
Turbulência

Atila P. Silva Freire
*Programa de Engenharia Mecânica
COPPE/UFRJ*

Anderson Ilha
*Diretoria de Metrologia Científica e Industrial
Inmetro*

Marcelo J. Colaço
*Departamento de Engenharia Mecânica e de Materiais
Instituto Militar de Engenharia*

Editores

ABCM – Associação Brasileira de Ciências e Engenharia Mecânica
COPPE/UFRJ – Instituto Alberto Luiz Coimbra de
Pós-Graduação e Pesquisa de Engenharia
IME – Instituto Militar de Engenharia

Coleção Cadernos de Turbulência
Turbulência, Volume 5, Tomo 1.

5^a Escola de Primavera em Transição e Turbulência
Instituto Militar de Engenharia, Rio de Janeiro
25 a 29 de setembro de 2006

Editores

Atila P. Silva Freire, *Programa de Engenharia Mecânica, COPPE/UFRJ*
Anderson Ilha, *Diretoria de Metrologia Científica e Industrial, Inmetro*
Marcelo J. Colaço, *Departamento de Engenharia Mecânica e de Materiais, IME*

Ficha catalográfica preparada pela Seção de Processos Técnicos da
Biblioteca do Centro de Tecnologia da Universidade Federal do Rio de Janeiro

Escola de Primavera em Transição e Turbulência (5.:2006: Rio de Janeiro, RJ)
Turbulência: Anais da V Escola de Primavera em Transição e Turbulência,
Rio de Janeiro, 25 a 29 de setembro de 2006 /editores Atila P. Silva Freire,
Anderson Ilha e Marcelo J. Colaço. Rio de Janeiro: ABCM, 2006.
XVI, 466 p.; 23,5 cm – (Coleção Cadernos de Turbulência. Turbulência, V. 5, Tomo 1)
Inclui bibliografias

1. Turbulência. 2. Mecânica dos fluidos. 3. Fenômenos de transporte.
I. Freire, Atila P. Silva II. II. V EPTT (5.:2006: Rio de Janeiro, RJ).
III. Associação Brasileira de Ciências e Engenharia Mecânica. IV. Título. II.

Série

629.1332

E74t

ISBN (10 dígitos): 85-85769-24-6

ISBN (13 dígitos): 978-85-85769-24-6

Copyright 2006, Associação Brasileira de Ciências e Engenharia Mecânica, ABCM.

A ABCM não autoriza a reprodução de qualquer parte desta publicação para sua distribuição em geral, para promoções, para a criação de novas publicações ou para a venda. Apenas através de prévia solicitação, por escrito, e em casos.

Documento preparado pelos Editores em \LaTeX .

Impresso no Brasil pela Gráfica Graffito.

ISBN 85-85769-24-6



9 788585 769246

Conteúdo

1	Mecânica do Contínuo e Turbulência	1
1.1	Introdução	1
1.2	Descrição do movimento	2
1.3	Conjuntos materiais	4
1.4	Gradiente de deformação, estiramento, cisalhamento e rotação . . .	5
1.5	Gradiente de velocidades, taxa de deformação e giro	7
1.6	Equações de transporte para os tensores gradiente de velocidade, taxa de deformação e vorticidade	10
1.7	Convecção e difusão da vorticidade	10
1.8	Mudança de observador	11
1.9	Identificação de vórtices	12
1.10	Referências	14
2	Estimativas rigorosas para escoamentos turbulentos baseadas nas equações de Navier-Stokes	17
2.1	Introdução	17
2.2	As equações de Navier-Stokes	18
2.3	Quantidades médias, médias amostrais e soluções estatísticas . . .	19
2.4	Teoria de Kolmogorov e alguns resultados rigorosos	21
	2.4.1 A lei de dissipação de energia de Kolmogorov	21
	2.4.2 Cascata de energia	22
2.5	Escoamento em um canal liso sob um gradiente de pressão (e em outras geometrias)	24
	2.5.1 Estimativa por baixo para C_f	26
	2.5.2 Estimativa por cima para C_f	27
2.6	Referências	31
3	Introdução à teoria estatística da turbulência	37
3.1	Introdução	37
3.2	Descrição estatística da turbulência	40
	3.2.1 Aspectos cinéticos	40
	3.2.2 Aspectos dinâmicos	55
3.3	Fenomenologia de Kolmogorov	63

3.3.1	Leis de escala na faixa inercial	63
3.3.2	Complexidade computacional das DNS	66
3.3.3	Decaimento temporal da energia	68
3.3.4	Dispersão de Richardson	69
3.4	O fenômeno da intermitência	73
3.4.1	Anomalias de escala	73
3.4.2	Densidades de probabilidade	74
3.4.3	Modelos fenomenológicos	76
3.4.4	Formalismo multifractal	83
3.4.5	Auto-similaridade estendida	90
3.5	Projeto de conclusão	91
3.6	Referências	92
4	Princípios de anemometria térmica	99
4.1	Introdução	99
4.2	Princípios básicos	101
4.2.1	Modos de operação	102
4.2.2	A ponte de Wheatstone	103
4.2.3	Tipos de sensores	106
4.2.4	A transferência de calor entre o fio-quente e o fluido	107
4.2.5	Leis de calibração	109
4.3	Anemômetro de corrente constante	110
4.3.1	Princípio de funcionamento	110
4.3.2	Filtragem do sinal	112
4.4	Anemômetro de temperatura constante	112
4.4.1	O circuito de controle	113
4.4.2	A taxa de sobreaquecimento	117
4.4.3	Controle digital	119
4.5	Resposta dinâmica da ponte CTA	121
4.5.1	Modelos da dinâmica do anemômetro	125
4.5.2	Teste de resposta em frequência e teste de resposta transitória	127
4.6	Medição de velocidade	130
4.6.1	Sensibilidade direcional	132
4.6.2	Medição de duas componentes de velocidade	134
4.6.3	Medição do vetor velocidade	136
4.7	Medição simultânea de velocidade e temperatura	138
4.7.1	Calibração de temperatura para o fio-frio	139
4.7.2	Calibração direta de velocidade e de temperatura para o sensor de fio-quente	140
4.7.3	Métodos de compensação analítica	142
4.7.4	Aparato experimental	143
4.7.5	Comparação entre os métodos	146
4.8	Aquisição e tratamento de dados	148
4.8.1	Condicionamento e aquisição do sinal	149
4.8.2	Cálculo das estatísticas do escoamento	151

4.9	Análise de incertezas	155
4.9.1	Tipos de erros associados à medição	155
4.9.2	Incerteza da medição	156
4.9.3	Incerteza dos resultados	157
4.10	Aplicações	157
4.10.1	Escoamento ao redor de um cilindro	158
4.10.2	Escoamento sobre placa plana	159
4.10.3	Escoamento sobre superfície rugosa	162
4.11	Agradecimentos	167
4.12	Referências	167
5	Fundamentos de anemometria laser-Doppler	173
5.1	Preâmbulo	173
5.2	Introdução	175
5.3	Princípios básicos	179
5.3.1	Fonte de luz coerente	180
5.3.2	O efeito Doppler	181
5.3.3	O modelo de franjas	185
5.3.4	Resolução do sentido da velocidade	187
5.3.5	Ajuste do desvio de frequência	189
5.4	Teoria de reflexão da luz por partículas pequenas	191
5.4.1	A teoria de Lorenz-Mie	193
5.4.2	Características reflexivas do feixe de laser	195
5.4.3	Partículas em anemometria laser-Doppler	195
5.4.4	Detecção posterior ou anterior ao volume de controle	198
5.5	Geração do sinal	201
5.5.1	Detecção da luz refletida	201
5.5.2	Características do sinal da anemometria laser-Doppler	203
5.6	Aquisição e tratamento do sinal	205
5.6.1	Processadores de sinal	205
5.6.2	Cálculo das estatísticas do escoamento	211
5.6.3	Estimativa do espectro e funções de correlação	213
5.7	Sistemas de anemometria laser-Doppler	221
5.7.1	Sistemas unidirecionais	221
5.7.2	Sistemas bidimensionais	223
5.7.3	Sistemas tri-dimensionais	225
5.7.4	Outros componentes ópticos e acessórios	226
5.8	Análise de incertezas	228
5.8.1	Cálculo dos erros associado a uma medida	229
5.8.2	Incerteza dos resultados	232
5.8.3	Cálculo do erro associado às medidas de velocidade	233
5.9	Aplicações	235
5.9.1	Jato livre	235
5.9.2	Escoamento sobre variação de topografia	238
5.10	Agradecimentos	246

5.11	Referências	246
6	Turbulência em fluidos não-newtonianos	253
6.1	Introdução	253
6.1.1	Escoamentos turbulentos de fluidos não-newtonianos	253
6.1.2	Breve revisão do estado da arte	254
6.1.3	Organização do curso/capítulo	258
6.2	Propriedades reológicas de fluidos não newtonianos	259
6.2.1	Fluidos inelásticos: a viscosidade de corte, viscosimétrica ou de cisalhamento	259
6.2.2	Comportamento dependente do tempo	261
6.2.3	Fluidos com tensão de cedência	263
6.2.4	Fluidos viscoelásticos	265
6.3	Modelos constitutivos reológicos	269
6.3.1	Introdução e equações fundamentais	269
6.3.2	Modelos inelásticos	271
6.3.3	Modelos para fluidos com tensão de cedência	275
6.3.4	Modelos viscoelásticos explícitos	276
6.3.5	Modelos viscoelásticos implícitos na tensão	277
6.3.6	Modelos multimodo	284
6.4	Escoamento turbulento em dutos	285
6.4.1	Introdução	285
6.4.2	Fluidos viscosos	286
6.4.3	Fluidos viscoelásticos	289
6.4.4	Efeitos de escala	293
6.5	Filosofias de modelagem da turbulência	295
6.6	Fechamento de turbulência para modelo reológico de tensão pseudo-elástica	297
6.6.1	Introdução	297
6.6.2	Equação constitutiva	298
6.6.3	Equações de transporte	300
6.6.4	Fechamento para a viscosidade molecular média	303
6.7	Modelo $\kappa - \varepsilon$ anisotrópico de baixo número de Reynolds	306
6.8	Vários aspectos da modelagem	308
6.8.1	Função de amortecimento viscoso	308
6.8.2	A função de amortecimento f_μ	308
6.8.3	Modelo para a tensão pseudo-elástica	312
6.8.4	Resultados e discussão	317
6.9	Modelos de turbulência com base no modelo FENE-P	324
6.9.1	Introdução	324
6.9.2	Equações de governo e necessidades de modelação	324
6.9.3	Desenvolvimentos futuros	330
6.9.4	Modelos para outras equações constitutivas de fluidos	330
6.10	Referências	331

7	Transferência de calor em escoamentos turbulentos parietais	341
7.1	Introdução	341
7.2	As equações instantâneas	342
7.2.1	Introdução	342
7.2.2	Fluxo turbulento de calor em escoamentos parietais dilatáveis	343
7.2.3	A adimensionalização das equações instantâneas	345
7.2.4	Escoamentos dilatáveis	347
7.3	Formulação estatística para escoamentos dilatáveis	348
7.3.1	Funções estatísticas	351
7.3.2	Um modelo estatístico para escoamentos dilatáveis	353
7.3.3	As equações médias	354
7.3.4	As equações médias adimensionais	355
7.4	O problema de fechamento	356
7.4.1	Formulação evolutiva para o problema de fechamento	356
7.4.2	Formulação constitutiva para o problema de fechamento	365
7.4.3	Modelos de turbulência de origem constitutiva	368
7.5	Leis de parede	372
7.5.1	Introdução	372
7.5.2	A camada limite turbulenta de temperatura	373
7.5.3	Dedução da lei de parede para a camada limite térmica	378
7.5.4	O número de Prandtl turbulento	383
7.5.5	Determinação analógica dos fluxos turbulentos parietais de calor	386
7.6	Resultados	388
7.6.1	Introdução	388
7.6.2	Resultados	392
7.6.3	Conclusão	398
7.7	Agradecimentos	398
7.8	Referências	399
8	Simulação numérica de escoamentos complexos	405
8.1	Introdução	405
8.2	O conceito de decomposição de campos	409
8.2.1	A equação de Reynolds	410
8.2.2	Equações de transporte para o tensor de Reynolds	414
8.2.3	A equação para o transporte de escalares	417
8.2.4	Equações de transporte para o fluxo turbulento de escalares	418
8.3	Modelos baseados no conceito de viscosidade turbulenta	419
8.3.1	O conceito de viscosidade turbulenta	419
8.3.2	O modelo $\kappa - \varepsilon$	422
8.3.3	O modelo $\kappa - \omega$	429
8.3.4	O modelo <i>shear stress transport (SST)</i>	431
8.4	Modelos para a equação de transporte do tensor de Reynolds	432
8.4.1	O modelo <i>LRR</i>	435
8.4.2	O modelo <i>SSG</i>	438

8.4.3	O modelo <i>BSL</i> $\kappa - \omega$	439
8.5	Aplicações	440
8.5.1	Escoamento sobre colinas abruptas	440
8.5.2	Jato impingente sobre placa plana	453
8.6	Referências	460

Prefácio

O ato quase solene de escrever o Prefácio de um livro necessariamente provoca em seu escritor momentos de profunda reflexão. Afinal, o objeto de tanta dedicação intelectual se mostra por completo, desnudo, em suas virtudes e defeitos.

Em sua forma definitiva, que não pode ser modificada, o livro deveria não apenas transmitir aos seus leitores a letra fria do rigor de suas construções teóricas, mas, principalmente, o espírito de toda a sofisticação intelectual que se pretende alcançar.

O presente texto pertence a uma já extensa e exitosa família. A série de escolas dedicadas exclusivamente à investigação da turbulência de fluidos deu origem a outros textos que marcaram época. A manutenção da alta estirpe, pois, poderia causar sérios embaraços a novas contribuições.

A Turbulência é uma matéria com sabidas dificuldades conceituais, que exige de seus militantes especializações múltiplas e sofisticadas. Esse texto, sem dúvida, preencherá lacunas importantes no arcabouço de métodos e técnicas que se pretendem disponíveis para um ataque consistente às dificuldades de natureza teóricas e práticas impostas pela Turbulência àqueles que a ambicionam assaltar. Temas do mais alto grau de complexidade e importância são dissecados em dois tomos que formam uma obra com doze capítulos. Um julgamento honesto dos Editores classifica a presente contribuição como da maior relevância tanto para iniciantes como para pesquisadores experientes no assunto.

A dedicação dos autores e seu compromisso com o resultado final dessa jornada foram da maior sensibilidade. Os Editores, sinceramente, esperam que os leitores reconheçam as muitas horas de trabalho abnegado que permitiram a existência desta obra.

Finalmente, talvez devêssemos agora nos inquirir sobre o propósito de tudo isso. Por que trabalhar com tamanho afincamento para a existência dessa obra? A resposta é simples e singela: para a construção de uma sociedade melhor. Um objetivo que nos tem sido caro e que nos possibilitou encontrar aliados importantes na ABCM, na FAPERJ e no CNPq. Este projeto é, sobretudo, uma iniciativa feliz da ABCM e do Pronex “Núcleo de Excelência em Turbulência” um projeto apoiado pela FAPERJ e pelo CNPq (Processo No E-26/171.198/2003).

Os Editores

Relação de Autores

Capítulo 1

página 1

Fernando Pereira Duda
Programa de Engenharia Mecânica
Universidade Federal do Rio de Janeiro
Rio de Janeiro 21945-970
Caixa Postal 68530 Brasil

Capítulo 2

página 17

Fábio Ramos
Instituto de Matemática
Universidade Federal do Rio de Janeiro
Rio de Janeiro 21945-970
Caixa Postal 68530 Brasil

Ricardo Rosa
Instituto de Matemática
Universidade Federal do Rio de Janeiro
Rio de Janeiro 21945-970
Caixa Postal 68530 Brasil

Roger Temam
Department of Mathematics
Indiana University, Bloomington
IN 47405-5701
USA

Capítulo 3

página 37

Luca Moriconi
Instituto de Física
Universidade Federal do Rio de Janeiro
Rio de Janeiro 21945-970
Caixa Postal 68530 Brasil

Capítulo 4**página 99**

Juliana B. R. Loureiro
Programa de Engenharia Mecânica
Universidade Federal do Rio de Janeiro
Rio de Janeiro 21945-970
Caixa Postal 68530 Brasil

José Luiz da Silva Neto
Programa de Engenharia Elétrica
Universidade Federal do Rio de Janeiro
Rio de Janeiro 21945-970
Caixa Postal 68530 Brasil

Capítulo 5**página 173**

Juliana B. R. Loureiro
Programa de Engenharia Mecânica
Universidade Federal do Rio de Janeiro
Rio de Janeiro 21945-970
Caixa Postal 68530 Brasil

Fernando T. Pinho
Depto. de Eng. Mecânica
Universidade do Porto
Porto 4200-465
Portugal

Capítulo 6**página 253**

Daniel Cruz
Depto. de Eng. Mecânica
Universidade Federal do Pará
Belém 66075-970 Brasil

Fernando Pinho
Depto. de Eng. Mecânica
Universidade do Porto
Porto 4200-465
Portugal

Capítulo 7**página 341**

José Luiz Fontoura
Depto. de Engenharia Mecânica
Universidade de Brasília
Brasília, D.F. 70910-900
Brasil

Capítulo 8

página 405

Alexandre T. P. Alho
Depto. Engenharia Naval e Oceânica
Universidade Federal do Rio de Janeiro
Rio de Janeiro 21945-970
Caixa Postal 68530 Brasil

Anderson Ilha
Diretoria de Metrologia Científica
Instituto Nacional de Metrologia
Duque de Caxias, 22050-050
Rio de Janeiro Brasil

Capítulo 5

Fundamentos de anemometria laser-Doppler

5.1 Preâmbulo

A Mecânica dos Fluidos no final do século XIX estava dividida em dois ramos distintos. As razões para isso eram claras. Com uma construção erudita, existia a *Hidrodinâmica*; um termo cunhado por Daniel Bernoulli para denotar uma ciência clássica caracterizada por fundamentação teórica que descendia das equações de Euler para o escoamento de um fluido não viscoso. Embora a matemática fosse elegante e resultados quantitativos pudessem ser alcançados, estes guardavam pouca ou nenhuma relação com os escoamentos reais observados na natureza e na tecnologia. D'Alembert, por exemplo, experimentou essa desagradável frustração. Em artigos sucessivos publicados nos anos de 1744, 1752 e 1768, D'Alembert discutiu em detalhes e com extremo rigor o problema do cálculo da força de arrasto para escoamentos sobre vários tipos de corpos bi-dimensionais. Para seu desespero, o resultado final era sempre o mesmo: as forças de arrasto sobre os corpos eram sempre zero. Isso resultou na seguinte assertiva:

“Eu não consigo ver, admito, como alguém pode explicar a resistência dos fluidos pela teoria de um modo satisfatório. Me parece, ao contrário, que essa teoria, manipulada e estudada com grande cuidado, fornece, pelo menos na maioria dos casos, uma resistência absolutamente zero: um paradoxo singular o qual eu deixo para os geômetras explicarem”.

É claro que o paradoxo de D'Alembert não é um paradoxo. Simplesmente, os efeitos viscosos ausentes nas equações de Euler – e que só viriam a ser considerados pelas equações de Navier-Stokes – ainda não podiam ser resolvidos adequadamente sob o ponto de vista analítico.

As dificuldades matemáticas inerentes ao tratamento das equações de Navier-Stokes, portanto, se contrapunham à enorme demanda por soluções de problemas

que envolviam a mecânica dos fluidos. Isso forçou os engenheiros a fundarem uma nova ciência apoiada primordialmente em resultados empíricos: a *Hidráulica*. Por intermédio de experiências simples e engenhosas, ábacos e procedimentos de cálculos eram então desenvolvidos para os mais diversos tipos de escoamentos. Esse procedimento emprestou à Hidráulica um caráter exclusivo, divorciado da Hidrodinâmica. Pois, a busca imediata pela resolução de problemas básicos de engenharia passou a ser a motivação única para o desenvolvimento da Hidráulica. Importantes resultados foram alcançados. Infelizmente, muitos deles careciam de qualquer embasamento teórico. Isso grandemente dificultava sua extensão para situações distintas daquelas obedecidas pelos experimentos originais. De qualquer modo, já dissemos, os sucessos foram muitos. Osborne Reynolds, revolucionou os sistemas de saneamento básico da Inglaterra com a publicação de um manual de instalações hidráulicas residenciais em 1895. Reynolds ainda introduziu o mais importantes grupo adimensional da mecânica dos fluidos, o “número de Reynolds”, além da noção de decomposição dos campos médios e flutuantes de um escoamento turbulento. Este último procedimento ainda hoje se constitui em estado da arte, mas, à época, não pôde resultar em resultados de engenharia.

Ludwig Prandtl, no início do século XX, notabilizou-se ao unificar os dois ramos distintos existentes na mecânica dos fluidos. À luz de diversos experimentos simples realizados em um túnel d’água construído por ele próprio, Prandtl elaborou considerações teóricas que culminaram com a introdução da teoria de camada limite. Ele mostrou, então, que o escoamento ao redor de um corpo é constituído de duas regiões distintas: i) uma estreita região adjacente à superfície, onde as forças viscosas são importantes, e ii) uma região externa governada pela teoria potencial de Euler. A teoria de camada limite constituiu-se em peça fundamental para o desenvolvimento científico e tecnológico vivenciado nos últimos cinquenta anos pela mecânica dos fluidos. A Fig. 5.1 mostra Prandtl trabalhando em seu túnel d’água na Universidade de Hannover em 1904. Foi neste simples artefato que a existência da camada limite foi observada experimentalmente. Um feito que havia escapado à percepção de gigantes de ciência incluindo: Newton, Euler, D’Alembert, Bernoulli, Stokes, Navier, Barré de Saint Venant, Boussinesq e Reynolds. Todos eles, cientistas que haviam especificamente estudado o problema do arrasto em escoamentos sobre placas planas.

A história da ciência mostra, então, que a qualificação mesmo casual de problemas de interesse prático através da experimentação exerceu papel determinante no desenvolvimento do conhecimento em mecânica dos fluidos. Não é surpresa, portanto, que o recente progresso de técnicas experimentais tenha permitido a investigação em detalhe de problemas tão complexos como a turbulência em escoamentos, mesmo para geometrias intrincadas e condições desfavoráveis.

O presente capítulo tem por objetivo discorrer sobre uma técnica sofisticada para a investigação da turbulência em fluidos, a técnica de anemometria laser-Doppler. Uma técnica que possibilitou a modelagem matemática da turbulência atingir níveis de sofisticação sequer sonhado pelos antigos. Com a caracterização quantitativa de escoamentos extremamente complexos pôde-se desenvolver formulações *ad hoc* que combinadas com os primeiros princípios resultaram em fer-

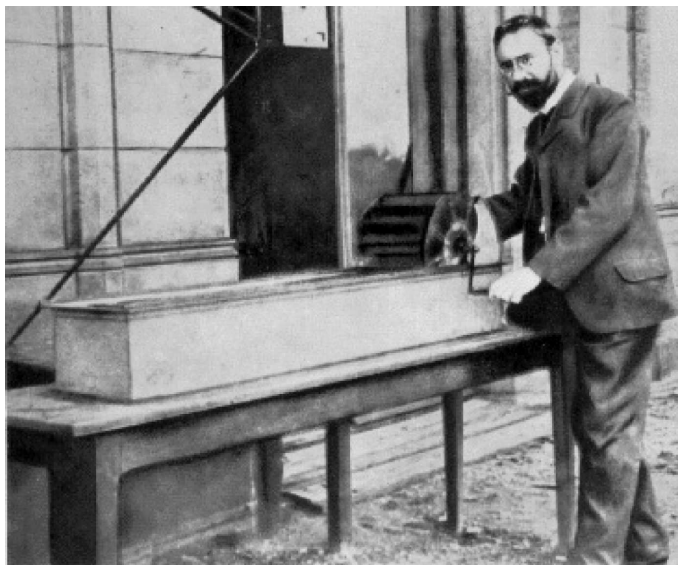


Figura 5.1: Prandtl e o aparato experimental onde a existência da camada limite foi descoberta.

ramentas de projeto extremamente poderosas.

Sobre sua estrutura organizacional, o presente trabalho seguirá os preceitos comumente recomendados na literatura clássica. A seção introdutória comenta as principais características da ALD e a compara com outras técnicas para a caracterização da turbulência. O princípio de funcionamento e os componentes principais são apresentados na segunda seção. As segundas e terceiras seções versam sobre a teoria do espalhamento de luz e sobre a geração do sinal. A detecção, o processamento e o cálculo das grandezas de interesse são abordados em seguida. A análise de incertezas é apresentada em uma seção exclusiva. Algumas aplicações importantes são discutidas na última seção. Exemplos de diferentes escoamentos avaliados por esta técnica são mostrados na conclusão.

5.2 Introdução

O primeiro instrumento a utilizar o efeito Doppler para medir o campo de velocidade de um escoamento foi desenvolvido por Yeh e Cummins, em 1964. Desde então, o progressivo aperfeiçoamento de tecnologias ópticas e de processamento eletrônico, bem como o aumento da capacidade computacional tornou a anemometria laser-Doppler (ALD) uma técnica robusta, apropriada à medição da turbulência.

Como princípio básico, esta técnica utiliza o efeito Doppler para avaliar a velocidade do fluido em um dado ponto do escoamento. Simplificadamente, isto é

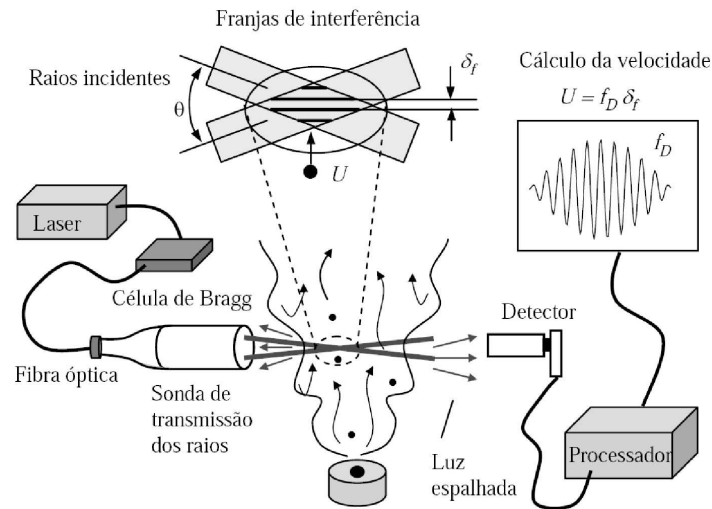


Figura 5.2: Ilustração sobre o método de funcionamento da anemometria laser-Doppler.

feito do seguinte modo: uma fonte de luz coerente é utilizada para gerar dois raios que se cruzam, dando origem a franjas de interferência. A configuração de franjas é resultante da superposição e da anulação de ondas eletromagnéticas. A região de interseção dos dois raios, ponto onde o escoamento é de fato avaliado, é denominada volume de controle. A distância entre duas franjas subsequentes é bem conhecida – pois é função somente do ângulo de cruzamento dos raios (θ) e do comprimento de onda do laser (λ) – podendo ser escrita como $\delta_f = \lambda/2 \sin(\theta/2)$. Pequenas partículas presentes no fluido, ao passarem pelo volume de controle, provocam um espalhamento de luz que é detectado por um sistema óptico, sendo posteriormente enviado a um processador de sinal. A frequência dessa luz espalhada é diretamente proporcional à velocidade do fluido na direção perpendicular às franjas de interferência: $f_D = U_{\perp}/\delta_f$. Utilizando este princípio, as três componentes de velocidade podem então ser avaliadas, o que nos permite fazer o cálculo de todas as estatísticas de interesse na investigação de um escoamento turbulento. O princípio básico aqui descrito é ilustrado na Figura 5.2.

Algumas das principais vantagens da anemometria laser-Doppler são:

(i) **Fornecer uma medição não-intrusiva.**

O escoamento é investigado no ponto de cruzamento dos raios, sem a introdução de nenhuma perturbação externa. As únicas condições requeridas são o acesso visual ao escoamento através de janelas e o fluido consistir em um meio transparente com um número apropriado de partículas traçadoras. Essas partículas, entretanto, devem ser capazes de acompanhar perfeitamente a velocidade local do fluido.

(ii) **Não requerer calibração.**

A resposta de um anemômetro laser-Doppler é absolutamente linear à velocidade do fluido. O princípio de funcionamento é baseado na estabilidade das ondas eletromagnéticas, e, para a maior parte das aplicações convencionais, estas podem ser consideradas independentes da variação de outros parâmetros físicos como pressão e temperatura.

(iii) **Resolução do sentido da velocidade.**

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 impõem uma movimentação às franjas de interferência através da velocidade relativa entre as franjas e as partículas sendo pois possível resolver o sentido da componente de velocidade medida.

(iv) **Possuir alta resolução espacial e temporal.**

O sistema ALD em geral é capaz de gerar um volume de controle de dimensões micrométricas, proporcionando assim uma boa resolução espacial. Processadores de sinal com baixo tempo de resposta permitem uma resolução temporal da ordem de centenas de kHz, ao longo de uma ampla faixa de frequências. Normalmente, o maior limitante para uma alta resolução temporal está associado à concentração e ao tamanho das partículas presentes no fluido, e não aos componentes do sistema.

Além da anemometria laser-Doppler, a anemometria a fio-quente (AFQ) e a velocimetria por imagem de partículas (VIP) são as técnicas mais utilizadas atualmente para a caracterização do campo de velocidade de um escoamento. Neste contexto, para situar o nosso tema de interesse no estado da arte da investigação experimental da turbulência, faremos a seguir uma breve comparação entre as três técnicas, discutindo o princípio de funcionamento, as principais características e as resoluções temporal e espacial de cada uma.

A utilização mais comum da anemometria a fio-quente é a operação em modo de temperatura constante (ATC). Esta técnica emprega o princípio de transferência de calor entre um fluido e um sensor de fio-quente – um fio de tungstênio de 5 μm soldado ao topo de duas agulhas – para obter informação pontual sobre o campo de velocidade. O anemômetro ATC é constituído basicamente por dois estágios: (i) uma ponte de Wheatstone, onde o sensor de fio-quente é um dos quatro resistores que a integram, e (ii) um circuito de retro-alimentação que lê a tensão de desbalanceamento da ponte, a amplifica, e realimenta a ponte de Wheatstone com a tensão necessária para reequilibrá-la. Desse modo, a resistência do sensor, e por conseguinte a sua temperatura, serão mantidas constantes durante a operação. A tensão de saída varia com a velocidade do fluido, por efeito da transferência de calor. Através de um procedimento de calibração que relaciona a tensão de saída da ponte à velocidade do fluido medida por um instrumento de referência, é possível então medir a grandeza desejada. Informações detalhadas sobre o funcionamento desta técnica podem ser encontradas no presente livro em um capítulo especificamente dedicada a ela.

A velocimetria por imagem de partículas é uma técnica que fornece dados globais do escoamento, ao contrário da ALD e da ATC, que são técnicas de medição pontual. O modo típico de operação da VIP consiste em iluminar uma seção do escoamento com um plano de laser pulsátil, e gravar imagens das partículas dispersas no fluido através de uma câmera situada perpendicularmente ao plano de luz. As imagens adquiridas são divididas em pequenas áreas chamadas regiões de interrogação. Através da correlação cruzada entre duas imagens consecutivas podemos encontrar o deslocamento sofrido pelas partículas em cada região de interrogação. Como o intervalo de tempo entre estes dois quadros é conhecido, o campo de velocidade instantâneo pode ser calculado para toda a região filmada do escoamento. Explicações mais refinadas acerca da VIP também são encontradas no segundo volume deste livro.

A turbulência é um fenômeno eminentemente rico em escalas. Portanto, a sua completa caracterização exige que as menores escalas espaciais e temporais sejam resolvidas pelos instrumentos que se propõem a tal tarefa. Em particular, a resolução espacial ideal é da ordem da escala de comprimento de Kolmogorov, enquanto que a resolução temporal é da ordem da microescala temporal de Taylor. É nessas ordens, pois, onde ocorre a dissipação de energia cinética turbulenta na forma de calor por efeito viscoso.

Com respeito à resolução espacial, os sensores ATC são tipicamente da ordem de 2 a 5 μm de diâmetro e 1 mm de comprimento. Por este motivo, a anemometria de fio-quente consegue, dentre as três técnicas descritas, a melhor discretização espacial para a maior parte das aplicações. Na ALD, a resolução no espaço é dada pelo tamanho do volume de controle, ou seja, pelo elipsóide formado com o cruzamento dos raios. Dimensões típicas são da ordem de 100 μm de diâmetro e 1 mm de comprimento. Entretanto, volumes de dimensões menores podem ser alcançados com o uso de acessórios como o expensor de raios e lentes de menores distâncias focais. No caso da VIP, a discretização mínima é determinada pela região de interrogação, cujos valores típicos variam de 32 x 32 pixels até 16 x 16 pixels. Para um plano de luz com espessura de 1 mm e uma área de investigação com 10 cm x 10 cm, o uso de uma câmera de 1 Mpixel, fornece valores típicos da região de interrogação da ordem de 3 mm x 3 mm. Entretanto, dimensões micrométricas já foram alcançadas com a utilização de sistemas micro-VIP para condições específicas.

A resolução temporal alcançada pelos ATC é tipicamente da ordem de centenas de kHz. Os amplificadores operacionais de alto ganho, baixo ruído e baixo tempo de resposta permitem à ponte ATC obter boa resposta em frequência. O sinal elétrico de saída é amostrado por um conversor analógico-digital a uma taxa pré-determinada que deve respeitar o teorema de amostragem de Nyquist. Por estas razões, a ponte ATC é considerada o instrumento ideal para medir o conteúdo espectral da maioria dos escoamentos turbulentos. Os processadores de sinal da ALD normalmente também alcançam a faixa de centenas de kHz. Contudo, a concentração de partículas e o tamanho do volume de controle não apropriados podem decrescer a taxa de sinais válidos para a ordem de dezenas de kHz. Outra consideração importante é que as partículas chegam ao volume de controle ale-

atoriamente, o que implica que o sinal de saída não é mais obtido a uma taxa constante, como acontece com a ATC. Para fins de investigação espectral é preciso então manipular os dados para que bons resultados sejam alcançados. A reposta temporal da VIP, por outro lado, é muito limitada. Os sistemas que utilizam câmeras CCD e laser Nd:Yag conseguem amostrar o campo de velocidade a tipicamente 15 Hz. Recentemente, com o desenvolvimento de lasers e câmeras de alta velocidade, como as câmeras CMOS, alguns sistemas conseguem alcançar a faixa de alguns kHz. Mas limitações computacionais de armazenamento e tratamento das imagens, além do alto custo desse sistema fazem com que sua utilização seja ainda pequena.

Em suma, medidas pontuais do campo de velocidade com boa resolução espacial e temporal podem ser realizadas através da ALD e da ATC. A primeira técnica possui a vantagem de resolver o sentido da velocidade, não requerer calibração e não perturbar o escoamento no ponto de medição. Como principal desvantagem, exige a presença de partículas traçadoras no fluido. Na verdade, esta é uma técnica de medição indireta pois a grandeza medida é especificamente a velocidade das não-homogeneidades presentes no fluido. 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.

A ponte ATC, por outro lado, não é capaz de discriminar sentido, requer calibração a cada nova medição e o elemento sensível, o sensor de fio-quente, é bastante frágil; sua manipulação exige muito cuidado para que a integridade do fio seja mantida. Porém, a ATC é a técnica de custo mais acessível, de funcionamento mais robusto, de fácil utilização em escoamentos de ar e não requer o uso de traçadores. Fornecer uma visão global do escoamento avaliado é considerada a maior vantagem da VIP, que é capaz de avaliar estruturas tridimensionais e fenômenos transientes. Entretanto a restrição temporal dos sistemas usuais a taxas de amostragem a 15 Hz implica que o uso da VIP é limitado para a investigação de grandezas turbulentas.

5.3 Princípios básicos

A anemometria laser-Doppler é uma técnica que envolve diversos conceitos físicos complexos e demanda um amplo conhecimento interdisciplinar para ser compreendida em sua totalidade. Este texto tem por objetivo condensar os principais aspectos do tema, selecionando os tópicos necessários ao usuário que pretende operar este instrumento com o conhecimento e o rigor necessários para a obtenção de bons resultados.

Um sistema ALD típico é composto basicamente por: (i) uma fonte de laser, (ii) componentes ópticos de transmissão do raio laser até o volume de controle, (iii) componentes ópticos de detecção da luz espalhada pelas partículas, (iv) um processador do sinal, (v) um sistema de tratamento de dados. O presente capítulo pretende abordar todos estes itens, além dos conceitos teóricos básicos necessários

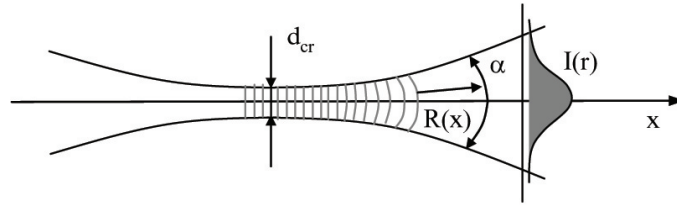


Figura 5.3: Ilustração da cintura do raio e do perfil de intensidade Gaussiano.

para a compressão do papel que cada um deles executa na técnica ALD. O primeiro item é abordado nesta seção, onde o princípio de funcionamento do instrumento é visto em maior detalhe.

5.3.1 Fonte de luz coerente

A existência deste instrumento óptico de medição deve-se primordialmente à invenção do raio laser (sigla do ing. 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. O fenômeno de interferência da luz pressupõe independência temporal, ou seja, a localização das franjas de interferência é constante. Isso só é alcançado quando a diferença de fase entre os dois feixes de luz não varia com o tempo, e quando essa condição é satisfeita, diz-se que a luz é coerente.

Em todas as seções transversais do feixe, a luz apresenta uma distribuição Gaussiana. O diâmetro do raio é normalmente definido como o ponto onde a intensidade do raio decai a $1/e^2 = 13\%$ da intensidade máxima no centro do feixe. A uma certa distância da lente o diâmetro do raio atinge o seu menor valor, sendo este ponto chamado de “cintura do raio” (Figura 5.3).

Para um dado comprimento de onda λ , o feixe de laser pode ser descrito unicamente pelo diâmetro da cintura do raio d_{cr} e pela sua posição ao longo da coordenada x , como ilustrado na Figura 5.3 e mostrado nas Eqs. (5.1), (5.2), (5.3) e (5.4),

$$d_{cr} = \frac{4F\lambda}{\pi d(x)}, \quad (5.1)$$

$$\alpha = \frac{4\lambda}{\pi d_{cr}}, \quad (5.2)$$

$$d(x) = d_{cr} \sqrt{1 + \left(\frac{4\lambda x}{\pi d_{cr}^2}\right)^2}, \quad (5.3)$$

$$R(x) = x \left[1 + \left(\frac{\pi d_{cr}^2}{4\lambda x} \right)^2 \right], \quad (5.4)$$

onde F é o comprimento focal da lente da sonda, α é a divergência do feixe de laser, $d(x)$ é o seu diâmetro e $R(x)$ é o raio da frente de onda.

É importante que as medições com o sistema laser-Doppler sejam efetuadas com o volume de controle alinhado na cintura dos raios, porque, nesta região dos feixes, as frentes das ondas eletromagnéticas podem ser consideradas planas, o que simplifica a teoria a ser utilizada e os cálculos a serem realizados. De fato, a Eq. (5.4) tende para infinito quando x se aproxima de zero. Além disso, quando a interseção acontece fora da cintura dos raios as frentes de onda terão uma certa curvatura, 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 linearmente proporcional à velocidade do fluido.

5.3.2 O efeito Doppler

Como é de conhecimento geral, o efeito Doppler ocorre quando o emissor (ou o receptor) de uma onda eletromagnética está em movimento, resultando em uma variação da frequência e do comprimento de onda com relação à onda emitida originalmente. A essa variação de frequência normalmente atribui-se o nome de desvio Doppler (*Doppler shift*) ou desvio de frequência.

No caso da anemometria laser, o conceito do efeito Doppler é empregado duas vezes, como veremos a seguir.

Configuração 1: Fonte em movimento e observador estacionário

Consideremos, primeiramente, uma fonte de luz que se move com uma velocidade \mathbf{U} , como ilustrado na Fig. 5.4. Podemos notar que um observador estacionário vê um comprimento de onda diferente daquele emitido pela fonte. Isso acontece porque as frentes de onda emitidas pela fonte são comprimidas ao longo da distância $(c - \mathbf{U} \cdot \mathbf{e}_i)t$, enquanto que para uma fonte estacionária a distância equivalente seria ct , onde c denota a velocidade da luz. O comprimento de onda visto por um observador estacionário (λ_{oe}) a partir de uma fonte em movimento é dado por:

$$\lambda_{oe} = \frac{c - \mathbf{U} \cdot \mathbf{e}_i}{f}, \quad (5.5)$$

onde \mathbf{e}_i é o vetor unitário na direção de propagação da onda em relação ao observador.

Analogamente, a frequência vista pelo observador é:

$$f_{oe} = \frac{f}{1 - (1/c)\mathbf{U} \cdot \mathbf{e}_i}, \quad (5.6)$$

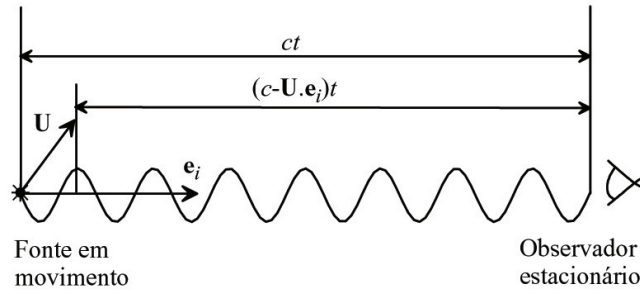


Figura 5.4: Ilustração do efeito Doppler causado por uma fonte em movimento.

onde f é a frequência da onda emitida. Logo, a diferença de frequência entre uma fonte em movimento e uma fonte estacionária pode ser escrita como:

$$f_{oe} - f = \Delta f = \frac{f}{c} \frac{\mathbf{U} \cdot \mathbf{e}_i}{1 - (1/c) \mathbf{U} \cdot \mathbf{e}_i}. \quad (5.7)$$

Considerando $c = \lambda f$ e $\mathbf{U} \ll c$, a Eq. (5.7) pode ser linearizada, fornecendo

$$\Delta f = \frac{1}{\lambda} \mathbf{U} \cdot \mathbf{e}_i. \quad (5.8)$$

Configuração 2: Fonte estacionária e observador em movimento

Em uma segunda configuração, variações de frequência também são observadas entre uma fonte estacionária e um observador em movimento, como apresentado na Fig. 5.5. Isso acontece porque o observador estará exposto, devido ao seu movimento, a um maior ou menor número de frentes de onda, dependendo da direção do movimento. A frequência vista pelo observador em movimento pode ser escrita como

$$f_{om} = \frac{1}{\lambda} (c - \mathbf{U} \cdot \mathbf{e}_i). \quad (5.9)$$

Novamente, podemos estimar a diferença entre a frequência medida por um observador em movimento e por um observador estacionário. Observando a Eq. (5.9), conclui-se facilmente que o resultado é o mesmo fornecido pela Eq. (5.8).

Transmissor em movimento

Além das duas situações vistas acima, podemos imaginar agora uma terceira condição: considere um transmissor em movimento, que recebe a onda de luz de uma fonte estacionária e a re-transmite a um observador estacionário. Isto é o que de fato acontece na anemometria laser-Doppler quando um dos raios laser encontra uma partícula presente no fluido, que funciona então como um transmissor em movimento. A frequência da luz transmitida pela partícula é equivalente

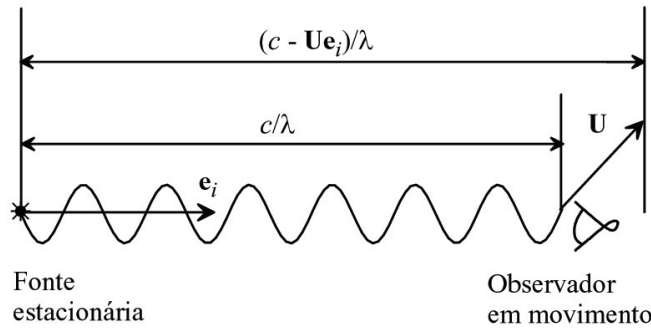


Figura 5.5: Ilustração do efeito Doppler causado por um observador em movimento.

àquela recebida por um observador em movimento:

$$f_p = f \left(1 - \frac{1}{c} \mathbf{U} \cdot \mathbf{e}_i \right), \quad (5.10)$$

onde \mathbf{e}_i representa o vetor unitário na direção que liga a fonte estacionária de luz ao transmissor em movimento.

A frequência f_p sofre ainda um efeito Doppler adicional, devido ao movimento da partícula em relação ao observador estacionário. Logo, a frequência da luz emitida pelo transmissor em movimento vista pelo receptor estacionário é escrita como:

$$f_A = \frac{f_p}{1 - (1/c) \mathbf{U} \cdot \mathbf{k}_i}. \quad (5.11)$$

onde \mathbf{k}_i denota o vetor unitário na direção do transmissor para o receptor. O desvio de frequência total é dado por:

$$\Delta_f = f_A - f = \frac{1}{\lambda} \frac{\mathbf{U} \cdot (\mathbf{k}_i - \mathbf{e}_i)}{1 - (1/c) \mathbf{U} \cdot \mathbf{k}_i}, \quad (5.12)$$

considerando $\mathbf{U}/c \ll 1$, temos:

$$\Delta_f = \frac{1}{\lambda} \mathbf{U} \cdot (\mathbf{k}_i - \mathbf{e}_i). \quad (5.13)$$

A medição de velocidade com a ALD aplica os conceitos introduzidos acima. O laser é utilizado como fonte de luz, as pequenas partículas presentes no fluido espalham a luz incidente e, portanto, podem ser consideradas como receptores e transmissores em movimento. Isso permite que o desvio Doppler, Eq. (5.13) seja derivado, mostrando que a frequência adquirida pelo receptor depende somente do comprimento de onda da luz incidente, da geometria, e da velocidade da partícula.

Na prática, entretanto, o desvio Doppler de cada raio laser reside em uma faixa de frequência muito alta, na ordem de centenas de MHz. Para evitar a necessidade

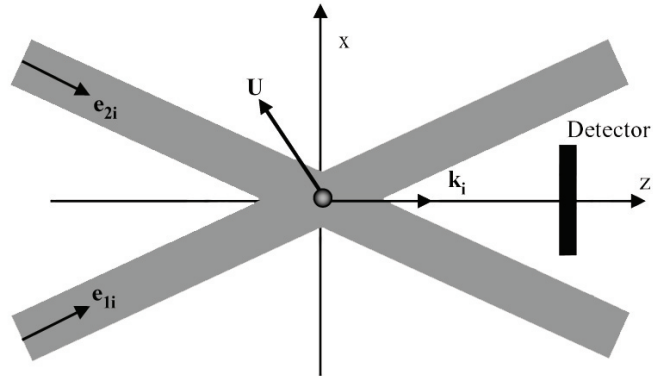


Figura 5.6: Configuração óptica de dois raios incidentes ilustrando a aplicação do efeito Doppler.

de se trabalhar com frequências tão altas, a operação em modo de dois raios foi adotada, como ilustrado na Fig. 5.6. Nessa configuração o feixe principal de laser é dividido em dois raios se cruzam no espaço, formando as franjas de interferência. Ao atravessar a região de intersecção, a partícula espalha a luz proveniente de ambos os feixes em direção ao receptor do sinal. Os raios incidentes geram desvios de frequência Doppler de acordo com as seguintes relações:

$$f_1 = f \left(\frac{c - \mathbf{U} \cdot \mathbf{e}_{1i}}{c - \mathbf{U} \cdot \mathbf{k}_i} \right), \quad (5.14)$$

$$f_2 = f \left(\frac{c - \mathbf{U} \cdot \mathbf{e}_{2i}}{c - \mathbf{U} \cdot \mathbf{k}_i} \right), \quad (5.14a)$$

onde \mathbf{e}_{1i} e \mathbf{e}_{2i} representam os vetores unitários na direção dos raios incidentes, e f a frequência destes últimos.

Essas duas frentes de onda espalhadas pela partícula se combinam, gerando uma onda resultante de frequência $\Delta f = f_2 - f_1$, que para partículas com velocidade muito menor que a velocidade da luz, é dada por:

$$f_D = \frac{1}{\lambda} \mathbf{U} \cdot (\mathbf{e}_{2i} - \mathbf{e}_{1i}). \quad (5.15)$$

A frequência do sinal resultante (f_D) é independente da posição do receptor para a configuração mostrada na Figura 5.6, como explicado em Albrecht *et al.* (2003). A frequência Doppler f_D pode ser medida como uma flutuação da intensidade da luz refletida pelas partículas, pois é muito menor que a frequência do raio incidente, que reside na ordem de centenas de GHz.

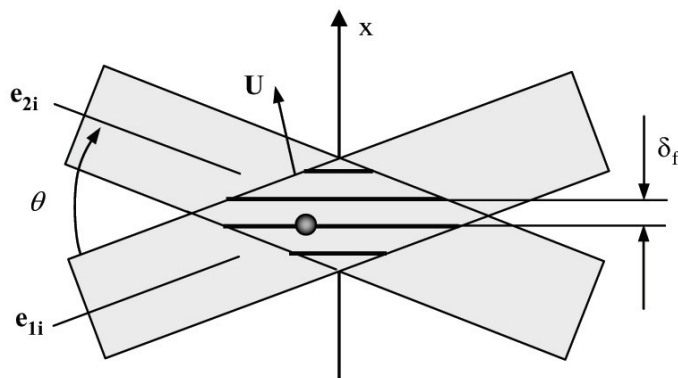


Figura 5.7: Configuração das franjas de interferência formadas pela interseção de dois raios.

5.3.3 O modelo de franjas

Os conceitos introduzidos na seção anterior são, de fato, o modo mais apropriado e preciso de descrever o princípio basilar da técnica ALD. Entretanto, este método pode ser considerado difícil de ser deduzido intuitivamente. Para contornar este problema, o “modelo de franjas” proposto por Rudd (1969) permite uma visualização simples do fenômeno, apresentando resultados corretos. Por este motivo, o modelo de franjas passou a ser amplamente adotado para descrever o funcionamento da ALD.

O modelo de franjas é ilustrado na Fig. 5.7. Quando dois feixes de luz coerente se cruzam, eles dão origem às franjas no volume de interseção em consequência da sucessão de interferências construtivas e destrutivas. É importante que o cruzamento seja feito exatamente na cintura dos raios, pois nesse ponto as frentes de onda são consideradas planas. O cruzamento em local impróprio resulta na distorção da superfície das franjas e na falta de paralelismo entre os planos. Sob esta condição, partículas de mesma velocidade atravessando o volume de controle em locais distintos irão produzir frequências Doppler diferentes, mascarando o valor correto da velocidade.

Considerando o comportamento Gaussiano dos raios, o volume de controle formado é na verdade um elipsóide, e a interferência ocasionará a formação de planos paralelos de intensidades claras e escuras, como ilustrado na Fig. 5.8. A superfície do volume de controle é definida como a região onde a intensidade de luz decai e^{-2} do valor no centro do feixe. Isso garante que uma partícula, passando através dele, refletirá luz suficiente para ser percebida pelo fotodetector e pelo processador de sinal conectado a ele.

O tamanho do volume de controle pode ser calculado através do diâmetro da cintura do raio, d_{cr} , Eq. (5.1), e do ângulo de interseção θ :

$$d_y = \frac{d_{cr}}{\cos(\theta/2)}, \quad d_x = d_{cr} \quad \text{e} \quad d_z = \frac{d_{cr}}{\sin(\theta/2)}, \quad (5.16)$$

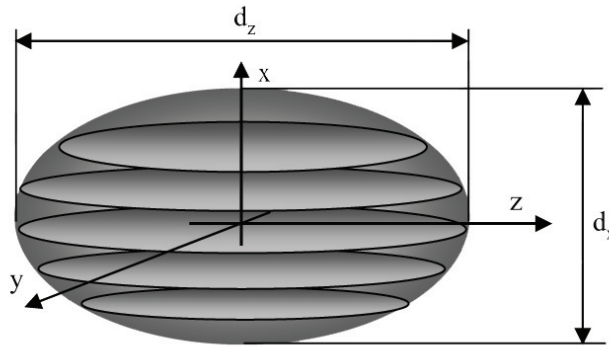


Figura 5.8: Dimensões do volume de controle.

onde d_x representa a altura, d_y a largura e d_z o comprimento do volume de controle. Os eixos menores do elipsóide dependem basicamente do tamanho da cintura dos raios, e variam muito pouco com o ângulo de interseção θ . Ao contrário, o eixo maior aumenta rapidamente à medida que o ângulo entre os feixes diminui. A distância entre duas franjas consecutivas, δ_f , depende somente do comprimento de onda do laser e do ângulo de interseção, como mostrado na Eq. (5.17) e ilustrado na Fig. 5.7:

$$\delta_f = \frac{\lambda}{2 \sin(\theta/2)}. \quad (5.17)$$

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 Eq.(5.18),

$$N_f = \frac{d_x}{\delta_f} \quad (5.18)$$

Esse número de franjas se aplica a uma partícula que se move ao longo do eixo longitudinal x , no centro do volume de controle, $z = 0$. Os traçadores que caminham pela vizinhança do volume de controle atravessam um menor número de franjas, o que implica na observação de menos períodos no sinal recebido pelo fotodetector. 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 refletida. Os processadores mais antigos requerem um mínimo de 8 períodos para o que sinal de saída do fotodetector seja considerado válido para o cálculo da frequência Doppler. Naturalmente, quanto maior o número de períodos, maior a precisão de cada medida.

Com base no modelo de franjas, é fácil deduzir a frequência f_D vista pelo detector por argumentos puramente geométricos. Considere θ o ângulo de intersecção entre os raios incidentes e γ o ângulo entre o vetor velocidade \mathbf{U} e a perpendicular

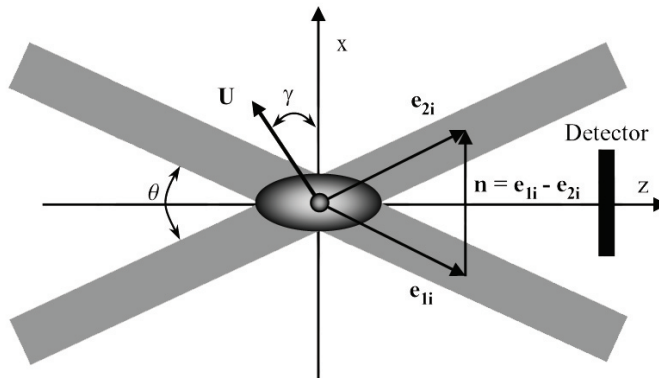


Figura 5.9: Relações geométricas para determinação da frequência Doppler recebida pelo detector.

à bissetriz do ângulo θ , de acordo com o diagrama mostrado na Fig. 5.9 e expresso na Eq. (5.19),

$$f_D = \frac{1}{\lambda} (\mathbf{U} \cos \gamma) \cdot (\mathbf{e}_{1i} - \mathbf{e}_{2i}) = \frac{2 \operatorname{sen}(\theta/2)}{\lambda} U_x, \quad (5.19)$$

uma relação que mostra a linearidade entre a componente de velocidade calculada e a frequência Doppler medida pelo receptor.

5.3.4 Resolução do sentido da velocidade

A configuração óptica discutida acima e ilustrada na Fig. 5.9, resolve a componente do vetor velocidade normal às franjas de interferência, mas nenhuma informação sobre o sentido desta componente está contido no sinal adquirido. Isso acontece porque a frequência não é dependente do sentido da velocidade, ou seja, uma medida de velocidade de mesma 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. Esta célula é na verdade um bloco de vidro, que possui um transdutor eletro-mecânico em um dos lados, movido por um oscilador. Esse mecanismo é responsável por produzir ondas acústicas que se propagam através do bloco, gerando uma configuração periódica de altas e baixas intensidades. O lado oposto do bloco é composto de material isolante, construído de forma a minimizar a reflexão das ondas acústicas. A luz incidente à célula de Bragg encontra uma série de ondas acústicas, que agem como um disco de difração: a interferência da luz refletida pelas frentes de onda provoca a subdivisão do raio incidente em vários outros feixes, em diferentes direções. Através da variação da intensidade do sinal acústico e do ângulo de inclinação do bloco, pode-se balancear a intensidade do raio gerado pela difração

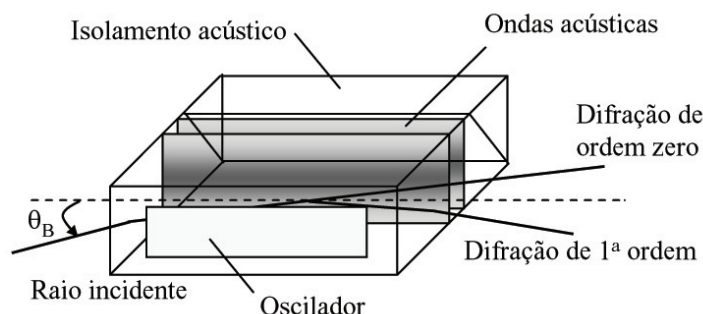


Figura 5.10: Princípio de funcionamento da célula de Bragg. Adaptado de Jensen (2004).

de primeira ordem, de modo a ser comparável à do raio incidente. Os sistemas ALD mais recentes exploram essa característica da célula de Bragg, e utilizam-na, de fato, como um divisor de raios. Isso não só elimina o uso de um divisor de raios individual, mas também aumenta a eficiência de transmissão de luz do instrumento.

O propósito da célula de Bragg é introduzir um desvio de frequência f_{des} , “frequency-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 Eq. (5.20). Tipicamente, a frequência imposta pela célula de Bragg é de 40 MHz.

$$v_{des} = f_{des} \delta f. \quad (5.20)$$

A Figura 5.11 ilustra a movimentação das franjas em consequência do desvio de frequência imposto em um dos raios para permitir a sensibilidade direcional do anemômetro Doppler. É importante ressaltar que a direção do movimento das franjas é determinada pela posição do raio com o desvio de frequência introduzido pela célula de Bragg. As franjas movem-se sempre do raio com desvio para o raio sem desvio de frequência, como ilustrado na Fig. 5.11.

Quando a célula de Bragg é introduzida no caminho do raio 1, por exemplo, da Fig. 5.9, a sua frequência é alterada de um valor f_{des} , resultando em:

$$f_1 = f_r + f_{des} \quad \text{ou} \quad f_1 = f_r - f_{des}, \quad (5.21)$$

onde f_r representa a frequência do raio.

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. Normalmente, deve-se ajustar a direção do movimento das franjas no sentido oposto ao do escoamento principal. Depois que os dois raios refletidos se misturam na superfície do detector, a modulação de frequência capturada pelo detector, f_d , para a configuração apresentada na Fig.

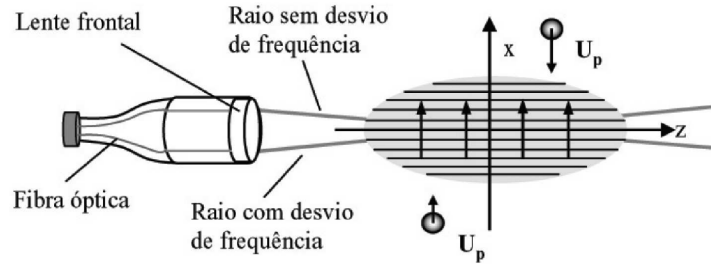


Figura 5.11: Princípio da sensibilidade direcional do sistema laser: movimentação das franjas de interferência através da introdução de um desvio de frequência em um dos raios incidentes.

5.9, se torna:

$$f_d = f_{des} + \frac{2 \operatorname{sen}(\theta/2)}{\lambda} |U_x| = f_{des} + f_D. \quad (5.22)$$

Logo, a frequência medida corresponde à velocidade relativa entre as partículas com respeito às franjas de interferência. Isso implica que medidas de velocidade até

$$U_x > -\frac{\lambda f_{des}}{2 \operatorname{sen}(\theta/2)} \quad (5.23)$$

podem ser efetuadas sem ambigüidade.

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

5.3.5 Ajuste do desvio de frequência

O desvio de frequência inserido pela célula de Bragg não influencia somente na resolução do sentido da velocidade, mas modifica também o número máximo de períodos do sinal. Como visto anteriormente, o número de períodos do sinal Doppler depende da trajetória da partícula dentro do volume de controle. Para alguns algoritmos de processamento de sinal, a estimativa da frequência requer um número mínimo de períodos. Em escoamentos turbulentos, em particular aqueles com escoamento reverso, a velocidade na direção x pode ser pequena, e o número de períodos mínimo para gerar um sinal válido pode não ser atingido. Com a movimentação das franjas de interferência este problema é minimizado. A velocidade das franjas aumenta o número de períodos mesmo para as partículas que caminham na vizinhança do volume de controle, aumentando assim o volume de dentro do qual as partículas geram sinais válidos.

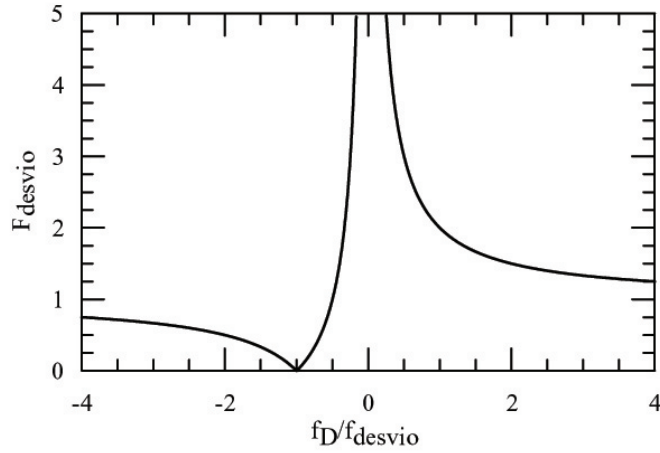


Figura 5.12: Fator de influência do desvio de frequência como função da razão entre a frequência Doppler e a frequência do desvio. Adaptado de Albrecht *et al.* (2003).

Portanto, a escolha do desvio de frequência a ser imposto em um dos dois raios influencia diretamente o volume de detecção. A área de detecção e o número máximo de períodos no sinal são relacionados com o desvio de frequência pelo seguinte fator F_{des} :

$$F_{des} = \frac{|1 + f_D/f_{des}|}{|f_D/f_{des}|}. \quad (5.24)$$

A Fig. 5.12 ilustra a grandeza do fator de influência em função da razão entre a frequência Doppler e a frequência de desvio. Para um desvio finito e f_D nula, o número de períodos tende a infinito e a amplitude modulada permanece constante no tempo (para uma partícula estacionária). Quando $f_D \gg f_{des}$, o número de períodos decresce a um valor assintótico que corresponde ao caso de franjas estacionárias, *i.e.* sem desvio.

Se as partículas se movem na mesma direção das franjas de interferência, é possível obter sinais sem períodos quando ambas atingem a mesma velocidade. Para $f_D \ll f_{des}$, o número de períodos alcança uma nova assíntota, entretanto sem sensibilidade direcional. Por este motivo, recomenda-se utilizar a direção de movimentação das franjas no sentido contrário à direção principal do escoamento.

Apesar de o desvio adicionado pela célula de Bragg ser de aproximadamente 40 MHz, os processadores normalmente permitem a variação do desvio de frequência final a ser introduzido ao raio incidente. Por exemplo, para uma configuração com espaçamento entre franjas de $5 \mu\text{m}$ e desvio de frequência final de 4 MHz, escoamentos com velocidade reversa de até 20 m/s podem ser investigados sem ambigüidade direcional. É recomendável que este ajuste seja feito adequadamente,

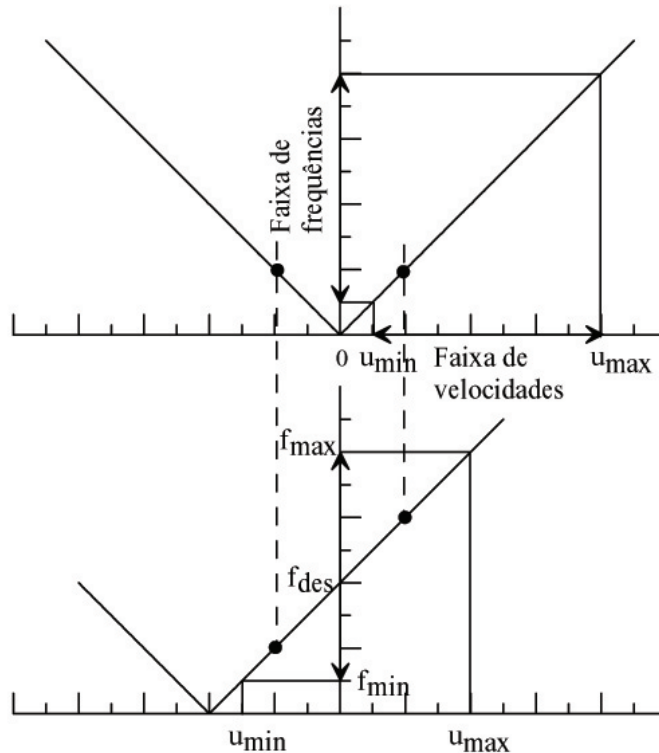


Figura 5.13: Faixa de frequências medida e faixa de resolução de velocidades: influência do desvio. Adaptado de Albrecht *et al.* (2003).

pois além de definir a faixa de resolução de velocidades, ele permite que a mais estreita banda de frequências seja escolhida para o filtro do sinal Doppler. Uma ilustração deste princípio é mostrado na Fig. 5.13.

Portanto, de acordo com Albrecht (2003), uma faixa recomendável é $-0.3 \leq f_D/f_{des} \leq 1.35$ (Fig. 5.12). Logo, se o desvio for de 10 MHz, a faixa de medição da frequência Doppler será $-300 \leq f_D \leq 13.5$ MHz. A faixa de frequências mais adequada para o filtro será então $9.7 \leq f \leq 23.5$ MHz.

5.4 Teoria de reflexão da luz por partículas pequenas

Como já vimos, na anemometria laser-Doppler a velocidade do fluido não é medida diretamente. A grandeza avaliada é, de fato, a velocidade das partículas em suspensão no fluido. Logo, a física do sistema de medição reside em entender, além do efeito Doppler, o comportamento da luz refletida pelos traçadores em direção

ao fotodetector. Neste sentido, vamos agora estudar os aspectos mais importantes da teoria de espalhamento de luz e da influência das partículas na qualidade das medidas.

As propriedades do espalhamento de luz por traçadores esféricos, isotrópicos e homogêneos são bem documentados na literatura. Este fenômeno pode ser descrito em termos de óptica geométrica ou de teoria de campos. Ambas teorias assumem que a onda é homogênea, hipótese que só é válida para partículas muito menores que o diâmetro da cintura do raio ($d_p \ll d_{cr}$). Na técnica de ALD essa consideração é geralmente admissível, uma vez que traçadores pequenos, que acompanhem o fluido, devem ser escolhidos.

A teoria de óptica geométrica só é aplicável quando o comprimento de onda da luz é muito menor que as dimensões da partícula ($\lambda \ll d_p$). Descrições desta teoria podem ser encontradas em Davis (1955), Glantsching e Chen (1981), e van de Hulst (1981). Por ser a teoria de Lorenz-Mie a mais utilizada, a teoria de óptica geométrica não será discutida em detalhe no presente texto. Uma revisão geral sobre as teorias de reflexão da luz pode ser encontrada em Wriedt *et al.* (1998).

As teorias de óptica geométrica e de campo foram subseqüentemente modificadas para considerar campos incidentes de ondas não homogêneas. Um método de atingir este objetivo é decompor a onda incidente em um espectro de ondas planas e aplicar o princípio da superposição a um número considerável de soluções de ondas planas. A essa teoria atribui-se o nome de Fourier Lorenz-Mie. O princípio de óptica geométrica também pode ser estendido para contabilizar a não-homogeneidade das ondas incidentes. Resultados na literatura sobre esse último assunto ainda são esparsos, mas uma discussão detalhada pode ser encontrada em Albrecht *et al.* (2003).

Além disso, existem diversas abordagens para o tratamento da reflexão de campos homogêneos e não-homogêneos para diferentes tipos de partículas. A generalização da teoria de Lorenz-Mie para partículas arbitrariamente posicionadas em um feixe Gaussiano foi apresentada por Gouesbet *et al.* (1985, 1989) e Gréhan *et al.* (1986). Uma extensão desta teoria para traçadores cilíndricos foi feita por Gouesbet e Gréhan (2000).

Existem dois métodos principais para a solução do problema de reflexão da luz através a teoria de campos: (i) resolver a equação da onda por meio da especificação das condições de contorno ou (ii) encontrar a solução por analogia com problemas-fonte conhecidos. Como exemplos do primeiro método temos o “método estendido da condição de contorno” de Barber e Yeh (1975), Iskander *et al.* (1983) ou o método da matriz, *e.g.* Waterman (1965), Varadan e Varadan (1980). O segundo método utiliza soluções conhecidas substituindo a partícula por uma combinação apropriada de dipolos, *e.g.* o método de dipolos acoplados e o método discreto de dipólos (Purcell e Pennypacker, 1973; Sigham e Salzman, 1986; Lakhtakia, 1990; Hoekstra, 1994).

5.4.1 A teoria de Lorenz-Mie

A solução da onda para partículas esféricas que atravessam uma onda plana e homogênea deu origem à teoria de Lorenz-Mie, que foi intensamente discutida na literatura (Lorenz, 1890; Mie, 1908; Kerker, 1969; Born e Wolf, 1999; van de Hulst, 1981; Bohren e Huffman, 1983). Uma extensão da teoria para contabilizar uma polarização arbitrária foi feita por Arst *et al.* (1990), bem como o uso de séries de Debye, por Hovenac e Lock (1992), que apresenta uma correspondência entre a solução da onda e as ordens de espalhamento da teoria geométrica. Essas soluções bem conhecidas para o espalhamento de luz proveniente de uma partícula esférica partem de um conjunto de várias hipóteses:

- (i) A onda incidente é homogênea e plana, o que denota que sua amplitude é constante em todo o espaço, e sua fase é constante em todo plano perpendicular à direção de propagação da onda. O número de onda k_{oi} e o comprimento de onda λ_{oi} da luz incidente estão relacionados com estas mesmas grandezas no vácuo, k_0 e λ_0 , segundo o índice de refração do meio, n_m , por $\lambda_{oi} = \lambda_0/n_m$, $k_{oi} = k_0 n_m$.
- (ii) A partícula é esférica, homogênea e isotrópica, não gera nenhum campo, e tem uma permeabilidade magnética relativa $\mu_p = \mu_{oi}$, um índice de refração complexo n_p e um diâmetro d_p .
- (iii) O meio de propagação é infinito, homogêneo, isotrópico, não oferece amortecimento à propagação de ondas eletromagnéticas, não gera nenhum campo, possui uma permeabilidade magnética relativa de $\mu_m = \mu_0$, e um índice de refração real n_m .

Nenhuma destas condições é estritamente satisfeita em condições reais, mas são simplificações aceitáveis do processo de reflexão de luz, que permitem assim encontrar soluções fechadas para qualquer configuração.

A teoria de Lorenz-Mie foi deduzida com base nas hipóteses acima. As propriedades das partículas são contabilizadas através das funções de espalhamento S_1 e S_2 , que podem ser interpretadas como uma transformação do campo de luz incidente no campo de luz refletido. Para começar, o vetor campo elétrico da onda incidente deve ser projetado nas duas direções de polarização: perpendicular (φ_e) e paralela (ϑ_e) ao plano de espalhamento. Para determinar a intensidade do campo de luz refletido E_e , as funções de espalhamento devem ser calculadas e aplicadas ao campo incidente, E_{oi} , como descrito na Eq. (5.25).

$$E_e = \begin{pmatrix} E_{\varphi_e} \\ E_{\vartheta_e} \end{pmatrix} = \frac{e^{-jk_{oi}r_{pr}}}{k_{oi}r_{pr}} \begin{pmatrix} S_1(\vartheta_e) & 0 \\ 0 & S_2(\vartheta_e) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} -\text{sen } \varphi_e & \text{cos } \varphi_e \\ \text{cos } \varphi_e & \text{sen } \varphi_e \end{pmatrix} E_{oi}, \quad (5.25)$$

onde r_{pr} denota o vetor que liga a partícula ao receptor. As componentes φ_e e ϑ_e do campo de luz espalhada E_e , bem como o vetor r_{pr} são todos ortogonais entre si, como ilustrado na Fig. 5.14.

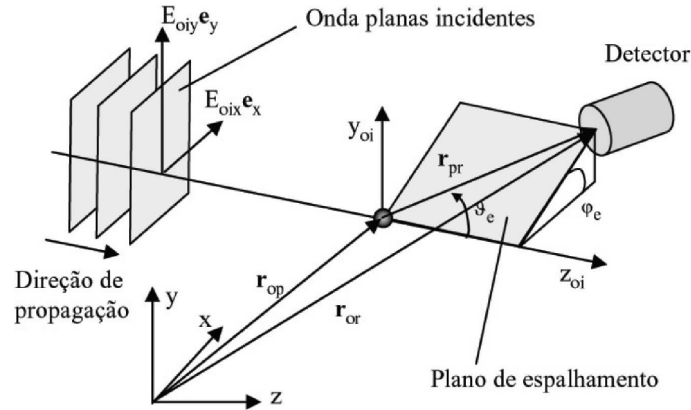


Figura 5.14: Ilustração do plano de espalhamento de luz provocado por uma partícula em uma onda plana.

O método para resolver as funções S_1 e S_2 consiste em resolver as equações da onda em um sistema de coordenadas esférico. Primeiramente, a onda plana incidente é decomposta em ondas esféricas parciais, com a origem do sistema de coordenadas situado no centro da partícula. Logo, a superfície da partícula coincide com a posição radial $r = r_p$. Duas outras ondas são adicionadas ao sistema antes de resolver a equação da onda: uma onda refletida que emana para o meio externo, e outra onda interna que se propaga para o interior da partícula. A amplitude dessas ondas tem a seguinte restrição: a intensidade do campo tangencial na superfície da partícula deve ser contínua ao longo da direção radial.

O campo total de luz espalhada é obtido através do somatório de um número suficiente de ondas parciais esféricas refletidas. Com algumas simplificações, as funções de espalhamento S_1 e S_2 podem ser escritas como:

$$S_1(\vartheta_e) = \sum_{n=1}^{\infty} a_n \pi_n(\vartheta_e) + b_n \tau_n(\vartheta_e), \quad (5.26)$$

$$S_2(\vartheta_e) = \sum_{n=1}^{\infty} a_n \tau_n(\vartheta_e) + b_n \pi_n(\vartheta_e), \quad (5.26a)$$

onde $\pi_n(\vartheta_e)$ e $\tau_n(\vartheta_e)$ estão relacionadas às funções de Legendre associadas (Born e Wolf, 1999) e representam a dependência angular da luz refletida na direção do ângulo de espalhamento ϑ_e . Os valores complexos a_n e b_n denotam a amplitude das ondas parciais, que depende dos parâmetros adimensionais de Mie, dados por:

$$x_M = \frac{\pi d_p}{\lambda_{oi}}, \quad (5.27)$$

$$y_M = m x_M = \frac{n_p \pi d_p}{n_m \lambda_{oi}}, \quad (5.27a)$$

onde m é o índice de refração relativo entre a partícula e o meio.

O número de ondas parciais necessário para a convergência do somatório nas Eqs. (5.26) depende do parâmetro de Mie, x_M . O número de termos requerido para obter um erro relativo de 10^{-14} é dado por

$$n_{max} = x_M + 8.1x_M^{1/3} + 2. \quad (5.28)$$

Para a maior parte dos casos de interesse em ALD, o número máximo de termos é menor que 20, *i.e.* $n_{max} < 20$.

Informação específica sobre a solução pode ser encontrada em Born e Wolf (1999), Kerker (1969), van der Hulst (1981) e Bohren & Huffman (1983).

5.4.2 Características reflexivas do feixe de laser

O exemplo mais comum de uma onda incidente não-homogênea é o feixe de laser, que exhibe, em geral, um perfil de intensidade Gaussiano (Davis, 1979). Como a intensidade do raio incidente não é constante no espaço, ao contrário de uma onda plana, as propriedades de espalhamento da luz são agora dependentes da posição da partícula.

A Fig. 5.15 ilustra o campo de intensidade provocado por uma partícula de diâmetro $20 \mu\text{m}$ que atravessa um feixe de laser cujo diâmetro de cintura é $10 \mu\text{m}$. A intensidade foi calculada com a teoria de Fourier Lorenz Mie. O eixo do feixe é ilustrado por uma seta branca.

No caso de traçadores com diâmetros muito menores que a cintura do raio, o espalhamento de um campo não-homogêneo tende para a configuração de ondas planas. Se a variação de amplitude do raio de luz incidente (distribuição Gaussiana) estiver limitada a 5-10% ao longo da partícula, a razão entre o diâmetro da partícula e o diâmetro da cintura do raio admissível para que a hipótese de onda plana seja válida é de $d_p < 0.2 - 0.3 d_{cr}$.

5.4.3 Partículas em anemometria laser-Doppler

A presença de partículas no fluido é um fator importante na técnica de ALD, mas um fato relevante é que a concentração e as propriedades ópticas das mesmas não influenciam a frequência Doppler e por consequência a determinação da velocidade. Contudo, a praticidade da medição depende destes dois fatores. Se, por exemplo, a concentração de partículas for muito pequena, o tempo de medição para acumular dados suficientes pode se tornar proibitivo.

Alguns fluidos possuem naturalmente traçadores em quantidade suficiente para permitir boas medições com ALD, isso é verdade, em particular, para a água. Escoamentos no ar e em outros gases em geral requerem a adição de partículas. Estas devem ser pequenas o suficiente para seguir o escoamento, e, ainda grande o bastante para espalhar a luz incidente. Idealmente, as partículas também devem estar em equilíbrio estável com o fluido, *i.e.*, ter a mesma massa específica que o meio.

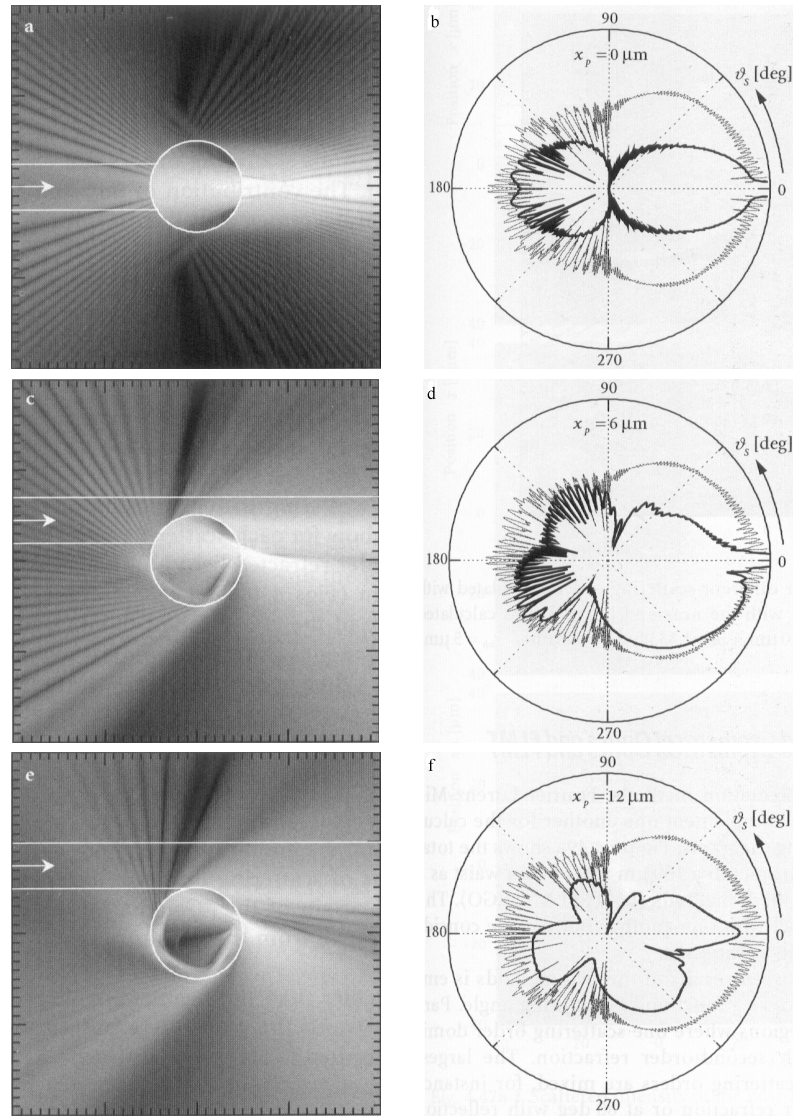


Figura 5.15: Intensidade do campo de luz refletido como função do posicionamento da partícula em um feixe Gaussiano: partícula de $20 \mu\text{m}$ de diâmetro, feixe de laser de $10 \mu\text{m}$ de diâmetro de cintura. Adaptado de Albrecht *et al.* (2003).

Tabela 5.1: Traçadores recomendados para aplicações no ar.

Material	Diâmetro (μm)	Comentários
Al_2O_3	< 8	Recomendável para aplicações em combustão.
Glicerina	0.1 – 5	Gerado por atomização.
Silicone	1 – 3	Resultados satisfatórios.
SiO_2	1 – 5	Distribuição de tamanho homogêneo.
TiO_2	0.1 – 50	Suporta altas temperaturas.
Água	1 – 2	Gerado por atomização.

Uma comparação de diferentes tamanhos de partículas para o mesmo sistema ADL revela que o mesmo arranjo experimental pode operar satisfatoriamente com um certo tamanho e simplesmente não fornecer nenhum sinal para outro diâmetro de traçador. Logo, a idéia geral de que o aumento do tamanho da partícula implica em melhora da qualidade do sinal é incorreta. Este fato é observado tanto experimentalmente como através da teoria de espalhamento de Lorenz-Mie. Durst *et al.* (1981) enfatizam que o tamanho dos traçadores deve ser especificado de acordo com os resultados da teoria de Mie de modo a otimizar a taxa sinal-ruído.

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: elas 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.

O movimento das partículas em suspensão no fluido é influenciado por diferentes parâmetros, entre eles: tamanho e forma da partícula, densidade relativa entre a partícula e o fluido, concentração e forças de corpo.

A forma dos traçadores afeta primordialmente o arrasto exercido pelo fluido, enquanto que o tamanho e a densidade relativa influenciam na sua resposta a variações de velocidade no escoamento. O efeito da concentração é percebido através da interação entre diferentes partículas. Entretanto, para a maioria das aplicações em LDA a concentração é tão pequena que este efeito pode ser desprezado. As forças de corpo, como a gravidade, podem também ser desprezadas, exceto para escoamento a velocidades muito baixas.

De uma forma geral, as maiores partículas espalham mais luz que as menores partículas, e além disso, a distribuição espacial da luz refletida também varia com o tamanho das mesmas. Este fato pode ser observado na Fig. 5.17, onde a intensidade da luz é mostrada em escala logarítmica.

Como indicações gerais, as Tabelas 5.1 e 5.2 resumem os tipos de traçadores mais difundidos para aplicação no ar e na água, respectivamente.

Tabela 5.2: Traçadores recomendados para aplicações na água.

Material	Diâmetro (μm)	Comentários
Pó de alumínio	< 10	Preserva a polarização da luz.
Bolhas	0.1 – 5	Gerado por atomização.
Vidro	10 – 150	Barato, mas apresenta variação do diâmetro nominal.
Látex	1 – 5	Distribuição de tamanho homogêneo.
Leite em pó	0.3 – 3	Barato e eficiente.

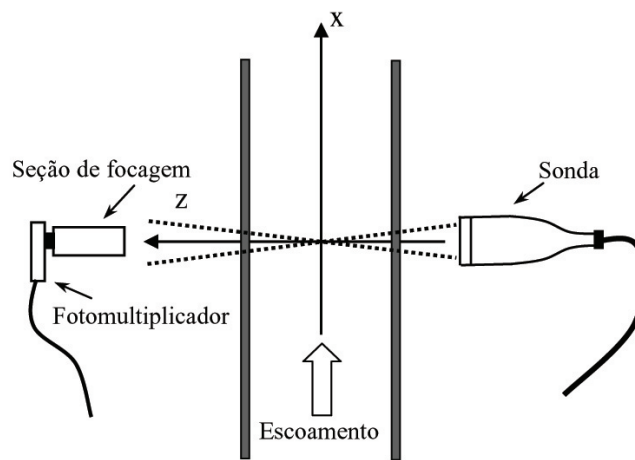


Figura 5.16: Configuração de um sistema laser em “forward scatter”. O sistema óptico de recebimento é situado do lado oposto à sonda de transmissão dos feixes.

5.4.4 Detecção posterior ou anterior ao volume de controle

A localização do fotodetector no sistema ALD pode ser feita em basicamente três diferentes posições: (i) à frente do volume de controle no sentido de emissão dos raios (“forward-scatter”), (ii) posteriormente ao volume de controle (“backscatter”), (iii) ou ainda fora do eixo dos raios.

Desde os primórdios da anemometria laser, a medição à frente do volume de controle sempre foi amplamente utilizada. A configuração em “forward scatter” denota então que o sistema óptico de recebimento da luz fica situado do lado contrário à sonda de transmissão dos raios, como ilustrado na Fig. 5.16. Dentre 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, e que ambos estejam perfeitamente

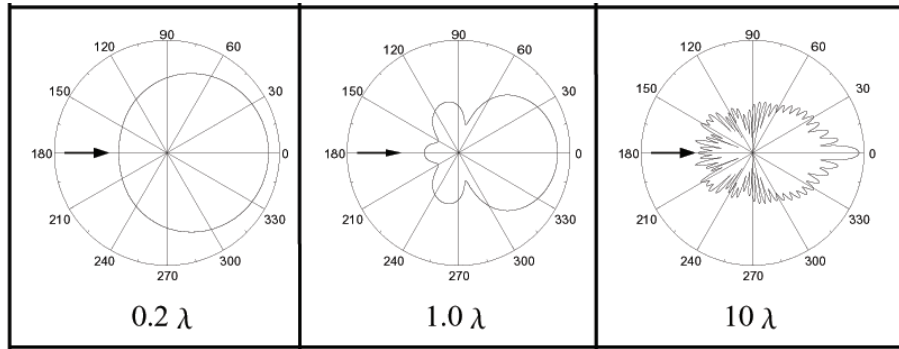


Figura 5.17: Domínio da luz espalhada por partículas esféricas de diferentes tamanhos. A intensidade da luz é mostrada em escala logarítmica. Adaptado de Jensen (2004).

alinhados entre si e com o aparato experimental.

A preferência por situar o detector à frente do volume de controle (medição em “forward-scatter”) pode ser explicada pela teoria de Lorenz-Mie. A Figura 5.17 apresenta a função de espalhamento de Lorenz-Mie para três diâmetros diferentes de partículas, onde a posição 180° representa a localização da sonda de transmissão, a seta indica o sentido de propagação dos raios, e o eixo longitudinal está em escala logarítmica. Podemos observar que para os três tamanhos de partículas, o domínio da luz refletida é sempre muito maior no sentido de propagação dos feixes, ou seja, à frente do volume de controle. A razão entre a luz refletida para frente (0°) e para trás (180°) do volume de controle é tipicamente da ordem de 10^2 a 10^3 . Por este motivo, é mais fácil detectar o sinal no sentido preferencial do espalhamento de luz pelos traçadores.

O progresso na tecnologia de fibras ópticas possibilitou a ampliação e popularização da medição em modo “backscatter”, ou seja, com o detector posicionado no mesmo lado da sonda de transmissão dos feixes. 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. Como pode ser observado na Fig. 5.17, a intensidade do sinal na direção oposta à propagação dos raios é bastante fraca, o que exige o uso de altos ganho e amplificação para a detecção da frequência Doppler.

A Figura 5.18 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. Apesar

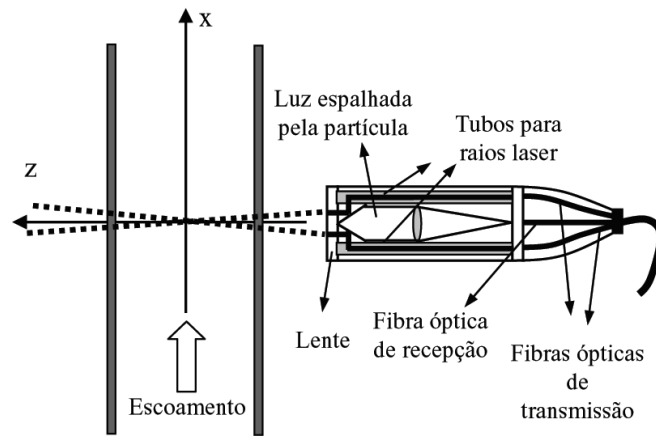


Figura 5.18: Configuração de um sistema laser em “backscatter”. O sistema óptico de detecção está integrado à sonda de emissão.

disso, a tendência de grande parte dos fabricantes de sistemas ALD é propagar o uso do modo “backscatter”, por ser este o meio mais fácil do usuário leigo obter resultados diretamente.

Entretanto, em alguns casos específicos, a demanda por altas taxas de sinal-ruído estabelece o modo “forward-scatter” como a única maneira de se conseguir bons resultados. Alguns experimentos deste tipo são listados abaixo:

- Escoamentos a altas velocidades. As partículas são em geral muito pequenas, e permanecem por pouco tempo no volume de controle. Por isso, a intensidade da luz refletida é normalmente baixa e de curto intervalo de duração.
- Fenômenos transientes. Nestes casos, é preciso calcular as estatísticas turbulentas do escoamento ao longo de um curto intervalo de tempo (determinado pelo próprio fenômeno). Isso requer, então, uma alta taxa de sinais válidos durante a ocorrência do fenômeno de interesse.
- Transição e baixa intensidade turbulenta. Em escoamentos com níveis baixos de turbulência, caso o modo “back-scatter” seja utilizado, o sinal de interesse pode ser da mesma faixa que o ruído do próprio sistema de medição, em decorrência dos fatores explicados acima.

Como terceira opção de localização do fotodetector, temos a posição fora do eixo de cruzamento dos raios, como ilustrado na Fig. 5.19 (Jensen, 2004). Assim como no modo de medição à frente do volume de controle, esse método requer o uso de um receptor à parte, e portanto um alinhamento cuidadoso de todos os componentes do sistema. O diferencial desta configuração está em suprimir algumas limitações de ambos métodos descritos anteriormente.

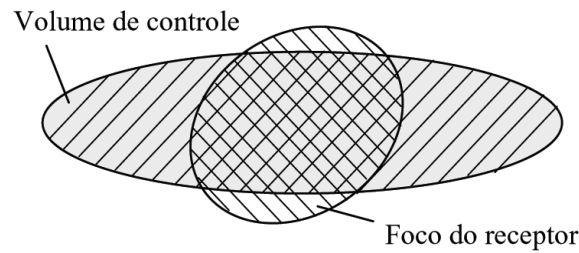


Figura 5.19: Posicionamento do fotodetector fora do eixo de cruzamento dos raios.

Como já sabemos, o volume de controle possui uma forma alongada, elipsoidal, com o eixo d_z muito maior que os eixos d_x e d_y (Fig. 5.8). Isso faz com que a detecção à frente e a trás do elipsóide seja sensível a gradientes de velocidade, bem como à reflexão dos raios quando estão próximos a superfícies. Quando a medição é feita fora do eixo de cruzamento dos raios, as partículas que passam pelas laterais do volume de controle serão desprezadas, pois estão fora de foco em relação ao detector. Desse modo, não geram sinais válidos e só contribuem para o ruído de fundo. Esse posicionamento reduz então a sensibilidade a gradientes de velocidade e reflexões espúrias porque, agora, o volume de detecção é de fato menor que o volume de controle. Essas características fazem da medição fora de eixo uma configuração muito apropriada para a investigação de fenômenos junto a superfícies e para escoamentos do tipo camada limite. Contudo, as dificuldades de alinhamento e muitas vezes a geometria do próprio experimento restringem o uso do detector fora do eixo dos raios.

5.5 Geração do sinal

5.5.1 Detecção da luz refletida

O elemento responsável por converter um sinal óptico em um sinal eletrônico é normalmente chamado de fotodetector, que pode ser de diferentes tipos: fotomultiplicadores, diodos PIN ou fotodiodos tipo avalanche. A escolha depende do comprimento de onda, da resposta em frequência desejada, da intensidade de luz refletida. O detector, via de regra, determina a sensibilidade geral do sistema. Uma revisão sobre as características de fotomultiplicadores e fotodiodos tipo avalanche podem ser encontrados em Dopheide (1995) e Burle (1980). Sistemas típicos de ALD com laser de argônio normalmente utilizam fotomultiplicadores como detector da luz refletida.

O processo de detecção acontece basicamente por meio de uma transição fotoelétrica, 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 no detector. Essa corrente produzida pelo fotodetector contém então a informação de frequência que será relacionada com a velocidade do fluido.

O fotodetector influencia a resposta do sistema através de diferentes fatores, como por exemplo, a sensibilidade, eficiência, tempo de resposta e nível de ruído. A sensibilidade deste componente é limitada pela corrente medida quando o detector está fechado, ou seja, quando nenhuma intensidade de luz é recebida; por eficiência entende-se a capacidade de transformar intensidade de luz em corrente elétrica. A frequência de resposta máxima de um fotodetector está situada em torno de 100 MHz. Qualquer flutuação de intensidade de luz que ocorra abaixo deste limite será adquirida praticamente em tempo real. Uma grande vantagem dos detectores tipo fotomultiplicador é a baixa amplificação de ruído. Isto acontece porque a amplificação é feita diretamente na cadeia de anodos, antes que ruído seja inserido no sistema eletrônico.

A interação entre o campo óptico e o material foto-sensível é um fenômeno quântico, que inevitavelmente imprime um dado ruído ao sinal. Outras fontes de ruído também podem ser identificadas, *e.g.* ruído térmico no circuito de pré-amplificação, luz refletida por outros pontos que não o volume de controle, como arranhões nas janelas, sujeira, luz ambiente. Para otimizar o sistema ALD, o projeto dos componentes ópticos é feito de modo a minimizar a entrada de luz ambiente e de reflexões indesejadas no fotodetector.

Elevadas taxas de sinal-ruído são alcançadas quando o sistema ALD é ajustado corretamente, ou seja, quando utiliza-se potência do laser e concentração de partículas adequadas, e componentes ópticos alinhados corretamente. O ruído também pode ser minimizado através do ajuste da menor banda de frequência necessária para resolver o sinal através do ajuste dos filtros passa-alta e passa-baixa no processador de sinal.

Outro fator importante para garantir a qualidade do sinal é o número de partículas presente simultaneamente no volume de controle. Um sinal típico de explosão Doppler para uma baixa concentração de partículas é mostrado na Fig. 5.20.

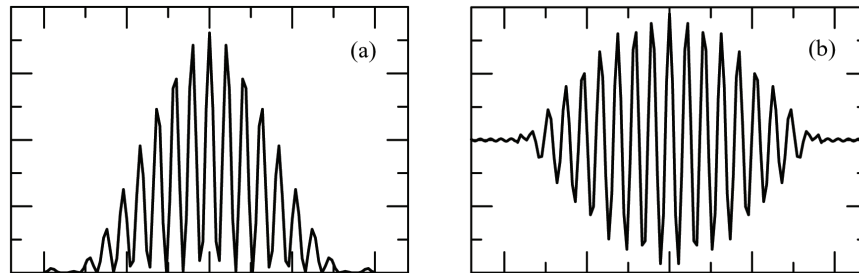


Figura 5.20: Sinal característico da anemometria laser-Doppler: (a) sinal completo, (b) componente AC do sinal.

5.5.2 Características do sinal da anemometria laser-Doppler

O sinal proveniente do fotomultiplicador tem a forma indicada na Fig. 5.20(a). A variação de baixa frequência deste sinal, normalmente chamada de envelope ou pedestal, é consequência da distribuição Gaussiana dos raios laser. A amplitude do envelope varia com o tamanho da partícula e com a sua posição ao longo do volume de controle, como mostrado na Fig. 5.21. O sinal de alta frequência contido no interior do envelope está relacionado com a velocidade da partícula, e o número de períodos representa o número de franjas de interferência que a partícula atravessou.

A frequência no interior de um sinal envelope é normalmente constante devido ao pequeno intervalo de tempo que o traçador percorre para atravessar o volume de controle, *i.e.*, a velocidade da partícula é constante durante o tempo de geração do sinal. Contudo, essa frequência pode variar de um envelope para outro, e por isso recomenda-se que cada sinal válido seja convertido em somente um valor de velocidade (“single measurement per burst”, modo SMB, como chamado na literatura inglesa). Em um escoamento laminar, os envelopes apresentarão exatamente a mesma frequência, e por isso um número pequeno de amostras (sinais válidos) é suficiente para gerar bons resultados. Ao contrário, para um escoamento turbulento, a variação de frequência entre os envelopes será considerável, e quanto mais elevado for o nível de intensidade turbulenta, maior será essa variação. Nesse caso, caracterizar corretamente o escoamento demanda um alto número de amostras.

Via de regra, um filtro passa-alta é utilizado para remover a componente de baixa frequência do sinal, o que resulta em um sinal similar àquele mostrado na Fig. 5.20(b). Normalmente, esta filtragem é feita sem perda de informação pois a frequência do pedestal é em geral muito mais baixa que o sinal Doppler. A medida em que a velocidade do escoamento tende para zero, ou quando a intensidade turbulenta aumenta, a faixa do sinal Doppler pode diminuir, aproximando-se da frequência do pedestal. Sob esta condição, há possibilidade de filtragem do sinal de interesse, com perda de informação relevante sobre o escoamento.

A alternativa mais adequada é utilizar o desvio (“shift”) de frequência para sanar este problema, como descrito na Seção 5.3.5. Quando adicionamos um desvio de frequência em um dos raios incidentes, alteramos a faixa do sinal Doppler, sem alterar a posição do pedestal. Assim, podemos sempre, para qualquer condição de escoamento, especificar um desvio que faça o sinal Doppler se distanciar do pedestal, garantindo que o processo de filtragem não retire componentes relevantes do sinal.

É válido lembrar que na ALD o sinal não se faz sempre presente, porque depende da concentração de partículas e do tamanho do volume de controle. Quando o volume de medição e a concentração de partículas são grandes, duas ou mais partículas podem contribuir para um mesmo sinal, que pode ter melhor ou pior qualidade dependendo da posição relativa entre os traçadores.

A visibilidade do sinal da ALD é definida como a razão entre a amplitude do sinal Doppler e a amplitude do pedestal, ou seja, a razão entre as componentes de alta e baixa frequência. A visibilidade do sinal é proporcional à taxa sinal-ruído

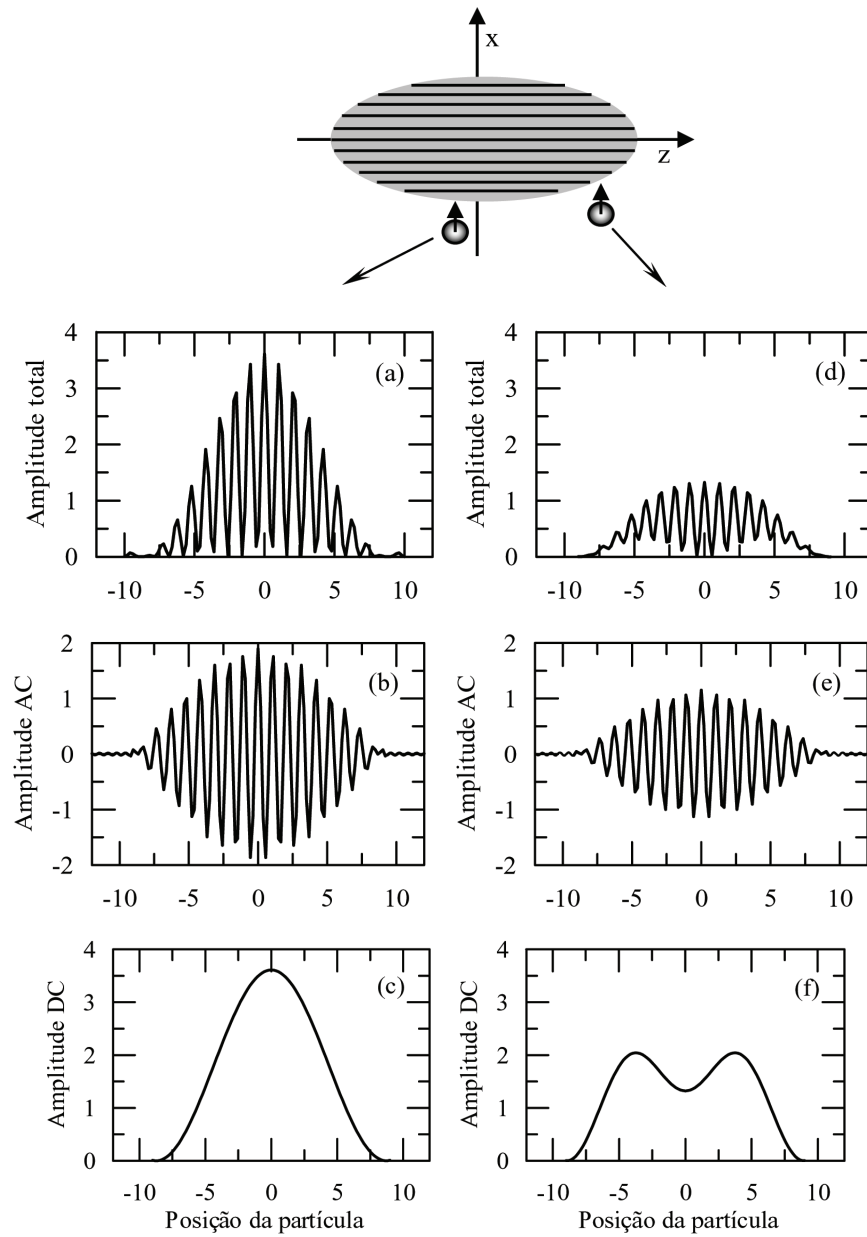


Figura 5.21: Variação do sinal detectado de acordo com a posição da partícula (na direção x) no interior do volume de controle. (a) e (d): amplitude total, (b) e (e): componente AC, (c) e (f): componente DC.

instantânea, e depende dos seguintes parâmetros: potência do laser, razão entre tamanho da partícula e espaçamento entre as franjas, intensidade relativa entre os dois raios, alinhamento dos componentes ópticos. A literatura recomenda que a intensidade dos raios incidentes sejam equivalentes, e que o diâmetro do traçador seja da ordem de um quarto da distância entre as franjas. Idealmente, altas taxas de sinal-ruído devem ser atingidas ($\approx 40\text{dB}$). No passado, entretanto, quando os processadores de sinal eram menos sofisticados, conseguir boa visibilidade do sinal era determinante para a obtenção de resultados. Os processadores atuais, por outro lado, utilizam técnicas refinadas de validação do sinal e conseguem gerar resultados mesmo a partir de sinais com baixa taxa sinal-ruído.

Invariavelmente, o sinal carrega consigo ruídos provenientes de diferentes fontes, como ruído eletrônico e ruído inerente ao processo de fotodetecção.

5.6 Aquisição e tratamento do sinal

Na anemometria laser-Doppler, o sinal elétrico gerado no fotodetector é enviado diretamente a um processador de sinal. Este é então responsável pelo cálculo da frequência Doppler e envio desta informação ao computador. Posteriormente, através de programas de aquisição e tratamento de dados, f_D é transformada em velocidade e todas as estatísticas de interesse, tais como a intensidade turbulenta, os momentos de ordem superior, as correlações e o espectro são calculadas. O caminho da conversão do sinal elétrico em informações sobre o escoamento é o tema de interesse da presente seção.

5.6.1 Processadores de sinal

O processador de sinal é o instrumento responsável pelo cálculo da grandeza principal na ALD, a frequência Doppler emitida pela partícula dispersa no fluido. O processador realiza também a estimativa de outros parâmetros de interesse, como o tempo de chegada da partícula ao volume de controle, a duração do sinal – também chamado de tempo de residência da partícula no volume de controle – a amplitude do sinal, e a taxa sinal-ruído.

Os tipos de processadores podem ser classificados de acordo com os domínios que utilizam para a análise do sinal: domínio do tempo, domínio da frequência, ou pelo método de correlação. Os principais métodos utilizados na ALD, segundo Albrecht *et al.* (2003), são indicados na Tabela 5.3.

As facilidades computacionais e de programação desenvolvidas na década de 90 permitiram que os processadores do tipo analisadores de espectro, os chamados “burst spectrum analysers”, se tornassem os mais difundidos. Os processadores do tipo contadores, geração anterior aos analisadores de espectro, apesar de serem equipamentos muito robustos, foram completamente substituídos pelos métodos espectrais, e não são mais fabricados comercialmente.

Neste contexto, abordaremos nesta seção (i) o método de medição de contadores, porque este utiliza conceitos mais intuitivos e trabalha no domínio do tempo,

Tabela 5.3: Tipos de processadores de sinal utilizados em anemometria laser-Doppler.

Processador	Domínio	Comentários	Referência
Analísador de espectro analógico	freqüência	Pouco eficiente, único disponível nos primeiros anos da técnica	
Ciclo fechado de fase ou freqüência ("Tracker")	freqüência	Opera com baixa taxa de sinal-ruído, mas requer alto número de partículas	Deighton e Sayles (1971)
Contadores de período ("Counter")	Tempo	Ampla banda de freqüência, sensível a taxa sinal-ruído, amplo uso nos anos 90	Asher (1972), Lapp <i>et al.</i> (1973), Brayton <i>et al.</i> (1973)
Analísador de espectro em tempo real (BSA)	freqüência	Robustez e rapidez com o uso da transformada rápida de Fourier	Landing (1987), Meyers <i>et al.</i> (1987), Ibrahim <i>et al.</i> (1992)
Auto-correlação, Auto-covariância	Correlação	Vantagens semelhantes aos dos analisadores espectrais	Landing <i>et al.</i> (1988), Nakajima <i>et al.</i> (1990), Jensen (1992)

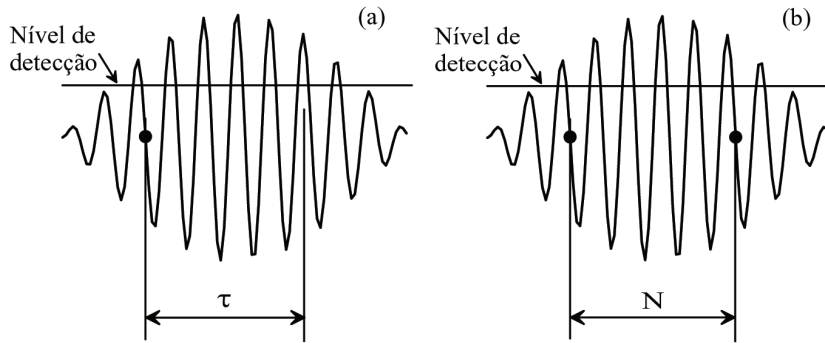


Figura 5.22: Procedimentos de contagem: (a) Especificação do intervalo de tempo, (b) Especificação do número de cruzamentos do zero.

e (ii) de analisadores de espectro, que operam no domínio da frequência. O foco principal é fornecer ao leitor noções básicas sobre os dois principais métodos de análise de sinais em ALD, com destaque para as principais peculiaridades, vantagens e limitações de cada tratamento.

Instrumentos contadores de períodos

Um dos métodos mais simples de detectar a frequência Doppler é aplicar um método de contagem de períodos a um sinal que ultrapasse um nível mínimo de amplitude (usualmente ± 30 mV). Em geral, o sinal a ser avaliado é submetido previamente a um filtro passa-banda para a retirada do pedestal e de ruídos de alta frequência, como explicado na Seção 5.5.2. O processo de filtragem gera um sinal oscilatório, simétrico em torno do valor de tensão zero.

Quando o critério de amplitude é satisfeito o contador é acionado para medir, durante um intervalo de tempo pré-especificado, o número de vezes que o sinal cruza o zero, como ilustrado na Fig. 5.22(a). Alternativamente, podemos especificar o número de passagens do sinal pelo valor de tensão zero (N) e medir o intervalo de tempo correspondente (τ), Fig 5.22(b). De posse do número de cruzamentos do eixo ao longo de um dado espaço de tempo podemos calcular a frequência Doppler do sinal, onde $f_D = N/2\tau$.

O método de contagem de períodos é particularmente apropriado para escoamentos com alto índice de intensidade turbulenta, pois garante que somente sinais com um número mínimo significativo de períodos contribuirão para o cálculo da velocidade instantânea. Uma vantagem do método de contagem é permitir um certo ajuste da resolução espacial. Ao aumentarmos o nível de amplitude a ser alcançado para início da contagem, estaremos rejeitando a porção de baixa amplitude do sinal que corresponde à passagem da partícula pelas fronteiras do volume de controle.

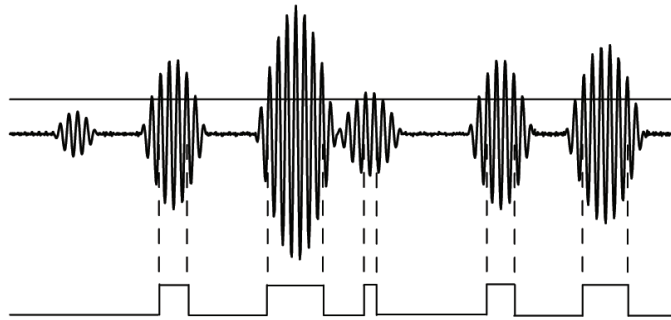


Figura 5.23: Método de detecção por amplitude do sinal: nível de detecção e pulso marcador.

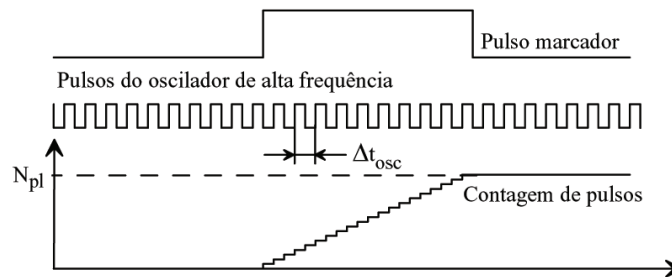


Figura 5.24: Medição do tempo de residência. Adaptado de Albrecht *et al.* (2003).

O tempo de residência da partícula no volume de controle é ditado pela duração de um pulso, chamado pulso marcador. O princípio, ilustrado na Fig. 5.23, é simples: o pulso marcador é ativado quando o sinal ultrapassa o nível de detecção, e desativado quando o sinal deixa de cruzar este nível por mais de um ciclo. O tempo de permanência é quantificado através da contagem do número de pulsos de um oscilador de alta frequência durante o intervalo do pulso contador. Este procedimento é ilustrado na Fig. 5.24. Uma vez conhecida a frequência de oscilação do instrumento de referência, f_{osc} , o tempo de residência é dado por: $\Delta t_{res} = N_{pl}/f_{osc}$, onde N_{pl} é o número de oscilações durante o pulso marcador.

O processador do tipo contador possui então duas funções básicas: i) identificar, e, ii) rejeitar ou validar o sinal. A identificação é feita com base na amplitude do sinal, e dois são os principais critérios de validação: o cruzamento seqüencial de diferentes níveis de amplitude e a comparação da frequência calculada a partir de diferentes números de períodos. O primeiro consiste em utilizar dois níveis de detecção do sinal, um positivo e um negativo, em conjunto com o cruzamento do zero. Assim, quando o sinal passa pela linha de detecção positiva, ele deve, subsequentemente, passar pelo zero, pela linha inferior, e depois seguir o caminho

inverso. Esse procedimento impede que cruzamentos adicionais causados por ruído sejam contabilizados como períodos. Quando todos os critérios de validação são satisfeitos, o sinal é considerado válido e a frequência Doppler calculada irá fornecer um valor que corresponde à velocidade instantânea do escoamento.

Detalhes adicionais sobre os critérios de validação podem ser encontrados em Dopheide e Taux (1984), Dopheide *et al.* (1990) e Durst e Tropea (1977).

Analísadores de espectro

Os analisadores de espectro utilizados na ALD, apesar de serem homônimos dos instrumentos comerciais utilizados em outras áreas da engenharia, como em vibrações e eletrônica por exemplo, são muito singulares pois foram desenvolvidos especificamente para esta técnica.

Os chamados “burst spectrum analysers” são na verdade processadores digitais, que possuem como funções primordiais: (i) remover as componentes de baixa frequência (pedestal) através de um filtro passa-alta, (ii) limitar o nível de ruído e ajustar a faixa de frequências do sinal por meio de um filtro passa-baixa, (iii) fazer a conversão analógica-digital, (iv) detectar o sinal, (v) fazer o processamento digital, (vi) enviar o sinal resultante ao computador para o tratamento dos dados.

A primeira grande diferença com relação aos processadores do tipo contadores é a digitalização do sinal e seu conseqüente processamento. Nos contadores, todo o processo de detecção e validação era feito analogicamente, via circuitos lógicos; uma placa digitalizadora instalada no computador era então responsável pela aquisição dos dados a serem tratados.

Neste contexto, a questão imediata consiste na escolha: i) da taxa de amostragem e ii) do número de amostras ideal. Enquanto a primeira escolha fica regida pelo critério de Nyquist, a segunda depende tanto da duração do sinal quanto do tempo de processamento. A resposta, pois, não é simples, e depende da trajetória da partícula e da intensidade da luz refletida. Assim, como estes dados não são conhecidos antecipadamente, os processadores modernos normalmente utilizam três diferentes taxas de amostragens.

O método de detecção do sinal, contudo, é bastante semelhante àquele utilizado nos processadores tipo contadores. Além do uso do nível de amplitude de detecção, os analisadores de espectro monitoram também a taxa sinal-ruído, através de um algoritmo de transformada de Fourier discreta em tempo real. Quando os dois critérios são satisfeitos, um pulso marcador indica o início do sinal. A duração do sinal é dado pela contagem de pulsos de um oscilador digital. Esse procedimento é feito para cada sinal digital amostrado a taxas diferentes, e a validação final é tomada com base na comparação destes resultados.

Em paralelo ao sistema de detecção, os processadores amostram o mesmo sinal de entrada a alta frequência e a alta resolução (2^{16} , 2^{32} ou até mesmo 2^{64} bits), por meio de outro conversor analógico-digital. A estimativa de frequência proveniente da rotina de detecção determina então a melhor taxa de amostragem e o número ótimo de amostras para cada sinal característico (“burst”) avaliado. O processador automaticamente reamostra esse sinal de alta resolução armazenado

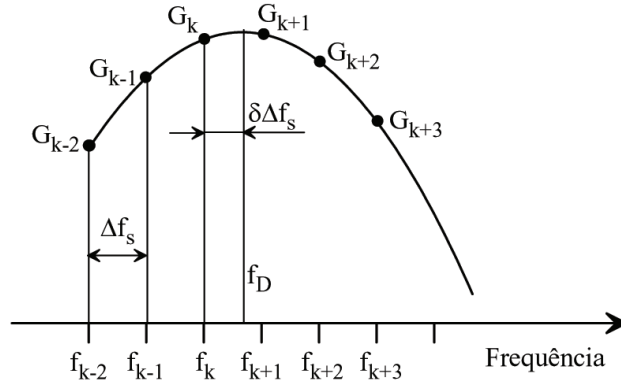


Figura 5.25: Interpolação da posição do pico da função densidade espectral. Adaptado de Albrecht *et al.* (2003).

em uma memória dedicada a essa tarefa.

A estimativa real da frequência a partir deste último sinal é feita com base na análise da densidade espectral de potência. De fato, a transformada de Fourier nos fornece valores espectrais complexos. A parte real desses valores está associada à função cosseno, enquanto a parte imaginária, à função seno. Logo, a parte real representa contribuições ao sinal que são simétricas em torno do zero, e a parcela imaginária descreve as contribuições assimétricas. A densidade espectral de potência é definida como o quadrado da grandeza de cada coeficiente espectral. Essa função representa então a distribuição da energia total do sinal, ao longo de uma faixa de frequências.

Consideremos um sinal da forma:

$$s(t_i) = a \exp[-\eta(t_i - t_m)^2] \cos(2\pi f_D t_i + \varphi_0), \quad (5.29)$$

onde a é a amplitude máxima do sinal no tempo de chegada ao volume de controle t_m , η está relacionado com o quadrado do inverso do tempo de residência, f_D é a frequência Doppler e φ_0 diz respeito à fase do sinal.

A densidade espectral de potência do sinal dado pela Eq. (5.29) pode ser escrita como:

$$G(f_k) = A_G \exp[-\eta_G(f_k - f_D)^2], \quad k = 0, 1, \dots, N/2, \quad (5.30)$$

$$\eta_G = \frac{2\pi^2}{\eta}, \quad A_G = \frac{\pi f_s a^2}{2\eta N}, \quad (5.30a)$$

onde $f_k = k f_s / N$, f_s é a frequência de amostragem, f_k é a frequência dos coeficientes espectrais, e k corresponde ao número de onda. Consideramos ainda que não há interferência entre os picos em f_D e $f_s - f_D$.

A frequência Doppler é então estimada a partir do coeficiente de valor máximo. O segundo valor máximo é também medido e comparado com o primeiro. Somente

quando um critério de concordância pré-estabelecido é alcançado, o sinal é então considerado válido. A resolução de frequência da densidade espectral calculada digitalmente é dada por $\Delta f_s = f_s/N$; ela, portanto, aumenta com o número de amostras.

Contudo, uma melhora significativa na resolução da densidade espectral é alcançada através da interpolação da posição do pico em torno do coeficiente de valor máximo. Uma ilustração desta interpolação é mostrada na Fig. 5.25, e discutida em mais detalhe nos trabalhos de Hishida *et al.* (1989) e Matovic & Tropea (1991).

5.6.2 Cálculo das estatísticas do escoamento

A anemometria laser-Doppler é uma técnica particular em consequência de duas características peculiares. A primeira diz respeito ao intervalo de tempo irregular de amostragem do escoamento. Em grande parte das técnicas de medição, como por exemplo a anemometria de fio-quente, o sinal de saída do instrumento é amostrado a uma taxa constante pré-determinada através de um conversor analógico-digital. Na ALD, por outro lado, o intervalo entre amostras do escoamento é dado pelo tempo que partículas consecutivas chegam ao volume de controle, e depende da própria velocidade do escoamento. A segunda característica particular é, portanto, a correlação entre o campo de velocidades e a chegada de partículas ao volume de controle. Em suma, o processo de amostragem é função do próprio escoamento investigado.

Com respeito ao cálculo das estatísticas do escoamento, essa correlação entre a taxa de amostragem e o campo de velocidades merece atenção especial, pois erros sistemáticos podem ser adicionados aos resultados finais. De fato, essa correlação já foi comprovada experimentalmente por diversos trabalhos (*e.g.* Durst *et al.*, 1976; DeGraaff e Eaton, 2001; Zhang, 2002; Poggi *et al.*, 2002; McLaughlin e Tiedermann, 1973; Erdmann e Gellert, 1976). Vejamos: para um dado tempo de observação, partículas que se movem mais rapidamente serão amostradas em maior número que partículas de menor velocidade; pois, uma simples média aritmética de todos os dados adquiridos resulta em uma tendência para um valor superior ao valor médio verdadeiro.

Naturalmente, o grau de tendenciosidade dos resultados aumenta proporcionalmente ao grau de correlação entre o campo de velocidades e a chegada das partículas ao volume de controle. Existem diferentes modos de eliminar este efeito. Um modo simples é tentar garantir a aquisição de amostras estatisticamente independentes. Isso pode ser atingido se, por exemplo, o tempo entre os sinais característicos (“bursts”) for maior do que, no mínimo, duas vezes a escala de tempo integral do escoamento. De fato, este é o critério de amostragem recomendado para a experimentação em mecânica dos fluidos. Simplificadamente, a escala de tempo integral representa o intervalo de tempo que estruturas vorticais do escoamento precisam viajar para perder a identidade local. Maiores detalhes sobre este assunto podem ser encontrados em Hinze (1959). Ao avaliarmos o escoamento em intervalos maiores que esta escala, podemos garantir que dois valores de velocidade

medidos consecutivamente estarão completamente não-correlacionados, e assim é possível utilizar a média aritmética para o cálculo da velocidade sem comprometer os resultados. Entretanto, a condição de amostras estatisticamente independentes só é atingida para concentrações muito baixas de partículas no fluido.

Outro método utilizado para eliminar esta tendência nos resultados se resume ao uso do “dead-time mode”, uma característica disponível em alguns processadores de sinal: especifica-se um período de tempo dentro do qual, depois de cada sinal detectado, outros sinais Doppler serão ignorados. O ajuste deste tempo igual ao dobro da escala de tempo integral garante amostras estatisticamente independentes.

Contudo, o método mais utilizado para compensar a influência da correlação entre as partículas e o campo de velocidades prevê o uso de uma média ponderada. Diferentes fatores de ponderação já foram propostos na literatura, mas, a idéia geral consiste em atribuir menos peso às partículas mais rápidas na estimativa dos dados estatísticos. Considerando o fator de ponderação como g_i , que é inversamente proporcional à função densidade de probabilidade condicional da chegada da partícula ao volume de controle em um dado tempo t_i , a estimativa da média verdadeira é dada por:

$$\hat{u} = \frac{\sum_{i=1}^N u_i g_i}{\sum_{i=1}^N g_i}, \quad (5.31)$$

onde a velocidade instantânea é representada por u_i , e o índice i faz referência à série temporal das partículas chegando ao volume de controle.

De modo análogo, podemos estimar o momento de segunda ordem:

$$\hat{\sigma}_u^2 = \frac{\sum_{i=1}^N (u_i - \hat{u})^2 g_i}{\sum_{i=1}^N g_i}, \quad (5.32)$$

e os momentos cruzados

$$\widehat{u'v'} = \frac{\sum_{i=1}^N (u_i - \hat{u})(v_i - \hat{v}) g_i}{\sum_{i=1}^N g_i}. \quad (5.33)$$

Essa última estimativa pressupõe que as medidas de u e v foram tomadas simultaneamente, utilizando o modo de coincidência. Para séries temporais independentes, ou seja, u e v medidos sem modo de coincidência, a estimativa de $\widehat{u'v'}$ deve ser modificada para:

$$\widehat{u'v'} = \frac{\sum_{i=1}^N (u_i - \hat{u})(v_i - \hat{v}) g_{u_i} g_{v_i}}{\sum_{i=1}^N g_{u_i} g_{v_i}}. \quad (5.34)$$

Os principais parâmetros de ponderação encontrados na literatura são:

- O fator de ponderação mais difundido é o tempo de residência τ_i , que corresponde à permanência do traçador no volume de controle. De fato, τ_i é inversamente proporcional à grandeza do vetor velocidade (George, 1974;

Buchhave, 1975; Buchhave *et al.*, 1979). Neste caso, basta substituímos g_i por τ_i nas Eqs. (5.31), (5.32) e (5.33):

$$g_i = \tau_i. \quad (5.35)$$

- O fator inverso da velocidade foi proposto por McLaughlin e Tiedermann (1973):

$$g_i = \frac{1}{|u_i|}, \quad (5.36)$$

mas só é válido para medições de uma componente de velocidade. Este parâmetro não é recomendável para todos os tipos de aplicações.

- O fator baseado no tempo de chegada da partícula ao volume de controle:

$$g_i = t_i - t_{i-1}. \quad (5.37)$$

O tempo de chegada é fortemente correlacionado com a taxa instantânea de partículas somente para escoamentos com alta densidade de traçadores dispersos no fluido, e, por conseguinte, sua aplicação é restrita a este tipo de condição. Este método de ponderação é muito apropriado para a estimativa de momentos, mas falha para a estimativa de funções de correlação. Contudo, este é o único método recomendado para escoamentos com distribuição não-uniforme de partículas.

- A média aritmética simples,

$$g_i = 1. \quad (5.38)$$

Apesar de não ser recomendada, a média aritmética simples representa o limite superior para a média verdadeira e pode ser diretamente avaliada, sem a necessidade de variáveis adicionais. Erdmann e Tropea (1982) mostraram que, para escoamentos aproximadamente unidimensionais com nível de intensidade turbulenta em torno de 20%, o erro máximo cometido na estimativa da média era em torno de 4%.

O problema de escolher o melhor fator de ponderação para avaliação das estatísticas do escoamento foi resolvido com o desenvolvimento dos processadores de sinal. Hoje eles são capazes de fornecer o tempo de residência com precisão, além de outras variáveis de interesse para este tipo de correção. Por isso, atualmente, é consenso geral que o fator baseado no tempo de residência é o mais apropriado para estimativas, nas condições mais diversas de escoamentos, desde que a distribuição de partículas no fluido seja homogênea (Albrecht *et al.*, 2003).

5.6.3 Estimativa do espectro e funções de correlação

Na seção acima, destacamos as duas características principais do sinal na ALD: i) a correlação entre o campo de velocidades e a chegada das partículas ao volume de

controle, e ii) o intervalo de tempo irregular entre amostras consecutivas do escoamento. O primeiro fator exerce influência importante no cálculo das estatísticas do escoamento como médias e momentos de ordem superior, como mostrado na Seção 5.6.2.

Nesta seção, veremos como o intervalo irregular de amostragem se constitui no maior problema para o cálculo de estatísticas que dependem da série temporal do escoamento, como o espectro e as funções de correlação. A título de contextualizar a descrição que se segue, faremos inicialmente uma sucinta revisão sobre as grandezas de interesse.

Grande parte das teorias que descrevem as escalas turbulentas foram deduzidas com base em correlações espaciais e decomposições espectrais ao longo de diferentes números de onda. Na vida real, entretanto, a maioria das técnicas experimentais avalia o escoamento em um único ponto do espaço, ao longo de um determinado intervalo de tempo. A hipótese principal que permite aproximar a análise espacial por uma análise temporal é a chamada hipótese de Taylor (Hinze, 1958; Pope, 2003). Considerando um escoamento homogêneo com velocidade média constante \bar{U} na direção x , segundo a hipótese de Taylor, temos

$$\frac{\partial}{\partial t} = -\bar{U} \frac{\partial}{\partial x}, \quad (5.39)$$

onde o sinal negativo é necessário porque um valor positivo de $\partial/\partial x$ no espaço corresponde a um valor negativo de $\partial/\partial t$. Essa hipótese é considerada uma boa aproximação para escoamentos com baixo índice de intensidade turbulenta, onde $u'/\bar{U} \ll 1$.

Considerando um campo turbulento homogêneo e isotrópico, a correlação entre dois pontos quaisquer do escoamento é dada por:

$$R_{i,j}(r, t) = \overline{u_i(\mathbf{x} + \mathbf{r}, t)u_j(\mathbf{x}, t)}, \quad (5.40)$$

onde u_i e u_j representam componentes de velocidade instantânea de uma série temporal. A propriedade de homogeneidade garante que $R_{i,j}$ é independente da posição espacial \mathbf{x} . Na origem, temos que

$$R_{i,j}(0, t) = \overline{u_i(\mathbf{x}, t)u_j(\mathbf{x}, t)} = u'^2 \delta_{i,j}. \quad (5.41)$$

Como consequência da isotropia, a correlação $R_{i,j}$ pode ser expressa em termos de duas funções adimensionais chamadas função de correlação longitudinal $f(r, t)$ e função de correlação transversal $g(r, t)$, descritas por:

$$f(r, t) = \overline{u_1(\mathbf{x} + \mathbf{e}_1 r, t)u_1(\mathbf{x}, t)} / \overline{u_1'^2}, \quad (5.42)$$

$$g(r, t) = \overline{u_2(\mathbf{x} + \mathbf{e}_1 r, t)u_2(\mathbf{x}, t)} / \overline{u_2'^2}, \quad (5.43)$$

onde \mathbf{e}_1 é um vetor unitário na direção x .

A partir das funções de correlação, podemos obter duas escalas características do escoamento: a microescala de Taylor, e a escala integral. Considerando a função

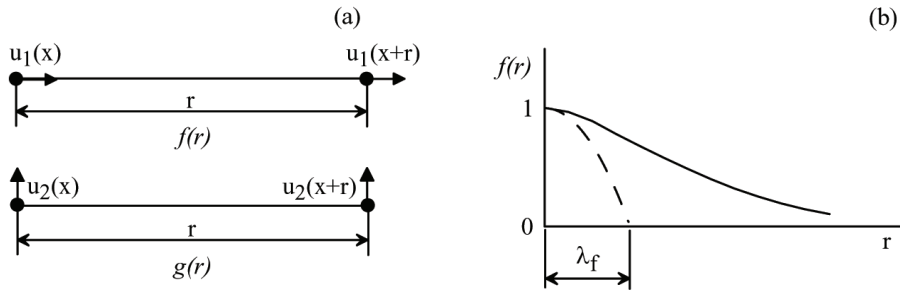


Figura 5.26: Função de correlação longitudinal $f(r)$ e transversal $g(r)$ (a) e microescala de Taylor (b). Adaptado de Hinze (1959).

de correlação longitudinal $f(r, t)$, temos:

$$\frac{1}{\lambda_f^2} = \frac{1}{2u'^2} \overline{\left(\frac{\partial u_1}{\partial x_1}\right)^2}, \quad (5.44)$$

onde λ_f , a microescala de Taylor, pode ser considerada uma medida das menores escalas do escoamento, escalas onde ocorre a dissipação de energia cinética do escoamento em calor por efeito das forças viscosas.

A escala de comprimento integral, definida por

$$\Lambda_f = \int_0^{\infty} f(r, t) dr, \quad (5.45)$$

pode ser vista como uma distância de correlação entre velocidades medidas em dois pontos do escoamento. Intuitivamente, espera-se que o grau de correlação diminua a medida em que a distância entre dois pontos aumenta, e, que, a uma distância finita, esse grau de correlação seja praticamente zero. Uma ilustração da função de correlação $f(r, t)$ é apresentada na Fig. 5.26.

Teoricamente, a correlação espacial $R_{i,j}$ possui informações completas sobre a estrutura do campo de velocidades do escoamento. Aplicando a transformada de Fourier a $R_{i,j}$, para todas as distâncias \mathbf{r} , obtemos o tensor espectro de velocidade em função do número de onda \mathbf{k} :

$$\Phi_{i,j}(\mathbf{k}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \iiint_{-\infty}^{\infty} R_{i,j}(\mathbf{r}) e^{-j\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} d\mathbf{r}, \quad (5.46)$$

onde \mathbf{k} é o vetor número de onda, j na exponencial denota $(-1)^{1/2}$.

Admitindo a hipótese de turbulência homogênea, o tensor espectro de velocidade e a correlação espacial de dois pontos são pares de transformada, pois,

aplicando a transformada inversa de Fourier a $\Phi_{i,j}$ resgatamos $R_{i,j}$:

$$R_{i,j}(\mathbf{r}) = \iiint_{-\infty}^{\infty} \Phi_{i,j}(\mathbf{k}) e^{-j\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} d\mathbf{k}. \quad (5.47)$$

Grande parte das medições experimentais, contudo, não quantificam as três componentes de velocidade. Por este motivo, é praxe utilizar as funções de correlação longitudinal e transversal para quantificar os respectivos espectros unidimensionais nas direções longitudinal e vertical:

$$E_{1,1}(k_1) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} R_{1,1}(\mathbf{e}_1 r) e^{-jk_1 r} dr, \quad (5.48)$$

$$E_{2,2}(k_1) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} R_{2,2}(\mathbf{e}_1 r) e^{-jk_1 r} dr. \quad (5.49)$$

As definições de correlação e de espectro são baseadas na hipótese de que os sinais contínuos das componentes de velocidade são conhecidos; mas, na técnica ALD, esses sinais são discretos e obtidos em intervalos de tempo irregulares. Em teoria, uma amostragem aleatória permitiria a caracterização do espectro até as mais altas frequências, já que existe uma probabilidade não nula de intervalos temporais muito pequenos ocorrerem durante uma dada série temporal.

A experiência prática, contudo, mostrou ser difícil obter bons resultados para frequências acima da taxa média de partículas que passam pelo volume de controle. Em geral o espectro estimado apresenta uma dispersão muito grande, a menos que amostras extremamente longas sejam utilizadas.

Mesmo para as taxas mais altas de partícula passando pelo volume de controle, o limite superior de frequência é restrito pelo tempo de residência. Para a maior parte das aplicações, entretanto, este limite superior está bem acima das maiores frequências de interesse do escoamento.

Três são os métodos mais utilizados para o cálculo das estatísticas de correlação e de espectro: i) transformação direta do sinal, ii) correlação por blocos, seguida de uma transformação cossenoidal (“slotting technique”) e iii) reconstrução do sinal com reamostragem equidistante e aplicação da transformada rápida de Fourier (FFT).

Uma revisão detalhada e uma avaliação do desempenho dessas técnicas podem ser encontradas em Benedict *et al.* (2000). Este trabalho recomenda o i) uso da técnica de correlação por blocos em combinação com uma normalização local (van Maanen *et al.*, 1999) e ii) do método mais sofisticado de reconstrução (Nobach *et al.*, 1998). A transformada de Fourier aplicada diretamente aos dados não é recomendada, pois a dispersão e a incerteza dos resultados se torna muito grande.

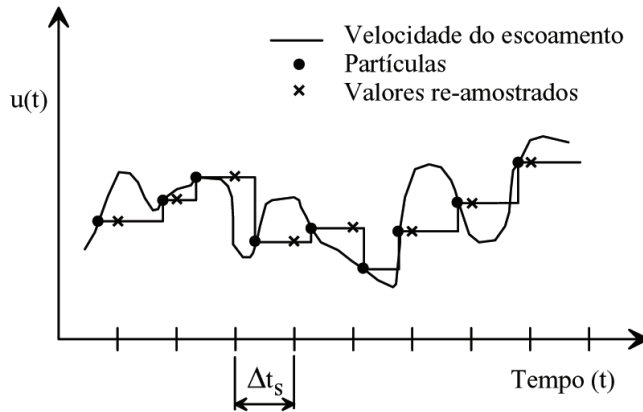


Figura 5.27: Ilustração do procedimento de amostragem e armazenamento de primeira ordem, e reamostragem em intervalos iguais. Adaptado de Albrecht *et al.* (2003).

Técnica de reconstrução do sinal

É fato conhecido que os algoritmos de FFT requerem amostras discretas igualmente distribuídas no tempo. Por isso, é preciso reconstruir o sinal discreto proveniente do processador da ALD e reamostrá-lo, através de diferentes esquemas de interpolação, a uma taxa constante.

Diferentes métodos de interpolação podem ser encontrados na literatura, entre eles estão a interpolação exponencial e o método de amostragem e armazenamento (“sample and hold”, SH). Sem dúvida, o método mais difundido e de mais fácil implementação é o SH, que pode ser descrito como:

$$u^{(SH)}(t) = u(t_i) \quad \text{para } t_i \leq t < t_{i+1} \quad \text{e } i = 1, \dots, N, \quad (5.50)$$

onde N representa o número total de amostras de uma série temporal.

A reamostragem com intervalos de tempo constantes Δt_s é dada por:

$$u_i^{(SH)} = u^{(SH)}(i\Delta t_s) \quad \text{para } i = 0, \dots, N_R - 1, \quad (5.51)$$

onde N_R é o número de amostras da série temporal resultante, que pode agora ser processada através da transformada rápida de Fourier. Esse procedimento é ilustrado na Fig. 5.27.

Esse método apresenta duas dificuldades, que podem ser vistas através da Fig. 5.27. Se duas amostras verdadeiras consecutivas estiverem distantes de um intervalo muito maior que o intervalo de tempo de reamostragem, a primeira será readquirida várias vezes, apesar de não conter nenhuma nova informação sobre o escoamento. Por outro lado, se existir mais de uma amostra verdadeira no intervalo de uma nova aquisição, somente a última amostra original será considerada, e haverá perda de informação sobre o escoamento.

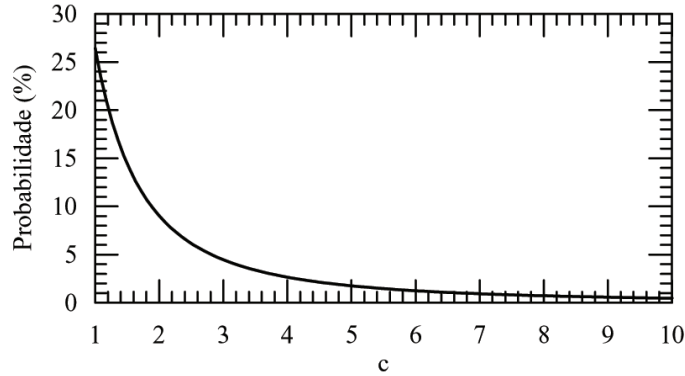


Figura 5.28: Taxa de reamostragem como função da taxa média de partículas que passam pelo volume de controle durante a série temporal original.

Portanto, é preciso especificar a taxa de reamostragem adequadamente – em função da taxa média de amostras da série temporal original – para que o processo de medição seja otimizado e forneça bons resultados.

Para uma mistura homogênea de traçadores dispersos no fluido, temos que a distribuição de passagens de partículas no volume de controle ao longo de um intervalo de tempo Δt segue uma distribuição de Poisson:

$$P(m, \Delta t) = \frac{(\dot{N}\Delta t)^m}{m!} e^{-\dot{N}\Delta t}, \quad (5.52)$$

onde P denota a probabilidade de m cruzamentos do volume de controle ocorrerem dentro do período Δt quando a taxa média de amostragem é de \dot{N} partículas por segundo. Na verdade, a taxa de partículas \dot{N} depende da velocidade instantânea do escoamento, mas, exceto para escoamentos altamente turbulentos, pode ser considerada uma boa aproximação para a distribuição de probabilidades verdadeira.

Ao escolher a frequência de reamostragem como c vezes a taxa média \dot{N} da amostra original, temos que

$$\Delta t_s = \frac{1}{c\dot{N}}. \quad (5.53)$$

Substituindo a Eq. (5.53) na Eq. (5.52), podemos estimar a probabilidade de obtermos amostras verdadeiras (cruzamentos do volume de controle) durante cada intervalo de reamostragem de duração Δt_s :

$$P(0) = e^{-1/c}, \quad P(> 1) = 1 - P(0) - P(1) = 1 - \left(1 + \frac{1}{c}\right) e^{-1/c}. \quad (5.54)$$

A Fig. 5.28 mostra a probabilidade de se ter mais de uma amostra verdadeira entre duas novas aquisições consecutivas, de acordo com a Eq. (5.54). Aumentar a

freqüência de reamostragem implica em reduzir as chances de se ter mais de uma amostra verdadeira dentro do intervalo de novas aquisições. Deve-se notar que é impossível evitar a perda de alguma informação: para uma taxa de reamostragem de 10%, por exemplo, aproximadamente 0.5% dos intervalos conterão duas ou mais amostras verdadeiras, e somente a última delas será contabilizada. O número total de amostras aumentará em 10 vezes, e cerca de 90.5% das novas amostras serão idênticas às verdadeiras.

Com respeito ao cálculo do espectro, Adrian e Yao (1987) mostraram a presença de dois fatores associados ao método de amostragem e armazenamento:

- (i) O método atua como um filtro passa-baixa de primeira ordem, atenuando o espectro para freqüências acima de $\tilde{N}/2\pi$, onde \tilde{N} é o número médio de partículas que passam pelo volume de controle a cada segundo.
- (ii) O processo de armazenamento introduz um ruído branco à série temporal final, também chamado de ruído tipo degrau, ao longo de toda a faixa de freqüências do espectro calculado.

O processo de filtragem das altas freqüências é consequência da perda de informação durante os períodos de armazenamento, enquanto que o ruído branco é adicionado pela formação aleatória de um degrau a cada nova amostra verdadeira. Esses efeitos podem ser minimizados através da escolha adequada da freqüência de reamostragem.

Nobach *et al.* (1998) desenvolveu uma rotina de refinamento que é capaz de cancelar o efeito de filtro causado pela taxa de partículas no método de amostragem e armazenamento. Nobach deduziu uma expressão para a função de autocorrelação reamostrada em termos da função verdadeira. Essa relação é então invertida para melhorar a estimativa desta estatística.

Técnica de correlação por blocos

A técnica de correlação por blocos é normalmente atribuída a Mayo *et al.* (1974); um simples diagrama ilustrativo do seu funcionamento é mostrado na Fig. 5.29. O método de cálculo da função de correlação utilizado nesta técnica é diferente do modo tradicional: o produto de velocidades é calculado por blocos que correspondem a um intervalo de tempo $\Delta\tau$. Se um ou mais produtos estiverem no mesmo bloco, estes são somados e divididos pelo número de produtos em cada bloco, resultando na função de correlação estimada.

Uma descrição matemática deste método pode ser escrita como:

$$\hat{R}_k = \hat{R}(k\Delta\tau) = \frac{\sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N u_i u_j b_k(t_j - t_i)}{\sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N b_k(t_j - t_i)}, \quad (5.55)$$

$$b_k(t_j - t_i) = \begin{cases} 1 & \text{para } \left| \frac{t_j - t_i}{\Delta\tau} - k \right| < \frac{1}{2}, \\ 0 & \text{caso contrário,} \end{cases} \quad (5.56)$$

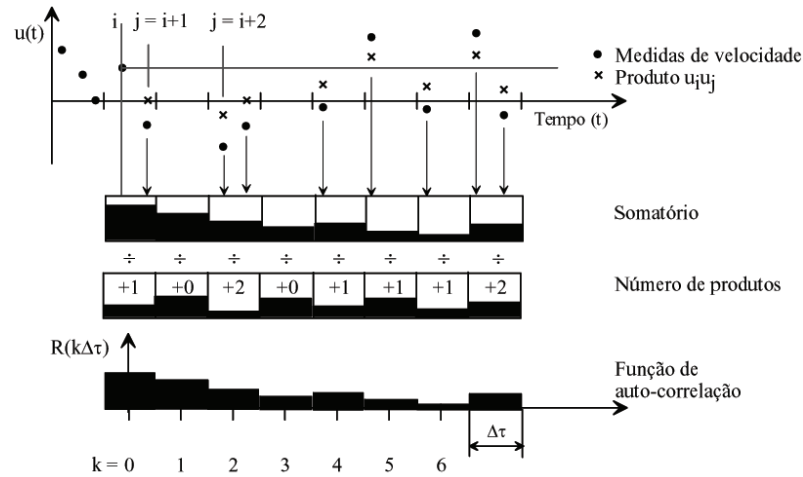


Figura 5.29: Ilustração da técnica de correlação por blocos com intervalos equidistantes. Adaptado de Albrecht *et al.* (2003).

onde k é o número de blocos utilizados para a correlação, e as amostras de velocidade são dadas por $u_i = u(t_i)$ e $u_j = u(t_j)$.

O espectro pode então ser calculado através da transformada de Fourier da função de correlação. Uma grande limitação desta técnica é a alta variância, que resulta em uma estimativa de pouca qualidade do espectro de velocidades. De modo a tentar diminuir a variância da técnica de correlação por blocos, van Maanen e Tummers (1996) sugeriram a normalização da autocorrelação por uma estimativa da variância de cada bloco, chamada de técnica da normalização local, que pode ser escrita como:

$$\hat{\rho}_k = \hat{\rho}(k\Delta\tau) = \frac{\sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N u_i u_j b_k(t_j - t_i)}{\sqrt{\left(\sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N u_i^2 b_k(t_j - t_i) \right) \left(\sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N u_j^2 b_k(t_j - t_i) \right)}}. \quad (5.57)$$

Outros métodos de refinamento desta técnica foram propostos por Nobach *et al.* (1998) e Buchhave *et al.* (1979). Apesar de ser uma técnica disponível em códigos comerciais, a técnica de correlação por blocos apresenta um desempenho inferior ao método de reamostragem.

Após o cálculo do espectro e das funções de correlação por um dos dois métodos descritos acima (reamostragem e correlação por blocos), existem ainda várias rotinas de pós-processamento que contribuem para melhorar a qualidade dessas estimativas. Alguns comentários sobre elas serão tecidos nas linhas abaixo; para maiores detalhes o leitor deve recorrer às fontes originais. Merecem destaque três

influências que motivam o uso dos algoritmos de pós-processamento: o nível de ruído, saltos de amplitude nos extremos do sinal, e o número de blocos utilizados no cálculo do espectro.

Modelos para a remoção de ruído, como os propostos por van Maanen e Tummers (1996), van Maanen e Oldenziel (1998), e Müller *et al.* (1998), são muito utilizados. Esses esquemas recorrem à modelagem da função de correlação real, seja por funções Gaussiana ou exponencial, para refinar o cálculo das estatísticas desejadas.

É notório que as rotinas de transformadas de Fourier tornam a série temporal em um sinal periódico, por justaposição do sinal adquirido. Via de regra, o início e o fim da amostra não combinam suavemente, e os saltos de amplitude presentes nas emendas do sinal periódico podem resultar na introdução de ruídos de alta frequência. Com o objetivo de contornar este efeito, são utilizadas janelas cossenoidais, como a janela de Hanning, que suavizam os extremos da série temporal original e minimizam os saltos de amplitude no sinal periodizado. Outros esquemas similares, como os que utilizam janelas variáveis (Tummers e Passchier, 1996) também podem ser utilizados, mas os algoritmos mais simples, como o de Hanning, consegue oferecer bons resultados.

Estimativas independentes de espectro e de correlação são obtidas com uma série temporal, ou um bloco de dados, obtido através da ALD. Contudo, se um número de blocos maior que um for adquirido, podemos calcular as estatísticas finais como a média aritmética das estatísticas calculadas para cada bloco de dados. O resultado pode ser bastante vantajoso, pois a variância total das estimativas diminui com o aumento do número de blocos.

5.7 Sistemas de anemometria laser-Doppler

A anemometria laser-Doppler permite a resolução das três componentes do vetor velocidade, mesmo com sistemas unidimensionais. Nos sistemas bi-dimensionais e tri-dimensionais, a discriminação da velocidade é feita com o uso de raios de diferentes comprimentos de onda (diferentes cores), arrançados geometricamente de modo a permitir a decomposição vetorial. Nesta seção, veremos como a discriminação de velocidade é feita.

5.7.1 Sistemas unidirecionais

O sistema 1D já foi extensamente explorado nas seções anteriores, e é mais uma vez resumido na Fig. 5.30. A interseção entre os feixes é feita por meio de uma lente dando origem ao volume de controle, que define o ponto de medição do escoamento. Um colimador é utilizado para ajustar as propriedades do raio no volume de controle e a célula de Bragg fornece o desvio de frequência utilizado para conseguir a sensibilidade direcional. A frequência Doppler é capturada pelo sistema de fotodeteção e determinada através de um processador de sinal. A análise dos dados para o cálculo das propriedades do escoamento é feita em um

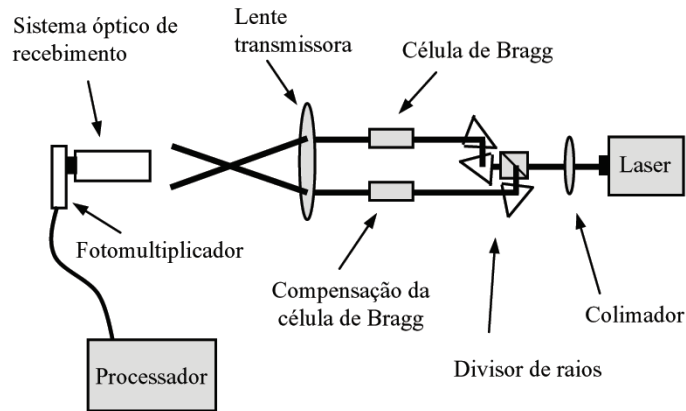


Figura 5.30: Desenho esquemático dos componentes de um sistema laser unidimensional.

computador ligado ao processador do sinal, como já discutido.

De fato, se o escoamento sob interesse estiver em regime permanente, a medição do vetor velocidade pode ser feita com um simples sistema unidirecional. Basta reconhecer que a componente de velocidade avaliada é sempre aquela normal ao plano bissetor dos raios incidentes, como apresentado na Fig. 5.9 e explicitado na Eq. (5.19). Portanto, promovendo-se uma variação da posição da sonda com respeito à geometria do experimento, é possível resolver as três componentes de velocidade separadamente.

Além disso, as componentes cisalhantes do tensor de Reynolds também podem ser estimadas por sistemas 1D. No entanto, o tempo necessário para efetuar as medidas, bem como a incerteza experimental serão superiores em relação às medições realizadas com sistemas 2D. Um método muito difundido baseia-se na decomposição do vetor velocidade, como ilustrado na Fig. 5.31. 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 Eqs. (5.58) e (5.58a):

$$U_{\theta_1} = (\bar{U} + u') \cos \theta_1 + (\bar{V} + v') \sin \theta_1, \quad (5.58)$$

$$U_{\theta_2} = (\bar{U} + u') \cos \theta_2 + (\bar{V} + v') \sin \theta_2. \quad (5.58a)$$

A promediação das Eqs. (5.58) e (5.58a) fornece a componente média das veloci-

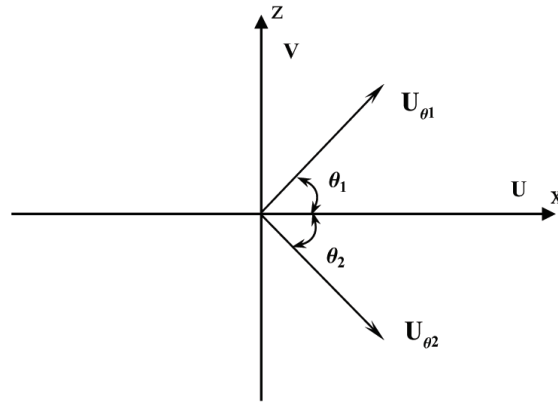


Figura 5.31: Decomposição do vetor velocidade para a medição das tensões cisalhantes de Reynolds através de um sistema ALD de um canal.

dades, dadas por:

$$\overline{U_{\theta_1}} = \overline{U} \cos \theta_1 + \overline{V} \sin \theta_1, \quad (5.59)$$

$$\overline{U_{\theta_2}} = \overline{U} \cos \theta_2 + \overline{V} \sin \theta_2. \quad (5.59a)$$

Subtraindo as equações das componentes médias, (5.59) e (5.59a), das componentes instantâneas, (5.58) e (5.58a), elevando ao quadrado e retirando a média, *i.e.* $\overline{u'^2} = \overline{(U - \overline{U})^2}$, obtemos:

$$\overline{u_{\theta_1}'^2} = \overline{u'^2} \cos^2 \theta_1 + 2\overline{u'v'} \cos \theta_1 \sin \theta_1 + \overline{v'^2} \sin^2 \theta_1, \quad (5.60)$$

$$\overline{u_{\theta_2}'^2} = \overline{u'^2} \cos^2 \theta_2 + 2\overline{u'v'} \cos \theta_2 \sin \theta_2 + \overline{v'^2} \sin^2 \theta_2. \quad (5.60a)$$

Considerando $\theta_1 = -\theta_2$, e subtraindo da Eq. (5.60) a Eq. (5.60a), temos que a componente cisalhante das tensões de Reynolds é dada por:

$$\overline{u'v'} = \frac{\overline{u_{\theta_1}'^2} - \overline{u_{\theta_2}'^2}}{4 \cos \theta_1 \sin \theta_1}. \quad (5.61)$$

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, os ângulos recomendados são $\theta_1 = +45^\circ$ e $\theta_2 = -45^\circ$. Uma explicação minuciosa do procedimento resumido aqui pode ser encontrada em Logan (1972).

5.7.2 Sistemas bidimensionais

Sistemas bidimensionais típicos utilizam duas cores e sonda de quatro raios, normalmente dois feixes verdes (514.5 nm) e dois feixes azuis (488 nm), arranjados

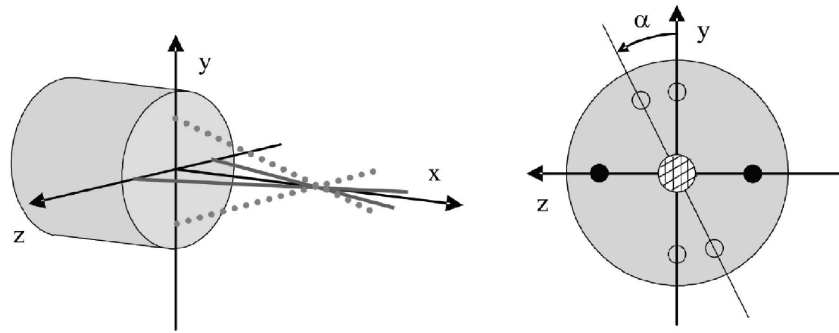


Figura 5.32: Sonda bidimensional de quatro raios e exemplo de desalinhamento do sistema. Adaptado de Albrecht *et al.* (2003).

geometricamente a 90° . A detecção do sinal de cada componente é feita separadamente através de dois ou três fotodetectores, de acordo com o sistema. É praxe utilizar filtros específicos na entrada do fotodetector para os dados comprimentos de onda, com o fim de eliminar reflexões indesejadas e melhorar a taxa sinal-ruído.

Quando dois volumes de controle estão envolvidos, o alinhamento tanto na transmissão quanto na recepção dos raios torna-se ainda mais importante. Um alinhamento precário pode ocasionar baixa taxa de validação do sinal, e cada canal pode visualizar partículas diferentes ao mesmo tempo, o que pode comprometer os dados posteriores de correlação.

Os procedimentos de alinhamento variam de acordo com a configuração da sonda e do aparato experimental. Um método muito utilizado para avaliar o cruzamento dos quatro raios é posicionar uma lente de pequena distância focal próxima à intersecção, e projetar os raios em uma parede ou anteparo distante. Na projeção, todos os feixes devem recair sobre um mesmo ponto.

A maior parte dos sistemas bidimensionais são confeccionados com os raios dispostos ortogonalmente (Fig. 5.32). Os erros decorrentes de desalinhamentos em sistemas 2D são normalmente desprezíveis, mas para escoamentos do tipo camada limite onde a velocidade longitudinal é muito maior que a transversal, desvios angulares da ordem de um grau podem influenciar consideravelmente o resultado. Para avaliar este efeito, vamos considerar U e V como as componentes de velocidade média longitudinal e vertical reais, e as componentes medidas $U_m = U$ e V_m , como ilustrado na Fig. 5.32.

$$V = \frac{1}{\cos \alpha} (V_m - U_m \sin \alpha), \quad (5.62)$$

$$v' = \frac{1}{\cos \alpha} \sqrt{v'^2 - \overline{u'_m v'_m} 2 \sin \alpha + \overline{u'^2_m} \sin^2 \alpha}, \quad (5.63)$$

$$\overline{u'v'} = \frac{1}{\cos \alpha} (\overline{u'_m v'_m} - \overline{u'^2_m} \sin \alpha). \quad (5.64)$$

Logo, as Eqs. (5.62), (5.63) e (5.64) podem ser usadas para calcular o valor correto

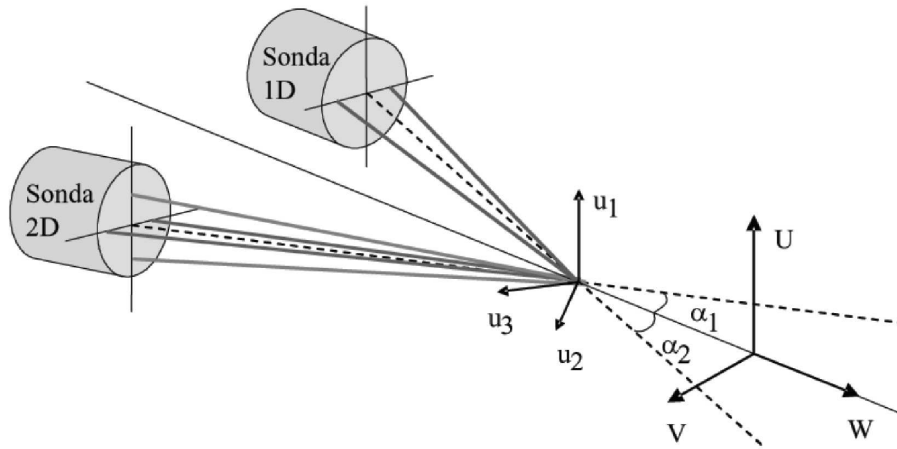


Figura 5.33: Configuração típica de um sistema ALD 3D: (u_1, u_2, u_3) são as componentes de velocidade medidas no sistema de coordenadas da sonda, que devem ser transformadas para (U, V, W) no sistema de coordenadas cartesiano.

das grandezas, se o ângulo α for conhecido.

5.7.3 Sistemas tri-dimensionais

O destaque positivo dos sistemas tri-dimensionais é permitir a medição simultânea dos componentes do tensor de Reynolds, bem como de correlações de ordem superior, como correlações triplas, por exemplo. A extensão da técnica ALD para a medição de três componentes é direta: a adição de uma segunda sonda unidimensional (de cor diferente) ao sistema bi-dimensional pode ser utilizado para formar um terceiro volume de controle. Nesse caso, é comum utilizar um laser de argônio para gerar seis feixes: dois verdes (514.5 nm), dois azuis (488 nm) e dois violetas (476.5 nm). Um terceiro fotodetector com o filtro para a cor apropriada e um processador adicional totalizam o sistema 3D.

Na prática, entretanto, alguns fatores complicadores existem. Um deles diz respeito ao acesso óptico ao escoamento, pois na maioria dos casos não é viável utilizar um cruzamento ortogonal dos volumes de controle. Isso restringe a posição espacial dos raios, que via de regra incidem todos através da mesma janela. Em geometrias experimentais complexas, muitas vezes é preciso combinar os índices de refração do aparato e do fluido no seu interior, para minimizar as reflexões e garantir que os três volumes de controle se cruzarão no mesmo ponto.

Uma ilustração de um sistema de três componentes é mostrada na Fig. 5.33, onde as duas sondas estão situadas no mesmo plano horizontal. A sonda 2D está defasada de um ângulo α_1 e a sonda 1D têm uma inclinação de α_2 . Como os volumes de controle não são mais ortogonais, as componentes de velocidade são tomadas em relação ao sistema de coordenadas da sonda. Por isso, é necessário

utilizar uma matriz de transformação para levar as componentes medidas para o sistema de coordenadas cartesiano. Consideremos as componentes de velocidade medidas como u_1 , u_2 e u_3 , a transformação para o sistema de coordenadas cartesiano U , V e W é dado por:

$$\begin{pmatrix} U \\ V \\ W \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} & a_{13} \\ a_{21} & a_{22} & a_{23} \\ a_{31} & a_{32} & a_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u_1 \\ u_2 \\ u_3 \end{pmatrix} = \mathbf{A}\mathbf{c}. \quad (5.65)$$

Para a configuração mostrada na Fig. 5.33, a matriz de transformação é dada por:

$$\begin{pmatrix} U \\ V \\ W \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -\frac{\text{sen } \alpha_2}{\text{sen}(\alpha_1 - \alpha_2)} & \frac{\text{sen } \alpha_1}{\text{sen}(\alpha_1 - \alpha_2)} \\ 0 & \frac{\text{cos } \alpha_2}{\text{sen}(\alpha_1 - \alpha_2)} & \frac{\text{cos } \alpha_1}{\text{sen}(\alpha_1 - \alpha_2)} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u_1 \\ u_2 \\ u_3 \end{pmatrix}. \quad (5.66)$$

Aplicando a matriz de transformação aos dados medidos, as três componentes de velocidade média e os momentos de ordem superior podem ser diretamente obtidos. Todas as estatísticas são calculadas de acordo com os métodos descritos acima.

Naturalmente, outras configurações de duas sondas ou mesmo sondas 3D podem ser utilizadas para a resolução simultânea das três componentes de velocidade. Logo, matrizes de transformação específicas devem ser derivadas. Maiores detalhes sobre este assunto podem ser encontradas em Albrecht *et al.* (2003).

Uma fonte de erro em sistemas 2D e 3D é a possibilidade dos sinais obtidos em cada canal serem originados de diferentes partículas. Esse fator é negativo, pois introduz uma correlação espacial entre as amostras do escoamento. A condição ideal é, pois, que uma mesma partícula dê origem a um sinal válido para todas as componentes de velocidade avaliadas.

Em sistemas 2D e 3D, sinais provenientes de diferentes partículas podem ser evitados através do uso de uma janela de coincidência aplicado ao processador de sinal de cada canal. Esta janela de coincidência pode ser vista como um intervalo de comparação entre os diferentes canais, para averiguação de sinais comuns. Por exemplo, podemos especificar uma janela de coincidência com base na duração de um pulso marcador de um sinal: a comparação pode ser feita no intervalo de um pulso marcador para a frente, e um pulso marcador para trás do centro do sinal obtido em cada canal. Quando houver interseção entre essas janelas, o sinal será considerado válido para ambas componentes; caso contrário será rejeitado.

Por isso, em geral, o uso de uma janela de coincidência é recomendado para sistemas bi e tri-dimensionais.

5.7.4 Outros componentes ópticos e acessórios

Nesta subseção, comentaremos os componentes ópticos mais empregados na ALD, ressaltando a função de cada um.

Expansor de raios

O expansor de raios é uma combinação de lentes que pode ser inserido entre a sonda e a sua lente, ou pode ainda substituir esta lente frontal. Este acessório

aumenta o diâmetro dos feixes existentes no sistema e também a distância entre eles. Considerando que a distância focal F permaneça inalterada, o aumento da distância entre os raios provoca o aumento do ângulo de cruzamento θ (Fig. 5.9), que de acordo com a Eq. (5.16) gera uma redução no tamanho do volume de controle.

De acordo com os princípios fundamentais da teoria de óptica, um diâmetro maior de passagem do raio (“aperture”) permite a sua focagem em um ponto de menor tamanho, o que resulta em um aumento da intensidade da luz sobre as partículas. Analogamente, o aumento da abertura do receptor permite a entrada de mais luz refletida pelas partículas.

Logo, podemos listar três vantagens principais no uso do expensor de raios: i) a redução do tamanho do volume de controle para uma dada distância da sonda, ii) o aumento da taxa sinal-ruído, iii) o aumento da distância do volume de controle com respeito à sonda, sem diminuição da taxa sinal-ruído.

Colimadores

Os colimadores são utilizados para ajuste da forma e da cintura do raio. Esse componente é especialmente importante quando lasers do tipo diodo são utilizados, pois a forma dos feixes produzidos é elíptica, com um certo grau de astigmatismo. A forma elíptica é consequência de ângulos de divergência diferentes em dois planos ortogonais, e o astigmatismo se refere a posições diferentes da cintura para diferentes planos ao longo do raio. Como atualmente os sistemas ALD utilizam lasers de argônio, esse componente passou a ser de uso secundário.

Divisores de raios

Na maioria dos sistemas ALD, o raio laser principal é dividido em dois ou mais feixes, possivelmente também com separação de cores. A distribuição de intensidade entre os raios depende da configuração, mas em geral esses acessórios são projetados para gerar feixes de intensidade equivalentes. O divisor mais empregado atualmente é a célula de Bragg, como explicado na Seção 5.3.4.

Discos de difração também podem ser utilizados como divisor de raios. Estes são essencialmente o correspondente mecânico à difração acústica gerada na célula de Bragg. Esses divisores são particularmente recomendados para uso em conjunto com lasers semicondutores.

Disco de Calibração

A anemometria laser-Doppler, como foi visto, é uma técnica que não requer calibração. Entretanto, especialmente para sondas de três componentes, onde muitas vezes os raios se cruzam no ângulo limite aceitável, é comum medir a distância entre as franjas de interferência de um modo direto. Um modo de determinar experimentalmente δf é através de um disco de calibração. Um diagrama ilustrativo deste acessório é apresentado na Fig. 5.34.

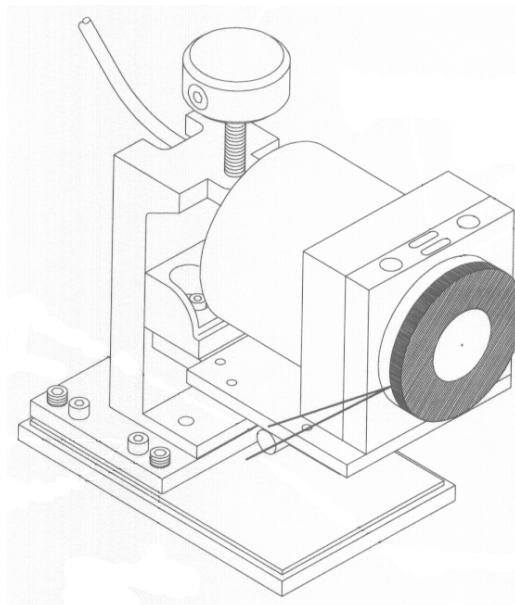


Figura 5.34: Ilustração do disco de calibração. Adaptado do manual de instruções TSI (5-beam fiberoptic probe, 2001).

O disco giratório opera como uma medida absoluta de velocidade para permitir o cálculo de δf . O procedimento é simples: o disco é acoplado a um motor elétrico de corrente alternada, e a velocidade do disco é calculada com base na rotação nominal do motor. Neste caso, deve-se atentar para as constantes variações de tensão e frequência, comuns na rede elétrica brasileira.

Como exemplo, se considerarmos um motor de 900 rpm, operando com 115 V (60Hz), e um disco de calibração de 8 cm de diâmetro, a velocidade será $U = (900/60)\pi 0.08 = 3.77$ m/s. Na configuração mostrada na Fig. 5.34, o par de raios vertical deve ser posicionado com o volume de controle tangenciando a superfície externa do disco de cor escura, que possui pequenas ranhuras para provocar o espalhamento de luz. A posição ótima pode ser encontrada através do monitoramento da amplitude do sinal na saída do processador, com o motor em operação. O disco interno de superfície reflexiva tem a finalidade de ajudar no alinhamento entre a sonda e disco de calibração.

5.8 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 confiança dos resultados obtidos. O texto a seguir apresenta algumas considerações básicas sobre o assunto, revisando as definições clássicas e mostrando o procedi-

mento de estimativa de incerteza dedicado à anemometria laser-Doppler. Kline (1985), Moffat (1985) e Coleman e Steele (1999) foram utilizados como referências básicas.

A análise de incertezas pode ser definida como o procedimento de estimativa do erro cometido na medição, e do erro associado aos resultados subsequentes. A incerteza total de medição é descrita como a diferença entre o valor medido e o valor verdadeiro, normalmente desconhecido. A incerteza total associada a uma grandeza medida possui duas componentes:

- (i) um erro viciado fixo (erro sistemático), e
- (ii) um erro aleatório, também chamado precisão.

Logo, conclui-se que uma boa medição é aquela que possui ambos os erros, aleatório e viciado, baixos.

5.8.1 Cálculo dos erros associado a uma medida

Consideremos a realização de um número de medidas sequenciais de uma variável X aproximadamente constante. Chamamos de erro sistemático a parcela fixa da incerteza total, sendo pois constante para todas as medidas X_i . O erro aleatório, por outro lado, varia a cada nova medida. Logo, a incerteza total de medição pode ser escrita como

$$\delta_i = \beta + \epsilon_i. \quad (5.67)$$

Supondo que o número de amostras consecutivas N tende a infinito, o comportamento dos dados segue uma distribuição Gaussiana, como a ilustrada na Fig. 5.35. A incerteza sistemática é dada pela diferença entre a média das N leituras, μ , e o valor verdadeiro da grandeza, X_v , enquanto a incerteza aleatória representa a distribuição em torno do valor médio da frequência de ocorrência das leituras X_i .

Para os casos onde a variação das leituras resulta da combinação de pequenos erros de mesma magnitude, sendo igualmente provável a presença de valores positivos e negativos, a distribuição de um número infinito de amostras coincide exatamente com uma distribuição Gaussiana. Contudo, em consequência do teorema do limite central, é possível mostrar que as medições seguirão uma distribuição Gaussiana ainda que as fontes de erros possuam uma distribuição não-Gaussiana.

Incerteza total de medição

De fato, é conveniente apresentar um único valor de incerteza (U) para expressar o limite aceitável de erro associado ao valor medido. Esse número, que é uma combinação do erro aleatório e do erro sistemático, deve ter uma interpretação simples, ser útil e informativo sem a necessidade de maiores esclarecimentos. Normalmente o valor medido é expresso na forma de intervalo:

$$\bar{X} \pm U_{\bar{X}}, \quad (5.68)$$

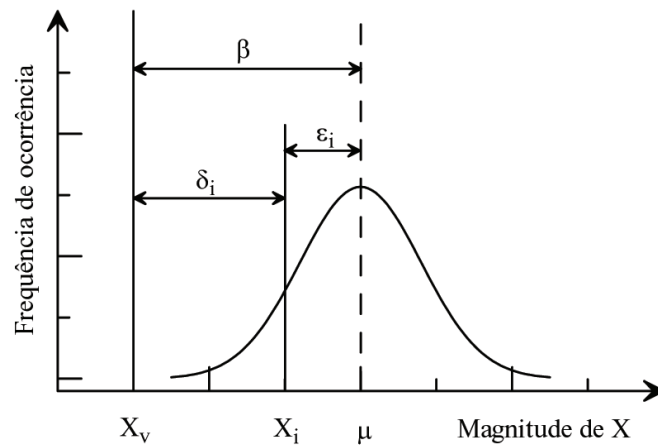


Figura 5.35: Incerteza total de medição δ_i associada a uma grandeza X é composta por uma parcela aleatória ϵ_i , e por uma componente sistemática β .

onde \bar{X} é o valor médio de N medições da grandeza X , e $U_{\bar{X}}$ é a incerteza associada ao cálculo de \bar{X} com um intervalo de confiança de $C\%$. Por exemplo, estimar $U_{\bar{X}}$ com um intervalo de confiança de 95%, implica que 95 dentre 100 amostras conterão o valor verdadeiro X_v no intervalo $\bar{X} \pm U_{\bar{X}}$.

A literatura (Coleman e Steele (1999)) recomenda a utilização de dois intervalos de incerteza, segundo a distribuição t-Student, que possuem uma cobertura análoga aos intervalos de 95% e 99% de confiança, descritos pela teoria estatística. Para um intervalo de confiança de 95%, temos:

$$U_{\bar{X}}(95\%) = [B_{\bar{X}}^2 + (t P_{\bar{X}})^2]^{1/2}, \quad (5.69)$$

onde $B_{\bar{X}}$ é o intervalo de incerteza sistemática, $P_{\bar{X}}$ é o intervalo de incerteza aleatória e t é o valor correspondente à distribuição de t-Student. O valor de $t = 2$ é utilizado para uma probabilidade de 95% e número de amostras $N \geq 10$.

Erro sistemático

Em medições repetidas, usando-se as mesmas condições ambientes e técnicas experimentais, pode-se esperar que cada medida apresente 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 ou que são desprezíveis. Na maioria dos casos β é um valor a mais ou a menos que o valor medido, mas normalmente não se sabe se o erro sistemático é positivo ou negativo.

O erro sistemático é um parâmetro difícil de ser estimado. Os procedimentos normalmente recomendados são: i) comparar as medidas com resultados de instrumentos-padrão ou ii) comparar medidas independentes realizadas com instrumentos que utilizam princípios diferentes para avaliar a grandeza medida. Exis-

tindo alguma causa de erro sistemático conhecida, os seus efeitos podem ser contabilizados através de um processo de calibração. Esta prática, entretanto, exige um cuidado especial: quando realizamos uma calibração, a fonte de incerteza não é eliminada. Contraditoriamente, podemos até aumentá-la, pois há a adição de uma contribuição importante, que é a do padrão usado na calibração. Portanto, o instrumento ou referência padrão deve ser escolhidos com cuidado, e deve possuir uma incerteza inferior à incerteza do sistema avaliado.

Logo abaixo, listaremos as principais fontes de erro viciado em anemometria laser-Doppler.

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. O erro aleatório é muitas vezes denotado também por erro de precisão. A medida da distribuição dos erros de precisão é dado pelo desvio-padrão σ . Para uma distribuição Gaussiana, o intervalo de $\mu \pm 1.96 \sigma$ irá incluir aproximadamente 95% do total dos pontos medidos, onde μ representa o valor médio verdadeiro. Consideremos o desvio normalizado τ do valor instantâneo medido X_i com respeito à média μ :

$$\tau = \frac{X_i - \mu}{\sigma}. \quad (5.70)$$

Segundo valores tabelados, para que $P(\tau) = 95\%$, temos que $\tau = 1.96$. Essa probabilidade pode ser expressa como:

$$P\left(1.96 \leq \frac{X_i - \mu}{\sigma} \leq 1.96\right) = 0.95, \quad (5.71)$$

Rearrmando a Eq. (5.71) em função do valor instantâneo medido, temos:

$$P(\mu - 1.96\sigma \leq X_i \leq \mu + 1.96\sigma) = 0.95. \quad (5.72)$$

Este procedimento remete diretamente ao conceito de intervalos de confiança, ou seja, o intervalo dentro do qual o valor verdadeiro será encontrado com uma dada probabilidade.

Na abordagem acima, supomos que a distribuição normal, $N(\mu, \sigma)$, é formada por um número infinito de amostras N . Na vida real, entretanto, devemos considerar as propriedades estatísticas de uma população que consiste de um número finito de amostras. Para este caso, a média é definida como:

$$\bar{X} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N X_i, \quad (5.73)$$

onde N é o número de leituras de X_i .

O desvio padrão dessa população é dado por:

$$S_X = \left[\frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (X_i - \bar{X})^2 \right]^{1/2}, \quad (5.74)$$

onde $(N-1)$ aparece no lugar de N porque a média de uma população finita \bar{X} é utilizada em substituição a μ .

Desenvolvendo um procedimento análogo àquele mostrado acima para uma distribuição Gaussiana com $N \rightarrow \infty$ (ver Coleman e Steele (1999)), podemos definir a incerteza aleatória P com um intervalo de confiança de 95% para uma população que segue uma distribuição Gaussiana formada por N valores de X :

$$P_{\bar{X}} = t S_{\bar{X}} = \frac{t S_X}{\sqrt{N}}, \quad (5.75)$$

onde $P_{\bar{X}}$ é a incerteza de precisão associada a \bar{X} . O intervalo de confiança se torna:

$$P(\bar{X} - P_{\bar{X}} \leq \mu \leq \bar{X} + P_{\bar{X}}) = 0.95. \quad (5.76)$$

Logo, o intervalo $\bar{X} \pm P_{\bar{X}}$ expressa que a média de uma população infinita μ estará dentro deste intervalo 95 vezes em 100 casos avaliados.

5.8.2 Incerteza dos resultados

Os resultados desejados dificilmente são grandezas medidas diretamente. Normalmente grandezas básicas 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.

Para o caso geral de uma grandeza medida y , que depende de outras medidas primárias, x_i , temos:

$$y = f(x_1, x_2, \dots, x_n), \quad (5.77)$$

e devemos propagar o erro de cada grandeza x_i para a grandeza y . Essas propagações de erro devem ser feitas separadamente para erros sistemáticos e erros aleatórios, e posteriormente combinadas para fornecer a incerteza total da medida realizada.

Propagação do erro sistemático e aleatório

O erro sistemático resultante para y pode ser obtido através de uma expansão em série de Taylor:

$$\beta_y = \frac{\partial f}{\partial x_1} \beta_{x_1} + \frac{\partial f}{\partial x_2} \beta_{x_2} + \dots + \frac{\partial f}{\partial x_n} \beta_{x_n}, \quad (5.78)$$

onde β_{x_i} é o erro sistemático de cada grandeza primária e β_y é o erro sistemático associado a y . Lembre-se que cada β_{x_i} possui um sinal intrínseco. Conseqüentemente, por natureza, os erros sistemáticos compensam uns aos outros.

O erro aleatório é propagado de acordo com a seguinte relação:

$$\epsilon_y = \sqrt{\left(\frac{\partial f}{\partial x_1} \epsilon_{x_1}\right)^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial x_2} \epsilon_{x_2}\right)^2 + \cdots + \left(\frac{\partial f}{\partial x_n} \epsilon_{x_n}\right)^2}, \quad (5.79)$$

onde a variância de cada grandeza primária, $\epsilon_{x_i}^2$, deve ser avaliada usando técnicas estatísticas apropriadas. Esta fórmula assume que todos os erros aleatórios individuais têm uma distribuição normal, e que todos os desvios-padrão foram calculados utilizando-se o mesmo intervalo de confiança.

5.8.3 Cálculo do erro associado às medidas de velocidade

Esta seção destina-se a detalhar o procedimento de estimativa de incerteza das medidas de velocidades e de flutuações de velocidade realizadas através da anemometria laser-Doppler.

Nesta técnica, a grandeza medida diretamente é a frequência Doppler da luz espalhada por partículas imersas no fluido, ao atravessarem o volume de controle. A equação que relaciona a frequência Doppler com a velocidade do fluido perpendicular à direção das franjas de interferência é:

$$U = \delta_f f_D, \quad (5.80)$$

onde δ_f denota a distância entre as franjas, dada pela Eq. (5.17), e f_D é a frequência Doppler gerada pelo movimento da partícula.

Em termos do cálculo da incerteza aleatória para a velocidade média, ele é quantificado através da seguinte expressão:

$$\sigma_U = \frac{t u_{rms}}{U \sqrt{N}}, \quad (5.81)$$

onde N é o tamanho da amostra, e $u_{rms} = \sqrt{u'^2}$ é obtido durante a medição; t é o parâmetro de Student que no caso é sempre igual a 2 (na verdade 1.96, mas em geral arredonda-se para 2).

A incerteza aleatória de u_{rms} em termos relativos é dado pela Eq. (5.82). Devemos notar que esta grandeza é independente do próprio valor de u_{rms} e só depende do tamanho da amostra. Assim, para uma amostra de 5000 pontos teremos uma incerteza aleatória de 2% no cálculo de u_{rms} logo à partida. Com 10000 pontos por amostra este valor diminui para 1.4%.

$$\sigma'_u = \frac{t}{\sqrt{2N}}. \quad (5.82)$$

Toda a incerteza restante é proveniente do erro sistemático e, na realidade, estas é que são as principais fontes de incerteza na ALD. Portanto, as principais fontes de erros sistemáticos serão listadas e discutidas abaixo:

1. O chamado “mean gradient broadening” é um efeito que pode ocorrer em regiões de altos gradientes de velocidade, e é função do tamanho do volume de controle. Para um dado escoamento, se o volume de detecção não for suficientemente pequeno, as partículas de maior velocidade tendem a exercer um peso maior no cálculo desta grandeza do que as partículas mais lentas. Se os resultados não forem corrigidos para este efeito, então é necessário contabilizar esta fonte de incerteza, através da Eq. (5.83). O seu efeito só é de grande importância junto à parede e sobretudo para o valor de u_{rms} , pois é proporcional ao quadrado da primeira derivada dU/dz , enquanto que para o cálculo da velocidade média é proporcional à segunda derivada d^2U/dz^2 ,

$$U_{verdadeiro} - U_{medido} = \frac{1}{2} \left(\frac{l_{vc}}{4} \right)^2 \frac{d^2U}{dz^2} + \dots, \quad (5.83)$$

onde l_{vc} é a dimensão do volume de controle na direção onde há gradiente.

A Eq. (5.84) representa a influência do aumento de velocidade causado pelo “mean gradient broadening”. Deve-se notar que o l_{vc} utilizado é normalmente da ordem de décimos de microns, e, por isso, o efeito deve ser muito pequeno, mas pode-se quantificá-lo desde que se tenha o perfil de velocidade.

$$\sigma_g^2 = \left(\frac{l_{vc}}{4} \right)^2 \left(\frac{dU}{dz} \right)^2. \quad (5.84)$$

2. Influência do tempo que a partícula permanece no volume de controle: para sistemas que utilizam um processador de sinal do tipo contador (“counter”), não há o chamado “finite transit time broadening”. Isto porque, em princípio, os esquemas de validação do contador rejeitam informação proveniente da presença de mais de uma partícula no volume de controle.
3. Influência devido ao efeito do movimento browniano das partículas: desprezável a menos que se trate de escoamentos laminares muito lentos.
4. Influência devido ao número de franjas: depende do número de franjas estáticas, do número de ciclos usados no processamento do sinal, do espaçamento entre franjas, da frequência do contador, da frequência do desvio (“shift”) e da frequência Doppler do sinal. A título de exemplo, para o caso de um laser diodo (infravermelho) com a condição de 6 franjas estáticas, 16 períodos para validação do sinal, espaçamento das franjas de 6.31 microns, contador de 500 MHz, frequência de desvio de 1 MHz e velocidades medidas correspondentes a frequências Doppler inferiores a 0.3MHz, a influência devido ao número de franjas era inferior a 0.4%. Este erro aumenta quando a frequência da velocidade se aproxima de zero.
5. O efeito do relógio (± 1 “clock pulse”) de um processador do tipo contador é quantificado em termos médios pela Eq. (5.85):

$$\sigma_r = \frac{f_D}{N_c f_r}, \quad (5.85)$$

onde f_D é a frequência Doppler medida (da ordem dos poucos MHz), o relógio do contador é 500 MHz, e N_c é o número de ciclos.

6. A contribuição da incerteza relativa à digitalização da informação para um computador possui um impacto desprezável. Em geral, a conversão analógica digital é feita por placas de 12 a 16 bits, e fornecem boa resolução do sinal. Erros introduzidos pela digitalização ou pelo processamento numérico só poderão ser importantes se a frequência total for muito elevada e o sinal Doppler for muito fraco, ou seja, em situações em que o desvio de frequência seja grande, e esteja sobreposto a uma velocidade pequena.
7. Uma última contribuição sistemática que pode ser importante e não está relacionada com o sistema de pós-processamento resulta do alinhamento. Assim, a medida de uma componente de velocidade está associada a um posicionamento do plano dos raios relativamente à geometria do aparato experimental. Portanto, é importante estimar qual é o erro na determinação do ângulo entre o plano dos raios e a direção do escoamento, e em quanto isto se traduz em termos de velocidade. Deve-se notar que a quantificação desta contribuição só envolve trigonometria e a quantificação da qualidade do alinhamento.

5.9 Aplicações

Este Capítulo será encerrado com dois exemplos simples, ilustrativos de campanhas experimentais realizadas para a investigação de escoamentos turbulentos. O primeiro exemplo versa sobre a investigação de um jato confinado através de um sistema tridimensional; o segundo exemplo aborda o comportamento de uma camada limite sobre uma variação de topografia.

5.9.1 Jato livre

O foco principal deste experimento foi caracterizar experimentalmente um jato monofásico confinado em um tanque de água. Medidas de velocidade média e grandezas turbulentas foram realizadas através de um sistema ALD de três componentes. Em particular, foram realizadas medidas diretas da velocidade de entranhamento. Uma comparação desses dados com resultados obtidos a partir de formulações integrais apresentou boa concordância. Uma foto ilustrativa do tanque de confinamento e da sonda ALD é apresentado na Fig. 5.36.

Um esquema do arranjo experimental é mostrado na Fig. 5.37. O tanque foi construído em acrílico, com dimensões de 400 x 400 x 500 mm; um injetor de 5 mm de diâmetro foi utilizado. O nível superior do tanque foi mantido constante através do uso de uma bandeja (2), que direciona a água para a bomba (3). A vazão mássica foi controlada por uma válvula (5) e monitorada por um rotâmetro (4). O circuito hidráulico foi fechado pela ligação da saída do rotâmetro à entrada do injetor.

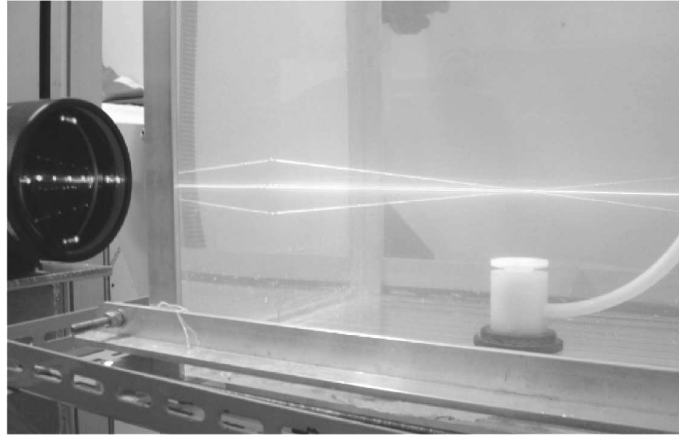


Figura 5.36: Ilustração de um sistema laser-Doppler tri-dimensional: medição de um jato monofásico.

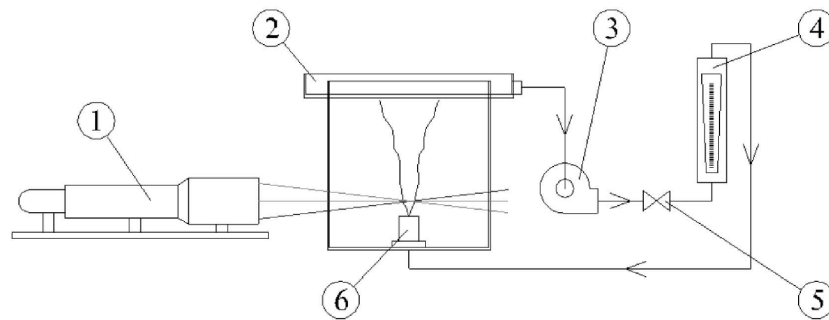


Figura 5.37: Aparato experimental.

O sistema de detecção estava integrado à sonda de transmissão (modo “backscatter”), que era deslocado por um sistema de posicionamento tri-dimensional, controlado por computador, com incerteza típica de 0.1 mm. Um laser de 6 W de argônio foi utilizado como fonte de luz coerente para gerar os feixes violeta, azul e verde. O transmissor utilizado neste experimento é um tanto particular: todos os raios são emitidos pela mesma sonda, dois feixes são sobrepostos no centro da sonda, o verde e o violeta. No plano horizontal, os outros feixes verde e violeta são emitidos pelas bordas da sonda, formando dois volumes de controle horizontais, inclinados com relação à linha de centro da sonda. No plano vertical, os dois feixes azuis são emitidos, formando um volume de controle que mede diretamente a componente de velocidade nessa direção, como se fosse uma sonda unidimensional.

O desvio de frequência era ajustável através do programa de aquisição de dados, e podia ser reajustado a cada ponto medido. Tipicamente, valores de 0.6

Tabela 5.4: Características do anemômetro laser-Doppler tridimensional.

	Canal 1	Canal 2	Canal 3
Comprimento de onda (nm)	514.5	488	476.5
Diâmetro do raio (mm)	4.6	4.6	4.68
Distância entre os raios (mm)	65.0	130.0	65.0
Diâmetro do VC (μm)	75.0	70.0	68.0
Comprimento do VC (mm)	1.0	0.5	1.0
Distância entre franjas (μm)	3.80	1.80	3.52
Número de franjas	19	38	19

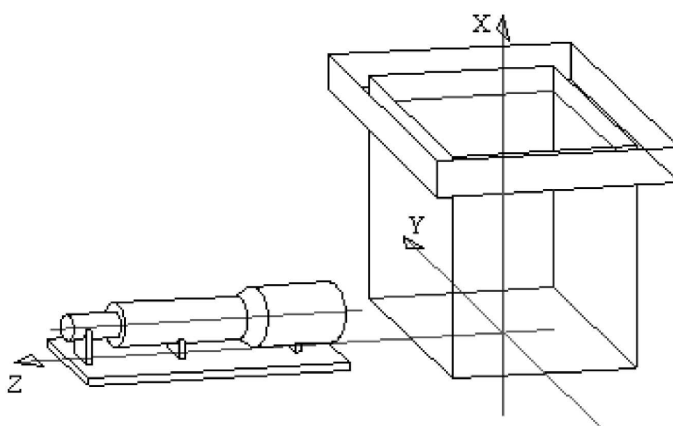


Figura 5.38: Sistema de coordenadas de medição do jato monofásico.

MHz de desvio total foram utilizados. Um expansor de raios de taxa 2.60 foi utilizado em conjunto com uma lente de 480 mm de distância focal para gerar um tamanho apropriado para o volume de controle. Em geral foram adquiridas 20000 amostras por ponto do escoamento avaliado. Este número mostrou ser o suficiente para garantir resultados estatisticamente independentes. A Tabela 5.4 lista as características principais do sistema utilizado.

Como ilustração dos resultados, mostraremos agora alguns perfis de velocidade, flutuações turbulentas e momentos cruzados. O sistema de coordenadas utilizado na presente investigação é mostrado na Fig. 5.38, e as componentes de velocidade medidas na direção x e y são denominadas U e V , respectivamente.

Para a região de auto-preservação, os perfis de velocidade média vertical normalizados pela velocidade máxima do perfil, U/U_{max} são mostrados na Fig. 5.40(a). As flutuações turbulentas de velocidade vertical e radial, normalizadas pelo mesmo parâmetro U_{max} , são apresentadas na Fig. 5.39(b) e Fig. 5.39(c), respectivamente. Nestes gráficos, a distância y tomada a partir do centro do jato é adimensionali-

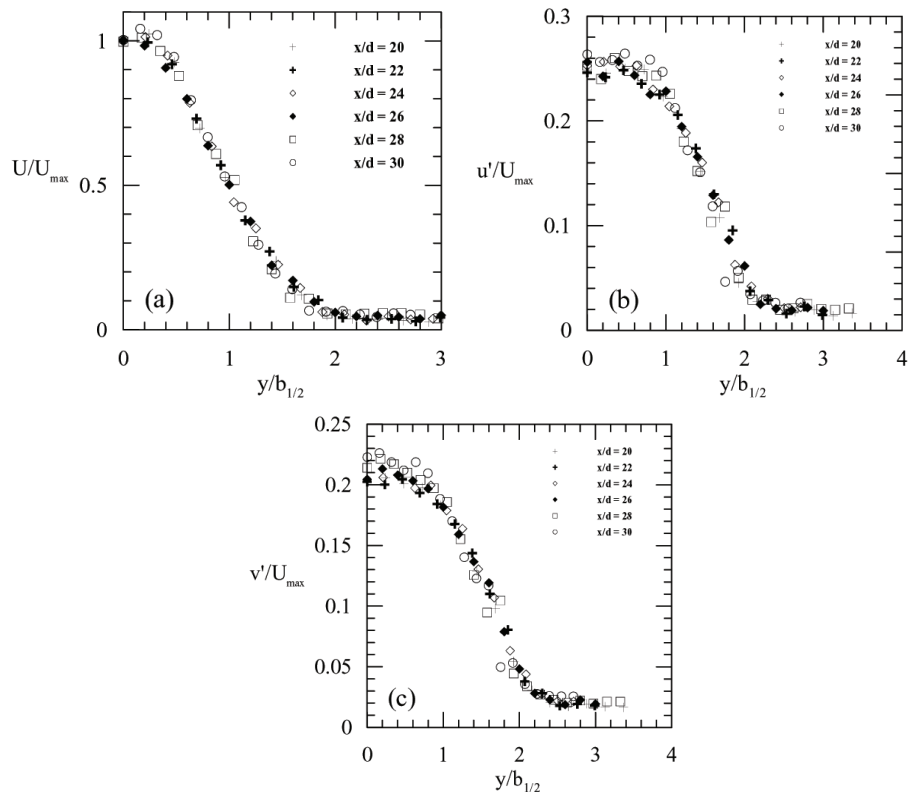


Figura 5.39: Região de auto-preservação ($20 < x/d$): (a) velocidade média vertical, (b) flutuação de velocidade vertical, (c) flutuação de velocidade radial.

zada por $b_{1/2}$, que representa a distância em y onde a velocidade é a metade do valor na linha de centro. A similaridade entre os perfis é claramente observada, uma vez que todas as curvas colapsam em uma só quando normalizadas pelos parâmetros de escala apropriados.

As velocidades de entranhamento, medidas em duas seções transversais do jato, são apresentadas na Fig. 5.40. Informações específicas sobre esta investigação experimental podem ser encontradas em Ventura *et al.* (2006).

5.9.2 Escoamento sobre variação de topografia

No estudo da camada limite atmosférica, a descrição matemática do escoamento sobre um terreno arbitrário é sempre uma tarefa muito difícil. As não uniformidades resultantes da variação do terreno e das propriedades da superfície são problemas de difícil modelagem e solução.

Devido à sua simplicidade, as primeiras investigações em camada limite at-

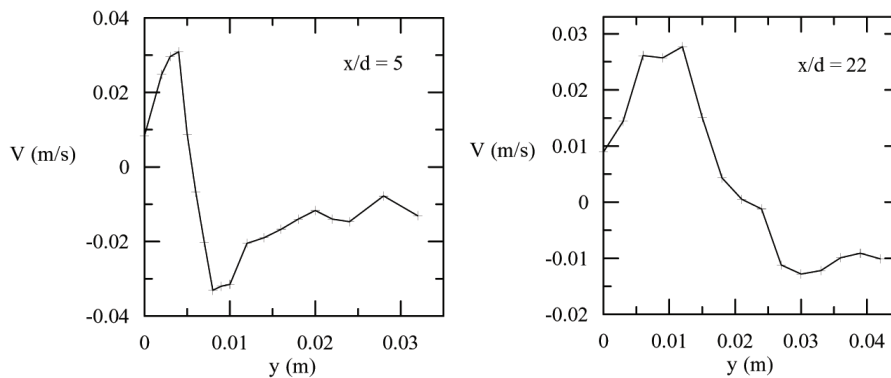


Figura 5.40: Perfil de velocidade radial.

mosférica foram dedicadas a superfícies planas e homogêneas. Estudos sistemáticos sobre variações topográficas só tiveram início na década de setenta. Para colinas com uma inclinação suave e formas idealizadas, as equações do movimento podem ser linearizadas gerando soluções analíticas simples que podem ser utilizadas para prever variações do escoamento médio.

Contudo, o grau de complexidade aumenta consideravelmente para o caso de colinas com uma inclinação abrupta, onde há a separação da camada limite e a formação de uma zona de escoamento reverso. As teorias clássicas baseadas em métodos de perturbação não são mais válidas, e o campo de pressão não pode mais ser aproximado pelo campo potencial ao redor, mas deve ser calculado com base na forma da colina e na região de separação. Logo, quando a separação acontece, não só o escoamento na região de separação sofre mudanças, mas variações significativas ocorrem ao longo de todo o campo de velocidades.

O propósito dessa campanha experimental foi então gerar dados em camada limite turbulenta sobre colinas abruptas, com ênfase na caracterização da região adjacente à superfície e ao longo da região de separação. Apesar da importância do tema, escassos são os trabalhos na literatura que apresentam quantificação completa deste tipo de escoamento.

Os resultados ilustrados abaixo foram medidos em um canal de água de 17 m de comprimento, com seção transversal de 40 cm de largura e 60 cm de altura. Um medidor de vazão magnético 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 sistema completo de recirculação possui quatro bombas e dois reservatórios. Uma representação do canal é mostrada na Fig. 5.41.

O modelo foi instalado a 8 m da entrada do canal. A forma da colina segue a curva de Agnesi, de acordo com a equação $y = H_1[1 + (x/L_H)^2]^{-1} - H_2$. Logo, a



Figura 5.41: Ilustração do canal de água.



Figura 5.42: Modelo da colina abrupta no interior do canal de água.

altura da colina é dada por $H (=H_1 - H_2) (= 60 \text{ mm})$; o comprimento característico $L_H (= 150 \text{ mm})$ representa a distância até a meia altura da colina. O modelo situado no interior da seção de testes é mostrada na Fig. 5.42.

Um sistema laser-Doppler de uma componente, operando em modo “forward-scatter”, foi utilizado para medir o campo de velocidade média e de flutuações turbulentas ao longo da colina abrupta. Um laser de argônio de 2 W foi utilizado como fonte, e uma célula de Bragg foi utilizada para a adição de um desvio de frequência total da ordem de 0.6 MHz. A introdução desse “shift” de frequência permitiu a resolução do sentido da velocidade, bem como a discriminação das baixas velocidades na região de recirculação e adjacente à superfície.

Lentes de 310 mm de distância focal foram utilizadas para posicionar o volume de controle no centro do canal, e para permitir a focagem do sistema de detecção. Antes de ser coletada pelo fotomultiplicador, a luz espalhada pelas partículas passava por um filtro de 514.5 nm, para que só a luz verde fosse adquirida, diminuindo assim ruído proveniente da luz ambiente e de reflexões indesejadas.

O sinal proveniente do fotomultiplicador era enviado a um processador do tipo contador, operando em modo de uma medida de velocidade por sinal característico (SMB). Os parâmetros mais estritos de comparação e validação foram utilizados, de modo a evitar vícios no cálculo da frequência Doppler. Para cada ponto do escoamento avaliado, um total de 10000 amostras foram consideradas. A Tabela 5.5 lista as principais características do sistema usado.

Tabela 5.5: 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

Nesta pesquisa, 13 perfis foram medidos ao longo do modelo da colina, sendo 6 deles situados na região de recirculação do escoamento. Um desenho esquemático das estações avaliadas é mostrado na Fig. 5.43, onde é destacado o sistema de coordenadas utilizado. A avaliação das componentes de velocidade média longitudinal e vertical nesses pontos permitiu a construção de uma estimativa das linhas de corrente ao redor da colina, como ilustrada na Fig. 5.44.

Esse sistema foi empregado para a medição da velocidade média longitudinal e transversal, e também para a avaliação das componentes normais longitudinal

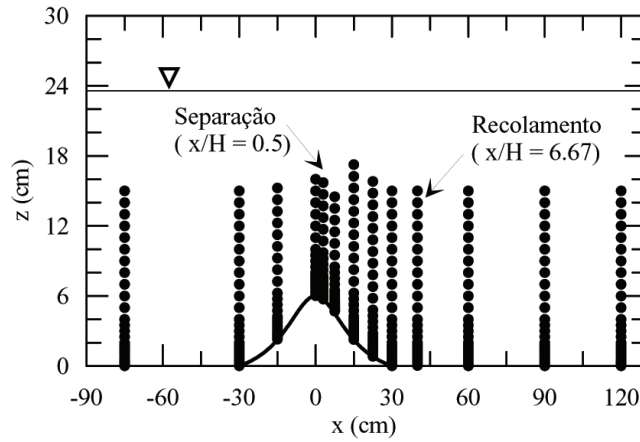


Figura 5.43: Perfis medidos ao longo do modelo de colina abrupta, e indicação dos pontos de separação e recolamento da camada limite.

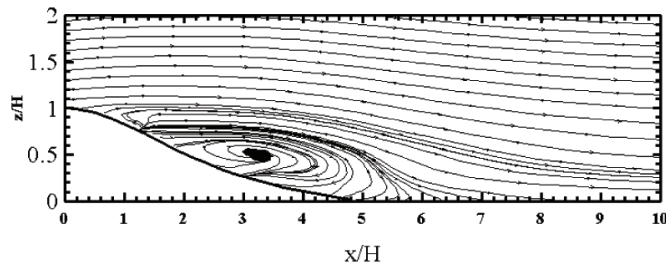


Figura 5.44: Perfis medidos ao longo do modelo de colina abrupta, e indicação dos pontos de separação e recolamento da camada limite.

e transversal, além das componentes cisalhantes do tensor de Reynolds. Para tanto, a sonda unidimensional foi girada em torno do seu próprio eixo e situada nas posições $+45^\circ$, -45° e 0° , seguindo o método descrito em Logan (1972) e comentado na Seção 5.7.1.

As Figuras 5.46, 5.47 e 5.48 apresentam as flutuações de velocidade medidas à jusante do topo da colina. Os parâmetros de normalização para a coordenada vertical z , e para as velocidades turbulentas são a altura do modelo, H , e a velocidade média longitudinal na borda da camada limite do perfil de referência, u_δ .

As tensões longitudinais no interior da região de recirculação são mostradas na Fig. 5.46(a). O valor de pico para $\overline{u'^2}$ ao longo desta região foi observado na estação $x/H = 3.75$, em $z/H = 0.8$, próximo da borda da região de recirculação. Na Fig. 5.46(b) são apresentadas as tensões longitudinais para a região à jusante do ponto de recolamento. Na região de separação, os perfis turbulentos são caracterizados por picos elevados, que se se movem para longe da parede a medida em que se

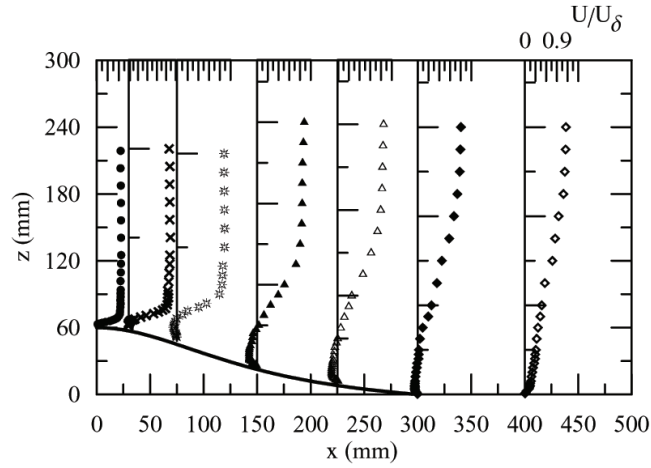


Figura 5.45: Perfis de velocidade média longitudinal medidos à jusante do topo da colina.

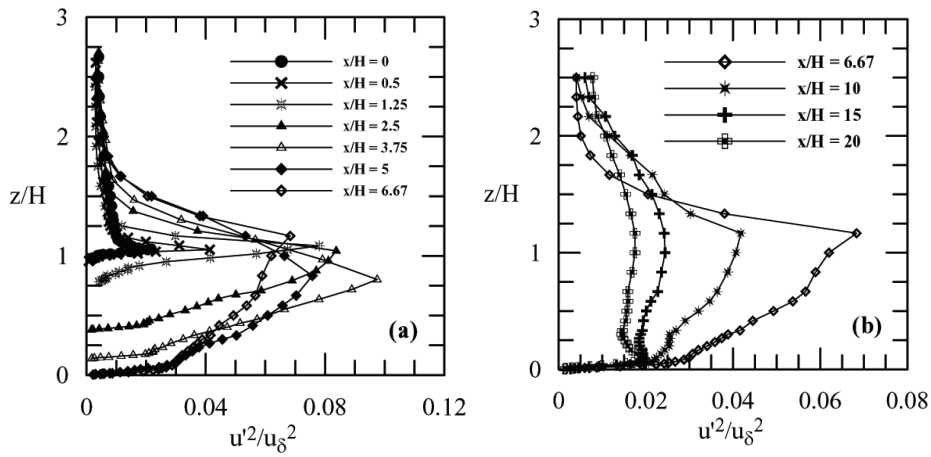


Figura 5.46: Perfis de tensões normais longitudinais de Reynolds, $\overline{u'^2}/u_\delta^2$.

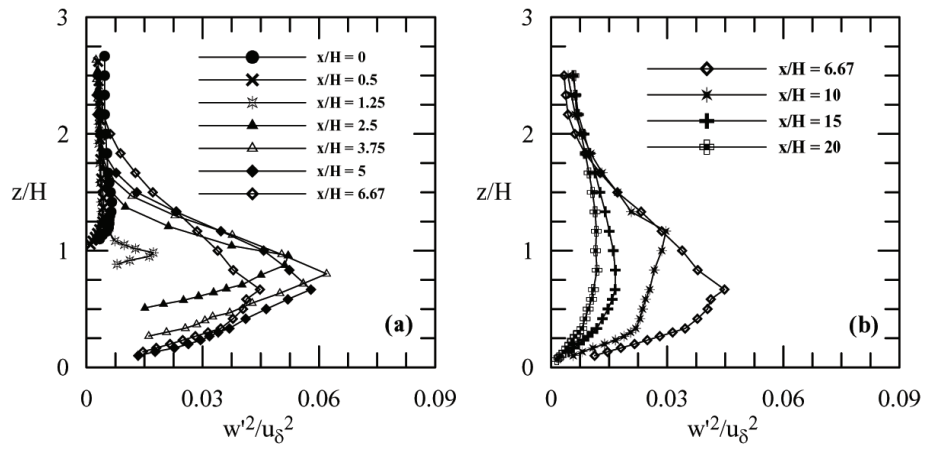


Figura 5.47: Perfis de tensões normais verticais de Reynolds, $\overline{w'^2}/u_\delta^2$.

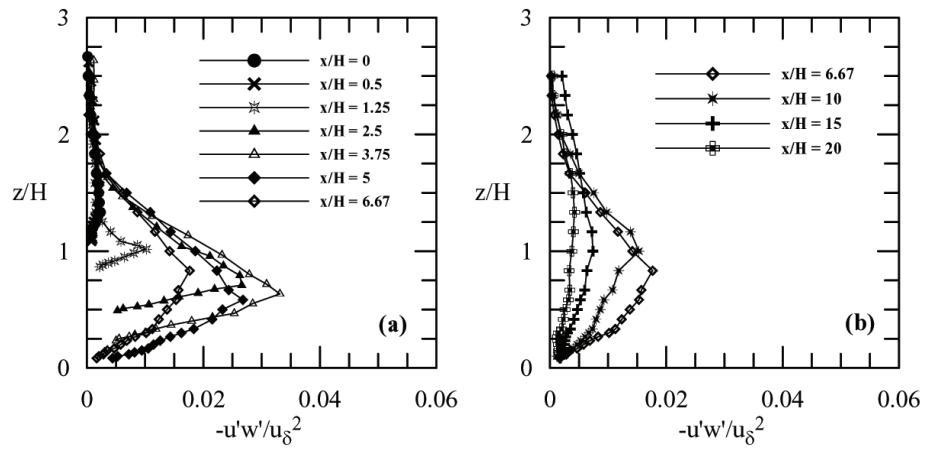


Figura 5.48: Perfis de tensões cisalhantes de Reynolds, $-\overline{u'w'}/u_\delta^2$.

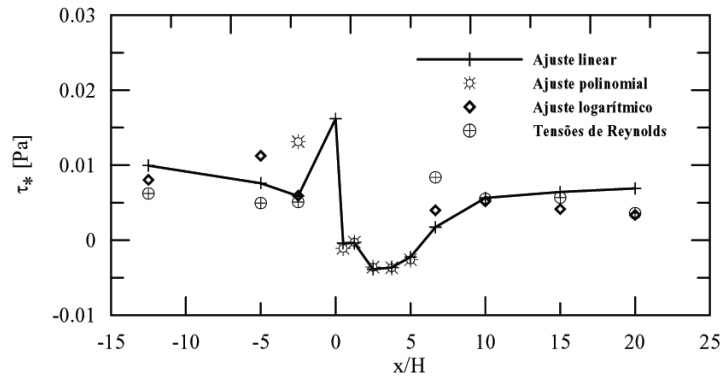


Figura 5.49: Tensão cisalhante na parede ao longo da colina, τ_w .

distanciam do topo.

As distribuições de $\overline{w'^2}$ na região de recirculação e à jusante do ponto de recolamento são mostradas nas Figuras 5.47(a) e 5.47(b). Os perfis de $\overline{u'^2}$ e de $\overline{w'^2}$ são bastante semelhantes na região de separação. A localização do pico de $\overline{w'^2}$ ocorre também em $x/H = 3.75$ e $z/H = 0.8$, assim como o máximo de $\overline{u'^2}$. Longe do recolamento, nas estações $x/H = 15$ e 20 , os dois perfis de $\overline{w'^2}$ ainda possuem formas bastante distintas entre si, e diferente do perfil de referência.

Os perfis de tensões cisalhantes de Reynolds são apresentados na Fig. 5.48. Diferentemente do comportamento de $\overline{u'^2}$ e de $\overline{w'^2}$, o pico de $-\overline{u'w'}$ é observado em $x/H = 3.75$ e $z/H = 0.6$. Maiores detalhes sobre os resultados desta pesquisa podem ser encontrados em Loureiro *et al.* (2006a). Neste trabalho, os dados experimentais foram avaliados e comparados com os resultados de simulação numérica do problema. O tratamento numérico utilizou modelo $\kappa - \epsilon$ via diferenças finitas, e o comportamento de quatro diferentes leis de parede foram avaliadas para a previsão da região de separação do escoamento.

Um resultado de maior expressão foi alcançado graças ao refinamento das medidas de velocidade próximo à parede. Em geral, cerca de oito pontos foram avaliados nos primeiros 3 mm de distância da superfície, o que permitiu a estimativa da *tensão na parede* ao longo da colina. Essa grandeza é reconhecidamente difícil de ser avaliada em escoamentos do tipo camada-limite, em particular para geometrias complexas.

Três diferentes métodos foram utilizados para o cálculo de τ_w : (i) a inclinação do perfil velocidades na região adjacente à superfície (região linear), (ii) através da lei logarítmica clássica para os perfis fora da região de separação, e (iii) considerando a existência de uma região adjacente à superfície onde o perfil de tensão cisalhante total é aproximadamente constante. O resultado da estimativa de τ_w é apresentado na Fig. 5.49. Os métodos de estimativa da tensão na parede a partir dos dados experimentais foram apresentados em Loureiro *et al.* (2006b).

Em suma, o presente texto discorreu sobre uma técnica sofisticada para a

investigação da turbulência em fluidos, a técnica de anemometria laser-Doppler. O principal objetivo consistiu em oferecer ao leitor uma visão geral sobre os princípios fundamentais da técnica e sobre o seu método de funcionamento. Em particular, vimos os aspectos principais e determinantes para a caracterização da turbulência em fluidos. Como fechamento, apresentamos alguns resultados experimentais com o propósito de ilustrar as potencialidades da técnica estudada.

5.10 Agradecimentos

JBRL gostaria de agradecer ao CNPq pelo apoio financeiro relativo a bolsa de Doutorado em curso, e em particular ao Programa Alban (Programa de Bolsas de Alto Nível da União Européia para Alunos da América Latina), E03M23761BR, pela concessão de apoio financeiro referente à sua formação na Universidade do Porto. Parte dos resultados experimentais apresentados aqui foram realizados com o apoio financeiro do CNPq (No 472215/2003-5) e da Fundação de Amparo a Pesquisa do Rio de Janeiro (FAPERJ), (E-26/171.198/2003 (Projeto Pronex “Núcleo de Excelência em Turbulência”) e E-26/152.368/2002). JBRL agradece à Profa. Maria Fernanda Proença por guiar os seus primeiros passos na técnica de anemometria laser-Doppler.

5.11 Referências

Adrian RJ, Yao CS, “Power spectra of fluid velocities measured by laser Doppler velocimetry,” *Exp. Fluids* **5**, 17-28 (1987).

Albrecht HE, Borys M, Damasche N, Tropea C; “Laser-Doppler and phase-Doppler measurement techniques,” Springer-Verlag (2003).

Asher JA; “Laser Doppler velocimeter system development and testing,” General Electric Company, Report N°. 72CRD 259 (1972).

ASME; “Measurement uncertainty, instruments and apparatus,” ANSI/ASME PTC 19.1 (1985).

Arst CJ, Pozddnjakow AW, Rosenstein AZ; “Scattering of polarised light on micro-particles on laser-based probes,” in *Optical techniques in oceanography*, Walgus, Tallin (1990).

Barber PW, Yeh C, “Scattering of electromagnetic waves by arbitrarily shaped dielectric bodies,” *Appl. Opt.* **14**, 2864-2872 (1975).

Benedict LH, Nobach H, Tropea C; “Estimation of turbulent velocity spectra from laser Doppler data,” *Meas. Sci. Techn.* **11**, 1089-1104 (2000).

- Bohren CF, Huffman DR; "Absorption and scattering of light by small particles," John Wiley & Sons Inc (1983).
- Born M, Wolf E; "Principles of optics," Cambridge University Press (1999).
- Brayton DB, Kalb HT, Crosswy FL; "Two-component, dual-scatter laser-Doppler velocimeter with frequency burst signal readout," *Appl. Optics* **12**, 1145 (1973).
- Buchhave P; "Biasing errors in individual particle measurements," in *Proc. LDA Symp. Copenhagen*, 258-278 (1975).
- Buchhave P, George WK, Lumley JL; "The measurement of turbulence with the laser-Doppler anemometer," *Ann. Rev. Fluid Mech.* **11**, 443-504 (1979).
- Burle Industries Inc; "Photomultiplier handbook," (TP-136). Burle electron tubes, Lancaster, 17601-5688 (1980).
- Coleman HW, Steele WG; "Experimentation and uncertainty analysis for engineers," John Wiley & Sons Inc, 2^a edição (1999).
- Davis ED; "Scattering of light by an air bubble in water," *J. Opt. Soc. Am.* **45**, 572-581 (1955).
- Davis LW; "Theory of electromagnetic beams," *Phys. Rev.* **19**, 1777-1779 (1979).
- DeGraaff DB, Eaton JK; "A High-resolution laser Doppler anemometer: design, qualification and uncertainty," *Exp. Fluids* **30**, 522-530 (2001).
- Deighton MO, Sayles EA; "An electronic tracker for the continuous measurement of Doppler frequency from a laser anemometer," *DISA Information* **12**, 5 (1971).
- Dopheide D; "Neue halbleiterniebverfahren fur komplexe Stromungsmessungen," Habilitationsschrift. Physikalisch-Technische Bundesanstalt (PTB), Braunschweig (1995).
- Dopheide D, Taux G; "Accurate frequency measurements of noise-added Doppler signals by means of transient recorders and LDA counters using a laser diode simulator," *Proc. 2nd Int. Symp. on Appl. Laser Anemom. to Fluid Mechanics*, Lisboa, Portugal (1984).
- Dopheide D, Taux G, Krey EA; "Development of a new fundamental measuring technique for the accurate measurement of gas flowrates by means of laser-Doppler anemometry," *Metrologia* **27**, 65-73 (1990).

Durst F, Kikura H, Lekakis I, Javanovic J, Ye Q; "Wall shear stress determination from near-wall mean velocity data in turbulent pipe and channel flows," *Exp. Fluids* **20**, 417-428 (1976).

Durst F, Melling A, Whitelaw JH; "Principles and practice of laser-Doppler anemometry," Academic Press (1981).

Durst F, Tropea C; "Processing of laser-Doppler signals by means of a transient recorder and a digital computer," Report SFB 80/E/118, Institute of Hydromechanics, University of Karlsruhe, Alemanha (1977).

Durst F, Zare M; "Removal of pedestals and directional ambiguity of optical anemometer signals," *Appl. Optics* **13**, 2562-2579 (1974).

Erdmann JC, Gellert RI; "Particle arrival statistics in laser anemometry of turbulent flow," *Appl. Phys. Lett.* **29**, 408-411 (1976).

Erdmann JC, Tropea C; "Statistical bias of the velocity distribution in laser anemometry," *Proc. 1st Int. Symp. on Appl. of LDA to Fluid Mech.*, Lisboa, Portugal (1982).

George WK; "The measurement of turbulence intensities using real-time laser-Doppler velocimetry," *J. Fluid Mech.* **66**, 11-16 (1974).

Glantsching WJ, Chen SH; "Light scattering from water droplets in the geometrical optics approximation," *Appl. Opt.* **20**, 2499-2509 (1981).

Gouesbet G, Gréhan G, Maheu B; "The order of approximation in theory of scattering of a Gaussian beam by a Mie scatter centre," *J. Opt.* **16**, 239-247 (1985).

Gouesbet G, Gréhan G, Maheu B; "On the generalized Lorenz-Mie theory: First attempt to design a localized approximation to the computation of the coefficients," *J. Opt.* **20**, 31-43 (1989).

Gouesbet G, Gréhan G; "Generalized Lorenz-Mie theories, from past to future," *Atom & sprays* **10**, 277-333 (2000).

Gréhan G, Maheu B, Gouesbet G; "Scattering of laser beams by Mie scatter centers: numerical results using localized approximation," *J. Opt.* **25**, 3539-3548 (1986).

Hinze OJ; "Turbulence - An introduction to its mechanism and theory," McGraw-Hill (1959).

- Hishida K, Kobashi K, Maeda M; "Improvement of LDA/PDA using a digital signal processing system processor," *Proc. 3rd Int. Conf. on Laser Anemom. - Adv. and Appl.*, Swansea, Reino Unido, artigo S2.
- Hoekstra A; "Computer simulations of elastic light scattering." Tese de doutorado, Amsterdam, Holanda.
- Hovenac EA, Lock JA; "Assessing the contribution of surface waves and complex rays to far field Mie scattering by the use of Debye series," *J. Opt. Soc. Am. A.* **9**, 781-795 (1992).
- Ibrahim KM, Bachal WD; "The significance of the Fourier analysis in signal detection and processing in laser Doppler and phase Doppler applications," *Proc. 6th Int. Symp. on Appl. Laser Tech. to Fluid Mech.*, Lisboa, Portugal (1992).
- Iskander MF, Lakhtakia A, Durney CH; "A new procedure for improving the solution stability and extending the frequency range of EBCM," *IEEE Trans. Antennas Propagat.* **31**, 317-324 (1983).
- Jensen LM; "LDV digital signal processor based on autocorrelation," *Proc. 6th Int. Symp. on Appl. Laser Tech. to Fluid Mech.*, Lisboa, Portugal (1992).
- Jensen K; "Flow measurements," *J. of the Braz. Soc. of Mech. Sci. & Eng.* **26**, 400-449 (2004).
- Kerker DM; "The scattering of light," Academic Press (1969).
- Kline SJ; "The purpose of uncertainty analysis," *J. Fluids Eng.* **107**, 153-16 (1985).
- Lading L; "Spectrum analysis of LDA signals," *Proc. Int. Specialists Meeting on the use of computers in laser velocimetry*, ISL, França (1987).
- Lading L, Andersen K; "A covariance processor for velocity and size measurements," *Proc. 4th Int. Symp. on Appl. Laser Tech. to Fluid Mech.*, Lisboa, Portugal (1988).
- Lakhtakia A; "Macroscopic theory of the coupled dipole approximation method," *Opt. Comm* **79**, 1 (1990).
- Lapp M, Penney CM, Asher JA; "Application of light scattering techniques for measurement of density, temperature and velocity in gas dynamics," ARL Report, 73-0045 (1973).

Logan SE; "A laser velocimeter for Reynolds stress and other turbulence measurements," *AIAA J., Technical Notes* **10**, 933-935 (1972).

Lorenz L; "Lysbevaegeisen i og uden for en hal plane lysbølger belyst kulge," *Vidensk Selk Skr.* **6**, 1-62 (1890).

Loureiro JBR, Soares DV, Fontoura Rodrigues JLA, Pinho FT, Silva Freire AP; "Water tank and numerical model studies of flow over steep smooth two-dimensional hills," *Boundary-Layer Meteorol.*, DOI: 10.1007/s10546-006-9100-6, (a ser publicado, disponível on line) (2006).

Loureiro JBR, Pinho FT, Silva Freire AP; "Near wall characterization of the flow over a two-dimensional steep smooth hill," *Exp. Fluids*, sob apreciação (2006).

Matovic D, Tropea C; "Spectral peak interpolation with application to LDA signal processing," *Meas. Sci. Techn.* **2**, 1100-1106 (1991).

Mayo Jr WT, Shay MT, Ritter S; "Digital estimation of turbulence power spectra from burst counter LDV data," *Proc. 2nd Int. Work on Laser Velocimetry*, Purdue University (1974).

McLaughlin DK, Tiedermann WG Jr; "Biasing correction for individual realization of laser anemometer measurements in turbulent flow," *Phys. Fluids* **16**, 2082-2088 (1973).

Meyers JF, Clemons J; "Frequency domain laser velocimeter signal processor," NASA Techn. papers, 2735 (1987).

Mie G; "Beiträge zur optik trüber medien, speziell kolloidaler metallösungen," *Analen der Physik* **4**, 377-452 (1908).

Moffat RJ; "Using uncertainty analysis in the planning of an experiment," *ASME J. Fluids Eng.* **107**, 173-182 (1985).

Müller E, Nobach H, Tropea C; "Model parameter estimation from non-equidistant sampled data sets at low data rates," *Meas. Sci. Techn.* **9**, 435-441 (1998).

Nakajima T, Ikeda V; "Theoretical evaluation of burst digital correlation method for LDV signal processing," *Meas. Sci. Tech.* **1**, 767-774 (1990).

Nobach H, Müller E, Tropea C; "Efficient estimation of power spectral density from laser Doppler anemometer data," *Exp. Fluids* **24**, 499-509 (1998).

- Poggi D, Porporato A, Ridolfi L; "An experimental contribution to near-wall measurements by means of a special laser Doppler anemometry technique," *Exp. Fluids* **32**, 366-375 (2002).
- Pope SB; "Turbulent Flows," Cambridge University Press (2003).
- Purcell EM, Pennypacker CR; "Scattering and absorption of light by nonspherical dielectric grains," *Astrophys. J.* **186**, 705 (1973).
- Ramond A, Millan P; "Measurements and treatment of LDA signals, comparison with hot-wire signals," *Exp. Fluids* **28**, 58-63 (2000).
- Rudd MJ; "A new theoretical model for the laser Doppler meter," *J. Phys. E: Sci. Instrum.* **2**, 55 (1969).
- Schlichting H; "Boundary-layer theory," McGraw-Hill, 7^a edição (1979).
- Singham SB, Salzman GC; "Evaluation of the scattering matrix of an arbitrary particle using the coupled dipole approximation," *J. Chem. Phys.* **84**, 2658-2667 (1986).
- Tummers MJ, Passchier DM; "Spectral estimation using a variable window and the slotting technique with local normalization," *Meas. Sci. Techn.* **7**, 1541-1546 (1996).
- van de Hulst HC; "Light scattering by small particles," Dover publications, New York (1981).
- van Maanen HRE, Nobach H, Benedict LH; "Improved estimator for the slotted autocorrelation function randomly sampled LDA data," *Meas. Sci. Techn.* **10**, 1-7 (1999).
- van Maanen HRE, Tummers MJ; "Estimation of the auto correlation function of turbulent velocity fluctuations using the slotting technique with local normalization," *Proc. 8th Int. Symp. on Appl. of Laser Techn. to Fluid Mechanics*, Lisboa, Portugal (1996).
- van Maanen HRE, Oldenziel A; "Estimation of turbulence power spectra from randomly sampled data by curve-fit to the autocorrelation function applied to laser Doppler anemometry," *Meas. Sci. Techn.* **9**, 458-467 (1998).
- Varadan VK, Varadan VV; "Acoustic, electromagnetic and elastic wave scattering – Focus on the T-matrix approach," Pergamon Press, pp.537-546 (1980).

Ventura PR, Duarte DG, Loureiro JBR, Silva Freire AP; "Some measurements in a confined turbulent jet," *Proc. 11th Braz. Cong. Thermal Sci. and Eng (ENCIT)*, Curitiba, Brasil (2006).

Waterman PC; "Matrix formulation of electromagnetic scattering," *Proc. IEEE* **53**, 805-812 (1965).

Wriedt T; "A review of elastic light scattering theories," *Part. Syst. Charact.* **15**, 67-74 (1998).

Yeh Y, Cummins HZ; "Localized fluid flow measurements with an He-Ne laser spectrometer," *Appl. Phys. Lett.* **4**, 176-179 (1964).

Zanoun ES, Durst F, Nagib N; "Evaluating the law of the wall in two-dimensional fully developed turbulent channel flow," *Phys. Fluids* **15**, 3079-3089 (2003).

Zhang Z; "Velocity bias in LDA measurements and its dependence on the flow turbulence," *Flow Meas. Inst.* **13**, 63-68 (2002).