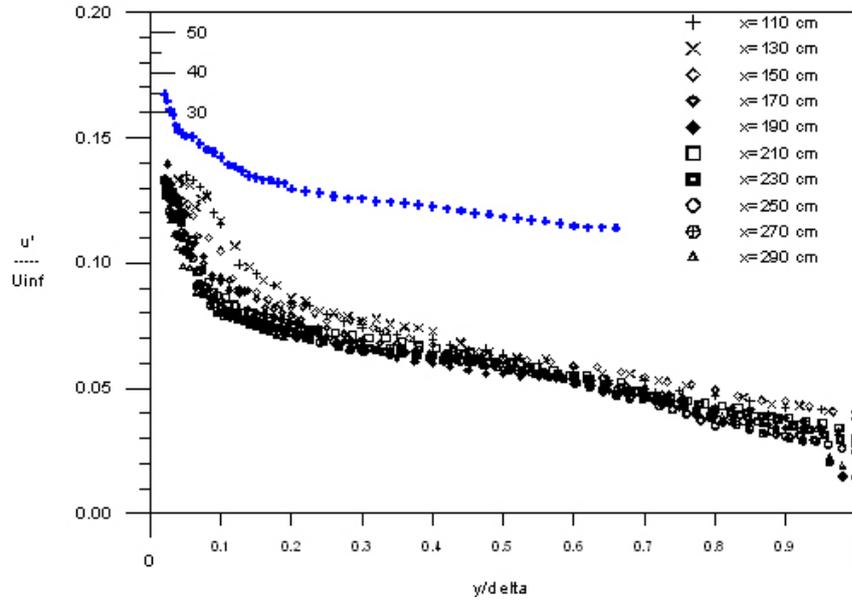


Figura 26: Intensidade turbulenta relativa em camada limite sobre superfície lisa

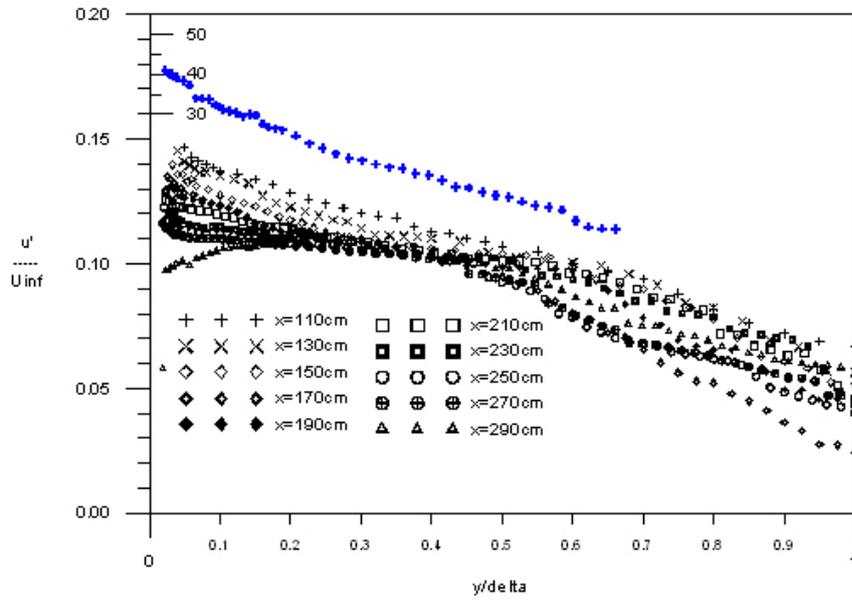


Figura 27: Intensidade turbulenta relativa em camada limite sobre superfície com rugosidade I

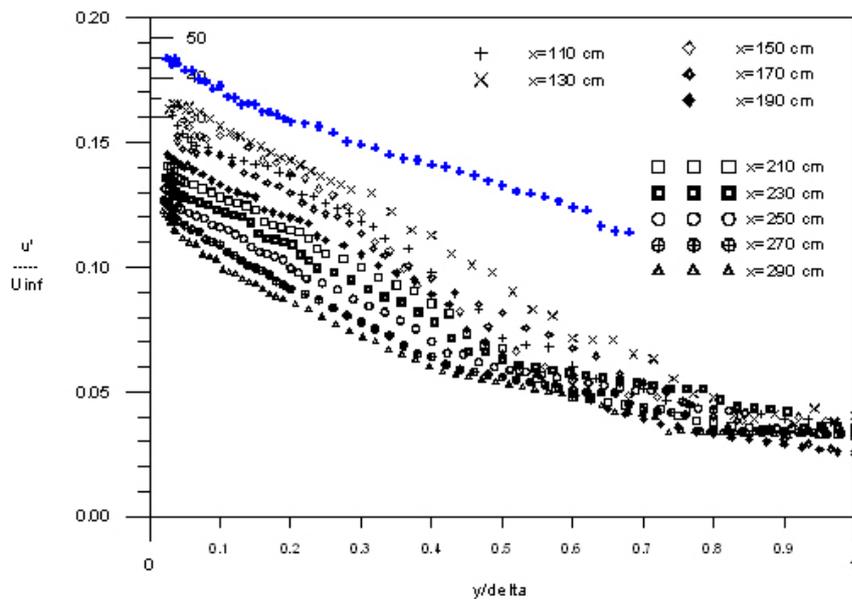


Figura 28: Intensidade turbulenta relativa em camada limite sobre superfície com rugosidade II

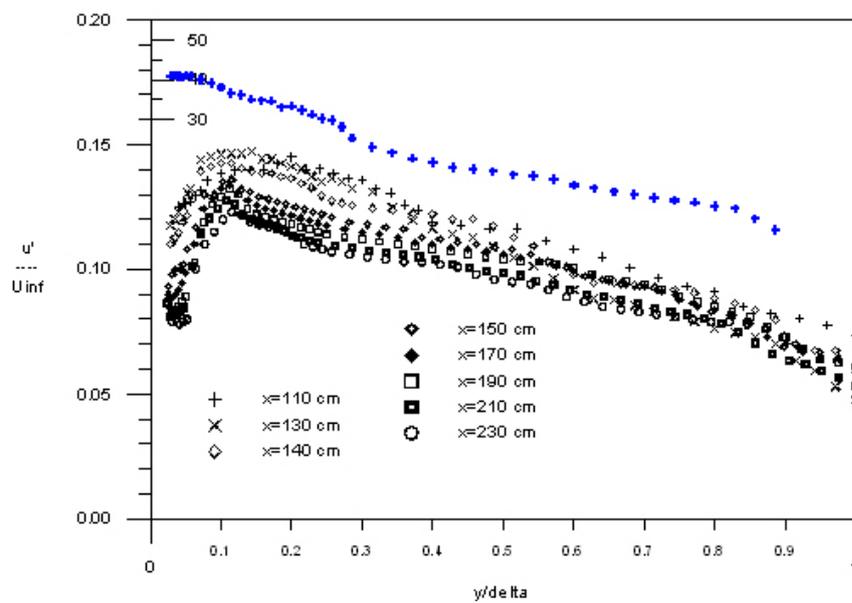


Figura 29: Intensidade turbulenta relativa em camada limite sobre superfície com rugosidade III

5 *Determinação de Parâmetros da Camada Limite*

5.1 *Espessura da Camada Interna*

A estrutura e o crescimento da camada limite interna que se forma após uma variação brusca da rugosidade superficial em escoamento sem gradiente externo de pressão são analisados experimentalmente. Observa-se que na região próxima à variação da rugosidade, a estrutura da camada limite interna é muito diferente da estrutura da camada externa, que permanece inafetada. A taxa de crescimento da camada interna é aproximadamente a mesma da camada limite sem gradiente de pressão, enquanto o nível de turbulência dentro da camada interna é alto, pois há alta taxa de produção de energia cinética turbulenta próximo à parede rugosa. Nas vizinhanças do degrau de rugosidade, Antonia e Luxton(1971, 1972) deduziram, com base nos resultados para o comprimento de mistura e na análise da equação da energia turbulenta, que o escoamento na camada interna não está em equilíbrio; assim, o conceito de similaridade da camada interna não continua mais válido nesta região. A camada limite turbulenta passa de um estado inicial de auto preservação, referente à superfície lisa, para um segundo estágio de auto-preservação, na superfície rugosa, após a variação nas vizinhanças do degrau conforme apresentado no trabalho realizado por Antonia e Luxton(1971).

As variações que ocorrem numa camada limite turbulenta sujeita a perturbações súbitas no estado de auto-preservação foram objeto de estudo de inúmeros trabalhos teóricos e experimentais. A maior parte destes estudos foi revista por Tani(1968).

Nesses trabalhos foram investigadas perturbações aplicadas na parede, como descontinuidade nas condições superficiais, e perturbações aplicadas no escoamento de corrente livre, como variações bruscas no gradiente externo de pressão. Nas investigações referentes ao primeiro tipo de perturbação, grande parte dizia respeito à resposta da camada limite turbulenta a uma variação no tipo da rugosidade superficial. Este

fato certamente se dá por força da relevância deste tema em estudos associados à micrometeorologia.

As teorias existentes e os métodos de cálculo para escoamentos sujeitos a variações na rugosidade superficial requerem que a espessura da rugosidade, ou a espessura da camada interna, sejam pequenas em comparação com o comprimento de escala total da camada limite, Bradshaw, Ferris e Atwell(1967) e Taylor(1969a, 1969b). Elliot(1958) estudou o aumento da espessura da camada interna quando o escoamento passa para um terreno com maior rugosidade, propondo que este aumento não depende da velocidade do escoamento e é fracamente influenciado pelas condições de estabilidade atmosférica.

O aumento da espessura da camada interna obedece a uma lei de potência, sendo proporcional a potência de $4/5$ na direção do escoamento. Em Townsend(1965, 1966) foi realizado um estudo sobre variações abruptas na rugosidade da superfície, e seus efeitos nos perfis de velocidade em camadas limite que satisfazem a condição dinâmica de auto-preservação. Os resultados foram obtidos em laboratório e comparados com dados atmosféricos reais apresentando boa coerência.

Taylor(1969a, 1969b) utilizando um modelo baseado no comprimento de mistura, relacionou o cisalhamento das tensões turbulentas com a variação da rugosidade na parede na camada limite interna, e comparou seus resultados com valores experimentais. Panofsky e Townsend(1963,1984) descreveram o comportamento dos perfis de vento com a variação da rugosidade na superfície em uma atmosfera neutra, considerando que apenas o escoamento da camada interna é afetado por estas variações e que no escoamento acima da camada limite, nem os perfis de velocidade e nem as tensões de Reynolds sentem tais variações. Os resultados obtidos foram comparados com dados de camadas limite experimentais obtidas em túnel de vento, apresentando grande coerência. Também foram propostos perfis de velocidade potencial e dos parâmetros de tensão para estas situações.

Essas teorias podem ser razoavelmente aplicadas na camada limite atmosférica se apenas uma extensão limitada do escoamento após a variação na rugosidade for considerada. Para caracterizar bem o fenômeno, Bradley(1968), Rider et al.(1963) e Garratt(1978) realizaram medições em situações de escoamento real.

Escoamentos sobre superfícies que apresentam uma variação abrupta de rugosidade ocorrem com frequência na natureza. Chamberlain(1983) estudou velocidade do vento sobre superfícies cobertas por mar, areia e neve e mostrou que o aumento do deslocamento da origem, implica numa diminuição progressiva da velocidade de atrito.

A estrutura da camada limite atmosférica é similar à camada limite gerada em um túnel de vento de alta intensidade turbulenta, com regiões interna e externa distintas, Wright et al.(1998). A região interna do escoamento é influenciada principalmente pelas características físicas do terreno enquanto na região externa, diferentemente de qualquer camada limite gerada em laboratório, a rotação da Terra é de fundamental importância. Este fato deve ser ressaltado, uma vez que a força de coriolis provoca variação da direção do vento com a altura. A topografia afeta diretamente a estrutura da camada limite atmosférica, mas também a rugosidade superficial influencia a variação da velocidade média e a direção do vento com a altura.

A modelagem do escoamento sobre terrenos onde há uma variação brusca na rugosidade, também foi estudada por Elliott(1958), Taylor(1969c), Panofsky e Dutton(1984) e Degrazia e Moraes(1992) que consideraram perfis de velocidade e coeficientes de atrito dentro da região interna da camada limite. Panofsky e Dutton(1984) mostraram uma maneira direta de se estimar o momento na parede, através dos perfis de velocidade, dependendo do nível de estabilidade atmosférica e do tipo de rugosidade na superfície. Degrazia e Moraes(1992) propuseram a criação de um modelo baseado na teoria espectral da densidade de energia para flutuações de velocidade, visando simular os coeficientes de difusão turbulentos lateral e vertical sobre superfícies com variação na rugosidade. Os resultados do modelo foram comparados com dados experimentais e concluíram que, para uma atmosfera idealizadamente estável, a turbulência é igualmente eficiente para o transporte de quantidade de movimento, calor e gases contaminantes. As pesquisas realizadas por Claussen(1987), Maryon(1989) e Russell e Takle(1989) investigaram numericamente os efeitos de variação da rugosidade na superfície sobre toda a camada limite, e não somente na camada interna, apesar do trabalho de Claussen (1987) não ter levado em conta a rotação da Terra. Trabalhos numéricos posteriores abordando o problema da variação brusca da rugosidade superficial também foram realizados por Rao et al.(1974a, 1974b) e Jensen(1978), sendo que este último incluiu efeitos de coriolis e da camada limite planetária.

5.2 O Deslocamento da Origem

Nos experimentos realizados, a distância vertical foi medida a partir do topo dos elementos rugosos. Entretanto, para obter uma distribuição logarítmica do perfil de velocidades, a origem do eixo das ordenadas deve ser deslocada para uma determinada distância abaixo do topo dos elementos rugosos. Esta distância é denominada

deslocamento da origem.

Como visto anteriormente, a determinação do deslocamento da origem, ε , é de extrema importância para o cálculo do coeficiente de atrito. De fato, o coeficiente de atrito na parede pode ser calculado de várias formas. Dentre elas podemos citar:

1. Um balanço integral da taxa de variação da quantidade de movimento ao redor de cada um dos elementos rugosos.
2. Uma integração direta do campo de pressão medido ao redor de cada um dos elementos rugosos.
3. O uso de elementos rugosos flutuantes para a medição direta da força de arrasto atuando sobre cada um dos elementos rugosos.
4. A utilização de formulação de lei da parede.

O primeiro método é muito difícil de ser implementado pois a frequente diminuta dimensão dos elementos rugosos impede medições exatas dos perfis de velocidade a jusante e a montante deles. Em particular, se a rugosidade for do tipo D a grande região de recirculação que se forma entre os elementos rugosos dificulta ainda mais as medições.

O segundo método é também frequentemente dificultado pelas pequenas dimensões dos elementos rugosos, o que impede a colocação de pequenos tubos de medida de pressão na sua superfície.

O terceiro método possui dificuldades construtivas mais agravantes. Conseguir que os elementos flutuantes estejam corretamente alinhados com o escoamento e conseguir que a sensibilidade das molas e dos medidores de deformação sejam os adequados, são sempre tarefas muito difíceis.

Resta-nos, portanto, o último método: o de utilização de formulação de lei da parede. Esses métodos são muito populares por serem robustos e relativamente confiáveis, seguros e precisos. No caso de superfícies rugosas, a existência de um deslocamento da origem fornece uma dificuldade adicional. Entretanto, as vantagens do método são muitas o que motivou, no passado, bastante esforço em seu desenvolvimento. Esses desenvolvimentos tem se concentrado na proposição de métodos para a determinação do deslocamento da origem ε .

Nesta seção, discorreremos sobre dois métodos gráficos utilizados para o cálculo do deslocamento da origem. Esses métodos são atualmente os mais populares na literatura;

sendo considerados também os melhores. Uma vez estimado o valor do deslocamento da origem, é possível avaliar o comportamento do coeficiente de atrito, que será apresentado em seção subsequente.

Os métodos gráficos são baseados na existência da lei da parede, contando, portanto, com a hipótese de que existe uma região próxima à parede onde o perfil de velocidade é logarítmico. Neste trabalho foram adotados dois procedimentos distintos para a determinação do deslocamento da origem.

Um dos procedimentos adotados para a determinação dos valores de ε foi implementado de acordo com o método gráfico de Perry e Joubert(1963). Adicionando-se sistematicamente valores arbitrários de deslocamento da origem aos perfis originais, o método dos mínimos quadrados foi utilizado nos pontos próximos à parede para procurar a expressão que melhor se ajustasse nesta região, conforme apresentado na figura 30. Como foi observado, este método é extremamente sensível, pois pequenos afastamentos no valor real do deslocamento da origem fornecerão grandes diferenças nos valores calculados do coeficiente de atrito. Por esta razão, a escolha dos pontos que deveriam pertencer à região completamente turbulenta foi baseada em uma previsão numérica dos valores da velocidade de atrito, indicando a região do escoamento que deveria apresentar comportamento logarítmico, para então, por redução linear, proceder-se a determinação do valor do deslocamento da origem que fornecesse a expressão com melhor coeficiente de determinação. Para comparação com valores de deslocamento da origem obtidos pelo método de Perry e Joubert(1963), foi adotado alternativamente um segundo procedimento, o método gráfico descrito em de Perry et al.(1987) para a determinação de C_f e ε .

O método de Perry et al.(1987), baseia-se na hipótese de que a região externa da camada limite esteja bem desenvolvida. Neste método, perfis de velocidade média medidos sobre uma superfície rugosa e adimensionalizados com a velocidade do escoamento de corrente livre, são apresentados em um gráfico com abcissa em escala logarítmica de $(y_T + \varepsilon)$ para diferentes valores de deslocamento na origem, como pode ser observado na figura 31, onde y_T é a distância do ponto considerado ao topo dos elementos rugosos e ε é o deslocamento da origem. Para cada valor de ε considerado, é ajustada uma expressão para a região logarítmica cuja inclinação é $(1/\kappa)(C_f/2)^{\frac{1}{2}}$, e a distância desta expressão logarítmica à região da esteira vale $L(C_f/2)^{\frac{1}{2}}$. Gráficos de ε versus L e de ε versus $(C_f/2)^{\frac{1}{2}}$ são apresentados na figura 32. De acordo com a lei da esteira de Coles(1956), ε e $(\frac{1}{2}C_f)^{\frac{1}{2}}$ apresentam o valor correto quando $L = 3,780$.

Em adição aos métodos acima, mais precisos, podemos considerar dois outros métodos muito mais simples. Uma estimativa inicial do deslocamento da origem pode ser feita com base na equação (5.1) proposta por Thompson(1978) para uma previsão do comprimento de escala de rugosidade,

$$y_0 = \frac{1}{2}K\frac{w}{\lambda}. \quad (5.1)$$

Esta equação é válida somente para escoamentos nas regiões completamente rugosas, ou seja a partir da estação aonde o escoamento já atingiu seu novo estado de equilíbrio, não apresentando bons resultados para a região de transição. Para a previsão do deslocamento da origem na região de transição, pode ser adotada uma teoria mais consistente, levando em conta a física do problema. Desta forma, para superfícies rugosas com razão $w/K \simeq 3,0$, a equação (5.2) pode ser adotada (Bandyopadhyay, 1987).

$$\varepsilon = 0,0019x^m, \quad m = 0,72. \quad (5.2)$$

Os valores do deslocamento da origem, ε , estimados para escoamentos que se desenvolvem sobre superfícies que mudam de superfície lisa para superfícies rugosas são mostrados nas figuras 33 a 35.

Os três tipos de superfície rugosa considerados são aqueles apresentados no início desse capítulo. Todos os resultados são comparados com a equação de Thompson(1978), equação (5.1), que vale somente para o regime completamente rugoso e com a equação de Bandyopadhyay(1987), válida na região de transição entre uma superfície lisa e uma superfície rugosa do tipo K , equação (5.2).

Nos escoamentos sobre superfície rugosa com $w/K > 3,0$, rugosidade I e rugosidade II, apresentados nas figuras 33 a 35 respectivamente, observa-se que os resultados estimados neste trabalho, adotando os métodos de Perry e Joubert(1963) e Perry et al.(1987), concordam com aqueles previstos pela expressão proposta por Bandyopadhyay(1987) para a região de transição, equação(5.2), tendendo para os valores estimados pela expressão proposta por Thompson(1978), equação (5.1), válida para o regime completamente rugoso.

Para casos onde $w/K < 3,0$, como a superfície rugosa do tipo III adotada neste trabalho, as estimativas iniciais realizadas com base nas equações (5.1) e (5.2)

apresentam valores sistematicamente superiores aos obtidos pelos métodos gráficos de Perry e Joubert(1963) e Perry et al.(1987). Um forte indicativo de que as teorias de Thompson(1978) e de Bandyopadhyay(1987) não devem ser adotadas para este tipo de rugosidade é o fato destas teorias terem sido obtidas para escoamentos onde $w/K > 3,0$.

Para o caso da camada limite que se desenvolve sobre a superfície com rugosidade do tipo I, todos os métodos parecem tender para um mesmo valor, na faixa de $\varepsilon \approx 1,2\text{mm}$, a partir da estação $x = 190\text{ cm}$. A rugosidade II apresenta a maior taxa de crescimento no deslocamento da origem por ser a mais representativa de rugosidades do tipo K , deste modo pode-se antecipar que ε está convergindo a montante para um valor de $\varepsilon \approx 1,4\text{mm}$, atingido na estação $x = 210\text{ cm}$. O comportamento da camada limite que se desenvolve sobre a superfície com rugosidade do tipo III, entretanto, é o mais distinto. Desde que a rugosidade do tipo III possui geometria próxima de rugosidades do tipo D , é natural que ela apresente a menor taxa de crescimento de ε . Neste caso, não pudemos estimar o valor para o qual o deslocamento da origem tende assintoticamente tendo em vista a curta extensão da superfície rugosa disponível para o experimento realizado. Vale ressaltar que o deslocamento da origem atinge valores constantes nas mesmas estações a partir das quais as quantidades integrais apresentam crescimento linear com a distância na direção do escoamento, indicando o estado de auto-preservação.

Concluimos esta seção chamando atenção para a grande consistência dos resultados apresentados.

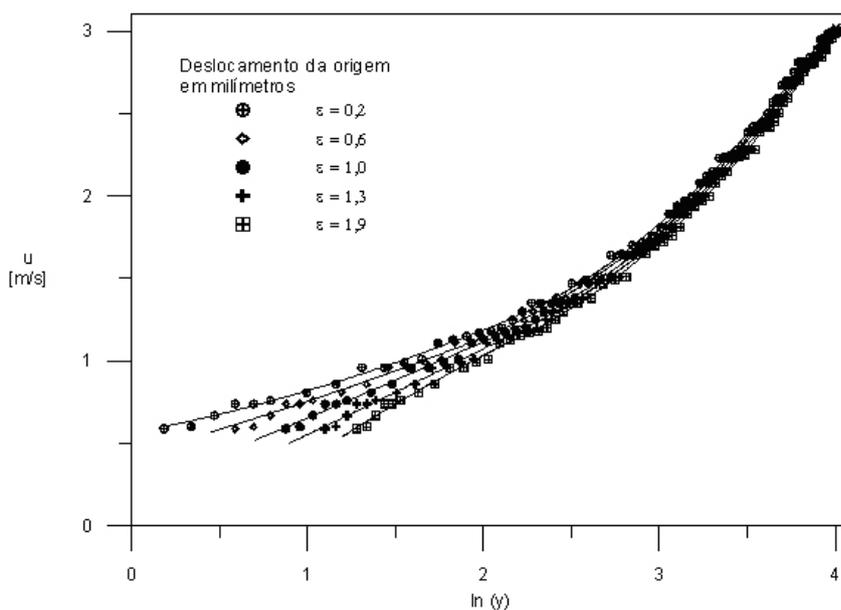


Figura 30: Gráfico utilizado para determinar o deslocamento da origem pelo método de Perry e Joubert(1963).

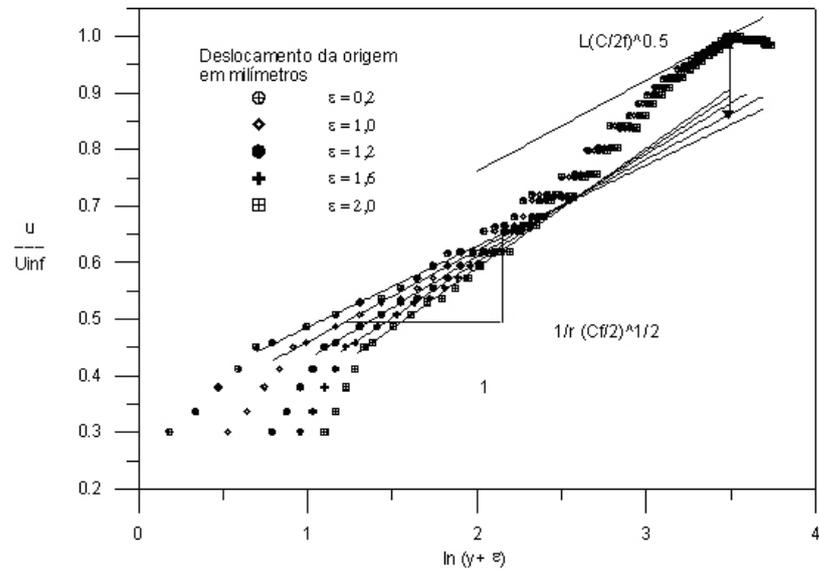


Figura 31: Perfil de velocidade média sobre superfície rugosa

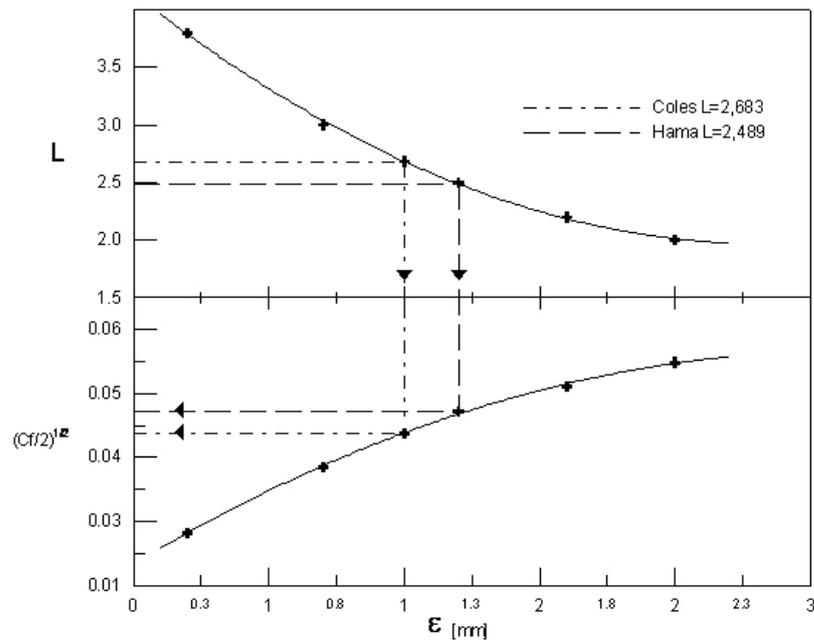


Figura 32: Método para determinação do deslocamento da origem e $(Cf/2)^{1/2}$ utilizando a lei da esteira

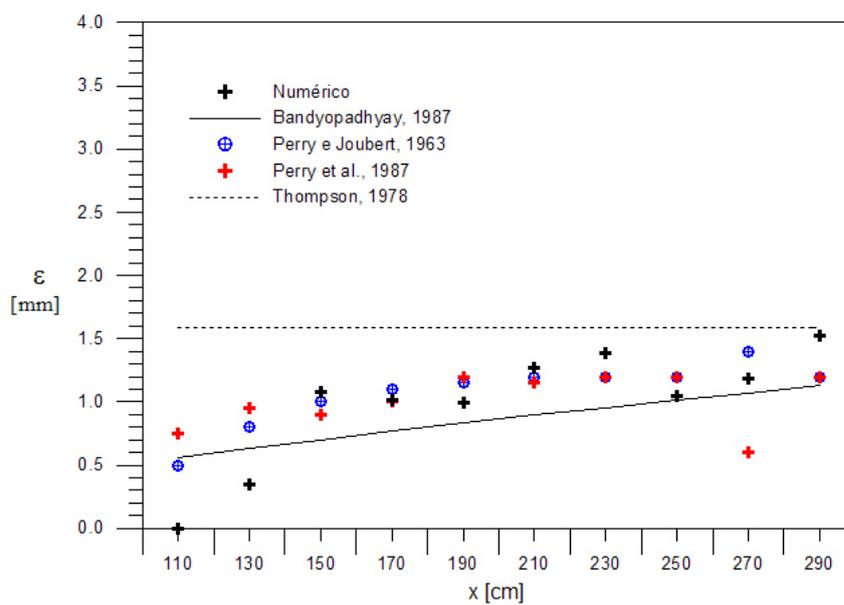


Figura 33: Comportamento do deslocamento da origem para rugosidade I.

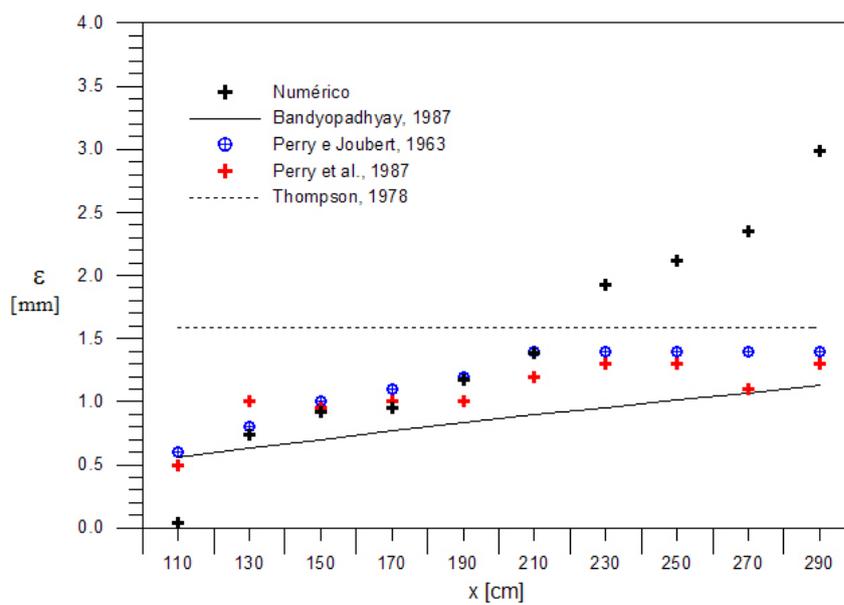


Figura 34: Comportamento do deslocamento da origem para rugosidade II.

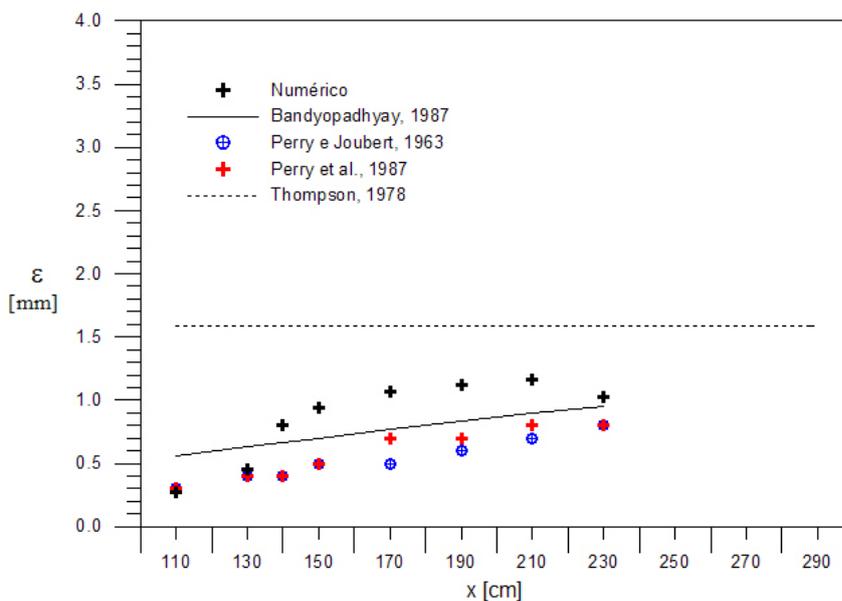


Figura 35: Comportamento do deslocamento da origem para rugosidade III.

5.3 A determinação da tensão na parede

Uma das razões pelas quais o estudo de escoamentos sobre paredes rugosas tem sido dificultado é o fato das técnicas utilizadas para a determinação da tensão na parede não poderem ser aplicadas sem o conhecimento do comportamento do escoamento no regime rugoso. Além dos quatro métodos citados anteriormente para a cálculo do atrito na parede, um quinto método aparentemente muito simples, o método de balanço integral da taxa de variação da quantidade de movimento também é utilizado neste estudo. Este método é muito impreciso, pois depende fortemente de uma correta caracterização do comportamento da espessura da quantidade de movimento e do gradiente de pressões, assim o valor do coeficiente de atrito será calculado a partir de uma derivada da espessura de quantidade de movimento. Estas dificuldades motivam o desenvolvimento de uma maneira mais geral de obtenção de dados para escoamentos sobre superfícies rugosas.

Neste estudo, buscando-se uma correta avaliação do valor do coeficiente de atrito, C_f , utilizou-se quatro diferentes procedimentos:

1. Dois métodos gráficos, como descritos anteriormente, onde o coeficiente de atrito pode ser obtido independentemente da espessura de quantidade de movimento.
2. Dois métodos baseados em técnicas integrais.

A abordagem integral é adequada para este problema pois o gradiente externo de pressão é nulo. Para uma camada limite bidimensional, onde o escoamento se dá

paralelamente ao eixo x , com y sendo a direção perpendicular à parede, admitindo a hipótese básica da camada limite, $\delta(x) \ll x$, pode-se facilmente verificar que as equações básicas da turbulência,

$$\nabla \cdot \bar{\mathbf{V}} = 0, \quad (5.3)$$

e

$$\rho \frac{D\bar{\mathbf{V}}}{Dt} = \rho g - \nabla \bar{p} + \nabla \cdot \tau_{ij}, \quad (5.4)$$

onde

$$\tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \rho \overline{u'_i u'_j}, \quad (5.5)$$

onde os termos em negrito indicam grandezas vetoriais, se reduzem às aproximações de camada limite para um escoamento bidimensional, incompressível, em regime permanente

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} = 0, \quad (5.6)$$

$$\bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} = \overline{U_\infty} \frac{\partial \overline{U_\infty}}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau}{\partial y}, \quad (5.7)$$

onde

$$\tau = \mu \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} - \rho \overline{u'v'}. \quad (5.8)$$

A partir das equações acima pode-se obter uma formulação diferencial para a equação da taxa de variação de quantidade de movimento. Esta equação foi escrita por von Kármán em 1921, na forma

$$\frac{d\theta}{dx} + (2 + H) \frac{\theta}{U_\infty} \frac{dU_\infty}{dx} = \frac{\tau_w}{\rho U_\infty^2} = \frac{C_f}{2}, \quad (5.9)$$

onde θ é a espessura da quantidade de movimento em sua definição clássica e H é o fator de forma de von Kármán, U_∞ é a velocidade do escoamento potencial, τ_w é a tensão na parede e ρ é a massa específica do fluido. A equação (5.9) contém três variáveis, θ , H e C_f . Para os quatro casos estudados neste trabalho, o de superfície lisa, e os três casos com diferentes padrões de rugosidade considerados, os comportamentos de θ e de H foram calculados. Então, a partir desses valores, foram estimados os valores do coeficiente de atrito. A esta metodologia chamaremos simplesmente de método integral. Os resultados encontrados utilizando esta abordagem integral são apresentados nas figuras 36a 39 juntamente com estimativas de coeficiente de atrito realizadas com base em outras abordagens a serem descritas a seguir.

Em seu trabalho de 1985, Ligrani e Moffat propuseram a utilização de uma certa expressão para a descrição do comportamento da taxa de variação da quantidade de movimento. A teoria propõe relações algébricas para descrever o comportamento do coeficiente de atrito em função da espessura da quantidade de movimento em escoamentos de camada limite artificialmente espessadas, no regime completamente rugoso. Desta forma, para uma dada velocidade de corrente livre, pode-se estimar o valor do coeficiente de atrito fazendo

$$\frac{C_f}{2} = a\left(\frac{\theta}{r}\right)^{-b}, \quad (5.10)$$

onde a e b são especificadas em função da velocidade de corrente livre e r é um comprimento característico da rugosidade; aqui, r foi obtido fazendo-se KS/w . Em Ligrani et al.(1983) são estudadas três velocidades, entretanto valores das constantes correspondentes à velocidade adotada neste trabalho não são fornecidas. Foram, então, obtidos por interpolação polinomial os seguintes valores dos parâmetros a e b para a velocidade de 3m/s, $a = 0,003943$ e $b = 0,3830$. No caso de escoamento sobre superfície lisa, o coeficiente de atrito é fornecido pela expressão clássica

$$\frac{C_f}{2} = 0,0125\left(\frac{\theta U_\infty}{\nu}\right)^{-0,250}. \quad (5.11)$$

Os resultados encontrados são apresentados nas figuras 36a 39. Pode-se observar que há boa concordância entre os dados em todos os casos. Usando a teoria de Ligrani e Moffat(1983) os valores calculados de C_f , exceto para a rugosidade do tipo III, situam-se

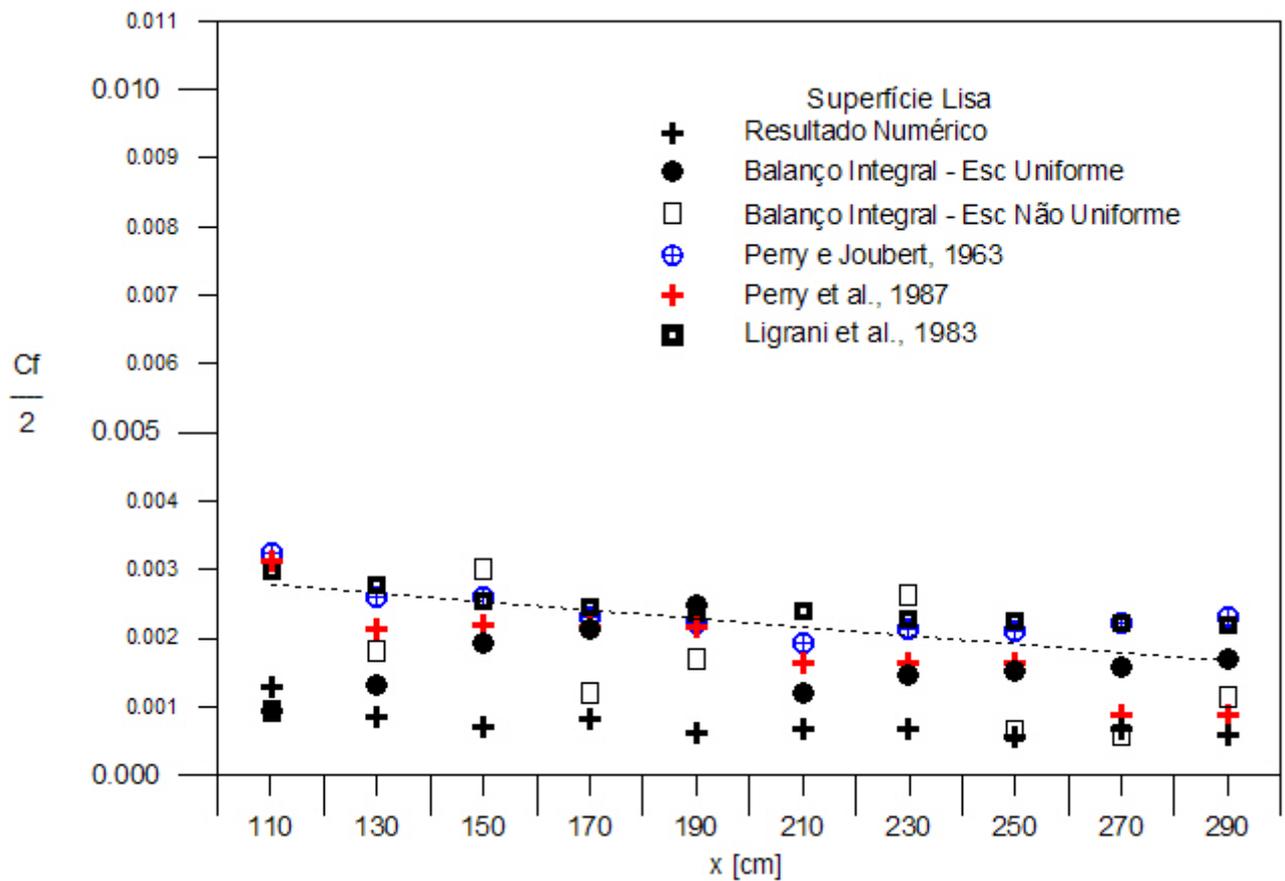


Figura 36: Coeficiente de atrito - Superfície lisa

abaixo da média dos valores calculados pelas outras abordagens. Observa-se que a medida em que a relação w/K aumenta, ou seja, os elementos rugosos se afastam, o coeficiente de atrito atinge valores superiores, indicando aumento da interação entre o escoamento secundário que ocorre na cavidade e o escoamento principal.

Tendo já determinado o coeficiente de atrito, podemos agora examinar o perfil de velocidades em coordenadas externas. Para a região externa da camada limite é mais adequado considerar o perfil de velocidades adimensionalizado com variáveis externas na forma $(U_\infty - u)/u_\tau$. Para a região completamente turbulenta, Clauser(1956) examinou dados experimentais de diferentes autores para paredes lisas e rugosas e propôs a relação universal (5.12)

$$\frac{U_\infty - u}{u_\tau} = -2,44 \ln \frac{y}{\delta} + 2,5 \quad (5.12)$$

Em Hama(1954) é proposta uma expressão empírica simples para prever o comportamento do perfil de velocidade média na região onde $y/\delta > 0,15$,

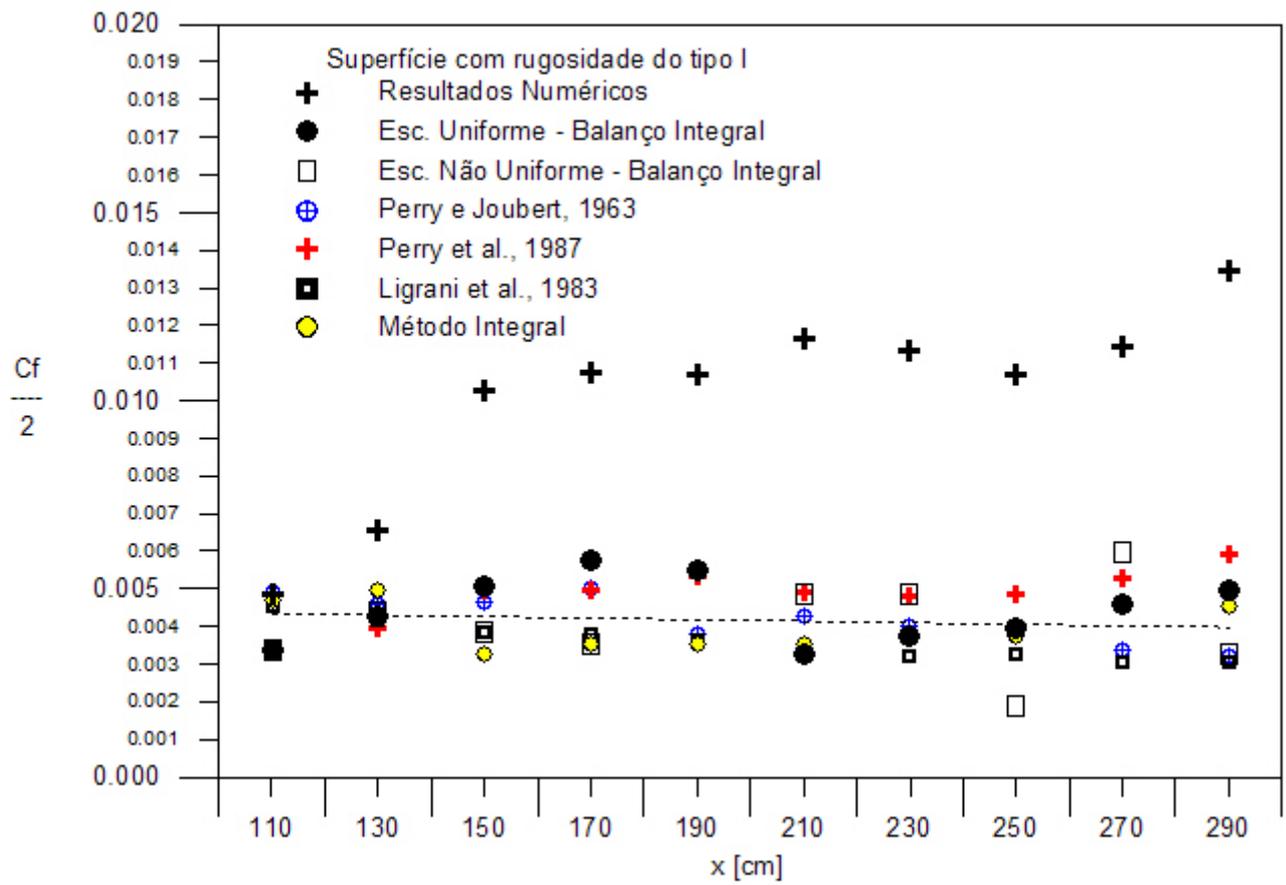


Figura 37: Coeficiente de atrito - Superfície de rugosidade I

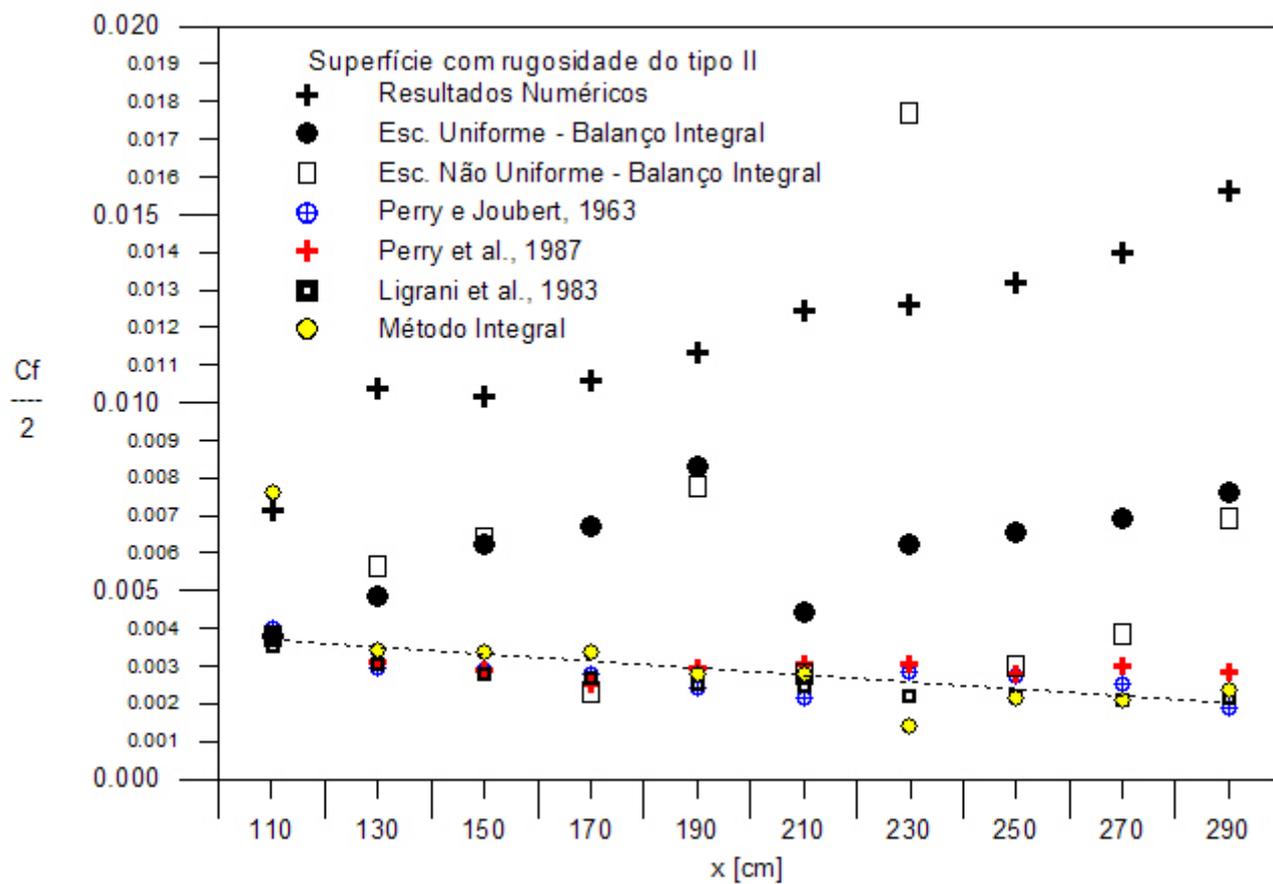


Figura 38: Coeficiente de atrito - Superfície de rugosidade II

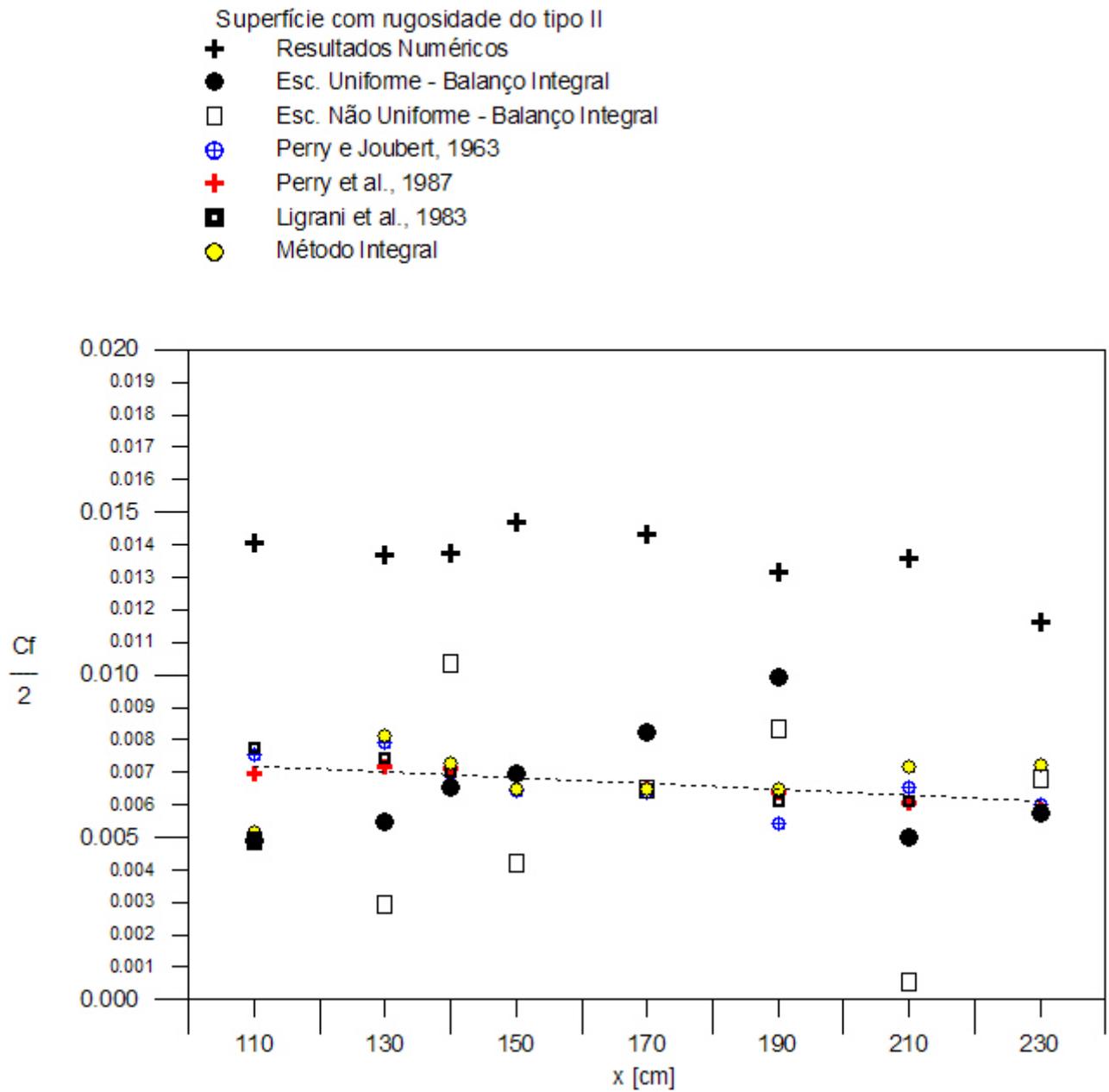


Figura 39: Coeficiente de atrito - Superfície de rugosidade III

$$\frac{(U_\infty - u)}{u_\tau} = 9,6 \left(1 - \frac{y}{\delta}\right)^2. \quad (5.13)$$

Do ponto de vista de aplicação da Lei da Esteira de Coles existem duas dificuldades na abordagem da Lei da Esteira de Clauser:

1. A forma dos perfis de velocidade em escoamentos que não estão em equilíbrio não é similar.
2. Mesmo as formas dos perfis em escoamentos em equilíbrio não apresentam formulação analítica simples para aplicações em engenharia.

Estes pontos foram resolvidos por Coles(1956), que propôs escrever

$$\frac{u}{u_\tau} = \frac{1}{\kappa} \ln \left(\frac{yu_\tau}{\nu} \right) + B + \frac{2\Pi}{\kappa} W \left(\frac{y}{\delta} \right). \quad (5.14)$$

A quantidade Π , chamada parâmetro de Coles, é relacionada ao parâmetro de equilíbrio ϕ , definido na equação(3.2). Para escoamentos em equilíbrio, Π deve variar somente com ϕ . A análise de dados experimentais revela que $\Pi = 0,55$ para $Re_\theta > 5600$, onde Re_θ representa o número de Reynolds baseado na espessura de quantidade de movimento local.

A expressão para o perfil de velocidades, expressão(5.14), pode ser escrita em variáveis externas, assim

$$\frac{U_\infty - u}{u_\tau} = -\frac{1}{\kappa} \ln \left(\frac{y}{\delta} \right) + \frac{\Pi}{\kappa} [2 - W \left(\frac{y}{\delta} \right)]. \quad (5.15)$$

A função universal $W(y/\delta)$, conhecida como a lei da esteira, foi apresentada de forma tabelada, entretanto pode ser aproximada pelas expressões (5.16) ou (5.17)

$$W \left(\frac{y}{\delta} \right) = 1 + \operatorname{sen} \left(\frac{2(y/\delta) - 1}{2} \right), \quad (5.16)$$

ou

$$W \left(\frac{y}{\delta} \right) = 1 - \cos \left(\pi \frac{y}{\delta} \right). \quad (5.17)$$

A Lei da Esteira de Coles é uma expressão completa e razoavelmente precisa para qualquer perfil de camada limite turbulenta bidimensional, em equilíbrio ou não.

A Lei da Esteira pode ser usada em diferentes teorias de escoamento turbulento. Sua simplicidade resulta, por exemplo, em expressões precisas para o cálculo de parâmetros integrais. Integrando a Lei da Esteira através da camada limite temos

$$\frac{\delta^*}{\delta} \approx \frac{1 + \Pi}{\kappa \Lambda} \quad \Lambda = \sqrt{\left(\frac{2}{C_f}\right)} \quad (5.18)$$

$$\frac{\theta}{\delta} \approx \frac{\delta^*}{\delta} - \frac{2 + 3,2 \Pi + 1,5 \Pi^2}{\kappa^2 \lambda^2}. \quad (5.19)$$

De forma análoga, o coeficiente de atrito local, $C_f = 2\tau_w/\rho U_\infty^2$, pode ser relacionado à Π e ao número de Reynolds local, $Re_\delta = U_\infty \delta/\nu$, calculando a lei da esteira, e obtendo

$$\frac{U_\infty}{u_\tau} = \Lambda = \left(\frac{2}{C_f}\right)^{\frac{1}{2}} = \frac{1}{\kappa} \ln\left(\frac{Re_\delta}{\lambda}\right) + B + \frac{2\Pi}{\kappa} \quad (5.20)$$

Figuras (4.32) a (4.35) apresentam perfis de velocidade sobre superfícies lisa e rugosas. Os gráficos mono-logarítmicos apresentam perfis de velocidade obtidos experimentalmente adimensionalizados com variáveis externas. Os perfis são apresentados na forma $(U_\infty - u)/u_\tau$ como função de y/δ . Também são observadas as expressões universais de Coles(1956), equação (5.15), de Clauser(1956), equação (5.12), e de Hama(1954), equação (5.13).

Observa-se claramente das figuras (4.32) a (4.35) que os perfis de velocidade, tanto para escoamentos sobre superfície lisa quanto para superfícies rugosas, podem ser bem representados em toda a extensão da camada limite. Para $y/\delta < 0,15$, correspondente à região completamente turbulenta do escoamento, os dados apresentam boa concordância com o perfil universal de Clauser, e para $y/\delta > 0,15$, a porção externa da camada limite turbulenta, o perfil empírico proposto por Hama(1954) representa bem os perfis de velocidades nesta região.

Os perfis de velocidade em variáveis externas apresentam similaridade desde a segunda estação ($x = 130$ cm) para a superfície lisa, e as estações subsequentes coincidem em toda

a extensão da camada limite. Nos escoamentos sobre superfícies com elementos rugosos nos padrões I e II, os perfis atingem similaridade a partir da estação 150 cm, enquanto para a parede com rugosidade III, os perfis em estações anteriores a $x = 160$ cm não atingiram ainda a similaridade.

6 Conclusão

Utilizando o conceito de deslocamento na origem juntamente com argumentos assintóticos é proposta uma ferramenta numérica para agilizar o processamento dos dados experimentais para descrição dos perfis de velocidade nas regiões internas do escoamento. A ferramenta, juntamente com a implementação das expressões de camada interna são capazes de capturar os efeitos residuais quando o fluido passa de uma superfície uniforme para outra.

Das três rugosidades escolhidas, as configurações II e III parecem se classificar no tipo K de rugosidade, enquanto o padrão I não se pode afirmar ser nem do tipo K nem do tipo D .

Os perfis de velocidade apresentados na forma mono-logarítmica nas figuras (3.4) a (3.7) mostram nitidamente que a região linear que caracteriza a lei da parede no escoamento que se desenvolve sobre superfície lisa não pode ser observado nos escoamentos sobre superfície rugosa em nenhum dos três tipos de rugosidades investigados, a menos que aos perfis fossem adicionados os valores encontrados para os deslocamentos na origem. O decaimento considerável nos perfis de velocidade sugere um aumento da tensão na parede, fato que se confirma com a posterior determinação do coeficiente de atrito.

Em todos os casos, os valores de coeficiente de atrito estimados utilizando dois métodos gráficos e dois métodos de balanço integral, apresentaram concordância bastante razoável com os resultados encontrados na literatura. O comportamento da tensão na parede para as diferentes rugosidades, se comparadas entre si, indicam um aumento do coeficiente de atrito a medida em que os elementos rugosos se aproximam. Este fato se dá devido à maior interação entre o escoamento principal e o escoamento secundário, que toma lugar nas cavidades rugosas.

A hipótese de que a camada limite turbulenta atinge um segundo estágio de auto-preservação é verificada pelos comportamentos das quantidades integrais calculadas utilizando o código.

Em todas as abordagens, o comportamento das quantidades integrais sugere que um segundo estado de equilíbrio é atingido pelos escoamentos investigados. As distribuições de quantidades integrais são apresentadas nas figuras (3.8) a (3.12), indicando, que o fator de Clauser permanece constante a partir da estação $x = 170$ cm; para o escoamento sobre a superfície com rugosidade do tipo I, $G \approx 7,00$ a partir de $x = 150$ cm; na rugosidade do tipo II, $G \approx 6,0$ a partir da estação $x = 190$ cm; para o caso III, um estado de equilíbrio é atingido com valores de G da ordem de 6,6 em $x = 170$ cm. Os valores do fator de Clauser encontrados aqui são comparáveis aos do trabalho de Ligrani e Moffat(1985).

O código numérico mostrou coerência para o cálculo do fator de forma de von Kármán H parece tender para valores constantes a partir da estação $x = 170$ cm para o escoamento sobre superfície lisa, enquanto que esta tendência somente se verifica na estação $x = 190$ cm para o escoamento sobre superfície com rugosidade do tipo I, e ainda mais distante, na estação $x = 210$ cm para o escoamento sobre superfície com rugosidade II, enquanto que a partir da estação $x = 170$ cm, o escoamento sobre superfície com rugosidade III já apresenta valores calculados do coeficiente de forma de von Kármán tendendo para um valor constante.

Por regressão linear foram determinadas as estações em x , para as quais as espessuras de quantidade de movimento, deslocamento da origem e da camada limite apresentavam crescimento linear. As estações determinadas por este método alternativo coincidem com aquelas aonde o fator de forma de von Kármán tendem para valores constantes, de fato, H é a razão entre estas duas espessuras.

Os dados apresentados nas figura anteriores são de duas naturezas bastante distintas, sejam eles: dados medidos diretamente e dados processados. Estes dados são extremamente difíceis de se obter. As medições diretas são muito sensíveis a pequenas variações nas condições do escoamento e precisam ser obtidas com um posicionador de sensores extremamente sensível para o posicionamento do sensor de fio-quente. Mesmo com todo o cuidado tomado, a obtenção de resultados confiáveis e consistentes é sempre uma tarefa difícil e elaborada. O fio quente teve que ser repetidamente calibrado e toda a instrumentação checada continuamente. Os resultados que dependem que algum tipo de processamento também são bastante sensíveis à teoria usada na redução. Um exemplo típico é o método gráfico, muito usado na determinação de C_f e de ε , que consiste na determinação de uma região de comportamento logarítmico e, portanto, a escolha dos valores corretos pode ser uma tarefa extremamente complexa. As dificuldades encontradas nos métodos gráficos podem ser ainda agravadas para os perfis onde não se pode identificar

perfis logarítmicos.

Ao elaborar os gráficos apresentados aqui, todas as dificuldades acima foram fortemente sentidas. Os resultados, entretanto, foram tomados com excessivo cuidado, apresentando, assim, uma descrição correta do fenômeno.

Os resultados experimentais apresentados confirmam muitas das características dos escoamentos indicados na literatura por outros autores. As quatro geometrias estudadas aqui fornecem informações muito ricas do escoamento de uma camada limite turbulenta sobre superfícies rugosas que apresentam variação brusca de rugosidade, e podem ser usadas em futuras formulações da física deste problema.

O método de Perry e Joubert(1963) foi utilizado para estimar os valores de deslocamento da origem para as camadas limite cinética. Este método gráfico é baseado na existência da lei da parede, contando, com a hipótese de que exista uma região próxima à parede onde o perfil de velocidades seja logarítmico.

Os valores do deslocamento da origem, ε , são mostrados na figura (3.16), e indicam que para o caso da camada limite que se desenvolve sobre a superfície com rugosidade do tipo I, $\varepsilon \approx 1,2$ mm. Na rugosidade do tipo II, a figura(3.17) indica que ε apresenta a mesma tendência, convergindo para um deslocamento da origem equivalente à 1,4 mm. O comportamento da camada limite que se desenvolve sobre a superfície com rugosidade do tipo III, entretanto, é o mais distinto. Não foi possível estimar o valor para o qual ε converge, devido ao curto comprimento da superfície rugosa. Chamando atenção para a grande consistência dos resultados do deslocamento da origem apresentados e observando que as estimativas do deslocamento na origem apresentados neste trabalho são da mesma ordem dos valores propostos por Perry e Joubert(1963), Perry et al.(1969) e Antonia e Luxton(1971).

A escolha dos pontos que estariam presentes na região completamente turbulenta foi determinada por uma rotina desenvolvida em C++, que forneceu o valor das velocidades de atrito em cada ponto do perfil de velocidades para diferentes valores de deslocamento da origem. Aquele perfil que apresentasse maior número de pontos de u_τ constante foi a primeira estimativa do valor de ε . A discrepância entre os deslocamentos da origem dos perfis de velocidade e de temperatura é de aproximadamente 15%, exceto na região próxima ao fim da seção de testes.

Podemos concluir que a teoria é válida mais a jusante da descontinuidade superficial, aonde o escoamento atingiu seu estado de equilíbrio. Esta observação a respeito dos

resultados está no fato de a teoria apresentar discrepância com relação aos dados experimentais na região próxima à descontinuidade da rugosidade indicando que tensão na parede não pode ser facilmente determinada das medições de perfil de velocidade, a menos que a estação esteja suficientemente afastada da variação de superfície lisa para rugosa.

As leis da parede propostas foram utilizadas no tratamento dos dados experimentais obtidos especialmente obtidos com a finalidade de validar o código computacional e as análises. Observou-se claramente a existência de regiões logarítmicas nos perfis de velocidade para os escoamentos sobre as superfícies rugosas.

Referências Bibliográficas

ABERNETHY, R.B., Benedict, R.P. e Dowdell, R.B., 1985. "ASME measurement uncertainty", J. Fluids Engineering, Transactions of the ASME, Vol. 107, pp. 161-164.

ANSI/ASME PTC 19.1-1985, 1985. "Measurement uncertainty".

ANTONIA, R.A. e Luxton, R.E., 1971. "The response of a turbulent boundary layer to a step change in surface roughness Part 1. Smooth to Rough", J. Fluid Mech., Vol. 48, pp. 721-761.

ANTONIA, R.A. e Luxton, R.E. , 1972. "The Response of a Turbulent Boundary Layer to a Step Change in Surface Roughness Part 2. Rough to Smooth", J. Fluid Mech., Vol. 53, pp. 737-757.

AVELINO, M.R., 1996. "Sobre a modelagem diferencial de camadas limite turbulentas com transpiração", Msc. Thesis, PEM/COPPE/UFRJ.

AVELINO, M.R., 1998. "Numerical Study of Turbulent Boundary Layer Flows over a Surface with Step Change in Roughness - A Comparison with Experimental Data", Anais da I Escola de Primavera em Transição e Turbulência, Vol. II, pp. 377-390, Rio de Janeiro, RJ, Brasil.

AVELINO, M.R., 2000. "An Experimental/Numerical Study of the Turbulent Boundary Layer Development Along a Surface with a Sudden Change in Roughness", RBCM, no prelo.

AVELINO, M.R., Menut, P.P.M., Silva Freire, A.P., 1997. "Characteristics of a Turbulent Boundary Layer when Subjected to a Step Change in Surface Roughness and Temperature", Proc. XIV COBEM - 14th Brazilian Congress of Mechanical Engineering, Vol. 1, pp. 74-91, Bauru.

AVELINO, M.R., Menut, P.P.M., Silva Freire, A.P., 1998a. "On the Displacement in Origin for Turbulent Boundary Layers on a Surface Downstream of Step Changes in Wall Temperature and Roughness", Anais do V Congresso de Engenharia Mecânica Norte-Nordeste , Vol. III, pp. 461-468, Fortaleza, CE, Brasil.

AVELINO, M.R., Menut, P.P.M., Silva Freire, A.P., 1998b. "Experimental Characterisation of a Turbulent Boundary Layer Subjected to a Step Change in Surface Roughness", Anais do VII Congresso Nacional de Engenharia e Ciências Térmicas, Vol. II, pp. 1369–1374, Rio de Janeiro, RJ, Brasil.

AVELINO, M.R., Menut, P.P.M., Silva Freire, A.P., 1999a. "Characteristics of the Turbulent Boundary Layer over Surfaces with Abrupt Variation in Properties", Trends Heat Mass Transf., Vol. 5, pp. 63–80.

AVELINO, M.R. e Silva Freire, A.P., 1998. "A Wind Tunnel Study of Boundary Layer Flow over a Sudden Change in Surface Roughness", Anais. X Congresso Brasileiro de Meteorologia, Brasília.

AVELINO, M.R., Su, J., Silva Freire, A.P., 1995. "A Modified Near Wall Kappa-epsilon Turbulence Model", Anais em CD do XIII Congresso Brasileiro e II Congresso Ibero Americano de Engenharia Mecânica, Belo Horizonte, MG, Brasil.

AVELINO, M.R., Su, J., Silva Freire, A.P., 1996. "A Consistent Solution for the kappa-epsilon Model for Transpired Turbulent Flows", Anais do VI Encontro Nacional de Ciências Térmicas e VI Congresso Latino Americano de Transferência de Calor e Massa, Vol. III, pp. 1839–1844, Florianópolis, SC, Brasil.

AVELINO, M.R., Su, J., Silva Freire, A.P., 1998. "An Asymptotic Solution for the kappa-epsilon Equations for Transpired Turbulent Flows", Anais do VII Encontro Nacional de Ciências Térmicas, Vol. II, pp. 1392–1396, Rio de Janeiro, Brasil.

AVELINO, M.R., Su, J., Silva Freire, A.P., 1999b. "An Analytical Near Wall Solution for the kappa-epsilon Model for Transpired Boundary Layer Flows", Int. J. Heat Mass Trans., Vol. 1, pp.1–11.

BANDYOPADHYAY, P.R., 1987. "Rough wall Turbulent Boundary Layers in the Transition Regime", J. Fluid Mech., Vol. 180, pp. 231–266.

BANDYOPADHYAY, P.R. e Watson, R.D., 1988. "Structure of Rough-wall Turbulent Boundary Layers", Phys. Fluids, Vol. 31, No.7, pp. 1877–1883.

BERKOWICZ, R. e Prahm, P., 1984. "Spectral representation of the vertical structure of turbulence in the convective boundary layer", Quart. J. Met. Soc., Vol. 110, pp. 35–52.

BEVINGTON, P.R., 1969. "Data reduction and error analysis for the physical sciences", McGraw-Hill, Inc., Nova York.

BONNET, J.P., Delville, J., Glauser, M.N. et al., 1998. "Collaborative Testing of Eddy Structure Identification Methods in Free Turbulent Shear Flows", *Exp. Fluids*, Vol. 25, pp. 197–225.

BOTTEMA, M., Klaassen, W. e Hopwood, W.P., 1998. "Landscape roughness parameters for Sherwood forest - experimental results", *Boundary Layer Meteorology*, Vol. 89, pp. 285–316.

BRADLEY, E.F., 1968. "A Micrometeorological Study of Velocity Profiles and Surface Drag in the Region Modified by a Change in Surface Roughness", *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, Vol. 94, pp. 361–379.

BRADSHAW, P., Ferriss, D. e Atwell., 1967. "Calculation of boundary layer development using the turbulent energy equation". *J. Fluid Mech.*, Vol. 28, pp. 593–616.

BUSINGER, J.A., Wyngaard, J.C., Izumi, Y. e Bradley, E. F., 1971. "Flux-profile relationships in the atmospheric surface layer", *Journal of the Atmospheric Sciences*, Vol. 28, pp. 181–189.

BYUN, D., 1991. "Determination of similarity functions of the resistance laws for the planetary boundary layer using surface-layer similarity functions", *Boundary Layer Meteorology*, Vol. 57, pp. 17–48.

CHAMBERLAIN, A.C., 1983. "Roughness length of sea, sand, and snow", *Boundary Layer Meteorology*, Vol. 25, pp. 405–409.

CERMAK, J.E., 1971. "Laboratory simulation of the atmospheric boundary layer", *AIAA Journal*, Vol. 9, pp. 1746–1754.

CERMAK, J.E., 1975. "Applications of fluid mechanics to wind engineering - A freeman scholar lecture", *Journal of Fluids Engineering*, pp. 9–38.

CLAUSER, F.H., 1954. "Turbulent Boundary Layers in Adverse Pressure Gradients", *J. Aero Sci.*, Vol. 21, pp. 91–108.

CLAUSER, F.H., 1956. "The Turbulent Boundary Layer", *Adv. in Appl. Mech.*, Vol. 4, pp. 1–51, Academic, New York.

CLAUSSEN, M., 1987. "The flow in a turbulent boundary layer upstream of a change in surface roughness", *Boundary Layer Meteorology*, Vol. 40, pp. 31–86.

COLES, D., 1956. "The Law of the Wake in the Turbulent Boundary Layer", *J. Fluid Mech.*, Vol. 1, pp. 191–226.

COLEMAN, H.W., Moffat, R.J. e Kays, W.M., 1977. "The Accelerated Fully Rough Turbulent Boundary Layer", *J. Fluid Mech.*, Vol. 82, pp. 507–528.

COMPTON, D.A., Eaton, J.K., 1977. "Near-wall measurements in a three-dimensional turbulent boundary layer", *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 350, pp. 189–208.

DAWKINS, R.A. e Davies, D.R., 1981. "The effects of surface topography on momentum and mass transfer in a turbulence boundary layer", *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 108, pp. 423–442.

DEGRAZIA, G.A., Moraes, O.L.L., 1992. "A model for eddy diffusivity in a stable boundary layer", *Boundary Layer Meteorology*, Vol. 58, pp. 205–214.

DYER, A.J., 1974. "A review of flux-profile relationships", *Boundary Layer Meteorology*, Vol. 7, pp. 363–372.

ELLIOTT, W.P., 1958. "The growth of the atmospheric internal boundary layer", *Trans. Amer. Geophys. Union*, Vol. 39, No. 6, pp. 1048–1054.

FLESH, T.K. e Wilson, J.D., 1992. "A two-dimensional trajectory-simulation model for non-gaussian, inhomogeneous turbulence within plant canopies", *Boundary Layer Meteorology*, Vol. 61, pp. 349–374.

FLORYAN, J.M., 1997. "Stability of wall-bounded shear layers in the presence of simulated distributed surface roughness", *J. Fluid Mech.*, Vol. 335, pp. 29–55.

GARRAT, J.R., 1978. "Flux profile relations above tall vegetation", *Quart. J. Met. Soc.*, Vol. 104, pp. 199–211.

GARRAT, J.R., 1980. "Surface influence upon vertical profiles in the atmospheric near-surface layer", *Quart. J. Met. Soc.*, Vol. 106, pp. 803–819.

GARRAT, J.R., 1990. "The internal boundary layer - a review", *Boundary Layer Meteorology*, Vol. 50, pp. 171–203.

GARTSHORE, I.S. e Croos, K.A., 1977. "Roughness element geometry required for wind tunnel simulations of the atmosphere wind", *Journal of Fluids Engineering*, pp. 480–485.

GOWEN, R.A. e Smith, J.W., 1968. "Turbulent Heat Transfer from Smooth and Rough Surfaces", *Int. J. Heat Mass Trans.*, Vol. 11, pp. 1657–1673.

GUIMARÃES, J.H.D., Santos Jr., S.J.F., Su, J., Silva Freire, A.P., 1999. "The

Turbulent Boundary Layer Subjected to a Sudden Change in Surface Roughness and Temperature”, Proc. IMECE99, November 12-14, Tennessee, USA.

HAMA, F.R., 1954. ”Boundary Layers Characteristics for Smooth and Rough Surfaces”, Trans. Soc. Nav. Arch. Mar. Engrs., Vol. 62, pp. 333.

HEALZER, J.M., Moffat, R.J. e Kays, W.M., 1974. ”The Turbulent Boundary Layer on a Rough, Porous Plate: Experimental Heat Transfer with Uniform Blowing”, Report No HMT-18, Stanford University.

HOLMAN, J.P. e Gajda, Jr., W.J., 1989. ”Experimental methods for engineers”, McGraw-Hill, Inc., 5a Ed., Singapura.

HOLZTSLAG, A.A.M. e Nieuwsatdt, F.T.M., 1986. ”Scaling the atmospheric boundary layer”, Boundary Layer Meteorology, Vol. 36, pp. 201–209.

HUNT, J.C.R. e Fernholtz, H., 1975. ”Wind-tunnel simulation of the atmospheric boundary layer: a report on Euromech 50”, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 70, pp. 543–559.

JACKSON, P.S., 1978. ”Wind structure near a city center”, Boundary Layer Meteorology, Vol. 15, pp. 323–340.

JENSEN, N.O., 1978. ”Change surface roughness and the planetary boundary layer”, Quart. J. R. Met. Soc, Vol. 104, pp. 351–356.

JIANMIN M.A. e Daggupaty, S.M., 1998. ”Stability dependence of height scales and effective roughness length of momentum and heat transfer over roughness changes”, Boundary Layer Meteorology, Vol. 88, pp. 145–160.

KAIMAL, J.C. e Finningan, J.J., 1994. ”Atmospheric Boundary Layer Flows - Their structure and Measurement”, Oxford Uni. Press. Nova York, 302.

KAIMAL, J.C., Wyngaard, J.C., Izumi, Y. e Coté, O.R., 1972. ”Spectral characteristics of surface -layer turbulence”, Quart. J. Met. Soc., Vol. 98, pp. 536–589.

KAPLUN, S., 1967, ”Fluid mechanics and singular perturbations”, Academic Press.

KLINE, S.J., 1985a. ”The purposes of uncertainty analysis”, J. Fluids Engineering, Transactions of the ASME, Vol. 107, pp. 153-160.

KLINE, S.J., 1985b. ”1983 Symposium on uncertainty analysis closure”, J. Fluids Engineering, Transactions of the ASME, Vol. 107, pp. 181-182.

KRADER, B.A., 1981. "Temperature and Concentration Profiles in Fully Turbulent Boundary Layers", *Inter. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 24, no.9, pp. 1541–1544.

KROGSTAD, P.A. e Antonia, R.A., 1994. "Structure of Turbulent Boundary Layers on Smooth and Rough Walls ", *J. Fluid Mech.*, Vol. 277, pp. 1–21.

KROGSTAD, P.A. e Antonia, R.A., 1999. "Surface Roughness Effect in Turbulent Boundary Layers", *Exp. Fluids*, Vol. 27, pp. 450–460.

KROGSTAD, P.A., Antonia, R.A. e Browne, L.W. , 1992. "Comparison between Rough- and Smooth-Wall Turbulent Boundary Layers", *J. Fluid Mech.*, Vol. 245, pp. 599–617.

LASSAHN, G.D., 1985. "Uncertainty definition", *J. Fluids Engineering, Transactions of the ASME*, Vol. 107, pp. 179-180.

LAUNDER, B.E. e Spalding, D.B., 1974. "The Numerical Computation of Turbulent Flows", *Comp. Meth. App. Mech.*, Vol. 3, pp. 269–289.

LIGRANI, P.M. e Moffat, R.J., 1979. "Artificially Thickening a Smooth-Wall Turbulent Boundary Layer", *AIAA J.*, Vol. 17, pp. 907–910.

LIGRANI, P.M. e Moffat, R.J., 1985. "Thermal Boundary Layers on a Rough Surface Downstream of Step in Wall Temperature", *Boundary Layer Meteor.*, Vol. 31, pp. 127–147.

LIGRANI, P.M. e Moffat, R.J., 1986. "Structure of Transitionally Rough and Fully Rough Turbulent Boundary Layers", *J. Fluid Mech.*, Vol. 162, pp. 69–98.

LIGRANI, P.M., Moffat, R.J. e Kays, W.M., 1979. "The Thermal and Hydrodynamic Behavior of Thick Rough-Wall Turbulent Boundary Layers", Report No HMT-29, Stanford University.

LIGRANI, P.M., Moffat, R.J. e Kays, W.M., 1983. "Artificially Thickened Turbulent Boundary Layers for Studying Heat Transfer and Skin Friction on Rough Surfaces", *J. Fluids Eng.*, Vol. 105, pp. 146–153.

LOGAN, E. e Jones, J.B., 1963. "Flow in a pipe following an abrupt increase in surface roughness", *Trans. ASME, Ser. D, J. Basic*, Vol. 85, pp. 35–40.

MAKITA, H., 1968. "Response of a Turbulent Boundary Layer to a Dudden Change in Surface Roughness", *Mech. Eng. Thesis*, Uni. of Tokyo.

MARYON, R.H., 1989. "The effect of grid resolution upon the numerical modeling

of the convective boundary layer”, *Boundary Layer Meteorology*, Vol. 46, pp. 69–91.

MOORE, W.L., 1951. ”An Experimental Investigation of the Boundary Layer Development Along a Rough Surface”, Ph.D. Thesis, State University of Iowa.

MOFFAT, R.J., 1985. ”Using uncertainty analysis in the planing of an experiment”, *J. Fluids Engineering, Transactions of the ASME*, Vol. 107, pp. 173-178.

MULHEARN, P.J., 1977. ”Relations between surface fluxes and mean profiles of velocity, temperature and concentration, downwind of a change in surface roughness”, *Quart. J. Met. Soc.*, Vol. 103, pp. 785–802.

MULHEARN, P.J., 1978. ”A wind-tunnel boundary layer study of the effects of a surface roughness change: rough to smooth”, *Boundary Layer Meteorology*, Vol. 15, pp. 3–30.

MONTGOMERY, D.C., 1991. ”Design and analysis of experiments”, John Wiley & Sons, 3a Ed., Singapura.

NAKRA, B.C. e Chaudhry, K.K., 1985. ”Instrumentation measurement and analysis”, McGraw-Hill, Inc., Nova Deli.

NIKURADSE, J., 1933. ”Stromungsgesetze in Rauhen Rohren”, V. D. I. Forshungsheft No. 361.

OLIVEIRA, A.P. e Fitzjarrald, D.R., 1994. ”The Amazon river breeze and the local boundary layer: II. linear analysis and modeling”, *Boundary Layer Meteorology*, Vol. 67, pp. 75-96.

ORLANDO, A.F., Moffat, R.J. e Kays, W.M., 1974. Report No HMT-16, Stanford University.

PANOFSKY, H.A., 1972. ”Tower Micrometeorology”, in D. Haugen(ed.), Workshop on Micrometeorology, American Meteorological Soc..

PANOFSKY, H.A., Larko, D., Lipschutz, R., et al., 1982. ”Spectra of velocity components over complex terrain”, *Quart. J. Met. Soc.*, Vol. 108, pp. 215–230.

PANOFSKY, H.A. e Townsend, A.A., 1963. ”Change of terrain roughness and the wind profile”, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, Vol. 90, pp. 147–155.

PANOFSKY, H.A., Dutton, J.A., 1984. ”Atmospheric turbulence”, John Wiley & Sons, pp. 415.

PERRY, A.E. e Abel, C.J., 1977. "Asymptotic Similarity of Turbulence Structures in Smooth and Rough-Walled Pipes", *J. Fluid Mech.*, Vol. 79, pp. 785-799.

PERRY, A.E., Henbest, S.M. e Chong, M.S., 1986. "A Theoretical and Experimental Study of Wall Turbulence", *J. Fluid Mech.*, Vol. 165, pp. 163-199.

PERRY, A.E. e Joubert, P.N., 1963. "Rough-Wall Boundary Layers in Adverse Pressure Gradients", *J. Fluid Mech.*, Vol. 17, pp. 193-211.

PERRY, A.E., Lim, K.L. e Henbest, S.M., 1987. "An Experimental Study of the Turbulent Structure in Smooth- and Rough-wall Boundary Layers", *J. Fluid Mech.*, Vol. 177, pp. 437-466.

PERRY, A.E., Schofield, W.H. e Joubert, P.N., 1969. "Rough-Wall Turbulent Boundary Layers", *J. Fluid Mech.*, Vol. 37, pp. 383-413.

PERIC e Schreurerer(1989)

PLATE, E., 1982. "Engineering Meteorology", Elsevier, pp. 771.

PLATE, E. Hidy, G.M., 1967. "Laboratory Study of Air Flowing over a smooth surface onto small water waves", *J. Geophys. Res.*, Vol. 72, pp. 4627-4641.

PRANDTL, L. e Schlichting, H., 1934. "Das Widerstandagesetz rouher Platten", *Verf Reederer Hafen*, Vol. 15, pp. 1-4.

RAO, K.S., Wyngaard, J.C. e Coté, O.R., 1974a. "Local Advection of Momentum, Heat and Moisture in Micrometeorology". *Boundary Layer Meteorol.* Vol. 31, pp. 738-746.

RAO, K. S., Wyngaard, J.C., Coté, O.R., 1974b. "The structure of the two-dimensional internal boundary layer over a sudden change of surface roughness", *J. of Atmospheric Sciences*, Vol. 31, pp. 738-746.

RAUPACH, M.R., Finningan, J.J. e Brunet, Y., 1996. "Coherent eddies and turbulence in vegetation canopies: the mixing-layer analogy", *Boundary Layer Meteorology*, Vol. 78, pp. 351-382.

RIDER, N.E., Philip, J.R. e Bradley, E.F., 1963. "The horizontal transport of heat and moisture - a micrometeorological study", *Advection of heat and moisture*, pp. 507-531.

RUSSEN, R.D. e Takle, E.S., 1989. "A moving grid finite-element model of the bulk properties of the atmospheric boundary layer", *Boundary Layer Meteorology*, Vol. 46,

pp. 113–132.

SCHOFIELD, W.H., 1975. "Measurements in Adverse-Pressure-Gradient Turbulent Boundary Layers with a Step Change in Surface Roughness", *J. Fluid Mech.*, Vol. 70, pp. 573–593.

SHAFI, H.S. e Antonia, R.A., 1997. "Small-Scale Characteristics of a Turbulent Boundary Layer over a Rough-Wall", *J. Fluid Mech.*, Vol. 342, pp. 263–293.

SILVA FREIRE, A.P. e Hirata, M.H., 1990. "Analysis of Thermal Turbulent Boundary Layers over Rough Surfaces", *Proc. III ENCIT*, pp. 313–316.

SILVA FREIRE, A.P., Avelino, M.R., Castanheira, L.C.S., 1998. "The State of Art in Turbulence Modeling in Brazil", *RBCM*, Vol. XX, No. 1, pp. 1–38.

SMITS, A.H. e Wood, D.H., 1985. "The response of turbulent to sudden perturbations", *Ann. Rev. Fluid Mech.*, Vol. 17, pp. 321–358.

SORBJAN, Z., 1986. "On similarity in the atmospheric boundary layer", *Boundary Layer Meteorology*, Vol. 34, pp. 377–397.

SU, J., Avelino, M.R., Silva Freire, A.P., 1999. "Analytical Prediction of Friction Factors and Heat Transfer Coefficients of Turbulent Forced Convection in Rod Bundles with Surface Roughness", *XV Congresso Brasileiro de Engenharia Mecânica (COBEM)*.

TANI, I., 1968. "AFOSR-IFP- Stanford Conference on Computation of Boundary Layers", Stanford University.

TAYLOR, P.A., 1969a. "On wind and shear stress profiles above a change in surface roughness, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, Vol. 95

TAYLOR, P.A., 1969b. "On planetary boundary layer flow under conditions of neutral thermal stability, 427–431

TAYLOR, P.A., 1969c. "The Planetary Boundary Layer above a Change in Surface Roughness", *J. Atmos. Sci.*, Vol. 26, pp. 432–440.

TAYLOR, R.P., Coleman, H.M. e Hodge, B.K., 1989. "Prediction of Heat Transfer in Turbulent Flow over Rough Surfaces", *J. Heat Trans.*, Vol. 111, pp. 568–572.

THOMPSON, R.S., 1978. "Note on the Aerodynamic Roughness Length for Complex Terrain", *J. Appl. Meteorol.*, Vol. 17, pp. 1402–1403.

TOWNSEND, A.A., 1965. "The response of a turbulent boundary layer to abrupt

change in surface conditions”, *J. Fluid Mech.*, Vol. 22, part 4, pp. 799–822.

TOWNSEND, A.A., 1966. ”The flow in turbulent boundary layer after a change in surface roughness”, *J. Fluid Mech.*, Vol. 26, part 2, pp. 255–266.

WOOD, D.H., Antonia, R.A., 1975. ”Measurements in turbulent boundary layer over a d-Type surface roughness”, *Journal of Applied Mechanics*, pp. 591–593.

WRIGHT, S.D., Elliot, L., Ingham, D.B. e Hewson, M.J.C., 1998. ”The adaptation of the atmospheric boundary layer to a change in surface roughness”, *Boundary Layer Meteorology*, Vol. 89, pp. 175–195.

WYNGAARD, J.C., 1973. ”On surface layer turbulence”, in D. Haugen(ed.), *Workshop on Micrometeorology*, American Meteorological Soc., pp. 101–148.

WYNGAARD, J.C., 1990. ”Scalar fluxes in the planetary boundary layer - theory, modeling, and measurement”, *Boundary Layer Meteorology*, Vol. 50, pp. 49–75.

WYNGAARD, J.C., 1992. ”Atmospheric turbulence”, *Annuary Review of Fluid Mechanics*, Vol. 24, pp. 205–233.

ZILITINKEVICH, S.S., 1989. ”The temperature profile and heat transfer law in a neutrally and stable stratified planetary boundary layer”, *Boundary Layer Meteorology*, Vol. 49, pp. 1–5.