

ESCOAMENTOS SOBRE SUPERFÍCIES RUGOSAS E ELEVAÇÕES TOPOGRÁFICAS

Juliana Braga Rodrigues Loureiro.

TESE SUBMETIDA AO CORPO DOCENTE DO PROGRAMA DE ENGENHARIA MECÂNICA DA COORDENAÇÃO DE PROGRAMAS DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA DA UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO DE JANEIRO COMO PARTE DOS REQUISITOS NECESSÁRIOS À OBTENÇÃO DO GRAU DE MESTRE EM ENGENHARIA MECÂNICA.

Aprovado por:

Prof. Atila Pantaleão Silva Freire, Ph.D.

(presidente)

Prof. Renato Machado Cotta, Ph.D.

Prof. Luiz Cláudio Gomes Pimentel, D.Sc.

Prof. Luis Fernando Alzuguir Azevedo, Ph.D.

Rio de Janeiro, RJ - Brasil

Fevereiro de 2005.

Loureiro, Juliana Braga Rodrigues.

Escoamentos sobre superfícies rugosas e elevações topográficas.

(Rio de Janeiro) 2005.

vi, 142 p 29,7cm (PEM/COPPE/UFRJ, Engenharia Mecânica, 2005).

Tese de Mestrado - Universidade Federal do Rio de Janeiro.

1. Fenômenos de Transporte I. PEM/COPPE/UFRJ II. Título (Série)

AGRADECIMENTOS

Aos meus avós queridos, Alfredo e Camélia Braga, por todo amor e carinho, e pela família que vocês constituíram. A minha mãe, por todo seu esforço, atenção e dedicação, a minha irmã, pela amizade e paciência, e ao meu pai, por me ensinar um pouco do que é a vida. A minha família, pela união e pelo apoio incondicional.

Ao Professor Atila P. Silva Freire, minhas palavras não são suficientes para demonstrar toda a minha gratidão, admiração e respeito. A sua seriedade, criatividade e entusiasmo pelo trabalho incentiva os seus alunos, e faz do estudo da Turbulência em Fluidos uma tarefa menos árdua. Agradeço mais uma vez por todas as cordiais horas de trabalho, e especialmente pelo Laboratório de Mecânica da Turbulência, por ser uma fonte inesgotável de estímulo e de enriquecimento acadêmico e profissional para os alunos.

A todos os amigos do Laboratório de Mecânica da Turbulência, pela convivência sempre agradável. Ao Daniel Rodrigues, por toda ajuda com os meus problemas de informática e pelos programas de aquisição de anemometria a fio-quente, ao André Monteiro, pelo empenho no trabalho e pelo reparo dos sensores de fio-quente, à Dani, à Hilda e ao Brasil, pelas conversas sempre enriquecedoras. Um agradecimento especial segue ao Ricardo Balian, a quem eu também muito admiro e respeito pela sua grande competência técnica e dedicação ao trabalho. O trabalho na oficina, uma das áreas mais movimentadas do Laboratório, muito me ensinou sobre os aspectos práticos da Engenharia Mecânica. À Maria Valentina, meu muito obrigada pela companhia sempre querida e cheirosa, e pela ajuda constante.

Agradeço ao Prof. Renato Cotta, pelas aulas alegres e pelas inúmeras cartas de recomendação. Meus agradecimentos ao Prof. Daniel Cruz, pela agradável companhia de fim de ano, pelas conversas enriquecedoras não só sobre Mecânica dos Fluidos, e em especial, por ter trazido o Prof. Pinho ao Rio de Janeiro. Aos professores do Departamento de Engenharia Mecânica da Universidade Federal do Rio de Janeiro, responsáveis pela minha formação acadêmica.

Ao Prof. Fernando Pinho, meus mais sinceros agradecimentos por ter acreditado na possibilidade do trabalho em conjunto, pelos ensinamentos sobre anemometria laser–Doppler, pelas discussões sempre construtivas e enriquecedoras. Agradeço especialmente por toda a ajuda em acolher-me, garantindo toda a infra-estrutura para o meu pleno bem-estar, pela sua presença sempre solícita e pelos oito meses de convivência agradável durante o meu estudo em Portugal.

Agradeço aos colegas do Departamento de Engenharia Mecânica da FEUP, ao Pedro Resende, Alexandre Afonso e Adélio Cavadas pela companhia sempre agradável no gabinete. Agradeço especialmente ao Adélio Cavadas, por toda ajuda, desde o princípio, e especialmente por ouvir-me nos dias de menos otimismo.

Para a Profa. Maria Fernanda, responsável pelo Laboratório de Hidráulica da FEUP, meus agradecimentos não são suficientes para expressar a minha alegria por ter realizado os meus experimentos. Mas agradeço especialmente pela companhia diária sempre muito alegre e risonha, por escutar meus incessantes pedidos, pela ajuda com a prática da anemometria a laser-Doppler. Agradeço também pelo exemplo de profissionalismo, e pela atenção e preocupação que a Professora teve para comigo.

Ao Prof. Rodrigo Maia, à Profa. Maria Fernanda, e à Enga. Ana Lopes, agradeço por terem permitido o trabalho em conjunto, e por todos os ensinamentos e lições que dele resultaram. Agradeço também ao Prof. Tentúgal Valente, pela visitas constantes ao Laboratório de Hidráulica, e pelo interesse no andamento deste trabalho.

Meus mais sinceros agradecimentos ao Sr. Jerónimo de Souza, por toda ajuda, amizade e paciência para comigo. Agradeço pela ajuda na construção do modelo da colina e pela preparação do canal de água para este trabalho. Sem o seu trabalho, criatividade e dedicação este estudo não teria sido realizado. À querida Dona Fátima Monteiro, agradeço pela companhia sempre terna e carinhosa, pelos pratos deliciosos, e pelas receitas da culinária portuguesa.

A minha lista de gratidão, especialmente em Portugal, é muito grande. Meus verdadeiros agradecimentos à Dona Esmeralda pela ajuda na minha volta para casa, ao Sr. Domingos,

pela presença e ajuda constante, ao Sr. Felipe, pela ajuda técnica diária no Laboratório de Hidráulica. Aos colegas Ana Lopes, pela amizade e pelo apoio, Rui Aleixo, pela companhia no trabalho experimental e pelas construtivas conversas sobre Mecânica dos Fluidos, Elsa Carvalho, pela companhia agradável e pelo convívio diário. Agradeço também a todos os colegas da Hidráulica que fizeram da minha estada em Portugal, apesar de todos os contratempos, um período de boas lembranças.

Agradeço ao Programa $\text{Al}\beta\text{an}$, Programa de Bolsas de Alto Nível da União Européia para Estudantes da América Latina, N° E03M23761BR, pelo financiamento da parte deste mestrado conduzida na Universidade do Porto, Portugal.

Agradeço à Capes pela bolsa de estudos durante a parte do mestrado conduzida no Brasil.

Resumo da tese de Mestrado apresentada ao PEM/COPPE/UFRJ como parte dos requisitos necessários à obtenção do grau de Mestre em Engenharia Mecânica.

ESCOAMENTOS SOBRE SUPERFÍCIES RUGOSAS E ELEVAÇÕES TOPOGRÁFICAS

Juliana Braga Rodrigues Loureiro.

Fevereiro de 2005.

Orientador: Atila Pantaleão Silva Freire.

Instituição: Universidade Federal do Rio de Janeiro, (PEM/COPPE/UFRJ).

Co-orientador: Fernando M. C. Tavares de Pinho

Instituição: Faculdade de Engenharia da Universidade do Porto, (DEM/FEUP).

O objetivo deste estudo reside em investigar experimentalmente escoamentos geofísicos complexos de microescala com o propósito de contribuir para uma melhor compreensão dos mecanismos que regem o comportamento geral da camada limite atmosférica. É de conhecimento geral que inúmeros são os fatores que exercem forte influência sobre a estrutura da camada limite atmosférica, como, por exemplo, o aquecimento diferencial do solo por efeito da radiação solar, as diferentes condições de equilíbrio da atmosfera, a variação de rugosidade da superfície, as mudanças de elevação na topografia, a não estacionariedade do ciclo diurno, entre outros. Dentro deste contexto, o presente trabalho contemplou dois casos de interesse. O primeiro caso consistiu em estudar a não estacionariedade intrínseca à variação das condições de estratificação da atmosfera em combinação com os efeitos de variação de rugosidade da superfície. O segundo caso, em uma escala crescente de dificuldade, consistiu em investigar isoladamente os efeitos que variações locais de orografia exercem nas propriedades de camadas limite sob diferentes condições de estabilidade atmosférica. Visto a complexidade do tema abordado, este trabalho foi dividido em duas partes: o estudo do ciclo diurno sobre superfícies de diferentes rugosidades foi realizado em um túnel de vento estratificado no Laboratório de Mecânica da

Turbulência da Universidade Federal do Rio de Janeiro (PEM/COPPE/UFRJ), enquanto a simulação de elevações abruptas com presença de separação da camada limite foram realizadas no Laboratório de Hidráulica e Recursos Hídricos da Faculdade de Engenharia da Universidade do Porto, Portugal, (LHRH/FEUP). Nos experimentos em túnel de vento, foram medidos os campos de velocidade e de temperatura instantâneos, sendo utilizado como instrumentação básica a anemometria de fio-quente, em conjunto com termopares. A validade da analogia de Reynolds, o comportamento do número de Stanton e a variação dos parâmetros de rugosidade foram avaliados no regime de convecção transiente. Os resultados mostram um comportamento linear crescente para o número de Stanton no ciclo de aquecimento, e um comportamento uniforme durante o período de resfriamento. A analogia de Reynolds foi considerada válida assumindo uma margem de erro de 10% no cálculo da escala de rugosidade. Isso implica que a variação da temperatura de atrito na superfície acontece de modo análogo à temperatura na superfície. Considerando as limitações da anemometria térmica em avaliar escoamentos com separação e regiões de recirculação, o caso de escoamentos sobre colinas íngremes em atmosfera neutra foi simulado no canal de água do Laboratório de Hidráulica (LHRH/FEUP). A camada limite ao redor de um modelo de colina abrupta foi investigado através da anemometria laser-Doppler. Foram medidas as componentes de velocidade média longitudinal e transversal, as respectivas grandezas turbulentas, e também a componente cisalhante do tensor de Reynolds. Foi feita visualização do escoamento para todos os casos com o propósito de analisar qualitativamente os tipos de escoamentos simulados e estimar a extensão da zona de separação à jusante da elevação abrupta. Os resultados permitem avaliar o comportamento do campo médio sobre a colina, o máximo aumento da velocidade junto ao topo, denotado por fator “speed-up”. A influência provocada pela elevação no campo turbulento foi investigada com base no conceito de equilíbrio local e distorção da turbulência. Os resultados revelam que os picos das tensões normais e cisalhantes acontecem aproximadamente na borda da região de separação, caracterizando um comportamento típico de uma camada de mistura.

Abstract of the thesis submitted to PEM/COPPE/UFRJ as partial fulfilment of the requirements for the degree of Master in Sciences in Mechanical Engineering.

**FLOW OVER ROUGH SURFACES
AND TOPOGRAPHIC ELEVATIONS**

Juliana Braga Rodrigues Loureiro.

February, 2005.

Supervisor: Atila Pantaleão Silva Freire.

Institution: Federal University of Rio de Janeiro, (PEM/COPPE/UFRJ).

Co-supervisor: Fernando M. C. Tavares de Pinho.

Institution: School of Engineering, Oporto University, (DEM/FEUP).

The objective of this study is to perform the experimental investigation of complex microscale geophysical flows aiming at generating a better understanding of the mechanisms which control the general behaviour of the atmospheric boundary layer. The rotation of the earth, the changing weather conditions, the variations in surface properties, all these phenomena name only a few of numerous effects that conspire to establish a strong dependence of the statistical properties of the atmospheric boundary layer on time and space. Baring in mind the complexity of the physical phenomena involved in the atmospheric flows, the present study has focused its attention on two main cases of interest. In the first case, the intrinsic non-stationarity of the varying stability conditions of the atmosphere combined with the effects of the changes in surface roughness were investigated. In the second case, and as a further step in a increasing scale of difficulty, the influences caused by local orography variations on the properties of the boundary layer under neutral condition were investigated. The study of the diurnal cycle over rough and smooth surfaces was conducted at the Laboratory of Turbulence Mechanics of the Federal University of Rio de Janeiro (PEM/COPPE/UFRJ). Instantaneous velocity and temperature fields were measured through the hot-wire anemometry and thermocouples.

The validity of the Reynolds analogy, the behaviour of the Stanton number, and the variations of the roughness lengths were evaluated under the transient convective regime. The results show a linear increase in Stanton number in the heating cycle, whereas, in the cooling cycle, Stanton number remains nearly constant. The Reynolds analogy was observed to be valid taking into account a 10% uncertainty embedded on the graphical method used to evaluate the roughness characteristic lengths. This fact implies that the skin friction temperature and the wall temperature must keep a constant relationship during the whole heating and cooling cycles. The study on changes in local orography were conducted at the Laboratory of Hydraulics of the Faculty of Engineering, University of Oporto, Portugal, (LHRH/FEUP). Regarding the limitations of the thermal anemometry in investigating separated and recirculating flows, the study of flows over steep elevation under near neutral conditions were accomplished at the Laboratory of Hydraulics of the University of Oporto, Portugal. The boundary layer over a model hill was investigated inside a water channel using laser-Doppler anemometry. Longitudinal and vertical mean velocity components were measured, as well as the normal and shearing terms of the Reynolds stress tensor. Flow visualization was used to characterise the separation and reattachment points and the extension of the recirculation region. The results allow for the evaluation of the maximum velocity increase on the top of the hill, that is, of the speed up factor. An analysis of the turbulent field based on the concept of local equilibrium and rapid distortion of turbulence was also performed.

Conteúdo

1	A Complexidade dos Escoamentos Atmosféricos: Motivação para o Presente Estudo	1
1.1	Introdução	1
1.2	Escoamento sobre Rugosidade	3
1.3	Escoamentos sobre Colinas	5
2	O Ciclo Diurno sobre Superfícies com Diferentes Rugosidades	8
2.1	Revisão Bibliográfica	8
2.2	Fundamentos Teóricos	13
2.2.1	O Conceito de Deslocamento na Origem	13
2.2.2	Hipóteses do Problema e Condições de Similaridade	21
2.2.3	Dedução das Equações para o Ciclo Diurno	23
2.3	Método Experimental	29
2.3.1	O Túnel de Vento Estratificado	29
2.3.2	A Anemometria de Fio-quente	31
2.3.3	Condições Experimentais	36
2.4	Resultados	39
2.4.1	A Camada Limite Aerodinâmica	39
2.4.2	A Camada Limite Térmica Transiente	42
3	O Escoamento sobre Variação de Orografia	51
3.1	Revisão Bibliográfica	52
3.2	Fundamentos Teóricos	60
3.2.1	A Estrutura do Escoamento sobre Colinas	61

3.2.2	O fator “Speed-up”	63
3.2.3	Distorção do Campo Turbulento	64
3.2.4	Separação do Escoamento	67
3.3	Método Experimental	71
3.3.1	Características do Modelo de Variação Orográfica	71
3.3.2	A Técnica de Anemometria Laser-Doppler	74
3.3.3	Condições Experimentais	87
3.3.4	Método de Medição e Cálculo das Tensões Cisalhantes	92
3.3.5	Análise de Incertezas	94
3.4	Resultados	98
3.4.1	A Camada Limite Não-Perturbada	100
3.4.2	O Campo de Velocidade Média sobre a Colina	108
3.4.3	Visualização do Escoamento	112
3.4.4	O Comportamento da Turbulência sobre a Colina	114
4	Conclusão	128
4.1	Escoamento sobre Superfície Rugosa	128
4.2	Escoamento sobre Variação de Topografia	129
5	Bibliografia	132

Capítulo 1

A Complexidade dos Escoamentos Atmosféricos: Motivação para o Presente Estudo

1.1 Introdução

A ubiqüidade da turbulência na natureza é um fato inegável. Os diversos tipos de escoamento presentes na atmosfera terrestre são invariavelmente complexos, de árdua abordagem teórica e intrincadas aproximações práticas. O grande óbice na obtenção de procedimentos simples e universais para a predição das propriedades da atmosfera está no caráter essencialmente heterogêneo, transiente e turbulento dos escoamentos de microescala.

As dificuldades de origem matemática normalmente são mais intratáveis do que as de aspecto prático da observação do fenômeno. As equações de Navier-Stokes, que regem a dinâmica dos fluidos, são equações diferenciais parciais de segunda ordem, não-lineares e que, portanto, colocam severas limitações quando da obtenção de resultados práticos. Somente na última década, ainda assim com várias restrições, os computadores alcançaram capacidade de processamento suficiente para permitir soluções diretas das equações de Navier-Stokes. Além disso, obter soluções analíticas destas equações é quase tão difícil quanto resolvê-las diretamente. Por esta razão, a maior parte do conhecimento disponível hoje foi alcançado com base em uma forte interpretação física dos fenômenos, o que tornou a experimentação uma ferramenta fundamental na modelagem de escoamentos complexos.

De fato, são muitos os parâmetros que conspiram em estabelecer uma forte dependência das propriedades estatísticas da camada limite atmosférica (CLA) com relação

ao tempo e ao espaço. Naturalmente, devido a sua importância e complexidade, esta região do escoamento, que ocupa os primeiros 500-1000 m adjacentes à superfície da Terra, sempre despertou a curiosidade e o interesse de muitos estudiosos. Pois, é nessa região onde ocorrem os maiores gradientes de velocidade, temperatura e umidade do ar, e, dessa forma, o comportamento da CLA influencia diretamente a vida e as atividades humanas.

A capacidade de prever corretamente a dinâmica atmosférica está diretamente ligada à modelagem física e matemática utilizada para descrever a camada limite atmosférica. Esta descrição, para tanto, deve levar em consideração fatores que influenciam o seu comportamento, como os efeitos de estratificação, inclinação da topografia, rugosidade da superfície, do ciclo diurno, entre outros. Daí o interesse de se investigar escoamentos atmosféricos complexos através de estudos cada vez mais detalhados.

O presente trabalho se dedicará ao estudo de dois dos fatores citados acima. Especificamente, estudaremos os efeitos do aquecimento transiente do solo combinado com a presença de rugosidade, além de, separadamente, analisar os efeitos de elevações abruptas na superfície. A motivação para isso é simples, esses dois efeitos são os que com maior frequência ocorrem na natureza. Além disso, antes de combiná-los – uma ambição futura dessa pesquisa – convém estudá-los separadamente. Portanto, o presente trabalho estará estruturado ao redor de dois capítulos base: um versando sobre rugosidade e aquecimento superficial, outro versando sobre elevação da superfície.

Sob o ponto de vista da metodologia adotada, no texto a seguir daremos ênfase à caracterização experimental dos escoamentos sob escrutínio. Na realidade, no capítulo sobre rugosidade, uma detalhada discussão sobre a modelagem das camadas internas pelo conceito de deslocamento na origem será efetuada. Entretanto, será apenas pela simulação experimental em um túnel de vento que poderemos avançar no esclarecimento dos pontos levantados. Nesse capítulo, a anemometria de fio-quente, juntamente com medições por termopares, será a técnica experimental utilizada.

No capítulo sobre elevações topográficas, ou colinas, efetuamos os experimentos em um canal. Por ser a colina idealizada considerada abrupta, o que provoca uma grande região de separação a sua jusante, a técnica de anemometria de fio-quente passa a não ser

a mais adequada. Isto, pela sua dificuldade em discriminar o sentido do escoamento. Para contornar esse problema, uma solução elegante foi, então, realizar os experimentos em água utilizando a anemometria laser-Doppler como técnica de referência para as medições.

Os dois capítulos base da tese possuem, portanto, o mérito de lidarem com técnicas experimentais bastante distintas. Isso permitiu que cada problema fosse abordado de acordo com seu melhor método de caracterização. Foi também essa circunstância que deu forma ao presente texto.

Sob o ponto de vista da contribuição do presente trabalho, penso serem os dois capítulos base totalmente originais. Sobre a análise de escoamentos sobre superfícies rugosas em regime de transferência de calor não estacionário, muito pouco pude apurar. A respeito do escoamento sobre colinas abruptas, apenas um outro trabalho, como veremos posteriormente, apresenta medidas na região de separação. De qualquer forma, deixaremos claro em seus respectivos capítulos, os avanços específicos obtidos pelo presente estudo.

1.2 Escoamento sobre Rugosidade

Os estudos precursores na tentativa de entender os escoamentos atmosféricos abordavam situações muito simples, quase que idealizadas, de escoamentos sobre superfícies planas, uniformes e lisas (i.e. superfícies pouco rugosas, como grama e outras vegetações rasteiras). Os primeiros esforços realizados de forma contínua para a caracterização de situações mais complexas datam do início da década de 60, quando escoamentos passando de um tipo de superfície, para outra de diferente rugosidade, começaram a ser estudados. Desde então, vários trabalhos enriqueceram a compreensão sobre a dinâmica do escoamento quando sujeitos a variações de rugosidade da superfície do solo.

Dentro da seqüência histórica, quase que simultaneamente aos escoamentos sobre superfícies rugosas, pesquisas começaram a ser conduzidas acerca das diferentes condições de estabilidade da atmosfera. As primeiras teorias sobre a modelagem da estabilidade atmosférica datam da década de 70 e, assim como o assunto de rugosidade, ainda hoje permanecem objeto de grandes discussões. É importante reconhecer, contudo, que o prin-

principal efeito do aquecimento progressivo das parcelas de ar adjacentes à superfície, por ação dos raios solares, é imprimir diferentes estados característicos na CLA ao longo dos dias e das noites. Com o nascer do sol, a superfície da Terra é continuamente aquecida pela radiação solar, que indiretamente aquece o ar seu redor. Este processo dá origem a uma camada limite atmosférica convectiva que se desenvolve ao longo do dia. As principais características dessa camada convectiva são o equilíbrio instável das parcelas de ar e o alto grau de mistura proporcionado pelas forças de empuxo. Com a aproximação do por do sol essa movimentação por empuxo perde energia, provocando o resfriamento da superfície e gerando assim uma camada limite estável, caracterizada pelo decaimento do nível de intensidade turbulenta.

Durante este processo dinâmico de transição entre instabilidade e estabilidade ocorrem importantes e pouco conhecidos fenômenos como a intermitência e o decaimento da turbulência atmosférica. Esse processo é denotado na literatura por ciclo diurno. Ao longo desse período de aquecimento e resfriamento do solo, diferentes mecanismos, em diferentes instantes de tempo e agindo em regiões específicas do escoamento, regem a transferência de calor e a variação da quantidade de movimento na região próxima à superfície. A priori, intuitivamente, seria possível acreditar na quebra da validade de teorias pré-estabelecidas, como a analogia de Reynolds, que nos fornece informações sobre o coeficiente de troca térmica a partir do coeficiente de atrito na superfície. Na literatura meteorológica, dois fatores principais são amplamente utilizados para caracterizar as superfícies rugosas, nomeadamente o parâmetro que caracteriza a geometria da rugosidade, z_0 e o parâmetro de representa a interação dinâmica entre a rugosidade e a superfície, d . Ainda hoje, o modo como estes parâmetros variam de acordo com as condições de estratificação é muito pouco conhecido, sendo, portanto, os mecanismos físicos responsáveis por estas variações muito pouco compreendidos.

Neste trabalho, estudaremos a relação entre os parâmetros que caracterizam as superfícies rugosas e a analogia de Reynolds. Para isso, investigaremos o conceito de deslocamento na origem para ambas, a camada limite de velocidade e a camada limite de temperatura.

1.3 Escoamentos sobre Colinas

Haja visto a complexidade dos problemas já citados, a extensão destes estudos a situações mais complexas como o escoamento sobre colinas e vales foi apenas efetuada nos últimos vinte anos. De fato, o acúmulo de conhecimento em ciências atmosféricas acontece de forma lenta e progressiva, estando o cerne de tamanha dificuldade tanto na observação do fenômeno quanto em sua descrição matemática. Com seu caráter essencialmente caótico, a turbulência imprime um alto grau de mistura e uma riqueza de escalas aos escoamentos atmosféricos, o que dificulta em especial as previsões numéricas do fenômeno. Os primeiros experimentos de campo capazes de retratar a estrutura da turbulência atmosférica datam somente do final da década de 60, quando foi possível empregar equipamentos com alta frequência de resposta distribuídos em diferentes regiões do escoamento. Muitos estudos ainda precisam ser realizados na tentativa de compreender a influência da estratificação do escoamento nos efeitos impostos pela elevação de orografia no comportamento da CLA.

Normalmente a maioria das fontes de poluição do ar estão localizadas em terrenos complexos. Desta forma, os efeitos de estabilidade da atmosfera já descritos, combinados com variações topográficas do terreno podem gerar condições de forte concentração de poluentes. Exemplos típicos são as zonas de recirculação que se formam atrás de colinas abruptas e em vales. Conhecer a dinâmica desse escoamento é, portanto, crucial para uma análise fiel da dispersão de poluentes em uma dada região.

O estudo de escoamentos turbulentos do tipo camada limite sobre colinas contribui fundamentalmente para a compreensão dos mecanismos que controlam o comportamento de escoamentos complexos. À luz destes conhecimentos básicos, muitas soluções para os problemas práticos ambientais e de engenharia podem ser fornecidos. Certamente um dos exemplos mais característicos de escoamentos complexos é a combinação entre a variação de orografia e a estratificação da atmosfera. Naturalmente, a superfície da Terra raramente satisfaz as condições de uniformidade, planicidade e homogeneidade. Em adição, na vida real, todos estes efeitos estão presentes de forma aleatória e concomitante.

O efeito global da presença de colinas no escoamento é aumentar o arrasto da superfície na movimentação atmosférica de grandes escalas. É surpreendente que este efeito só tenha

começado a ser considerado pelos modelos numéricos de previsão do tempo no início da década de 90, quando a malha computacional tornou-se refinada o suficiente para que este arrasto adicional pudesse ser contabilizado. Os primeiros passos consistiram na introdução somente do arrasto produzido pelas ondas gravitacionais que se formam na base das colinas. A necessidade de se introduzir também os efeitos gerados pelo arrasto de forma só foi reconhecida muito recentemente, e consideráveis progressos podem ser atingidos quando os efeitos de estratificação forem contabilizados em conjunto com o efeito de elevação da topografia.

Em um escoamento que envolve uma colina, algumas linhas de corrente se aproximam da superfície enquanto outras podem tender a recircular na região de esteira. Além disso, a estrutura da turbulência é fortemente modificada pela ação dos efeitos de elevação da topografia, especialmente na esteira.

Um outro aspecto muito especial da dinâmica do escoamento sobre colinas é que a CLA é distorcida ao longo de um comprimento característico horizontal L_H , que é comparável a ou menor que a altura da camada limite δ . Isso implica que em grande fração da altura da camada limite, a estrutura da turbulência não possui tempo suficiente para entrar em equilíbrio local durante a distorção; e portanto um cuidado especial deve ser dedicado à modelagem da turbulência ao longo da elevação de topografia. Em conjunto, essas variações no campo médio e turbulento do escoamento afetam significativamente os processos de mistura na CLA. Dentre alguns exemplos estão a transferência de calor e massa nas proximidades da superfície, a precipitação de nuvens de chuva, e a dispersão de poluentes.

Os escoamentos atmosféricos são significativamente acelerados sobre o topo da elevação orográfica, mesmo quando as inclinações máximas são pequenas, porque o cisalhamento proveniente do escoamento à montante amplifica esta aceleração. Uma medida desta aceleração é fornecida pelo fator “speed up”, definido como o maior aumento de velocidade no topo da colina. Este fator serve como uma importante estimativa para determinar a localização de turbinas eólicas para o melhor aproveitamento de energia, e para o cálculo de esforços em estruturas sujeitas a este tipo de escoamento.

Neste trabalho estudaremos os efeitos que variações locais de orografia exercem nas

propriedades de camadas limite sob condições de estabilidade neutra. Em particular, abordaremos o caso de uma colina abrupta, com uma larga região de recirculação.

Capítulo 2

O Ciclo Diurno sobre Superfícies com Diferentes Rugosidades

2.1 Revisão Bibliográfica

De um modo geral, a modelagem física dos fenômenos atmosféricos remete à observação direta da natureza ou à investigação em laboratório. Os experimentos de campo são realizados, via de regra, através de instrumentos fixados em torres de estações meteorológicas ou ainda colocados em balões cativos. Em ambos os casos as dificuldades operacionais são inúmeras, especialmente quando se deseja investigar grandezas turbulentas. Acrescido às dificuldades técnicas estão os elevados custos de aquisição e manutenção de equipamentos e instalações experimentais para a investigação direta da atmosfera. Face a essas limitações, uma parte considerável dos trabalhos neste assunto provém de pesquisas conduzidas em túnel de vento, como apresentado nos parágrafos a seguir.

Considerando as variações de propriedades da superfície, uma fonte popular de interesse e de investigação ao longo dos últimos cinquenta anos tem sido o estudo dos efeitos provocados pela rugosidade da superfície nas propriedades da camada limite. Em um trabalho clássico, Perry e Joubert (1963) revisaram algumas investigações de camada limite sobre superfície rugosa com o objetivo de correlacionar a resistência à transferência de quantidade de movimento a um comprimento característico do escoamento, a distância abaixo do topo dos elementos rugosos, chamada por eles de erro na origem, ϵ . O escoamento longe da parede foi modelado em função de uma viscosidade equivalente, a qual depende somente das características da superfície. Este estudo de Perry e Joubert re-

sultou no desenvolvimento de um método gráfico para a determinação dos parâmetros locais da camada limite a partir de um perfil de velocidades medido. Esse método foi posteriormente desenvolvido e validado por outras duas publicações, Perry et al. (1969) e Perry et al. (1987).

De fato, o deslocamento vertical no perfil logarítmico de velocidade, de acordo com o estudo feito por Jackson (1981), é um conceito popularmente envolto em grande confusão e sujeito a diferentes interpretações físicas. A maior contribuição deste trabalho foi promover uma melhor interpretação física do deslocamento na origem, mostrando que esta escala pode ser considerada como a altura onde o arrasto médio age sobre a superfície. Jackson mostrou também que a altura de deslocamento coincide com a espessura de deslocamento para a tensão cisalhante. Pode-se então concluir que o erro na origem, ϵ , quando considerado a partir do vale dos elementos rugosos, é denotado por altura de deslocamento, d .

A maioria dos trabalhos disponíveis na literatura que abordam o assunto de superfície rugosa simplificam o problema ao considerar somente as mudanças que ocorrem de uma superfície extensa e uniforme para outra de diferente rugosidade; este tipo de variação é conhecido por mudança do tipo degrau. Bradley (1968) conduziu uma campanha de experimentos na camada mais baixa da atmosfera, onde o vento passava de uma superfície para outra de rugosidade diferente. Foram feitas medidas de perfis de velocidade do vento e de tensões cisalhantes. Seus grandes esforços foram complementados por investigações em um túnel de vento conduzidas por Antonia e Luxton (1971, 1972) e por Mulhearn (1978). Antonia e Luxton (1971) mostraram que a estrutura da camada interna que cresce à jusante de mudanças do tipo degrau depende fortemente do tipo de variação, se do regime liso para rugoso ou rugoso para liso.

Em analogia ao problema de rugosidade da superfície, o fluxo de calor na parede em sua maioria também foi investigado com a abordagem de variações bruscas. O comportamento da camada limite térmica que se desenvolve sobre superfícies de fluxo de calor ou temperatura não uniforme foi alvo de várias investigações, e.g. Johnson(1957,1959), Antonia (1977), Blom (1970). Contudo, a maior parte dos trabalhos foi centrada em escoamentos sobre superfície lisa.

Owen e Thomson (1963) foram os pioneiros no estudo do problema térmico com influência da rugosidade. Os autores estudaram superfícies muito rugosas, garantindo assim que a região viscosa fosse completamente destruída pelos elementos rugosos. Utilizando a analogia de Reynolds entre as distribuições de velocidade e temperatura longe da parede, Owen e Thomson modelaram o escoamento segundo uma expressão para a taxa de transferência de calor que contém uma função do número de Reynolds e do número de Prandtl. A expressão detalhada mostrou bons resultados quando comparada aos dados experimentais.

Chamberlain (1966) através de medições de fluxos verticais em túnel de vento, realizou uma série de experimentos variando os parâmetros de velocidade de atrito, u_τ , e do parâmetro característico de rugosidade, z_0 . Os resultados de Chamberlain (1966) foram comparados com os resultados de Owen e Thomson (1963), apresentando pouca concordância para elementos pouco rugosos e colapsando para os muito rugosos. Chamberlain mostrou também que o número de Stanton para a subcamada interna não pode ser considerado uma função somente do número de Reynolds rugoso, $u_\tau z_0 / \nu$.

Coleman (1976) e Ligrani e Moffat (1985) posteriormente desenvolveram estes conceitos, usando funções do tipo kernel para descrever o comportamento do número de Stanton. Como enfatizado pelos próprios autores, a superfície da terra raramente está sujeita a condições de fluxo de calor constante ou temperatura constante. Coleman (1976) investigou escoamentos sujeitos a diferentes condições de contorno: temperatura constante, injeção de fluido na parede, velocidade do escoamento potencial constante e degrau na temperatura da parede. Nestes trabalhos, entretanto, nenhuma atenção particular foi dedicada ao comportamento da altura de deslocamento no perfil logarítmico, pois a lei da parede para temperatura era escrita em função da rugosidade equivalente ao grão de areia.

Raupach (1979), em uma campanha de campo no Reino Unido, mediu simultaneamente os perfis de velocidade e de fluxos. O objetivo deste autor foi estudar como as viscosidades turbulentas para a quantidade de movimento, K_M , e para a transferência de calor, K_H , variam durante um ciclo diurno sobre diferentes rugosidades. Os resultados de Raupach mostram que para o campo de velocidades, a viscosidade turbulenta sobre uma

floresta não é significativamente distante dessa mesma viscosidade calculada a partir de funções de estabilidade para superfícies de pouca rugosidade. Entretanto, os resultados de K_H para o campo de temperaturas excede o número previsto por um fator de 2 ou mais. Um ponto de controvérsia em relação a este trabalho de Raupach é o fato de o autor adotar um deslocamento vertical, d , constante e independente da propriedade em questão e da estabilidade da atmosfera.

O trabalho realizado por Malhi (1996) faz uma revisão sobre o conceito de comprimento de rugosidade, (ou escala de rugosidade), z_0 , e da altura de deslocamento d . A relação entre esses parâmetros e a resistência dos processos de transferência próximo à superfície também são discutidos. O autor mostrou que se os processos de difusão molecular e de convecção natural forem dominantes na subcamada de superfície, de modo que a escala de rugosidade para a temperatura, z_{0T} , diminui com o aumento de velocidade. Baseado em dois diferentes experimentos de campo, Malhi mostrou que para superfícies homogêneas a sensibilidade de z_0 à velocidade do vento é reduzida pela relativa eficiência na transferência de calor, mas sobre superfície esparsamente vegetada a sensibilidade é drasticamente aumentada.

Considerando as dificuldades em estimar corretamente o parâmetro de rugosidade a partir da geometria de elementos regularmente espaçados, as diferentes interpretações físicas disponíveis na literatura foram recentemente revistas e discutidas por trabalhos bastante recentes, e.g. Macdonald et al. (1998), Macdonald (2000) e Kastner-Klein e Rotach (2004).

De fato, este assunto encontra-se envolto em dúvidas e contradições. Admitindo que o comprimento de rugosidade, z_0 , e o deslocamento vertical da origem, d , podem ser correlacionados a dois parâmetros da configuração da superfície, Macdonald et al. (1998, 2000) propôs um método morfométrico simples para estimar estes dois parâmetros. Este método de Macdonald foi modificado por Kastner-Klein e Rotach(2004) com o objetivo de descrever o escoamento médio e turbulento dentro da subcamada rugosa.

Uma extensão do conceito do deslocamento da origem para a camada limite térmica foi feita por Avelino e Silva Freire (2002) para superfícies do tipo “k” e do tipo “d”, de acordo com a nomenclatura estabelecida por Perry et al. (1969). O objetivo desta

pesquisa foi investigar o comportamento da altura de deslocamento para o campo de temperatura quando as camadas limites térmicas e aerodinâmicas consideradas possuem diferentes estados de desenvolvimento. Sob estas condições, não é claro que a analogia de Reynolds seja válida para o cálculo do coeficiente de atrito e do número de Stanton. Se a analogia fosse válida, o deslocamento vertical de velocidade e de temperatura deveriam ser da mesma ordem de grandeza. Os experimentos mostraram que para um escoamento que se desenvolve sobre uma superfície lisa e fria passando para uma superfície aquecida e rugosa, as superfícies do tipo “K” apresentaram alturas de deslocamento para velocidade e temperatura com valores compatíveis, enquanto superfícies do tipo “D” apresentaram valores muito discrepantes.

Em um estudo interessante, Sun (1999) desenvolveu um dos poucos trabalhos a abordar especificamente a variação dos parâmetros de rugosidade com o ciclo diurno. O trabalho de Sun mostrou que o comprimento de rugosidade para a temperatura varia com o ciclo diurno mesmo sobre superfície homogeneamente rugosa. O correspondente comprimento de rugosidade para o campo de velocidades permanece relativamente constante, corroborando de certa forma os resultados de Chamberlain (1966).

Alguns aspectos importantes acerca do comportamento de escoamentos sobre superfícies rugosas com variação do campo de temperatura foram introduzidos pelos estudos acima citados. Contudo, ainda permanecem em aberto uma gama de questões com respeito à descrição apropriada do campo de escoamento sobre condições mais realísticas, e.g. teorias que considerem os efeitos da dependência temporal nas propriedades estatísticas da camada limite atmosférica. De acordo com a observação de Kalinin e Dreitsen (1985), “a transferência de calor não permanente é um problema conjugado, haja visto que o modelo matemático para a descrição da transferência de calor e do movimento do fluido é acrescido de equações da condução do calor no material e das condições de contorno conjugadas”. Ainda de acordo com estes autores, a presente escassez de dados experimentais sobre a estrutura turbulenta do escoamento impede que se obtenha um sistema fechado de equações que seja passível de resolução.

2.2 Fundamentos Teóricos

Esta seção é iniciada com alguns breves comentários acerca da abordagem do problema de escoamentos sobre superfície rugosa. São introduzidas as nomenclaturas típicas da área de engenharia e de meteorologia, sendo resumidamente apresentadas as interpretações físicas e as hipóteses embutidas em cada uma dessas visões. A seguir, são discutidas as hipóteses adotadas para o atual tratamento do ciclo diurno, acompanhado de algumas rápidas observações sobre as condições de similaridade e números adimensionais que regem o problema. Finalizando esta seção, as equações que consideram a dependência temporal do ciclo diurno sobre superfície rugosa são deduzidas.

2.2.1 O Conceito de Deslocamento na Origem

O principal efeito provocado no escoamento pela presença de rugosidade na superfície é a destruição da região viscosa. Considerando a estrutura clássica de três pisos da camada limite aerodinâmica, Nikuradse (1933) foi o primeiro pesquisador a observar que os efeitos da rugosidade, assim como os da viscosidade, permaneciam restritos a uma fina camada adjacente à superfície. A região logarítmica e a região da esteira permaneciam com as mesmas características quando escoavam sobre a superfície rugosa mas, contudo, o escoamento tornar-se-ia dependente da escala de rugosidade e não mais da viscosidade.

Um trabalho reconhecidamente importante na literatura foi feito por Perry e Joubert (1963). Neste artigo, os autores desenvolveram um método gráfico bem definido para a determinação dos parâmetros locais da camada limite sobre superfícies rugosas, e.g. velocidade de atrito, função rugosidade, espessura da camada limite, entre outros. Todos estes parâmetros poderiam ser calculados desde que o deslocamento na origem fosse conhecido.

A determinação do erro na origem, assim denominado por Perry e Joubert (1963), consiste em adicionar pequenos valores à coordenada vertical do perfil de velocidades, de modo a encontrar a origem correta do perfil de velocidades. Pode-se verificar experimentalmente que o perfil de velocidade medido diretamente entre os elementos rugosos mais altos, a partir da altura de suas cristas, apresentará a região logarítmica deslocada

para a esquerda, como mostrado na figura (2.1). O valor do erro na origem ϵ é conhecido quando, através da adição de pequenos valores à coordenada vertical, a região logarítmica do perfil de velocidade retoma a forma de uma reta. A atribuição de um valor excessivo a ϵ provoca um deslocamento dos pontos medidos para a direita, distanciando-os do comportamento linear. É possível então, para diferentes valores de erro na origem, estabelecer um conjunto de linhas retas que podem ajustar a lei logarítmica. Por conseguinte, o valor de ϵ mais apropriado é aquele que fornece as melhores estatísticas para o ajuste linear dos pontos experimentais na região logarítmica. A construção típica deste gráfico é ilustrado na figura (2.2).

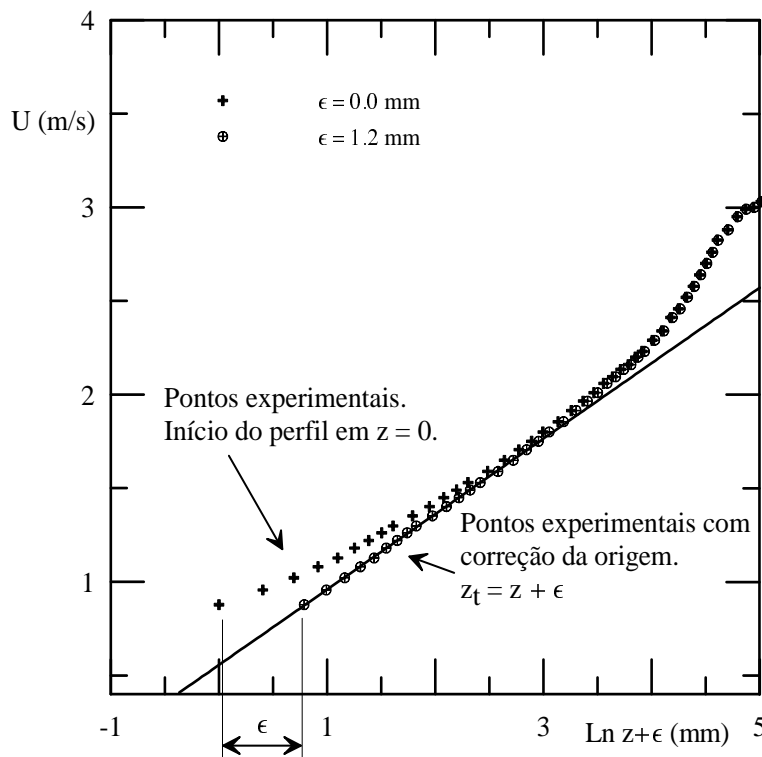


Figura 2.1: Distorção do perfil de velocidades em decorrência da rugosidade da superfície.

Ainda segundo Perry e Joubert, a equação que rege o comportamento da região logarítmica do escoamento sobre superfície rugosa é dada por (2.1):

$$\frac{u}{u_\tau} = \frac{1}{\kappa} \ln \left[\frac{(z + \epsilon) u_\tau}{\nu} \right] + A - \frac{\Delta u}{u_\tau}, \quad (2.1)$$

onde

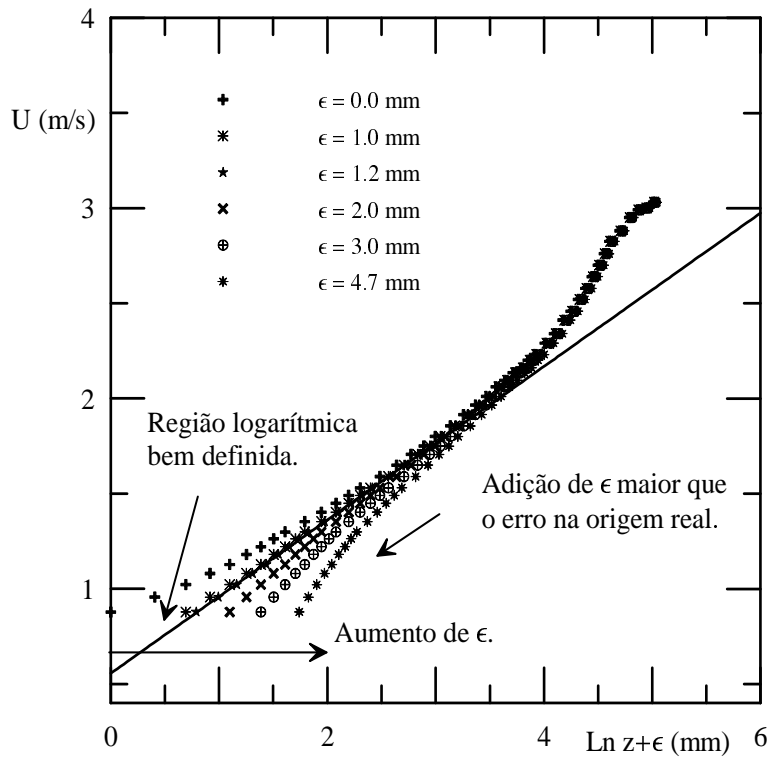


Figura 2.2: Método gráfico para a determinação do erro na origem introduzido por Perry e Joubert em 1963.

$$\frac{\Delta u}{u_\tau} = \frac{1}{\kappa} \ln \left[\frac{\epsilon u_\tau}{\nu} \right] + C_i, \quad (2.2)$$

e onde u_τ é a velocidade de atrito, a constante de von Karman, κ , é tomada igual a 0.4, C_i é um parâmetro característico da superfície e a equação (2.2) é conhecida como função rugosidade.

Outra grande contribuição do conjunto de trabalhos publicados por Perry e seus colaboradores foi o estabelecimento de um modo de classificação das rugosidades simuladas em túnel de vento. Dois tipos de superfície foram introduzidos por estes trabalhos, as superfícies do tipo “k” e do tipo “d”. Através de visualizações com suspensão de dióxido de titânio em querosene, eles verificaram que, no caso das rugosidades tipo “k”, como mostrado na figura (2.3), os vórtices são produzidos com comprimento de escala proporcional à altura da rugosidade, formando uma cobertura de vórtices turbulentos logo acima dos elementos rugosos; essa região foi denominada “camada interna”. Numa localidade um pouco mais afastada do topo das rugosidades, denominada “camada externa”,

os vórtices turbulentos são englobados pelo escoamento principal e os perfis de velocidade longitudinal seguem os esquemas propostos por Nikuradse através da equação (2.1), onde a coordenada z representa a distância transversal à parede em relação ao topo das rugosidades.

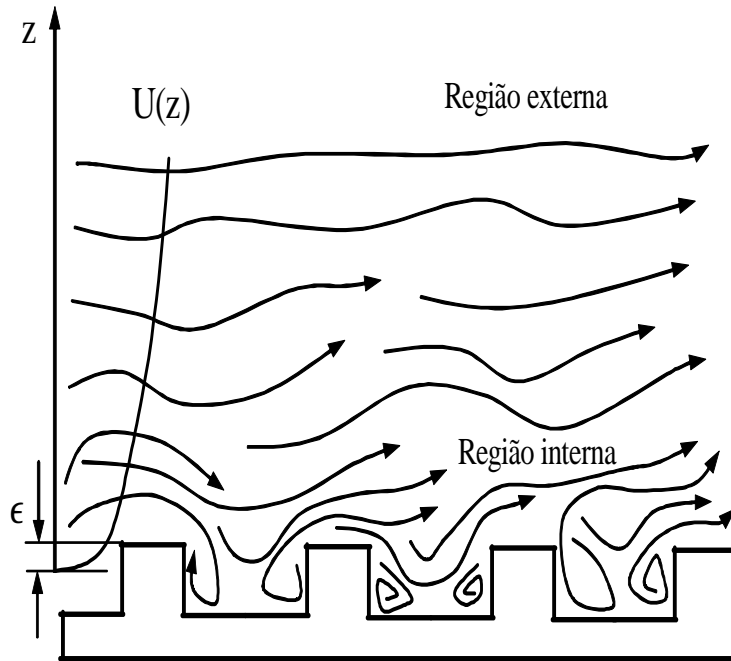


Figura 2.3: Ilustração da rugosidade do tipo “k”.

Em contraposição, nas superfícies rugosas tipo “d”, os elementos rugosos são dispostos com espaçamentos menores dando origem a vórtices estáveis no interior das depressões. Desse modo, a cobertura de turbilhões que existia sobre a superfície do tipo “k” é praticamente extinta, e o escoamento flui relativamente não perturbado sobre as cristas das rugosidades. Neste tipo de superfície os perfis de velocidade longitudinal não seguem exatamente as proposições de Nikuradse. A figura (2.4) mostra, qualitativamente, um escoamento sobre superfície rugosa tipo “d”.

Por outro lado, uma segunda forma de exprimir a lei logarítmica para escoamentos sobre superfícies rugosas é mostrada na equação (2.3). Esta forma de expressão é a mais adotada por físicos e meteorologistas.

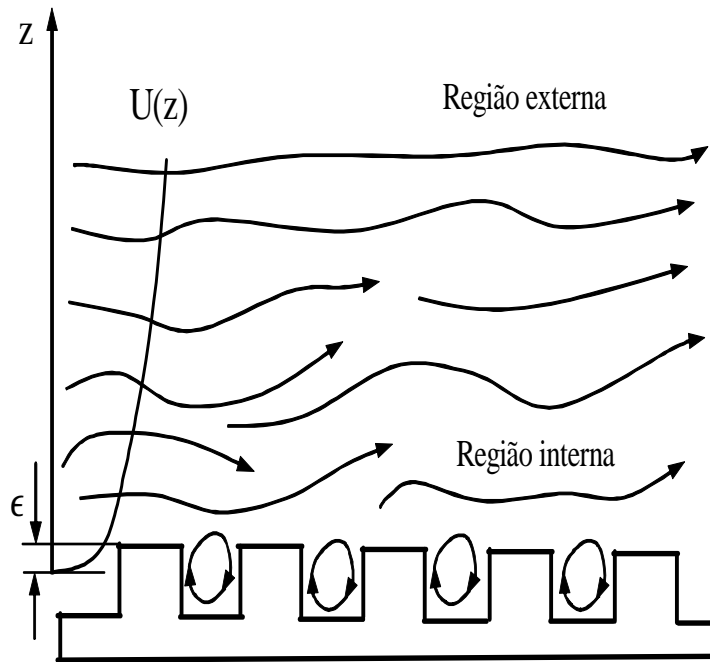


Figura 2.4: Ilustração da rugosidade do tipo “d”.

$$\frac{U}{u_\tau} = \frac{1}{\alpha} \ln \left(\frac{z - d}{z_0} \right), \quad (2.3)$$

onde z_0 é conhecido como comprimento de rugosidade e d é chamado de deslocamento vertical. Naturalmente, as equações (2.1) e (2.3) são formas análogas de representar o mesmo fenômeno físico. A relação entre d e ϵ também é muito simples, visto que a única diferença entre estes dois parâmetros é a referência adotada para a origem do sistema de coordenadas do perfil investigado. Considerando K como a altura do elemento rugoso, pode-se inferir que:

$$d = K - \epsilon. \quad (2.4)$$

Na literatura, é de comum acordo que o deslocamento vertical do perfil, d , e por conseguinte ϵ , é uma grandeza puramente dinâmica, independente de fontes e sumidouros e regida pelos mecanismos de transporte na superfície. É também consenso geral que os parâmetros d e z_0 foram convenientemente escolhidos para simplificar a dedução da lei

logarítmica. Segundo a discussão proposta por Malhi (1996), o perfil de velocidades é extrapolado a zero no ponto $d + z_0$. A figura (2.5) ilustra relação geometria entre estes dois parâmetros, segundo a visão de Malhi.

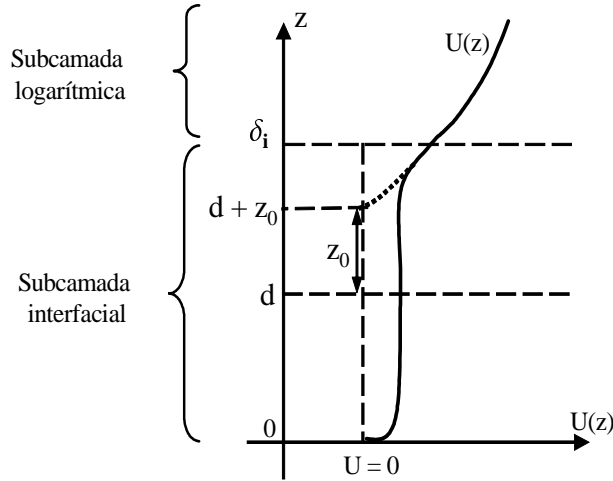


Figura 2.5: Relação entre o comprimento de rugosidade e o deslocamento vertical para o campo de velocidade.

Considerando que o fluxo turbulento de uma dada grandeza, dentro da camada logarítmica, é proporcional ao produto do seu gradiente médio pela viscosidade cinemática turbulenta, K_M , tem-se que:

$$\tau = \rho u_\tau^2 = \rho \underbrace{\kappa u_\tau (z - d)}_{K_M} \frac{\partial U}{\partial z}. \quad (2.5)$$

Integrando a equação (2.5) do ponto $d + z_0$ até um ponto z qualquer dentro da camada logarítmica, obtém-se:

$$U(z) - U(d + z_0) = \frac{u_\tau}{\kappa} \ln \left(\frac{z - d}{(d + z_0) - d} \right). \quad (2.6)$$

Lembrando da extrapolação a zero do perfil de velocidades em $d + z_0$, conclui-se que a equação (2.6) resulta na lei logarítmica (2.3). Isso implica que, se a viscosidade turbulenta for modelada por uma relação linear, ($K_M = \kappa u_\tau (z - d)$), o perfil de velocidade na subcamada turbulenta será necessariamente logarítmico.

Através de uma análise do balanço de forças na região adjacente à superfície, Jackson (1981) promoveu uma importante interpretação física do fenômeno. Consideremos δ_i como a altura acima da qual o escoamento não é mais influenciado pelos elementos rugosos individualmente. Esta altura delimita a fronteira entre a camada interfacial, também conhecida como subcamada rugosa, e a camada logarítmica. A figura (2.6) ilustra a concepção geométrica de Jackson.

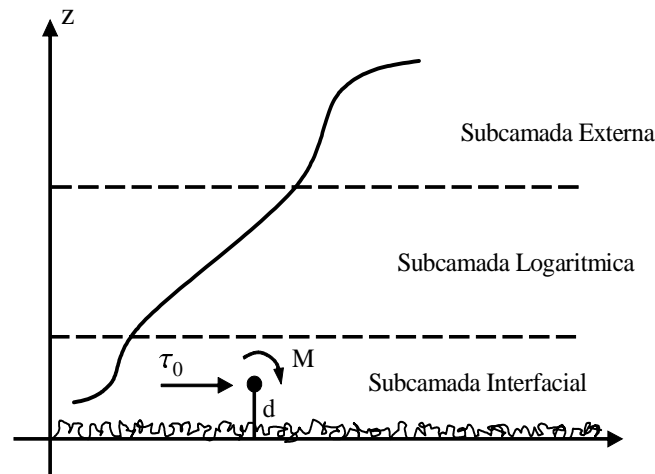


Figura 2.6: Balanço de forças na região interna da camada limite rugosa proposta por Jackson (1981).

Na ausência de um gradiente externo de pressão, a tensão cisalhante média na base da camada logarítmica deve ser igual à força horizontal média por unidade de área plana, τ_0 , agindo sobre a superfície. Se o momento médio por unidade de área plana exercido por esta força é M , a altura de ação de τ_0 é a distância vertical M/τ_0 acima da origem arbitrariamente pré-definida para z . Para completar sua análise, Jackson postula que a camada logarítmica depende basicamente de τ_0 e é muito pouco influenciada por qualquer outro parâmetro da subcamada interfacial. Assim, a região logarítmica é insensível aos detalhes da superfície exceto à altura de ação das tensões. A escala apropriada de velocidade e a origem aparente para o perfil de velocidade é u_τ e $z = d$, respectivamente, onde

$$u_\tau = \left(\frac{\tau_0}{\rho} \right)^{1/2} \quad e \quad d = \frac{M}{\tau_0}. \quad (2.7)$$

Em suma, o trabalho de Jackson mostrou que o deslocamento vertical d , e de forma equivalente o erro na origem, ϵ , corresponde ao ponto de ação da força de arrasto média. A comparação com dados experimentais mostra que d é determinado pela distribuição de forças na superfície, enquanto o parâmetro de rugosidade z_0 é determinado pela magnitude dessas forças.

Todo o conceito de deslocamento na origem descrito acima foi direcionado para a análise das interações entre o campo de velocidades e a superfície rugosa adjacente. Entretanto, esta abordagem pode ser estendida também para o campo de temperatura, com o objetivo de entender como o processo de transferência de calor é alterado de acordo com a variação das propriedades da superfície e do campo de velocidades.

Analogamente ao caso aerodinâmico, o erro na origem para a temperatura pode ser visto fisicamente como a altura efetiva de uma fonte de calor dentro da subcamada rugosa que produz o fluxo de calor sensível impresso na região logarítmica. De fato, esse método também representa uma extrapolação do perfil de temperatura à temperatura da superfície em uma dada altura $d_t + z_{0t}$. A figura (2.7) ilustra a relação entre essas grandezas e o perfil de temperatura adjacente à superfície.

Essa hipótese simplifica a dedução da lei logarítmica, como foi visto para o problema do campo de velocidades. Integrando o fluxo turbulento de calor na camada logarítmica, do mesmo modo como feito na equação (2.6), obtem-se a equação (2.8) para o perfil de temperatura nesta região do escoamento:

$$T_w - T(z) = \frac{t_\tau}{\alpha} \ln \left(\frac{z - d_t}{z_{0t}} \right), \quad (2.8)$$

onde

$$t_\tau = \frac{H}{\rho c_p u_\tau}. \quad (2.9)$$

Nas equações (2.8) e (2.9), T_w representa a temperatura da superfície e t_τ é a temperatura de atrito, escrita em função do fluxo de calor sensível H e da velocidade de atrito

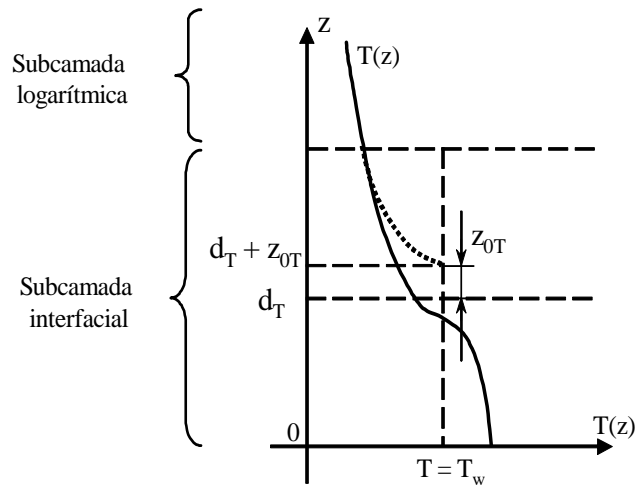


Figura 2.7: Relação entre o comprimento de rugosidade e o deslocamento vertical para o campo de temperatura.

u_τ .

2.2.2 Hipóteses do Problema e Condições de Similaridade

O objetivo do presente trabalho é estudar a transferência de calor convectiva dentro da camada limite turbulenta. Somente a transferência de calor por convecção forçada será considerada neste estudo. A razão para essa consideração é simples, uma vez que o foco é analisar a resposta da camada limite térmica a uma variação temporal periódica do fluxo de calor imposto à superfície, sendo assim uma boa aproximação do ciclo diurno. Sob estas condições, será admitido que o campo de velocidades permanece invariante e portanto o coeficiente de atrito permanece constante.

Intuitivamente, a priori, seria natural imaginar a quebra de validade da analogia de Reynolds sob o regime transiente. No caso de um possível desacoplamento entre os campos de velocidade e de temperatura, pode-se pensar em uma situação em que o campo de velocidades tenha sido mantido constante durante todos os experimentos, o que implica que, para todos os perfis de velocidade, em todos os instantes de tempo, a tensão cisalhante na parede permanece inalterada. Por outro lado, o fluxo de calor e a temperatura da superfície variam com o tempo. Logo, qualquer variação do número de Stanton durante o ciclo irá caracterizar uma quebra de validade da analogia de Reynolds, $1/2C_f = S_t$.

Se o número de Stanton permanecesse constante, a variação do fluxo de calor e da temperatura da parede deveriam ocorrer de forma equivalente, sob a mesma taxa. Além disso, as alturas de deslocamento para a velocidade e para a temperatura deveriam ser necessariamente diferentes. No começo do ciclo de aquecimento, o erro na origem térmico deveria ser indefinido, enquanto o erro na origem aerodinâmico teria um valor finito, pois o fluido escoava sobre a superfície rugosa. Com o evoluir do tempo, o erro na origem para o campo de temperatura irá alcançar um valor finito, retornando a zero no final do ciclo. Sob estas circunstâncias, não é claro que a analogia de Reynolds (Schlichting(1979)) entre o campo de velocidade e o campo de temperatura manterá a fidelidade na retratação do fenômeno real.

De fato, para um escoamento isotérmico, o número de Stanton, classicamente definido pela igualdade (2.10), resulta em uma indeterminação matemática.

$$S_t = \frac{u_\tau}{U_\infty} \frac{t_\tau}{T_w - T_\infty}. \quad (2.10)$$

Contudo, à medida em que o fluxo de calor é imposto à superfície, a temperatura da parede, T_w sofre um aumento muito superior a T_∞ , resultando em um valor não nulo que leva a equação (2.10) a ser matematicamente determinada. Lembrando que $1/2C_f = (u_\tau/U_\infty)^2$, e considerando a definição do número de Stanton, a analogia de Reynolds pode ser reescrita da seguinte maneira:

$$\frac{u_\tau}{U_\infty} = \frac{t_\tau}{T_w - T_\infty}. \quad (2.11)$$

A equação (2.11) mostra que se o número de Stanton se mantiver constante, t_τ e $T_w - T_\infty$ devem manter uma taxa de variação constante durante todo o ciclo de aquecimento e resfriamento. A não-valia da analogia de Reynolds implica que o fluxo de calor na superfície deverá ser avaliado diretamente de um perfil de temperatura medido, através da inclinação da lei logarítmica.

Com respeito às condições de estabilidade atmosférica, alguns comentários merecem ser feitos agora. A simulação em túnel de vento de camadas limites com gradientes de temperatura de até $40^\circ C$, com a hipótese de desacoplamento entre o campo de velocidade

e o campo de temperatura poderia gerar certos questionamentos acerca dos reais efeitos das forças de empuxo no campo de velocidades.

Com o objetivo de verificar estas questões, as condições de estabilidade das camadas limites geradas no túnel de vento foram investigadas segundo a estimativa do número de Richardson global na subcamada turbulenta, definido pela equação (2.12).

$$R_i = \frac{(g/\bar{\theta})(\partial\bar{\theta}/\partial z)}{(\partial\bar{U}/\partial z)^2}, \quad (2.12)$$

Esse número adimensional é amplamente utilizado em estudos de escoamentos atmosféricos realizados em laboratório, porque é escrito em função dos gradientes médios de velocidade e de temperatura. O número de Richardson representa a importância relativa entre a produção de turbulência por efeitos de empuxo e de cisalhamento.

Para números de Richardson em torno de zero, a turbulência é inteiramente de origem mecânica, gerada pelo cisalhamento do vento. Para $R_i < 0$ a turbulência é gerada tanto por efeitos mecânicos quanto por efeitos convectivos. Os dados obtidos para este parâmetro são apresentados na seção de resultados.

2.2.3 Dedução das Equações para o Ciclo Diurno

Revisão do problema em regime permanente

Considerando um fluido incompressível sobre uma superfície lisa e aquecida em regime permanente, as equações que governam o problema são:

Continuidade:

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

Conservação da quantidade de movimento na direção x:

$$\rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho w \frac{\partial u}{\partial z} = \mu \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} - \rho \frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial z}, \quad (2.14)$$

Energia:

$$\rho c_p u \frac{\partial T}{\partial x} + \rho c_p w \frac{\partial T}{\partial z} = k \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} - \rho c_p \frac{\partial \overline{t'w'}}{\partial z}, \quad (2.15)$$

onde a notação clássica é utilizada e a hipótese de camada limite é válida.

Essas equações devem ser resolvidas com condições de contorno apropriadas para a superfície. Para o campo de velocidades, as condições de impenetrabilidade e não deslizamento podem ser utilizadas. Por outro lado, para o campo de temperatura, uma variedade de condições de contorno diferentes podem ser especificadas. Basicamente, pode-se prescrever a temperatura da parede, o fluxo de calor na parede ou ainda uma combinação desses dois.

Considere agora que a camada limite turbulenta possui uma estrutura de três pisos, e que em uma dessas camadas os efeitos turbulentos são dominantes. Logo, nessa camada, as equações governantes se reduzem a:

Conservação da quantidade de movimento na direção x:

$$\frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial z} = 0, \quad (2.16)$$

Energia:

$$\frac{\partial \overline{t'w'}}{\partial z} = 0. \quad (2.17)$$

Para que as equações acima possam ser resolvidas, uma relação deve ser estabelecida entre as grandezas médias e turbulentas. A maneira mais simples de relacionar o campo médio ao campo turbulento é através dos conceitos de viscosidade turbulenta e de comprimento de mistura. Isso resulta nas seguintes equações algébricas para as grandezas turbulentas:

$$-\frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \left[\nu_t \frac{\partial u}{\partial z} \right] = \frac{\partial}{\partial z} \left[l^2 \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 \right] = 0, \quad (2.18)$$

$$-\frac{\partial \overline{t'w'}}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \left[a_t \frac{\partial u}{\partial z} \right] = \frac{\partial}{\partial z} \left[\left(l \frac{\partial u}{\partial z} \right) \left(l_t \frac{\partial T}{\partial z} \right) \right] = 0. \quad (2.19)$$

onde ν_t e a_t denotam a viscosidade turbulenta para o campo de velocidade e de temperatura.

São agora incorporadas duas hipóteses adicionais a esta análise:

1. a hipótese de von Karman de que o comprimento de mistura pode ser considerado proporcional à distância da parede, i.e. $l = \varkappa z$ e $l_t = \varkappa_t z$, onde \varkappa e \varkappa_t são constantes,
2. a hipótese de Prandtl de que na região próxima à superfície a tensão cisalhante e o fluxo de calor são constantes.

Após uma simples integração, as soluções locais para a região completamente turbulenta são dadas por:

$$u = \frac{u_\tau}{\varkappa} \ln z + A, \quad (2.20)$$

e

$$T_w - T = \frac{t_\tau}{\varkappa_t} \ln z + B, \quad (2.21)$$

onde $u_\tau = \sqrt{(\tau_w/\rho)}$ e $t_\tau = q_w/(\rho c_p u_\tau)$.

As equações (2.20) e (2.21) implicam que, conhecidos \varkappa e \varkappa_t , o coeficiente de atrito e o coeficiente de transferência de calor podem ser avaliados respectivamente pela inclinação dos gráficos semi-logarítmicos da distância da parede versus a velocidade e da distância da parede versus a diferença entre a temperatura da parede e a temperatura do ponto, $T_w - T$.

A existência de uma região logarítmica do escoamento foi recentemente contestada por vários autores (e.g. Long e Chen (1981), Barenblatt (1993), Barenblatt e Prostokishin (1993) e Wosnik (2000)). Contudo, esta hipótese foi solidamente estabelecida no passado através de inúmeras evidências experimentais. Uma revisão cuidadosa feita por Zanoun et al. (2003) de trabalhos anteriores sobre o comportamento de \varkappa e A mostrou que valores típicos de \varkappa estavam na faixa [0.334,0.436]. Neste trabalho o valor adotado foi $\varkappa = 0,4$, um valor sugerido por Coles (1956) e utilizado por muito autores.

Se um número de Prandtl turbulento for definido, segue-se que:

$$Pr_t = \frac{\nu_t}{a_t} = \frac{\varkappa}{\varkappa_t}. \quad (2.22)$$

É fato conhecido na literatura que Pr_t varia ao longo da camada limite, sendo dependente tanto das propriedades moleculares do fluido quanto do campo de escoamento. Na

região logarítmica, entretanto, muitos autores (e.g. Simpson (1970), Blackwell (1972) e Chen (1973) mostraram que Pr_t é aproximadamente 0,9, o que resulta em um valor de 0,44 para \varkappa_t .

Convecção transiente na camada limite turbulenta sobre uma superfície lisa

Considere agora o problema de um fluido incompressível escoando sobre uma superfície lisa com fluxo de calor prescrito. Nestas condições, o campo de velocidade permanece inalterado, de modo que a solução local para a região completamente turbulenta ainda pode ser aproximada pela equação (2.20).

O problema térmico, contudo, sofre mudanças importantes, visto que as condições de contorno na superfície devem mudar para acomodarem a variação temporal do fluxo de calor imposto à superfície.

Isso resulta que a equação que governa a energia se reduz a:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -\frac{\partial \overline{t'w'}}{\partial z}. \quad (2.23)$$

Tendo em vista o resultado da seção anterior, a equação acima pode ser reescrita da forma:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(u_\tau \varkappa_t z \frac{\partial T}{\partial z} \right). \quad (2.24)$$

Para achar uma solução, considere que:

$$T(z, t) = F(t)G(z). \quad (2.25)$$

Substituindo a equação (2.25) na equação (2.24), segue-se que:

$$\frac{F'(t)}{F(t)} = u_\tau \varkappa_t \left[\frac{G'(z) + zG''(z)}{G(z)} \right]. \quad (2.26)$$

A solução virá então das equações:

$$\frac{F'(t)}{F(t)} = -\sigma, \quad (2.27)$$

$$G'(z) + zG''(z) + \frac{\sigma}{u_\tau \varkappa_t} G(z) = 0, \quad (2.28)$$

onde o sinal de σ foi escolhido de modo a garantir que a temperatura irá decair no tempo.

A solução da equação (2.27) é

$$F(t) = J e^{-\sigma t}. \quad (2.29)$$

Para resolver a equação (2.28), considere que o tempo de decaimento seja grande o suficiente para que $\epsilon = (\sigma/u_\tau \varkappa_t)$ possa ser considerado um parâmetro pequeno. Então, a solução terá a seguinte forma:

$$G(z) = G_0(z) + \epsilon G_1(z). \quad (2.30)$$

A substituição da equação (2.30) na equação (2.28) e a seleção dos termos de mesma ordem fornece:

$$G'_0(z) + zG''_0(z) = 0, \quad (2.31)$$

$$G'_1(z) + zG''_1(z) + G_0(z) = 0, \quad (2.32)$$

cujas soluções são:

$$G_0(z) = C \ln z + D, \quad (2.33)$$

$$G_1(z) = E \ln z + R z \ln z + S z + Q, \quad (2.34)$$

com $R = C$ e $2C + D - S = 0$.

Logo, a solução aproximada para a região completamente turbulenta é dada por:

$$T(z, t) = J e^{-\sigma t} [(C \ln z + D) + (\sigma/(\varkappa_t u_\tau))(E \ln z + R z \ln z + S z + Q)], \quad (2.35)$$

onde todas as constantes devem ser determinadas experimentalmente.

Convecção transiente na camada limite turbulenta sobre superfície rugosa

É sabido que no escoamento sobre superfícies rugosas, a região viscosa é completamente destruída pelas protuberâncias da parede. Sob esta condição, a região completamente turbulenta acima descrita deve sofrer algumas adaptações de forma a permitir uma boa descrição dos campos de velocidade e de temperatura. Vários autores mostraram que uma lei universal pode ser escrita para a região da parede, desde que a origem do perfil de velocidade seja colocada a uma dada distância abaixo do topo dos elementos rugosos. Logo, para qualquer tipo de superfície rugosa, são válidas equações (2.1) e (2.2) introduzidas anteriormente:

$$\frac{u}{u_\tau} = \frac{1}{\varkappa} \ln \left[\frac{(z + \varepsilon)u_\tau}{\nu} \right] + A - \frac{\Delta u}{u_\tau},$$

onde,

$$\frac{\Delta u}{u_\tau} = \frac{1}{\varkappa} \ln \left[\frac{\varepsilon u_\tau}{\nu} \right] + C_i,$$

e onde $\varkappa = 0.4$, $A = 5.0$, e $C_i, i = K, D$ é um parâmetro característico da superfície rugosa.

As equações (2.1) e (2.2), apesar do inerente caráter experimental, tem o inconveniente de requererem dois parâmetros desconhecidos, a velocidade de atrito, u_τ , e o erro na origem, ε . O objeto principal de muitos trabalhos nesse assunto é caracterizar esses dois parâmetros.

Sob o ponto de vista de um experimentalista, entretanto, essas equações são muito úteis porque fornecem um método gráfico para a determinação do coeficiente de atrito sobre superfícies rugosas.

A extensão da equação(2.35) ao caso de escoamentos turbulentos sobre superfície rugosa será feita uma analogia direta com a equação (2.1).

Para escoamentos sobre superfícies rugosas, foi visto que a escala de comprimento característica para a região próxima à superfície é o deslocamento na origem. De fato, nesta situação, a viscosidade se torna irrelevante porque as tensões passam a ser transmitidas pelas forças de pressão na esteira formada nas cristas dos elementos rugosos.

A similaridade nos processos de transferência para escoamentos turbulentos sugere que

$$T(z, t) = J e^{-\sigma t} [(C \ln z^+ + D) + (\sigma / (\kappa_t u_\tau)) (E \ln z^+ + R z^+ \ln z^+ + S z^+ + Q)], \quad (2.36)$$

onde $z^+ = (z_T + \varepsilon_t) u_\tau / \nu$ e os parâmetros a serem determinados podem agora ser função da rugosidade.

Em princípio, o erro na origem para a temperatura, ε_t , deve ser dependente do tempo.

A equação (2.36), contudo, promove um bom meio para o cálculo do fluxo de calor na parede. Uma vez que o erro na origem tenha sido avaliado através de uma das técnicas clássicas, a inclinação do perfil de temperatura em coordenadas semi-logarítmicas irá fornecer a temperatura de atrito e por conseguinte o coeficiente de transferência de calor.

2.3 Método Experimental

Esta seção descreve a configuração experimental empregada para a simulação do fenômeno do ciclo diurno em laboratório. Primeiramente é feita uma breve descrição sobre o túnel de vento utilizado. A seguir, comenta-se o princípio de funcionamento da técnica de anemometria a fio- quente. A última sub-seção apresenta as condições experimentais e como os dados obtidos foram adquiridos e tratados.

2.3.1 O Túnel de Vento Estratificado

Os estudos referentes ao regime convectivo transiente foram realizados no túnel de vento estratificado do Laboratório de Mecânica da Turbulência da COPPE/UFRJ. Uma ilustração do referido túnel, que possui 67 x 67 cm de seção transversal e 10 m de comprimento, é mostrado na figura (2.8). A presença de uma seção de testes composta por 10 fitas resistivas dispostas transversalmente ao escoamento permite o aquecimento diferencial do escoamento no interior do túnel de vento. Além disso, seis metros de seção de testes intercambiáveis possuem aquecimento da parede inferior, o que em conjunto permite a simulação de camadas limites com diferentes graus de estratificação.

As principais características do túnel de vento são listadas abaixo:



Figura 2.8: Ilustração do túnel de vento estratificado do Laboratório de Mecânica da Turbulência (COPPE/UFRJ).

- Circuito: aberto.
- Seção de testes: 0.67 m x 0.67 m x 10 m.
- Velocidade: continuamente variável de 0 a 3.5 m/s.
- Gradiente de pressão longitudinal: ajustável a zero por meio de controle da inclinação do teto.
- Intensidade turbulenta: 2%.
- Capacidade de aquecimento da superfície: $750\text{W}/\text{m}^2$.
- Comprimento da seção de aquecimento: 6 m.
- Temperatura da parede: variável de 20 a 100°C .
- Número de elementos utilizados para aquecer transversalmente o escoamento: 10.
- Potência de cada elemento: 2 kW m^2 .
- Sistema automático de posicionamento de sensores com sensibilidade de 0.02 mm.

- Sistema de visualização do escoamento utilizando gerador de fumaça.

Uma descrição detalhada acerca das características e do funcionamento do túnel de vento podem ser encontradas em Cataldi et al. (2001) e Cataldi et al. (2002).

2.3.2 A Anemometria de Fio-quente

Princípio de Funcionamento

O princípio de funcionamento da anemometria a fio-quente é baseado na transferência de calor por convecção entre um fio aquecido e o fluido escoando ao seu redor. O aparato experimental é composto basicamente por uma ponte de controle e pelo sensor de fio-quente. A ponte contém o circuito eletrônico responsável pelo controle e funcionamento do sensor e fornece o sinal de saída que será adquirido através de uma placa de aquisição. Posteriormente, este sinal será tratado digitalmente para a obtenção dos dados desejados, neste caso velocidade e temperatura.

O sensor de fio-quente quando ligado ao anemômetro (ponte de temperatura constante), funciona como um transdutor térmico. O circuito eletrônico principal é constituído de uma ponte de Wheatstone ligada a um circuito de retro-alimentação do tipo “feedback”, onde um dos braços da ponte é ocupado pelo sensor. Funções adicionais como filtragem analógica e amplificação do sinal também podem estar incluídas na ponte. O filamento do sensor é então aquecido pela corrente elétrica que passa por ele, por efeito Joule. Isso acontece porque o fio possui um coeficiente térmico de resistividade (α_0), o que significa que quando a temperatura do filamento varia o mesmo acontece com a sua resistência. Assim, uma mudança na velocidade do escoamento provoca uma alteração da troca de calor com o fio, aumentando ou diminuindo a sua temperatura e consequentemente a sua resistência.

Simplificadamente, os sensores são constituídos de um corpo de material cerâmico, onde estão fixas duas agulhas. O elemento sensível é um fio de $5\mu m$ de diâmetro e $1,25mm$ de comprimento, normalmente de tungstênio, ligado à extremidade de cada agulha. Existem muitas variedades de sensores dedicados a diferentes aplicações; eles divergem pelo número de elementos sensíveis e pela posição das agulhas. Para a medição de velocidade, o número de fios geralmente corresponde às componentes do vetor velocidade que o

sensor é capaz de medir. Para escoamentos com variação de temperatura são fabricados industrialmente sensores de dois fios, um canal para cada grandeza, e sensores de três fios, sendo dois canais para a velocidade e um para a temperatura. Os fios que medem a temperatura são normalmente chamados de fio-frio, mas construtivamente são idênticos a um fio-quente diferindo somente no modo de operação.

A anemometria a fio-quente constitui-se então em uma das técnicas mais apropriadas para a investigação de escoamentos turbulentos de parede, podendo ser utilizada para diferentes fluidos, como o ar e a água. Uma de suas grandes limitações, entretanto, é a impossibilidade de investigar zonas de recirculação devido à falta de sensibilidade direcional do fio. Maiores detalhes sobre o uso e funcionamento desta técnica podem ser encontrados em Brunn(1995), Lomas(1986) e Perry(1982).

Modos de Operação

Existem dois modos de operar um sensor de fio-quente: mantendo a sua temperatura (e resistência) constante, ou mantendo a corrente que passa por ele constante. Esses modos são definidos pela ponte escolhida para controlar o sensor, respectivamente uma ponte CTA (Constant Temperature Anemometer) ou uma ponte CCA (Constant Current Anemometer).

Ponte de Temperatura Constante – CTA

Através da ponte CTA o filamento funciona sobreaquecido. Ele trabalha com uma resistência de sobreaquecimento constante, R_w , cujo valor é calculado e ajustado na ponte. O circuito tipo “feedback” é responsável por enviar uma corrente extra à ponte de Wheatstone sempre que essa resistência (e temperatura) do fio tende a mudar, em resposta a uma variação na velocidade do escoamento. Como esse processo é realizado a altas frequências, admite-se que a resistência e temperatura do filamento são mantidas constantes. Dessa maneira, o sinal de voltagem da ponte pode ser utilizado para medir a velocidade e flutuação de velocidade do escoamento.

Nota sobre o cálculo da resistência de trabalho do fio-quente: a resistência do fio aquecido R_w é obtida a partir da taxa de sobreaquecimento (a). Ela é definida com a razão entre R_w e a resistência do elemento sensível à temperatura ambiente, R_o . O valor

recomendado para sensores de fio-quente que utilizam o ar como fluido de trabalho é $a = R_w/R_o = 1.8$. R_o é determinado pela subtração das resistências do cabo, do suporte e das agulhas do sensor, que podem ser todas medidas utilizando-se um sensor de curto circuito, do valor de resistência medido diretamente na saída do cabo, R_{amb} . Desta forma é possível obter a resistência somente do filamento, sobre a qual é aplicada a taxa de sobreaquecimento.

Ponte de Corrente Constante – CCA

A ponte CCA utiliza o mesmo princípio, mas de forma contrária: o fio trabalha praticamente sem taxa de sobreaquecimento, e a corrente que passa através dele é mantida constante e bem pequena, para evitar o seu aquecimento. Por esta razão o sensor quando ligado à ponte CCA é chamado de fio-frio. O intuito agora é manter a temperatura do sensor igual à temperatura ambiente. Isso implica que monitorando a variação de resistência do sensor é possível obter a variação da temperatura do escoamento. Maiores detalhes sobre o método de utilização e funcionamento do fio-frio para medição de temperatura pode ser encontrado em Loureiro et al. (2002) e Loureiro et al. (2003). A ponte CCA, contudo, também pode ser utilizada para medição de velocidade.

Uma descrição minuciosa sobre o funcionamento da anemometria a fio-quente e a fio-frio pode ser encontrado em Bruun (1995).

Análise de Incertezas

Considerando que todo processo de medição possui erros associados, é de extrema importância para qualquer trabalho experimental a investigação do grau de confiabilidade dos resultados obtidos. O texto a seguir apresenta algumas considerações básicas sobre o assunto, revisando as definições clássicas e mostrando o procedimento de estimativa de incerteza utilizado no presente trabalho. Contudo, uma análise extensiva sobre propagação de erros e análise de incertezas pode ser encontrada em Kline (1985) e Moffat (1985).

Os erros associados à medição são definidos como a diferença entre o valor medido e o valor verdadeiro, normalmente desconhecido. O erro total (δ_k) possui duas componentes: um erro viciado fixo (β) e um erro aleatório, também chamado precisão (ϵ_k). Logo, $\delta_k = \beta + \epsilon_k$, e conclui-se que uma boa medição é aquela que possui ambos os erros,

aleatório e viciado, baixos.

Tipos de Erros Associados à Medição

Erro Aleatório Os erros aleatórios são observados em medições repetidas, as quais não são, e não se espera que sejam exatamente iguais devido às numerosas fontes que influenciam no valor medido. Erro de precisão é um outro nome dado ao erro aleatório. A medida da distribuição dos erros de precisão (ϵ_k) é dado pelo desvio-padrão (σ). Para uma distribuição normal de erros, o intervalo de $\mu \pm 2\sigma$ irá incluir aproximadamente 95% do total dos pontos medidos. Dessa forma, um desvio-padrão grande significa uma grande dispersão das medidas obtidas. A estatística (S) é calculada para estimar o desvio-padrão e é chamada índice de precisão.

$$S = \left[\frac{\sum_{k=1}^N (X_k - \bar{X})^2}{N - 1} \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (2.37)$$

onde N é o número de medidas realizadas. Existem muitas maneiras de se calcular o índice de precisão. Se o parâmetro a ser medido pode ser mantido constante, um certo número de repetições da medição pode ser utilizado para o cálculo de S através da equação acima.

Erro Sistemático A segunda componente do erro total é o erro sistemático β . Em medições repetidas, usando as mesmas condições ambientes e técnicas experimentais, cada medida apresenta o mesmo erro viciado. Ele é, em geral, um acúmulo de vários erros sistemáticos individuais.

A esse tipo de erro incluem-se aqueles que podem ser calibrados, aqueles que são desprezíveis e ignorados, e aqueles que são estimados e incluídos na análise de incertezas. Na maioria dos casos β é um valor a mais ou a menos que o valor medido, e normalmente não se sabe se o erro sistemático é positivo ou negativo. Estima-se, então, o limite $\pm B$ como um valor máximo para o erro viciado β .

O erro sistemático é um parâmetro difícil de se estimar, e os procedimentos normalmente recomendados são comparar as medidas com resultados de instrumentos-padrão ou comparar medidas independentes realizadas com instrumentos que utilizam princípios

diferentes para avaliar a grandeza medida. Quando existe alguma causa de erro sistemático conhecida, os seus efeitos podem ser contabilizados através de um processo de calibração.

Incerteza da Medição

Seguindo estes conceitos, o objetivo da análise de incerteza da medição é identificar possíveis fontes de erros e proporcionar uma estimativa numérica dos limites superior dos erros de precisão e viciado.

Por simplicidade, é conveniente expressar um único valor de incerteza U para expressar o limite aceitável de erro. Esse número, que é uma combinação do erro aleatório e do erro sistemático, deve ter uma interpretação simples, como o máximo erro esperado e ser útil e informativo sem a necessidade de maiores esclarecimentos. Normalmente o valor medido é expresso na forma de intervalo, como $\bar{X} \pm U$, que representa uma faixa na qual espera-se que esteja o valor verdadeiro da grandeza medida.

Entretanto, a incerteza U apesar de ser amplamente utilizada, não é considerada um parâmetro de confiança rigoroso. Isso acontece porque o erro sistemático não é uma grandeza estatística, sendo normalmente estimado por comparação ou experiência. Assim, considera-se que nenhuma função desses dois erros possui uma base estatística rigorosa. Para contornar este problema, a literatura (e.g. ASME(1985) e Kline(1985)) recomenda a utilização de dois intervalos de incerteza que possuem uma cobertura análoga aos intervalos de 95% e 99% de confiança, descritos pela teoria estatística. Estes intervalos de incerteza indicam a frequência na qual o valor verdadeiro estará contido na faixa estimada. Dessa forma, uma amostra que tenha um intervalo de incerteza de 95% irá conter o valor verdadeiro em noventa e cinco por cento dos casos. Estes intervalos são dados por:

$$U_{99\%} = B + tS_{\bar{X}}, \quad (2.38)$$

$$U_{95\%} = [B^2 + (tS_{\bar{X}})^2]^{1/2}, \quad (2.39)$$

onde B é o limite do erro sistemático, $S_{\bar{X}}$ é o índice de precisão e t é o valor correspondente à distribuição de t-Student. O produto $tS_{\bar{X}}$ representa adequadamente o erro de precisão

de \bar{X} .

Incerteza dos Resultados

Os resultados desejados dificilmente são grandezas medidas diretamente. Normalmente grandezas básicas como temperatura e pressão são obtidas e a partir delas são calculadas as grandezas de interesse. Portanto, para estimar a incerteza desse valor calculado é preciso propagar os erros das grandezas primárias através da fórmula funcional que relaciona o resultado e os parâmetros medidos.

Neste contexto pode ser utilizado o conceito de sensibilidade, que representa o erro propagado ao resultado em decorrência de mudança de unidades entre parâmetros e valor calculado. Quando a relação matemática é conhecida, a sensibilidade pode ser calculada analiticamente através de diferenciação parcial. Dado um resultado r obtido em função dos parâmetros P_1 , P_2 e P_3 , $r = f(P_1, P_2, P_3)$, a sensibilidade de r em relação ao parâmetro P_1 será dado pelo coeficiente θ_1 :

$$\theta_1 = \frac{\partial r}{\partial P_1}. \quad (2.40)$$

Neste trabalho os valores de velocidade e temperatura podem ser considerados grandezas primárias, e por isso os intervalos de incerteza foram calculados segundo o método descrito acima. Todos os dados de velocidade e temperatura apresentados neste capítulo, (2), estão associados a um intervalo de incerteza de $U = 0.039m/s$, $P = 0.99$ e $T = 0.2^\circ C$, $P = 0.95$.

2.3.3 Condições Experimentais

Os experimentos realizados foram muitos simples. Os elementos rugosos foram dispostos transversalmente ao escoamento, por uma distância longitudinal de seis metros, a partir de um metro após o início da seção de contração. Um esquema ilustrativo da configuração do túnel de vento para este experimento é mostrada na figura (2.9).

A rugosidade utilizada neste experimento foi do tipo “k”, pois ela promove maior mistura e maior interação entre o fluido e a superfície. Os elementos rugosos foram construídos de barras retangulares de alumínio, e colocados com o mesmo período de espaçamento no

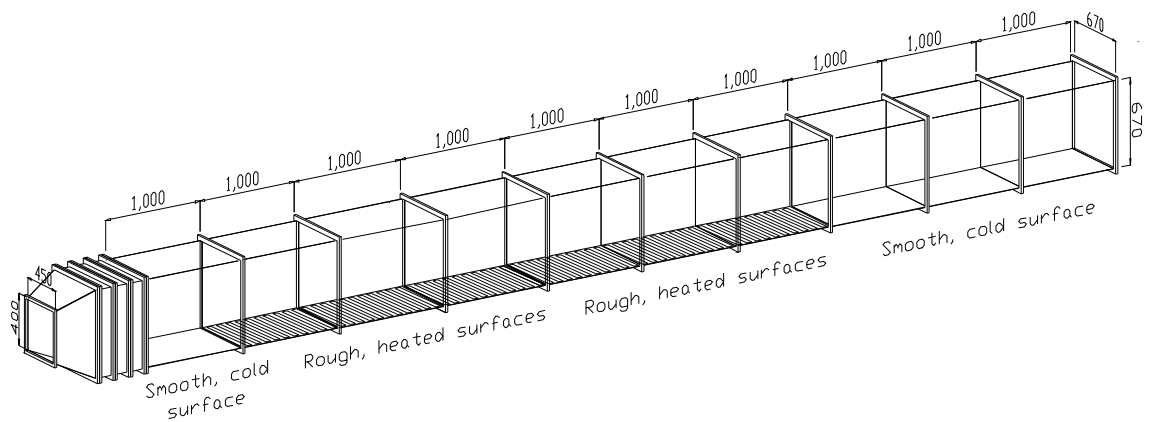


Figura 2.9: Esquema do túnel de vento estratificado na configuração utilizada para a simulação do ciclo diurno.

interior do túnel de vento. As dimensões dos elementos rugosos, e a configuração formada pelo tipo “k” são mostrados na figura (2.10), onde K denota a altura do elemento rugoso, S o comprimento, W o comprimento do vale, e λ o passo das protuberâncias.

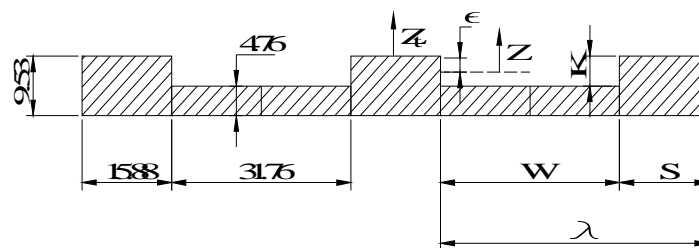


Figura 2.10: Geometria dos elementos rugosos. Dimensões em milímetros.

Ao longo dos seis metros de superfície rugosa, a parede das seções de testes podiam ser aquecidas até uma temperatura de 100°C com o túnel desligado. A potência de aquecimento de cada painel é de cerca de $0,75 \text{ kW}/\text{m}^2$. Todo o sistema de aquecimento, em conjunto, é capaz de gerar gradientes de temperatura de até 50°C operando na faixa de velocidades de 1,5 a 3,5 m/s. Maiores informações sobre a fabricação e os detalhes operacionais do sistema de aquecimento do túnel de vento estratificado podem ser encontrados

em Cataldi (2002) e Brasil (2004). A velocidade do escoamento potencial utilizada neste experimento foi de 3,0 m/s.

Com o objetivo de validar as equações deduzidas na seção anterior, medições foram realizadas em uma dada estação, nomeadamente a 6.500 mm da entrada do túnel de vento. A partir da temperatura ambiente, por um ciclo de 10.000 segundos, um fluxo de calor constante foi aplicado na seção de testes. Após este período, por um intervalo de tempo de mais 10.000 segundos, o fluxo de calor era suprimido. Este ciclo de aquecimento e resfriamento foi repetido ao menos duas vezes para cada experimento. Durante cada medição, a velocidade do túnel foi mantida constante assegurando a condição de regime permanente para o campo de velocidades. Entretanto, a camada limite térmica, como agora descrito, estava sempre em regime transiente.

A temperatura ambiente do laboratório foi cuidadosamente monitorada e mantida constante dentro de uma variação de $\pm 1^\circ C$. A instrumentação básica consistiu de termopares e de anemômetros a fio-quente. Para a medição simultânea da dependência temporal do campo de temperatura, em diferentes pontos do perfil, foi preciso construir um suporte dedicado a esta situação. Uma breve descrição desse aparato é apresentada na figura (2.11).

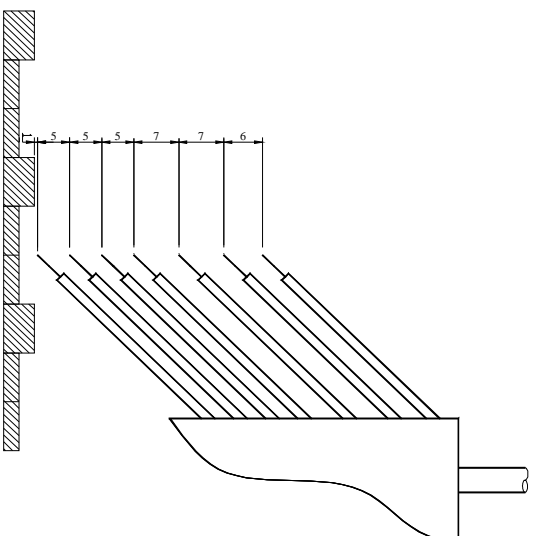


Figura 2.11: Esquema do suporte de termopares. Dimensões em milímetros.

Este suporte consiste de sete hastes onde eram introduzidos os termopares, igualmente

distribuídos ao longo da subcamada turbulenta. Os termopares utilizados foram do tipo “K”. Uma placa de aquisição modelo TC-08 foi utilizada para digitalizar os dados de saída dos termopares, sendo o programa PicoLog utilizado para converter os dados de voltagem em temperatura. Dentre os oito canais de medição disponíveis, sete foram usados para a investigação do perfil, o último restante sendo deixado para a investigação da temperatura da parede. Todos os oito canais de temperatura foram amostrados a uma taxa de 1 Hz .

2.4 Resultados

Esta seção está organizada da seguinte forma: inicialmente são mostrados os resultados para o campo de velocidade, apresentando o cálculo do erro na origem, os perfis de velocidade média e de intensidade turbulenta, bem como uma tabela com as propriedades locais e globais da camada limite simulada. Em seguida, são apresentados a variação temporal instantânea dos perfis de temperatura, e a determinação do erro na origem para o campo térmico. São mostrados também os gráficos que expressam a variação temporal da temperatura de atrito e o comportamento do número de Stanton. A avaliação dos resultados bem como a análise da validade da analogia de Reynolds são apresentadas na forma de tabelas.

Como estabelecido na seção anterior, este trabalho contemplou o estudo da camada limite convectiva transiente, quando submetida a superfícies de diferentes rugosidades. Portanto, em cada gráfico comentado no parágrafo acima, são mostrados os dados para superfície lisa e superfície rugosa.

2.4.1 A Camada Limite Aerodinâmica

De acordo com a hipótese de desacoplamento entre campo de velocidades e de temperatura, todas as propriedades estatísticas da camada limite aerodinâmica permanecem inalteradas durante todo o ciclo de medições. Visto isso, as medidas apresentadas nesta seção foram realizadas à temperatura ambiente, com o uso da anemometria a fio-quente. Para todo o conjunto de experimentos, atenção especial foi dedicada ao ajuste da velocidade do escoamento potencial em 3,0 m/s de modo a garantir o mesmo campo de

velocidades para todas as simulações.

As figuras (2.12) e (2.13) apresentam respectivamente os perfis de velocidade média longitudinal e intensidade turbulenta simulados no túnel de vento. O símbolo claro representa a camada limite sobre superfície lisa, enquanto a cruz escura simboliza dos dados da camada limite aerodinâmica sobre a superfície rugosa. O gráfico (2.12) permite visualizar novamente a distorção provocada pela presença das protuberâncias junto à superfície no perfil de velocidades. Por outro lado, os dados obtidos sobre a superfície lisa permitem reconhecer a presença de uma região logarítmica bem definida. De acordo com o esperado, a figura (2.13) mostra o aumento da intensidade turbulenta para o caso rugoso, sendo aproximadamente duas vezes maior que os níveis do caso liso.

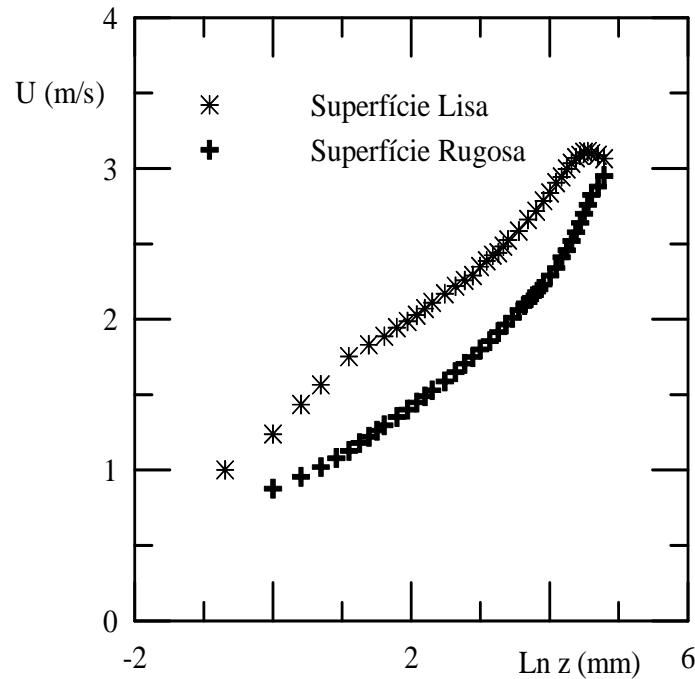


Figura 2.12: Perfis de velocidade média longitudinal sobre as superfícies lisa e rugosa.

As propriedades locais e globais da camada limite simulada sobre as superfícies lisa e rugosa são apresentadas na tabela (2.1), onde U_∞ representa a velocidade do escoamento potencial, u_τ a velocidade de atrito, δ_1 a espessura de deslocamento, θ a espessura do déficit da quantidade de movimento e G denota o fator de Clauser. Esses dados permitem avaliar que a velocidade de atrito para a superfície rugosa é cerca de 30 % maior que o valor da superfície lisa. Isso implica que a tensão sobre os elementos rugosos será cerca

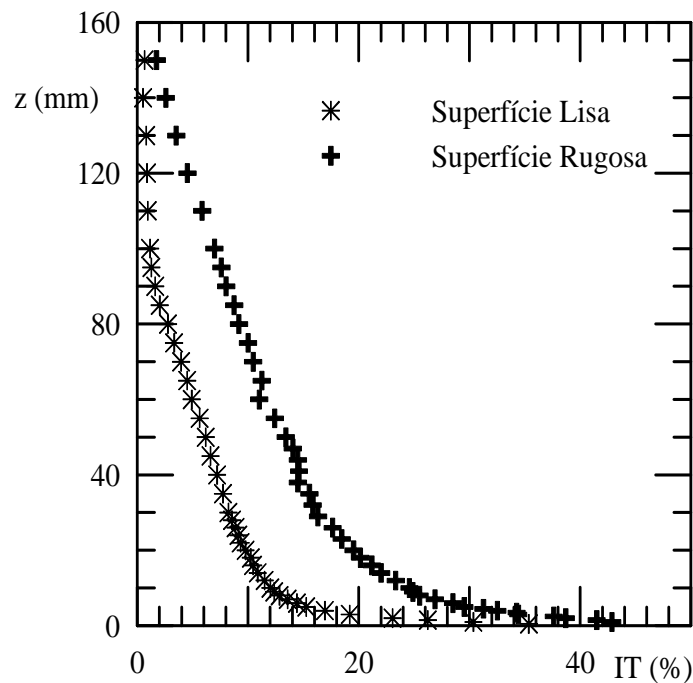


Figura 2.13: Perfis de intensidade turbulenta longitudinal sobre as superfícies lisa e rugosa.

de 66 % superior à tensão na parede avaliada para a superfície lisa.

Superfície	U_∞ [m/s]	u_τ [m/s]	δ_1 [mm]	θ [mm]	G	q_w [kW/m ²]
Lisa	3,0	0,125	13,25	9,94	6,12	0,75
Rugosa	3,0	0,161	28,79	19,15	8,53	0,75

Tabela 2.1: Propriedades globais e locais da camada limite aerodinâmica sobre superfícies lisa e rugosa.

Para que se possa avaliar a velocidade de atrito a partir do perfil medido sobre a superfície rugosa, é preciso, em primeiro lugar, determinar o erro na origem para a velocidade. O método gráfico de Perry e Joubert (1963) foi utilizado para esse fim. Os dados de velocidade foram plotados em coordenadas dimensionais semi-logarítmicas e a distância normal ao topo dos elementos rugosos foi incrementada em passos de 0,1 mm. Um ajuste linear foi aplicado aos pontos experimentais na região logarítmica resultante e a reta mais apropriada foi escolhida com base na escolha do maior coeficiente de determinação. Outros parâmetros estatísticos também foram considerados neste processo de avaliação. A determinação do erro na origem para velocidade, neste caso $\epsilon = 1,2$ mm, é ilustrado na figura (2.14).

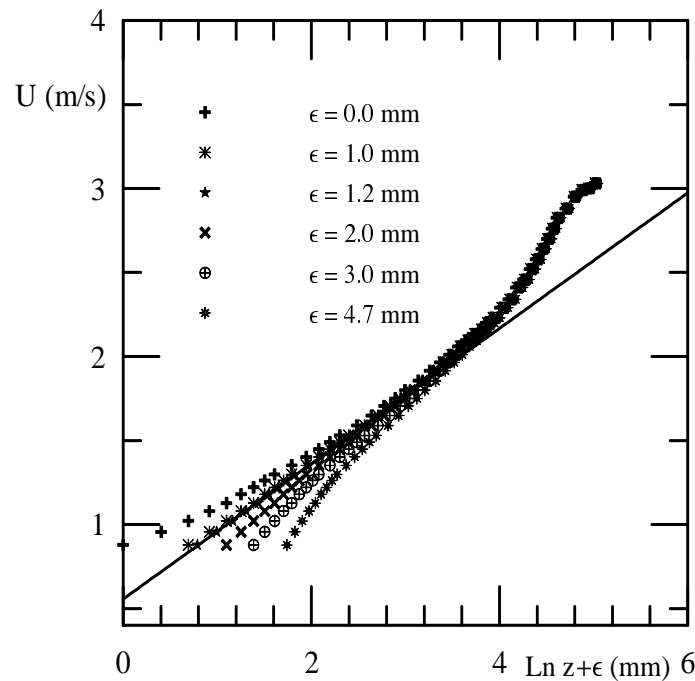


Figura 2.14: Determinação do erro na origem para o campo de velocidade segundo o método gráfico de Perry e Joubert. O deslocamento na origem avaliado foi $\epsilon = 1.2$ mm.

2.4.2 A Camada Limite Térmica Transiente

Uma vez estabelecidas as propriedades estatísticas do campo de velocidades, será estudado agora o comportamento da camada limite convectiva transiente. A evolução temporal do fluxo de calor imposto à superfície é apresentada na figura (2.15).

O comportamento resultante da camada limite térmica é apresentado na figura (2.16) para a superfície lisa, e na figura (2.17) para a superfície rugosa. Através da figura (2.17) é possível verificar que as flutuações turbulentas do campo de temperatura sobre superfície rugosa são muito superiores às flutuações sobre superfície lisa.

O erro na origem para o campo de temperatura, ϵ_t , também foi determinado pelo método gráfico de Perry e Joubert (1963), de forma semelhante ao método descrito acima para o campo de velocidade. A ilustração deste método é mostrado na figura (2.18). Consequentemente, a inclinação da reta que melhor se ajusta à região logarítmica é utilizada para a determinação da temperatura de atrito e posteriormente do fluxo de calor local. Os resultados deste trabalho levam à conclusão de que o erro na origem para temperatura é sempre constante, assumindo um valor aproximadamente igual à altura da rugosidade,

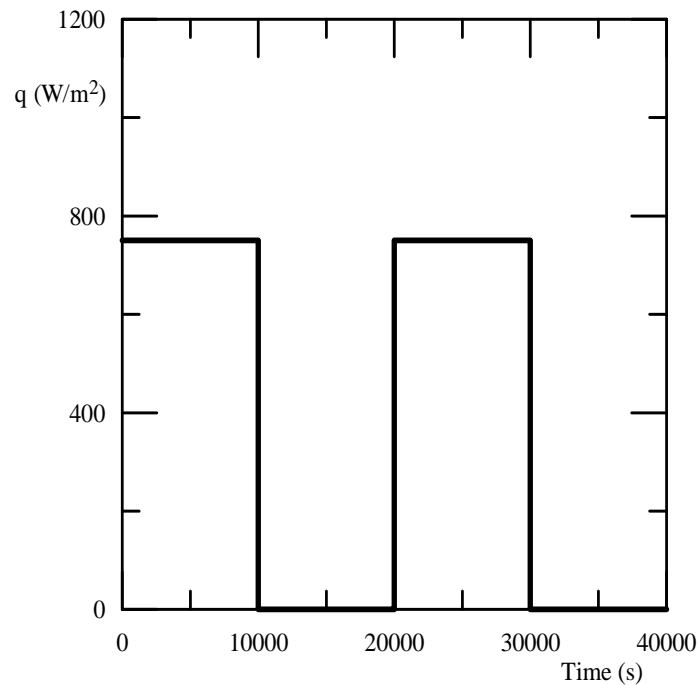


Figura 2.15: Evolução temporal do fluxo de calor imposto à superfície.

4,7 mm.

Considerando a estimativa do grau de estabilidade introduzido na seção de fundamentos teóricos, usaremos aqui uma aproximação do número de Richardson global para a subcamada turbulenta, como descrito por Kaimal e Finnigan (1994), da forma:

$$Ri = \frac{gH(T_H - T_w)}{\bar{T}U_H^2}, \quad (2.41)$$

onde os subscritos H e w denotam respectivamente a altura da subcamada turbulenta ($H = 35$ mm) e a superfície; \bar{T} representa a temperatura média do perfil.

O valor encontrado para a superfície lisa foi $Ri = -0.0070$, enquanto que para a superfície rugosa foi $Ri = -0.0086$, corroborando o desacoplamento entre os campos de velocidade e temperatura.

O comportamento da temperatura de atrito é apresentada na figura (2.19) para a superfície lisa e na figura (2.20) para a superfície rugosa. A temperatura de atrito foi avaliada diretamente da inclinação da lei logarítmica para o caso liso, e para o caso rugoso foi determinada através da lei logarítmica corrigida com o erro na origem. A comparação entre estes dois gráficos permite avaliar o peculiar comportamento da temperatura de

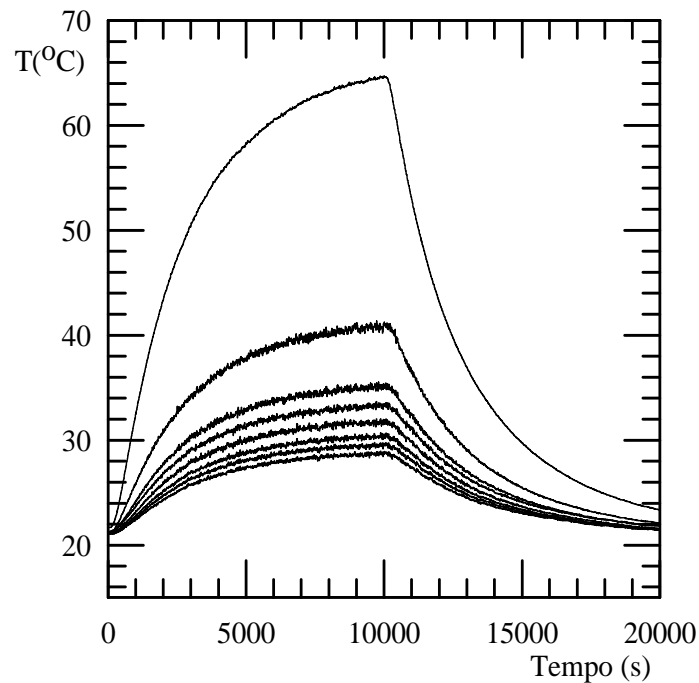


Figura 2.16: Evolução da temperatura na camada limite turbulenta. Superfície lisa. Curvas de baixo para cima: $z = 0, 5, 10, 15, 20, 27, 34, 40$ mm. z denota a distância da parede.

atrito para a superfície rugosa. No início do ciclo de aquecimento, a temperatura de atrito para a superfície rugosa é cerca de 32 % menor que para a superfície lisa. De fato, de acordo com a equação (2.9), o aumento de u_τ com a superfície rugosa implica diretamente na queda de t_τ , uma vez que o fluxo de calor seja mantido constante. No decorrer do ciclo de aquecimento, com o gradual aumento do fluxo de calor na subcamada rugosa, o valor de t_τ supera o valor da superfície lisa em cerca de 30 %. Após o cume do ciclo de temperatura, o valor volta a decair até atingir novamente um valor menor que o da parede lisa.

Durante o ciclo de aquecimento, a seguinte expressão foi utilizada para a redução dos dados:

$$t_\tau = \frac{I - J e^{-\sigma t}}{\varkappa_t} \ln(z + \varepsilon_t) + B'. \quad (2.42)$$

onde, como justificado anteriormente, \varkappa_t foi considerado igual a 0,44.

No período de resfriamento, $(I - J e^{-\sigma t})$ foi substituído por $(J e^{-\sigma t})$. A curva que

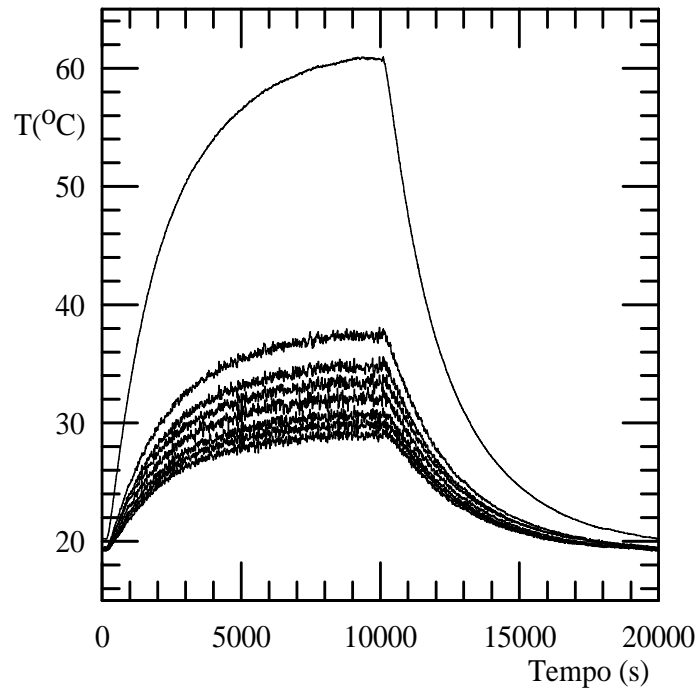


Figura 2.17: Evolução da temperatura na camada limite turbulenta. Superfície rugosa. Curvas de baixo para cima: $z = 0, 5, 10, 15, 20, 27, 34, 40$ mm. z denota a distância da parede.

melhor se ajusta, respectivamente, aos dados apresentados nas figuras (2.19) e (2.20) são mostrados na tabela (2.2).

Superfície	Ciclo	$\sigma \times 10^5$	I	J
Lisa	Aquecimento	42 ± 2	$1,73422 \pm 0,02122$	$1,73422 \pm 0,02122$
Lisa	Resfriamento	33 ± 1	—	$47,46499 \pm 5,42583$
Rugosa	Aquecimento	41 ± 2	$1,91345 \pm 0,02645$	$1,91345 \pm 0,02645$
Rugosa	Resfriamento	43 ± 2	—	$132,29752 \pm 24,06960$

Tabela 2.2: Parâmetros do melhor ajuste para o comportamento temporal de t_τ .

O comportamento temporal do número de Stanton será avaliado agora. Com o propósito de avaliar a analogia de Reynolds, e lembrando a discussão feita na seção de Fundamentos Teóricos, a melhor curva foi ajustada aos dados experimentais da temperatura da superfície para o caso liso e o caso rugoso, mostrados nas figuras (2.16) e (2.17). Essa curva de ajuste possui a seguinte forma:

$$T_w(t) - T_\infty = M - N e^{-\Sigma t}. \quad (2.43)$$

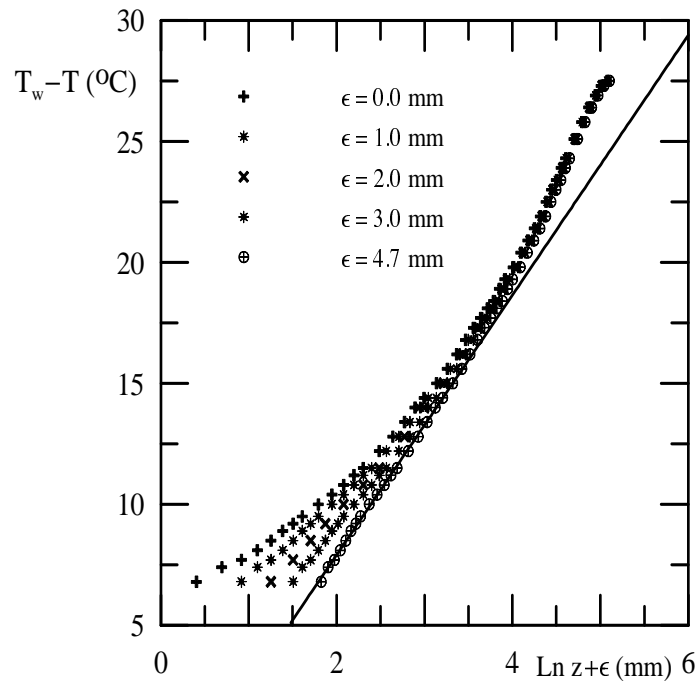


Figura 2.18: Determinação do erro na origem para a temperatura.

Os resultados desse ajuste são mostrados na Tabela (2.3).

Superfície	Ciclo	$\Sigma \times 10^5$	M	N
Liso	Aquecimento	41 ± 1	47,07727 ± 0, 38668	47,07727 ± 0, 38668
Liso	Resfriamento	36 ± 1	—	1649,2136 ± 166, 7986
Rugoso	Aquecimento	42 ± 1	42.11186 ± 0, 72038	42,11186 ± 0, 72038
Rugoso	Resfriamento	42 ± 1	—	2700,56288 ± 209, 5625

Tabela 2.3: Parâmetros do melhor ajuste para o comportamento temporal de $T_w - T_\infty$.

O comportamento do número de Stanton pode agora ser avaliado para os casos limite do tempo tendendo a zero e a infinito. Substituindo na equação (2.10) a equação para o comportamento temporal de t_τ , (2.42), e a equação de $T_w - T_\infty$, (2.43), tem-se que:

$$S_t(0) = \lim_{t \rightarrow 0} \frac{u_\tau}{U_\infty} \frac{J(1 - e^{-\sigma t})}{N(1 - e^{-\Sigma t})} = \frac{u_\tau}{U_\infty} \frac{J\sigma}{N\Sigma} \quad (2.44)$$

e

$$S_t(\infty) = \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{u_\tau}{U_\infty} \frac{J e^{-\sigma t}}{N e^{-\Sigma t}} = \frac{u_\tau}{U_\infty} \frac{J}{N} e^{(-\sigma + \Sigma)t}. \quad (2.45)$$

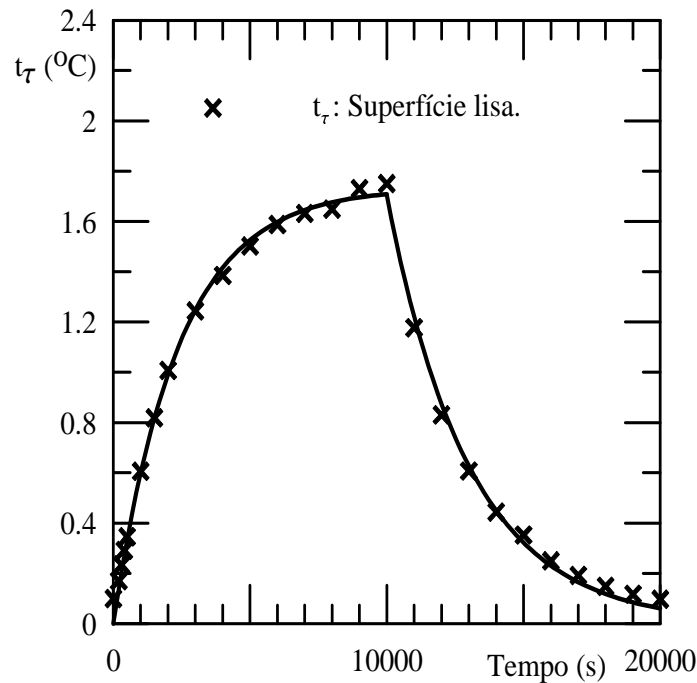


Figura 2.19: Comportamento temporal da temperatura de atrito para a superfície lisa.

Se a analogia de Reynolds for considerada válida em todos os intervalos de tempo, então a equação (2.46) seguinte:

$$\frac{u_\tau}{U_\infty} = \frac{J}{N}, \quad \sigma = \Sigma. \quad (2.46)$$

deve ser válida para ambos os ciclos de aquecimento e resfriamento.

As figuras (2.21) e (2.22) apresentam a variação temporal do número de Stanton. Os presentes resultados indicam que, durante a maior parte do ciclo de aquecimento S_t permanece constante mas assume um valor 12% menor que $1/2C_f$. No ciclo de resfriamento, entretanto, S_t parece aumentar linearmente. A conclusão é que t_τ vai a zero a uma taxa menor que $(T_w - T_\infty)$.

O resultado aparente da análise das figuras (2.21) e (2.22) é que a analogia de Reynolds é aproximadamente satisfeita para o presente problema. Como os processos de aquecimento e resfriamento variam lentamente no tempo, este problema, ao menos para algumas de suas propriedades estatísticas, pode ser visto como uma sequência de estados de equilíbrio em regime permanente.

Contudo, um resultado recorrente observado é a aparente diferença entre o desloca-

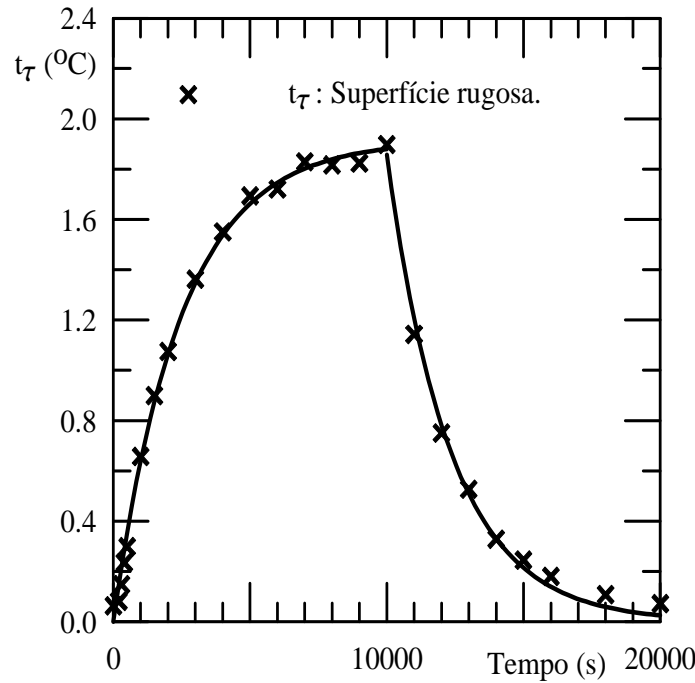


Figura 2.20: Comportamento temporal da temperatura de atrito para a superfície rugosa.

mento na origem para os campos de velocidade e de temperatura. De fato, o erro na origem para temperatura parece ser muito pouco sensível a alterações na superfície, atingindo rapidamente um valor muito próximo à altura dos elementos rugosos. Este realmente parece ser o caso de superfícies rugosas com elementos pouco espaçados. Uma explicação física para este fato deve, em princípio, seguir uma análise das equações de movimento. De qualquer forma, esse resultado é, por exemplo, bem diferente das conclusões obtidas por Malhi (1996) que considera os valores do deslocamento na origem iguais para os casos térmico e dinâmico.

De acordo com os conceitos introduzidos na seção de Fundamentos Teóricos, o deslocamento na origem, d , foi identificado por Jackson (1981) como a distância a partir do vale dos elementos rugosos onde a força total agindo sobre a superfície é aplicada. Ainda de acordo com a análise de Jackson, d coincide com a altura de deslocamento média, que é dada por

$$d - \bar{K} = \frac{1}{\lambda \tau_0} \int \int_{fluid} (\tau_0 - [T_{12} - \rho u w]) dx dz, \quad (2.47)$$

onde \bar{K} é a elevação média da superfície ($= SK/\lambda$), τ_0 é a tensão total em δ_i ($=$ altura

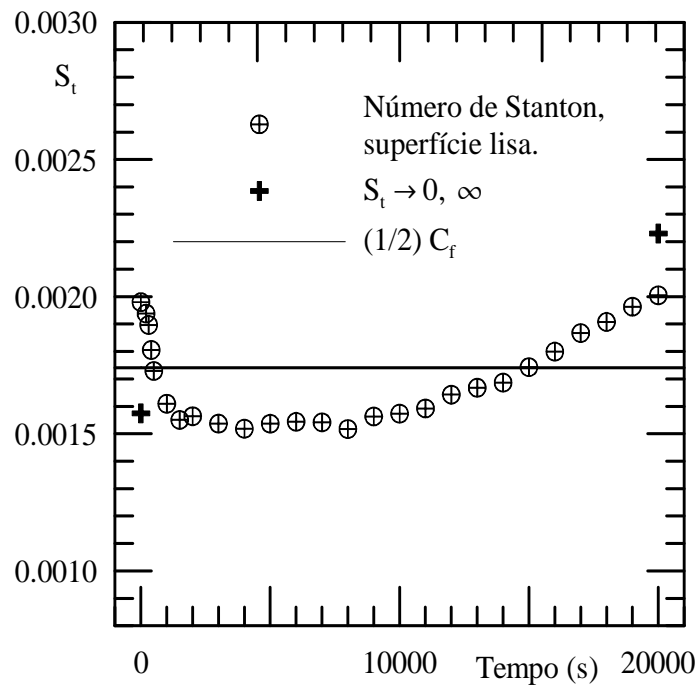


Figura 2.21: Comportamento temporal do número de Stanton para a superfície lisa.

acima da qual o escoamento não é mais afetado pelos elementos rugosos individualmente), a integral dupla representa a região do fluido onde a operação será realizada e T_{12} é a componente cisalhante transversal da tensão total.

Uma análise equivalente para o campo de temperatura revela que

$$d_t - \bar{K} = \frac{1}{\lambda q_0} \int \int_{fluid} (q_0 - [q - \rho c_p t w]) dx dz \quad (2.48)$$

onde q_0 é o fluxo de calor em δ_i , q é o fluxo de calor total e a dissipação foi desprezada.

A interpretação é que d_t representa a altura de deslocamento média para o fluxo de calor.

Para elementos rugosos pouco espessos, deveríamos consequentemente ter $d_t < d$. O estabelecimento de uma zona de recirculação entre as protuberâncias irá normalmente promover a inibição do fluxo de calor. O processo de transferência de calor, entretanto, é menos afetado, de modo que d_t é mantido constante em um valor pequeno. Retornando à relação geométrica simples entre d e ε , isto é equivalente a dizer que $\varepsilon_t > \varepsilon$, um resultado observado aqui e em trabalhos anteriores (e.g., Avelino e Silva Freire (2002)).

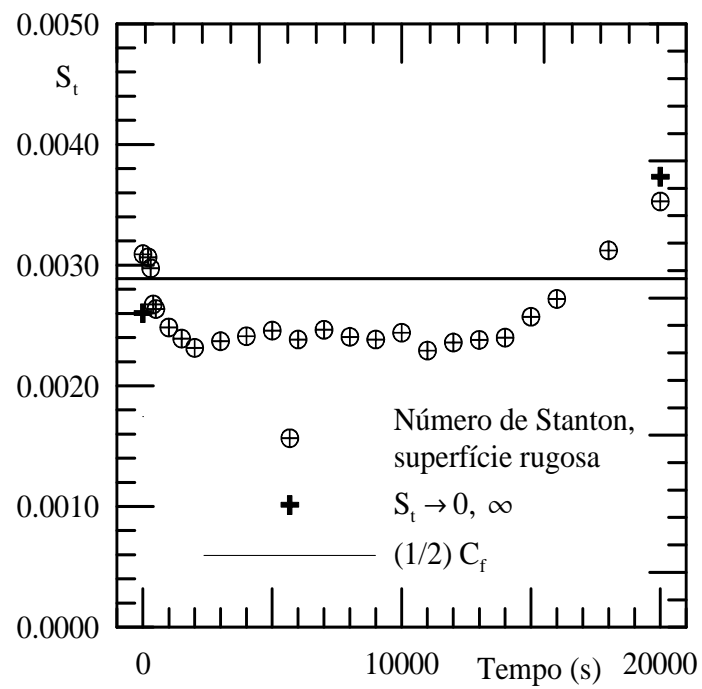


Figura 2.22: Comportamento temporal do número de Stanton para a superfície rugosa.

Capítulo 3

O Escoamento sobre Variação de Orografia

Colinas, montes, pequenas montanhas; estes são os nomes comumente atribuídos às elevações orográficas de dimensões verticais entre aproximadamente 100 a 500 m. Tipicamente, estas variações de orografia estão completamente imersas na camada limite atmosférica (CLA) e exercem um grande impacto no escoamento, afetando significativamente as transferências de quantidade de movimento, energia e umidade entre a atmosfera e a superfície.

Este capítulo aborda o estudo da camada limite atmosférica quando sujeita a uma elevação de topografia do tipo colina abrupta. Entre alguns dos principais efeitos causados pela presença da colina nas características da CLA estão o aumento do arrasto de forma e de superfície, induções de grandes perturbações no campo de pressão, aceleração do escoamento no topo e possível presença de uma região de separação do escoamento. Através da revisão bibliográfica mostrada a seguir, pode-se perceber que as décadas de 70 e 80 foram muito profícuas para o estudo deste tema. Os trabalhos de mais importantes, tanto de cunho teórico quanto experimental, datam desta época.

A década de 90, entretanto, foi muito menos frutífera em avançar os limites da compreensão do comportamento da camada limite sobre colinas. Hoje, a física do escoamento médio sobre uma elevação suave e isolada, em atmosfera neutra, é satisfatoriamente bem compreendida. Os modelos analíticos e numéricos, para esta condição, são capazes de prever o campo de velocidade média com razoável precisão. Contudo, o efeito da presença de colinas no campo turbulento ainda não foi extensivamente estudado, e é ainda

hoje muito pouco compreendido. A escassez de informação é ainda maior quando ocorre a separação do escoamento à jusante da elevação. A grande maioria dos modelos numéricos são falhos porque não conseguem representar o distanciamento do campo turbulento da condição de equilíbrio local em conjunto com as mudanças provocadas pela região de recirculação.

Um dos maiores méritos do trabalho apresentado neste capítulo foi a geração de dados experimentais originais e refinados sobre uma situação física complexa de camada limite sobre colina abrupta com separação do escoamento. O foco principal foi caracterizar com rigor o campo turbulento sobre a colina, em especial na região de separação do escoamento. A técnica de anemometria laser-Doppler foi utilizada para a medição das componentes longitudinal e transversal de velocidade média, bem como das respectivas componentes turbulentas, as tensões de Reynolds. Os dados experimentais adiante apresentados, em conjunto com as visualizações realizadas no canal de água, formam uma base para a interpretação da física do escoamento, e dos mecanismos que regem tanto o campo turbulento quanto o campo de velocidade média. Os resultados aqui obtidos servirão ainda para o teste de modelos numéricos e para a análise de novas leis de parede que sejam capazes de prever a separação à jusante de elevações abruptas.

A breve revisão teórica apresentada abaixo ilustra o modo como o problema de escoamentos sobre colinas é tratado atualmente. Em seguida, são descritos o modelo de elevação utilizado, a técnica experimental empregada, e as instalações laboratoriais onde os experimentos foram realizados. Fechando este capítulo são apresentados os resultados obtidos para o campo de velocidade média e turbulenta sobre o modelo de colina abrupta.

3.1 Revisão Bibliográfica

A partir do início da década de 70, muitos trabalhos teóricos e experimentais começaram a ser realizados de forma consistente na tentativa de analisar e entender os efeitos que colinas bidimensionais e tridimensionais exercem no campo de velocidade média e no campo turbulento da camada limite atmosférica. Nesta seção serão comentados alguns trabalhos relevantes, especialmente os de inclinação experimental, sobre os progressos alcançados

pela comunidade científica acerca deste assunto. Esta revisão é apresentada em ordem cronológica com o propósito de ilustrar uma perspectiva histórica do desenvolvimento do conhecimento neste tipo de escoamento complexo.

Os primórdios da simulação de escoamentos atmosféricos sobre elevações topográficas nasceu em canais de água, mais especificamente os chamados “towing tanks”, desenvolvidos durante a década de 50. O precursor desta iniciativa, e talvez um dos mais importantes contribuidores da época, foi Robert Long (1951, 1955, 1959). Long(1959), conduziu uma extensa série de pesquisas em canais de água para investigar o escoamento estratificado sobre terreno montanhoso. Durante os seus experimentos, Long estudou diferentes modelos de montanhas bidimensionais sob estratificação feita com solução salobra, dividida em duas ou mais camadas. Essas experiências conseguiram reproduzir com um bom grau de fidelidade muitas características da estrutura do escoamento real, gerando dados para uma variedade de modelos para descrever as ondas na base da montanha (lee-wave models).

Esse e outros experimentos fundaram a base do ramo experimental das ciências atmosféricas. O crescimento da engenharia aeronáutica a partir da década de 60, contudo, desviou a maior parte da investigação experimental em escoamentos atmosféricos para os grandes túneis de vento. Desde então, ao longo dos últimos cinquenta anos, escassos foram os trabalhos conduzidos em canais de água. E a razão para isso é bastante clara: instalações hidráulicas demandam um enorme custo operacional e de infra-estrutura.

Incontestavelmente, os trabalhos que mais influenciaram o modo como o problema hoje é visto são os trabalhos de Hunt e seus colaboradores. Esses trabalhos normalmente utilizam métodos assintóticos para descrever o escoamento sobre colinas de pouca inclinação, quando as equações de movimento podem ser linearizadas. Hunt sugeriu a existência de uma estrutura de escoamento equivalente ao modelo clássico de dois pisos desenvolvido para a camada limite aerodinâmica. Na subcamada interna, espera-se que o escoamento esteja em equilíbrio com as condições de contorno reais, de modo que se possa prever essa estrutura com base em leis da parede. Na subcamada externa, espera-se que o gradiente de pressão imposto pela colina seja equilibrado pelas forças de inércia. A turbulência nessa região deverá ser modificada de acordo com a teoria de distorção rápida de Townsend(1972), como será explicado na seção de Fundamentos Teóricos.

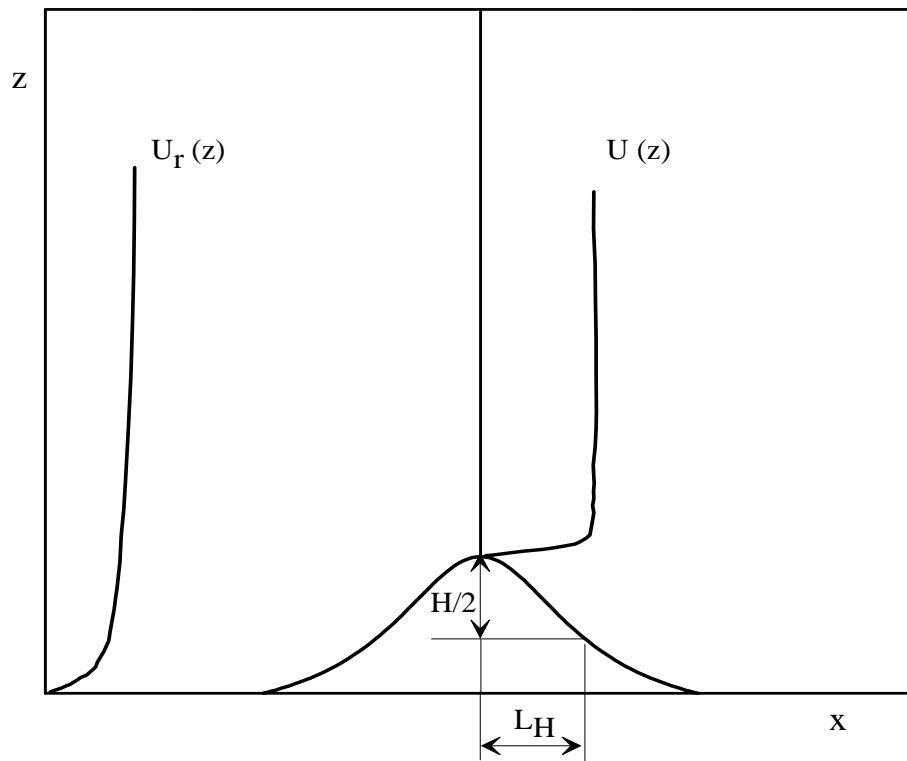


Figura 3.1: Ilustração dos parâmetros do escoamento sobre colinas.

Em um trabalho original, Jackson e Hunt(1975) mostraram que, para uma colina suave, a distribuição de velocidade turbulenta de um escoamento em equilíbrio próximo à superfície ainda pode ser utilizada para determinar as mudanças nas tensões de Reynolds. A teoria mostrou também que, para um perfil logarítmico de velocidade, o maior aumento de velocidade no topo da colina, o chamado fator “speed up”, é da ordem $O((H/L_H)U_r(L_H))$, onde H denota a altura da colina e $U_r(L_H)$ a velocidade de incidência do vento na colina, chamado perfil de referência, tomado na altura L_H . A escala L_H representa o comprimento característico longitudinal definido como a distância horizontal que corresponde à metade da altura da colina. A ilustração (3.1) clarifica a definição dos parâmetros deste problema. A conclusão obtida foi que o aumento de velocidade adjacente à superfície pode ser consideravelmente maior que o aumento fornecido pela teoria potencial. Outra conclusão importante era que acima do ponto onde ocorre o aumento máximo de velocidade no topo da colina, a velocidade é igual à velocidade a mesma distância do solo, a montante da colina.

Mason e Sykes em 1979 estenderam a teoria de Jackson e Hunt(1975) para uma to-

pografia tridimensional. Os resultados foram comparados com medições de campo realizadas em uma montanha aproximadamente circular e isolada, a colina de Brent Knoll, no Reino Unido.

Britter et al.(1981) estudou o escoamento sobre uma colina bidimensional. A ênfase foi atribuída à caracterização do “speed up”, aos efeitos de rugosidade e às propriedades da turbulência. A colina era bidimensional, em formato de sino, com uma inclinação máxima de 0,26. A camada limite foi espessada artificialmente, gerando uma espessura de $10H$, onde H denota a altura da colina; a altura dos elementos rugosos foi de $z_0 = 0.02H$. Os perfis de velocidade média foram comparados com as previsões fornecidas pela teoria de dois pisos de Jackson e Hunt(1975) fornecendo boa concordância para perfis à montante do topo, mas não na região de separação. Em um segundo experimento, foi estudado o escoamento sobre colinas suaves com superfícies rugosa. Os autores mostraram que, para essa geometria, o “speed up” pode ser avaliado como uma superposição dos efeitos provocados pela variação da elevação e da rugosidade. Na base da colina, entretanto, a rugosidade mudou completamente a configuração do escoamento, suprimindo a separação e o efeito da superposição linear.

Arya e Shipman(1981) investigaram o escoamento e a difusão em camada limite sobre uma crista bidimensional, ou seja, um obstáculo bidimensional em forma de triângulo. Essa crista possui uma relação de inclinação de 2 para 1, com sua altura, H , sendo aproximadamente $1/10$ da espessura da camada limite. O maior efeito causado pela crista no escoamento foi provocar uma região que se estendia por $13H$ à jusante do obstáculo, possuindo uma altura máxima de $2,5H$. Além disso, observou-se a presença de uma região de esteira que crescia na proporção de $(x/H)^{1/2}$, enquanto as perturbações na velocidade média, tensões de Reynolds e variações de flutuação de velocidade decaíam segundo $(x/H)^{-1}$.

Um estudo em túnel de vento da dispersão de poluentes à jusante de colinas tridimensionais foi feito por Castro e Snyder(1982). Os modelos de colinas variavam de cones a geometrias bidimensionais axissimétricas moderadamente íngremes, e apresentavam diferentes razões de aspecto. Foram observadas diferentes concentrações de acordo com a variação da posição da fonte. O efeito da colina no transporte das plumas foi

caracterizado através de alturas características e fatores de amplificação.

Charruthers e Choularton(1982) desenvolveram um modelo de três pisos para descrever o escoamento não viscoso de uma camada de inversão que recobre a camada limite sobre colinas de tamanho e inclinação moderados. O campo de pressão era utilizado para recalcular o campo de velocidade média na subcamada interna proposto por Jackson e Hunt(1975).

Ainda no início da década de oitenta, quando esforços sistemáticos começaram a ser feitos para investigar e entender o escoamento sobre colinas, Teunissen (1983) apresentou uma comparação entre dados experimentais de campo e de simulações em túnel de vento. As investigações de campo foram conduzidas no Canadá, em Rocky Mountains. Contudo, o trabalho de Teunissen se limitou ao estudo do fator “speed-up”. O maior aumento de velocidade no topo e nas suas adjacências foi avaliado no campo e em laboratório. Boa concordância foi obtida, apesar de em alguns casos o valor do “speed-up” ser superestimado em túnel de vento. Em um trabalho análogo, Bowen (1983) compara os resultados de diferentes medições em túnel de vento com previsões de modelos matemáticos e dados de simulação numérica. Bowen sugere ainda que o speed-up seja tratado como um incremento de velocidade que depende somente da forma da colina.

A estrutura de escoamentos fortemente estratificados sobre colinas tridimensionais foi discutida por Snyder et al.(1985). Este trabalho aborda tanto o aspecto teórico quanto o aspecto experimental. Os autores discutem extensivamente o conceito da linha de corrente divisora, tomando como base para a análise os argumentos de energia de Sheppard para estimar a altura dessa linha de corrente divisora. O trabalho analisa uma vasta gama de observações de laboratório e medições de escoamentos estratificados sobre uma grande variedade de colinas de diferentes geometrias.

O escoamento e a dispersão em esteiras de colinas tridimensionais foi estudado por Arya e Gadiyaram(1986). Duas colinas cônicas com inclinação de $26,5^{\circ}$ e $17,5^{\circ}$ e alturas de aproximadamente um quarto da camada limite foram testadas. Medições de velocidade à jusante da colina mais abrupta revelaram uma zona de recirculação bem definida e a presença de vórtices de esteira. Essa estrutura de escoamento não foi observada atrás da colina suave. Medições de difusão foram feitas em várias distâncias a partir da fonte, e

mostraram uma redução de 40% a 65% na concentração máxima ao nível do solo quando a fonte era situada no topo da colina. Quando a fonte foi deslocada para a base jusante foi observado um aumento do nível de concentração de até seis vezes.

Arya et al.(1987) estudou experimentalmente o escoamento e a dispersão sobre colinas bidimensionais suaves e abruptas de diferentes formas e razões de aspecto. Foi mostrado que o “speed up” possui uma relação inversa com a razão de aspecto do modelo. As tensões de Reynolds apresentaram rápido crescimento na região próxima à esteira na base da colina. Na região distante da esteira, todas as perturbações do escoamento decaíam segundo o inverso da distância à jusante. As fontes situadas no topo de colinas abruptas resultaram na redução de um terço dos níveis de concentração próximos ao solo. Por outro lado, uma vez colocada a fonte na base jusante, os níveis de concentração cresceram quinze vezes mais em relação à mesma posição na colina suave.

Concomitantemente, Snyder e Britter(1987) realizaram pesquisas experimentais muito semelhantes àquelas descritas acima. Entretanto, ao contrário de Arya e Gadiyaram(1986), foram utilizados obstáculos triangulares e colinas em forma de sino com diferentes razões de aspecto. Foram analisados os resultados de concentração de uma fonte situada em três pontos diferentes na base montante da colina para determinar a deformação da pluma e fatores de amplificação do terreno. Foi observado que a região de separação diminui em tamanho com o aumento da razão de aspecto. As mudanças nos parâmetros do escoamento foram explicadas com a noção de que a colina e a região de recirculação são vistas pelo escoamento como um único obstáculo. As medidas de concentração mostraram uma forte distorção na forma das plumas, com convergência no plano vertical e divergência no plano horizontal. Os autores concluíram que plumas de fontes elevadas mais se aproximavam da superfície quanto menor fosse a razão de aspecto.

Com respeito aos efeitos que colinas provocam nas flutuações de velocidade, Zeman e Jensen(1987) desenvolveram um novo modelo onde a transformação de von Mises é aplicada às equações médias de quantidade de movimento, possibilitando a resolução das equações de fechamento turbulento de segunda ordem. O campo de pressão induzido pela presença da colina foi calculado através da teoria potencial. Zeman e Jensen concentraram seus esforços em estudar o campo turbulento sobre colinas. Os autores afirmam

que, além dos efeitos da distorção rápida, a curvatura das linhas de corrente exercem efeitos dinâmicos importantes no comportamento da turbulência. Todas as previsões foram comparadas com resultados obtidos no projeto da colina de Askervein.

Neste mesmo ano foi conduzida uma série clássica de experimentos de campo, as medições sobre a colina de Askervein. Mickle et al. (1987) concentraram esforços no estudo do campo de velocidade média e de flutuações turbulentas sobre a colina de Askervein. Estes dados mostraram-se confiáveis e doravante passaram a ser referência e base de comparação para teorias e simulações numéricas. Através de observações da altura onde ocorre o máximo aumento de velocidade, e a constatação de pequenas mudanças no valor da componente longitudinal de flutuação turbulenta, os autores concluíram que as equações de Jackson e Hunt para a subcamada interna fornece estimativas subestimadas para esta grandeza.

No trabalho de 1988a, Hunt et al. mostrou teoricamente que um leve gradiente de temperatura pode aumentar suficientemente o gradiente de velocidade a montante da base da colina para provocar um significativo aumento da velocidade sobre a colina, sendo ao mesmo tempo ainda fraco o suficiente para modificar a dinâmica do escoamento. Hunt considerou os efeitos da força de empuxo quando o escoamento à montante possui uma atmosfera estável. Em seqüência a este trabalho, Hunt et al.(1988b) dedicou-se ao escoamento próximo à superfície.

As questões relativas às condições de similaridade são invariavelmente de grande importância nos estudos experimentais. Meroney(1990) discorre sobre este assunto com uma visão dedicada ao escoamento sobre colinas. O conceito envolvido na similaridade é, na verdade, o conceito de semelhança de figuras geométricas, ou seja, a razão entre os efeitos físicos que atuam no fenômeno real devem ser iguais à razão entre os efeitos físicos exercidos sobre o modelo em escala. Naturalmente, não é trivial atingir a similaridade completa, incluindo aspectos geométricos, dinâmicos e térmicos. Em consequência desta limitação, diferentes parâmetros adimensionais foram obtidos de forma a garantir similaridades aproximadas em cada aspecto de interesse. Os parâmetros pertinentes para o estudo de escoamentos são os seguintes: número de Rossby, número de Euler, número de Reynolds, número de Richardson, número de Peclet, número de Prandtl, número de

Schmidt e número de Eckert. Apesar da similaridade do número de Reynolds nunca ser satisfeita, uma das vantagens na utilização de canais de água é exatamente essa. A viscosidade cinemática da água a temperatura ambiente é aproximadamente 16 vezes menor que a do ar, portanto, à mesma escala de comprimento e velocidade do fluido, o número de Reynolds para um escoamento na água será 16 vezes maior.

Carruthers e Hunt (1990) fizeram uma detalhada revisão dos trabalhos publicados em escoamentos sobre colinas e terrenos complexos. Os autores iniciam a descrição revendo as equações lineares para escoamento médio sobre colinas isoladas, incluindo os efeitos de estratificação do perfil de velocidades inicial e mudança na rugosidade da superfície. O campo turbulento também foi estudado através de uma abordagem linear simples usada para calcular como comprimento de escalas, variância e espectro variam sobre colinas. Os autores, após várias comparações, mostram que uma modelagem turbulenta mais sofisticada é necessária para a correta descrição do campo turbulento nas proximidades do topo da elevação. Carruthers e Hunt explicam que a dificuldade na representação dessa região é produto dos efeitos da distorção rápida, curvatura e efeitos não-lineares. São discutidos ainda a dispersão e deposição de partículas sólidas.

O número de trabalhos que estudam os campos escalares sobre colinas pode realmente ser considerado bastante escasso. Recentemente, Raupach et al.(1992) desenvolveu um modelo para a descrição dos efeitos que colinas suaves exercem nos campos escalares, em especial nos campos de temperatura e umidade, em camadas limites sob condições quase neutras. A análise foi confinada à região interna e os seguintes processos foram considerados: convergência e divergência do escoamento médio, mudanças na difusividade dos vórtices causada por variações na turbulência e variação dos fluxos escalares na superfície.

Em um livro que se tornou referência no estudo de camadas limites atmosféricas, Kaimal e Finnigan (1994) revisam o estado da arte em escoamentos atmosféricos, em especial no estudo de escoamentos sobre colinas. Os autores descrevem detalhadamente os progressos alcançados na descrição do campo médio e as dificuldades da modelagem turbulenta. Belcher e Hunt (1998) revisam os trabalhos mais tradicionais em escoamentos sobre ondas e colinas. Belcher e Hunt concentram seus esforços em descrever os mecanismos que regem estes fenômenos sob condição de atmosfera neutra.

A recente motivação de Besio et al. (2001) foi estudar a validade da lei logarítmica na presença de superfícies não-planas. Reconhecidamente, essa lei governa a dinâmica tanto do campo médio quanto turbulento, e envolve parâmetros efetivos de normalização. Os autores apresentam dados de simulação numérica e de experimentos em túnel de vento para mostrar que existe uma forma logarítmica efetiva presente mesmo para as menores escalas. Os autores mostram ainda que a lei da parede generalizada envolve parâmetros que dependem suavemente da topografia adjacente.

A presença de rugosidade em conjunto com a elevação de topografia foi recentemente estudada por Athanassiadou e Castro(2001). Dois conjuntos de colinas senoidais foram investigados em túnel de vento. No conjunto suave o escoamento permanecia colado à superfície, enquanto no segundo havia presença de uma região de separação. Medidas de velocidade média e de flutuações são comparadas com dados sobre superfície plana de mesma rugosidade. Em adição, foram realizadas medições de pressão que permitissem a comparação entre a força de arrasto medida e as previsões teóricas e computacionais.

Em um dos poucos trabalhos recentes realizados em canais de água, Gyüre e Jánosi(2003) investigaram a formação de ondas de esteira atrás de montanhas bidimensionais. Eles mostraram que o campo de escoamento é determinado basicamente pela altura e inclinação da encosta. A diferença entre os resultados alcançados e as teorias existentes foi atribuída ao alto grau de influência dos efeitos de não-linearidade. A faixa de velocidades utilizada neste experimento foi de $U = 1 - 15$ cm/s, e os autores indicam que velocidades de $U \leq 0.5 - 1$ cm/s devem ser cuidadosamente utilizadas, pois abaixo desta faixa constata-se a presença dos efeitos de bloqueio do escoamento causado pelo obstáculo.

3.2 Fundamentos Teóricos

Este capítulo apresenta a abordagem teórica tradicionalmente aplicada ao tratamento de escoamentos bidimensionais sobre colinas. Toda a análise aqui descrita baseia-se na tentativa de explicar como as mudanças características provocadas pela variação orográfica se comportam nas diferentes regiões do escoamento. Isto é feito através da identificação dos

maiores termos nas equações que governam a dinâmica do campo médio, e dos principais mecanismos e escalas características que regem as perturbações do campo turbulento. Serão estudados a seguir os dados assuntos: o comportamento do campo de velocidade média, o fator “speed-up”, que representa o maior aumento de velocidade no topo da colina, a teoria de distorção rápida do campo turbulento e a separação do escoamento à jusante de colinas abruptas.

3.2.1 A Estrutura do Escoamento sobre Colinas

No estudo do comportamento da camada limite sobre colinas faz-se mister possuir uma base de comparação para a avaliação da mudanças sofridas pelo escoamento sobre a elevação de topografia. Via de regra, esta referência é um perfil de velocidades medido à montante da colina denotado por perfil não-perturbado ou de referência. Aqui, tomaremos uma região de um escoamento completamente desenvolvido, neutramente estável, sobre uma superfície homogênea ao longo do eixo longitudinal, onde o perfil de velocidades é logarítmico, obedecendo a equação (3.1):

$$U_r(z) = \frac{u_\tau}{\varkappa} \ln\left(\frac{z}{z_0}\right), \quad (3.1)$$

onde $\varkappa = 0.4$ é a constante de von Karman, z_0 é o parâmetro de rugosidade, u_τ é a velocidade de atrito e U_r representa o perfil de referência.

A colina é descrita basicamente por dois parâmetros característicos, a altura H e o comprimento característico L_H , e produz perturbações no campo médio denotadas por Δu , Δw , Δp e $\Delta \tau$, perturbações de velocidade horizontal e vertical, de pressão e de tensões cisalhantes de Reynolds, respectivamente.

Para colinas de inclinação suave, tal que $H/L_H \ll 1$, as perturbações introduzidas no escoamento incidente são pequenas e podem ser calculadas por equações linearizadas, onde os produtos das perturbações são desprezados, como descrito em (3.2):

$$\begin{aligned}
 U_r \frac{\partial \Delta u}{\partial x} + \Delta w \frac{dU_r}{dz} &= -\frac{\partial \Delta p}{\partial x} + \frac{\partial \Delta \tau}{\partial z} \\
 U_r \frac{\partial \Delta w}{\partial x} &= -\frac{\partial \Delta p}{\partial z} + \frac{\partial \Delta \tau}{\partial x}
 \end{aligned} \tag{3.2}$$

$$\frac{\partial \Delta u}{\partial x} + \frac{\partial \Delta w}{\partial z} = 0,$$

com as seguintes condições de contorno

$$\begin{aligned}
 \Delta u = \Delta w = 0 \quad em \quad z = 0, \\
 \Delta u, \Delta w \rightarrow 0 \quad quando \quad z/L \rightarrow \infty.
 \end{aligned}$$

Para modelar as tensões de Reynolds, Jackson e Hunt utilizaram um modelo de comprimento de mistura. Esses autores formularam o problema considerando a estrutura de três pisos da camada limite: uma região interna de espessura l onde efeitos turbulentos são dominantes e variações significativas nos gradientes médios estão presentes, e uma região externa onde o gradiente de pressão imposto pela colina é balanceado pelas forças de inércia. A região externa é normalmente subdividida em uma camada intermediária, definida por uma altura h_m onde o cisalhamento do escoamento incidente deixa de ser importante na dinâmica do escoamento.

A altura da camada interna é dada pela equação (3.3), e a região intermediária é definida pela altura h_m mostrada na equação (3.4). O diagrama da figura (3.2) ilustra a estrutura de três pisos.

$$\left(\frac{l}{L_H} \right) \ln \left(\frac{l}{z_0} \right) = 2\kappa^2. \tag{3.3}$$

$$h_m = L_H \left[\ln \left(\frac{L_H}{z_0} \right) \right]^{-1/2}. \tag{3.4}$$

A velocidade longitudinal dada pela teoria de Jackson e Hunt para a região da subcamada interna é

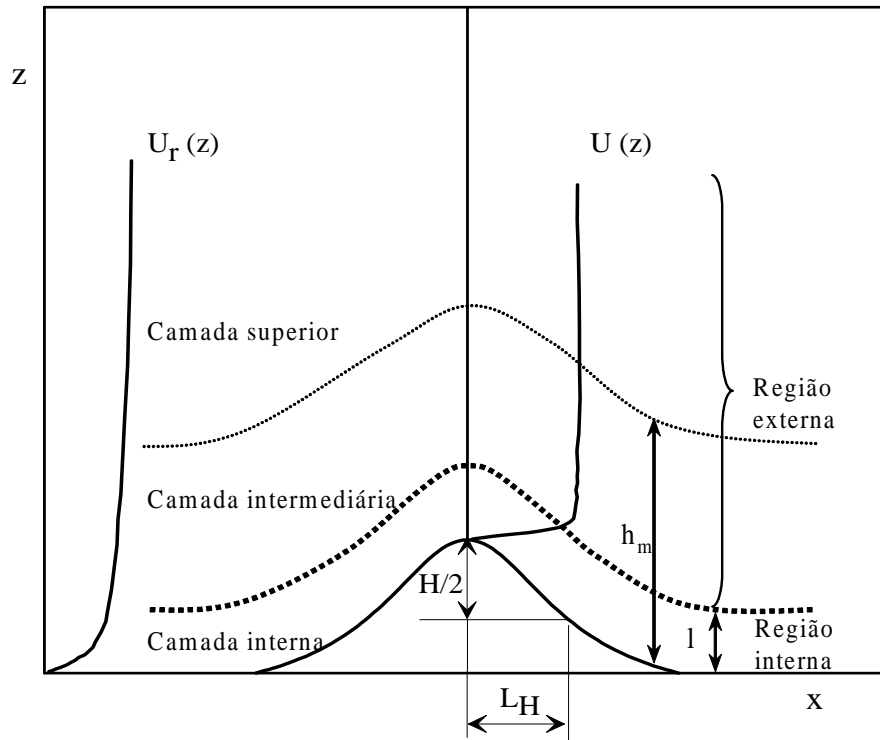


Figura 3.2: Ilustração da estrutura de três pisos da camada limite sobre colinas.

$$U = U_r(\Delta z) + \Delta u(x, \Delta z), \quad (3.5)$$

onde Δu é a perturbação de velocidade imposta à velocidade incidente U_r , a uma dada distância vertical medida a partir da superfície local (Δz).

3.2.2 O fator “Speed-up”

Para aplicações práticas, costuma-se definir a fração ΔS como o fator “speed-up” fracionário,

$$U(\Delta z) = (1 + \Delta S)U_r(\Delta z) \Rightarrow \Delta S = \frac{U - U_r}{U_r}. \quad (3.6)$$

Previsões teóricas do comportamento do fator “speed-up” para cada região da camada limite sobre colinas podem ser encontradas nos trabalhos de Hunt e de seus colaboradores.

O fator ΔS acima definido possui naturalmente grande interesse prático para diferentes fins, como por exemplo para a correta localização de turbinas eólicas para maior

aproveitamento da dinâmica do vento local, para o cálculo de esforços em estruturas submetidas a esse tipo de escoamento, entre outros.

Esta aceleração do fluido no topo da colina é gerada pelo campo de pressão que se desenvolve ao seu redor. Considerando uma situação idealizada onde a colina está imersa em um escoamento uniforme e não cisalhante de velocidade média U , o campo de pressão poderia ser calculado utilizando a teoria potencial clássica. A perturbação de pressão sobre a colina teria uma magnitude de ρU^2 . Essa perturbação agiria sobre o fluido provocando um aumento de velocidade ΔS , onde a magnitude e distribuição espacial deste aumento dependem da forma da colina.

3.2.3 Distorção do Campo Turbulento

A estrutura do campo turbulento da camada limite não-perturbada muda lentamente, e, por isso, diz-se que a turbulência está em equilíbrio local. Entretanto, as mudanças induzidas pela variação de topografia na camada limite ocorrem ao longo de um curto comprimento longitudinal e durante pequeno intervalo de tempo. Esses fatores provocam uma distorção do campo turbulento, impedindo que o estado de equilíbrio local seja alcançado. Para melhor entender e caracterizar este fenômeno é preciso definir duas escalas de tempo: uma que caracteriza a distorção da turbulência por influência do escoamento médio, e outra que represente o seu tempo de relaxação, ou seja, o retorno ao equilíbrio com o meio fluido ao redor. A razão entre essas duas escalas de tempo fornece uma medida do quão longe a turbulência está do equilíbrio local (Britter et al (1981)).

A chamada escala de tempo de advecção, T_A , define o tempo que as estruturas turbulentas precisam para ser advectadas e distorcidas por ação do escoamento médio sobre a colina, como mostrado na equação (3.7).

$$T_A = \frac{L}{U_r + \Delta u} \approx \frac{L}{U_r} \left\{ 1 + O\left(\frac{\Delta u}{U_r}\right) \right\}, \quad (3.7)$$

quando $H/L \ll 1$. Nesta escala temporal as estruturas turbulentas são deformadas somente por ação do deslocamento do fluido. Este deslocamento está associado com as perturbações sobre o campo médio induzidas pela presença da colina.

O tempo de relaxação, também chamado de escala de tempo integral Lagrangeana, T_L , caracteriza a “descorrelação” ou relaxação dos vórtices mais energéticos. Segundo Tennekes e Lumley (1972), T_L equivale à razão entre a menor escala de comprimento integral, L_x , e o desvio-padrão (valor rms) da componente de velocidade correspondente. Para um escoamento adjacente à superfície a turbulência é anisotrópica, e a escala de comprimento integral vertical é a menor delas, pois está restrita pela parede, de modo que $L_x^{(w)} \approx \kappa Z$. Logo, a escala de velocidade apropriada é a componente vertical de flutuação, $(\overline{w'^2})^{1/2} \approx 1,3$, na região da camada interna. Logo, segundo Belcher e Hunt(1998) a escala de tempo Lagrangeana pode ser estimada por:

$$T_L = \kappa z / u_\tau, \quad (3.8)$$

onde κ é a constante de von Karman. A literatura, entretanto, apresenta diferentes fórmulas para T_L , e.g. $T_L = 0.3z/u_\tau$ como utilizado por Britter et al. (1981) e $T_L = q^2/\epsilon C$, por Zeman e Jensen(1987). Nessa escala os vórtices mais energéticos são também dissipados e a turbulência entra em equilíbrio com o gradiente local de velocidade média.

As mudanças sofridas pela estrutura da turbulência sobre a colina dependem da relação entre T_A e T_L . Ao longo das linhas de corrente onde $T_A \ll T_L$, o escoamento médio transporta (advecta) os vórtices turbulentos sobre a colina mais rapidamente que a interação não-linear entre estas estruturas (os vórtices), i. e. a energia cinética turbulenta é dissipada mais lentamente e as propriedades locais da turbulência são determinadas pela distorção do escoamento médio sobre a colina, o que é descrito pela teoria de distorção rápida (Batchelor e Proudman (1954), Hunt(1973) e Townsend (1972)). É preciso, portanto, conhecer a história da deformação dos vórtices turbulentos sobre a colina para que estimativas da variação da turbulência sejam feitas.

Por outro lado, quando $T_L \ll T_A$ a dissipação acontece rapidamente e os vórtices turbulentos ajustam-se ao equilíbrio com o gradiente de velocidade média ao redor da colina antes de serem advectados sobre a elevação. Diz-se então que a turbulência está em equilíbrio local e sua estrutura depende somente do balanço entre a energia produzida e a dissipação e o cisalhamento local.

Assim, dentro da camada limite, T_A diminui e T_L aumenta com a distância da parede.

A região limítrofe entre o equilíbrio local e a distorção rápida é definida onde T_A e T_L são comparáveis, ($T_A \approx T_L$). Esse ponto ocorre aproximadamente a uma distância vertical $Z \approx l$, onde l é a altura da camada interna, $l \ln(l/z_0) = 2\kappa^2 L$. Britter et al(1981) corroborou experimentalmente a sugestão de trabalhos anteriores (Bowen (1978) e Bradley (1980))de que o ponto onde $T_A \approx T_L$ ocorre aproximadamente na altura l .

Para a camada interna adjacente à superfície onde a turbulência está em equilíbrio local ($T_L \ll T_A$), as variâncias das três componentes de intensidade turbulenta, σ_u^2 , σ_v^2 e σ_w^2 sobre a colina sofrem um aumento proporcional a $\Delta\tau/\rho u_\tau^2$, onde $\Delta\tau$ é a variação da tensão na parede devido à presença da elevação da topografia. Baseado nas estimativas de Jackson e Hunt(1975) para uma colina suave, quando $z \ll l$, a variação é da ordem

$$\frac{\Delta\sigma_u^2}{(\sigma_u^2)_\infty} = \frac{\Delta\sigma_w^2}{(\sigma_w^2)_\infty} \cong 4 \left(\frac{H}{L_H} \right), \quad (3.9)$$

onde $\sigma_u = \sqrt{u'^2}$ e $\sigma_w = \sqrt{w'^2}$, $\Delta\sigma_u^2$ e $\Delta\sigma_w^2$, representam respectivamente a diferença entre as variâncias longitudinais e transversais medidas no topo da colina e no perfil de referência, e o subscrito ∞ refere-se à grandeza avaliada no perfil de referência a montante.

Na região externa, a estrutura da turbulência é estimada pela teoria da distorção rápida. Considerando que a distorção seja suficientemente rápida de modo que os vórtices não consigam interagir entre si nem se ajustar à taxa de deformação local, o único efeito provocado pela distorção do escoamento na turbulência será comprimir, esticar ou rotacionar os vórtices. Tomando uma distorção do escoamento médio no plano x-z, podemos estimar as variações das grandezas turbulentas para uma dada altura sobre a colina através dos resultados de Batchelor e Proudman (1954), Townsend (1976). Estes autores calcularam a variação de σ_u^2 , σ_v^2 e σ_w^2 para uma contração do escoamento médio com turbulência homogênea e isotrópica. Os resultados mostram um decréscimo de σ_u^2 e um aumento de σ_v^2 e σ_w^2 . Townsend(1976, p.72) mostrou que para a primeira ordem em $(c - 1)$, onde c é a razão de contração, neste caso $c = 1 - \Delta u/U_\Delta$. Os resultados de Batchelor e Proudman (1954) podem ser escritos como:

$$\frac{\sigma_u^2(x, z)}{\sigma_u^2(z_s)} = 1 - \frac{4}{5} \frac{\Delta u(x, z)}{U_0(z_s)}, \quad (3.10)$$

$$\frac{\sigma_w^2(x, z)}{\sigma_w^2(z_s)} = 1 + \frac{4}{5} \frac{\Delta u(x, z)}{U_0(z_s)}, \quad (3.11)$$

3.2.4 Separação do Escoamento

Quando a colina é suficientemente abrupta para gerar um forte gradiente de pressão adverso, o escoamento médio próximo à superfície sofre uma desaceleração junto à base de jusante. Esse fenômeno dá origem a um escoamento com gradiente local de velocidade adverso. Assim, para haver separação, é preciso que existam física e matematicamente certos pontos críticos onde tanto a velocidade média quanto o seu gradiente sejam nulos. Estes pontos críticos são chamados de ponto de separação, onde as linhas de corrente deixam a superfície, e ponto de recolamento, onde as mesmas voltam a aproximar-se da parede.

Para colinas suaves típicas, onde $H/L_H \leq 0.3$, a espessura da região de separação é comparável à espessura da região interna, como na colina de Askervein, e.g. Taylor e Tenissen (1987), onde a região externa não é modificada significativamente. A medida que a inclinação aumenta, o escoamento tende a separar, nomeadamente a um comprimento característico L_H medido a partir do topo, para uma colina redonda e isolada. Quanto maior for a inclinação, mais a separação tende a se aproximar do topo. Como descrito em Belcher e Hunt (1998), para escoamentos turbulentos e encostas íngremes, a altura da região descolada torna-se comparável à altura da colina.

Observações provenientes tanto de túneis de vento quanto de canais de água mostram que mesmo no caso de colinas bidimensionais, as elevações abruptas levam a configurações de escoamento cujas propriedades estatísticas variam ao longo da direção transversal ao escoamento, ver Athanassiadou e Castro (2001) e Gong et al.(1996), ou seja, ao longo do eixo y , quando o fluido escoar na direção x e a coordenada vertical é representada por z . Isso é resultado da geração de vórtices verticais e longitudinais na região de separação à jusante do topo. Acredita-se que estes vórtices têm origem em instabilidades cujas perturbações exercidas sobre a vorticidade média são esticadas pelo movimento de deformação vertical e horizontal, como discorre Simpson (1991).

O cálculo da esteira turbulenta que se forma na base jusante é definitivamente uma

tarefa bastante complexa. Kaimal e Finnigan (1994), numa extensa revisão sobre os progressos alcançados no estudo da camada limite atmosférica ressaltam a necessidade de se desenvolver estimativas práticas capazes de prever como o ponto de separação e a extensão da região de recirculação variam com a forma e inclinação de diferentes elevações orográficas. Entretanto, esta tarefa é dificultada pelo caráter não-linear das equações que regem o comportamento do fluido. O cálculo do escoamento na esteira turbulenta de colinas requer um modelo para as tensões de Reynolds em camadas cisalhantes retornando ao equilíbrio, na presença de altas intensidades turbulentas e cujas condições iniciais são definidas pela intermitência e pelos vórtices de grandes escalas na região de recirculação.

Uma característica única deste campo de escoamento é o ponto de inflexão nos perfis de velocidade logo a jusante do topo. A região de separação estende-se por um comprimento equivalente a várias alturas da colina, e é delimitada superiormente pela presença de uma camada cisalhante livre. Como resultado, toda esta região de recirculação apresenta características turbulentas muito semelhantes a uma camada de mistura, cujo comportamento difere significativamente das características de uma camada limite turbulenta clássica. Dentre estas características estão incluídos picos em todos os momentos turbulentos, aproximadamente na altura onde ocorre o cisalhamento máximo. A posição vertical destes picos tende a aumentar lentamente com a distância longitudinal medida a partir do topo. Como descrito em Simpson (1991), Kaimal e Finnigan (1994) e Belcher e Hunt (1998), estão presentes na região de recirculação escalas turbulentas da ordem da altura da camada de mistura, e altos níveis de intensidade turbulenta. O grande tamanho dos vórtices turbulentos em comparação com as escalas onde ocorre a variação da taxa de deformação garante que a turbulência seja altamente não-homogênea, o que implica um transporte turbulento significativo e ausência de equilíbrio local.

A uma dada distância a jusante da esteira turbulenta, o escoamento relaxa e tende a retornar à condição de equilíbrio onde os perfis são auto-preservados, ou seja, possuem aproximadamente a mesma forma, e tanto a velocidade média quanto as tensões cisalhantes podem ser tratadas por métodos de semelhança. Apesar de alguns detalhados estudos em túnel de vento terem iluminado esta difícil questão, e.g. Arya e Shipman (1981), Arya et al. (1987), Snyder e Britter (1987), muito pouco foi feito no sentido

de relacionar a estrutura da turbulência com a estrutura do escoamento médio de forma consistente.

A grande parte dos trabalhos existentes na literatura são restritos ao estudo do campo de velocidades após a região de separação, quando a camada limite está retornando às condições de equilíbrio. Arya et al. (1987) mostraram que as perturbações a uma distância $5H$ a partir do topo decaíam a uma taxa inversamente proporcional a x/H . Empiricamente, os autores mostraram que os dados experimentais \bar{U} , $-\overline{uw}$, $\overline{u^2}$ e $\overline{w^2}$ seguiam, respectivamente, leis de decaimento da forma:

$$-\Delta(\bar{U})_{max}/\bar{U}_H = m(x/H)^{-1}, \quad (3.12)$$

$$\Delta(-\overline{uw})_{max}/\bar{U}_H^2 = p(x/H)^{-1}, \quad (3.13)$$

$$\Delta(-\overline{u^2})_{max}/\bar{U}_H^2 = q(x/H)^{-1}, \quad (3.14)$$

$$\Delta(-\overline{w^2})_{max}/\bar{U}_H^2 = r(x/H)^{-1}, \quad (3.15)$$

onde m , p , q e r dependem da forma da colina e da sua razão de aspecto.

Kaimal e Finnigan (1994) ratificam que as propriedades do escoamento nas vizinhanças da esteira dependem da forma da colina, mas lembram que, para colinas isoladas, algumas características universais podem ser observadas. De acordo com estes autores, teorias baseadas na auto-preservação exprimem os perfis de velocidade de acordo com as seguintes leis de potência:

$$l_w(x - x_0) = A(x - x_0)^a, \quad (3.16)$$

$$U_w = B(x - x_0)^b f(z/l_w), \quad (3.17)$$

onde U_w é o déficit de velocidade entre o perfil de referência U_r e o perfil medido após a recirculação, como ilustrado na figura (3.3). As constantes A e B dependem da forma da

colina, e a função de forma $f(z/l_w)$ depende das características da esteira. Para o caso bidimensional, é consenso geral que $b = -1$. Muita incerteza permanece em torno do valor de a , que pode variar entre 0.5 e 1.

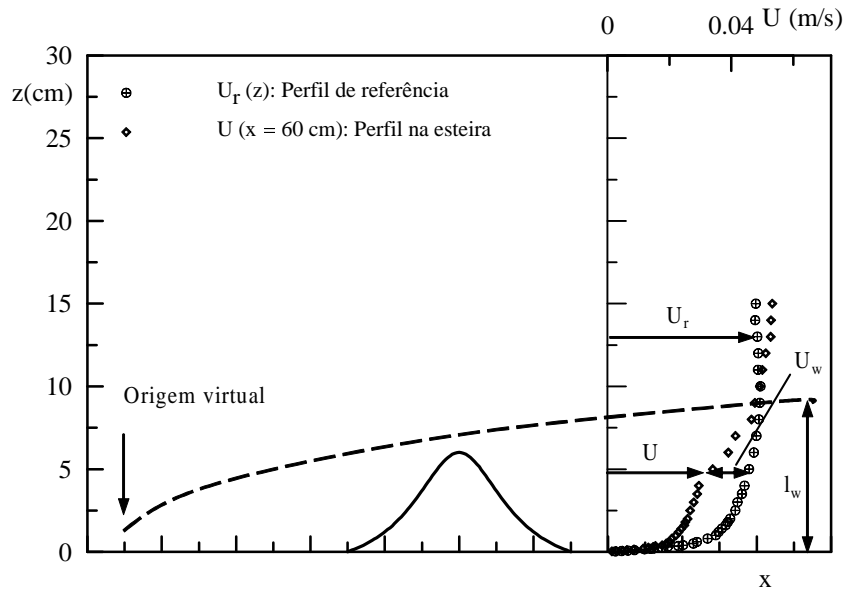


Figura 3.3: Parâmetros característicos da região da esteira à jusante de olinas abruptas.

A altura da esteira é representada por l_w , e x_0 denota a posição da origem virtual se o perfil de referência fosse considerado na posição do perfil medido na esteira.

Em suma, o comportamento essencialmente turbulento dos escoamentos atmosféricos aliado à presença da região de recirculação aumenta consideravelmente a complexidade do fenômeno, tanto no aspecto teórico quanto no experimental. O campo de pressões não pode mais ser aproximado pelo escoamento potencial ao redor da colina, como é feito pela teoria de Hunt para o problema de elevações suaves. Este campo deve então ser calculado levando-se em conta a forma da colina e a região de separação, que são vistas pelo escoamento como um único obstáculo. A analogia de Reynolds, que fornece informações sobre o coeficiente local de transferência térmica a partir do coeficiente local de atrito não é mais válida, já que no ponto de separação o coeficiente local de atrito tende a zero. Torna-se, então, imprescindível localizar corretamente do pontos de separação e recolamento do

escoamento para que sejam desenvolvidas novas teorias capazes de descrever o campo de velocidades nesta região.

3.3 Método Experimental

Analogamente ao capítulo anterior, esta seção está estruturada da seguinte forma: as características do modelo de variação topográfica construído são apresentadas em primeira instância, a seguir, a técnica experimental utilizada é descrita, e, por fim, é feita uma descrição criteriosa da instalação laboratorial onde a pesquisa foi desenvolvida. São feitos também alguns comentários acerca do método de cálculo das tensões cisalhantes de Reynolds.

Este capítulo, em adição, procura resumir os aspectos mais significativos do princípio de funcionamento do anemômetro laser-Doppler e do seu modo de utilização, além de discutir criticamente as suas vantagens e desvantagens.

3.3.1 Características do Modelo de Variação Orográfica

Para a realização deste trabalho foi construído um modelo bidimensional, axissimétrico e aerodinamicamente liso. De acordo com as características geométricas adotadas por Loureiro et al. (2000a, 2000b), a curva escolhida segue a equação de uma curva de Agnesi, descrita pela equação (3.18). Esta referida curva é amplamente utilizada na literatura, tendo em especial sido adotada em dois trabalhos importantes, Britter e Hunt(1981), e Arya et al.(1987).

A curva de Agnesi é fornecida por

$$z = \frac{H}{1 + \left(\frac{x}{L_H}\right)^2}, \quad (3.18)$$

onde H denota a altura da colina, L_H é o comprimento característico longitudinal definido como a distância horizontal que corresponde à metade da altura da colina. De fato, quando $x = L_H$, temos que $z = H/2$. Finalmente, x e z correspondem aos eixos horizontal e vertical respectivamente.

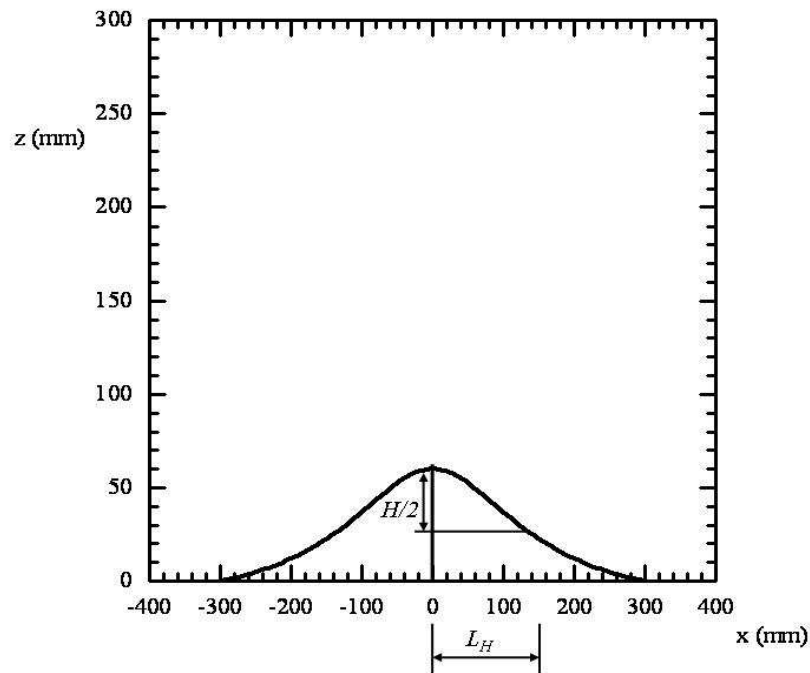


Figura 3.4: Desenho esquemático da colina e seus comprimentos característicos.

O limite da equação acima, quando $x \rightarrow \pm\infty$, tende assintoticamente para zero. Entretanto, para dimensionar e contruir o modelo, é preciso fazer que este tenda a zero suavemente, dentro do comprimento desejado. Para isto foi utilizado o artifício empregado por Arya et al. (1987), onde a curva de Agnesi foi ligeiramente modificada, sendo a equação (3.19) a curva efetiva do modelo utilizado:

$$z = \frac{75}{1 + \left(\frac{x}{150}\right)^2} - 15, \quad (3.19)$$

onde as dimensões são apresentadas em milímetros. O esquema da figura (3.4) ilustra a definição desses parâmetros.

A geometria da colina foi escolhida de forma a gerar uma região de recirculação pronunciada, levando em consideração as dimensões do canal de água e da altura da camada limite passível de ser simulada. A configuração adotada é mostrada na tabela (3.1), onde ra denota a razão de aspecto, que corresponde à metade do comprimento da colina dividido pela sua altura, e θ representa a inclinação máxima do modelo.

Tabela 3.1: Características construtivas da colina.

Colina Abrupta	
H(mm)	60
L(mm)	600
L_H (mm)	150
ra	5
θ	18,6°

O modelo foi construído no próprio Laboratório de Hidráulica da FEUP, em material acrílico transparente. Cuidado especial foi dedicado para que o modelo seguisse com precisão a curva estipulada. Para isso, foi feita uma série de longarinas, no mesmo material acrílico, cortadas e polidas exatamente na forma da equação, descontando naturalmente a espessura da cobertura. Essas longarinas foram fixadas em uma estrutura, e serviram de base para o recobrimento de uma chapa, única e sem emendas, que foi moldada e colada à forma definida pela estrutura. Segue abaixo a figura (3.5), que ilustra a construção do modelo.



Figura 3.5: Ilustração do processo construtivo do modelo utilizado.

3.3.2 A Técnica de Anemometria Laser-Doppler

Historicamente, o primeiro instrumento de medição de velocidade utilizando o efeito Doppler foi desenvolvido por Yeh e Cummins, em 1964. Desde então, o progressivo aumento da capacidade computacional e o aperfeiçoamento de tecnologias ópticas e eletrônicas tornou a anemometria laser-Doppler uma técnica amplamente consolidada e difundida na comunidade de mecânica dos fluidos.

Algumas das suas principais vantagens são:

- (i) Não-intrusão no escoamento, o fluido é investigado no ponto de cruzamento dos raios, sem a introdução de nenhuma perturbação externa. As únicas condições requeridas são um meio transparente com acesso óptico e um número apropriado de partículas traçadoras.
- (ii) Ausência de calibração e resposta absolutamente linear à velocidade do fluido. O princípio de funcionamento é baseado na estabilidade das ondas eletromagnéticas, que não é afetada pela variação de outros parâmetros físicos como pressão e temperatura.
- (iii) Sensibilidade direcional. A grandeza medida é a projeção do vetor velocidade na direção perpendicular às franjas de interferência. A introdução de um desvio de frequência em um dos raios permite ainda resolver o sentido da componente de velocidade medida.
- (iv) Alta resolução espacial e temporal. A combinação entre baixo tempo de resposta e pequena dimensão do volume de controle fornece uma boa resolução tanto no domínio do tempo quanto no domínio da frequência. As limitações de resolução temporal associadas ao sistema laser-Doppler estão normalmente associadas à baixa concentração de partículas.

A existência deste instrumento óptico de medição deve-se primordialmente à invenção dos raios laser (i.e., light amplification by stimulated emission of radiation) no início da década de sessenta. Graças às propriedades particulares de coerência temporal e espacial que estes raios possuem, foi possível estabelecer o princípio de funcionamento deste

anemômetro. Na verdade, esta é uma técnica de medição indireta pois a grandeza medida, especificamente, é a velocidade das não-homogeneidades presentes no fluido, ou seja, as partículas traçadoras. Logo, é imprescindível garantir que estas partículas realmente acompanhem o escoamento, e que nenhuma forma de escorregamento ou arrastamento esteja presente para que haja uma correta representação do fluido investigado.

Princípio de Funcionamento

Simplificadamente, o funcionamento desta técnica é descrito a seguir. Uma fonte de luz coerente é utilizada para gerar dois raios que se cruzam, dando origem a franjas de interferência. A coerência do laser garante que a localização das franjas de interferência é constante e a diferença de fase dos raios é independente do tempo. A configuração de diferentes intensidades de luz que caracteriza o fenômeno da interferência é resultante da superposição e da anulação de oscilações em consequência da soma de dois campos de ondas eletromagnéticas.

A interseção destes raios é denominada volume de controle. Quando uma partícula presente no fluido passa por esse volume de controle ela provoca um espalhamento de luz, que é detectado por um sistema óptico. A frequência dessa luz espalhada é diretamente proporcional à velocidade da partícula na direção perpendicular às franjas de interferência, e daí a grandeza desejada pode ser calculada. O princípio básico aqui descrito é ilustrado na figura (3.6).

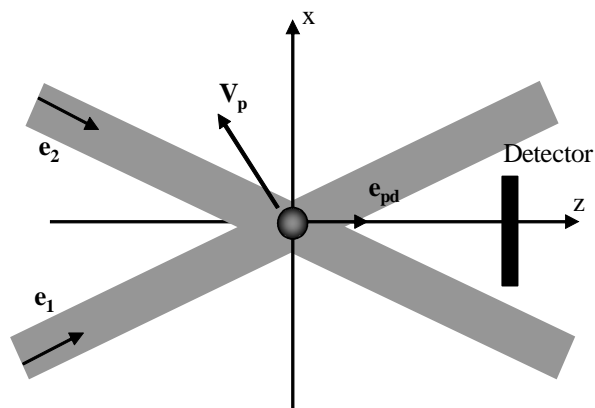


Figura 3.6: Configuração óptica de dois raios incidentes ilustrando a aplicação do efeito Doppler.

Na ilustração (3.6) o efeito Doppler é invocado duas vezes, a primeira quando os raios incidentes de comprimento de onda λ_r , frequência f_r e vetores unitários \mathbf{e}_1 e \mathbf{e}_2 impingem na partícula imersa no escoamento, e a segunda quando a luz espalhada por esta partícula em movimento é recebida pelo detector estacionário. Considerando que a velocidade da partícula, \mathbf{V}_p , é muito menor que a velocidade da luz, c , temos que $c = f_r \lambda_r$ e as frequências dos raios após o encontro com a partícula são dadas por:

$$f_1 = f_r + \frac{\mathbf{V}_p \cdot (\mathbf{e}_{pd} - \mathbf{e}_1)}{\lambda_r}, \quad (3.20)$$

$$f_2 = f_r + \frac{\mathbf{V}_p \cdot (\mathbf{e}_{pd} - \mathbf{e}_2)}{\lambda_r}, \quad (3.21)$$

onde \mathbf{e}_{pd} representa o vetor unitário na direção da partícula para o receptor. Logo, a frequência que chega à superfície do detector pode ser escrita como:

$$f_D = f_2 - f_1 = \frac{\mathbf{V}_p \cdot (\mathbf{e}_1 - \mathbf{e}_2)}{\lambda_r}. \quad (3.22)$$

A diferença de frequência f_D é independente da posição do receptor para a configuração mostrada na figura (3.6), como explicado em Albrecht et al. (2003). Sendo o ângulo de interseção dos raios, θ , conhecido, é fácil deduzir a frequência f_D vista pelo detector por argumentos puramente geométricos, como mostrado na figura(3.7) e expresso na equação (3.23).

$$f_D = \frac{2 \text{Sen } \theta/2}{\lambda_r} |\mathbf{V}_p| \text{Cos } \alpha = \frac{2 \text{Sen } \theta/2}{\lambda_r} v_{p\perp}, \quad (3.23)$$

onde α representa a direção do escoamento medida em relação à perpendicular do plano bissetor dos raios. Logo, a diferença de frequência f_D é linearmente proporcional à componente de velocidade na direção x , denotada por $v_{p\perp}$ ou v_{px} .

Estendendo o conceito introduzido acima, o raio laser possui um dado diâmetro, e em todas as seções transversais a ele a intensidade da luz apresenta uma distribuição Gaussiana. A uma certa distância da lente o diâmetro do raio atinge o seu menor valor, sendo este ponto chamado de “cintura do raio” e ilustrado na figura (3.8). É importante que as medições com o sistema laser-Doppler sejam efetuadas com o volume de controle

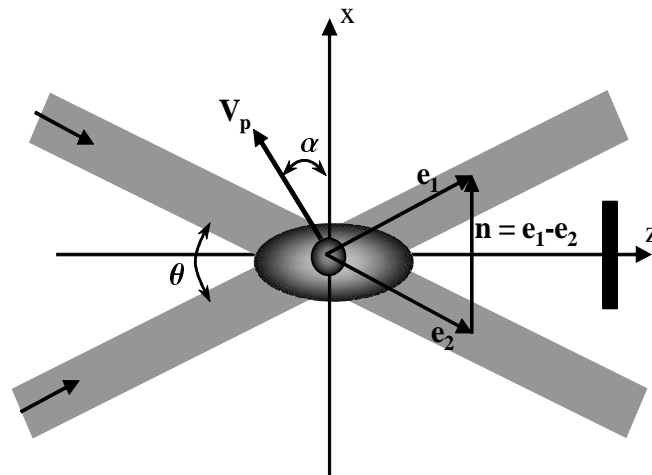


Figura 3.7: Relações geométricas para determinação da frequência Doppler recebida pelo detector.

alinhado na cintura dos raios, porque nesta região dos feixes as frentes das ondas eletromagnéticas podem ser consideradas planas, simplificando a teoria utilizada e os cálculos a serem realizados. Além disso, quando a interseção acontece fora da cintura dos raios as frentes de onda serão curvas, resultando em um espaçamento não constante das franjas de interferência, ou seja, a distância entre as franjas passa a depender da sua posição dentro do volume de controle. Conseqüentemente, a frequência Doppler medida será também dependente da posição da partícula no volume de controle e não mais será diretamente proporcional à velocidade do fluido.

As franjas de interferência, por sua vez, formam na verdade discos de interferência dando origem a um volume de controle elipsoidal. Esta forma elipsoidal é uma conseqüência direta do perfil de intensidade Gaussiano dos raios lasers. A superfície do volume de controle é então definida como a borda dentro da qual uma partícula, de um dado tamanho, passando através dele, espalha luz suficiente para ser percebida pelo fotodetector do sistema de recebimento óptico e pelo processador de sinal conectado a ele.

Quando o sistema está corretamente alinhado, o cruzamento dos feixes dá origem a planos de luz claros e escuros, como exemplificado na figura (3.9). A distância entre duas franjas consecutivas depende somente do comprimento de onda do laser e do ângulo de interseção, como mostrado na equação (3.24).

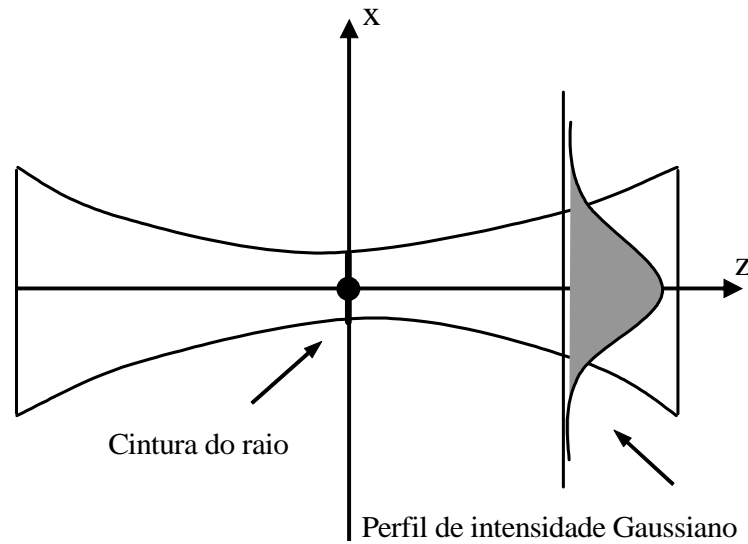


Figura 3.8: Ilustração da cintura do raio e do perfil de intensidade Gaussiano.

$$\delta_f = \frac{\lambda_r}{2\text{Sen}\theta/2}. \quad (3.24)$$

O tamanho do volume de controle pode ser estimado através do diâmetro da cintura do raio, d_c , e do ângulo de interseção θ , como mostrado na equação (3.25).

$$d_x = \frac{d_f}{\text{Cos}\theta/2}, \quad d_y = d_c, \quad d_z = \frac{d_f}{\text{Sin}\theta/2}, \quad (3.25)$$

onde d_x representa a largura, d_y a altura e d_z o comprimento do volume de controle.

Com a largura d_x do volume de controle e a distância entre as franjas, δ_f , é possível estimar o número total de franjas na interseção dos feixes, como mostrado na equação (3.26).

$$N_f = \frac{d_x}{\delta_f} \quad (3.26)$$

Esse número de franjas se aplica a uma partícula que se move ao longo do eixo longitudinal no centro do volume de controle. Quando a partícula caminha pela vizinhança interna do volume de controle, esta atravessa um menor número de franjas, o que implica na observação de menos períodos no sinal recebido pelo fotodetector para a estimativa da

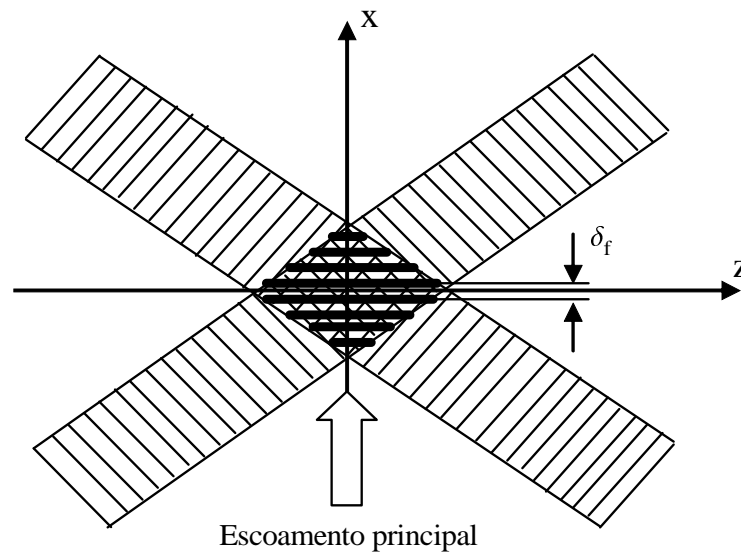


Figura 3.9: Configuração das franjas de interferência formadas pela interseção de dois raios.

freqüência Doppler. Para a obtenção de bons resultados com o anemômetro laser-Doppler é preciso assegurar um número suficientemente alto de franjas de interferência no volume de controle. A questão principal é o número de períodos produzidos na intensidade da luz espalhada pela partícula. Os processadores de sinal mais antigos requerem um mínimo de 8 períodos para o sinal de saída do fotodetector seja validado para o cálculo da freqüência Doppler. Naturalmente, quanto maior o número de períodos, maior a precisão de cada medida.

O sinal característico da passagem de uma partícula através do volume de controle é chamado na literatura inglesa de “bursts”, ou explosões, termo adotado neste texto. A ilustração dos períodos mencionados no parágrafo anterior no interior de uma explosão, (burst), é apresentada na figura (3.10).

Resolução do Sentido da Velocidade

A configuração óptica discutida na seção anterior, e ilustrada na figura (3.6), resolve a componente do vetor velocidade normal às franjas de interferência. Entretanto, nenhuma informação sobre o sentido desta componente está contido no sinal adquirido. A freqüência não é dependente do sentido da velocidade, ou seja, uma medida de velocidade de mesma

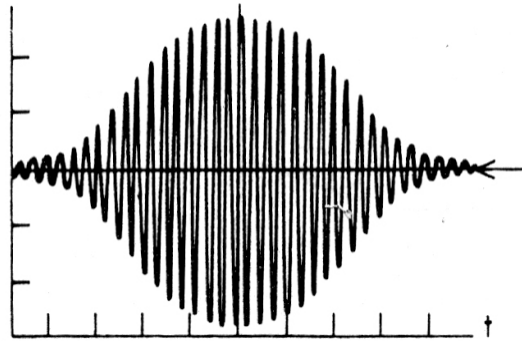


Figura 3.10: Ilustração do sinal característico de um anemômetro laser-Doppler quando uma partícula atravessa o volume de controle. O número de períodos no interior da explosão representa o número de franjas cruzadas pela partícula.

magnitude, positiva ou negativa, irá resultar na mesma frequência Doppler.

Para superar esta limitação, os sistemas laser-Doppler são normalmente equipados com moduladores óptico-acústicos, chamados de células de Bragg, que permitem resolver a direção do escoamento e permitem também a correta avaliação de baixas velocidades. O propósito da célula de Bragg é introduzir um desvio de frequência f_{des} , “shift”, em um dos raios, e como consequência as franjas de interferência deixam de ser estacionárias, mas movem-se com uma velocidade constante v_{des} dada pela equação (3.27).

$$v_{des} = f_{des} \delta_f \quad (3.27)$$

A figura (3.11) explica a introdução do desvio de frequência de um dos raios para permitir a sensibilidade direcional do anemômetro Doppler.

Quando a célula de Bragg é introduzida no caminho do raio 1, por exemplo, da figura (3.6), a sua frequência pode ser desviada de um valor f_{des} , resultando em:

$$f_1 = f_r + f_{des} \quad \text{ou} \quad f_1 = f_r - f_{des}. \quad (3.28)$$

A introdução deste desvio corresponde a uma movimentação das franjas de interferência na direção positiva do eixo longitudinal, $+x$, ou na direção negativa, $-x$, com uma velocidade constante. Depois que os dois raios espalhados se misturam na superfície

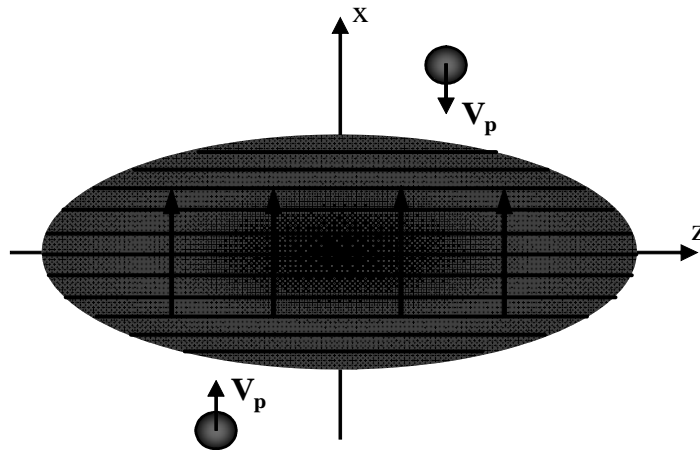


Figura 3.11: Princípio da sensibilidade direcional do sistema laser: movimentação das franjas de interferência através da introdução de um desvio de frequência em um dos raios incidentes.

do detector, a modulação de frequência capturada pelo detector, f_d , para a configuração apresentada na figura (3.6), se torna:

$$f_d = f_{des} + \frac{\mathbf{V}_p \cdot (\mathbf{e}_1 - \mathbf{e}_2)}{\lambda_r} = f_{des} \pm \frac{2 \text{Sen} \theta / 2}{\lambda_r} |V_{p\perp}| = f_{des} \pm f_D. \quad (3.29)$$

O fotodetector irá ver a luz espalhada por uma partícula estacionária a uma frequência igual ao desvio introduzido pela célula de Bragg, normalmente de 40MHz. Logo, uma partícula que caminhe na direção contrária ao movimento das franjas irá produzir explosões de frequência Doppler inferior ao desvio, enquanto que uma partícula que caminhe na mesma direção de movimento das franjas irá produzir sinais de frequência superior ao desvio.

Para concatenar as informações introduzidas nesta seção, um esquema de um anemômetro laser-Doppler de um canal é resumido na figura (3.12). O raio laser é dividido em dois feixes de mesma intensidade e polarização através de um “divisor de raios” (“beam splitter”), e a interseção entre eles é feita por meio de uma lente. Um colimador é utilizado para ajustar as propriedades do raio no volume de controle e a célula de Bragg fornece o desvio de frequência usado para obter a sensibilidade direcional. A frequência Doppler é capturada pelo sistema de fotodetecção e determinada através de um processador de sinal.

A análise dos dados para o cálculo das propriedades do fluido é feita em um computador ligado ao processador do sinal.

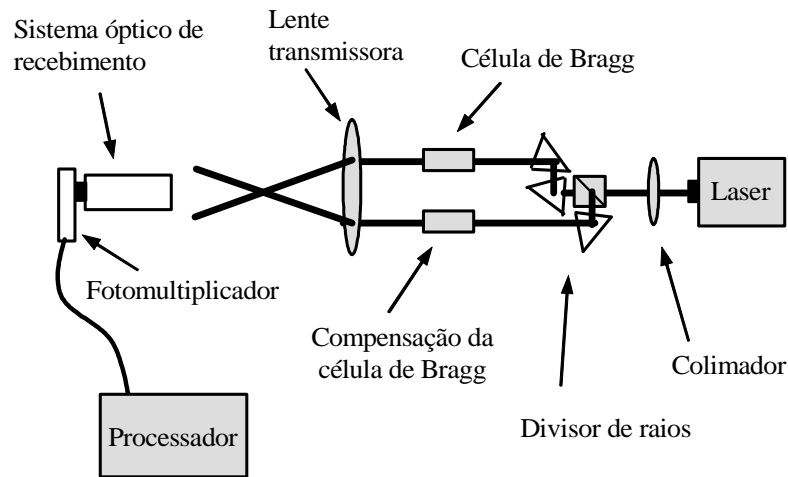


Figura 3.12: Desenho esquemático dos componentes de um sistema laser unidimensional.

Sistemas adicionais operando em diferentes comprimentos de onda podem ser integrados a arranjos ópticos unidimensionais, como o da figura (3.12), para fornecer simultaneamente as diferentes componentes de velocidade do fluido, utilizando o mesmo princípio descrito acima.

As Partículas e o Domínio da Luz Espalhada

Como já vimos, na anemometria laser-Doppler a velocidade do fluido não é medida diretamente. A grandeza avaliada de fato é a velocidade das partículas em suspensão no fluido. Neste sentido, considera-se importante tecer aqui alguns comentários acerca deste assunto.

As partículas devem ser pequenas o suficiente para seguir o escoamento com eficácia, e ainda serem grande o bastante para espalhar a luz incidente de modo a permitir que o fotodetector consiga detectar a frequência Doppler. Idealmente, as partículas também devem estar em equilíbrio estável com o fluido, i.e., ter a mesma massa específica que o meio.

Durst, Melling e Whitelaw(1981), em um capítulo extenso e detalhado sobre o emprego de partículas em anemometria laser, ressaltam as principais características desejáveis para estes traçadores: eles devem seguir o escoamento, espalhar a luz com eficiência, devem ser de baixo custo e geradas com facilidade, não-tóxicas, não-corrosivas e não-abrasivas, quimicamente inativas, e por fim devem ser limpas.

Dependendo da natureza do escoamento, os traçadores utilizados em anemometria laser-Doppler normalmente possuem diâmetros entre entre 0.1 a $50\mu\text{m}$. Este tamanho é comparável ao comprimento de onda do luz utilizada, como por exemplo, para um laser de He-Ne é 632.8 nm.

A teoria aplicável para o espalhamento de luz causado por partículas de tamanho comparável ao comprimento de onda do laser é a teoria de Lorentz-Mie. Esta teoria considera partículas esféricas, e portanto, somente considera dependência em relação ao diâmetro. Mas na prática a forma e orientação destes traçadores também influenciam no espalhamento da luz. Em geral, as maiores partículas espalham menos luz que as pequenas, como mostrado na Figura (3.13). Para as grandes partículas, a razão entre a luz espalhada na direção de emissão dos raios (“forward scatter”) e na direção contrária (“backscatter”) é da ordem de 10^2 a 10^3 . Deve-se notar que a escala radial utilizada na Figura (3.13) é logarítmica para levar em conta as grandes diferenças entre as intensidades da luz no sentido da emissão dos raios, e no sentido contrário.

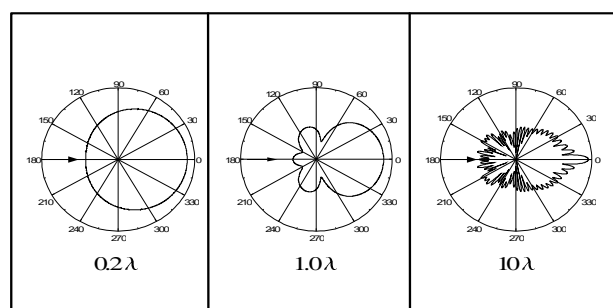


Figura 3.13: Domínio da luz espalhada por partículas esféricas de diferentes tamanhos. A intensidade da luz é mostrada em escala logarítmica.

Com o tamanho de partículas comumente utilizado, a maior parte da luz espalhada segue a direção oposta à sonda que transmite os raios lasers. Por este motivo, desde os

primórdios da anemometria laser, a medição neste sentido preferencial sempre foi amplamente utilizada. A configuração em “forward scatter” denota então que o sistema óptico de recebimento da luz é situado do lado contrário à sonda de transmissão dos raios, como ilustrado na Figura (3.14). Entre as vantagens desse arranjo experimental estão a obtenção de uma alta taxa de sinal-ruído e boa qualidade de sinal mesmo para lasers de baixa potência. Esse modo exige, entretanto, que o sistema óptico de recebimento seja movido concomitantemente com a sonda de transmissão dos feixes.

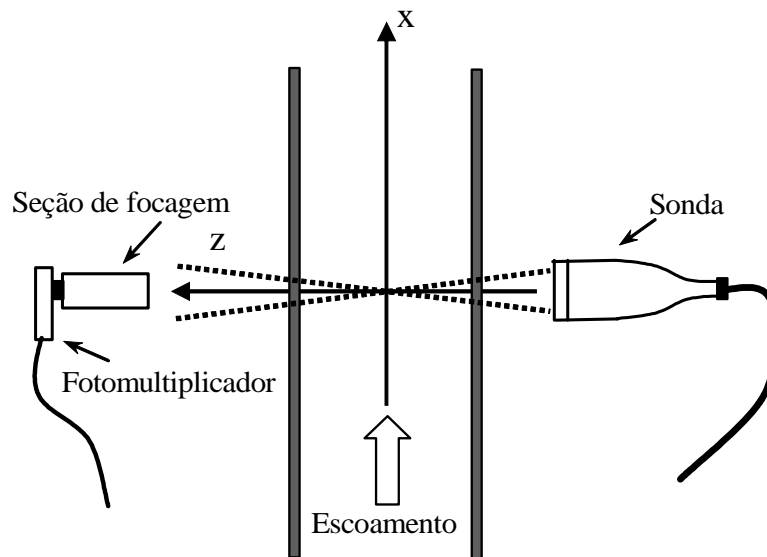


Figura 3.14: Configuração de um sistema laser em “forward scatter”. O sistema óptico de recebimento é situado do lado oposto à sonda de transmissão dos feixes.

O avanço na tecnologia de fibras ópticas possibilitou a ampliação e popularização da medição em modo “backscatter”. O principal benefício deste arranjo é permitir a integração entre o sistema de recebimento e transmissão, excluindo assim a necessidade de movimentação simultânea e alinhamento de dois aparatos diferentes. Além disso, esse sistema possibilita a investigação em locais de acesso restrito, onde o modo direto não poderia ser utilizado. A maior desvantagem deste método é a baixa taxa de sinal-ruído. A Figura (3.15) ilustra a sonda de transmissão e recebimento. A lente comum é utilizada tanto para provocar o cruzamento dos raios quanto para focar o volume de controle. A luz espalhada por partículas que cruzam os feixes fora do volume de controle estará naturalmente fora de foco para o sistema de detecção, contribuindo então para aumentar

o ruído de fundo no sinal adquirido.

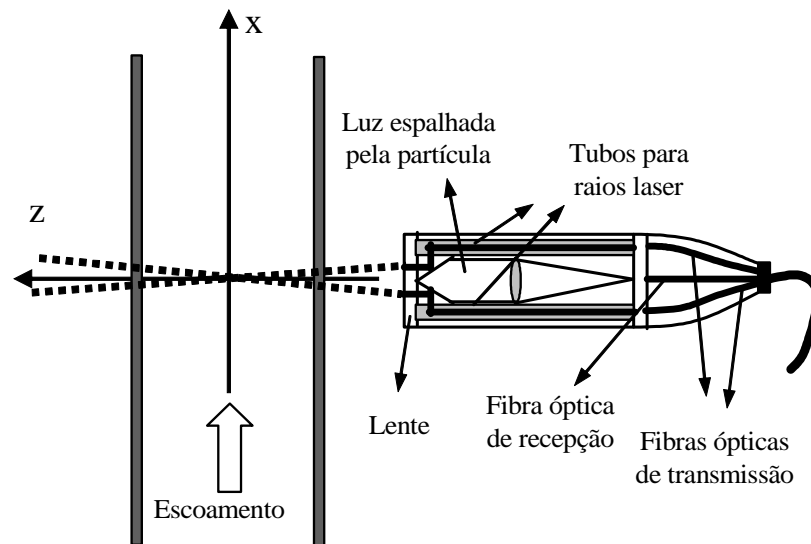


Figura 3.15: Configuração de um sistema laser em “backscatter”. O sistema óptico de detecção está integrado à sonda de emissão.

Detecção e Processamento do Sinal

O elemento responsável por converter um sinal óptico em um sinal eletrônico é normalmente chamado de fotodetector. Este processo acontece basicamente por meio de uma transição foto-elétrica, um fóton de luz provoca a mudança do nível de energia de um elétron, ou seja, um fluxo de fótons do sinal óptico implica em um fluxo de elétrons. A interação entre o campo óptico e o material foto-sensível é um fenômeno quântico, que inevitavelmente imprime um dado ruído ao sinal. Essa corrente produzida pelo fotodetector contém então a informação de frequência que será relacionada com a velocidade do fluido.

Um sinal típico de explosão Doppler é mostrado na Figura (3.16), e a Figura (3.17) mostra o mesmo sinal filtrado que será a entrada do processador de sinal. A parte DC do sinal, removida por um filtro passa-alta, é normalmente conhecida como pedestal e reflete a intensidade da distribuição Gaussiana no volume de controle.

O processador do sinal, através de diferentes mecanismos de verificação, e.g. amplitude do sinal e contagem do número de períodos, faz a validação das explosões que serão utilizadas na análise posterior. Os dados de velocidade vindos do processador consistem

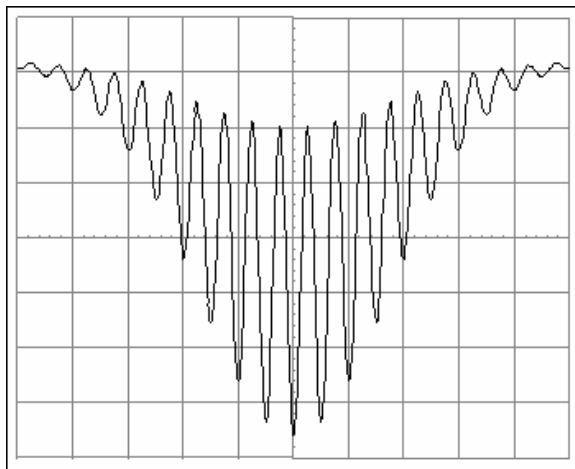


Figura 3.16: Sinal não filtrado provocado pela passagem de uma partícula no volume de controle.

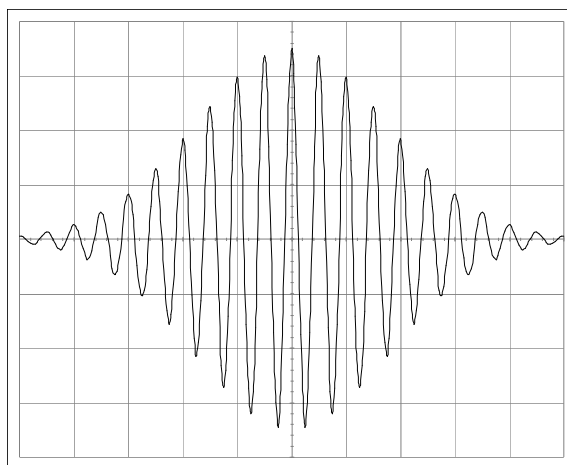


Figura 3.17: Sinal de entrada do processador. É o sinal acima após filtragem das baixas frequências e consequente retirada da parte DC.

então de N explosões válidas, colecionadas durante um tempo T , em um escoamento com escala integral τ_I . Para cada explosão também pode ser armazenado o tempo de chegada da partícula ao volume de controle, e o seu tempo de residência, ou de trânsito, i. e. o intervalo temporal que a partícula permanece no interior do volume de controle.

Devido ao caráter aleatório da chegada de partículas à interseção dos feixes, um certo vício ou tendência pode ser introduzido ao valor medido de velocidade. Diferentes estudos (e.g. Durst et al. (1976), DeGraaff e Eaton (2001), Zhang (2002), Poggi et al.(2002)) mostraram que o processo de amostragem não é independente do campo de escoamento investigado. Especialmente em escoamentos altamente turbulentos, as medições tendem a conter um maior número de amostras de partículas mais rápidas que de partículas mais lentas do mesmo escoamento. Como resultado, a utilização da simple média aritmética para o cálculo das propriedades estatísticas do escoamento implica em introduzir uma tendência nos resultados em favor das partículas mais velozes. Para compensar este vício, utiliza-se um fator que atribui menos peso às partículas mais rápidas na estimativa dos dados estatísticos. O cálculo do valor médio e da variância da componente longitudinal da velocidade utilizando o fator de peso η_i é mostrado na equação (3.30) abaixo:

$$\bar{U} = \sum_{i=0}^{N-1} \eta_i U_i \quad e \quad \sigma^2 = \sum_{i=0}^{N-1} \eta_i (U_i - \bar{U})^2. \quad (3.30)$$

O cálculo do fator de peso pode ser feito, entre outras maneiras, pelo tempo de trânsito t_i das partículas, como descrito na equação (3.31). Mais detalhes sobre este assunto pode ser encontrado em George (1974).

$$\eta_i = \frac{t_i}{\sum_{j=0}^{N-1} t_j} \quad (3.31)$$

3.3.3 Condições Experimentais

O Laboratório de Hidráulica da Faculdade de Engenharia da Universidade do Porto possui dois canais de água diferentes, que funcionam em circuito fechado. O canal de água utilizado neste trabalho possui 17 m de comprimento, e uma secção transversal de 40 cm de largura por 60 cm de altura. Possui duas seções de testes, de 3 m de comprimento cada,

com ambas paredes em vidro, favorecendo assim o uso da anemometria laser-Doppler. O sistema completo de recirculação possui ainda dois reservatórios subterrâneos, quatro bombas com 150 l/s de capacidade de bombeamento, e um reservatório superior de estabilização do escoamento. Uma representação do canal é mostrada na Figura (3.18).



Figura 3.18: Ilustração do canal de água.

Durante os experimentos era suficiente o funcionamento de somente duas bombas para manter todo o sistema em equilíbrio. O medidor de vazão magnético MAG-XE, com precisão nominal de 0,5 %, estava localizado na tubulação de alimentação do canal, e foi utilizado ao longo de todos os experimentos para monitorar as variações da grandeza medida. As condições experimentais adotadas foram uma vazão de 4,0 l/s e altura da comporta de 220 mm, o que forneceu uma altura de água de 236 mm.

O modelo foi instalado a 8 m da entrada do canal. Com relação à seção de testes utilizada, o topo da colina foi colocado a 1,10 m do seu início, restando 1,30 m a jusante do modelo, totalizando assim uma janela de medição de 3 m de comprimento. Esta escolha foi feita para minimizar influências de eventuais emendas das seções no escoamento investigado. A colina situada no interior da seção de testes é mostrada na Figura (3.19)

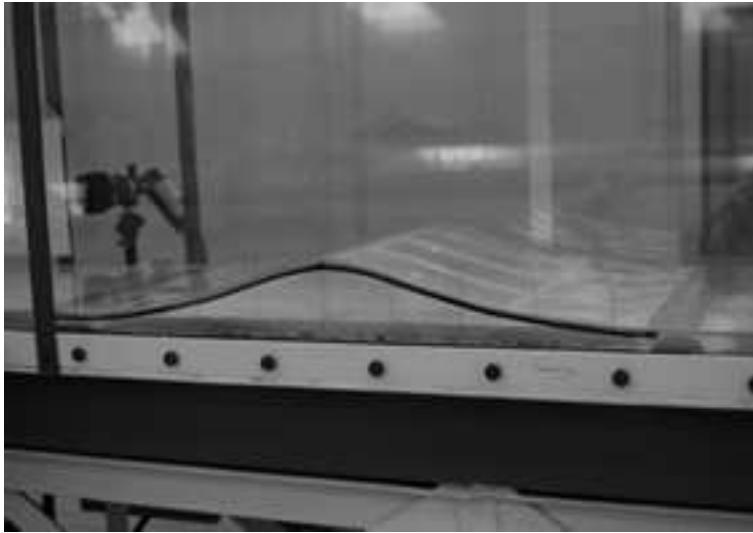


Figura 3.19: Modelo da colina abrupta no interior do canal de água.

e um esquema descrevendo as cotas é apresentado na Figura (3.20).

Instrumentação

Todo o trabalho experimental desenvolvido no Laboratório de Hidráulica da FEUP foi realizado com um sistema laser-Doppler unidimensional Fiber Flow da Dantec. A seguir são descritos os instrumentos utilizados durante as experiências, incluindo uma breve explicação sobre a sua função no processo de medição de velocidade. A tabela (3.2) mostra as características e especificações do sistema laser utilizado.

- Laser Ar-ion, Spectra Physics, potência 2W. Produz um feixe de luz coerente.
- Fonte de potência do laser. Fornece a corrente necessária ao laser para que este emita luz na potência requerida.
- Controlador de potência do laser. É a interface entre o operador e o instrumento. Pode funcionar tanto no modo óptico quanto no modo corrente. No primeiro, a corrente fornecida ao sistema varia de modo a compensar a influência de variações externas mantendo a potência do raio laser teoricamente sempre constante. No modo corrente, o funcionamento se dá mantendo a corrente de alimentação constante, e qualquer variação das condições ambientes irá influenciar a potência dos raios. Nos experimentos realizados utilizou-se o modo óptico.

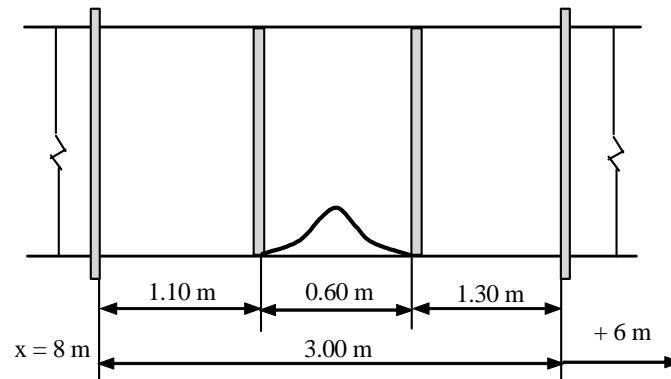


Figura 3.20: Esquema descritivo da seção de testes do canal de água.

- Desviador de frequência Dantec 55N11 e 55N12. Produz um sinal de 40MHz usado para controlar a célula de Bragg. A célula de Bragg é posicionada no caminho óptico do raio laser, e dessa forma introduz um desvio de 40MHz num dos raios do laser. A combinação entre o desvio óptico introduzido pela célula de Bragg e o desvio eletrônico produzido pelo desviador de frequência resulta em um desvio final de 0.6 MHz.
- Contador TSI: LDV Processador 1990C. Processa o sinal e o envia para o computador.
- Osciloscópio para visualização do sinal.
- Fonte de Alimentação do Fotomultiplicador. Fonte de alta potência que alimenta o fotomultiplicador.
- Fotomultiplicador Dantec 55X0341. O fotodetector é sensível à intensidade da luz espalhada pela partícula que atravessa o volume de controle.

A bancada experimental é apresentada na Figura (3.21), onde os itens listados acima aparecem da direita para esquerda.



Figura 3.21: Foto ilustrativa da bancada experimental com os instrumentos listados acima.

Tabela 3.2: Especificações do anemômetro laser-Doppler.

Comprimento de onda	514.5 nm
Meio-ângulo de cruzamento dos raios	3.415°
Diâmetro do feixe	1.1 mm
Distância focal da lente	310 mm
Espaçamento entre as franjas	4.3183 μ m
Desvio de frequência	0.60 MHz
Dimensões do volume de controle	
Eixo maior	2.53 mm
Eixo menor	162.0 μ m

A Figura (3.22) mostra uma foto ilustrativa do alinhamento do sistema laser no modo “forward scatter”. A sonda transmissora dos feixes de laser está posicionada à esquerda do canal, que aparece no centro da figura. À direita está situado a seção de focagem do volume de controle que aparece montada sobre um tripé. Conectado a esta seção de focagem, na literatura inglesa chamada de “pin-hole section”, está o tubo do fotomultiplicador, o qual é responsável por capturar a intensidade da luz espalhada e transmitir o sinal para o processador de sinal.

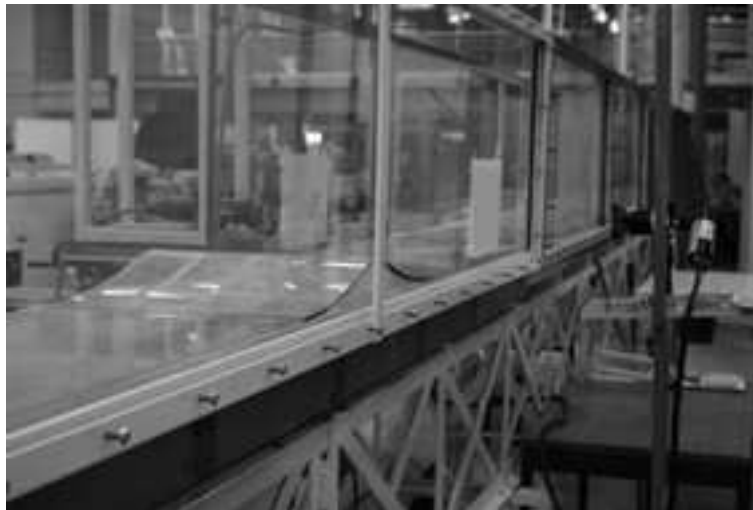


Figura 3.22: Foto do sistema laser utilizado no modo “forward scatter”.

3.3.4 Método de Medição e Cálculo das Tensões Cisalhantes

A avaliação das medições obtidas através da anemometria laser-Doppler utilizando um sistema uni-dimensional é similar ao processo empregado em sondas de fio-quente, ver Ramond e Millan (2000). A componente de velocidade medida pelo anemômetro laser-Doppler é sempre na direção perpendicular às franjas de interferência. Assim, quando o plano definido pelos dois feixes de laser está alinhado com o eixo horizontal, a componente de velocidade avaliada é a componente longitudinal \bar{U} e u' . Analogamente, para se avaliar a componente vertical do campo de velocidades basta rotacionar a sonda em 90° . É preciso ter atenção com a direção da rotação da sonda para que o eixo de coordenadas escolhido se mantenha o mesmo. Ou seja, se o sentido positivo na horizontal é definido como o fluido caminhando da esquerda para direita, é preciso imprimir uma rotação de $+90^\circ$ para que o sentido seja positivo para cima. A medição de diferentes componentes de velocidade com um sistema uni-dimensional exige também um cuidado especial com o posicionamento da sonda e o alinhamento do volume de controle. Naturalmente, é preciso que o volume de controle permaneça no mesmo ponto do espaço físico do escoamento. Neste trabalho, a referência tomada para o alinhamento para a sonda foi o foco do fotomultiplicador. Após o alinhamento inicial do conjunto sonda–volume de controle–fotomultiplicador e medição de uma dada componente, a sonda era posicionada no ângulo desejado para a medição de outra componente, e ajustada de forma a alinhar novamente o volume de controle no

ponto onde o foco do fotomultiplicador foi mantido.

Neste trabalho foram medidas as componentes longitudinais e verticais de velocidade média e de flutuação turbulenta, e as tensões cisalhantes de Reynolds, $\overline{u'v'}$. Segundo a decomposição de velocidades descrita abaixo, é possível através de três medições em três diferentes ângulos, obter por relações geométricas a componente longitudinal e vertical de velocidade média e flutuante, além das termos cruzados a tensão de Reynolds. Entretanto, para evitar a incerteza e a propagação de erros inerente a este método, neste trabalho optou-se pela medição direta de cada componente, como descrita no parágrafo anterior.

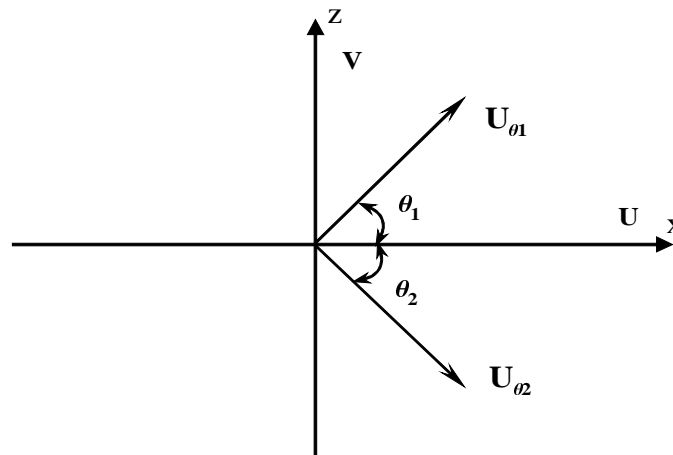


Figura 3.23: Decomposição do vetor velocidades para a medição das tensões cisalhantes de Reynolds.

O método adotado para a obtenção das tensões cisalhantes de Reynolds baseia-se na decomposição do vetor velocidade, como ilustrado na Figura (3.23). Como dito anteriormente, os anemômetros laser-Doppler são transdutores lineares de velocidade e apresentam uma resposta que segue perfeitamente a lei dos cossenos, o que torna a avaliação das equações muito mais simples. Utilizando o conceito das médias de Reynolds, i.e. a grandeza instantânea é substituída pela soma de uma componente média e de uma componente de flutuação, descreve-se o vetor velocidade instantânea em função dos ângulos de decomposição θ_1 e θ_2 , como mostrado nas equações (3.32) e (3.33):

$$U_{\theta_1} = (\bar{U} + u') \text{Cos}\theta_1 + (\bar{V} + v') \text{Sen}\theta_1, \quad (3.32)$$

$$U_{\theta_2} = (\bar{U} + u') \text{Cos}\theta_2 + (\bar{V} + v') \text{Sen}\theta_2. \quad (3.33)$$

A promediação das equações (3.32) e (3.33) fornece a componente média das velocidades, dadas por:

$$\overline{U_{\theta_1}} = \bar{U} \text{Cos}\theta_1 + \bar{V} \text{Sen}\theta_1, \quad (3.34)$$

$$\overline{U_{\theta_2}} = \bar{U} \text{Cos}\theta_2 + \bar{V} \text{Sen}\theta_2. \quad (3.35)$$

Subtraindo as equações das componentes médias, (3.34) e (3.35), das componentes instantâneas, (3.32) e (3.33), elevando ao quadrado e retirando a média, i. e. $\overline{u'^2} = \overline{(U - \bar{U})^2}$, obtemos:

$$\overline{u'^2_{\theta_1}} = \overline{u'^2} \text{Cos}^2\theta_1 + 2\overline{u'v'} \text{Cos}\theta_1 \text{Sen}\theta_1 + \overline{v'^2} \text{Sen}^2\theta_1, \quad (3.36)$$

$$\overline{u'^2_{\theta_2}} = \overline{u'^2} \text{Cos}^2\theta_2 + 2\overline{u'v'} \text{Cos}\theta_2 \text{Sen}\theta_2 + \overline{v'^2} \text{Sen}^2\theta_2. \quad (3.37)$$

Considerando $\theta_1 = -\theta_2$, e subtraindo da equação (3.36) a equação (3.37), temos que a componente cisalhante das tensões de Reynolds é dada por:

$$\overline{u'v'} = \frac{\overline{u'^2_{\theta_1}} - \overline{u'^2_{\theta_2}}}{4\text{Cos}\theta_1 \text{Sen}\theta_1}. \quad (3.38)$$

Logo, a partir de duas medições realizadas simetricamente em relação ao eixo longitudinal x, é possível obter a grandeza desejada. Para a decomposição acima descrita, no presente trabalho, foram utilizados os ângulos $\theta_1 = +45^\circ$ e $\theta_2 = -45^\circ$. Uma explicação minuciosa do procedimento resumido aqui pode ser encontrada em Durst et al. (1974) e Logan (1972).

3.3.5 Análise de Incertezas

Esta seção avalia algumas das contribuições para a incerteza final dos resultados, nomeadamente a incerteza no posicionamento angular da sonda e a escolha do número de amostras.

A primeira questão é de particular importância, visto que cada componente de velocidade medida requer um posicionamento angular diferente da sonda.

O número de amostras coletadas é um compromisso entre o tempo de aquisição, o espaço de armazenamento necessário para adquirir e tratar os dados, e da precisão desejada para as medições; com o objetivo final de obter dados não correlacionados fidedignos do fenômeno real. A literatura prevê que dados de turbulência de boa qualidade devam ser adquiridos com um intervalo mínimo de 30 segundos para cada ponto do escoamento amostrado, e normalmente aceita-se que 20,000 valores representam um número de amostragem adequado. Foi feita uma investigação da influência do número de amostras na incerteza das flutuações turbulentas, e o resultado é mostrado nas tabelas abaixo. Três casos foram avaliados: 10,000 amostras, 20,000 amostras e 25,000 amostras.

Tabela 3.3: Análise da influência do número de amostras na incerteza dos resultados experimentais. Dados obtidos sequencialmente na posição $x = -750$ mm, $z = 20$ mm, utilizando 10,000 amostras.

Evento	Q (l/s)	U (m/s)	σ_u (m/s)	DR (kHz)
1	4.028	0.0396	0.0053	0.1028
2	4.022	0.0389	0.0049	0.1042
3	4.011	0.0394	0.0050	0.1043
4	4.049	0.0388	0.0052	0.1075
5	4.019	0.0378	0.0059	0.1094
6	4.028	0.0401	0.0051	0.1194
7	4.042	0.0394	0.0053	0.1108
8	4.025	0.0373	0.0049	0.1050
9	4.013	0.0408	0.0043	0.1106
10	4.029	0.0407	0.0051	0.1070
Média	4.027	0.0393	0.0051	0.1081
Desvio padrão	0.012	0.0011	0.0004	0.0049
Coef. var(%)	0.003	0.0289	0.0789	0.0449

Todos os dados mostrados nesta seção foram obtidos através de 10 medições realizadas sequencialmente, com o propósito de avaliar estatisticamente a qualidade dos resultados adquiridos. O ponto do escoamento escolhido para esta avaliação foi situado aproximadamente no meio da região logarítmica, região dominada pelos efeitos turbulentos e portanto

Tabela 3.4: Análise da influência do número de amostras na incerteza dos resultados experimentais. Dados obtidos sequencialmente na posição $x = -750$ mm, $z = 20$ mm, utilizando 20,000 amostras.

Evento	Q (l/s)	U (m/s)	σ_u (m/s)	DR (kHz)
1	4.016	0.0396	0.0048	0.1053
2	4.036	0.0397	0.0057	0.1162
3	4.020	0.0387	0.0057	0.1197
4	4.037	0.0399	0.0049	0.1061
5	4.031	0.0391	0.0049	0.1046
6	4.043	0.0397	0.0052	0.1084
7	4.030	0.0392	0.0049	0.1083
8	4.000	0.0397	0.0053	0.1134
9	4.0009	0.0377	0.0050	0.1011
10	4.052	0.0389	0.0049	0.1171
Média	4.027	0.0392	0.0051	0.1100
Desvio padrão	0.016	0.0007	0.0003	0.0062
Coef. var(%)	0.004	0.0170	0.0650	0.0563

de maior interesse para o presente estudo. No sistema de coordenadas utilizado, os valores mostrados a seguir foram medidos na estação $x = -750$ mm, ou seja, na estação de referência a 750 mm a montante do topo da colina, a uma distância vertical de 20 mm da superfície. Em todas as medidas foi utilizada uma frequência de aquisição (DR, "Data Rate") aproximadamente constante e igual a 0.1 KHz.

A análise das tabelas (3.3), (3.4) e (3.5) permite verificar que a melhor combinação entre qualidade dos resultados e o tempo de medição é fornecida pela amostragem com 20,000 amostras. De fato, há uma considerável diminuição da dispersão dos resultados em relação ao caso de 10,000 amostras. Além disso, verifica-se que existe muito pouca diferença na qualidade dos resultados com a adoção de uma amostragem com 25,000 pontos.

De modo a analisar e quantificar a incerteza sistemática associada à variação angular do posicionamento da sonda, foi feito um conjunto de medidas com a sonda na posição 90° , representando a avaliação do erro associado à medição da componente vertical de velocidade média e turbulenta. Três casos foram avaliados: a sonda posicionada no

Tabela 3.5: Análise da influência do número de amostras na incerteza dos resultados experimentais. Dados obtidos sequencialmente na posição $x = -750$ mm, $z = 20$ mm, utilizando 25,000 amostras.

Evento	Q (l/s)	U (m/s)	σ_u (m/s)	DR(kHz)
1	4.012	0.0393	0.0049	0.1049
2	4.021	0.0408	0.0050	0.1220
3	4.055	0.0382	0.0051	0.0934
4	4.032	0.0389	0.0053	0.1048
5	4.059	0.0399	0.0052	0.1046
6	4.058	0.0384	0.0055	0.1000
7	4.007	0.0391	0.0051	0.1016
8	4.028	0.0390	0.0054	0.1022
9	4.048	0.0392	0.0057	0.1001
10	4.046	0.0388	0.0056	0.1004
Média	4.036	0.0392	0.0053	0.1034
Desvio padrão	0.019	0.0007	0.0003	0.0074
Coef. var(%)	0.005	0.0190	0.0504	0.0712

centro da marcação da escala, representando “rigorosamente” o ângulo de 90° , a sonda na posição ligeiramente à direita, tangenciando a marcação da escala, sob aproximadamente 91° , e por último, a sonda tendenciosa levemente à esquerda, em aproximadamente 89° .

Os resultados estatísticos obtidos nas três diferentes posições angulares, 89° , 90° e 91° são mostrados respectivamente nas tabelas (3.6), (3.7) e (3.8). Os valores obtidos foram comparados entre si e mostrados na tabela (3.9). É interessante verificar que as variações no desvio padrão das medições das grandezas turbulentas são praticamente nulas. Enquanto que as velocidades médias apresentam uma variação de aproximadamente 5%. De fato, estes valores são muito pequenos e difíceis de serem resolvidos. Como a ordem de grandeza das componentes medidas a $+45^\circ$ e -45° , medições estas que possibilitam o cálculo das tensões cisalhantes, são aproximadamente da mesma ordem das medições obtidas na vertical, considera-se a presente análise válida também para estas duas outras posições angulares.

Há outras contribuições para a incerteza das medições por anemometria laser-Doppler que são tratadas exaustivamente por Durst et al. (1981) e Albrecht et al. (2003).

Tabela 3.6: Análise da influência da variação angular da sonda na medição da componente vertical da velocidade. Dados obtidos sequencialmente na posição $x = -750$ mm, $z = 20$ mm, utilizando 20,000 amostras. Perfil 89° .

Evento	Q (l/s)	W (m/s)	σ_w (m/s)	DR (kHz)
1	4.076	0.0006	0.0028	0.1016
2	4.020	0.0006	0.0028	0.0982
3	4.062	0.0003	0.0026	0.0958
4	4.055	0.0006	0.0030	0.1190
5	4.021	0.0003	0.0027	0.1169
6	4.012	0.0005	0.0027	0.1156
7	4.030	0.0004	0.0029	0.1095
8	4.043	0.0007	0.0027	0.1050
9	4.008	0.0006	0.0028	0.1080
10	4.043	0.0002	0.0027	0.1049
Média	4.037	0.0005	0.0028	0.1075
Desvio padrão	0.023	0.0002	0.0001	0.0079
Coef. var(%)	0.006	0.3514	0.0419	0.0735

Tendo em consideração todas estas contribuições, e ainda as contribuições aqui analisadas, estima-se que a incerteza no valor da velocidade média é da ordem de 5% e que as incertezas nas medições da flutuação é de 10%.

3.4 Resultados

São apresentados agora os resultados obtidos no estudo de escoamentos sobre elevação de topografia. Esta seção está organizada da seguinte maneira: primeiramente as características da camada limite de referência, não-perturbada, a montante da colina, serão discutidas. Depois, os perfis medidos sobre a colina serão avaliados em termos do campo de velocidade média e turbulenta. Por fim, a medida em que os resultados são apresentados, comentários são tecidos acerca da comparação com os dados de outros autores.

Todos os dados apresentados adiante foram tomados com base em um sistema de coordenadas cuja origem é situada no eixo de simetria da colina, i. e. o zero do eixo longitudinal corresponde ao cume da colina. A distância vertical é medida com relação à superfície da elevação. O eixo vertical é denominado por z e o eixo longitudinal por x .

Tabela 3.7: Análise da influência da variação angular da sonda na medição da componente vertical da velocidade. Dados obtidos sequencialmente na posição $x = -750$ mm, $z = 20$ mm, utilizando 20,000 amostras. Perfil 90° .

Evento	Q (l/s)	W (m/s)	σ_w (m/s)	(kHz)
1	4.031	-0.0003	0.0028	0.1055
2	4.070	-0.0005	0.0027	0.0846
3	4.055	-0.0002	0.0027	0.1035
4	4.048	0.0000	0.0029	0.9910
5	4.022	0.0001	0.0027	0.1085
6	4.054	-0.0002	0.0027	0.1099
7	4.063	-0.0004	0.0027	0.1149
8	4.041	-0.0001	0.0029	0.1070
9	4.044	-0.0003	0.0028	0.1081
10	3.998	-0.0002	0.0029	0.1145
Média	4.043	-0.0002	0.0028	0.1056
Desvio padrão	0.022	0.0002	0.0001	0.0087
Coef. var(%)	0.005	-0.8533	0.0331	0.0829

Todas as medidas foram realizadas na linha de centro do canal de água. As condições experimentais adotadas foram vazão de aproximadamente 4.0 l/s e altura de água de 236 mm.

Com respeito à notação, neste capítulo será utilizada a seguinte nomenclatura: as grandezas médias são representadas por letras maiúsculas, enquanto as flutuações são denotadas por minúsculas. As tensões normais de Reynolds no sentido longitudinal e transversal são referidas, respectivamente, por $\sigma_u = \sqrt{u'^2}$ e $\sigma_w = \sqrt{w'^2}$. A tensão cisalhante de Reynolds é representada por $\sigma_u w = \overline{uw}$. Os perfis normalizados apresentados adiante são sempre adimensionalizados por valores obtidos a partir do perfil de referência.

Medidas das componentes longitudinal e vertical de velocidade média foram tomadas nas seguintes posições: $x = -750$ mm, perfil mais à montante, $x = -300$ mm, que representa o pé da base montante ao topo, $x = -150$ mm, que representa um quarto do comprimento da colina, i. e. um comprimento característico L_H à montante do topo, $x = 0$ mm, topo da colina, $x = 30$ mm, que representa o início da recirculação, $x = 75$ mm, $x = 150$ mm, $x = 225$ mm, $x = 300$ mm, base jusante da colina, $x = 400$ mm, aproximadamente o

Tabela 3.8: Análise da influência da variação angular da sonda na medição da componente vertical da velocidade. Dados obtidos sequencialmente na posição $x = -750$ mm, $z = 20$ mm, utilizando 20,000 amostras. Perfil 91° .

Evento	Q (l/s)	W (m/s)	σ_w (m/s)	DR (kHz)
1	4.030	-0.0007	0.0029	0.1109
2	4.036	-0.0009	0.0029	0.1110
3	4.078	-0.0006	0.0029	0.0992
4	4.061	0.0000	0.0029	0.1005
5	4.028	-0.0005	0.0027	0.0962
6	4.071	-0.0007	0.0027	0.0977
7	4.045	-0.0006	0.0027	0.0920
8	4.021	-0.0003	0.0027	0.1133
9	4.006	-0.0006	0.0029	0.1015
10	4.059	-0.0007	0.0028	0.0962
Média	4.044	-0.0006	0.0028	0.1019
Desvio padrão	0.0230	0.0003	0.0001	0.0073
Coef. var(%)	0.006	-0.4470	0.0354	0.0720

ponto de recolamento, $x = 600$ mm, $x = 900$ mm e $x = 1200$ mm, totalizando 13 perfis. Uma descrição ilustrativa da distribuição espacial dos perfis medidos é mostrada na figura (3.24). Na sua grande maioria, as medições dos perfis de velocidade média longitudinal foram iniciadas a uma distância vertical de 0,25 mm da superfície, conseguindo desta forma uma boa representação da região interna da camada limite. Entretanto, as medições da componente vertical e dos termos cruzados da tensão de Reynolds só puderam ser obtidos a uma distância mínima de 8 mm da parede, tendo em vista que o cruzamento entre os raios lasers para posições mais próximas da placa de acrílico era impedido pelo contato de um dos raios com a superfície do canal de água. Ainda assim, uma grande parte da região logarítmica conseguiu ser bem representada por estas medições.

3.4.1 A Camada Limite Não-Perturbada

No estudo do comportamento da camada limite sobre colinas, é necessário ter um perfil de referência, que deve ser medido à montante da elevação. Este retrato da camada limite não perturbada servirá de base para comparação do comportamento do campo de

Tabela 3.9: Análise da influência da variação angular da sonda na medição da componente vertical da velocidade. Comparação entre resultados medidos em 89°, 90° e 91°.

Evento	W (m/s)	σ_w (m/s)
89°	0.0005	0.0028
90°	-0.0002	0.0028
91°	-0.0006	0.0028
Média	-0.0001	0.0028
Desvio padrão	0.0006	0
Coef. var(%)	-5.5678	0

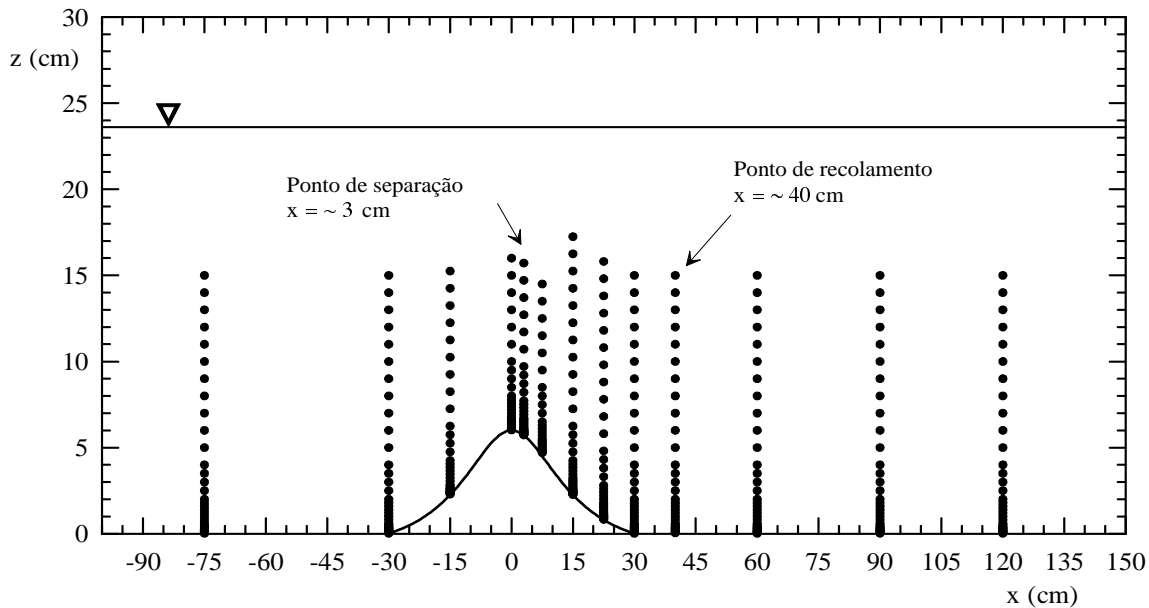


Figura 3.24: Descrição ilustrativa da distribuição espacial dos perfis medidos.

velocidades média e turbulenta medido sobre a colina.

Como pode ser observado na Figura (3.24), dois perfis de velocidade foram medidos na superfície plana anterior à elevação: o mais à montante, em -750 mm, e na base, em -300 mm. Estes dois perfis apresentam boa concordância, mostrando que a camada limite encontra-se completamente desenvolvida. Os quatro gráficos a seguir caracterizam as componentes médias e flutuantes do perfil medido em -750 mm. A Figura (3.25) representa o perfil de velocidade média em coordenadas físicas adimensionais. O eixo vertical é adimensionalizado pela altura da camada limite, δ , e o eixo horizontal pela

velocidade média na região externa da camada limite, U_δ . A altura da camada limite, δ , foi definida com base na altura correspondente à $0.99U_\infty$, onde U_∞ representa a velocidade do escoamento externo. A linha mostrada representa o melhor ajuste da lei de potência, que muito se aproxima da distribuição de velocidade segundo a lei de potência de $(1/7)$, ver Schlichting (1979).

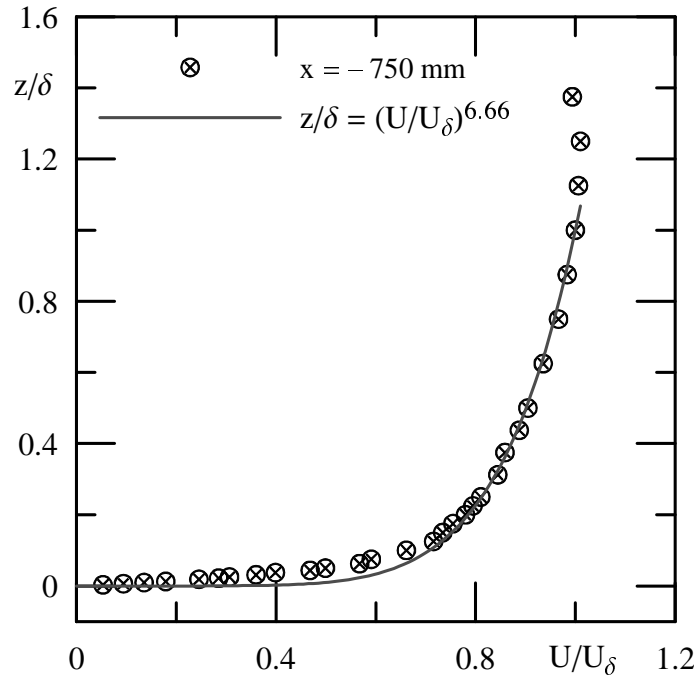


Figura 3.25: Perfil de velocidade média em coordenadas físicas na estação $x = -750$ mm. A coordenada vertical é adimensionalizada pela altura da camada limite e o eixo longitudinal é normalizado pela velocidade do escoamento potencial.

A Figura (3.26) mostra o perfil em coordenadas internas caracterizando o comportamento segundo a lei da parede da região turbulenta da camada limite. Com respeito às grandezas turbulentas, a Figura (3.27) ilustra o comportamento das flutuações longitudinais e verticais, enquanto a Figura (3.28) apresenta a distribuição das tensões cisalhantes de Reynolds ao longo da camada limite.

São mostrados agora os resultados obtidos em $x = -300$ mm. Este perfil foi tomado como referência para o restante do campo de velocidade média. A distribuição de velocidade média longitudinal, em coordenadas físicas, para esta estação, é mostrado na Figura (3.29), onde os parâmetros de normalização denotam o mesmo que no conjunto de gráficos acima. A curva mostrada neste gráfico representa o ajuste da lei de potência aos pontos

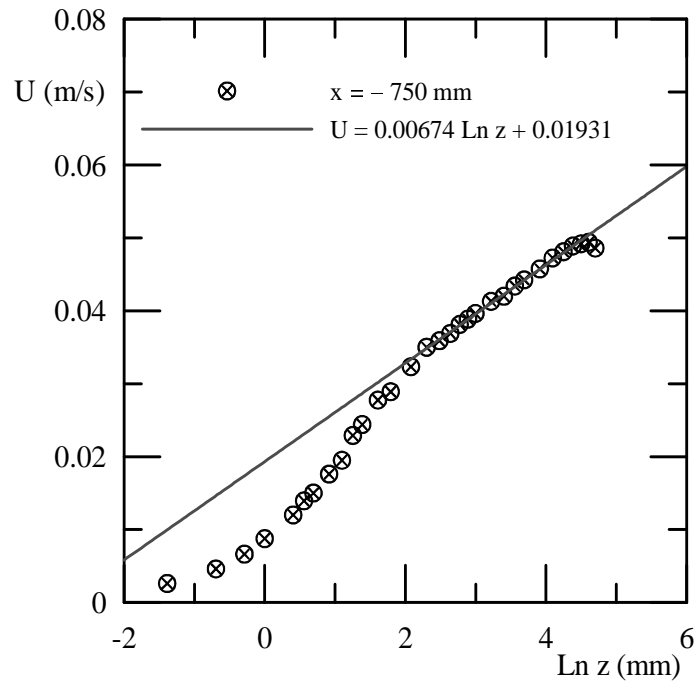


Figura 3.26: Perfil de velocidade média na estação $x = -750$ mm em coordenadas internas.

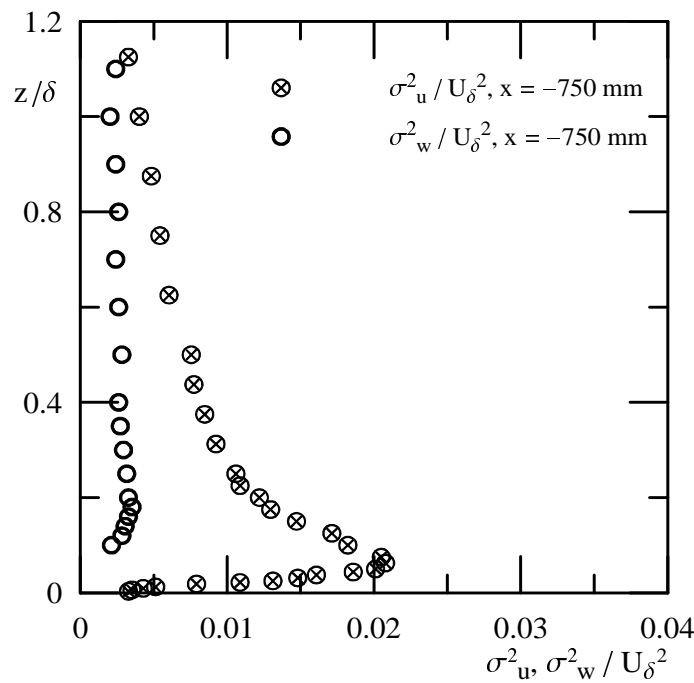


Figura 3.27: Comportamento das componentes longitudinal e vertical de flutuações turbulentas ao longo da camada limite.

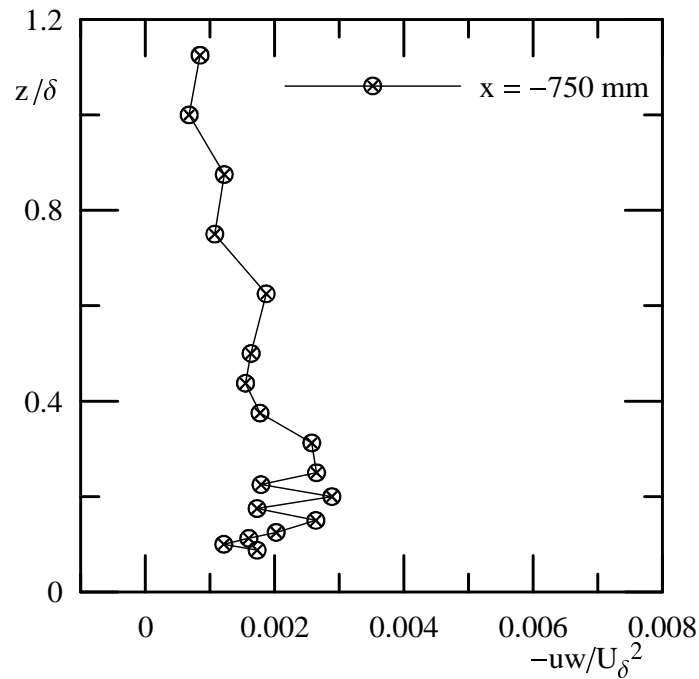


Figura 3.28: Distribuição das tensões cisalhantes de Reynolds.

experimentais.

A Figura (3.30) apresenta este mesmo perfil de velocidade média de referência, agora em coordenadas internas. Para a interpolação dos dados experimentais mostrados nos gráficos (3.26) e (3.30) foi utilizada a lei logarítmica na forma mostrada na equação (3.1):

$$U = \frac{u_\tau}{\varkappa} \ln \frac{z}{z_0},$$

onde \varkappa é a constante de von Karman, igual a 0.4, e z_0 o parâmetro de rugosidade, cujo conceito foi introduzido no capítulo (2). O ajuste dos pontos experimentais segundo a lei logarítmica forneceu os valores de referência para a velocidade de atrito, u_τ , e para o parâmetro de rugosidade, z_0 .

A Figura (3.31) apresenta as tensões turbulentas longitudinais, $\sigma_u = \sqrt{u'^2}$, e da mesma forma as tensões verticais de velocidade, $\sigma_w = \sqrt{w'^2}$, onde ambas são adimensionalizadas pela velocidade na borda da camada limite de referência, U_δ .

O valor obtido para a velocidade de atrito, a partir da inclinação da lei da parede, foi igual a $0.072 U_\delta$. Este valor apresenta-se em concordância de cerca de 5% com os valores obtidos por Britter et al. (1981), onde $u_\tau = 0.0685 U_\delta$, e por Athanassiadou e Castro(2001),

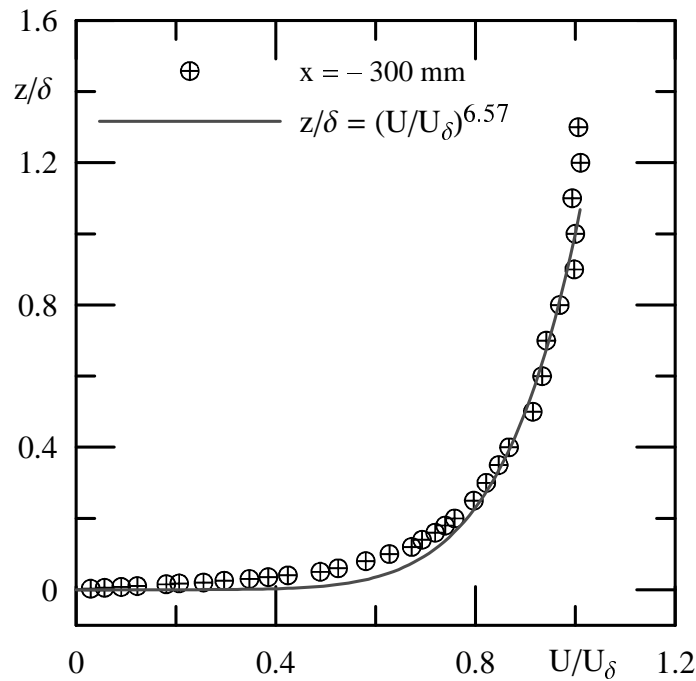


Figura 3.29: Perfil de referência de velocidade média longitudinal em coordenadas físicas adimensionais. A curva representa o ajuste da lei de potência.

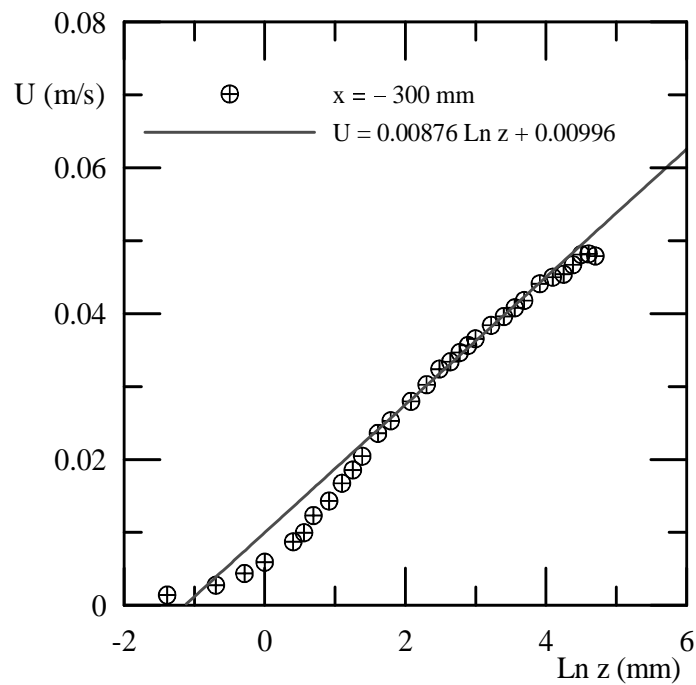


Figura 3.30: Perfil de referência de velocidade média longitudinal em coordenadas internas. A reta define o ajuste da lei logarítmica, que fornece os resultados para a velocidade de atrito de referência e para o parâmetro de rugosidade.

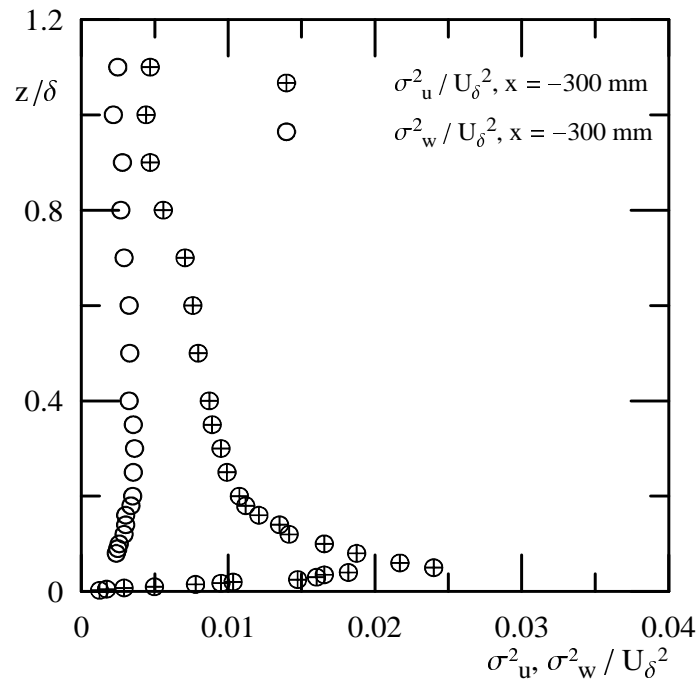


Figura 3.31: Perfil das tensões turbulentas normais de Reynolds no sentido longitudinal e transversal para a camada limite não perturbada.

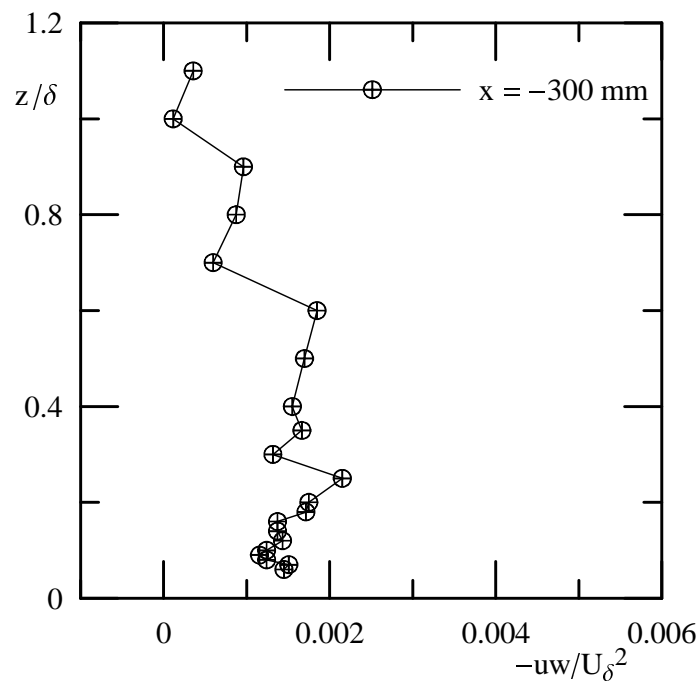


Figura 3.32: Distribuição da tensão cisalhante de Reynolds ao longo da camada limite não perturbada. A coordenada vertical foi normalizada pela altura da camada limite, e a tensão cisalhante pelo quadrado da velocidade na borda da camada limite.

onde $u_\tau = 0.06U_\delta$. Os valores das flutuações de velocidade obtidas próximos à superfície, ($\sigma_u/u_\tau = 2.12$ em $z/\delta = 0.05$ e $\sigma_w/u_\tau = 0.69$ em $z/\delta = 0.08$), são muito semelhantes com os valores obtidos por Britter et al. (1981), ($\sigma_u/u_\tau = 2.19$ em $z/\delta = 0.05$), Gong e Ibbetson (1989), ($\sigma_u/u_\tau = 2.02$ e $\sigma_w/u_\tau = 1.0$), Khurshudyan et al. (1981), ($\sigma_u/u_\tau = 2.50$ e $\sigma_w/u_\tau = 1.20$), e Athanassiadou e Castro (2001), ($\sigma_u/u_\tau = 2.19$ e $\sigma_w/u_\tau = 1.12$). A discrepância é um pouco maior com respeito a flutuação vertical, o que pode ser explicado pelo fato das medições dessa componente não poderem ser efetuadas na região muito próxima à parede, devido à geometria do raio e da superfície.

Para brevidade de consulta, as características globais e locais do perfil são apresentadas na tabela (3.10). As alturas da camada interna, l , e da camada intermediária, h_m , dadas respectivamente pelas equações (3.3) e (3.4) foram calculadas e o resultado é mostrado também na tabela (3.10). A comparação com os dados de outros autores, discutida no parágrafo anterior, é mostrada na tabela (3.11).

Tabela 3.10: Propriedades globais e locais da camada limite não perturbada.

δ (mm)	100
U_δ (m/s)	0.0482
u_τ (m/s)	0.0035
z_0 (mm)	0.0571
l (mm)	6.0
h_m (mm)	60.1

Tabela 3.11: Comparação dos valores medidos de flutuação de velocidade e dados de outros autores.

	σ_u/u_τ	σ_w/u_τ
Athanassiadou e Castro (2001)	2,19	1,12
Britter et al. (1981)	2,12	-
Gong e Ibbetson (1986)	2,20	1,00
Khurshudyan (1981)	2,50	1,20
Este trabalho	2,12	0,69

3.4.2 O Campo de Velocidade Média sobre a Colina

Os perfis de velocidade média longitudinal e transversal são mostrados respectivamente nas Figuras (3.33) e (3.34). Nestes gráficos, as medidas de velocidade são adimensionalizadas pelo valor na borda da camada limite de referência, U_δ , e a coordenada vertical é normalizada pela altura da colina, H . Estas figuras apresentam também um eixo dimensional representando a coordenada vertical real, e um eixo longitudinal dimensional com um esquema da colina.

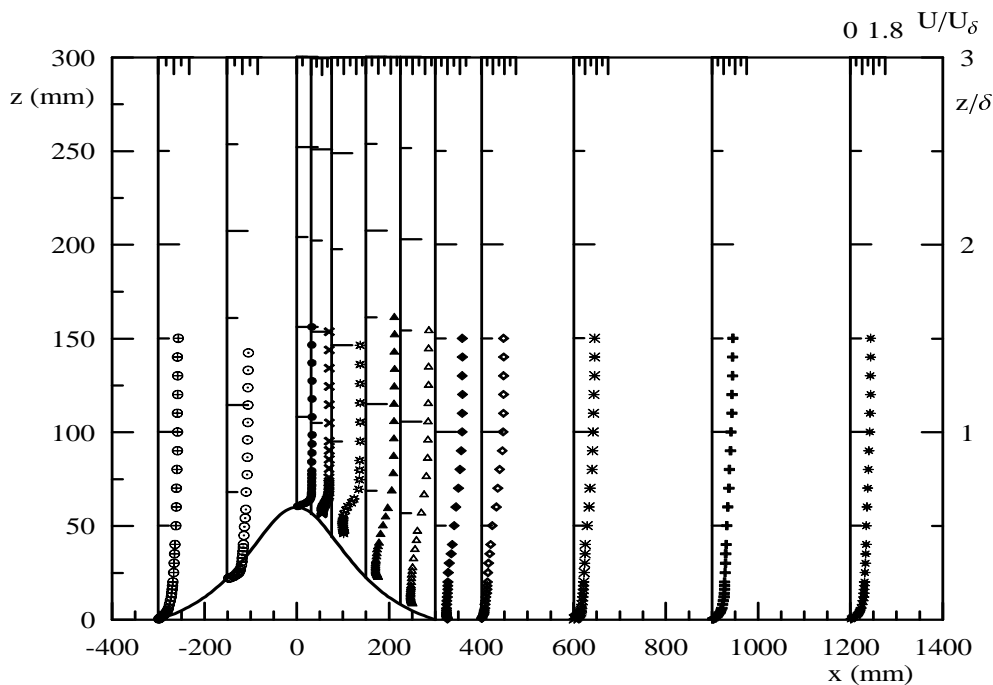


Figura 3.33: Perfil de velocidade média longitudinal sobre a colina. A coordenada vertical é adimensionalizada pela altura da colina e a velocidade longitudinal por U_δ .

Para aprofundar a análise dos resultados e permitir sua melhor visualização, o gráfico (3.33) foi subdividido em três partes distintas: o escoamento na encosta de montante, dentro da recirculação, e à jusante da esteira, região aqui denominada de retorno à condição de equilíbrio. A Figura (3.35) condensa os três perfis à montante da região de separação. O perfil da base é representado pela circunferência com uma cruz circunscrita, o perfil medido na metade da encosta de montante é denotado pelo círculo com um ponto no centro, e o perfil no topo da colina é representado pelo círculo preenchido. Esta figura permite caracterizar a progressiva aceleração do escoamento, culminando no aumento máximo no

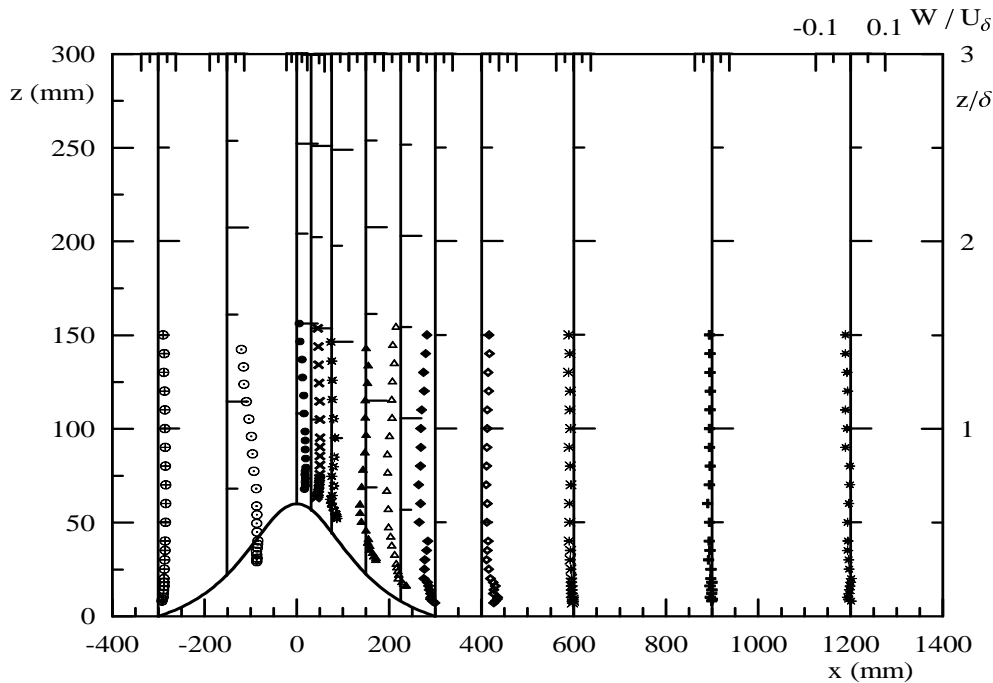


Figura 3.34: Perfil de velocidade média vertical sobre a colina. A coordenada vertical é adimensionalizada pela altura da colina e a velocidade longitudinal por U_δ .

cume da elevação.

A Figura (3.36) apresenta os perfis de velocidade média avaliados dentro da região de recirculação. Este gráfico foi construído de forma a manter aproximadamente a escala entre o tamanho da colina, entre as escalas dimensionais verticais e longitudinais, e a escala vertical adimensional. A observação da figura (3.36) permite inferir que a zona de recirculação é perfeitamente bem caracterizada pela anemometria laser-Doppler. Pode-se perceber uma clara discriminação das velocidades negativas próximo à superfície da encosta jusante, bem como dos pontos de velocidade nula, que nestas figuras é representado pelo encontro dos pontos experimentais com a linha pontilhada. A borda da região de recirculação foi estimada com base no ponto de cisalhamento máximo do perfil de velocidade média. Nestas figuras a delimitação da recirculação é estimada pela linha tracejada.

Os perfis medidos à jusante da região da esteira são apresentados na Figura (3.37). Este gráfico permite avaliar o comportamento da camada limite durante o retorno à condição de equilíbrio. Pode-se notar que somente no último perfil, $x = 1200$ mm, o escoamento começa a perder a memória da esteira. Isso acontece a uma distância longitudinal de

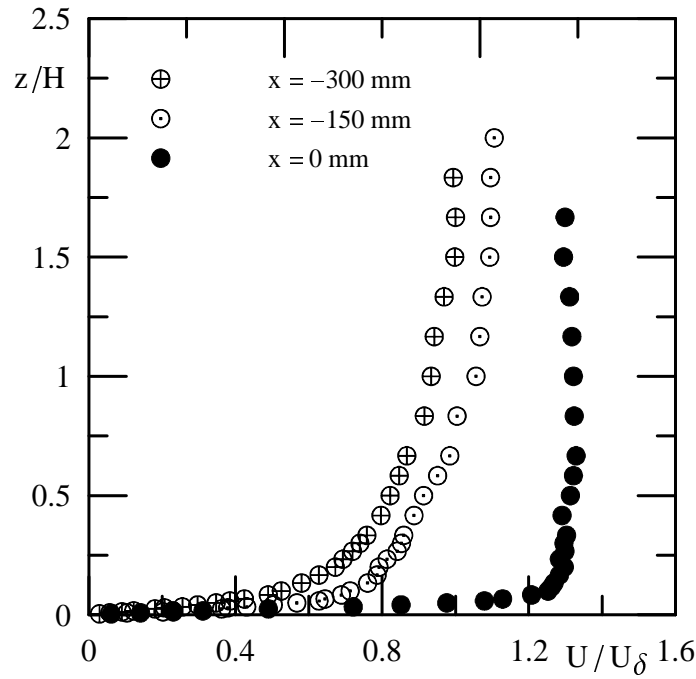


Figura 3.35: Perfis de velocidade média longitudinal ao longo da encosta montante da colina. O perfil no topo da colina, caracterizado pelo maior aumento de velocidade, é representado pelos índices cheios.

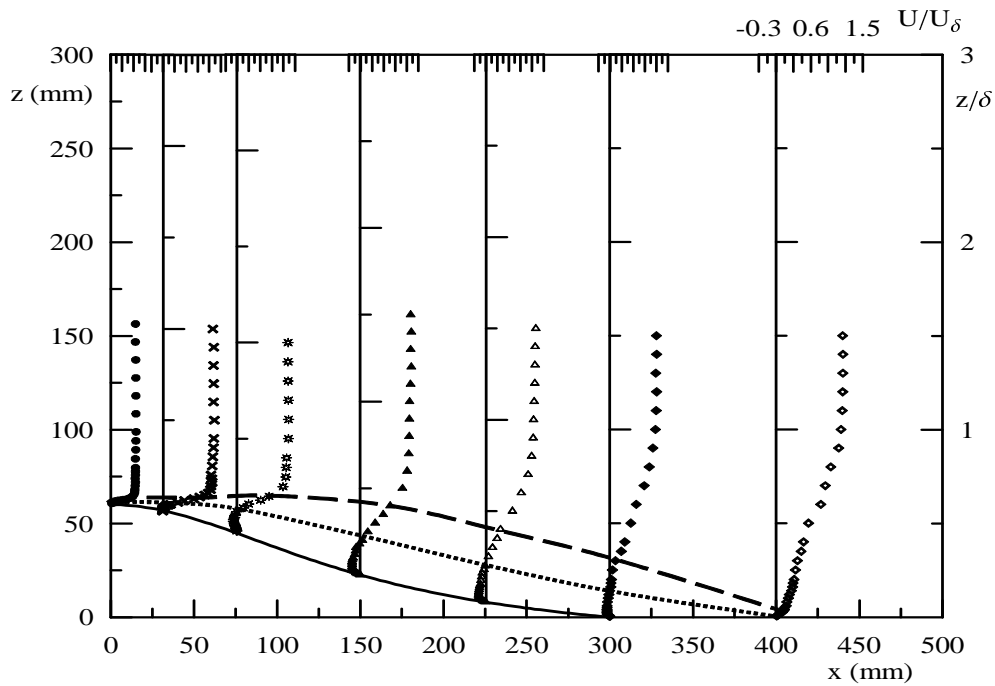


Figura 3.36: Perfis de velocidade média longitudinal medidos dentro da região de recirculação. A linha pontilhada representa os pontos de velocidade nula, e a linha tracejada apresenta aproximadamente a delimitação da região de recirculação.

aproximadamente $20 H$ a partir do topo. A primeira vista, pode-se notar que o escoamento médio tende a reequilibrar primeiramente a região externa, enquanto a camada interna ainda permanece com um acentuado déficit de quantidade de movimento.

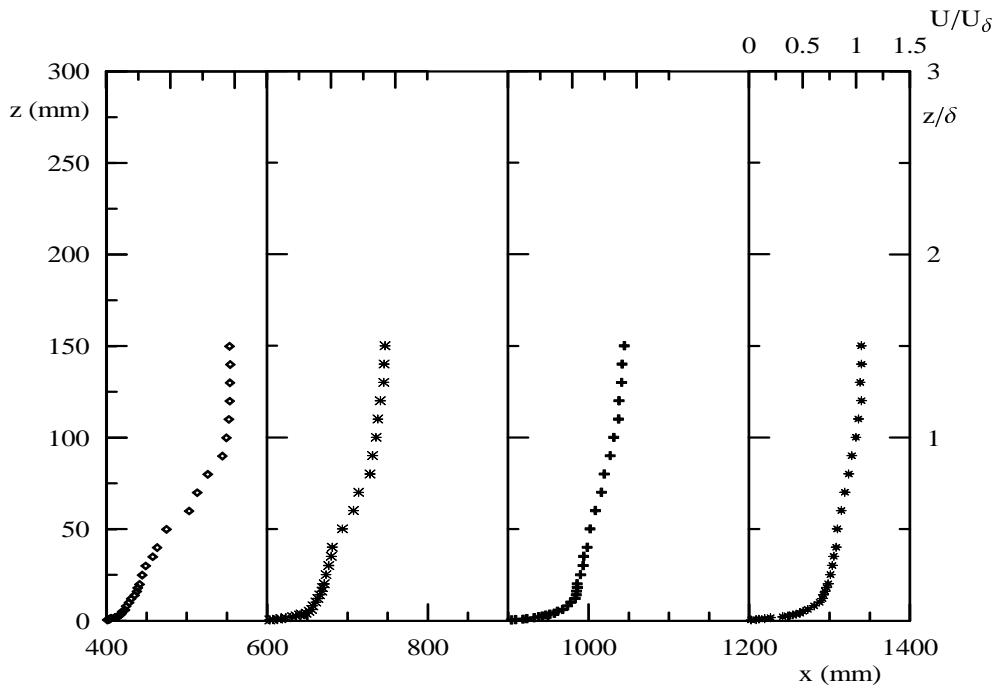


Figura 3.37: Perfis de velocidade média longitudinal medidos à jusante da esteira, ilustrando o retorno da camada limite à condição de equilíbrio.

Retornando ao estudo do comportamento da componente vertical de velocidade média, a figura (3.38) apresenta os perfis medidos dentro da região de separação. A dinâmica do escoamento na recirculação é bem retratada por este gráfico. Pode-se observar que a velocidade média vertical é positiva em uma pequena região adjacente à superfície, onde o fluido que caminha na direção contrária ao escoamento principal segue em ascensão ao topo da colina. Imediatamente acima, as velocidades são predominantemente negativas e representam a parte desse fluido recirculante vindo do topo em direção à base, e parte do escoamento externo engolfado para dentro da separação.

A Figura (3.39) mostra o comportamento do aumento de velocidade no topo da colina. Os índices cheios representam o chamado fator "speed-up" fracionário, enquanto os abertos denotam a perturbação de velocidade Δu em relação à camada limite de referência. Este gráfico permite verificar que o maior aumento de velocidade acontece de fato na região

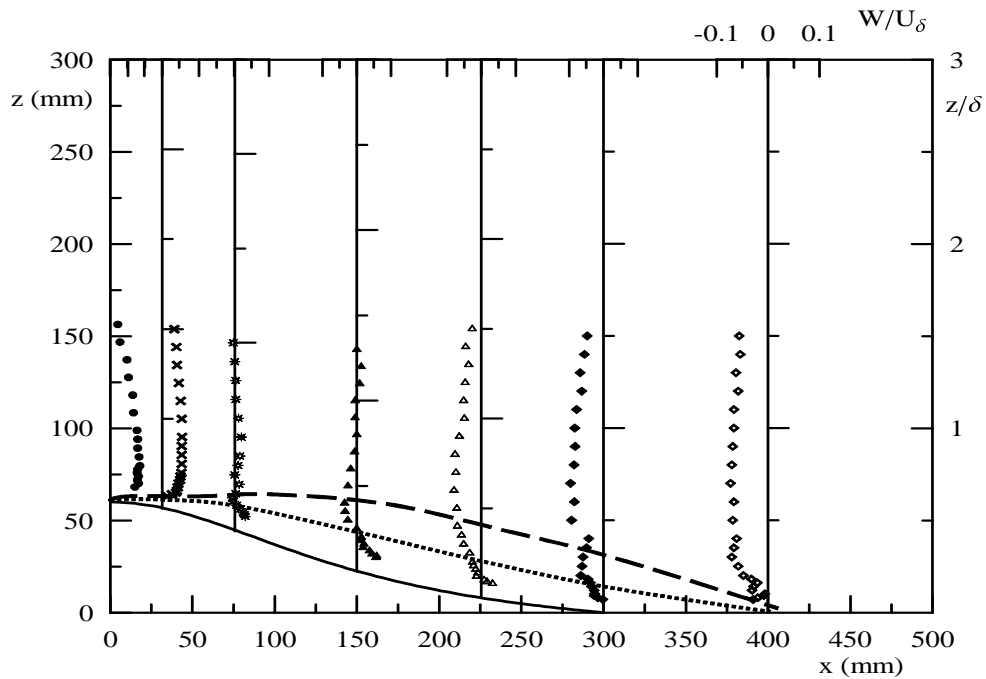


Figura 3.38: Perfis de velocidade média vertical medidos dentro da região de recirculação. A linha pontilhada representa os pontos de velocidade longitudinal nula, e a linha tracejada apresenta aproximadamente a delimitação da região de recirculação.

mais baixa da camada interna. Curiosamente, o ponto onde ocorreu o maior “speed-up” fracionário ($z = 2 \text{ mm}$) para estes dados experimentais coincide com as previsões teóricas de Jackson e Hunt (1975), que o estimaram em $1/3 l$, a altura da camada interna (neste caso, $l = 6 \text{ mm}$). Contudo, a magnitude deste fator resulta em valor superior às previsões teóricas em cerca de 30%.

3.4.3 Visualização do Escoamento

Adicionalmente, foi feita uma visualização do escoamento através da injeção do corante permanganato de potássio na água, permitindo assim uma determinação qualitativa da região de recirculação. O diagrama (3.40) mostra uma visão esquemática do fenômeno observado, com o intuito de permitir uma interpretação mais clara das figuras de visualização.

Tanto as medidas quanto as visualizações mostram a presença de uma região de separação permanente, que apresenta um caráter intermitente somente nas proximidades do ponto de separação e de recolamento, onde o escoamento tende a oscilar levemente entre

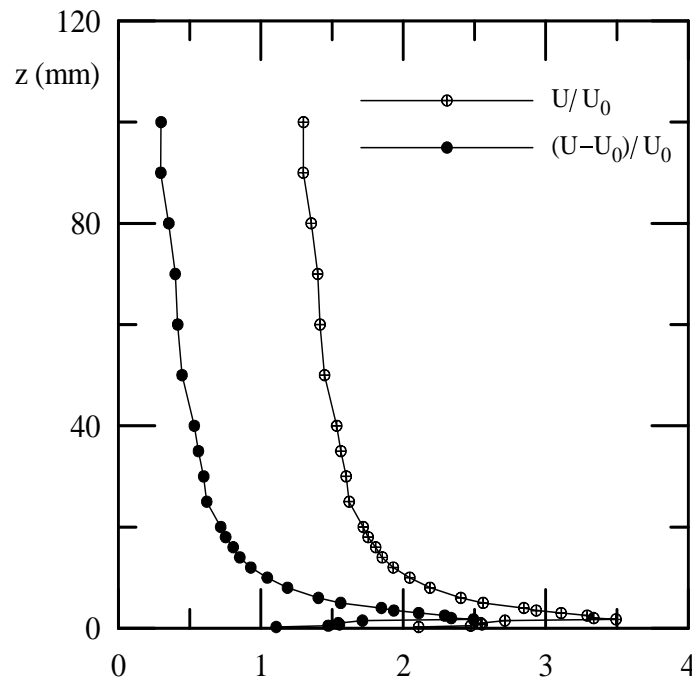


Figura 3.39: Aumento de velocidade no topo da colina.

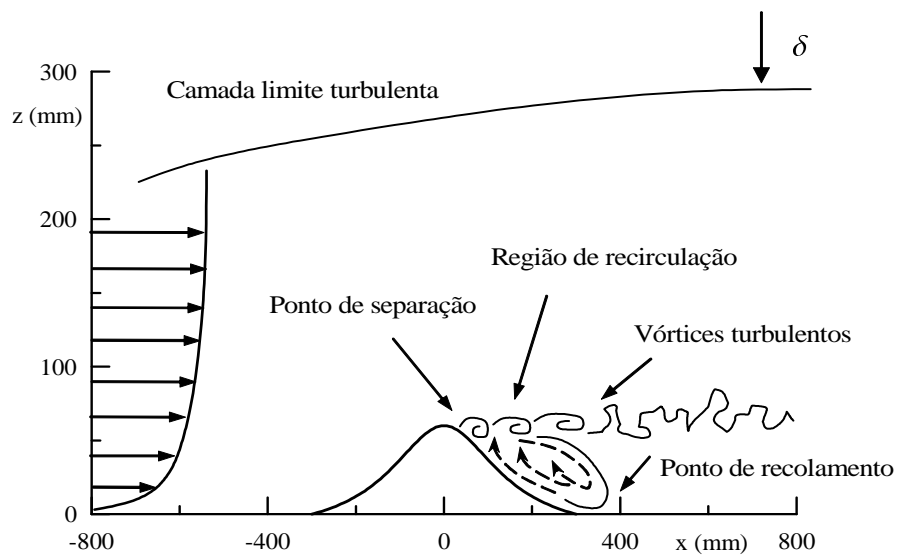


Figura 3.40: Desenho esquemático do escoamento ao longo da colina e da região de separação à jusante do topo.

jusante e montante. De fato, isto é uma observação relatada por muitos outros autores, e.g. Britter et al. (1981) e Simpson (1991). A Figura (3.41) é uma das ilustrações obtidas durante o procedimento de visualização, e retrata claramente o processo de emissão dos vórtices a jusante do topo da colina, e a conseqüente formação de uma camada de cisalhamento que possui aproximadamente a altura da colina.

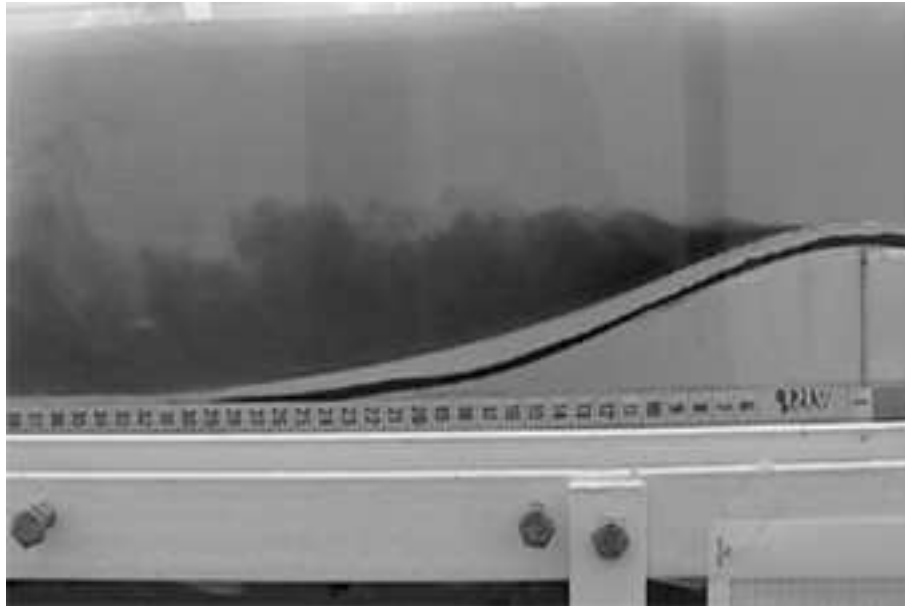


Figura 3.41: Determinação qualitativa da extensão região de recirculação.

A Figura (3.42) ilustra o processo de determinação qualitativa do ponto de recolamento do escoamento. Naturalmente, nas Figuras (3.41) e (3.42) o sentido do escoamento é da direita para esquerda. A Figura (3.42) permite verificar, através da colocação de corante junto à superfície, que o fluido caminha para montante dentro da região de recirculação, e em aproximadamente 40 cm medidos a jusante do topo, o escoamento recola à parede e tende a fluir novamente para jusante.

3.4.4 O Comportamento da Turbulência sobre a Colina

As tensões normais de Reynolds no sentido longitudinal e transversal são apresentadas respectivamente pelas Figuras (3.43) e (3.44). Estes gráficos são mostrados em escala linear ao longo da colina, ilustrando o desenvolvimento geral do campo turbulento neste eixo. O parâmetro de adimensionalização adotado foi u_τ , por apresentar o melhor colapso

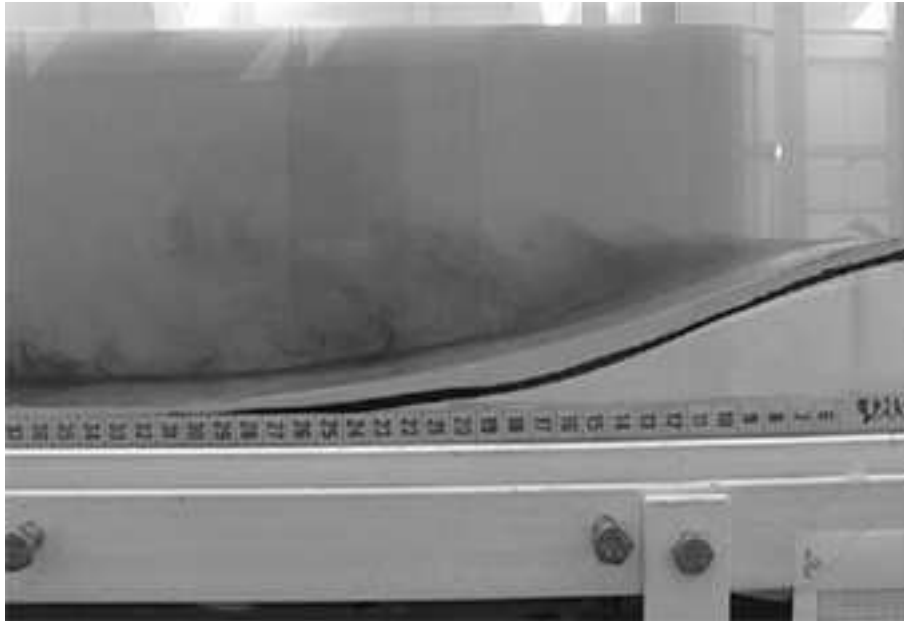


Figura 3.42: Determinação qualitativa do ponto de recolamento.

entre os valores medidos. Esta informação vai de encontro às escalas propostas por Song et al. (2000), que mostram que o parâmetro mais apropriado para normalização dos dados de camada limite sobre placa plana com separação é $u_\tau U_\delta$.

Entretanto, o presente trabalho segue as recomendações dos autores de utilizar uma escala absoluta de referência para todos os perfis. Uma escala fixa, u_τ , baseada no valor medido no perfil de referência, é utilizado por dois motivos: primeiramente esta escala mostra as variações absolutas dos níveis de tensão ao longo de todo o campo de escoamento, em particular o rápido crescimento das tensões de Reynolds até o topo e as elevações dos picos na região jusante ao topo. Este fato ocorre devido à presença de uma zona de mistura onde há uma forte produção de turbulência com fraca dissipação. Em segunda instância, um valor local de u_τ não é uma escala apropriada para a região de separação onde a tensão na superfície é um parâmetro de difícil determinação e teoricamente passa por um valor zero.

Através da mesma representação, a Figura (3.45) mostra a distribuição das tensões cisalhantes de Reynolds ao longo da elevação da superfície. As Figuras (3.43), (3.44) e (3.45) mostram que as tensões normais e cisalhantes desenvolvem picos pronunciados na região de separação, que segundo Simpson (1991) podem ser utilizados para estimar a

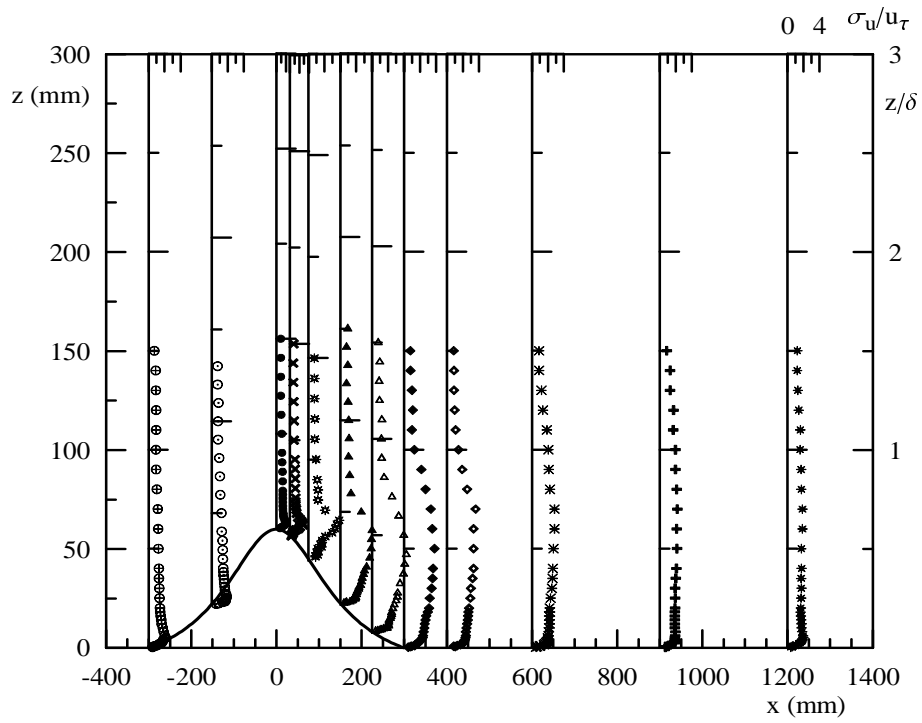


Figura 3.43: Perfis de tensões normais no sentido longitudinal ao longo da colina.

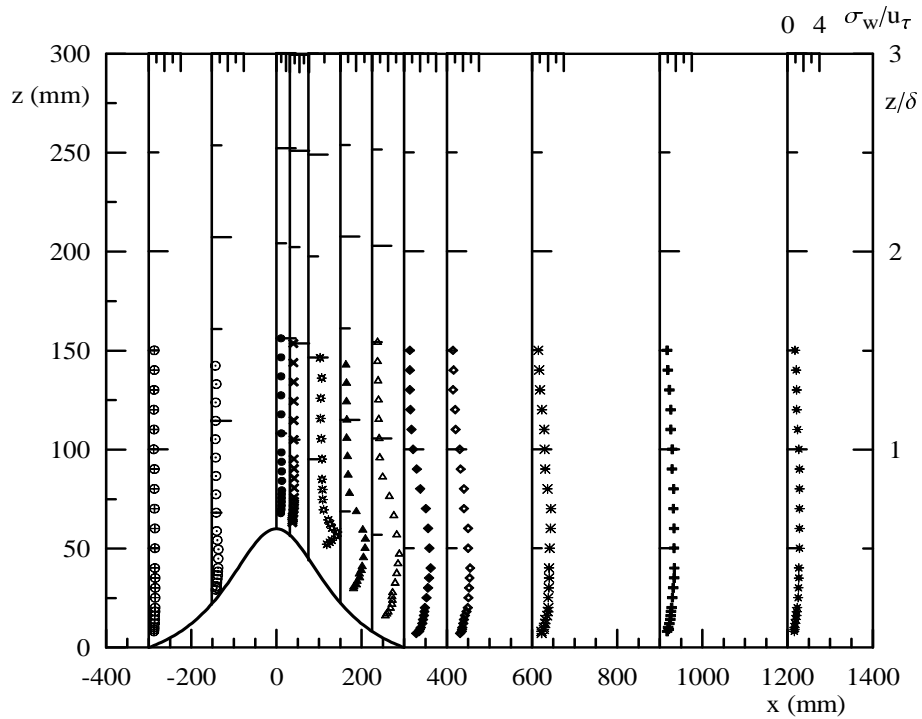


Figura 3.44: Perfis de tensões normais no sentido transversal ao longo da colina.

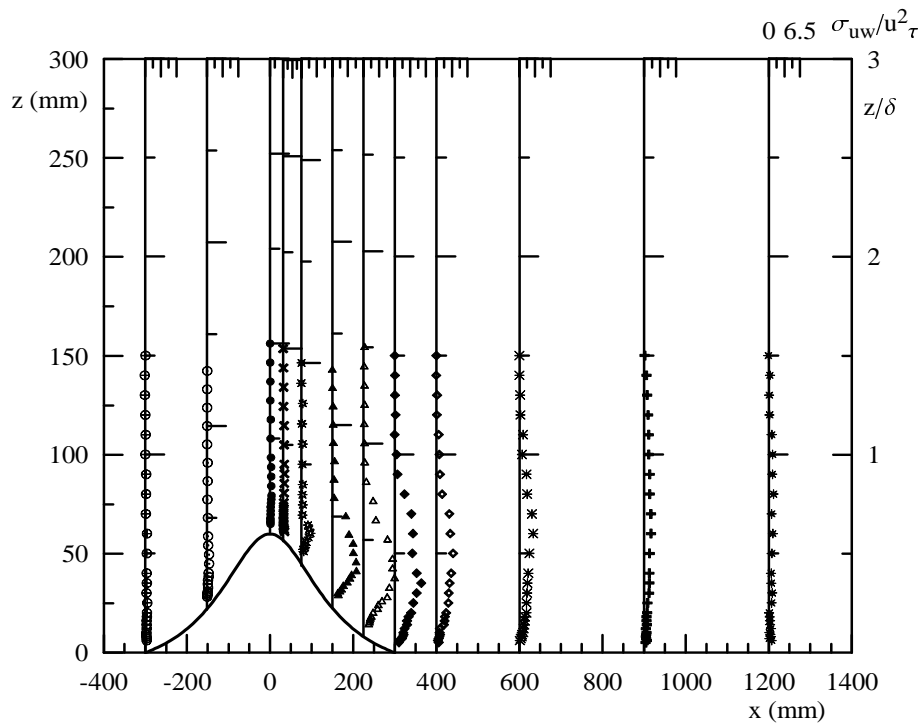


Figura 3.45: Perfis de tensões cisalhantes ao longo da colina.

espessura da região de mistura.

A região de recirculação é avaliada em separado pelas Figuras (3.46), (3.47) e (3.48). Nestas figuras, mais uma vez, a linha tracejada representa aproximadamente a borda da região de recirculação, e a linha pontilhada liga os pontos de velocidade média longitudinal nulos. A Figura (3.46) permite verificar que os picos da componente longitudinal de flutuação turbulenta coincidem aproximadamente com o ponto de cisalhamento máximo dos perfis de velocidade média. Nota-se também que o pico da tensão longitudinal aparece mais cedo que os picos da tensão normal no sentido vertical e da tensão cisalhante. Isto explica-se pelas equações clássicas dos termos de produção das tensões de Reynolds, não incluídas neste trabalho, mas que permitem verificar que é necessário produzir, em primeiro lugar, a tensão normal longitudinal, σu^2 , para que depois o termo de deformação devido à pressão a distribua pelas outras tensões.

Os gráficos (3.47) e (3.48) mostram que, de forma análoga ao comportamento da flutuação longitudinal, a flutuação vertical e os termos cruzados das tensões de Reynolds também desenvolvem picos que ao longo da região de separação tendem a se distanciar

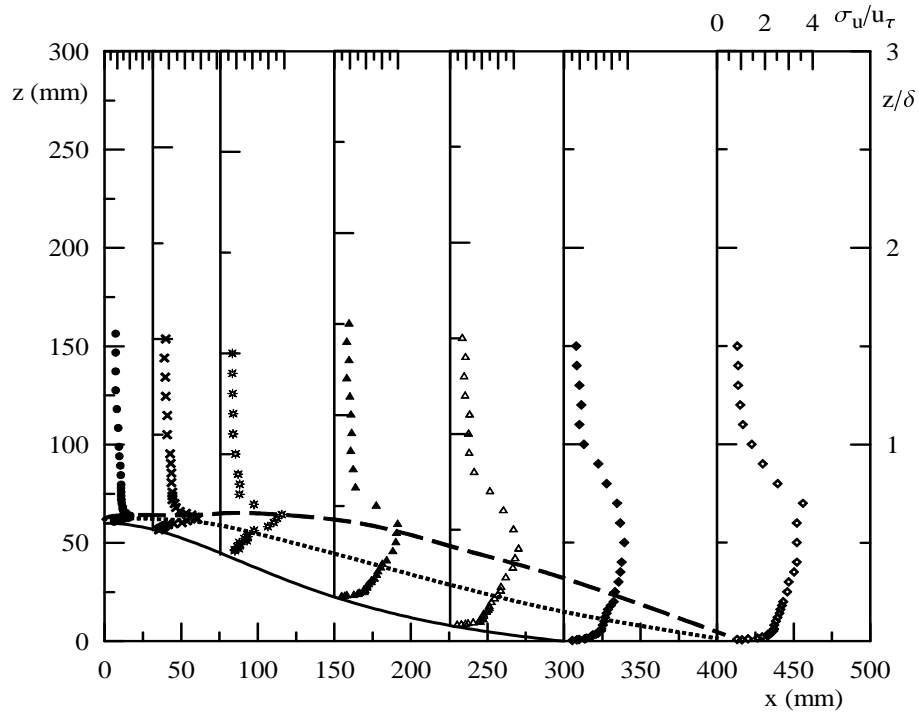


Figura 3.46: Perfis de tensões normais no sentido longitudinal na região de separação à jusante do topo.

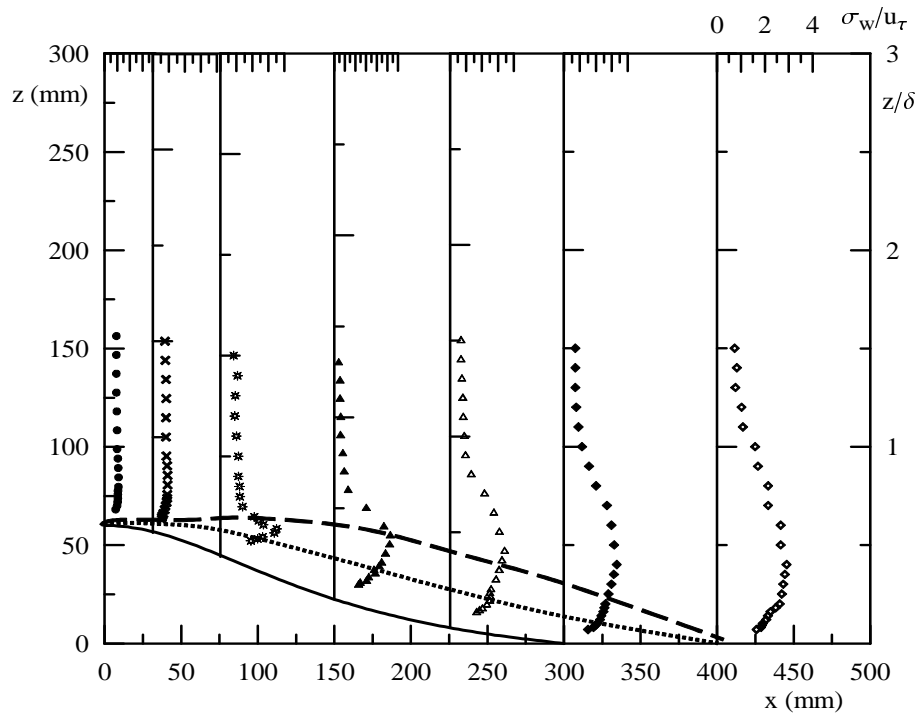


Figura 3.47: Perfis de tensões normais no sentido transversal na região de separação à jusante do topo.

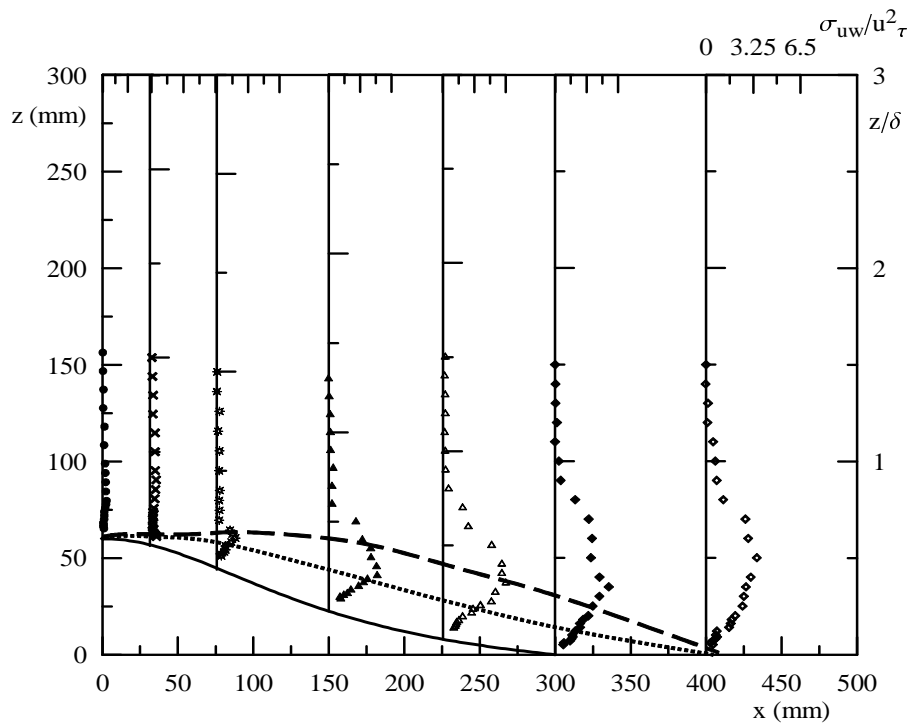


Figura 3.48: Perfis de tensões cisalhantes na região de separação à jusante do topo.

da superfície.

De modo a estudar mais detalhadamente o comportamento do campo turbulento sobre a colina abrupta, estas tensões são mostradas em coordenadas semi-logarítmicas nas Figuras (3.49), (3.50), e (3.51), para as tensões longitudinais, transversais e cisalhantes, respectivamente. Em todas estas figuras foram utilizadas as escalas do perfil de referência para normalização. A escala logarítmica é utilizada nestes gráficos para priorizar a análise da região interna do escoamento, mantendo simultaneamente o uso de uma escala fixa comum.

Com o objetivo de estudar a resposta do campo turbulento aos efeitos distintos provocados pela aceleração do escoamento na base de montante até o topo, pelo gradiente de pressão adverso presente na separação, e pela condição de retorno ao equilíbrio, os resultados serão naturalmente divididos e estudados separadamente de acordo com estas regiões características.

As Figuras (3.52), (3.53) e (3.54) ilustram respectivamente o comportamento das flutuações longitudinais, verticais e cisalhantes na região de aceleração entre a base montante

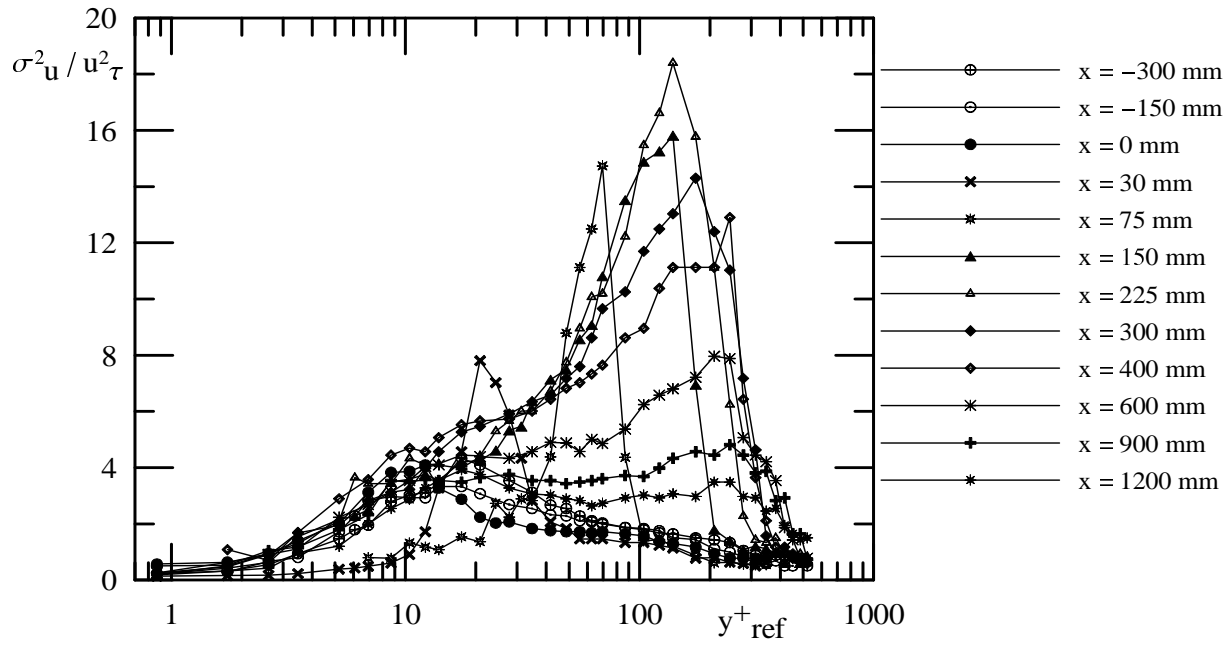


Figura 3.49: Perfis de tensões longitudinais ao longo da colina, normalizadas com parâmetros de referência, mostrados em escala logarítmica.

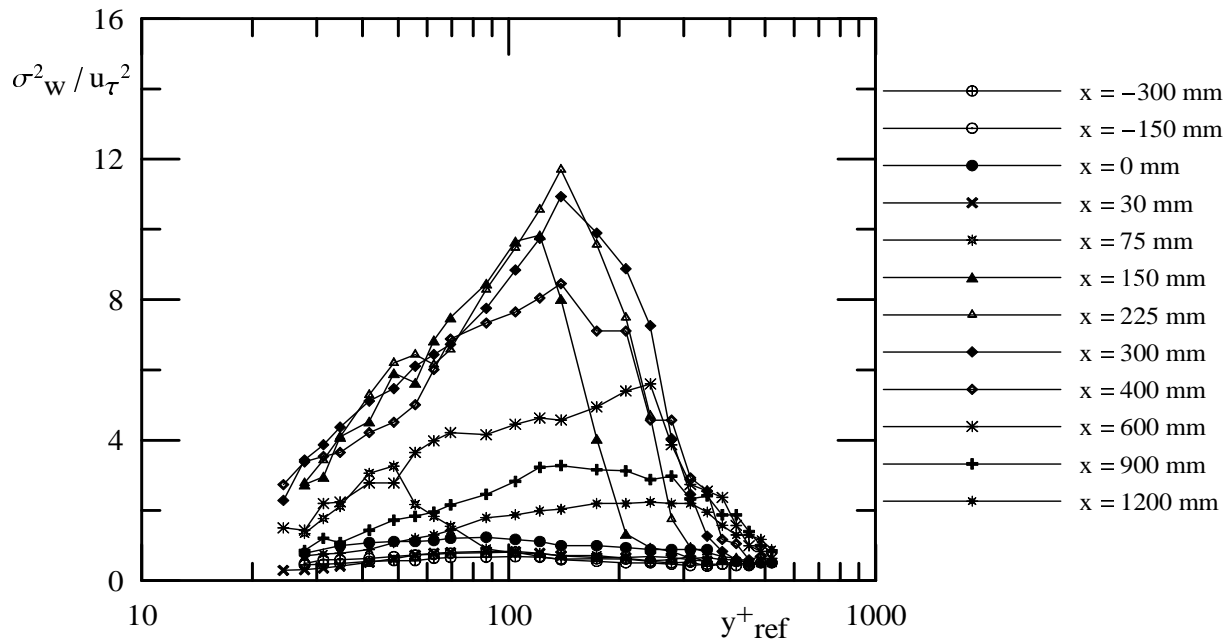


Figura 3.50: Perfis de tensões verticais ao longo da colina, normalizadas com parâmetros de referência, mostrados em escala logarítmica.

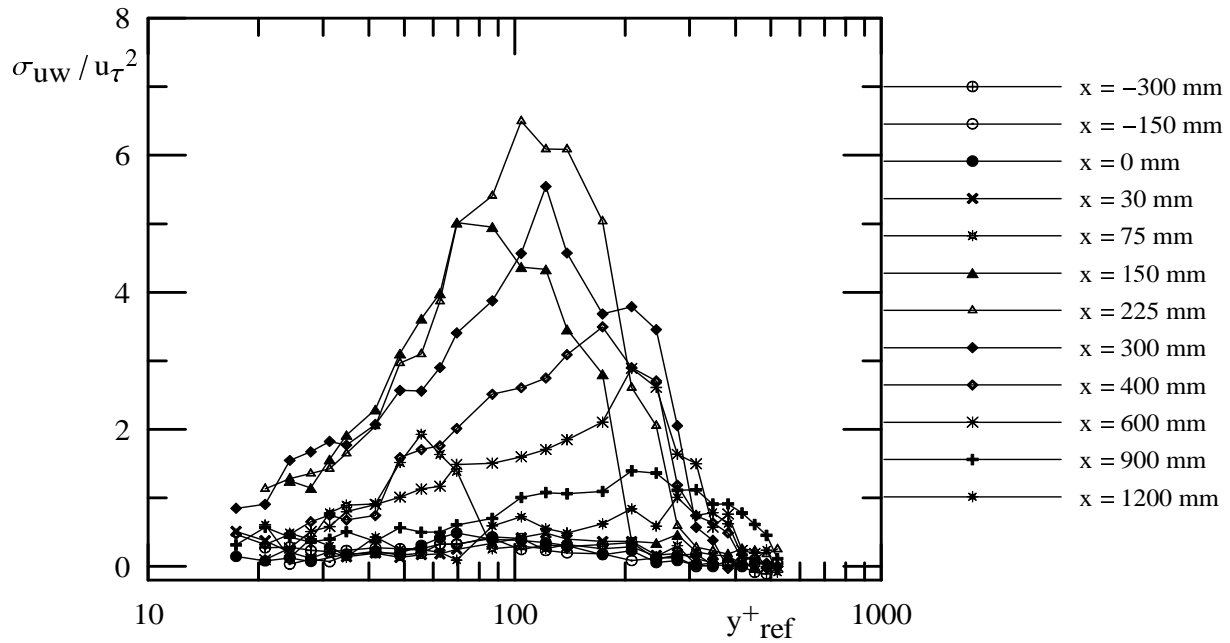


Figura 3.51: Perfis de tensões cisalhantes ao longo da colina, normalizadas com parâmetros de referência, mostrados em escala logarítmica.

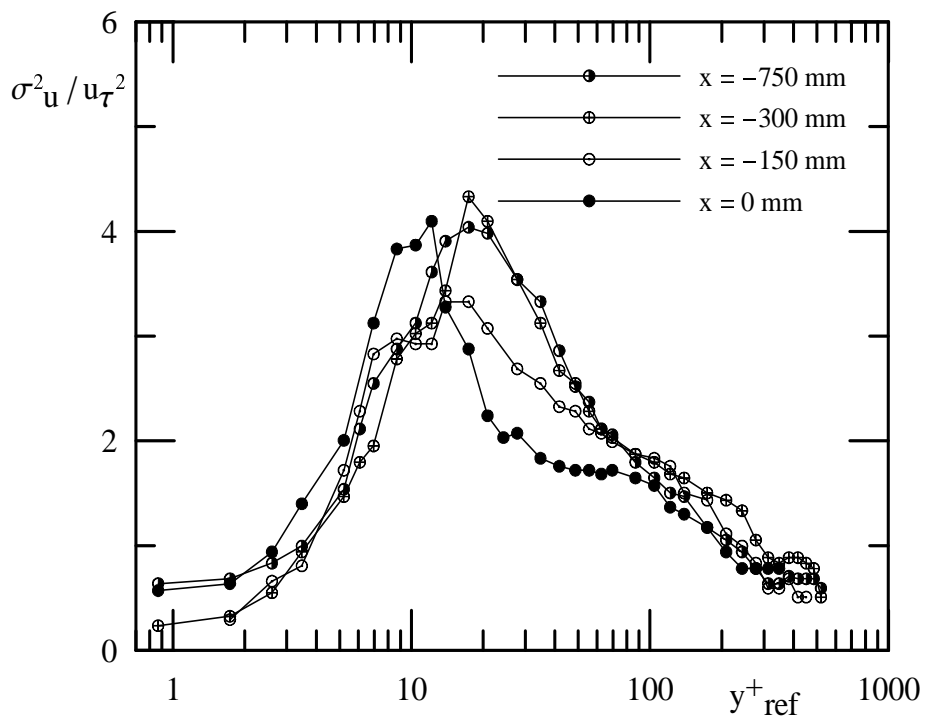


Figura 3.52: Comportamento das tensões longitudinais na base montante da colina, normalizadas com parâmetros de referência, mostrados em escala logarítmica.

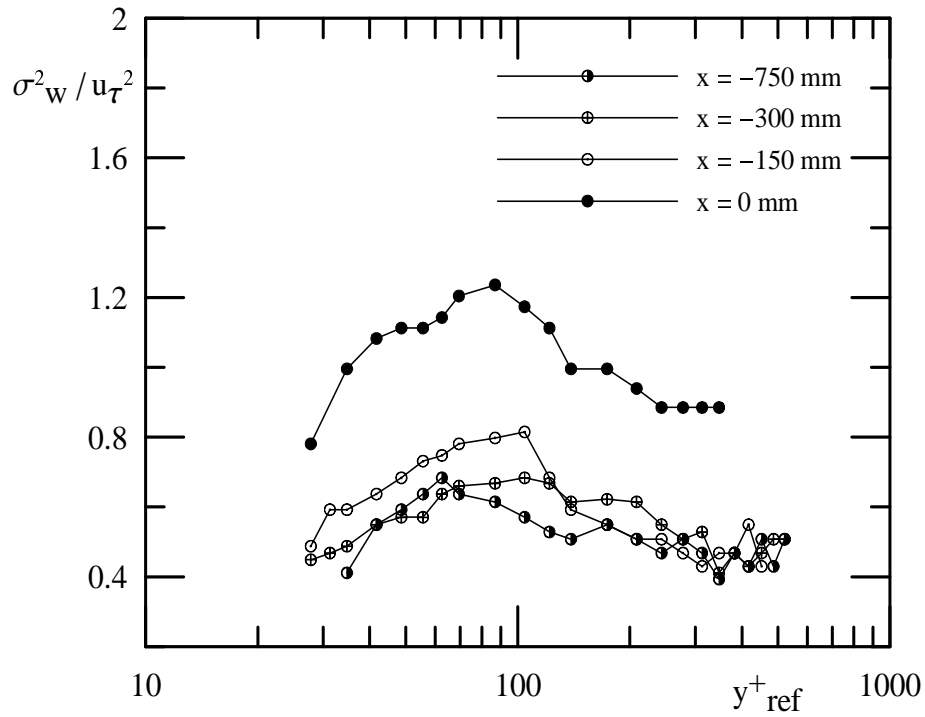


Figura 3.53: Comportamento das tensões verticais ao longo da colina, normalizadas com parâmetros de referência, mostrados em escala logarítmica.

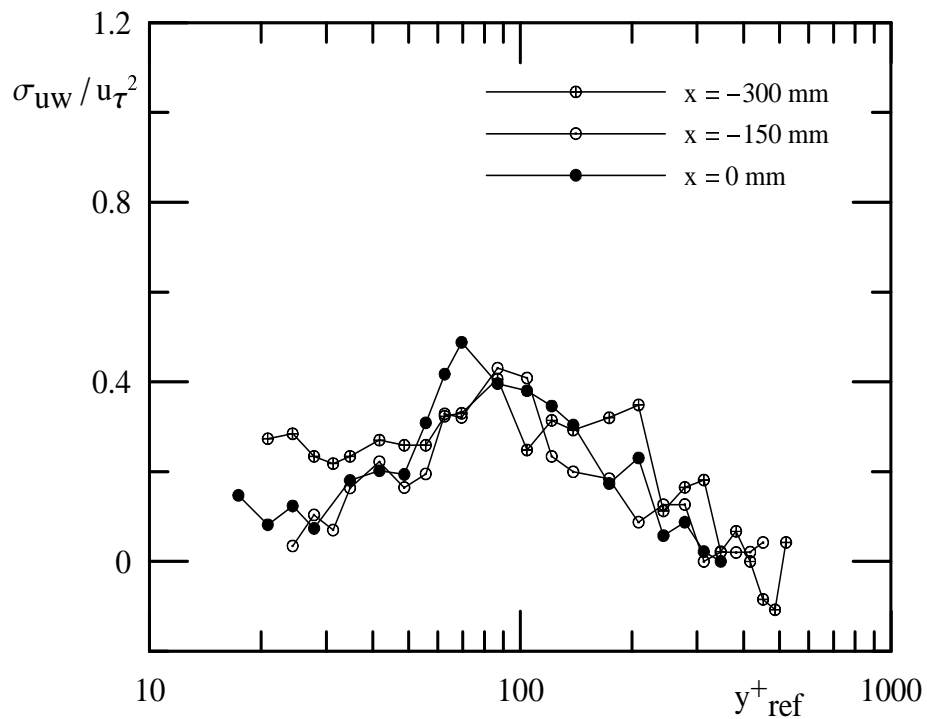


Figura 3.54: Comportamento das tensões cisalhantes ao longo da colina, normalizadas com parâmetros de referência, mostrados em escala logarítmica.

e o topo da elevação. Estes resultados, bem como os mostrados imediatamente a seguir são muito interessantes pois fornecem um vasto material para a análise da teoria de distorção rápida, originalmente proposta por Batchelor e Proudman (1954). De acordo com esta teoria, espera-se que a componente longitudinal da turbulência decresça, e a componente vertical aumente com respeito aos níveis turbulentos da camada limite de referência. As Figuras (3.52) e (3.53) mostram um ligeiro aumento da flutuação longitudinal na região interna da camada limite, e um acentuado decréscimo na região imediatamente superior. Também observa-se um leve decréscimo do valor de pico da tensão longitudinal no topo, com relação ao perfil de referência. De fato, este gráfico ilustra claramente as duas regiões distintas que compõem a camada limite atmosférica sobre uma colina real. A região interna, que no campo é difícil de ser medida e investigada, é dominada pelo equilíbrio local, enquanto que a região externa é dominada pela aceleração do escoamento sobre a colina, e o campo turbulento passa então a ser dominado pela distorção rápida.

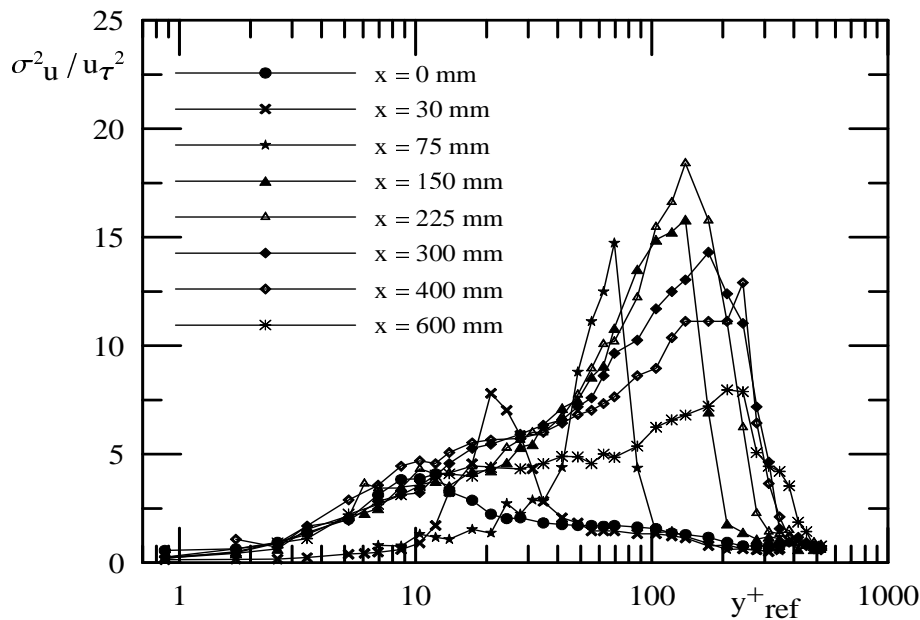


Figura 3.55: Comportamento das tensões longitudinais na região de recirculação, normalizadas com parâmetros de referência, mostrados em escala logarítmica.

O comportamento do campo turbulento no interior da região de recirculação é mostrado nas Figuras (3.55), (3.56) e (3.57). Estes gráficos fornecem uma distinção importante entre os níveis turbulentos no interior e no exterior da zona de recirculação. Cabe

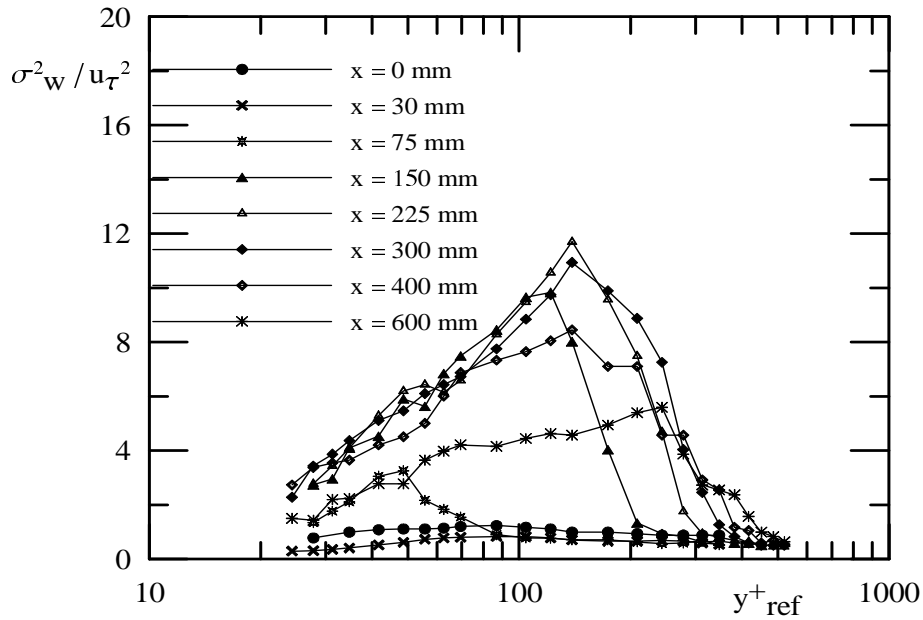


Figura 3.56: Comportamento das tensões verticais na região de recirculação, normalizadas com parâmetros de referência, mostrados em escala logarítmica.

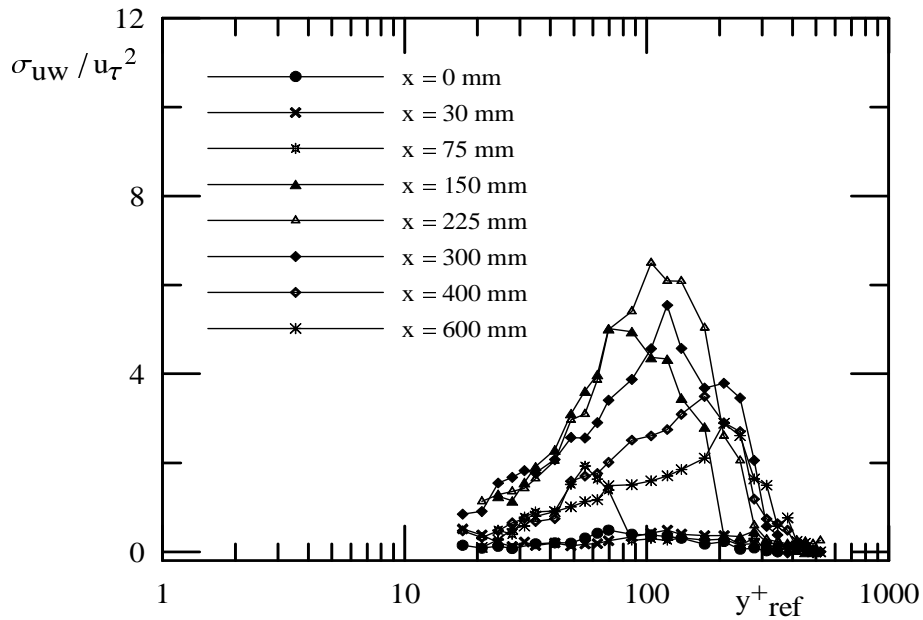


Figura 3.57: Comportamento das tensões cisalhantes na região de recirculação, normalizadas com parâmetros de referência, mostrados em escala logarítmica.

lembrar que o ponto de separação ocorre aproximadamente em $x = 30$ mm e o ponto de recolamento em $x = 400$ mm. As intensidades turbulentas nesta região superam em 50% ou mais os níveis da camada adjacente à superfície. Estas figuras permitem também acompanhar a evolução dos pontos de máximo destas três componentes de flutuação.

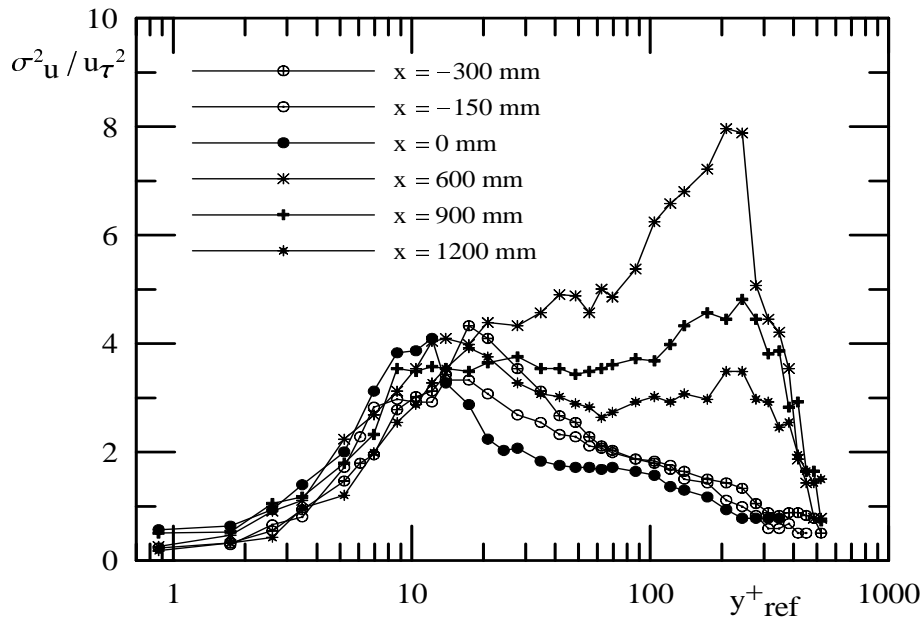


Figura 3.58: Comportamento das tensões longitudinais à jusante região de recirculação, normalizadas com parâmetros de referência, mostrados em escala logarítmica.

As Figuras (3.58), (3.59) e (3.60) apresentam a evolução das componentes de flutuação turbulenta longitudinal, vertical e cisalhante, respectivamente, no retorno às condições de equilíbrio inerentes à camada limite clássica. O Gráfico (3.58) mostra que a região interna retoma muito rapidamente os níveis turbulentos de referência, enquanto a região externa apresenta comportamento oposto. A região de recirculação provoca o aumento da flutuação longitudinal na subcamada externa, e observa-se que os picos destas flutuações decaem lentamente com a distância longitudinal em relação ao topo. No caso deste experimento, mesmo a uma distância equivalente a $20 H$, os níveis turbulentos externos ainda permaneciam em decaimento e portanto ainda não haviam alcançado a condição de equilíbrio local.

Concluindo esta análise, as flutuações do campo turbulento foram analisadas segundo a equação (3.9), apresentando boa concordância. O valor da constante que relaciona os

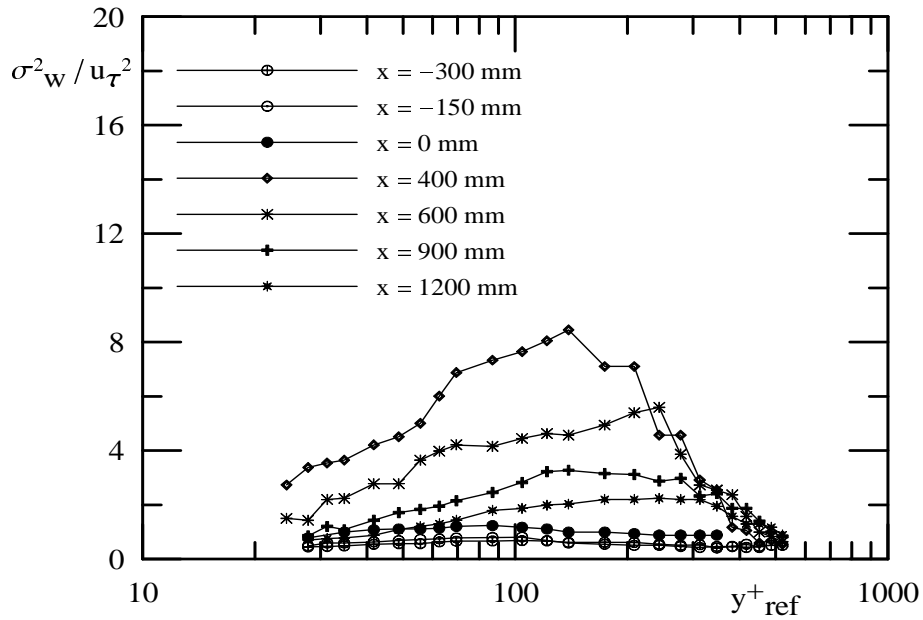


Figura 3.59: Comportamento das tensões verticais à jusante da região de recirculação, normalizadas com parâmetros de referência, mostrados em escala logarítmica.

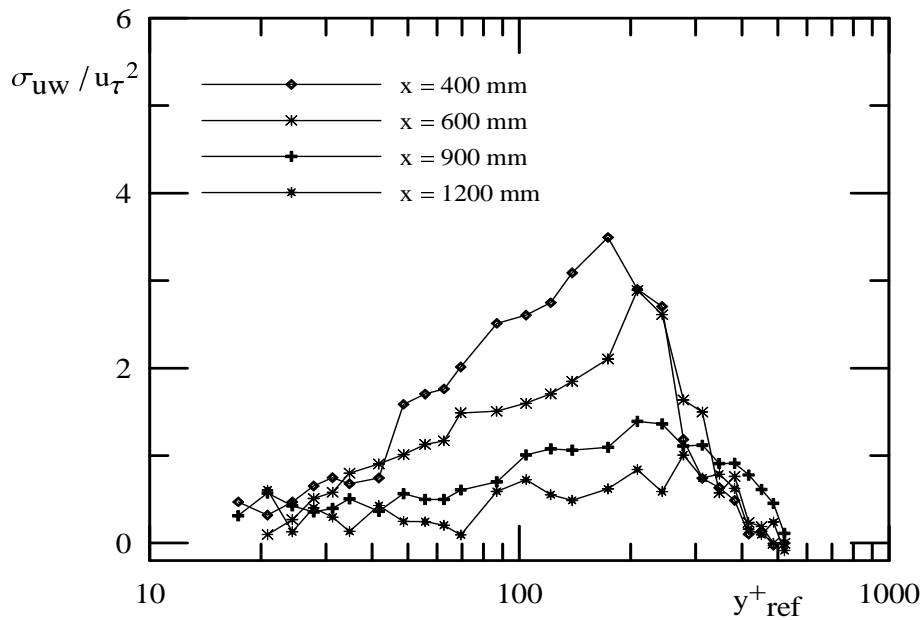


Figura 3.60: Comportamento das tensões cisalhantes à jusante da região de recirculação, normalizadas com parâmetros de referência, mostrados em escala logarítmica.

parâmetros geométricos da colina com as flutuações turbulentas, como pode ser observado na equação (3.9), é igual a 4. Para o campo de flutuações turbulentas medido neste trabalho, a constante que melhor ajusta os dados experimentais é 3,5. Logo, a equação que rege as flutuações turbulentas na camada interna da camada limite é:

$$\frac{\Delta\sigma_u^2}{(\sigma u^2)_\infty} = \frac{\Delta\sigma_w^2}{(\sigma w^2)_\infty} \cong 3.5 \left(\frac{H}{L_H} \right). \quad (3.39)$$

Os efeitos da distorção rápida são agora avaliados segundo a equação (3.10). O resultado é mostrado na Figura (3.61). Os índices escuros representam a formulação teórica dada pelo lado direito da equação (3.10). Os símbolos claros representam os dados experimentais, segundo o lado esquerdo da equação. O Gráfico (3.61) mostra uma boa concordância dos dados na região externa do escoamento, onde os efeitos da distorção rápida é predominante.

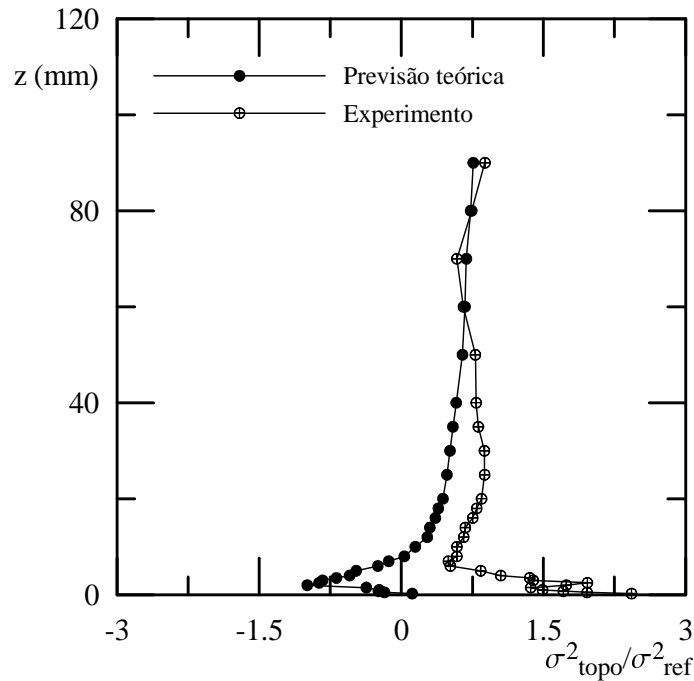


Figura 3.61: Variação do campo turbulento segundo os efeitos da distorção rápida.

Capítulo 4

Conclusão

O presente trabalho se dedicou ao estudo de dois tipos de escoamentos atmosféricos distintos. Especificamente, foram estudados os efeitos do aquecimento transiente do solo combinado com a presença de rugosidade, além de, separadamente, analisar os efeitos de elevações abruptas na superfície. Portanto, seguindo a estrutura do presente trabalho, a conclusão está baseada em duas seções: uma resumindo os progressos realizados na compreensão da variação do aquecimento superficial sobre rugosidade, a outra versando sobre os resultados alcançados no estudo da camada limite sobre elevação da superfície.

4.1 Escoamento sobre Superfície Rugosa

Na primeira parte deste trabalho estudamos o comportamento da camada limite térmica sujeita a um fluxo de calor periódico imposto à superfície. Investigamos também a influência que as características de rugosidade da superfície exercem nas propriedades da camada limite no regime de transferência de calor transiente. Foram realizados experimentos no túnel de vento estratificado do Laboratório de Mecânica da Turbulência (COPPE/UFRJ) com o objetivo de simular aproximadamente o fenômeno do ciclo diurno atmosférico em ambiente controlado. Os campos de velocidade e temperatura foram medidos com o uso de termopares e da anemometria térmica. A modelagem do problema foi feita com base na estrutura de três de pisos da camada limite e no conceito de erro na origem para superfícies rugosas.

Sob o ponto de vista da contribuição do presente trabalho, considerando a extensa revisão bibliográfica realizada neste estudo, penso ser a teoria aqui descrita inteiramente

original. Além disso, a teoria desenvolvida foi validada pelos dados experimentais obtidos em túnel de vento no decorrer deste estudo. O resultado dessa teoria indica que, para o regime de convecção transiente, a região logarítmica pode ser identificada, possuindo um deslocamento na origem constante e uma inclinação dependente do tempo.

Em particular, o presente trabalho mostrou, com base nas evidências experimentais, que o deslocamento vertical na origem para o perfil de temperatura rapidamente atinge um valor constante, e não varia durante os ciclos de aquecimento e resfriamento. De fato, este valor constante ($\epsilon_t = 4.7$ mm) é bem distinto do erro na origem calculado para o campo de velocidade, ($\epsilon = 1.2$ mm). Como consequência, tem-se que o fluxo de calor na superfície pode ser avaliado diretamente a partir da inclinação da lei logarítmica para o perfil de temperatura com a correção na origem, através da equação (2.36).

O método gráfico de Perry e Joubert (1963) foi empregado para a determinação do deslocamento vertical na origem tanto para os perfis de velocidade como para os perfis de temperatura. O comportamento temporal do número de Stanton foi avaliado para a superfície lisa e superfície rugosa. Os resultados mostram que o número de Stanton permanece aproximadamente constante, apresentando um comportamento linear decrescente no início do ciclo de aquecimento, e crescente no final do ciclo de resfriamento.

Com respeito à analogia de Reynolds, os resultados comprovam a sua validade sob o regime transiente, com uma margem de erro em torno de 10%. A validade da analogia de Reynolds implica que a variação da temperatura de atrito e a variação da temperatura da superfície apresentam a mesma taxa de decaimento, e que os processos de transferência de calor e troca de quantidade de movimento permanecem inalterados durante o regime transiente.

4.2 Escoamento sobre Variação de Topografia

O presente trabalho realizou uma investigação experimental do problema de escoamentos atmosféricos sobre variações topográficas abruptas, dedicando especial atenção na caracterização do campo turbulento e nos efeitos provocados pela presença da região de recirculação.

Um modelo bidimensional, axissimétrico, de colina abrupta foi planejado e construído exclusivamente para o presente trabalho. O escoamento ao redor da colina foi simulado no canal de água do Laboratório de Hidráulica da FEUP. A técnica de anemometria laser-Doppler foi empregada para a medição dos campos de velocidade média longitudinal e vertical, bem como das respectivas flutuações turbulentas. A componente cisalhante das tensões de Reynolds também foram avaliadas através desta técnica. A visualização do escoamento no canal de água foi de grande importância, pois permitiu a análise da extensão da região de recirculação, bem como uma estimativa da localização dos pontos de separação e de recolamento.

Os resultados obtidos foram comparados em maior detalhe com a teoria de distorção rápida de Batchelor e Proudman (1954) e em menor com a de Jackson e Hunt (1975), apresentando boa concordância com a primeira. De fato, a teoria de Hunt foi desenvolvida para escoamentos colados à parede sobre colinas suaves, situação onde as equações que governam o fluido podem ser linearizadas. O que fica evidente pela simulação laboratorial é o elevado grau de complexidade introduzido no problema pela presença da região de separação do escoamento. As grandes distorções da velocidade introduzidas no campo turbulento escapam das condições preconizadas pelas teorias clássicas requerendo um tratamento particular que não pode ser fornecido por soluções calcadas na estrutura clássica da camada limite. Desta forma, os resultados mostram que: 1) no caso da teoria de Hunt o valor de “speed up” previsto encontra-se bem abaixo dos valores medidos, 2) no caso da teoria de distorção rápida, a carência de dados experimentais, seja proveniente de campo ou de laboratório, impede o conhecimento profundo dos mecanismos que regem o campo turbulento no escoamento sobre colinas.

De uma forma geral esse trabalho contribui para uma melhor compreensão dos fenômenos que regem a camada limite atmosférica, através da geração de dados experimentais originais e refinados. O presente estudo conseguiu caracterizar em detalhadamente todo o campo de velocidades ao redor de uma colina abrupta, em especial a região interna da camada limite. A investigação dessa região do escoamento é de reconhecida dificuldade, especialmente nos experimentos de campo, onde o tamanho das torres, o número de sensores, e a rugosidade da superfície são fatores fortemente limitantes.

Este trabalho permitiu a geração de novos dados experimentais sobre um tema reconhecidamente complexo, e que servirão futuramente como base para o teste de modelos numéricos que consigam prever a estrutura do escoamento sobre colinas abruptas. Propostas futuras de trabalho envolvem a proposição de novas formulações de leis de parede, adequando a teoria desenvolvida por Cruz e Silva Freire(1998) e Cruz e Silva Freire (2002) para o caso de escoamento sobre colinas. Estas previsões teóricas serão implementadas numericamente com a ajuda do modelo numérico desenvolvido por Soares e Fontoura Rodrigues (2004), na tentativa de contribuir para a geração de modelos computacionais que sejam capazes de prever corretamente o escoamento do tipo camada limite sobre elevações abruptas. De fato, o trabalho desenvolvido por Soares e Fontoura (2004) comparou diferentes formulações de leis de parede para os campos de velocidade e temperatura, e mostrou que a formulação proposta por Cruz e Silva Freire (1998) é muito robusta, apresentando as melhores previsões para a separação e recolamento do escoamento. Desse modo, o presente esforço é o vértice experimental de um triângulo que reúne ainda a formulação e implementação numérica deste interessante e complexo fenômeno.

Concluo observando que os avanços obtidos no entendimento do problema foram imensos e que, contraditoriamente, isto apenas nos mostra o quanto ainda temos a aprender a seu respeito.

Capítulo 5

Bibliografia

Albrecht, H. E., Borys, M., Damasche, N. e Tropea, C.; “Laser-Doppler and Phase-Doppler Measurement Techniques”, 738 pp., Springer-Verlag, 2003.

Athanassiadou, M e Casto, I. P.; “Neutral Flow Over a Series of Rough Hills: A Laboratory Experiment”, *Boundary-Layer Meteorol.*, vol. 101, 1–30, 2001.

Antonia, R.A. e Luxton, R.E.; “The Response of a Turbulent Boundary Layer to a Step Change in Surface Roughness. Part 1. Smooth to Rough”, *J. Fluid Mechanics*, Vol. 48, pp. 721-761, 1971.

Antonia, R.A. e Luxton, R.E.; “The Response of a Turbulent Boundary Layer to a Sstep Change in Surface Roughness Part 2. Rough to Smooth”, *J. Fluid Mechanics*, Vol. 53, pp. 737-757, 1972.

Antonia, R.A., Danh, H. Q. and Prabhu, A.; “Response of a Turbulent Boundary Layer to a Step Change in Surface Heat Flux”, *J. Fluid Mechanics*, Vol. 80, pp. 153-177, 1977.

Arya, S. P. S., Capuano, M. E. e Fagen, L. C.; “Some Fluid Modeling Studies of Flow and Dispersion Over Two-dimensional Low Hills”, *Atmosph. Environment*, vol. 21, 753–764, 1987.

Arya, S. P. S. e Gadiyaram, P. S.; “An Experimental Study of Flow and Dispersion in the Wakes of trhee-dimensional Low Hills”, *Atmosph. Environment*, vol. 20, 729–740, 1986.

Arya, S. P. S. e Shipman, M. S.; "An Experimental Investigation of Flow and Diffusion in the Disturbed Boundary Layer Over a Ridge", *Atmosph. Environment*, vol. 15, 1173–1184, 1981.

ASME; "Measurement Uncertainty, Instruments and Apparatus", ANSI/ASME PTC 19.1, 1985.

Avelino, M. R. e Silva Freire, A. P.; "On The Displacement in Origin for Turbulent Boundary Layers Subjected to Sudden Changes in Wall Temperature and Roughness", *Int. J. Heat and Mass Transfer*, Vol. 45, pp. 3145–3153, 2002.

Barenblatt, G. I.; "Scaling Laws for Fully Developed Shear Flows. Part 1. Basic Hypothesis and Analysis", *J. Fluid Mechanics*, vol. 248, 513–520, 1993.

Barenblatt, G. I. e Prostokishin, V. M.; "Scaling Laws for Fully Developed Shear Flows. Part 2. Processing of Experimental Data", *J. Fluid Mechanics*, vol. 248, 521–529, 1993.

Batchelor, G. K. e Proudman, I.; "The Effect of Rapid Distortion on a Fluid in Turbulent Motion", *Quart. J. Mech. Appl. Math.*, vol. 7, 83–103, 1954.

Belcher, S. E. e Hunt, J. C. R.; "Turbulent Flow Over Hills and Waves", *Annu. Rev. Fluid Mech.*, vol. 30, 507–538, 1998.

Besio, S. Mazzino, A. e Ratto, C. F.; "Local Law-of-the-wall in Complex Topography: A Confirmation from Wind-tunnel Experiments", *Physics Letters A*, vol. 282, 325–330, 2001.

Blackwell, B. F., Kays, W. M. and Moffat. R. J.; "The Turbulent Boundary Layer on a Porous Plate: an Experimental Study of the Heat Transfer Behaviour with Adverse Pressure Gradient, Report No HMT-16, Thermosciences Division, Dept. of Mech. Engng, Stanford University, 1972.

Blom, J. I.; "Experimental Determination of The Turbulent Prandtl Number in a Developing Temperature Boundary Layer", 4th Int. Heat Transfer Conf., Paris-Versailles, vol. II, paper FC2.2, 1970.

Bowen, A. J.; "The Prediction of Mean Wind Speeds Above Simple 2D Hill Shapes", *J. Wind Eng. Ind. Aerodynamics*, vol. 15, 259–270, 1983.

Bowen, A. J.; "Full Scale Measurements of The Atmospheric Turbulence Over Two Escarpments", *Proceedings Fifth Int. Conf. Wind Eng.*, vol. 1, 161–172, Pergamon, 1979.

Bradley, E. F.; "A Micrometeorological Study of Velocity Profiles and Surface Drag in The Region Modified by a Change in Surface Roughness", *Q. J. R. Meteorological Society*, vol. 94, 361–379, 1968.

Bradley, E. F.; "An Experimental Study of The Profiles of Wind Speed, Shearing Stress and Turbulent Intensities at The Crest of a Large Hill", *Q. J. R. Meteorological Society*, vol. 106, 101–124, 1980.

Brasil, W. M.; "Camadas Limites Turbulentas Sujeitas a uma Variação Singular de Propriedades na Superfície", Tese de Doutorado, COPPE/UFRJ, 224 páginas, 2004.

Britter, R. E., Hunt, J. C. R. e Richards, K. J.; "Airflow Over a Two-dimensional Hill: Studies of Velocity Speedup, Roughness Effects and Turbulence", *Q. J. R. Meteorological Society*, vol. 107, 91–110, 1981.

Bruun, H. H.; "Hot-Wire Anemometry, Principles and Signal Analysis", Oxford University Press, 1995.

Carruthers, D. J. e Choularton, T. W.; "Airflow Over Hills of Moderate Solpe", *Q. J. R. Meteorological Society*, vol. 108, 603–624, 1982.

Castro, I. P. e Snyder, W. H.; "A Wind-tunnel Study of Dispersion From Sources Downwind of Three-dimensional Hills", *Atmosph. Environment*, vol. 16, 1869–1887, 1982.

Cataldi, M.; "Simulação de Camadas Limites Estratificadas em Túnel de Vento", Tese de Mestrado, COPPE/UFRJ, 170 páginas, 2002.

Cataldi, M., Loureiro, J. B. R., Pimentel, L. C. G. e Silva Freire, A. P.; "Design features and flow measurements in a thermally stratified wind tunnel", XVI Congresso Brasileiro de Engenharia Mecânica (COBEM), Uberlândia, dezembro, 2001.

Cataldi, M., Loureiro, J. B. R., Pimentel, L. C. G. e Silva Freire, A. P.; "A comparison between wind tunnel simulation and field measurements of the atmospheric boundary layer", Anais do IX Congresso Brasileiro de Engenharia e Ciências Térmicas (ENCIT), Caxambu, outubro, 2002a.

Cataldi, M., Loureiro, J. B. R. e Silva Freire, A. P.; "A wind tunnel study of thermally stratified boundary layers", ASME International Mechanical Engineering Conference and Exposition, Heat Transfer Division Proceedings, New Orleans, USA, novembro, 2002b.

Cataldi, M., Loureiro, J. B. R., Rodrigues, D. A. e Silva Freire, A. P.; "Stratified Flow in a Wind Tunnel Environment", Anais da III Escola Brasileira de Transição e Turbulência, Florianópolis, setembro, 2002c.

Cermak J. E.; "Laboratory Simulation of Atmospheric Boundary Layer", AIAA J., vol. 9, 1746–1753, 1971.

Chamberlain, A. C. ; "Transport of Gases To and From Grass and Grass-like Surfaces", Proc. Royal Soc. London, A, vol. 290, 236–265, 1966.

Carrutehrs, D. J. e Choularton, T. W.; "Airflow Over Hills of Moderate Solpe", Q. J. R. Meteorological Society, vol. 108, 603–624, 1982.

Carrutehrs, D. J. e Hunt, J. C. R.; "Fluid Mechanics of Air Flow Over Hills: Turbulence, Fluxes, and Waves in Boundary Layer", In: Atmospheric Processes Over Complex Terrain, Chapter 5, 83–107, American Meteorological Society, 1990.

Chen, C. P.; "Determination Experimentale du Nombre de Prandtl Turbulent Pres d'une Paroi Lise," Int. J. Heat and Mass Transfer, vol. 16, 1849–1862, 1973.

Coles, D.; "The Law of The Wake in The Turbulent Boundary Layer", J. Fluid Mechanics, vol. 1, 191–226, 1956.

Coleman, H. W., Moffat, R. J. e Kays, W. M.; "Momentum and Energy Transport in The Accelerated Fully Rough Turbulent Boundary Layer", Report N° HMT-24, Thermosci. division, Dep. Mech. Engineering, Stanford University, 1976.

Cruz, D. O. A. e Silva Freire, A. P.; "On Single Limits and the Asymptotic Behaviour of Separating Turbulent Boundary Layers", *Inter. J. Heat and Mass Transfer*, vol. 41, 2097–2111, 1998.

Cruz, D. O. A. e Silva Freire, A. P.; "A Thermal Law of the Wall for Separating and Recirculating Flows", ASME Internacioanl Mechanical Engineering Conference and Exposition, Nashville, USA, Novembro 1999.

Cruz, D. O. A. e Silva Freire, A. P.; "Note On A Thermal Law of The Wall for Separating and Recirculating Flows" *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 45, 1459-1465, 2002.

DeGraaff, D. B, e Eaton, J. K.; "'A High-resolution Laser Doppler Anemometer: Design, Qualification and Uncertainty'", *Exp. in Fluids*, vol. 30, 522–530, 2001.

Durst, F., Kikura, H., Lekakis, I., Javanovic, J. e Ye, Q.; "'Wall Shear Stress Determination From Near-wall Mean Velocity Data in Turbulent Pipe and Channel Flows'", *Exp. Fluids*, vol. 20, 417–428, 1976.

Durst, F., Melling, A., e Whitelaw, J. H.; "Principles and Practice of Laser-Doppler Anemometry," Academic Press, 1981.

Durst, F. e Zare, M.; "'Removal of Pedestals and Directional Ambiguity of Optical Anemometer Signals'", *Applied Optics*, vol. 13, 2562–2579, 1974.

George, W.; "'The Measurement of Turbulence Intensities Using Real-time Laser-Doppler Velocimetry'", *J. Fluid Mechanics*, vol. 66, 11–16, 1974.

Gong, W. Taylor, P. A. e Dörnbrack, A.; "Turbulent Boundary Layer Flow Over Fixed Aerodinamically Rough Two-dimensional Sinusoidal Waves", *J. Fluid Mechanics*, vol. 312, 1–37, 1996.

Gong, W. e Ibbetson, A.; "A Wind Tunnel Study of Turbulent Flows Over Model Hills", *Boundary-Layer Meteorology*, vol. 49, 113-148, 1989.

Gyure, B. e Janosi, I. M.; "Stratified Flow Over Asymmetric and Double Bell-shaped Obstacles", *Dynamics of Atmospheres and Oceans*, vol. 37, 155-170, 2003.

Hunt, J. C. R.; "A Theory of Two-dimensional Flow Around Two-dimensional Bluff Bodies", *J. Fluid Mechanics*, vol. 61, 625-706, 1973.

Hunt, J. C. R., Leibovich, S. e Richards, K. J.; "Turbulent Shear Flow Over Low Hills", *Q. J. R. Meteorological Society*, vol. 114, 1435-1470, 1988b.

Hunt, J. C. R., Richards, K. J. e Brighton, P. W. M.; "Stably Stratified Shear Flow Over Low Hills", *Q. J. R. Meteorological Society*, vol. 114, 859-886, 1988a.

Jackson, P. S.; "On the Displacement Height in The Logarithmic Velocity Profile", *J. Fluid Mech.*, 111, pp. 15-25, 1981.

Jackson, P. S. e Hunt, J. C. R.; "Turbulent Wind Flow Over a Low Hill", *Q. J. R. Meteorological Society*, vol. 101, 929-955, 1975.

Jonhson, D. S.; "Velocity, Temperature and Heat Transfer Measurements in a Turbulent Boundary Layer Downstream of a Stepwise Discontinuity in Wall Temperature", *ASME Transactions, J. Appl. Mech.*, vol. 24, 2-8, 1957.

Jonhson, D. S.; "Velocity and Temperature Fluctuation Measurements in a Turbulent Boundary Layer Downstream of a Stepwise Discontinuity in Wall Temperature", *ASME Transactions, J. Appl. Mech.*, vol. 26, 325-336, 1959.

Kaimal, J. C. e Finnigan, J. J.; "Atmospheric Boundary Layer Flows, Their Structure and Measurement"; Oxford University Press, 1994.

Kalinin, E. K. and Dreitser, G. A.; "Unsteady Convective Heat Transfer for Turbulent Flows of Gases and Liquids in Tubes", *Int. J. Heat and Mass Transfer*, vol. 28, 361-369, 1985.

Kastner-Klein, P. Rotach, M. W.; "Mean Flow and Turbulence Characteristics in an Urban Roughness Sublayer", *Boundary-Layer Meteorol.*, vol. 111, 55–84, 2004.

Kline, S. J.; "The Purpose of Uncertainty Analysis"; *J. Fluids Eng.*, vol.107, 153–160, 1985.

Khurshudyan, L. H., Snyder, W. H., e Nekrasov, I. V.; "Flow and Dispersion of Pollutants Over Two Dimensional Hills", *Env. Prot. Agency Rpt. No. EPA-600/4-81-067*, Research Triangle Park, NC, 130, 1981.

Ligrani, P. M. e Moffat, R. J.; "Thermal Boundary Layers on a Rough Surface Downstream of Steps in Wall Temperature", *Boundary-layer Meteorol.*, Vol. 31, pp. 127-147, 1985.

Logan, S. E.; "A Laser Velocimeter for Reynolds Stress and Other Turbulence Measurements", *AIAA Journal, Technical Notes*, vol. 10, no. 7, 933–935, 1972.

Lomas, C. G.; "Fundamentals of Hot-wire Anemometry", Cambridge University Press, Cambridge, 1986.

Long, R. R. e Chen, J. -C.; "Experimental Evidence for The Existence of Ehe "Mesolayer" in Turbulent Systems", *J. Fluid Mechanics*, vol. 105, 851–873, 1981.

Long, R. R.; "A Theoretical and Experimental Study of The Motion and Stability of Certain Atmospheric Vortices", *Journal of Meteorology*, vol. 8, 207–221, 1951.

Long, R. R.; "Internal Finite Gravity Waves in A Stratified Fluid", *Physical Review*, vol. 98, 1144, 1955.

Long, R. R.; "The Motion of Fluids with Density Stratification", *J. Geophysical Research*, vol. 64, 2151–2163, 1959.

Loureiro, J. B. R., Vasques, F. S., Rodrigues, D. A., Terra, R. J. e Silva Freire, A. P.; "A wind tunnel study of turbulent flow over hills. Part I: Smooth changes in surface elevation", VII Encontro Nacional de Ciências Térmicas (ENCIT) , Porto Alegre, Outubro, 2000a.

Loureiro, J. B. R., Vasques, F. S., Rodrigues, D. A., Terra, R. J. e Silva Freire, A. P.; “A wind tunnel study of turbulent flow over hills. Part II: Large changes in surface elevation”, VII Encontro Nacional de Ciências Térmicas (ENCIT) , Porto Alegre, Outubro, 2000b.

Loureiro, J. B. R., Cataldi, M. e Silva Freire, A. P.; “An experimental study of turbulent stratified flows over hills with large changes in surface elevation”, XVI Congresso Brasileiro de Engenharia Mecânica (COBEM), Uberlândia, dezembro, 2001.

Loureiro, J. B. R., Rodrigues, D. A., Cataldi, M. e Silva Freire, A. P.; “Reducing Hot/Cold Wire Anemometer Data on Low Reynolds Number Flows”, ENCIT2002, Caxambu, 2002.

Malhi, Y.; “The Behaviour of The Roughness Length for Temperature Over Heterogeneous Surfaces”, Q. J. R. Meteorological Society, vol. 122, 1095–1125, 1996.

Macdonald, R. W., Griffiths, R. F. and Hall, D. J.; ”“An Improved Method for The Estimation of Surface Roughness of Obstacle Arrays””, Atmos. Environ., vol. 32, 1857–1864, 1998.

Macdonald, R. W.; ”“Modelling The Mean Velocity Profile in The Urban Canopy Layer””, Boundary-Layer Meteorol., vol. 97, 25–45, 2000.

Mason, P. J. e Sykes, R. I.; “Flow Over an Isolated Hill of Moderate Slope”, Q. J. R. Meteorological Society, vol. 105, 383–395, 1979.

Meroney, R. N.; ”“Fluid Dynamics of Flow Over Hills/Mountains– Insights Obtained Through Physical Modeling””, In: Atmospheric Processes Over Complex Terrain, Chapter 7, 145–171, American Meteorological Society, 1990.

Mickle, R. E., Cook, N. J., Hoff, A. M., Jensen, N. O., Salmon, J. R. Taylor, P. A. Tetzlaff, G. e Teunissen, H. W.; ”“The Askervein Hill Project: Vertical Profiles of Wind and Turbulences””. Boundary-layer Meteor., vol. 43, 143–169, 1988.

Moffat, R. J.; ”“Using Uncertainty Analysis in The Planning of an Experiment””, ASME J. Fluids Eng., vol. 107, 173–182, 1985.

Mulhearn, P. J.; "A Wind-tunnel Boundary-layer Study of The Effects of a Surface Roughness Change: Rough to Smooth, Boundary-Layer Meteorol, vol. 15, 3-30, 1978.

Nikuradse, J. "Stromungsgesetze in Rauhen Rohren", V. D. I. Forschungsheft, vol. 361, 1933.

Owen, P. R. e Thomson, W. R.; "Heat Transfer Across Rough Surfaces", J. Fluid Mechanics, vol. 15, 321-334, 1963.

Perry, A. E.; "Hot-wire Anemometry", Oxford University Press, 1982.

Perry, A.E. e Joubert, P. N.; "Rough-Wall Boundary Layers in Adverse Pressure Gradients", J. Fluid Mechanics, vol. 17, 193-211, 1963.

Perry, A.E., Schofield, W. H. e Joubert, P. N.; "Rough-wall Turbulent Boundary Layers", J. Fluid Mechanics, vol. 37, 383-413, 1969.

Perry, A.E., Lim, K. L e Henbest, S. M.; "An Experimental Study of The Turbulence Structure in Smooth- and Rough-wall Boundary Layers", J. Fluid Mechanics, vol. 177, 437-466, 1987.

Poggi, D., porporato, A. e Ridlofi, L.; "An Experimental Contribution To Near-wall Measurements by Means of A Special Laser Doppler Anemometry Technique", Exp. Fluids, vol. 32, 366-375, 2002.

Ramond, A. e Millan, P.; "Measurements and Treatment of LDA Signals, Comparison with Hot-wire Signals", Exp. Fluids, vol. 28, 58-63, 2000.

Raupach, M. R.; "Anomalies in Flux-gradient Relationships Over Forest", Bound-layer Meteor., vol. 16, 467-486, 1979.

Raupach, M. R., Weng, W. S., Carruthers, D. J. e Hunt, J. C. R.; "Temperature and Humidity Fields and Fluxes Over Low Hills", Q. J. R. Meteorological Society, vol. 118, 191-225, 1992.

Schlichting, H.; "Boundary-Layer Theory", McGraw-Hill, 7^a edição, 1979.

Sheppard, P. A.; "Flow over mountains", Q. J. R. Meteor. Soc., vol. 82, 528–529, 1956.

Simpson, R. L., Whitten, D. G. and Moffat. R. J.; "An Experimental Study of The Turbulent Prandtl Number of Air with Injection and Suction, Int. J. Heat and Mass Transfer, vol. 13, 125–143, 1970.

Simpson, R. L.; "The Structure of The Near-wall Region of Two-dimensional Turbulent Separated Flow", Turbulent Flow Structure Near Walls, 1-30, London The Royal Society, 1991.

Smeaton, J.; "An Experimental Investigation Concerning the Natural Powers of Water and Wind", Phil. Trans. Roy. Soc. London, vol. 51, 100–174, 1759.

Snyder, W. H. e Britter, R. E.; "A Wind-tunnel Study of the Flow Structure and Dispersion From Sources Upwind of Three-dimensional Hills", Atmosph. Environment, vol. 21, 735–751, 1987.

Snyder, W. H., Thompson, R. S., Eskridge, R. E., Lawson, R. E., Castro, I. P., Lee, J. T., Hunt, J. C. R. e Ogawa, Y.; "The Structure of Strongly Stratified Flow Over Hills: Dividing Streamline Concept", J. Fluid Mechanics, vol. 152, 249–288, 1985.

Soares, D. V. e Fontoura Rodrigues, J. L. A.; "Complex Near-Wall Turbulent Flows: A Performance Analysis of Velocity and Temperature Laws of The Wall", Anais da IV Escola de Primavera de Transição e Turbulência, Porto Alegre, Brasil, 1-10, 2004.

Song, S., DeGraaff, D. B. e Eaton, J. K.; "Experimental Study of a Separating, Reattaching, and Redeveloping Flow Over a Smoothly Contoured Ramp", Int. J. Heat and Fluid Flow, vol. 21, 512–519, 2000.

Song, S. e Eaton, J. K.; "Reynolds Number Effects on a Turbulent Boundary Layer with Separation, Reattachment, and Recovery", Exp. in Fluids, vol. 36, 246–258, 2004.

Sun, J.; "Diurnal Variations of Thermal Roughness Height Over a Grassland", *Boundary-layer Meteorol.*, vol. 92, 407–427, 1999.

Taylor, P. A. e Teunissen, H. W.; "The Askervein Hill Project: Overview and Background Data", *Boundary-layer Meteorol.*, vol. 39, 15–39, 1987.

Tennekes, H., Lumley, J. L.; "A First Course in Turbulence", MIT Press, 1972.

Teunissen, H. W.; "Wind-tunnel and Full-scale Comparisons of Mean Wind Flow Over an Isolated Low Hill", *J. Wind Eng. Ind. Aerodynamics*, vol. 15, 271–286, 1983.

Townsend, A. A.; "In a Deep Turbulent Boundary Layer Over a Surface Distorted by Water Waves", *J. Fluid Mechanics*, vol. 55, 719–735, 1972.

Townsend, A. A.; "Structures of Turbulent Shear Flow", Cambridge University Press, 1976.

Wosnik, M., Castillo, L. e George, W.; "A Theory for Turbulent Pipe and Channel Flows", *J. Fluid Mechanics*, vol. 421, 115–145, 2000.

Zanoun, E.-S., Durst, F. e Nagib, N.; "Evaluating the Law of The Wall in Two-dimensional Fully Developed Turbulent Channel Flow", *Physics of Fluids*, vol. 15, 3079–3089, 2003.

Zeman, O. e Jensen, N. O.; "Modification of Turbulence Characteristics in Flows Over Hills", *Q. J. R. Meteorological Society*, vol. 113, 55–80, 1987.

Zhang, Zh; "Velocity Bias in LDA Measurements and its dependence on The Flow Turbulence", *Flow Meas. Inst.*, vol. 13, 63–68, 2002.