Campus de São Carlos

**DETALHAMENTO DAS PROPRIEDADES
TURBULENTAS EM ÁGUA AGITADA POR
GRADES OSCILANTES**

Johannes Gérson Janzen

Orientador: Prof. Tit. Harry Edmar Schulz

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

**ESCOLA DE ENGENHARIA
DE SÃO CARLOS**

DETALHAMENTO DAS PROPRIEDADES TURBULENTAS EM ÁGUA AGITADA POR GRADES OSCILANTES

Johannes Gérson Janzen

Serviço de Pós-Graduação EESC/USP

EXEMPLAR REVISADO

Data de entrada no Serviço 28.../05.../03...

Ass.: *[Assinatura]*

Dissertação apresentada à Escola de Engenharia de São Carlos, da Universidade de São Paulo, como parte dos requisitos para obtenção do título de Mestre em Hidráulica e Saneamento.

ORIENTADOR: Prof. Tit. Harry Edmar Schulz

DEDALUS - Acervo - EESC

31100043559

São Carlos

2003

Class. TESE EESC
Cuti. 2800
Tombo T191/03
Sysno 1326198

Ficha catalográfica preparada pela Seção de Tratamento
da Informação do Serviço de Biblioteca – EESC/USP

J35d

Janzen, Johannes Gérson
Detalhamento das propriedades turbulentas em água
agitada por grades oscilantes / Johannes Gérson Janzen.
-- São Carlos, 2003.

Dissertação (Mestrado) -- Escola de Engenharia de São
Carlos-Universidade de São Paulo, 2003.
Área: Hidráulica e Saneamento.
Orientador: Prof. Tit. Harry Edmar Schulz.

1. Grades oscilantes. 2. Turbulência. 3. DPIV.
I. Título.

FOLHA DE JULGAMENTO

Candidato: Engenheiro **JOHANNES GÉRSO JANZEN**

Dissertação defendida e julgada em 03-04-2003 perante a Comissão Julgadora:

Prof. Tit. **HARRY EDMAR SCHULZ (Orientador)**
(Escola de Engenharia de São Carlos/USP)

Aprova

Prof. Dr. **ÁTILA PANTALEÃO SILVA FREIRE**
(Universidade Federal do Rio de Janeiro/UFRJ)

Aprova

Prof. Dr. **MARCELO GIULIAN MARQUES**
(Universidade Federal do Rio Grande do Sul/UFRGS)

Aprova

Profa. Associada **MARIA DO CARMO CADIJURI**
Coordenadora do Programa de Pós-Graduação em
Engenharia (Hidráulica e Saneamento) e
Presidente da Comissão de Pós-Graduação

AGRADECIMENTOS

À Coordenadoria de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior – CAPES, pela bolsa de estudo concedida.

À Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo – FAPESP, pelo auxílio-pesquisa 2000/13953-6.

Ao Professor Titular Harry Edmar Schulz, pela excelente orientação fornecida durante a elaboração do trabalho.

Aos amigos Leonardo e Alberto, pelo apoio nos experimentos.

Aos amigos Peter e Donato, pelo auxílio computacional.

À minha família, pelo incentivo e amor.

À Gislaíne, pela paciência e amor.

A todos os colegas, professores e funcionários do Departamento de Hidráulica e Saneamento da EESC/USP pela colaboração.

SUMÁRIO

LISTA DE FIGURAS	i
LISTA DE TABELAS	xi
LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS.....	xii
LISTA DE SÍMBOLOS.....	xiii
RESUMO	xvi
<i>ABSTRACT</i>	xvii
1 INTRODUÇÃO	1
2 OBJETIVOS.....	4
3 TURBULÊNCIA	5
3.1 SERIA POSSÍVEL DEFINIR TURBULÊNCIA?	5
3.2 AS EQUAÇÕES DE REYNOLDS PARA O MOVIMENTO TURBULENTO	7
3.3 MODELOS DE TURBULÊNCIA	9
3.4 GRANDEZAS RELEVANTES NA TEORIA ESTATÍSTICA.....	12
4 TANQUE DE GRADE OSCILANTE	16
4.1 INTRODUÇÃO	16
4.2 TANQUES ENCONTRADOS NA LITERATURA	16
4.3 SOLUÇÃO PARA O DECAIMENTO ESPACIAL DA TURBULÊNCIA	19
5 APARATO E PROCEDIMENTOS EXPERIMENTAIS – UMA GRADE OSCILANTE ..	28
5.1 TANQUE DE UMA GRADE OSCILANTE	28
5.2 DPIV (DIGITAL PARTICLE IMAGE VELOCIMETRY)	33
5.3 PLANEJAMENTO DO EXPERIMENTO	37
6 RESULTADOS E DISCUSSÕES – TANQUE DE UMA GRADE OSCILANTE.....	40
6.1 PROCEDIMENTOS GERAIS	40

6.2	NÚMERO DE IMAGENS	44
6.3	VELOCIDADE MÉDIA	49
6.4	ISOTROPIA	53
6.5	DISTRIBUIÇÃO HORIZONTAL DA INTENSIDADE TURBULENTA	56
6.6	DISTRIBUIÇÃO HORIZONTAL DAS TENSÕES DE REYNOLDS.....	57
6.7	DISTRIBUIÇÃO VERTICAL DA ENERGIA CINÉTICA TURBULENTA E DA TAXA DE DISSIPACÃO DE ENERGIA	59
6.8	VISCOSIDADE TURBULENTA.....	69
6.9	ESCALA DE COMPRIMENTO	71
6.10	PLANEJAMENTO FATORIAL	72
7	TANQUE COM DUAS GRADES OSCILANTES	77
7.1	INTRODUÇÃO.....	77
7.2	SOLUÇÃO ANALÍTICA.....	79
8	APARATO E PROCEDIMENTOS EXPERIMENTAIS – DUAS GRADES OSCILANTES	
	83	
8.1	TANQUE DE DUAS GRADES OSCILANTES.....	83
8.2	GRADES	84
8.3	DPIV (DIGITAL PARTICLE IMAGE VELOCIMETRY)	84
9	RESULTADOS E DISCUSSÕES – DUAS GRADES OSCILANTES.....	86
9.1	PROCEDIMENTOS GERAIS	86
9.2	NÚMERO DE IMAGENS.....	86
9.3	ISOTROPIA	87
9.4	DISTRIBUIÇÃO HORIZONTAL DA INTENSIDADE TURBULENTA	88
9.5	VISCOSIDADE TURBULENTA.....	90
9.6	ESCALA DE COMPRIMENTO	91
9.7	DISTRIBUIÇÃO HORIZONTAL DAS TENSÕES DE REYNOLDS.....	92
9.8	VARIAÇÃO DA ENERGIA CINÉTICA TURBULENTA	93
10	CONCLUSÃO.....	105
10.1	CONFIGURAÇÃO DE UMA GRADE.....	105
10.2	CONFIGURAÇÃO DE DUAS GRADES	106
11	RECOMENDAÇÕES	107
A	ANEXO	108
B	ANEXO	120
C	ANEXO	127

D	ANEXO	141
E	ANEXO	149
F	ANEXO	157
G	ANEXO	165
H	ANEXO	167
I	ANEXO	169
	BIBLIOGRAFIA.....	170

LISTA DE FIGURAS

FIGURA 1-1 – ILUSTRAÇÃO DO PROBLEMA DE TRANSFERÊNCIA GASOSA INTERFACIAL. OS EXPERIMENTOS EM TANQUE DE GRADE OSCILANTE SIMULAM A TURBULÊNCIA GERADA NO FUNDO, QUE É DIFUNDIDA PARA A SUPERFÍCIE, INTERFERINDO NA TRANSFERÊNCIA GASOSA INTERFACIAL. FONTE: INSTITUT FÜR HYDROMECHANIK (2002).....	2
FIGURA 3-1 – REGISTRO DA VELOCIDADE NO MOVIMENTO TURBULENTO.	8
FIGURA 3-2 – CORRELAÇÃO DE VELOCIDADE. OBSERVE QUE EXISTE UMA ALTA CORRELAÇÃO ENTRE A E B E UMA BAIXA CORRELAÇÃO ENTRE A E C	13
FIGURA 3-3 – CORRELAÇÃO DE VELOCIDADE LONGITUDINAL E NORMAL (TRANSVERSAL).	15
FIGURA 4-1 – COMPARAÇÃO DAS SOLUÇÕES.....	27
FIGURA 5-1 – DESENHO DO TANQUE DE GRADE OSCILANTE. PARA A VISUALIZAÇÃO DA GRADE, FORAM REMOVIDAS DO DESENHO DUAS PLACAS DE ACRÍLICO EXTERNAS. FONTE: SOUZA (2002).	28
FIGURA 5-2 – TANQUE DE GRADE OSCILANTE COM ESTRUTURA REFORÇADA PARA EVITAR VIBRAÇÕES.	29
FIGURA 5-3 – GRADE COM MALHA DE 4,1 CM, DANDO UMA SOLIDEZ DE 38,6% (COTAS EM CM).....	30
FIGURA 5-4 – GRADE COM MALHA DE 5,1 CM, DANDO UMA SOLIDEZ DE 32% (COTAS EM CM).....	31
FIGURA 5-5 – (A) UMA HASTE VERTICAL PERFURA A PARTE INFERIOR DO TANQUE PRENDENDO-SE A GRADE. (B) HASTES VERTICAIS FURANDO A SUPERFÍCIE DA ÁGUA LIGANDO-SE A GRADE.	32
FIGURA 5-6 – (A) SISTEMA DE VEDAÇÃO ENTRE OS COMPARTIMENTOS LATERAIS E O TANQUE COM A GRADE. (B) DESENHO DO ISOLAMENTO ENTRE O TANQUE E OS COMPARTIMENTOS LATERAIS. UMA TIRA DE TEFLON (AMARELO) MOVE-SE JUNTAMENTE COM A GRADE EVITANDO QUE A ÁGUA ATRAVESSE O RECORTE. UMA CHAPA DE AÇO INOXIDÁVEL (CINZA ESCURO) ALOJOU O A TIRA DE TEFLON NO RECORTE.	32
FIGURA 5-7 – O FLUIDO ILUMINADO PELO FEIXE DO LASER.....	34
FIGURA 5-8 – DETALHE DAS PARTÍCULAS PRESENTES NO FLUIDO. DEVIDO À ELEVADA POTÊNCIA DO LASER NÃO FOI NECESSÁRIA A ADIÇÃO DE PARTÍCULAS TRAÇADORAS.	34
FIGURA 5-9 – NESSE CASO, DUAS IMAGENS SÃO CAPTURADAS. A CORRELAÇÃO CRUZADA DAS DUAS IMAGENS EM CADA ÁREA DE INTERROGAÇÃO FORNECE O DESLOCAMENTO MÉDIO DAS PARTÍCULAS NAQUELA ÁREA. A DIREÇÃO DO DESLOCAMENTO É DA IMAGEM 1 PARA IMAGEM 2. ESSE PROCESSO É REPETIDO PARA TODAS AS ÁREAS DE INTERROGAÇÃO. COMO O INTERVALO DE TEMPO ENTRE AS IMAGENS É CONHECIDO, OBTÉM-SE O VETOR VELOCIDADE.	35

FIGURA 5-10 – IMAGENS DE APROXIMADAMENTE 14 CM X 14 CM FORAM TIRADAS NO INTERVALO DE 5 CM $\leq Z \leq 19$ CM, ONDE Z É O EIXO VERTICAL COM ORIGEM NO CENTRO DE OSCILAÇÃO DA GRADE.	36
FIGURA 5-11 – LOCALIZAÇÃO DA CAPTURA DAS IMAGENS.	37
FIGURA 6-1 – FLUXOGRAMA PASSO-A-PASSO DA SEQUÊNCIA DE CÁLCULOS SEGUIDA.	41
FIGURA 6-2 – (A) FUNÇÃO DE COEFICIENTE DE CORRELAÇÃO HORIZONTAL (LONGITUDINAL) $F(R)$ E (B) VERTICAL (TRANSVERSAL) $G(R)$, PARA $F = 1$ HZ, $S = 4$ CM, $M = 5,1$ CM, ALTURA D'ÁGUA = 40 CM E SEÇÃO EB.	43
FIGURA 6-3 – (A) ESCALA HORIZONTAL E (B) VERTICAL PARA $F = 1$ HZ, $S = 4$ CM, $M = 5,1$ CM, ALTURA D'ÁGUA = 40 CM E SEÇÃO EB.	43
FIGURA 6-4 – VARIAÇÃO DA INTENSIDADE TURBULENTE HORIZONTAL U E VERTICAL W COM O NÚMERO DE CAMPOS DE VETORES DE VELOCIDADE, PARA $S = 3$ CM, $F = 3$ HZ, $M = 5,1$ CM E ALTURA D'ÁGUA = 55 CM. (A) U E SEÇÃO SB. (B) W E SEÇÃO SB. (C) U E SEÇÃO EB. (D) W E SEÇÃO EB.	45
FIGURA 6-5 – RELAÇÃO ENTRE A INTENSIDADE TURBULENTE CALCULADA A PARTIR DOS CAMPOS INSTANTÂNEOS E A INTENSIDADE TURBULENTE CALCULADA A PARTIR DAS FLUTUAÇÕES DE VELOCIDADE.	49
FIGURA 6-6 – (A) CAMPO INSTANTÂNEO E (B) MÉDIO DE VELOCIDADE PARA ALTURA D'ÁGUA = 40 CM, $F = 3$ HZ, $S = 3$ CM, $M = 4,1$ CM E SEÇÃO EB.	52
FIGURA 6-7 – (A) CAMPO INSTANTÂNEO E (B) MÉDIO DE VELOCIDADE PARA ALTURA D'ÁGUA = 40 CM, $F = 3$ HZ, $S = 3$ CM, $M = 5,1$ CM E SEÇÃO EB.	53
FIGURA 6-8 – RELAÇÃO DA INTENSIDADE TURBULENTE VERTICAL E HORIZONTAL (W/U) PARA $M = 5,1$ CM, $S = 3$ CM, ALTURA D'ÁGUA = 40 CM. (A) $F = 1$ HZ E SEÇÃO SB. (B) $F = 1$ HZ E SEÇÃO EB. (C) $F = 3$ HZ E SEÇÃO SB. (D) $F = 3$ HZ E SEÇÃO EB.	54
FIGURA 6-9 – DISTRIBUIÇÃO HORIZONTAL DA INTENSIDADE TURBULENTE PARA $F = 1$ HZ, $S = 3$ CM, $M = 5,1$ CM E ALTURA D'ÁGUA = 40 CM. (A) U E SEÇÃO SB. (B) W E SEÇÃO SB. (C) U E SEÇÃO EB. (D) W E SEÇÃO EB.	57
FIGURA 6-10 – DISTRIBUIÇÃO HORIZONTAL DAS TENSÕES DE REYNOLDS PARA $F = 1$ HZ, $S = 3$ CM E $M = 5,1$ CM. (A) ALTURA D'ÁGUA = 40 CM E SEÇÃO SB. (B) ALTURA D'ÁGUA = 40 CM E SEÇÃO EB. (C) ALTURA D'ÁGUA = 55 CM E SEÇÃO SB. (D) ALTURA D'ÁGUA = 55 CM E SEÇÃO EB.	58
FIGURA 6-11 – RELAÇÃO ENTRE ε E K PARA $M = 5,1$ CM, $S = 4$ CM, $F = 1$ HZ, SEÇÃO EB E ALTURA D'ÁGUA = 40 CM.	59
FIGURA 6-12 – RELAÇÃO ENTRE Z E L PARA $M = 5,1$ CM, $S = 4$ CM, $F = 1$ HZ, SEÇÃO EB E ALTURA D'ÁGUA = 40 CM. O VALOR DE Z_0 É O COEFICIENTE ANGULAR DA RETA (2,2458).	60
FIGURA 6-13 – DADOS EXPERIMENTAIS DE ENERGIA CINÉTICA TURBULENTE (NORMALIZADA) EM FUNÇÃO DA DISTÂNCIA ADIMENSIONALIZADA PARA $M = 5,1$ CM, $S = 4$ CM, $F = 1$ HZ, SEÇÃO EB E ALTURA D'ÁGUA = 40 CM.	61
FIGURA 6-14 – DADOS EXPERIMENTAIS DE TAXA DE DISSIPAÇÃO DE ENERGIA (NORMALIZADA) EM FUNÇÃO DA DISTÂNCIA ADIMENSIONALIZADA PARA $M = 5,1$ CM, $S = 4$ CM, $F = 1$ HZ, SEÇÃO EB E ALTURA D'ÁGUA = 40 CM.	61

FIGURA 6-15 – DADOS EXPERIMENTAIS DE ENERGIA CINÉTICA TURBULENTA (NORMALIZADA) EM FUNÇÃO DA DISTÂNCIA ADIMENSIONALIZADA AJUSTANDO SOMENTE B PARA $M = 5,1$ CM, $S = 4$ CM, $F = 1$ HZ, SEÇÃO EB E ALTURA D'ÁGUA = 40 CM.....	62
FIGURA 6-16 – DADOS EXPERIMENTAIS DE TAXA DE DISSIPAÇÃO DE ENERGIA (NORMALIZADA) EM FUNÇÃO DA DISTÂNCIA ADIMENSIONALIZADA AJUSTANDO SOMENTE B PARA $M = 5,1$ CM, $S = 4$ CM, $F = 1$ HZ, SEÇÃO EB E ALTURA D'ÁGUA = 40 CM.....	63
FIGURA 6-17 – FLUXOGRAMA PARA OBTENÇÃO DE B COM C_D , σ_k E C_μ FIXOS (ONDE K_{cul} É A ENERGIA CINÉTICA CALCULADA E K_{exp} É A ENERGIA CINÉTICA OBTIDA EXPERIMENTALMENTE).....	63
FIGURA 6-18 – FLUXOGRAMA PARA OBTENÇÃO DE B' E C_D COM σ_k E C_μ FIXOS (ONDE K_{cul} É A ENERGIA CINÉTICA CALCULADA E K_{exp} É A ENERGIA CINÉTICA OBTIDA EXPERIMENTALMENTE).....	65
FIGURA 6-19 – DADOS EXPERIMENTAIS DE ENERGIA CINÉTICA TURBULENTA (NORMALIZADA) EM FUNÇÃO DA DISTÂNCIA ADIMENSIONALIZADA AJUSTANDO B' E C_D PARA $M = 5,1$ CM, $S = 4$ CM, $F = 1$ HZ, SEÇÃO EB E ALTURA D'ÁGUA = 40 CM.	65
FIGURA 6-20 – DADOS EXPERIMENTAIS DE TAXA DE DISSIPAÇÃO DE ENERGIA (NORMALIZADA) EM FUNÇÃO DA DISTÂNCIA ADIMENSIONALIZADA AJUSTANDO B E C_D PARA $M = 5,1$ CM, $S = 4$ CM, $F = 1$ HZ, SEÇÃO EB E ALTURA D'ÁGUA = 40 CM.	66
FIGURA 6-21 – R VERSUS REY PARA $M = 5,1$ CM.	66
FIGURA 6-22 – DISTRIBUIÇÃO VERTICAL DA ENERGIA CINÉTICA PARA $S = 4$ CM, $M = 5,1$ CM E ALTURA D'ÁGUA = 40 CM. (A) $F = 1$ HZ, SEÇÃO SB. (B) $F = 1$ HZ, SEÇÃO EB. (A) $F = 3$ HZ, SEÇÃO SB. (A) $F = 3$ HZ, SEÇÃO EB.	67
FIGURA 6-23 – VARIAÇÃO DA VISCOSIDADE TURBULENTA PARA $S = 3$ CM, $M = 5,1$ CM E ALTURA D'ÁGUA = 55 CM. (A) $F = 1$ HZ E SEÇÃO SB. (B) $F = 1$ HZ E SEÇÃO EB. (C) $F = 3$ HZ E SEÇÃO SB. (D) $F = 3$ HZ E SEÇÃO EB.	70
FIGURA 6-24 – DADOS EXPERIMENTAIS DA ESCALA DE COMPRIMENTO (NORMALIZADA) EM FUNÇÃO DA DISTÂNCIA ADIMENSIONALIZADA PARA $S = 4$ CM, $M = 5,1$ CM E ALTURA D'ÁGUA = 40 CM. (A) $F = 1$ HZ E SEÇÃO SB. (B) $F = 1$ HZ E SEÇÃO EB. (C) $F = 3$ HZ E SEÇÃO SB. (D) $F = 3$ HZ E SEÇÃO EB.....	71
FIGURA 6-25 – VARIAÇÃO DA ENERGIA CINÉTICA TURBULENTA K COM A DISTÂNCIA Z , PARA AS DIFERENTES COMBINAÇÕES.....	76
FIGURA 7-1 – FAMÍLIA DE CURVAS TENDO COMO PARÂMETRO O NÚMERO DE REYNOLDS MODIFICADO.	81
FIGURA 7-2 – CURVA OBTIDA COMO FUNÇÃO DO NÚMERO LOCAL DE REYNOLDS, CONFORME EXPRESSO NA EQ.(7.14).....	81
FIGURA 8-1 – TANQUE COM DUAS GRADES OSCILANTES.	83
FIGURA 8-2 – LOCALIZAÇÃO DA CAPTURA DAS IMAGENS.	84
FIGURA 8-3 – IMAGENS DE APROXIMADAMENTE 15 CM X 15 CM FORAM TIRADAS NO INTERVALO DE - 15 CM $\leq Z \leq 15$ CM, ONDE Z É O EIXO VERTICAL COM ORIGEM NO CENTRO DO ESPAÇAMENTO ENTRE AS DUAS GRADES.....	85

FIGURA 9-1 – VARIAÇÃO DA INTENSIDADE TURBULENTA COM O NÚMERO DE CAMPOS DE VETORES DE VELOCIDADE, PARA $S = 5$ CM E $F = 1$ HZ. (A) U . (B) W .	87
FIGURA 9-2 – VARIAÇÃO DA RELAÇÃO W/U PARA $S = 5$ CM. (A) $F = 1$ HZ. (B) $F = 2$ HZ. (C) $F = 3$ HZ.	88
FIGURA 9-3 – DISTRIBUIÇÃO HORIZONTAL DA INTENSIDADE TURBULENTA PARA $S = 5$ CM. (A) U E $F = 1$ HZ. (B) W E $F = 1$ HZ. (C) U E $F = 2$ HZ. (D) W E $F = 2$ HZ. (E) U E $F = 3$ HZ. (F) W E $F = 3$ HZ.	89
FIGURA 9-4 – VARIAÇÃO DA VISCOSIDADE TURBULENTA PARA $S = 5$ CM. (A) $F = 1$ HZ. (B) $F = 2$ HZ.	90
FIGURA 9-5 – VARIAÇÃO DA ESCALA DE COMPRIMENTO PARA $S = 5$ CM. (A) $F = 1$ HZ. (B) $F = 2$ HZ. (C) $F = 3$ HZ.	91
FIGURA 9-6 – VARIAÇÃO DA ESCALA DE COMPRIMENTO COM A DISTÂNCIA. DADOS DE OTT & MANN (2000).	92
FIGURA 9-7 – DISTRIBUIÇÃO HORIZONTAL DAS TENSÕES DE REYNOLDS PARA $S = 5$ CM. (A) $F = 1$ HZ. (B) $F = 2$ HZ. (C) $F = 3$ HZ.	93
FIGURA 9-8 – VARIAÇÃO DA ENERGIA CINÉTICA NO ESPAÇO ENTRE AS GRADES PARA $F = 3$ HZ E $S = 4$ CM.	94
FIGURA 9-9 – AMPLIAÇÃO DA REGIÃO DE MÍNIMO DA ENERGIA CINÉTICA PARA $F = 3$ HZ E $S = 4$ CM. OBSERVA-SE QUE O PONTO DE MÍNIMO, IDEALMENTE EM $Z = 0$, ESTÁ DESLOCADO EM CERCA DE 2,3 CM.	95
FIGURA 9-10 – SÃO COMPARADOS OS VALORES EXPERIMENTAIS E A SOLUÇÃO ANALÍTICA ($H \times S$) PARA $S = 5$ CM. VALORES DE α PARA AS DIFERENTES FREQUÊNCIAS: (A) $F = 1$ HZ, $\alpha = 1,98$ E REGIÃO 1. (B) $F = 1$ HZ, $\alpha = 1,77$ E REGIÃO 2. (C) $F = 2$ HZ, $\alpha = 1,84$ E REGIÃO 1. (D) $F = 2$ HZ, $\alpha = 1,66$ E REGIÃO 2. (E) $F = 3$ HZ, $\alpha = 1,63$ E REGIÃO 1. (F) $F = 3$ HZ, $\alpha = 1,75$ E REGIÃO 2.	96
FIGURA 9-11 – SÃO COMPARADOS OS VALORES EXPERIMENTAIS E A SOLUÇÃO ANALÍTICA ($H \times S$) PARA $S = 4$ CM. VALORES DE α PARA DIFERENTES FREQUÊNCIAS: (A) $F = 1$ HZ, $\alpha = 1,89$ E REGIÃO 1. (B) $F = 1$ HZ, $\alpha = 1,93$ E REGIÃO 2. (C) $F = 2$ HZ, $\alpha = 1,86$ E REGIÃO 1. (D) $F = 2$ HZ, $\alpha = 2,18$ E REGIÃO 2. (E) $F = 3$ HZ, $\alpha = 2,13$ E REGIÃO 1. (F) $F = 3$ HZ, $\alpha = 1,77$ E REGIÃO 2.	97
FIGURA 9-12 – SÃO COMPARADOS OS VALORES EXPERIMENTAIS E A SOLUÇÃO ANALÍTICA ($H \times S$) PARA $S = 2$ CM. VALORES DE α PARA DIFERENTES FREQUÊNCIAS: (A) $F = 2$ HZ, $\alpha = 1,99$ E REGIÃO 1. (B) $F = 2$ HZ, $\alpha = 1,99$ E REGIÃO 2. (C) $F = 3$ HZ, $\alpha = 1,61$ E REGIÃO 1. (D) $F = 3$ HZ, $\alpha = 1,63$ E REGIÃO 2. (E) $F = 4$ HZ, $\alpha = 1,52$ E REGIÃO 1. (F) $F = 4$ HZ, $\alpha = 1,68$ E REGIÃO 2.	98
FIGURA 9-13 – SÃO COMPARADOS OS VALORES EXPERIMENTAIS E A SOLUÇÃO ANALÍTICA ($H \times S$). VALORES DE α PARA DIFERENTES DISTÂNCIAS ENTRE AS GRADES ($2L$): (A) $2L = 6$ CM, $\alpha = 2,73$. (B) $2L = 8$ CM, $\alpha = 2,74$. (C) $2L = 10$ CM, $\alpha = 2,87$. (D) $2L = 11,62$ CM, $\alpha = 2,9$. (E) $2L = 13$ CM, $\alpha = 3,1$. (F) $2L = 15$ CM, $\alpha = 2,89$. (G) $2L = 18$ CM, $\alpha = 2,58$.	100
FIGURA 9-14 – SÃO COMPARADOS OS VALORES EXPERIMENTAIS E A SOLUÇÃO ANALÍTICA ($H \times S$). VALORES DE α PARA DIFERENTES FREQUÊNCIAS: (A) $F = 3,5$ HZ, $\alpha = 0,98$ E REGIÃO 1. (B) $F = 3,5$ HZ, $\alpha = 0,88$ E REGIÃO 2. (C) $F = 3$ HZ, $\alpha = 1,05$ E REGIÃO 1. (D) $F = 3$ HZ, $\alpha = 0,92$ E REGIÃO 2. (E) $F = 2$ HZ, $\alpha = 1,09$ E REGIÃO 1. (F) $F = 2$ HZ, $\alpha = 1,01$ E REGIÃO 2.	102

FIGURA 9-15 – CURVA OBTIDA COMO FUNÇÃO DE α , CONFORME EXPRESSO NA EQ.(7.14). (x) DADOS DO PRESENTE TRABALHO. (Δ) DADOS DE OTT & MANN (2000). ($\bullet$) DADOS DE SHY ET AL. (1997).....	104
FIGURA A-1 – VARIAÇÃO DA INTENSIDADE TURBULENTA HORIZONTAL U E VERTICAL W COM O NÚMERO DE CAMPOS DE VETORES DE VELOCIDADE, PARA $S = 3$ CM, $F = 1$ HZ, $M = 5,1$ CM E ALTURA D'ÁGUA = 40 CM. (A) U E SEÇÃO SB. (B) W E SEÇÃO SB. (C) U E SEÇÃO EB. (D) W E SEÇÃO EB.....	108
FIGURA A-2 – VARIAÇÃO DA INTENSIDADE TURBULENTA HORIZONTAL U E VERTICAL W COM O NÚMERO DE CAMPOS DE VETORES DE VELOCIDADE, PARA $M = 5,1$ CM E ALTURA D'ÁGUA = 40 CM. (A) U , $S = 4$ CM, $F = 1$ HZ E SEÇÃO SB. (B) W , $S = 4$ CM, $F = 1$ HZ E SEÇÃO SB. (C) U , $S = 3$ CM, $F = 3$ HZ E SEÇÃO EB. (D) W , $S = 3$ CM, $F = 3$ HZ E SEÇÃO EB.....	109
FIGURA A-3 – VARIAÇÃO DA INTENSIDADE TURBULENTA HORIZONTAL U E VERTICAL W COM O NÚMERO DE CAMPOS DE VETORES DE VELOCIDADE, PARA $S = 3$ CM, $F = 1$ HZ, $M = 5,1$ CM E ALTURA D'ÁGUA = 55 CM. (A) U E SEÇÃO SB. (B) W E SEÇÃO SB. (C) U E SEÇÃO EB. (D) W E SEÇÃO EB.....	110
FIGURA A-4 – VARIAÇÃO DA INTENSIDADE TURBULENTA HORIZONTAL U E VERTICAL W COM O NÚMERO DE CAMPOS DE VETORES DE VELOCIDADE, PARA $S = 4$ CM, $F = 3$ HZ, $M = 5,1$ CM E ALTURA D'ÁGUA = 40 CM. (A) U E SEÇÃO SB. (B) W E SEÇÃO SB. (C) U E SEÇÃO EB. (D) W E SEÇÃO EB.....	111
FIGURA A-5 – VARIAÇÃO DA INTENSIDADE TURBULENTA HORIZONTAL U E VERTICAL W COM O NÚMERO DE CAMPOS DE VETORES DE VELOCIDADE, PARA $S = 4$ CM, $F = 1$ HZ, $M = 5,1$ CM E ALTURA D'ÁGUA = 55 CM. (A) U E SEÇÃO SB. (B) W E SEÇÃO SB. (C) U E SEÇÃO EB. (D) W E SEÇÃO EB.....	112
FIGURA A-6 – VARIAÇÃO DA INTENSIDADE TURBULENTA HORIZONTAL U E VERTICAL W COM O NÚMERO DE CAMPOS DE VETORES DE VELOCIDADE, PARA $S = 4$ CM, $F = 3$ HZ, $M = 5,1$ CM E ALTURA D'ÁGUA = 55 CM. (A) U E SEÇÃO SB. (B) W E SEÇÃO SB. (C) U E SEÇÃO EB. (D) W E SEÇÃO EB.....	113
FIGURA A-7 – VARIAÇÃO DA INTENSIDADE TURBULENTA HORIZONTAL U E VERTICAL W COM O NÚMERO DE CAMPOS DE VETORES DE VELOCIDADE, PARA $S = 3$ CM, $F = 1$ HZ, $M = 4,1$ CM E ALTURA D'ÁGUA = 40 CM. (A) U E SEÇÃO SB. (B) W E SEÇÃO SB. (C) U E SEÇÃO EB. (D) W E SEÇÃO EB.....	114
FIGURA A-8 – VARIAÇÃO DA INTENSIDADE TURBULENTA HORIZONTAL U E VERTICAL W COM O NÚMERO DE CAMPOS DE VETORES DE VELOCIDADE, PARA $S = 3$ CM, $F = 3$ HZ, $M = 4,1$ CM E ALTURA D'ÁGUA = 40 CM. (A) U E SEÇÃO SB. (B) W E SEÇÃO SB. (C) U E SEÇÃO EB. (D) W E SEÇÃO EB.....	115
FIGURA A-9 – VARIAÇÃO DA INTENSIDADE TURBULENTA HORIZONTAL U E VERTICAL W COM O NÚMERO DE CAMPOS DE VETORES DE VELOCIDADE, PARA $S = 4$ CM, $F = 1$ HZ, $M = 4,1$ CM E ALTURA D'ÁGUA = 40 CM. (A) U E SEÇÃO SB. (B) W E SEÇÃO SB. (C) U E SEÇÃO EB. (D) W E SEÇÃO EB.....	116

FIGURA A-10 – VARIAÇÃO DA INTENSIDADE TURBULENTA HORIZONTAL U E VERTICAL W' COM O NÚMERO DE CAMPOS DE VETORES DE VELOCIDADE, PARA $S = 4$ CM, $F = 3$ HZ, $M = 4,1$ CM E ALTURA D'ÁGUA = 40 CM. (A) U E SEÇÃO SB. (B) W' E SEÇÃO SB. (C) U E SEÇÃO EB. (D) W' E SEÇÃO EB.....	117
FIGURA A-11 – VARIAÇÃO DA INTENSIDADE TURBULENTA HORIZONTAL U E VERTICAL W' COM O NÚMERO DE CAMPOS DE VETORES DE VELOCIDADE, PARA $S = 4$ CM, $F = 1$ HZ, $M = 4,1$ CM E ALTURA D'ÁGUA = 55 CM. (A) U E SEÇÃO SB. (B) W' E SEÇÃO SB. (C) U E SEÇÃO EB. (D) W' E SEÇÃO EB.....	118
FIGURA A-12 – VARIAÇÃO DA INTENSIDADE TURBULENTA HORIZONTAL U E VERTICAL W' COM O NÚMERO DE CAMPOS DE VETORES DE VELOCIDADE, PARA $S = 4$ CM, $F = 3$ HZ, $M = 4,1$ CM E ALTURA D'ÁGUA = 55 CM. (A) U E SEÇÃO SB. (B) W' E SEÇÃO SB. (C) U E SEÇÃO EB. (D) W' E SEÇÃO EB.....	119
FIGURA B-1 – DISTRIBUIÇÃO HORIZONTAL DAS TENSÕES DE REYNOLDS PARA $F = 3$ HZ, $S = 3$ CM E $M = 5,1$ CM. (A) ALTURA D'ÁGUA = 40 CM E SEÇÃO SB. (B) ALTURA D'ÁGUA = 40 CM E SEÇÃO EB. (C) ALTURA D'ÁGUA = 55 CM E SEÇÃO SB. (D) ALTURA D'ÁGUA = 55 CM E SEÇÃO EB.	120
FIGURA B-2 – DISTRIBUIÇÃO HORIZONTAL DAS TENSÕES DE REYNOLDS PARA $F = 1$ HZ, $S = 4$ CM E $M = 5,1$ CM. (A) ALTURA D'ÁGUA = 40 CM E SEÇÃO SB. (B) ALTURA D'ÁGUA = 40 CM E SEÇÃO EB. (C) ALTURA D'ÁGUA = 55 CM E SEÇÃO SB. (D) ALTURA D'ÁGUA = 55 CM E SEÇÃO EB.	121
FIGURA B-3 – DISTRIBUIÇÃO HORIZONTAL DAS TENSÕES DE REYNOLDS PARA $F = 3$ HZ, $S = 4$ CM E $M = 5,1$ CM. (A) ALTURA D'ÁGUA = 40 CM E SEÇÃO SB. (B) ALTURA D'ÁGUA = 40 CM E SEÇÃO EB. (C) ALTURA D'ÁGUA = 55 CM E SEÇÃO SB. (D) ALTURA D'ÁGUA = 55 CM E SEÇÃO EB.	122
FIGURA B-4 – DISTRIBUIÇÃO HORIZONTAL DAS TENSÕES DE REYNOLDS PARA $F = 1$ HZ, $S = 3$ CM E $M = 4,1$ CM. (A) ALTURA D'ÁGUA = 40 CM E SEÇÃO SB. (B) ALTURA D'ÁGUA = 40 CM E SEÇÃO EB. (C) ALTURA D'ÁGUA = 55 CM E SEÇÃO SB. (D) ALTURA D'ÁGUA = 55 CM E SEÇÃO EB.	123
FIGURA B-5 – DISTRIBUIÇÃO HORIZONTAL DAS TENSÕES DE REYNOLDS PARA $F = 3$ HZ, $S = 3$ CM E $M = 4,1$ CM. (A) ALTURA D'ÁGUA = 40 CM E SEÇÃO SB. (B) ALTURA D'ÁGUA = 40 CM E SEÇÃO EB. (C) ALTURA D'ÁGUA = 55 CM E SEÇÃO SB. (D) ALTURA D'ÁGUA = 55 CM E SEÇÃO EB.	124
FIGURA B-6 – DISTRIBUIÇÃO HORIZONTAL DAS TENSÕES DE REYNOLDS PARA $F = 1$ HZ, $S = 4$ CM E $M = 4,1$ CM. (A) ALTURA D'ÁGUA = 40 CM E SEÇÃO SB. (B) ALTURA D'ÁGUA = 40 CM E SEÇÃO EB. (C) ALTURA D'ÁGUA = 55 CM E SEÇÃO SB. (D) ALTURA D'ÁGUA = 55 CM E SEÇÃO EB.	125
FIGURA B-7 – DISTRIBUIÇÃO HORIZONTAL DAS TENSÕES DE REYNOLDS PARA $F = 3$ HZ, $S = 4$ CM E $M = 4,1$ CM. (A) ALTURA D'ÁGUA = 40 CM E SEÇÃO SB. (B) ALTURA D'ÁGUA = 40 CM E SEÇÃO EB. (C) ALTURA D'ÁGUA = 55 CM E SEÇÃO SB. (D) ALTURA D'ÁGUA = 55 CM E SEÇÃO EB.	126
FIGURA C-1 – DISTRIBUIÇÃO HORIZONTAL DA INTENSIDADE TURBULENTA PARA $F = 1$ HZ, $S = 3$ CM, $M = 5,1$ CM E ALTURA D'ÁGUA = 55 CM. (A) U E SEÇÃO SB. (B) W' E SEÇÃO SB. (C) U E SEÇÃO EB. (D) W' E SEÇÃO EB.....	127
FIGURA C-2 – DISTRIBUIÇÃO HORIZONTAL DA INTENSIDADE TURBULENTA PARA $F = 3$ HZ, $S = 3$ CM, $M = 5,1$ CM E ALTURA D'ÁGUA = 55 CM. (A) U E SEÇÃO SB. (B) W' E SEÇÃO SB. (C) U E SEÇÃO EB. (D) W' E SEÇÃO EB.....	128

FIGURA C-3 – DISTRIBUIÇÃO HORIZONTAL DA INTENSIDADE TURBULENTA PARA $F = 3$ Hz, $S = 3$ CM, $M = 5,1$ CM E ALTURA D'ÁGUA = 40 CM. (A) U E SEÇÃO SB. (B) W E SEÇÃO SB. (C) U E SEÇÃO EB. (D) W E SEÇÃO EB.	129
FIGURA C-4 – DISTRIBUIÇÃO HORIZONTAL DA INTENSIDADE TURBULENTA PARA $F = 1$ Hz, $S = 4$ CM, $M = 5,1$ CM E ALTURA D'ÁGUA = 40 CM. (A) U E SEÇÃO SB. (B) W E SEÇÃO SB. (C) U E SEÇÃO EB. (D) W E SEÇÃO EB.	130
FIGURA C-5 – DISTRIBUIÇÃO HORIZONTAL DA INTENSIDADE TURBULENTA PARA $F = 3$ Hz, $S = 4$ CM, $M = 5,1$ CM E ALTURA D'ÁGUA = 40 CM. (A) U E SEÇÃO SB. (B) W E SEÇÃO SB. (C) U E SEÇÃO EB. (D) W E SEÇÃO EB.	131
FIGURA C-6 – DISTRIBUIÇÃO HORIZONTAL DA INTENSIDADE TURBULENTA PARA $F = 1$ Hz, $S = 4$ CM, $M = 5,1$ CM E ALTURA D'ÁGUA = 55 CM. (A) U E SEÇÃO SB. (B) W E SEÇÃO SB. (C) U E SEÇÃO EB. (D) W E SEÇÃO EB.	132
FIGURA C-7 – DISTRIBUIÇÃO HORIZONTAL DA INTENSIDADE TURBULENTA PARA $F = 3$ Hz, $S = 4$ CM, $M = 5,1$ CM E ALTURA D'ÁGUA = 55 CM. (A) U E SEÇÃO SB. (B) W E SEÇÃO SB. (C) U E SEÇÃO EB. (D) W E SEÇÃO EB.	133
FIGURA C-8 – DISTRIBUIÇÃO HORIZONTAL DA INTENSIDADE TURBULENTA PARA $F = 1$ Hz, $S = 3$ CM, $M = 4,1$ CM E ALTURA D'ÁGUA = 40 CM. (A) U E SEÇÃO SB. (B) W E SEÇÃO SB. (C) U E SEÇÃO EB. (D) W E SEÇÃO EB.	134
FIGURA C-9 – DISTRIBUIÇÃO HORIZONTAL DA INTENSIDADE TURBULENTA PARA $F = 1$ Hz, $S = 3$ CM, $M = 4,1$ CM E ALTURA D'ÁGUA = 55 CM. (A) U E SEÇÃO SB. (B) W E SEÇÃO SB. (C) U E SEÇÃO EB. (D) W E SEÇÃO EB.	135
FIGURA C-10 – DISTRIBUIÇÃO HORIZONTAL DA INTENSIDADE TURBULENTA PARA $F = 3$ Hz, $S = 3$ CM, $M = 4,1$ CM E ALTURA D'ÁGUA = 55 CM. (A) U E SEÇÃO SB. (B) W E SEÇÃO SB. (C) U E SEÇÃO EB. (D) W E SEÇÃO EB.	136
FIGURA C-11 – DISTRIBUIÇÃO HORIZONTAL DA INTENSIDADE TURBULENTA PARA $F = 1$ Hz, $S = 4$ CM, $M = 4,1$ CM E ALTURA D'ÁGUA = 40 CM. (A) U E SEÇÃO SB. (B) W E SEÇÃO SB. (C) U E SEÇÃO EB. (D) W E SEÇÃO EB.	137
FIGURA C-12 – DISTRIBUIÇÃO HORIZONTAL DA INTENSIDADE TURBULENTA PARA $F = 3$ Hz, $S = 4$ CM, $M = 4,1$ CM E ALTURA D'ÁGUA = 40 CM. (A) U E SEÇÃO SB. (B) W E SEÇÃO SB. (C) U E SEÇÃO EB. (D) W E SEÇÃO EB.	138
FIGURA C-13 – DISTRIBUIÇÃO HORIZONTAL DA INTENSIDADE TURBULENTA PARA $F = 1$ Hz, $S = 4$ CM, $M = 4,1$ CM E ALTURA D'ÁGUA = 55 CM. (A) U E SEÇÃO SB. (B) W E SEÇÃO SB. (C) U E SEÇÃO EB. (D) W E SEÇÃO EB.	139
FIGURA C-14 – DISTRIBUIÇÃO HORIZONTAL DA INTENSIDADE TURBULENTA PARA $F = 3$ Hz, $S = 4$ CM, $M = 4,1$ CM E ALTURA D'ÁGUA = 55 CM. (A) U E SEÇÃO SB. (B) W E SEÇÃO SB. (C) U E SEÇÃO EB. (D) W E SEÇÃO EB.	140
FIGURA D-1 – DISTRIBUIÇÃO VERTICAL DA ENERGIA CINÉTICA PARA $S = 3$ CM, $M = 5,1$ CM E ALTURA D'ÁGUA = 40 CM. (A) $F = 1$ Hz, SEÇÃO SB. (B) $F = 1$ Hz, SEÇÃO EB. (C) $F = 3$ Hz, SEÇÃO SB. (D) $F = 3$ Hz, SEÇÃO EB.	141

FIGURA D-2 – DISTRIBUIÇÃO VERTICAL DA ENERGIA CINÉTICA PARA $S = 3$ CM, $M = 5,1$ CM E ALTURA D'ÁGUA = 55 CM. (A) $F = 1$ HZ, SEÇÃO SB. (B) $F = 1$ HZ, SEÇÃO EB. (A) $F = 3$ HZ, SEÇÃO SB. (A) $F = 3$ HZ, SEÇÃO EB.	142
FIGURA D-3 – DISTRIBUIÇÃO VERTICAL DA ENERGIA CINÉTICA PARA $S = 4$ CM, $M = 5,1$ CM E ALTURA D'ÁGUA = 40 CM. (A) $F = 1$ HZ, SEÇÃO SB. (B) $F = 1$ HZ, SEÇÃO EB. (A) $F = 3$ HZ, SEÇÃO SB. (A) $F = 3$ HZ, SEÇÃO EB.	143
FIGURA D-4 – DISTRIBUIÇÃO VERTICAL DA ENERGIA CINÉTICA PARA $S = 4$ CM, $M = 5,1$ CM E ALTURA D'ÁGUA = 55 CM. (A) $F = 1$ HZ, SEÇÃO SB. (B) $F = 1$ HZ, SEÇÃO EB. (A) $F = 3$ HZ, SEÇÃO SB. (A) $F = 3$ HZ, SEÇÃO EB.	144
FIGURA D-5 – DISTRIBUIÇÃO VERTICAL DA ENERGIA CINÉTICA PARA $S = 3$ CM, $M = 4,1$ CM E ALTURA D'ÁGUA = 40 CM. (A) $F = 1$ HZ, SEÇÃO SB. (B) $F = 1$ HZ, SEÇÃO EB. (A) $F = 3$ HZ, SEÇÃO SB. (A) $F = 3$ HZ, SEÇÃO EB.	145
FIGURA D-6 – DISTRIBUIÇÃO VERTICAL DA ENERGIA CINÉTICA PARA $S = 3$ CM, $M = 4,1$ CM E ALTURA D'ÁGUA = 55 CM. (A) $F = 1$ HZ, SEÇÃO SB. (B) $F = 1$ HZ, SEÇÃO EB. (A) $F = 3$ HZ, SEÇÃO SB. (A) $F = 3$ HZ, SEÇÃO EB.	146
FIGURA D-7 – DISTRIBUIÇÃO VERTICAL DA ENERGIA CINÉTICA PARA $S = 4$ CM, $M = 4,1$ CM E ALTURA D'ÁGUA = 40 CM. (A) $F = 1$ HZ, SEÇÃO SB. (B) $F = 1$ HZ, SEÇÃO EB. (A) $F = 3$ HZ, SEÇÃO SB. (A) $F = 3$ HZ, SEÇÃO EB.	147
FIGURA D-8 – DISTRIBUIÇÃO VERTICAL DA ENERGIA CINÉTICA PARA $S = 4$ CM, $M = 4,1$ CM E ALTURA D'ÁGUA = 55 CM. (A) $F = 1$ HZ, SEÇÃO SB. (B) $F = 1$ HZ, SEÇÃO EB. (A) $F = 3$ HZ, SEÇÃO SB. (A) $F = 3$ HZ, SEÇÃO EB.	148
FIGURA E-1 – VARIAÇÃO DA VISCOSIDADE TURBULENTA PARA $S = 3$ CM, $M = 5,1$ CM E ALTURA D'ÁGUA = 40 CM. (A) $F = 1$ HZ E SEÇÃO SB. (B) $F = 1$ HZ E SEÇÃO EB. (C) $F = 3$ HZ E SEÇÃO SB. (D) $F = 3$ HZ E SEÇÃO EB.	149
FIGURA E-2 – VARIAÇÃO DA VISCOSIDADE TURBULENTA PARA $S = 3$ CM, $M = 5,1$ CM E ALTURA D'ÁGUA = 55 CM. (A) $F = 1$ HZ E SEÇÃO SB. (B) $F = 1$ HZ E SEÇÃO EB. (C) $F = 3$ HZ E SEÇÃO SB. (D) $F = 3$ HZ E SEÇÃO EB.	150
FIGURA E-3 – VARIAÇÃO DA VISCOSIDADE TURBULENTA PARA $S = 4$ CM, $M = 5,1$ CM E ALTURA D'ÁGUA = 40 CM. (A) $F = 1$ HZ E SEÇÃO SB. (B) $F = 1$ HZ E SEÇÃO EB. (C) $F = 3$ HZ E SEÇÃO SB. (D) $F = 3$ HZ E SEÇÃO EB.	151
FIGURA E-4 – VARIAÇÃO DA VISCOSIDADE TURBULENTA PARA $S = 4$ CM, $M = 5,1$ CM E ALTURA D'ÁGUA = 55 CM. (A) $F = 1$ HZ E SEÇÃO SB. (B) $F = 1$ HZ E SEÇÃO EB. (C) $F = 3$ HZ E SEÇÃO SB. (D) $F = 3$ HZ E SEÇÃO EB.	152
FIGURA E-5 – VARIAÇÃO DA VISCOSIDADE TURBULENTA PARA $S = 3$ CM, $M = 4,1$ CM E ALTURA D'ÁGUA = 40 CM. (A) $F = 1$ HZ E SEÇÃO SB. (B) $F = 1$ HZ E SEÇÃO EB. (C) $F = 3$ HZ E SEÇÃO SB. (D) $F = 3$ HZ E SEÇÃO EB.	153
FIGURA E-6 – VARIAÇÃO DA VISCOSIDADE TURBULENTA PARA $S = 3$ CM, $M = 4,1$ CM E ALTURA D'ÁGUA = 55 CM. (A) $F = 1$ HZ E SEÇÃO SB. (B) $F = 1$ HZ E SEÇÃO EB. (C) $F = 3$ HZ E SEÇÃO SB. (D) $F = 3$ HZ E SEÇÃO EB.	154

FIGURA E-7 – VARIAÇÃO DA VISCOSIDADE TURBULENTA PARA $S = 4$ CM, $M = 4,1$ CM E ALTURA D'ÁGUA = 40 CM. (A) $F = 1$ HZ E SEÇÃO SB. (B) $F = 1$ HZ E SEÇÃO EB. (C) $F = 3$ HZ E SEÇÃO SB. (D) $F = 3$ HZ E SEÇÃO EB.	155
FIGURA E-8 – VARIAÇÃO DA VISCOSIDADE TURBULENTA PARA $S = 4$ CM, $M = 4,1$ CM E ALTURA D'ÁGUA = 55 CM. (A) $F = 1$ HZ E SEÇÃO SB. (B) $F = 1$ HZ E SEÇÃO EB. (C) $F = 3$ HZ E SEÇÃO SB. (D) $F = 3$ HZ E SEÇÃO EB.	156
FIGURA F-1 – DADOS EXPERIMENTAIS DA ESCALA DE COMPRIMENTO (NORMALIZADA) EM FUNÇÃO DA DISTÂNCIA ADIMENSIONALIZADA PARA $S = 4$ CM, $M = 5,1$ CM E ALTURA D'ÁGUA = 55 CM. (A) $F = 1$ HZ E SEÇÃO SB. (B) $F = 1$ HZ E SEÇÃO EB. (C) $F = 3$ HZ E SEÇÃO SB. (D) $F = 3$ HZ E SEÇÃO EB.	157
FIGURA F-2 – DADOS EXPERIMENTAIS DA ESCALA DE COMPRIMENTO (NORMALIZADA) EM FUNÇÃO DA DISTÂNCIA ADIMENSIONALIZADA PARA $S = 3$ CM, $M = 5,1$ CM E ALTURA D'ÁGUA = 40 CM. (A) $F = 1$ HZ E SEÇÃO SB. (B) $F = 1$ HZ E SEÇÃO EB. (C) $F = 3$ HZ E SEÇÃO SB. (D) $F = 3$ HZ E SEÇÃO EB.	158
FIGURA F-3 – DADOS EXPERIMENTAIS DA ESCALA DE COMPRIMENTO (NORMALIZADA) EM FUNÇÃO DA DISTÂNCIA ADIMENSIONALIZADA PARA $S = 3$ CM, $M = 5,1$ CM E ALTURA D'ÁGUA = 55 CM. (A) $F = 1$ HZ E SEÇÃO SB. (B) $F = 1$ HZ E SEÇÃO EB. (C) $F = 3$ HZ E SEÇÃO SB. (D) $F = 3$ HZ E SEÇÃO EB.	159
FIGURA F-4 – DADOS EXPERIMENTAIS DA ESCALA DE COMPRIMENTO (NORMALIZADA) EM FUNÇÃO DA DISTÂNCIA ADIMENSIONALIZADA PARA $S = 4$ CM, $M = 5,1$ CM E ALTURA D'ÁGUA = 40 CM. (A) $F = 1$ HZ E SEÇÃO SB. (B) $F = 1$ HZ E SEÇÃO EB. (C) $F = 3$ HZ E SEÇÃO SB. (D) $F = 3$ HZ E SEÇÃO EB.	160
FIGURA F-5 – DADOS EXPERIMENTAIS DA ESCALA DE COMPRIMENTO (NORMALIZADA) EM FUNÇÃO DA DISTÂNCIA ADIMENSIONALIZADA PARA $S = 3$ CM, $M = 4,1$ CM E ALTURA D'ÁGUA = 40 CM. (A) $F = 1$ HZ E SEÇÃO SB. (B) $F = 1$ HZ E SEÇÃO EB. (C) $F = 3$ HZ E SEÇÃO SB. (D) $F = 3$ HZ E SEÇÃO EB.	161
FIGURA F-6 – DADOS EXPERIMENTAIS DA ESCALA DE COMPRIMENTO (NORMALIZADA) EM FUNÇÃO DA DISTÂNCIA ADIMENSIONALIZADA PARA $S = 3$ CM, $M = 4,1$ CM E ALTURA D'ÁGUA = 55 CM. (A) $F = 1$ HZ E SEÇÃO SB. (B) $F = 1$ HZ E SEÇÃO EB. (C) $F = 3$ HZ E SEÇÃO SB. (D) $F = 3$ HZ E SEÇÃO EB.	162
FIGURA F-7 – DADOS EXPERIMENTAIS DA ESCALA DE COMPRIMENTO (NORMALIZADA) EM FUNÇÃO DA DISTÂNCIA ADIMENSIONALIZADA PARA $S = 4$ CM, $M = 4,1$ CM E ALTURA D'ÁGUA = 40 CM. (A) $F = 1$ HZ E SEÇÃO SB. (B) $F = 1$ HZ E SEÇÃO EB. (C) $F = 3$ HZ E SEÇÃO SB. (D) $F = 3$ HZ E SEÇÃO EB.	163
FIGURA F-8 – DADOS EXPERIMENTAIS DA ESCALA DE COMPRIMENTO (NORMALIZADA) EM FUNÇÃO DA DISTÂNCIA ADIMENSIONALIZADA PARA $S = 4$ CM, $M = 4,1$ CM E ALTURA D'ÁGUA = 55 CM. (A) $F = 1$ HZ E SEÇÃO SB. (B) $F = 1$ HZ E SEÇÃO EB. (C) $F = 3$ HZ E SEÇÃO SB. (D) $F = 3$ HZ E SEÇÃO EB.	164

FIGURA G-1 – VARIAÇÃO DA ESCALA DE COMPRIMENTO PARA $S = 4$ CM. (A) $F = 1$ HZ. (B) $F = 2$ HZ. (C) $F = 3$ HZ.	165
FIGURA G-2 – VARIAÇÃO DA ESCALA DE COMPRIMENTO PARA $S = 2$ CM. (A) $F = 2$ HZ. (B) $F = 3$ HZ. (C) $F = 4$ HZ.	166
FIGURA H-1 – VARIAÇÃO DA VISCOSIDADE TURBULENTA PARA $S = 2$ CM. (A) $F = 2$ HZ. (B) $F = 3$ HZ. (C) $F = 4$ HZ.	167
FIGURA H-2 – VARIAÇÃO DA VISCOSIDADE TURBULENTA PARA $S = 4$ CM. (A) $F = 2$ HZ. (B) $F = 3$ HZ.	168
FIGURA I-1 – DISTRIBUIÇÃO VERTICAL DA ENERGIA CINÉTICA PARA $S = 5$ CM, $M = 4,1$ CM, ALTURA D'ÁGUA = 55 CM E $F = 3$ HZ.	169
FIGURA I-2 – DISTRIBUIÇÃO VERTICAL DA ENERGIA CINÉTICA PARA $S = 6$ CM, $M = 4,1$ CM, ALTURA D'ÁGUA = 55 CM E $F = 3$ HZ.	169

LISTA DE TABELAS

TABELA 4-1 – CONDIÇÕES EXPERIMENTAIS PARA TURBULÊNCIA GERADA POR UMA GRADE OSCILANTE	17
TABELA 4-2 – COMPARAÇÃO DAS SOLUÇÕES.....	26
TABELA 5-1 – FATORES DE PLANEJAMENTO	38
TABELA 5-2 – PLANEJAMENTO 2^5	38
TABELA 7-1 – MÁXIMA VARIAÇÃO DA INTENSIDADE TURBULENTA COM O NÚMERO DE CAMPOS DE VETORES.	46
TABELA 7-2 – RELAÇÃO DA INTENSIDADE TURBULENTA ‘FICTÍCIA’ E REAL PARA U E W (PARA UMA ALTURA D’ÁGUA DE 40 CM, $F = 1$ Hz, $S = 4$ CM, $M = 5,1$ CM E SEÇÃO EB)	50
TABELA 7-3 – RELAÇÃO DA INTENSIDADE TURBULENTA VERTICAL E HORIZONTAL.....	54
TABELA 7-4 – VALORES DAS CONSTANTES DOS MODELOS DE SCHULZ & CHAUDHRY (1998) E MATSUNAGA ET AL. (1999).	68
TABELA 7-5 – FATORES DE PLANEJAMENTO	72
TABELA 7-6 – PLANEJAMENTO 2^4 PARA O EXPERIMENTO EM TANQUE DE GRADE OSCILANTE (ALTURA DE 9,9 CM).....	73
TABELA 7-7 – TABELA DE SINAIS PARA O PLANEJAMENTO 2^4	74
TABELA 7-8 – VALOR DAS VARIÁVEIS E INTERAÇÕES ENTRE AS MESMAS PARA O PLANEJAMENTO 2^4	74
TABELA II-1 – RELAÇÃO DA INTENSIDADE TURBULENTA VERTICAL E HORIZONTAL.....	87
TABELA II-2 – VALORES DAS CONSTANTES PARA DIFERENTES EXPERIMENTOS.	102

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

ADV – Acoustic Doppler Velocimetry

CCD – Charge Coupled Device

DPIV – Digital Particle Image Velocimetry

EB – Entre Barras.

LDA – Laser Doppler Anemometry

LDV – Laser Doppler Velocimetry

SB – Sobre Barra.

LISTA DE SÍMBOLOS

a	– constante.
A	– constante.
B	– constante.
c'_{μ}	– constante.
C	– constante.
C_1	– constante empírica do modelo k- ϵ .
C_2	– constante empírica do modelo k- ϵ .
C_3	– constante empírica do modelo k- ϵ .
C_D	– constante.
C_{μ}	– constante empírica do modelo k- ϵ .
f	– frequência de oscilação da grade.
F	– força de campo instantânea.
$\overline{F}$	– força de campo média.
F'	– flutuação da força de campo.
G	– grandeza relacionada a produção de turbulência no modelo k- ϵ .
I	– constante.
J	– constante.

k	– energia cinética turbulenta.
L	– escala de comprimento.
M	– malha da grade (distância entre o centro de duas barras consecutivas).
p	– pressão estática instantânea.
$\overline{p}$	– pressão estática média.
p'	– flutuação da pressão.
P	– grandeza relacionada a produção de turbulência no modelo k- ϵ .
q	– energia turbulenta instantânea.
r	– constante.
R	– função coeficiente de correlação espacial.
Rf	– número de Richardson.
S	– amplitude de oscilação da grade.
t	– tempo.
U	– velocidade instantânea.
u	– intensidade turbulenta.
$\overline{u}$	– velocidade média.
u'	– flutuação da velocidade.
w'	– flutuação de velocidade vertical.
z	– eixo coordenado.
β	– constante.
ρ	– massa específica do fluido.

- ν – viscosidade cinemática.
- ν_t – viscosidade turbulenta.
- μ – viscosidade.
- σ_ε – constante empírica do modelo k- ε .
- σ_k – constante empírica do modelo k- ε .
- ε – taxa de dissipação de energia.
- ζ^* – variável.

RESUMO

As propriedades da turbulência induzida em um fluido viscoso através da oscilação de uma grade foram investigadas experimentalmente utilizando a técnica DPIV (Digital Particle Image Velocimetry). Perfis verticais da energia cinética turbulenta, taxa de dissipação de energia, viscosidade turbulenta e escala de comprimento foram obtidos e comparados com soluções analíticas existentes. Os dados experimentais mostram uma boa concordância com as predições teóricas. Adicionalmente, foi observado que há uma variação significativa da intensidade turbulenta para distâncias próximas da grade. Com o aumento da distância, a turbulência se torna mais homogênea no plano horizontal, e estas variações tendem a desaparecer. Os resultados mostram também que o escoamento somente pode ser considerado livre de cisalhamento para grandes distâncias da grade, onde as tensões de Reynolds se aproximam de zero. Além disso, descobriu-se que são necessários no mínimo 450 campos de vetores para assegurar a precisão das medidas. Também foram realizadas medidas de turbulência em uma configuração de duas grades. Os resultados mostram que a região central entre as duas grades possui certas propriedades similares à turbulência isotrópica. Adicionalmente, foram realizadas comparações com o modelo k - ε , mostrando que o mesmo pode ser aplicado a uma configuração de duas grades.

Palavras-chave: grades oscilantes, turbulência, DPIV.

ABSTRACT

The properties of turbulence induced in a viscous fluid by oscillating a grid were investigated experimentally using the digital particle image velocimetry (DPIV). Vertical profiles of the turbulent energy, the dissipation rate, the eddy viscosity and a lengthscale have been obtained and compared with available analytical solutions. The experimental data agree well with the theoretical predictions. In addition, it could be observed that there are significant variations of the turbulent intensities at a small distance from the grid. With increasing distance from the grid, the turbulence becomes more homogeneous in the horizontal plane, and the variations in the turbulent intensities are reduced. The results also show that the turbulence can be considered to be shear-free only at a distance sufficiently far away from the grid, where the Reynolds shear stress approaches zero. It became evident, furthermore, that at least 450 vector maps should be taken to ensure the accuracy of the measured velocity fluctuations. Turbulence was also measured for a two-grid configuration. It was found that the central region between the grids has certain properties similar to that of isotropic turbulence. The results show good agreement with the k - ε model, validating the application of the k - ε model to a pair of oscillating-grids.

Keywords: oscillating grids, turbulence, DPIV.

1 INTRODUÇÃO

A transferência de gases na interface ar-água tem recebido crescente atenção nos últimos anos. Grande parte do interesse tem decorrido da necessidade de monitorar a qualidade da água, na qual o oxigênio representa talvez o elemento mais importante, uma vez que o mesmo supre as necessidades bioquímicas dos processos que ocorrem na água. Esses processos, por sua vez, dependem fundamentalmente da capacidade de reposição do oxigênio na água à medida que este é consumido. Como formas de reposição natural do oxigênio tem-se à produção fotossintética de oxigênio pelas algas (importante em lagos) e a reaeração física (importante em cursos d'água naturais). A reaeração, dependente diretamente do nível de turbulência do escoamento, é que principalmente controla e limita a capacidade de um curso d'água de receber e assimilar resíduos orgânicos, sendo geralmente quantificada pelo assim denominado coeficiente de reaeração. O coeficiente de reaeração necessita ser corretamente estimado para que se possa realizar um planejamento do controle da poluição e para o gerenciamento da disposição final dos resíduos. A sua incorreção pode causar sérios danos ao meio ambiente (BARBOSA, 1997).

Devido às mudanças no clima global, a transferência de gases entre a atmosfera e os oceanos têm despertado a atenção dos pesquisadores nos últimos anos. Esse interesse se deve principalmente devido à intensificação das atividades antropogênicas, as quais proporcionaram o aumento da emissão de gases como o dióxido de carbono (CO_2), o metano (CH_4), os clorofluorcarbonos (CFCs) e o óxido nitroso (N_2O) que atuam no aquecimento da atmosfera, fenômeno que ficou sendo conhecido como efeito estufa. A concentração desses gases, especialmente o CO_2 , aumentou substancialmente desde o início da revolução industrial (≈ 1850). Entretanto, as evidências de que o efeito estufa realmente é responsável pela elevação da temperatura observada nos últimos anos não são conclusivas. O conhecimento atual ainda é limitado para quantificar a influência humana sobre o clima global. Para reduzir estas incertezas é necessário estimar os ciclos biogeoquímicos (incluindo fontes e sumidouros) de gases de efeito estufa, propor a representação dos processos climáticos em modelos incluindo a retroalimentação dos oceanos e geleiras de forma a

melhorar a previsão em relação às mudanças climáticas (SANTOS, 2000). Como ilustração acerca do momento atual em torno do tema, vale mencionar que a questão, embora evidentemente relevante no contexto da sobrevivência global, esbarra em detalhes menores como a situação político-econômica estabelecida a partir da revolução industrial. Estados e conglomerados econômicos supra-estatais, que historicamente se beneficiaram dos processos industriais não controlados, evitam alinhar-se a movimentos que resultam em tratados de diminuição de emissão de gases ou controle de poluição (como o tratado de Kyoto). Interessantemente ocorre atualmente uma inversão de valores decorrente de uma conscientização ambiental incipiente, inversão esta que valoriza a sustentação do meio, mas mantendo o *modus vivendi* atingido pelos estados industrializados. Sem querer avançar sobre tal tema polêmico, frisa-se novamente que essas considerações apenas visam mostrar o contexto no qual esta pesquisa se insere no momento atual.

A transferência gasosa na interface ar-água também é importante para uma grande gama de operações industriais e operações relacionadas com as engenharias química e sanitária, como oxidação, hidrogenação e fermentação biológica. Alguns exemplos são a dessorção de H_2S durante o tratamento de água para remoção do gosto e odor e a absorção de Cl_2 para desinfecção da água. (CUNHA, 1993).

FIGURA 1-1 – Ilustração do problema de transferência gasosa interfacial. Os experimentos em tanque de grade oscilante simulam a turbulência gerada no fundo, que é difundida para a superfície, interferindo na transferência gasosa interfacial. Fonte: INSTITUT FÜR HYDROMECHANIK (2002).

Os exemplos mostrados revelam que o desconhecimento da taxa de transferência de massa interfacial pode ser decisivo em previsões acerca do comportamento de sistemas

naturais e artificiais. Diversos pesquisadores, desde o começo do século passado, têm desenvolvido modelos incluindo as propriedades físicas consideradas relevantes nos processos interfaciais, para estabelecer uma formulação matemática para a transferência gasosa interfacial. Apesar dos esforços, o mecanismo de transferência de massa gasosa na interface ar-água ainda permanece obscuro, devido aos escoamentos geralmente estarem sujeitos à agitação turbulenta.

Entre as principais fontes de turbulência que interferem na interface ar-água encontra-se a turbulência decorrente das tensões cisalhantes geradas junto ao fundo dos escoamentos, como é típico nos sistemas ambientais (rios, estuários) e processos industriais (canais de mistura) (BRUMLEY & JIRKA, 1987). Os experimentos em tanques com grades oscilantes permitem o estudo das modificações e distorções de uma superfície livre de cisalhamento, sendo uma forma simples (controlável) de reproduzir a turbulência gerada pelo fundo, que é posteriormente difundida para a superfície livre (FIGURA 1-1).

2 OBJETIVOS

O objetivo último desta linha de pesquisa é obter um entendimento detalhado dos processos de troca de gases na interface ar-água (superfícies livres) em corpos de água turbulentos através de medidas concomitantes de velocidade e concentração. Para isso, foi construído por SOUZA (2002) um tanque de grade oscilante que permite gerar turbulência de uma forma simples e controlável.

O presente trabalho de mestrado atuou principalmente com objetivo intermediário, que é avaliar o comportamento da turbulência no volume do fluido como função dos parâmetros da grade (amplitude de oscilação, frequência de oscilação, malha, seção e altura da água) através de medidas de velocidade realizadas com a técnica DPIV (Digital Particle Image Velocimetry). Tal comportamento refere-se a determinadas características de isotropia, à ausência de escoamento médio e à variação da energia cinética e da taxa de dissipação de energia, que, por sua vez, são comparadas com propostas analíticas existentes. Como este tema não é recente, mas ainda está envolto em dúvidas acerca da sua correta quantificação, o estudo, nesta fase, foi aprofundado para testar as hipóteses de modelos teóricos criados para explicar este tipo de turbulência. Este trabalho também teve como objetivo investigar a turbulência estacionária quase isotrópica gerada por duas grades oscilantes e compará-lo com as equações do modelo $k-\varepsilon$. Para tanto, efetuou-se uma adaptação no tanque existente, de forma a comportar duas grades oscilantes.

Vale mencionar que a etapa de quantificação do campo de velocidade turbulento (objetivo deste mestrado) é de extrema relevância para o objetivo geral da linha de pesquisa (transferência de massa), uma vez que o fenômeno de transferência é dependente das características de movimento do fluido.

3 TURBULÊNCIA

3.1 SERIA POSSÍVEL DEFINIR TURBULÊNCIA?

A vida nos fornece um conhecimento intuitivo de turbulência. Por exemplo, uma ação ou comportamento caracterizado por perturbação da ordem é denominado de turbulento (“...*sedições levaram a turbulências na capital*”). Turbulência também pode significar instabilidade, como em viagens de avião, onde a palavra turbulência geralmente está associada com o fixar dos cintos de segurança. Além disso, turbulência é mencionada para denotar agitação: “... *turbulentos bebedores de vinho de um festival de verão ...*”. Alguém que se comporta com violência, brutalidade, selvageria é dito ser turbulento (“...*homem turbulento e de má catadura*”). Intuitivamente, portanto, turbulência significa desordem, agitação, perturbação, instabilidade ou violência (HOUAISS et al., 2001).

Esta definição, entretanto, não é suficiente para caracterizar o movimento de fluidos. A utilização da palavra turbulência para caracterizar um certo tipo de escoamento é recente. REYNOLDS¹ apud HINZE (1959), um dos pioneiros na observação da turbulência, definiu turbulência como sendo um “*movimento sinuoso*”. TAYLOR & KARMAN² apud HINZE (1959) ampliaram um pouco esta definição: “*Turbulência é um movimento irregular geralmente presente em fluidos, gases ou líquidos, quando estes escoam sobre superfícies sólidas ou mesmo quando camadas adjacentes do mesmo fluido escoam umas sobre as outras*”. Segundo essa definição, o escoamento precisa atender a condição de irregularidade. HINZE (1959) afirmou que essa irregularidade deve ser descrita por leis probabilísticas (não é possível dar um tratamento matemático há um movimento completamente irregular),

¹ REYNOLDS, O. (1883). *Phil. Trans. R. Soc. Lond.*, v.174, p.935-982 apud HINZE, J.O. (1959). *Turbulence*. New York, McGraw-Hill.

² TAYLOR; KARMAN (1937). *J. Roy. Aeronaut. Soc.*, v.41, p.1109 apud HINZE, J.O. (1959). *Turbulence*. New York, McGraw-Hill.

definindo assim turbulência mais precisamente como sendo “... *uma condição irregular do escoamento no qual as várias quantidades estatísticas mostram uma variação randômica no tempo e no espaço, podendo-se obter valores médios estatísticos*”. No entanto, LESIEUR (1997) argumenta que definir turbulência como sendo um escoamento desordenado no tempo e no espaço não é uma definição matemática precisa. Para LESIEUR (1997), a turbulência deveria atender três requisitos:

- a) Primeiro, um escoamento turbulento necessita ser imprevisível, no sentido que uma pequena incerteza em um tempo inicial é de tal forma ampliada que impossibilita uma previsão determinística precisa de sua evolução.
- b) Segundo, tem que satisfazer a propriedade de crescente mistura, isto é, a turbulência tem de ser capaz de misturar quantidades transportadas muito mais rapidamente que se somente a difusão molecular estivesse atuando.
- c) Terceiro, precisa envolver uma ampla escala de comprimentos de ondas espaciais.

Observa-se, através das diferentes tentativas de definição mostradas, que a compreensão da turbulência tem desafiado os pesquisadores por muito tempo. Afinal, seria possível definir turbulência? SCHULZ (2001) foi extremamente feliz em relatar que “... *a definição de turbulência é assunto em aberto, sendo-lhe usualmente atribuída uma série de características próprias para sua identificação*”. Algumas dessas características foram listadas por TENNEKES & LUMLEY (1972):

- ✓ Irregularidade ou aleatoriedade, ocasionando a impossibilidade de um processo determinístico, solicitando um tratamento estatístico.
- ✓ Difusividade, ocasionando rápida mistura e taxas crescentes de transferência de quantidade de movimento, massa e calor.
- ✓ Altos números de Reynolds.
- ✓ Flutuações tridimensionais da vorticidade. O escoamento turbulento é caracterizado por ser rotacional e tridimensional.
- ✓ Dissipativos. Todo escoamento turbulento é dissipativo, isto é, os efeitos viscosos resultam na conversão da energia cinética do escoamento em calor. Portanto, o movimento turbulento é amortecido se não há uma fonte externa gerando continuamente a turbulência.

- ✓ Continuum. As menores escalas de turbulência são muitíssimos maiores que a escala molecular (podendo-se adotar a hipótese do contínuo em sua descrição).
- ✓ Instabilidade. Uma pequena perturbação é geralmente ampliada, devido a não-linearidade das equações de movimento.

3.2 AS EQUAÇÕES DE REYNOLDS PARA O MOVIMENTO TURBULENTO

As equações que regem o escoamento de fluidos podem ser obtidas a partir das leis de conservação de massa e quantidade de movimento. Para escoamentos incompressíveis, essas equações são:

Equação da Continuidade: Conservação de Massa

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \quad (3.1)$$

Equações de Navier-Stokes: Conservação de Quantidade de Movimento

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j \partial x_j} + F_i \quad (3.2)$$

em que U_i é a velocidade instantânea nas três direções coordenadas, p é a pressão estática instantânea, F_i é a componente instantânea das forças de campo, ρ é a massa específica do fluido e ν é a viscosidade cinemática.

As equações (3.1-3.2) se aplicam a valores instantâneos das variáveis, tornando extremamente difícil tratá-las teoricamente em escoamentos turbulentos. Assim, as variáveis são tradicionalmente divididas em parcelas médias e parcelas de flutuação (FIGURA 3-1):

$$U_i = \bar{u}_i + u'_i \quad p_i = \bar{p}_i + p'_i \quad F_i = \bar{F}_i + F'_i \quad (3.3)$$

onde os valores médios são definidos por

³ Nas equações gerais, será utilizada a convenção de Einstein. Em análises específicas, serão definidos os três eixos, sendo utilizadas as letras u , v e w para denotar as velocidades nos eixos x , y e z , respectivamente.

$$\bar{u}_i = \frac{1}{t_2 - t_1} \int_{t_1}^{t_2} u_i dt \quad \bar{p} = \frac{1}{t_2 - t_1} \int_{t_1}^{t_2} p_i dt \quad \bar{F}_i = \frac{1}{t_2 - t_1} \int_{t_1}^{t_2} F_i dt \quad (3.4)$$

com o tempo médio $(t_2 - t_1)$ sendo bem maior em relação à escala de tempo do movimento turbulento.

FIGURA 3-1 – Registro da velocidade no movimento turbulento.

Reynolds propôs certas aproximações no cálculo dos valores médios:

$$\overline{\overline{g}} = \overline{g} \quad (3.5)$$

$$\overline{\overline{gh}} = \overline{g} \overline{h} \quad (3.6)$$

$$\overline{\overline{g + h}} = \overline{g} + \overline{h} \quad (3.7)$$

$$\overline{\frac{df}{ds}} = \frac{d\overline{f}}{ds} \quad (3.8)$$

Dessas regras (3.5-3.8) segue que

$$\overline{ag} = a \overline{g} \quad \text{com } a \text{ constante} \quad (3.9)$$

$$\overline{a} = a \quad \text{com } a \text{ constante} \quad (3.10)$$

$$\overline{\overline{gf}} = \overline{g} \overline{f} \quad (3.11)$$

$$\overline{gg'} = \overline{g} \overline{g'} = 0 \quad (3.12)$$

onde f , g e h são quantidades físicas. Trabalhando as equações de Navier-Stokes (3.2) com as condições de Reynolds (3.5-3.12) obtém-se as equações de Reynolds para escoamentos incompressíveis:

$$\rho \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right) = - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \rho \overline{u'_i u'_j} \right) + \bar{F}_i. \quad (3.13)$$

Estas equações têm a mesma forma das equações originais (3.2), exceto que agora aparecem valores médios em lugar dos valores instantâneos. Além disso, as equações (3.13) contêm termos que envolvem os produtos de flutuações de velocidades em diferentes direções ($\overline{u'_i u'_j}$) (conhecidas como tensões de Reynolds), representando fisicamente o transporte de quantidade de movimento devido ao movimento turbulento. A solução desses produtos conduz a correlações sempre mais complexas (ordens superiores), não se obtendo um equacionamento definitivo. Denomina-se esta situação de problema de fechamento da turbulência.

3.3 MODELOS DE TURBULÊNCIA

A fim de obter uma solução para as equações de Reynolds (3.13) é necessário introduzir equações auxiliares que permitam quantificar as tensões de Reynolds $\overline{u'_i u'_j}$, sem introduzir parâmetros além daqueles já utilizados, fechando assim o sistema de equações. O problema de fechamento já foi enfocado de vários pontos de vista. De uma maneira geral, as diferentes abordagens analíticas do problema de fechamento representam modelos de turbulência, que segundo FREIRE et al. (1998) podem ser classificados em impressionistas, físicos, racionais e ad hoc.. Um modelo de turbulência é, portanto, em linhas gerais, um conjunto de hipóteses sobre as tensões de Reynolds, que permite a solução das equações de Reynolds e da continuidade para um dado escoamento (SILVA, 1978).

Como já dito, diferentes abordagens são sugeridas, mas a aproximação que proporcionou talvez os maiores progressos ao estudo da turbulência fazendo parte da maioria

dos modelos turbulentos existentes na atualidade, é a de BOUSSINESQ⁴ apud RODI (1984). BOUSSINESQ (1877) associou o produto de flutuações ao gradiente da velocidade média do escoamento por intermédio de um coeficiente de proporcionalidade, denominado de viscosidade turbulenta ν_t :

$$-\overline{u'_i u'_j} = \nu_t \left[\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right]. \quad (3.14)$$

Observe que BOUSSINESQ (1877) não fechou o problema da turbulência, uma vez que ele simplesmente transferiu a indeterminação das tensões de Reynolds para a viscosidade turbulenta, cujo sentido físico talvez seja mais claro por fazer uma analogia aos movimentos moleculares nos escoamentos laminares. Apesar de diversos autores criticarem a comparação entre movimentos moleculares e turbulentos, o conceito da viscosidade turbulenta tem se comportado bem na prática, simplesmente porque ν_t pode ser determinado com uma boa aproximação para diferentes situações de escoamento (RODI, 1984).

3.3.1 MODELO $K-\varepsilon$

Muitas já foram as expressões propostas para a variação da viscosidade turbulenta. Há mais de cinquenta anos, KOMOLGOROV⁵ e PRANDTL⁶ apud RODI (1984) sugeriram, em estudos independentes, a seguinte expressão para a viscosidade turbulenta:

$$\nu_t = c_\mu \sqrt{k} L \quad (3.15)$$

⁴ BOUSSINESQ (1877) apud RODI, W. (1984). Turbulence models and their application in hydraulics – A state-of-the-art review. *Journal of Hydraulic Research* – IAHR. Delft, the Netherlands.

⁵ KOLMOGOROV, A.N. (1942). Equations of turbulent motion of an incompressible fluid. *Izv. Akad. Nauk. SSR. Seria fizicheskaya*, n.1-2, p.56-58 apud RODI, W. (1984). Turbulence models and their application in hydraulics – A state-of-the-art review. *Journal of Hydraulic Research* – IAHR. Delft, the Netherlands.

⁶ PRANDTL, L. (1945). Über ein neues Formelsystem für die ausgebildete Turbulenz. *Nachr. Akad. Wiss.*, p.6 apud RODI, W. (1984). Turbulence models and their application in hydraulics – A state-of-the-art review. *Journal of Hydraulic Research* – IAHR. Delft, the Netherlands.

onde c_μ é uma constante, L é uma escala de comprimento e k é energia cinética turbulenta definida por

$$k = \frac{1}{2} \left(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2} \right). \quad (3.16)$$

Adicionalmente, KOMOLGOROV (1942) – PRANDTL (1945) propuseram que a energia cinética turbulenta k , também poderia ser determinada por uma equação de transporte. Tal equação é obtida através da introdução da variação temporal da função correlação nas equações de Navier-Stokes, considerando coincidentes as direções de duas flutuações e nula a distância entre os pontos onde atuam essas flutuações:

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \bar{u}_i \frac{\partial k}{\partial x_i} = - \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\overline{u_i \left(\frac{u'_j u'_j}{2} + \frac{p'}{\rho} \right)} \right] - \overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \nu \frac{\partial \overline{u'_i}}{\partial x_j} \frac{\partial \overline{u'_i}}{\partial x_j} \quad (3.17)$$

A última parcela da eq.(3.17) representa a taxa de dissipação de energia ε para altos números de Reynolds, sendo usualmente expressa por

$$\varepsilon = C_D \frac{k^{3/2}}{L} \quad (3.18)$$

em que C_D é uma constante de proporcionalidade. Substituindo a escala L definida na eq.(3.15) na eq.(3.18), tem-se a viscosidade turbulenta característica do modelo k - ε de turbulência:

$$\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (3.19)$$

onde C_μ é uma nova constante de proporcionalidade.

Para que o sistema até aqui descrito seja determinado, resta apenas estabelecer uma expressão para o termo da taxa de dissipação de energia ε . Esta pode ser obtida também a partir das equações de Navier-Stokes. O desenvolvimento das equações de Navier-Stokes envolve correlações complexas, cujo comportamento é pouco conhecido. São feitas, então, drásticas aproximações com vistas a obter uma equação manuseável, que é aqui apresentada:

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \bar{u}_i \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} \right) + C_1 \frac{\varepsilon}{k} (P + G) (1 + C_3 Rf) - C_2 \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (3.20)$$

onde σ_ε , C_1 , C_2 e C_3 são constantes empíricas, P e G são grandezas relacionadas à produção de turbulência e Rf é o número de Richardson. Este é o modelo k - ε , um modelo ad hoc. (ver FREIRE et al., 1998).

Outros modelos de turbulência podem ser facilmente encontrados na literatura (ver TENNEKES & LUMLEY, 1972; RODI, 1984; STANISIC, 1985). Embora todos os modelos sejam interessantes e permitam vislumbrar um ou outro aspecto dos problemas em turbulência, para que o presente texto possa ser conduzido em torno de uma linha mais objetiva, os mesmos não serão aqui apresentados.

3.4 GRANDEZAS RELEVANTES NA TEORIA ESTATÍSTICA

Os modelos de turbulência são atualmente as únicas ferramentas disponíveis para solução teórica de problemas na engenharia. De forma geral, as aproximações mencionadas anteriormente envolvem complexidades que fogem à praticidade e ao uso do engenheiro com formação usual. Normalmente os equacionamentos restringem-se a correlacionar escalas de velocidade e comprimento vinculadas à turbulência, de forma que o menor número possível de variáveis seja utilizado. Temos as seguintes definições da teoria estatística tradicional para essas escalas:

3.4.1 INTENSIDADE TURBULENTA

Para a velocidade, a escala usualmente utilizada é a intensidade turbulenta u . A intensidade turbulenta é definida como sendo a raiz quadrada da média quadrática das flutuações de velocidade (definição que segue aquela adotada por BRODKEY (1967), visto a velocidade média em tanques de grades oscilantes ser teoricamente nula):

$$u_x = \sqrt{u_x'^2}, \quad u_y = \sqrt{u_y'^2}, \quad u_z = \sqrt{u_z'^2}. \quad (3.21)$$

Na turbulência homogênea, os valores da intensidade turbulenta (conhecidos na literatura também como *rms* – root-mean-square) podem ser diferentes para cada direção coordenada, porém devem ser independentes da posição no fluido. Na turbulência isotrópica, por sua vez, as flutuações são independentes da direção de referência:

$$u_x = u_y = u_z. \quad (3.22)$$

3.4.2 COMPRIMENTO CARACTERÍSTICO DOS TURBILHÕES

Para a introdução de um conceito importante da turbulência estatística que é o comprimento característico dos turbilhões é necessário uma breve introdução na teoria da correlação. O coeficiente de correlação permite avaliar o grau de dependência entre duas variáveis, se existe uma certa associação entre as duas variáveis, isto é, se, por exemplo, a valores altos de uma variável sempre correspondem valores altos da outra variável, e a valores baixos correspondem valores baixos, elas estão correlacionadas. TAYLOR⁷ apud BRODKEY (1967) foi talvez o primeiro a sugerir que a correlação poderia ser aplicada aos termos de flutuação de velocidade na turbulência. Ele chamou a atenção para o seguinte fato: há um forte grau de correlação entre as velocidades em dois pontos do espaço, se a distância entre as mesmas é pequena quando comparada com o tamanho do turbilhão. De modo oposto, se os pontos estão afastados, não estando mais no mesmo turbilhão, uma correlação baixa pode ser esperada (FIGURA 3-2).

FIGURA 3-2 – Correlação de velocidade. Observe que existe uma alta correlação entre *a* e *b* e uma baixa correlação entre *a* e *c*.

Considere uma propriedade estatística de uma variável randômica (neste caso a velocidade) em dois pontos separados por uma distância r (isto é, em x e $x + r$). A função coeficiente de correlação espacial é dada por:

⁷ TAYLOR, G.I. (1935). *Proc. Roy. Soc. (London)*., v.151A, p.421 apud BRODKEY, R.S. (1967). *The phenomena of fluid motions*. California, Adison Wesley Publishing Company.

$$R_{ij} = \frac{\overline{u'_i(x)u'_j(x+r)}}{\overline{u_i(x)u_j(x+r)}} \quad (3.23)$$

onde u' é a flutuação de velocidade no ponto em questão. A função coeficiente de correlação tende ao valor 1 quando a distância r tende a zero. Por outro lado, quando a distância r é grande o suficiente de tal forma que não exista correlação a função coeficiente de correlação vai a zero (ver equação 3.23).

Se considerarmos a turbulência homogênea, o problema é consideravelmente simplificado, uma vez que a intensidade turbulenta é então independente da distância r . Para turbulência homogênea obtém-se:

$$R_{ij} = \frac{\overline{u'_i(x)u'_j(x+r)}}{u_i u_j} \quad (3.24)$$

Se ainda considerarmos a turbulência isotrópica, as intensidade turbulentas são todas iguais e todos os termos $i \neq j$ são iguais a zero, produzindo:

$$R_{ii} = \frac{\overline{u'_i(x)u'_i(x+r)}}{u^2}. \quad (3.25)$$

Visto não haver direção preferencial para o caso da turbulência isotrópica, é mais conveniente (pensando em trabalhos experimentais) introduzir um par alternativo de correlações, definidos por:

$$f(r) = \frac{\overline{u'_r(x)u'_r(x+r)}}{u^2} \quad (3.26)$$

$$g(r) = \frac{\overline{u'_n(x)u'_n(x+r)}}{u^2} \quad (3.27)$$

onde u_r e u_n denotam respectivamente as componentes paralela e normal da velocidade. Portanto, tem-se uma correlação longitudinal $f(r)$ de velocidade e uma correlação transversal $g(r)$ de velocidade, sendo r a distância entre os pontos considerados (FIGURA 3-3).

FIGURA 3-3 – Correlação de velocidade longitudinal e normal (transversal).

BATCHELOR (1953) mostrou que estas duas funções estão relacionadas através:

$$g(r) = f(r) + \left(\frac{r}{2} \right) \left[\frac{\partial f(r)}{\partial r} \right]. \quad (3.28)$$

É usual, na turbulência estatística, definir-se escala de turbulência em função dos coeficientes de correlação. A integração de $f(r)$ e $g(r)$ fornece duas escalas de comprimento:

$$L_f = \int_0^{\infty} f(r) dr \quad (3.29)$$

$$L_g = \int_0^{\infty} g(r) dr \quad (3.30)$$

que dão uma avaliação do tamanho médio dos turbilhões existentes. Uma vez que $f(r)$ e $g(r)$ estão relacionados (ver equação 3.28), pode-se obter uma relação entre as escalas também:

$$L_g = \frac{1}{2} L_f. \quad (3.31)$$

4 TANQUE DE GRADE OSCILANTE

4.1 INTRODUÇÃO

A turbulência gerada por grades oscilantes tem sido utilizada em diversos contextos, tais como: transferência de gases através da interface ar-água (BRUMLEY & JIRKA, 1987; CHU & JIRKA, 1992), suspensão de sedimentos (MEDINA et al., 2001), dispersão de poluentes (BRUNK et al., 1996), mistura interfacial de fluidos estratificados (TURNER, 1968; THOMPSON & TURNER, 1975; HOPFINGER & TOLY, 1976) e coagulação (BRUNK et al., 1998).

Os equipamentos de grade oscilante geralmente possuem as seguintes características: uma grade (usualmente de seção quadrada) de malha M (definido como a distância entre o centro de duas barras consecutivas), colocada em um fluido em repouso, é oscilada com uma amplitude S e uma frequência f produzindo uma turbulência estacionária “quase” isotrópica a uma distância de 1 a 3 malhas (M) da grade. Neste intervalo a razão entre a intensidade turbulenta vertical e a horizontal está tipicamente no intervalo de 1,1-1,3 e a velocidade média é aproximadamente zero.

Evidentemente a descrição acima é simplificada, podendo haver diferenças entre as características dos equipamentos descritos na literatura. No item 4.2 este aspecto é melhor evidenciado.

4.2 TANQUES ENCONTRADOS NA LITERATURA

Apesar da não existência de uma padronização para as dimensões do tanque e os parâmetros de forma da grade, os tanques encontrados na literatura não divergem consideravelmente, permitindo comparação dos resultados obtidos. A TABELA 4-1 foi elaborada para permitir visualizar semelhanças e diferenças nos experimentos relatados na literatura. Além das dimensões dos tanques encontrados na literatura, a TABELA 4-1 dá uma descrição das grades, frequência de oscilação, amplitude de oscilação e técnica de medição utilizadas nos experimentos.

TABELA 4-1 – Condições experimentais para turbulência gerada por uma grade oscilante

Pesquisadores	Dimensões do Tanque		Descrição da Grade			f (Hz)	S (cm)	Técnica de Medição
	Área (cm x cm)	Altura (cm)	M (cm)	Seção da Barra (cm x cm)	Solidez (%)			
Bouvard e Dumas (1967)	67,5 x 67,5	100	Placa perfurada 4,55 (diâmetro dos furos)		-	-	0 - 8	Hot-film
Thompson e Turner (1975)	25,4 x 25,4	46	5	1 x 1 0,952*	-	2,78 - 5	1 - 1,45	Hot-film
Hopfinger e Toly (1976)	67,5 x 67,5	100	5	1 x 1	-	2 - 6	4 - 9	Hot-film
	80 x 80		10	2 x 2				
Dickey et al. (1984)	62 x 62	76	5	1*	-	3,5 - 4,5	6	Streak Photography
Pankow e Asher (1984)	8,5 x 8,5	30	1,6	0,32 x 0,32	-	-	-	-
Brumley e Jirka (1987)	50 x 50	40	6,35	1,3 x 1,3	36	0,5 - 5	1,3 - 15	Hot-film
Nokes (1988)	25,4 x 25,4	60	5	1 x 1	-	4	0,77 - 4,9	-
Chu e Jirka (1992)	50 x 50	40	6,35	1,3 x 1,3	36	1,28 - 2,56	2,4 - 10,1	Hot-film
De Silva e Fernando (1992)	26 x 26	60	6,2	0,9 x 0,9	27	1 - 5	0,85 - 2,1	LDV
			4,76		36			
			2,93		50			
De Silva e Fernando (1994)	25,4 x 25,4 45,7 x 45,7	47	7,97	0,9 x 0,9 1,2 x 1,9	27	-	0,85 - 2,1	LDV
		45,7	4,76		36			
			2,93		50			
Brunk et al. (1996)	40 x 20	100	1,27	0,267*	37,6	2 - 8	0,5 - 4	ADV
Voropayev e Fernando (1996)	16*	25	0,318	0,071*	-	2 - 40	0,045 - 0,45	ADV
			0,180	0,051*				

Pesquisadores	Dimensões do Tanque		Descrição da Grade			f (Hz)	S (cm)	Técnica de Medição
	Área (cm x cm)	Altura (cm)	M (cm)	Seção da Barra (cm x cm)	Solidez (%)			
Shy et al. (1997)	15 x 15	30	3	0,6 x 0,6	36,9	1 - 10	2	LDV
Kit et al. (1997)	47 x 47	45	8	1,93 x 1,93	42	2,15 - 4,3	3,2	Hot-film
Brunk et al. (1998)	40 x 20	25	1,27	0,267*	37,6	0 - 8	0,5 - 4	ADV
Liem et al. (1999)	11,5 x 11,5	15	0,92 1,1 1,38 1,83	0,32* 0,48* 0,64*	-		13,5	LDA
Matsunaga et al. (1999)	100 x 25 25 x 25	40 60	5	1 x 1	-	2 - 6	4 - 8	Hot-film
Jensen et al. (1999)	40 x 20	100	1,27	0,267*	37,6	0,2 - 8,5	0,5 - 4	ADV
Cheng e Law (2001)	50 x 50	100	5	1 x 1	36	1 - 4	4	DPIV
Goldburg et al. (2001)	-	-	4,66	1 x 1	-	4,5	1,25	DPIV

* Seção circular

Alguns comentários acerca das condições experimentais podem ser mencionados:

Dimensões do tanque. Os tanques de seção quadrada são os mais utilizados, apesar da existência de tanques de seção circular (VOROPAYEV & FERNANDO, 1996) e retangular (BRUNK et al., 1996 e 1998; JENSEN et al., 1999; MATSUNAGA et al., 1999). SOUZA (2002) comenta que essa discrepância seja talvez devido às limitações de espaço, ou mesmo devido à busca de um dimensionamento ótimo que venha padronizar este equipamento. Um outro motivo talvez seja o contexto para o qual se está utilizando o tanque.

Frequência de oscilação. McDOUGALL (1979) mostrou que acima de 7 Hz a intensidade turbulenta não pode mais ser relacionada linearmente com a frequência, visto que há a ocorrência de um forte movimento secundário. SHY et al. (1997), por sua vez, encontraram

um valor limite de 8 Hz. Sobre este tema surgem naturalmente questões acerca do vínculo existente entre a frequência limite e as outras características do tanque, como suas dimensões e a solidez da grade. Isto mostra a conveniência de estudos adicionais.

Grade. CORSSIN (1963) concluiu que uma solidez inferior a 40% é capaz de evitar movimentos secundários e forte falta de homogeneidade no plano horizontal, em experimentos através de uma grade fixa. Em outras palavras, as estruturas de jatos e esteiras geradas pela grade tornam-se instáveis para uma solidez maior que 40%. Entende-se como solidez a relação entre a área horizontal ocupada pelas barras da grade e a área total da superfície do tanque. DE SILVA & FERNANDO (1992) obtiveram os mesmos resultados para grade oscilante. Uma descrição detalhada da forma das correntes secundárias ou um estudo dirigido à verificação da ausência das mesmas para baixas frequências ainda inexistem.

Técnica de medição. Diversas técnicas foram utilizadas para realizar as medidas de velocidade, entre as quais se destacam cinco: Anemometria de Filme Quente (Hot-Film Anemometry), Laser Doppler Velocimetry (LDV), Acoustic Doppler Velocimetry (ADV), Laser Doppler Anemometry (LDA) e Digital Particle Image Velocimetry (DPIV).

4.2.1 TANQUE DE GRADE OSCILANTE NO BRASIL

Segundo a literatura consultada, ROMA (1988) foi o primeiro a utilizar tanque de grade oscilante no Brasil com o intuito de estudar transferência interfacial de gases. O objetivo de sua pesquisa foi desenvolver um sensor ótico para medida da turbulência superficial, visando a obtenção de uma correlação com a reaeração. O tanque possuía uma área superficial de 50 cm x 50 cm e altura de 80 cm. Foram construídas três grades: 100 malhas/m², 256 malhas/m² e 400 malhas/m², com seção quadrada de 1 cm x 1 cm. As grades foram posicionadas a uma altura de 70 cm da superfície da água sendo osciladas com uma amplitude de 10 cm. Trabalhos posteriores utilizaram o tanque de ROMA (1988), sempre procurando aplicar a metodologia de sonda ótica para a medida de turbulência superficial, no estudo da reaeração de corpos d'água (MELLO, 1996; MIRANDA, 2000).

4.3 SOLUÇÃO PARA O DECAIMENTO ESPACIAL DA TURBULÊNCIA

De acordo com SCHULZ & CHAUDHRY (1999), algumas propostas de solução, visando descrever o comportamento de diferentes variáveis, são encontradas na literatura, sempre associadas a hipóteses que buscam o vínculo com a realidade física (BOUVARD &

DUMAS, 1967; THOMPSON & TURNER, 1975; HOPFINGER & TOLY, 1976; NOKES, 1988).

A equação da energia para a turbulência gerada em tanque de grade oscilante pode ser escrita como:

$$\frac{d}{dz} \left(\frac{1}{\rho} \overline{w' p'} + \frac{\overline{w' q'^2}}{2} \right) + \varepsilon = 0 \quad (4.1)$$

onde ε é a taxa de dissipação de energia, w' a componente da flutuação de velocidade vertical, q'^2 é a flutuação da energia turbulenta e z é a distância a partir do centro de oscilação da grade. Segundo THOMPSON & TURNER (1975) os termos entre parênteses na eq.(4.1) podem ser considerados proporcionais a u'^3 (para turbulência isotrópica). Com $\varepsilon = C_D u'^3 / L$, a eq.(4.1) pode ser reescrita na forma

$$\frac{du^3}{dz} = -B \frac{u^3}{L} \quad (4.2)$$

onde L é uma escala de comprimento e B é uma constante. Considerando $L = \beta \cdot z$ (β é uma constante), a eq.(4.2) torna-se igual a

$$u = u_0 \left(\frac{z}{z_0} \right)^{-\frac{B}{3\beta}} \quad (4.3)$$

Esta expressão foi obtida primeiramente por THOMPSON & TURNER (1975). HOPFINGER & TOLY (1976) observaram que a relação B/β permanece praticamente constante para turbulência homogênea, e tem valor igual a 3. Adicionalmente, HOPFINGER & TOLY (1976) obtiveram relações para u_0 e z_0 obtendo assim uma equação dimensionalmente consistente para u

$$u = CS^{1,5} M^{0,5} fz^{-1} \quad (4.4)$$

onde $C = 0,25$. A eq.(4.4) tem sido extensivamente utilizada devido a sua simplicidade e utilidade, apesar de diversos autores questionarem a sua validade irrestrita. NOKES (1988), por exemplo, sugeriu que $u \propto z^{-1,5}$ para $S = 1,6, 2,4$ e $3,22$ cm, $u \propto z^{-0,86}$ quando $S = 4,9$

cm, e $u \propto z^{-0,8}$ para $S = 0,77$ cm, indicando que o decaimento de u não pode variar segundo uma única lei exponencial.

MATSUNAGA et al. (1999) e SCHULZ & CHAUDHRY (1998) apresentaram soluções, utilizando aproximações vinculadas ao modelo k - ε . Estas aproximações, que envolvem evoluções espaciais da energia cinética turbulenta e de sua taxa de dissipação, possibilitam uma análise mais adequada dos dados experimentais, e, por isso, o desenvolvimento delas é apresentado aqui.

4.3.1 SOLUÇÃO ANALÍTICA DO MODELO k - ε

Admite-se a situação de uma grade oscilante colocada em um fluido em repouso (não há escoamento médio) onde as quantidades estatísticas variam somente na direção z (z é a direção de oscilação da grade). Para tal escoamento, com viscosidade turbulenta constante ν_t , as equações governantes do modelo k - ε são dadas por

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial z} \right) = \varepsilon \quad (4.5)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} \right) = C_2 \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (4.6)$$

$$\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (4.7)$$

em que k é a energia cinética turbulenta, ε é a taxa de dissipação de energia, e σ_k , σ_ε , C_2 e C_μ são constantes do modelo k - ε .

Para grandes distâncias da origem, a taxa de dissipação ε e a energia cinética são desprezíveis. Em $z = 0$, a energia cinética e a taxa de dissipação são idealmente máximas e iguais a k_0 e ε_0 , respectivamente. As equações (4.5-4.7) ficam sujeitas, portanto, às seguintes condições de contorno:

$$k = k_0 \text{ e } \varepsilon = \varepsilon_0 \text{ em } z = 0, \quad (4.8)$$

$$k \rightarrow 0, \varepsilon \rightarrow 0 \text{ em } z \rightarrow \infty. \quad (4.9)$$

Vale fazer a ressalva, também levantada em SCHULZ (2001), que as formulações a serem apresentadas consideram apenas as parcelas difusivas e dissipativas do equacionamento original. Não se considerou, por exemplo, a parcela de produção de turbulência, que faz com que a origem $z = 0$ de fato deva ser considerada sob outro prisma.

4.3.1.1 SOLUÇÃO DE SCHULZ & CHAUDHRY (1998)

SCHULZ & CHAUDHRY (1998), para a hipótese de viscosidade turbulenta constante, uniram a eq.(4.5) e (4.7) obtendo

$$\left(\frac{\partial^2 k}{\partial z^2} \right) = C_\mu \frac{\sigma_k}{\nu_t^2} k^2 \quad (4.10)$$

Após a primeira integração da eq.(4.10), tem-se

$$\frac{d}{dz} \left(\frac{C_\mu \sigma_k}{\nu_t^2} k \right) = \pm \sqrt{I + \frac{2}{3} \left(\frac{C_\mu \sigma_k}{\nu_t^2} k \right)^3} \quad (4.11)$$

onde I é uma constante.

A energia cinética fornecida pela grade é dissipada no espaço. A eq.(4.11) fica sujeita, portanto, às seguintes condições de contorno:

$$k \rightarrow 0 \text{ e } \frac{dk}{dz} = 0 \text{ para } z \rightarrow \infty. \quad (4.12)$$

Para distâncias muito grandes (z tendendo a infinito), a energia cinética gerada na grade se terá dissipado (k tenderá a zero), bem como seu gradiente. Conseqüentemente, a constante I assume o valor de zero. Integrando a eq.(4.11), com as condições de contorno da eq.(4.12), produz:

$$k = \frac{\left(\frac{6\nu_t^2}{\sigma_k C_\mu} \right)}{(B+z)^2}, \quad (4.13)$$

e por conseguinte (substituindo a eq.(4.13) na eq.(4.7)):

$$\varepsilon = \frac{\left(\frac{36v_t^3}{\sigma_k^2 C_\mu} \right)}{(B+z)^4}. \quad (4.14)$$

onde B é uma constante de integração com dimensão de comprimento (m). Considerando grandes distâncias da grade, ou $z \gg B$, tem-se:

$$k = \left(\frac{6v_t^2}{\sigma_k C_\mu} \right) z^{-2} \quad (4.15)$$

$$\varepsilon = \left(\frac{36v_t^3}{\sigma_k^2 C_\mu} \right) z^{-4}. \quad (4.16)$$

4.3.1.2 SOLUÇÃO DE MATSUNAGA ET AL. (1999)

MATSUNAGA et al. (1999), por sua vez, propuseram os seguintes adimensionais:

$$\hat{k} = \frac{k}{k_0}, \quad \hat{\varepsilon} = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}, \quad \hat{z} = \frac{z}{(k_0^3 \varepsilon_0^{-2})^{1/2}} \quad \text{e} \quad \hat{v}_t = \frac{v_t}{(k_0^2 \varepsilon_0^{-1})} \quad (4.17)$$

que simplificam as equações (4.5-4.7) e as condições de contorno (4.8-4.9) para

$$\frac{\partial}{\partial \hat{z}} \left(\frac{\hat{v}_t}{\sigma_k} \frac{\partial \hat{k}}{\partial \hat{z}} \right) = \hat{\varepsilon} \quad (4.18)$$

$$\frac{\partial}{\partial \hat{z}} \left(\frac{\hat{v}_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \hat{\varepsilon}}{\partial \hat{z}} \right) = C_2 \frac{\hat{\varepsilon}^2}{\hat{k}} \quad (4.19)$$

$$\hat{v}_t = C_\mu \frac{\hat{k}^2}{\hat{\varepsilon}} \quad (4.20)$$

$$\hat{k} = 1 \quad \text{e} \quad \hat{\varepsilon} = 1 \quad \text{em} \quad \hat{z} = 0, \quad (4.21)$$

$$\hat{k} \rightarrow 0 \quad \text{e} \quad \hat{\varepsilon} \rightarrow 0 \quad \text{em} \quad \hat{z} \rightarrow \infty. \quad (4.22)$$

Introduzindo a variável independente $\hat{\zeta}$ de tal forma que

$$\frac{d\hat{\zeta}}{d\hat{z}} = \frac{\sigma_k}{\hat{v}_t} > 0 \text{ para } 0 < \hat{z} < \infty \quad (4.23)$$

$$\hat{\zeta} = \zeta_0 \text{ em } \hat{z} = z_0 \quad (4.24)$$

$$\hat{\zeta} \rightarrow \infty \text{ para } \hat{z} \rightarrow \infty \quad (4.25)$$

com

$$\zeta_0 = \sqrt{\frac{6\sigma_k}{C_\mu}} \quad (4.26)$$

As equações (4.18-4.22) são então transformadas para

$$\frac{d^2 \hat{k}}{d\hat{\zeta}^2} = \left(\frac{C_\mu}{\sigma_k} \right) \hat{k}^2 \quad (4.27)$$

$$\frac{d^2 \hat{\varepsilon}}{d\hat{\zeta}^2} = \left(\frac{C_2 C_\mu \sigma_\varepsilon}{\sigma_k^2} \right) \hat{k} \hat{\varepsilon} \quad (4.28)$$

$$\hat{k} = 1, \text{ e } \hat{\varepsilon} = 1 \text{ em } \hat{\zeta} = \zeta_0, \quad (4.29)$$

$$\hat{k} \rightarrow 0, \hat{\varepsilon} \rightarrow 0 \text{ em } \hat{\zeta} \rightarrow \infty. \quad (4.30)$$

Dessa forma, obtém-se as soluções analíticas para $\hat{k}$ e $\hat{\varepsilon}$

$$\hat{k} = \left(\frac{\zeta_0}{\hat{\zeta}} \right)^2 \quad (4.31)$$

$$\hat{\varepsilon} = \left(\frac{\zeta_0}{\hat{\zeta}} \right)^{3+r} \quad (4.32)$$

onde r deve satisfazer

$$(r+3)(r+4) = \frac{6C_2\sigma_\varepsilon}{\sigma_k} \quad (4.33)$$

Resolvendo-se esta equação quadrática (4.33), obtém-se

$$r = -\frac{7}{2} + \sqrt{\frac{I}{4} + \frac{6C_2\sigma_\varepsilon}{\sigma_k}}. \quad (4.34)$$

Da transformação fornecida pela eq.(4.23) obtemos

$$\frac{d\hat{\zeta}}{d\hat{z}} = \frac{\sigma_k}{\hat{\nu}_t} = \frac{\sigma_k \hat{\varepsilon}}{C_\mu \hat{k}^2} = \frac{\zeta_0^2}{6} \left(\frac{\zeta_0}{\hat{\zeta}} \right)^{r-1} \quad (4.35)$$

onde

$$z_0 = \frac{6}{r\zeta_0} \quad (4.36)$$

Finalmente, obtêm-se as soluções analíticas com as quantidades adimensionais:

$$\hat{k} = \left(\frac{\hat{z}}{z_0} + 1 \right)^{-2/r} \quad (4.37)$$

$$\hat{\varepsilon} = \left(\frac{\hat{z}}{z_0} + 1 \right)^{-(3+r)/r} \quad (4.38)$$

$$\hat{\nu}_t = C_\mu \left(\frac{\hat{z}}{z_0} + 1 \right)^{-(1-r)/r} \quad (4.39)$$

$$\hat{L} = \left(\frac{\hat{z}}{z_0} + 1 \right) \quad (4.40)$$

Supondo que a viscosidade turbulenta seja constante, que $\hat{k} \rightarrow \infty$ e $\hat{\varepsilon} \rightarrow \infty$ em $\hat{z} = 0$ e utilizando as transformações dadas pela eq.(4.23), são obtidas as seguintes soluções analíticas:

$$\hat{k} = \left(\frac{\hat{z}}{z_0} \right)^{-2} \quad (4.41)$$

$$\hat{\varepsilon} = \left(\frac{\hat{z}}{z_0} \right)^{-4} \quad (4.42)$$

$$l = \left(\frac{\hat{z}}{z_0} \right) \quad (4.43)$$

As equações (4.41-4.43) mostram que as equações do modelo k - ε incluem a solução proposta por HOPFINGER & TOLY (1976).

4.3.2 COMPARAÇÃO DAS SOLUÇÕES

A variação da energia cinética turbulenta deduzida por SCHULZ & CHAUDHRY (1998) e MATSUNAGA et al. (1999) pode ser comparada com a solução proposta por HOPFINGER & TOLY (1976). Trabalhando com a equação de HOPFINGER & TOLY (1976), pode-se obter após alguns algebrismos uma expressão para a energia cinética turbulenta $\hat{k}$:

$$\hat{k} = E\hat{z}^{-2} \quad (4.44)$$

onde E é uma constante. A solução (4.44) é idêntica a proposta por SCHULZ & CHAUDHRY (1998) e MATSUNAGA et al. (1999) em uma região restrita do escoamento, visto que as soluções do modelo k - ε são derivadas de um equacionamento mais geral, podendo ser aplicadas para outras situações de escoamento. Na TABELA 4-2, a equação de SCHULZ & CHAUDHRY (1998) está adimensionalizada com os adimensionais definidos por MATSUNAGA et al. (1999), sendo H , J e B constantes.

TABELA 4-2 – Comparação das soluções

HOPFINGER & TOLY (1976)	SCHULZ & CHAUDHRY (1998)	MATSUNAGA et al. (1999)
$\hat{k} = E\hat{z}^{-2}$	$\hat{k} = H(B + J\hat{z})^{-2}$	$\hat{k} = \left(\frac{\hat{z}}{z_0} + 1 \right)^{-2/r}$

A observação inicial mostra que a solução de SCHULZ & CHAUDHRY (1998) engloba a solução de HOPFINGER & TOLY (1976) (basta considerar $B = 0$), enquanto que

a solução de MATSUNAGA et al. (1999) engloba ambas as anteriores (no caso em que $r = 1$ e se tiver grandes distâncias da origem). Assim, em um processo passo-a-passo, diferentes soluções foram apresentadas, sempre avançando para uma situação mais geral, que engloba as soluções anteriores. A FIGURA 4-1 mostra a relação existente entre as diferentes soluções.

FIGURA 4-1 – Comparação das soluções.

5 APARATO E PROCEDIMENTOS EXPERIMENTAIS – UMA GRADE OSCILANTE

5.1 TANQUE DE UMA GRADE OSCILANTE

A FIGURA 5-1 mostra a representação esquemática do tanque de grade oscilante projetado para gerar turbulência de uma forma simples e controlável. O tanque possui 50 cm x 50 cm de área superficial e 115 cm de altura.

FIGURA 5-1 – Desenho do tanque de grade oscilante. Para a visualização da grade, foram removidas do desenho duas placas de acrílico externas. Fonte: SOUZA (2002).

As paredes do tanque foram feitas de placas de acrílico transparente, permitindo tanto a projeção do feixe do laser para o interior do tanque como a captura de imagens. O tanque foi isolado de qualquer fonte de vibração para minimizar a sua influência na turbulência gerada e evitar o surgimento de ondas na superfície da água (ver FIGURA 5-2). Isso foi conseguido através de um forte travamento, ancorado no piso de concreto do laboratório.

FIGURA 5-2 – Tanque de grade oscilante com estrutura reforçada para evitar vibrações.

FIGURA 5-4 – Grade com malha de 5,1 cm, dando uma solidez de 32% (cotas em cm).

5.1.2 MECANISMO DE OSCILAÇÃO DA GRADE

SOUZA (2002) comenta a existência na literatura de dois mecanismos distintos de ligação entre o sistema de oscilação e a grade. O primeiro é composto por uma haste vertical que perfura a parte inferior do tanque prendendo-se a grade (FIGURA 5-5a). Este mecanismo possui dois inconvenientes: a variação de volume causada pela oscilação da haste e problemas de vedação onde a haste atravessa o tanque. O segundo mecanismo consiste em hastes verticais que perfuram a superfície da água ligando-se à grade (FIGURA 5-5b). Segundo HERLINA et al. (2001), as desvantagens dessa configuração são a geração de movimentos preferenciais ao redor das hastes e a variação de volume.

Para evitar estes inconvenientes, foi desenvolvido durante o mestrado de SOUZA (2002) um tanque com fixação do sistema de oscilação através da parede lateral, impedindo assim a geração de escoamentos preferenciais, a oscilação do nível de água e eventuais vazamentos. As fendas por onde as barras de fixação da grade atravessam as paredes são isoladas do meio externo por lâminas de teflon (FIGURA 5-6). De fato duas barras da grade (de ambas as extremidades) atravessam as paredes do tanque, passando por recortes feitos

nas placas de acrílico, e se ligam a duas placas oscilantes, também de acrílico, localizadas em compartimentos laterais. Nestes compartimentos também há água, mas que é evitada de escoar para o interior do volume de controle justamente devido à existência das placas de teflon que ocupam as fendas e oscilam juntamente com a grade. O sistema mostrou-se livre de vazamentos.

FIGURA 5-5 – (a) Uma haste vertical perfura a parte inferior do tanque prendendo-se a grade. (b) Hastes verticais furando a superfície da água ligando-se a grade.

FIGURA 5-6 – (a) Sistema de vedação entre os compartimentos laterais e o tanque com a grade. (b) Desenho do isolamento entre o tanque e os compartimentos laterais. Uma tira de teflon (amarelo) move-se juntamente com a grade evitando que a água atravesse o recorte. Uma chapa de aço inoxidável (cinza escuro) alojou o a tira de teflon no recorte.

O mecanismo de oscilação da grade é adicionalmente composto por um motor, conjunto de rolamentos, mancais, eixos, polias e correias. Para a oscilação das grades foi utilizado um motor de 4hp, de corrente contínua, cuja rotação pode ser variada através de controle acionado manualmente. A regulação da frequência de oscilação da grade foi realizada com um tacômetro digital que possui uma precisão de 0,1:1000 para rotações inferiores a 1000 rpm.

A frequência de oscilação f pode ser variada de zero a 4 Hz e a amplitude de oscilação S pode ser variada de zero a 10 cm.

5.2 DPIV (DIGITAL PARTICLE IMAGE VELOCIMETRY)

A medição das velocidades horizontais e verticais foi realizada através da técnica DPIV (Digital Particle Image Velocimetry), uma técnica não intrusiva que fornece campos de vetores de velocidade instantâneos no plano em estudo. Esta é uma importante vantagem em relação às outras técnicas que somente fornecem medidas pontuais de velocidade.

Na técnica DPIV, um feixe do laser é expandido para dentro do escoamento (FIGURA 5-7). Modernas câmaras CCD (Charge Coupled Device) são utilizadas para capturar imagens de partículas movendo-se dentro do fluido na região do feixe, sendo que através da análise de múltiplas imagens pode-se obter os vetores velocidade. O tempo entre as capturas de imagens é escolhido de tal forma que o deslocamento seja grande o suficiente para produzir precisas medidas de velocidade e pequeno o suficiente para caracterizar o movimento do fluido local.

Como fonte de luz foi utilizado o Oxford Laser (LS20), que possui uma potência média de aproximadamente 20 W. Uma câmera CCD Kodak Megaplug, modelo ES 1.0 foi utilizada para registrar as imagens. Esta câmera fornece uma resolução de até 1024 pixel x 1024 pixel tendo uma velocidade de 30 frames/segundo (foi utilizada uma resolução de 480 pixel x 480 pixel).

5.2.1 CARACTERÍSTICAS

Algumas características importantes da técnica DPIV são:

- A técnica é não-intrusiva.

- Utiliza a medição de velocidade de partículas presentes no fluido (FIGURA 5-8).

FIGURA 5-7 – O fluido iluminado pelo feixe do laser.

- São obtidos vetores de velocidade instantâneos na seção em estudo.
- A velocidade pode variar de zero a supersônica.
- Com uma seqüência de mapas de vetores de velocidade pode-se obter velocidade média, intensidade turbulenta, correlação, etc.

FIGURA 5-8 – Detalhe das partículas presentes no fluido. Devido à elevada potência do laser não foi necessária a adição de partículas traçadoras.

5.2.2 PRINCÍPIOS DA TÉCNICA DPIV

Na técnica DPIV os vetores velocidade são calculados utilizando sub-sessões (ou sub-regiões) da área em estudo através da medição do deslocamento ($\Delta \bar{X}$) de partículas presentes no fluido entre duas imagens sucessivas (Δt).

$$\bar{V} = \frac{\Delta \bar{X}}{\Delta t} \quad (5.1)$$

Possuindo uma seqüência de duas ou mais imagens de posições sucessivas de partículas, divide-se, como já mencionado, essas imagens em pequenas sub-sessões denominadas de áreas de interrogação. As áreas de interrogação de cada imagem (*imagem 1* e *imagem 2*), são correlacionadas uma com a outra, pixel por pixel. Esta operação produz um pico de correlação, identificando o deslocamento $\Delta \bar{X}$ da partícula presente em ambas as imagens. Uma medida precisa do deslocamento – e conseqüentemente da velocidade – é alcançada com a interpolação dos sub-pixel. Repetindo o processo da correlação cruzada para cada área de interrogação das duas imagens capturadas pela câmara CCD pode-se obter um mapa de vetores de velocidade (FIGURA 5-9).

FIGURA 5-9 – Nesse caso, duas imagens são capturadas. A correlação cruzada das duas imagens em cada área de interrogação fornece o deslocamento médio das partículas naquela área. A direção do deslocamento é da imagem 1 para imagem 2. Esse processo é repetido para todas as áreas de interrogação. Como o intervalo de tempo entre as imagens é conhecido, obtém-se o vetor velocidade.

5.2.3 PROCEDIMENTOS

Devido à turbulência gerada por grade oscilante ser sensível às condições iniciais, as medidas iniciaram-se somente 30 minutos após o início da oscilação da grade (baseou-se este procedimento nas observações de HERLINA et al., 2001). Imagens de aproximadamente 14 cm x 14 cm foram tiradas em dois planos verticais (um sobre a barra e o outro entre barras – ver FIGURA 5-11), no centro do tanque, em um intervalo de $5 \text{ cm} \leq z \leq 19 \text{ cm}$, onde z é o eixo vertical com origem no centro de oscilação da grade (FIGURA 5-10). Após a captura e gravação das imagens no computador, utilizou-se o software VISIFLOW[®] para obtenção dos vetores velocidade através do método da correlação cruzada. A área de interrogação possui cerca de 0,93 cm x 0,93 cm (32 pixel x 32 pixel) sendo utilizada uma sobreposição de 50%. O tamanho da área de interrogação afeta a resolução dos dados, enquanto que a sobreposição das áreas de interrogação fornece correlação inerente aos vetores adjacentes. O número de imagens capturadas para cada situação experimental aqui testada nunca foi inferior a 495 e nunca superior a 585.

FIGURA 5-10 – Imagens de aproximadamente 14 cm x 14 cm foram tiradas no intervalo de $5 \text{ cm} \leq z \leq 19 \text{ cm}$, onde z é o eixo vertical com origem no centro de oscilação da grade.

FIGURA 5-11 – Localização da captura das imagens.

Utilizou-se ainda um programa, desenvolvido durante este trabalho, para a leitura dos 500 arquivos (um número arredondado) de cada experimento e o cálculo da intensidade turbulenta, flutuação de velocidade, média, correlação entre velocidades e tensões de Reynolds. Frisa-se que o programa trabalha com qualquer número de arquivos.

5.3 PLANEJAMENTO DO EXPERIMENTO

Técnicas de planejamento de experimentos baseadas na estatística são importantes por permitirem um processo experimental eficiente e econômico, a utilização de métodos estatísticos para a análise dos dados e uma conclusão cientificamente objetiva (MONTGOMERY & RUNGER, 1994).

MONTGOMERY & RUNGER (1994) comentam que o planejamento fatorial tem-se mostrado uma técnica poderosa para experimentos que incluam dois ou mais fatores considerados relevantes. Além de o experimento fatorial investigar todas as possíveis combinações dos fatores considerados relevantes, os autores afirmam ser ele o único meio de se descobrir a interação existente entre os mesmos.

No presente estudo, foram considerados relevantes cinco fatores: a frequência de oscilação da grade, a amplitude de oscilação da grade, a malha, a altura da água e a localização de captura das imagens. Foram considerados dois níveis para cada fator relevante (TABELA 5-1), sendo necessários, portanto, 32 (2^5) experimentos para testar a sensibilidade do tanque de grade oscilante (TABELA 5-2).

TABELA 5-1 – Fatores de Planejamento

Nível	Frequência (Hz)	Amplitude (cm)	Malha (cm)	Altura d'água (cm)	Posição
Baixo (-)	1	3	4,1	40	Sobre Barra
Alto (+)	3	4	5,1	55	Entre Barras

TABELA 5-2 – Planejamento 2⁵.

Planejamento 2 ⁵				
A (Frequência)	B (Altura d'água)	C (Posição)	D (Amplitude)	E (Malha)
1	40	SB	3	4,1
3	40	SB	3	4,1
1	55	SB	3	4,1
3	55	SB	3	4,1
1	40	EB	3	4,1
3	40	EB	3	4,1
1	55	EB	3	4,1
3	55	EB	3	4,1
1	40	SB	4	4,1
3	40	SB	4	4,1
1	55	SB	4	4,1
3	55	SB	4	4,1
1	40	EB	4	4,1
3	40	EB	4	4,1
1	55	EB	4	4,1
3	55	EB	4	4,1
1	40	SB	3	5,1

Planejamento 2 ⁵				
A (Frequência)	B (Altura d'água)	C (Posição)	D (Amplitude)	E (Malha)
3	40	SB	3	5,1
1	55	SB	3	5,1
3	55	SB	3	5,1
1	40	EB	3	5,1
3	40	EB	3	5,1
1	55	EB	3	5,1
3	55	EB	3	5,1
1	40	SB	4	5,1
3	40	SB	4	5,1
1	55	SB	4	5,1
3	55	SB	4	5,1
1	40	EB	4	5,1
3	40	EB	4	5,1
1	55	EB	4	5,1
3	55	EB	4	5,1

Foram ainda efetuados experimentos exploratórios para a malha de 4,1 cm (24 experimentos), em situação de amplitudes de 5,0 e 6,0 cm, cujos resultados mostraram características que suscitam novos experimentos, direcionados para a sua explicação. Nos anexos são apresentados ilustrativamente alguns desses resultados.

6 RESULTADOS E DISCUSSÕES – TANQUE DE UMA GRADE OSCILANTE

Este capítulo apresenta de forma resumida os dados experimentais obtidos para uma grade oscilante. As discussões acerca dos resultados e suas conclusões são comuns às demais situações experimentais, cujos gráficos se encontram nos anexos. Item 6.1 apresenta os procedimentos gerais utilizados para as comparações e discussões posteriores. Na seção 6.2 faz-se uma análise do efeito que o número de imagens exerce na intensidade turbulenta. Uma discussão acerca da velocidade média e do conceito de intensidade turbulenta é apresentada em 6.3. Seções 6.4 e 6.5 mostram, respectivamente, a isotropia e homogeneidade alcançada no tanque de uma grade oscilante. A distribuição espacial das tensões de Reynolds é apresentada na seção 6.6. Na seção 6.7 os dados experimentais são comparados com as soluções analíticas de 4.3.1. A variação da viscosidade turbulenta e da escala de comprimento é mostrada nas seções 6.8 e 6.9, respectivamente. Finalmente, na seção 6.10 faz-se uma discussão acerca das variáveis experimentais relevantes em tanques de uma grade oscilante.

6.1 PROCEDIMENTOS GERAIS

Para realizar análises com os dados experimentais foi seguida uma seqüência de procedimentos, a qual será aqui apresentada passo-a-passo (ver fluxograma na FIGURA 6-1)

6.1.1 CÁLCULO DA INTENSIDADE TURBULENTA

Após a captura e gravação das ≈ 500 imagens, obteve-se através do programa VISIFLOW[®] campos de vetores de velocidade instantâneos (29×29 vetores). Como o VISIFLOW[®] não oferece as operações de cálculo corretas para os próximos passos, utilizou-se o programa computacional desenvolvido durante o mestrado. Cada vetor foi decomposto em suas componentes x e z .

FIGURA 6-1 – Fluxograma passo-a-passo da seqüência de cálculos seguida.

Após a decomposição, foi calculado o valor médio temporal, ou seja, a média dos ≈ 500 campos de velocidade instantânea. Frisa-se que a média foi obtida para cada área de

interrogação. Com a média, foi possível calcular a flutuação de velocidade, e conseqüentemente a intensidade turbulenta, para cada área de interrogação.

6.1.2 CÁLCULO DAS TENSÕES DE REYNOLDS

A partir das flutuações de velocidade pode-se facilmente calcular as tensões de Reynolds médias, definidas por $\overline{u'w'}$, onde a barra indica uma média temporal.

6.1.3 CÁLCULO DA ENERGIA CINÉTICA TURBULENTO

No passo 6.1.1, obteve-se o valor da intensidade turbulenta para cada área de interrogação. Conseqüentemente têm-se diferentes valores da intensidade turbulenta para uma mesma distância da grade. Assim sendo, foi calculada a energia cinética turbulenta através da equação:

$$k = \frac{1}{2}(2u^2 + w^2) \quad (6.1)$$

onde u é a intensidade turbulenta em x e w é a intensidade turbulenta em z . A intensidade turbulenta em x foi multiplicada por dois visto ser esperada isotropia no plano horizontal. Como a turbulência gerada possui uma pequena variação em uma linha horizontal, ou seja, em x , foi efetuada a média espacial da energia cinética turbulenta em x .

Pode-se ainda obter uma velocidade de referência u_r baseada em k , definida por:

$$u_r = \sqrt{k} = \sqrt{\frac{1}{2}(2u^2 + w^2)}. \quad (6.2)$$

6.1.4 ESCALA DE COMPRIMENTO

Segundo CHENG & LAW (2001), uma importante vantagem da técnica DPIV em relação às demais, é a possibilidade de realizar medidas simultâneas de velocidade em um determinado plano, permitindo assim uma avaliação direta da função de correlação espacial. Em turbulência isotrópica há duas escalas, L_f e L_g , conforme indicado no capítulo 3.4.2. A FIGURA 6-2 mostra um exemplo da função de coeficiente de correlação longitudinal e transversal obtida.

FIGURA 6-2 – (a) Função de coeficiente de correlação horizontal (longitudinal) $f(r)$ e (b) vertical (transversal) $g(r)$, para $f = 1$ Hz, $S = 4$ cm, $M = 5,1$ cm, Altura d'água = 40 cm e Seção EB.

A integração de $f(r)$ e $g(r)$ fornece a escala longitudinal e transversal, respectivamente. A variação da escala longitudinal e transversal com a distância z é mostrada na FIGURA 6-3. A partir destas escalas foi calculada uma escala de comprimento total definida por $L = \sqrt{2L_f^2 + L_g^2}$. A escala de comprimento longitudinal foi multiplicada por dois visto ser esperado que as velocidades no plano horizontal sejam iguais.

FIGURA 6-3 – (a) Escala horizontal e (b) vertical para $f = 1$ Hz, $S = 4$ cm, $M = 5,1$ cm, Altura d'água = 40 cm e Seção EB.

Observa-se que a relação entre a escala transversal e longitudinal ($L_g = L_f/2$) não foi obedecida. De fato, ambas as escalas, na maior parte dos experimentos, tiveram praticamente a mesma ordem de grandeza, característica dos escoamentos não isotrópicos.

6.1.5 CÁLCULO DA TAXA DE DISSIPAÇÃO DE ENERGIA

A definição da taxa de dissipação de energia ε , com bases dimensionais, pode ser encontrada em BATCHELOR (1953) e HINZE (1959), na forma:

$$\varepsilon = C_D \frac{u^3}{L} \quad (6.3)$$

onde u é uma intensidade turbulenta, aqui adotada como u_r (a velocidade de referência definida no item 6.1.3), C_D é uma constante a definir (da ordem da unidade) e L é a escala de comprimento total definida no item 6.1.4.

Portanto,

$$u^3 = k^{3/2}. \quad (6.4)$$

6.1.6 CÁLCULO DA VISCOSIDADE TURBULENTA

A viscosidade turbulenta pode ser definida por:

$$\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (6.5)$$

onde C_μ é uma constante, geralmente igual a 0,09 (ver RODI, 1984).

6.2 NÚMERO DE IMAGENS

Como já dito, a duração de cada experimento foi em torno de 5 minutos, ou seja, 500 imagens foram capturadas para cada experimento. Este número de imagens (em torno de 500) foi baseado nos resultados obtidos por CHENG & LAW (2001), os quais realizaram testes para explorar o efeito do número de campos de vetores na intensidade turbulenta, concluindo que 400 imagens seriam suficientes para se atingir a constância. Tendo em vista que as condições experimentais do presente trabalho foram semelhantes às de CHENG & LAW (2001), o mesmo número de imagens foi adotado. Um exemplo da variação da intensidade turbulenta horizontal u e vertical w com o número de campos de vetores, obtida

para uma frequência de 3 Hz, amplitude de 3 cm, altura d'água de 55 cm e malha de 5,1 cm está mostrada na FIGURA 6-4. Analogamente aos testes realizados por CHENG & LAW (2001), observa-se que os resultados não são consistentes para pequeno número de campos de vetores e somente aproximam-se da exatidão quando o número de campos de vetores aproxima-se de 400 a 450. No entanto, para algumas condições experimentais não se pode afirmar com certeza se a variação da intensidade turbulenta já se “estabilizou”. Mais estudos são necessários. Em geral, a variação da intensidade turbulenta foi menor que $\pm 5\%$ de u ou w (495 ou 510) para um número de imagens superior a 450 (ver TABELA 6-1).

FIGURA 6-4 – Variação da intensidade turbulenta horizontal u e vertical w com o número de campos de vetores de velocidade, para $S = 3$ cm, $f = 3$ Hz, $M = 5,1$ cm e Altura d'água = 55 cm. (a) u e Seção SB. (b) w e Seção SB. (c) u e Seção EB. (d) w e Seção EB.

TABELA 6-1 – Máxima variação da intensidade turbulenta com o número de campos de vetores.

f (Hz)	S (cm)	M (cm)	Altura d'água (cm)	Seção	Velocidade	Máxima Variação (%)				
						>100	>200	>300	>400	>450
1	4	5,1	40	SB	u	47,23	19,14	8,27	7,44	2,74
					w	31,06	9,68	8,35	8,83	8,29
1	4	5,1	40	EB	u	-	-	-	-	-
					w	-	-	-	-	-
3	4	5,1	40	SB	u	18,38	17,63	4,94	2,53	2,13
					w	16,08	8,04	5,64	2,61	2,01
3	4	5,1	40	EB	u	18,97	8,88	8,09	2,76	2,36
					w	15,30	6,37	5,07	3,99	2,81
1	4	5,1	55	SB	u	48,43	44,38	38,31	7,99	5,01
					w	29,10	16,36	14,05	7,19	4,43
1	4	5,1	55	EB	u	47,92	18,22	9,46	6,18	5,00
					w	50,34	30,11	11,06	3,95	3,54
3	4	5,1	55	SB	u	31,43	23,92	10,11	8,16	4,13
					w	17,08	8,31	5,25	5,25	1,34
3	4	5,1	55	EB	u	17,83	13,83	7,60	5,08	3,64
					w	11,14	7,26	5,80	3,09	2,14
1	3	5,1	40	SB	u	26,94	24,04	12,54	8,93	7,95

f (Hz)	S (cm)	M (cm)	Altura d'água (cm)	Seção	Velocidade	Máxima Variação (%)				
						>100	>200	>300	>400	>450
					w	29,20	16,04	10,24	4,73	4,62
1	3	5,1	40	EB	u	35,85	20,13	11,96	10,91	6,30
					w	48,18	25,68	13,07	8,78	7,79
3	3	5,1	40	SB	u	-	-	-	-	-
					w	-	-	-	-	-
3	3	5,1	40	EB	u	18,48	12,43	10,14	8,87	5,79
					w	13,91	12,13	4,38	3,21	2,74
1	3	5,1	55	SB	u	46,05	21,27	17,54	7,94	6,23
1	3	5,1	55	EB	w	42,49	34,98	33,38	20,64	17,10
3	3	5,1	55	SB	u	-	-	-	-	-
3	3	5,1	55	EB	w	-	-	-	-	-
1	4	4,1	40	SB	u	16,69	11,36	9,39	5,45	4,22
					w	12,99	8,49	8,41	4,72	2,80
1	4	4,1	40	EB	u	31,85	17,03	9,26	7,80	4,25
					w	28,17	20,55	17,10	14,60	11,97
3	4	4,1	40	SB	u	26,89	18,98	14,39	7,69	5,60
					w	16,58	16,89	10,95	3,78	4,22
3	4	4,1	40	EB	u	19,99	14,63	10,08	4,16	2,33

f (Hz)	S (cm)	M (cm)	Altura d'água (cm)	Seção	Velocidade	Máxima Variação (%)				
						>100	>200	>300	>400	>450
					w	13,17	12,87	8,38	3,11	2,66
1	4	4,1	55	SB	u	29,34	19,03	11,33	5,36	4,12
					w	22,06	9,82	5,78	5,22	3,10
1	4	4,1	55	EB	u	29,15	14,84	11,11	8,87	5,49
					w	20,16	18,73	12,95	10,09	5,42
3	4	4,1	55	SB	u	34,10	19,24	7,15	5,29	3,45
					w	13,15	10,04	5,80	2,91	2,71
3	4	4,1	55	EB	u	21,84	13,69	7,80	5,93	3,01
					w	13,83	11,56	6,16	4,11	1,80
1	3	4,1	40	SB	u	38,21	25,10	25,93	20,29	7,67
					w	47,90	36,81	20,21	15,97	9,85
1	3	4,1	40	EB	u	28,01	21,83	9,24	6,12	3,37
					w	32,12	18,51	12,57	7,65	4,99
3	3	4,1	40	SB	u	33,28	12,83	9,50	4,28	3,19
					w	25,13	20,78	14,30	7,03	3,29
3	3	4,1	40	EB	u	16,31	12,23	9,86	6,56	3,11
					w	14,06	15,61	11,95	4,85	2,46

6.3 VELOCIDADE MÉDIA

É muito importante que não haja um forte escoamento médio, pois este pode modificar o decaimento da velocidade. Entretanto, é evidente das FIGURA 6-6 e 6-7 que a velocidade média não é nula. De fato, a velocidade média atingiu até 180% da intensidade turbulenta, enquanto que KIT et al. (1997) observaram valores menores que 25% da intensidade turbulenta para uma distância superior a 9 cm do centro de oscilação da grade. Já o escoamento médio obtido por HOPFINGER & TOLY (1976) foi em torno de 10% da energia cinética turbulenta. São escassos os trabalhos encontrados na literatura que fazem uma quantificação da velocidade média.

Um aspecto que muitas vezes é negligenciado no cômputo da intensidade turbulenta é a velocidade média. Grande parte dos pesquisadores aparentemente considera a velocidade média no tanque igual a zero, calculando, portanto, a intensidade turbulenta a partir das velocidades instantâneas. Entretanto, este não é um cálculo preciso da intensidade turbulenta. A TABELA 6-2 mostra a relação entre a intensidade turbulenta real e a ‘fictícia’ (baseada na velocidade instantânea) para u e w para uma altura d’água de 40 cm, $f = 1$ Hz, $S = 4$ cm, $M = 5,1$ cm e seção EB. A FIGURA 6-5 também apresenta esta relação. Quando comparamos a intensidade turbulenta real com a intensidade turbulenta baseada na velocidade instantânea, observamos que ela pode ser até 59% maior (para este caso específico). Ora, isto pode interferir significativamente tanto na correta lei de decaimento como na relação velocidade média/intensidade turbulenta.

FIGURA 6-5 – Relação entre a intensidade turbulenta calculada a partir dos campos instantâneos e a intensidade turbulenta calculada a partir das flutuações de velocidade.

O alto escoamento médio encontrado pode ser decorrente de um movimento de grande escala, que "rouba" energia originalmente destinada à turbulência, interferindo assim na turbulência gerada pela grade e conseqüentemente na correta lei de decaimento (em outras palavras, parte da energia fornecida à grade é utilizada em um "efeito bomba" que simplesmente introduz movimento médio no meio fluido). A grade com $M = 4,1$ cm apresentou fortes movimentos secundários, ficando comprometida a análise dos dados experimentais obtidos com a mesma. BRUMLEY & JIRKA (1987) comentam que este significativo escoamento médio é uma característica mais ou menos comum a todos os experimentos em tanques de grades oscilantes. Nota-se que mais estudos com este tipo de equipamento devem ser conduzidos, visando esclarecer os aspectos dúbios da existência de correntes secundárias. O tema é relevante, uma vez que os sistemas de grades oscilantes visam, em princípio, estudar a turbulência sem interferências de escoamentos médios e dos gradientes de velocidade que estes produzem. Lembra-se que qualquer região com altos gradientes de velocidade média é potencialmente uma região de produção de turbulência. Havendo sítios no tanque de grade oscilante que produzem turbulência sem ser junto à própria grade, a análise de processos puramente difusivo-dissipativos fica comprometida.

TABELA 6-2 – Relação da intensidade turbulenta 'fictícia' e real para u e w (para uma altura d'água de 40 cm, $f = 1$ Hz, $S = 4$ cm, $M = 5,1$ cm e seção EB)

z (cm)	$u(\text{fictício})/u(\text{real})$	$w(\text{fictício})/w(\text{real})$
5,5	1,04	1,58
6,0	1,04	1,59
6,5	1,05	1,56
6,9	1,05	1,48
7,4	1,06	1,40
7,9	1,06	1,34
8,4	1,06	1,28
8,9	1,07	1,22
9,4	1,07	1,16
9,9	1,08	1,11
10,4	1,08	1,09
10,8	1,08	1,09
11,3	1,09	1,09
11,8	1,08	1,09
12,3		
	1,08	1,10

z (cm)	$u(\text{fictício})/u(\text{real})$	$w(\text{fictício})/w(\text{real})$
12,8	1,08	1,11
13,3	1,09	1,13
13,8	1,10	1,16
14,3	1,11	1,20
14,7	1,13	1,21
15,2	1,15	1,19
15,7	1,18	1,18
16,2	1,23	1,18
16,7	1,26	1,17
17,2	1,29	1,17
17,7	1,31	1,15
18,2	1,35	1,14
18,6	1,36	1,13

(a)

FIGURA 6-6 – (a) Campo instantâneo e (b) médio de velocidade para Altura d'água = 40 cm, $f = 3$ Hz, $S = 3$ cm, $M = 4,1$ cm e seção EB.

FIGURA 6-7 – (a) Campo instantâneo e (b) médio de velocidade para Altura d'água = 40 cm, $f = 3$ Hz, $S = 3$ cm, $M = 5,1$ cm e seção EB.

6.4 ISOTROPIA

Quanto à isotropia, os valores encontrados para a relação w/u estão entre 0,59 e 2,07 (ver TABELA 6-3). Na realidade, esperava-se valores em torno de 1,1 a 1,4, como os de HOPFINGER & TOLY (1976), por exemplo, que obtiveram valores de w/u entre 1,1 e 1,3 para grandes distâncias da grade. McDOUGALL (1979) encontrou valores da ordem de 1,4. Os movimentos secundários podem ter alterado esta situação de isotropia.

A FIGURA 6-8 mostra a variação de w/u com a distância da grade. Para a malha de 5,1 cm, a tendência é de a anisotropia aumentar conforme a distância da grade aumenta. Por outro lado, a relação da intensidade turbulenta vertical e horizontal w/u para a grade com malha de 4,1 cm não mostrou uma característica predominante.

FIGURA 6-8 – Relação da intensidade turbulenta vertical e horizontal (w/u) para $M = 5,1$ cm, $S = 3$ cm, Altura d'água = 40 cm. (a) $f = 1$ Hz e Seção SB. (b) $f = 1$ Hz e Seção EB. (c) $f = 3$ Hz e Seção SB. (d) $f = 3$ Hz e Seção EB.

TABELA 6-3 – Relação da intensidade turbulenta vertical e horizontal

f (Hz)	S (cm)	M (cm)	Altura d'água (cm)	Seção	w/u
1	4	5,1	40	SB	1,15-1,58
1	4	5,1	40	EB	1,08-1,43

f (Hz)	S (cm)	M (cm)	Altura d'água (cm)	Seção	w/u
3	4	5,1	40	SB	0,98-1,57
3	4	5,1	40	EB	1,07-1,54
1	4	5,1	55	SB	0,90-1,46
1	4	5,1	55	EB	1,03-1,42
3	4	5,1	55	SB	0,99-1,68
3	4	5,1	55	EB	1,10-1,70
1	3	5,1	40	SB	0,76-1,64
1	3	5,1	40	EB	0,76-1,79
3	3	5,1	40	SB	0,54-1,79
3	3	5,1	40	EB	0,54-1,89
1	3	5,1	55	SB	0,92-1,80
1	3	5,1	55	EB	1,18-1,67
3	3	5,1	55	SB	0,86-2,07
3	3	5,1	55	EB	1,13-1,91
1	4	4,1	55	SB	0,93-1,13
1	4	4,1	55	EB	0,88-1,24
3	4	4,1	55	SB	0,97-1,17
3	4	4,1	55	EB	0,90-1,93
1	4	4,1	40	SB	0,84-1,20

f (Hz)	S (cm)	M (cm)	Altura d'água (cm)	Seção	w/u
1	4	4,1	40	EB	0,83-1,12
3	4	4,1	40	SB	1,10-1,40
3	4	4,1	40	EB	1,08-1,45
1	3	4,1	55	SB	0,59-1,29
1	3	4,1	55	EB	0,62-1,23
3	3	4,1	55	SB	0,99-1,68
3	3	4,1	55	EB	1,10-1,70
1	3	4,1	40	SB	0,59-1,29
1	3	4,1	40	EB	0,62-1,23
3	3	4,1	40	SB	1,08-1,41
3	3	4,1	40	EB	1,08-1,52

6.5 DISTRIBUIÇÃO HORIZONTAL DA INTENSIDADE TURBULENTA

Para verificar a homogeneidade da turbulência gerada, apresenta-se na FIGURA 6-9 a distribuição horizontal da intensidade turbulenta para diferentes elevações. Há uma significativa variação da intensidade turbulenta no plano horizontal para distâncias próximas a grade devido à agitação mecânica da mesma. Com o aumento da frequência, a não homogeneidade tende a aumentar. Por outro lado, com o aumento da distância da grade, a intensidade turbulenta tende a se homogeneizar.

FIGURA 6-9 – Distribuição horizontal da intensidade turbulenta para $f = 1$ Hz, $S = 3$ cm, $M = 5,1$ cm e Altura d'água = 40 cm. (a) u e Seção SB. (b) w e Seção SB. (c) u e Seção EB. (d) w e Seção EB.

6.6 DISTRIBUIÇÃO HORIZONTAL DAS TENSÕES DE REYNOLDS

A FIGURA 6-10 mostra a distribuição horizontal das tensões de Reynolds ($i \neq j$) para diferentes elevações da grade. Observa-se que os valores médios das tensões de Reynolds ao longo de uma linha horizontal são praticamente zero e que as suas flutuações

em x se tornam cada vez mais próximas de zero conforme a distância da grade aumenta. Com o aumento da frequência as tensões de Reynolds tendem também a aumentar, principalmente para a região próxima a grade. As tensões de Reynolds obtidas são menores que as de ORLINS (1999) e CHENG & LAW (2001), mostrando que o tanque pode ser considerado livre de cisalhamento.

FIGURA 6-10 – Distribuição horizontal das tensões de Reynolds para $f = 1$ Hz, $S = 3$ cm e $M = 5,1$ cm. (a) Altura d'água = 40 cm e Seção SB. (b) Altura d'água = 40 cm e Seção EB. (c) Altura d'água = 55 cm e Seção SB. (d) Altura d'água = 55 cm e Seção EB.

6.7 DISTRIBUIÇÃO VERTICAL DA ENERGIA CINÉTICA TURBULENTA E DA TAXA DE DISSIPAÇÃO DE ENERGIA

Para verificar a validade dos modelos apresentados na seção 4.3.1, estes são comparados com os dados experimentais obtidos. Inicialmente, apresenta-se o procedimento utilizado para o cálculo das constantes de cada modelo. Posteriormente, são expostas as comparações entre as soluções analíticas e experimentais.

6.7.1 PROCEDIMENTO DE MATSUNAGA ET AL. (1999)

A seguinte relação é obtida a partir das soluções analíticas (apresentadas na seção 4.3.1):

$$\hat{\varepsilon} = \hat{k}^{(3+r)/2} \quad (6.6)$$

A FIGURA 6-11 mostra a evolução de $\hat{\varepsilon}$ em função de $\hat{k}$ para $M = 5,1$ cm, $S = 4$ cm, $f = 1$ Hz, Seção EB e Altura d'água = 40 cm. Observa-se que ε é proporcional a $k^{1,8176}$, sendo r conseqüentemente igual a 0,6352.

FIGURA 6-11 – Relação entre ε e k para $M = 5,1$ cm, $S = 4$ cm, $f = 1$ Hz, Seção EB e Altura d'água = 40 cm.

Para obter o valor de z_0 , os dados experimentais de L (comprimento total) foram plotados em função de z (FIGURA 6-12). Neste caso o valor de $z_0 = 2,2458$ pôde ser deduzido. Substituindo $r = 0,6352$ e $z_0 = 2,2458$ nas equações (4.37-4.38), obtêm-se as seguintes equações adimensionais:

$$\hat{k} = \left(\frac{\hat{z}}{2,2458} + 1 \right)^{-3,15} \quad (6.7)$$

$$\hat{\varepsilon} = \left(\frac{\hat{z}}{2,2458} + 1 \right)^{-5,72} \quad (6.8)$$

Para adimensionalizar as equações, MATSUNAGA et al. (1999) introduziram as constantes k_0 e ε_0 . Estas podem ser avaliadas superpondo os perfis dos dados experimentais de k e ε aos perfis das respectivas soluções teóricas. O ajuste foi encerrado quando ambos valores de k_0 e ε_0 apresentaram uma boa aproximação e os valores experimentais concordaram bem com os teóricos. As FIGURA 6-13 e 6-14 mostram a concordância existente entre os dados experimentais e analíticos para $\hat{k}$ e $\hat{\varepsilon}$, respectivamente. É importante ressaltar que os valores das constantes, r , z_0 , k_0 e ε_0 , foram obtidos para a região onde somente atuam os processos difusivos e dissipativos. Dois motivos podem ser mencionados: o equacionamento adotado produz a solução apenas para sistemas difusivo-dissipativos e existem incertezas acerca dos fenômenos relevantes na região onde há o crescimento da energia cinética turbulenta com a distância da grade.

FIGURA 6-12 – Relação entre z e L para $M = 5,1$ cm, $S = 4$ cm, $f = 1$ Hz, Seção EB e Altura d'água = 40 cm. O valor de z_0 é o coeficiente angular da reta (2,2458).

FIGURA 6-13 – Dados experimentais de energia cinética turbulenta (normalizada) em função da distância adimensionalizada para $M = 5,1$ cm, $S = 4$ cm, $f = 1$ Hz, Seção EB e Altura d'água = 40 cm.

FIGURA 6-14 – Dados experimentais de taxa de dissipação de energia (normalizada) em função da distância adimensionalizada para $M = 5,1$ cm, $S = 4$ cm, $f = 1$ Hz, Seção EB e Altura d'água = 40 cm.

6.7.2 PROCEDIMENTO VISANDO O AJUSTE DO MODELO DE SCHULZ E CHAUDHRY (1998)

Uma característica do modelo $k-\epsilon$ é a pouca variação das constantes a ele associadas para diferentes condições do escoamento. No caso de grades oscilantes, as constantes do modelo $k-\epsilon$, que aqui interessam são σ_k e C_{μ} . Os valores mais usuais para essas constantes

são $\sigma_k = 1,0$ e $C_\mu = 0,09$, largamente aceitas (ver RODI, 1984, por exemplo). Uma vez que o modelo proposto por SCHULZ & CHAUDHRY (1998) admite viscosidade turbulenta constante, calculou-se a média espacial vertical da viscosidade turbulenta na região de decaimento da energia cinética turbulenta (região difusivo-dissipativa). Nesse caso utilizou-se a própria definição da viscosidade turbulenta do modelo k - ε , considerando $C_D = 1$. Para $M = 5,1$ cm, $S = 4$ cm, $f = 1$ Hz, Seção EB e Altura d'água = 40 cm, a viscosidade turbulenta obtida foi igual a $2,11 \times 10^{-5}$ m²/s. Considerando os valores de literatura para σ_k e C_μ , ajustou-se apenas o valor de B , obtido por regressão a partir do método de mínimos quadrados. Frisa-se que foi efetuado um ajuste de B iterativo entre a energia cinética turbulenta e a sua taxa de dissipação, ou seja, foram ajustados, ao mesmo tempo, os dados de k e ε . O fluxograma da FIGURA 6-17 ilustra o procedimento seguido. Neste caso, $B = -0,043$. As FIGURA 6-15 e 6-16 mostram os dados experimentais e analíticos para $\hat{k}$ e $\hat{\varepsilon}$, respectivamente. É importante novamente lembrar que os valores das constantes, B e ν_t , foram obtidos para a região onde somente atuam os processos difusivo-dissipativos.

FIGURA 6-15 – Dados experimentais de energia cinética turbulenta (normalizada) em função da distância adimensionalizada ajustando somente B para $M = 5,1$ cm, $S = 4$ cm, $f = 1$ Hz, Seção EB e Altura d'água = 40 cm.

FIGURA 6-16 – Dados experimentais de taxa de dissipação de energia (normalizada) em função da distância adimensionalizada ajustando somente B para $M = 5,1$ cm, $S = 4$ cm, $f = 1$ Hz, Seção EB e Altura d'água = 40 cm.

FIGURA 6-17 – Fluxograma para obtenção de B com C_D , σ_k e C_μ fixos (onde k_{cal} é a energia cinética calculada e k_{exp} é a energia cinética obtida experimentalmente).

Como a solução de SCHULZ & CHAUDHRY (1998) com as constantes do modelo k - ε pré-definidas mostrou-se pouco representativa do fenômeno, aderindo bem aos dados somente para algumas situações de escoamento, foi adotado um procedimento que aumenta o número de graus de liberdade no ajuste das constantes. Neste procedimento as constantes C_D e B , das equações de SCHULZ & CHAUDHRY (1998), foram obtidas por regressão através do método de mínimos quadrados. O novo valor de B foi chamado de B' . Frisa-se novamente que foi efetuado um ajuste de B' e C_D iterativo entre a energia cinética turbulenta e a sua taxa de dissipação, ou seja, foram ajustados, ao mesmo tempo, os dados de k e ε . O fluxograma da FIGURA 6-18 ilustra o procedimento seguido. Os resultados obtidos, com este procedimento alternativo, estão mostrados nas FIGURA 6-19 e 6-20. Quando comparamos as duas soluções de SCHULZ & CHAUDHRY (1998) observamos que a solução alternativa se ajusta bem melhor aos dados experimentais; entretanto, conduz a valores para C_D que, em princípio, não são previstos teoricamente (apesar de, pela própria definição, constituir uma constante empírica, sem modelação teórica). A análise dimensional apenas conduz a uma constante, mas o autor defende que C_D geralmente é próximo de 1. Esta discussão é mais extensa do que a proposição teórica pretende ser. Por exemplo, KIT et al. (1997) realizaram cálculos com os dados de BRUMLEY & JIRKA (1987) e mostraram que os mesmos produziram $C_D \approx 0,2$. BRUNK et al. (1998) argumentam que o valor mais utilizado é 0,80, o que mostra haver constatações experimentais que apontam para uma faixa de variação ainda não bem definida. A validade de uma ou outra constante (ou de uma faixa de variação para a mesma) apenas poderá ser esclarecida com estudos específicos para elucidação da taxa de dissipação de energia cinética turbulenta. Embora o tema seja dos mais relevantes na área, ele foge do escopo do presente estudo. Contudo, o fato de os valores aqui encontrados estarem de acordo com a faixa experimental relatada na literatura mostra que os procedimentos adotados são adequados. Os valores de B' e C_D , para o ajuste alternativo, estão mostrados na TABELA 6-4.

FIGURA 6-18 – Fluxograma para obtenção de B' e C_D com σ_k e C_μ fixos (onde k_{cal} é a energia cinética calculada e k_{exp} é a energia cinética obtida experimentalmente).

FIGURA 6-19 – Dados experimentais de energia cinética turbulenta (normalizada) em função da distância adimensionalizada ajustando B' e C_D para $M = 5,1$ cm, $S = 4$ cm, $f = 1$ Hz, Seção EB e Altura d'água = 40 cm.

FIGURA 6-20 – Dados experimentais de taxa de dissipação de energia (normalizada) em função da distância adimensionalizada ajustando B e C_D para $M = 5,1$ cm, $S = 4$ cm, $f = 1$ Hz, Seção EB e Altura d'água = 40 cm.

6.7.3 COMPARAÇÕES ENTRE OS DADOS EXPERIMENTAIS E ANALÍTICOS

A TABELA 6-4 apresenta os valores das constantes de ambos os modelos obtidos para cada experimento. Adicionalmente, a tabela mostra o valor de Reynolds definido como fS^2/ν . Nota-se que o valor de r depende claramente do número de Reynolds, quando este aumenta aquele também aumenta (FIGURA 6-21).

FIGURA 6-21 - r versus Rey para $M = 5,1$ cm.

A FIGURA 6-22 mostra que os dados experimentais se ajustam bem as tendências das soluções de MATSUNAGA et al. (1999) e de SCHULZ & CHAUDHRY (1998). Vale a pena ressaltar que somente as soluções alternativas são apresentadas para o modelo de SCHULZ & CHAUDHRY (1998), portanto com valores de C_D não previstos teoricamente. Adicionalmente, lembra-se que o valor de r , para a solução de MATSUNAGA et al. (1999) também sofreu variação para condições iguais de agitação. Mais estudos são necessários para verificar estas ressalvas.

FIGURA 6-22 – Distribuição vertical da energia cinética para $S = 4$ cm, $M = 5,1$ cm e Altura d'água = 40 cm. (a) $f = 1$ Hz, Seção SB. (b) $f = 1$ Hz, Seção EB. (c) $f = 3$ Hz, Seção SB. (d) $f = 3$ Hz, Seção EB.

TABELA 6-4 – Valores das constantes dos modelos de SCHULZ & CHAUDHRY (1998) e MATSUNAGA et al. (1999).

f (Hz)	S (cm)	M (cm)	Altura d'água (cm)	Seção	Re	R	z ₀	k ₀ (m ² /s ²)	ε ₀ (m ² /s ³)	B (m)	C _D	B' (m)	v _t (m ² /s)
1	3	5,1	40	SB	900	0,62	1,96	7,11x10 ²	1,33x10 ⁸	-0,041	0,41	-0,016	8,88x10 ⁻⁶
1	3	5,1	40	EB	900	0,46	3,73	9,90x10 ²	1,18x10 ⁸	-0,042	0,41	-0,020	7,46x10 ⁻⁶
1	3	5,1	55	SB	900	0,80	1,61	1,35x10 ³	1,71x10 ⁹	-0,036	0,37	0,001	1,18x10 ⁻⁵
1	3	5,1	55	EB	900	0,43	5,36	2,09x10 ³	4,61x10 ⁸	-0,040	0,29	0,005	9,54x10 ⁻⁶
1	4	5,1	40	SB	1600	0,53	2,96	1,04x10 ⁴	6,02x10 ⁹	-0,043	0,29	-0,010	2,05x10 ⁻⁵
1	4	5,1	40	EB	1600	0,64	2,25	4,46x10 ³	2,65x10 ⁹	-0,043	0,33	-0,013	2,11x10 ⁻⁵
1	4	5,1	55	SB	1600	0,68	1,62	4,90x10 ³	3,32x10 ⁹	-0,044	0,28	-0,013	1,88x10 ⁻⁵
1	4	5,1	55	EB	1600	0,63	2,11	3,23x10 ³	1,39x10 ⁹	-0,044	0,33	-0,018	1,92x10 ⁻⁵
3	3	5,1	40	SB	2700	0,95	2,41	4,48x10 ³	4,44x10 ¹⁰	-0,041	0,31	-0,003	2,44x10 ⁻⁵
3	3	5,1	40	EB	2700	0,88	2,51	7,34x10 ³	6,33x10 ¹⁰	-0,037	0,37	0,001	3,35x10 ⁻⁵
3	3	5,1	55	SB	2700	1,16	1,66	6,26x10 ³	3,74x10 ¹¹	-0,038	0,42	-0,011	3,00x10 ⁻⁵
3	3	5,1	55	EB	2700	0,71	1,80	4,36x10 ³	3,32x10 ⁹	-0,040	0,42	-0,015	3,37x10 ⁻⁵
3	4	5,1	40	SB	4800	1,17	2,69	2,37x10 ⁴	4,75x10 ¹²	-0,042	0,16	0,035	4,16x10 ⁻⁵
3	4	5,1	40	EB	4800	1,62	1,71	3,03x10 ⁴	2,62x10 ¹⁴	-0,041	0,23	0,013	5,40x10 ⁻⁵
3	4	5,1	55	SB	4800	1,50	1,96	1,82x10 ⁴	4,07x10 ¹³	-0,040	0,16	0,052	4,50x10 ⁻⁵
3	4	5,1	55	EB	4800	1,29	1,89	1,86x10 ⁴	5,11x10 ¹²	-0,041	0,24	0,012	5,53x10 ⁻⁵
1	3	4,1	40	SB	900	0,88	1,00	1,28x10 ³	2,56x10 ⁹	-0,036	-	-	1,04x10 ⁻⁵
1	3	4,1	40	EB	900	0,54	2,55	2,56x10 ³	9,02x10 ⁸	-0,039	-	-	9,23x10 ⁻⁶
1	3	4,1	55	SB	900	0,91	1,18	3,28x10 ⁰	3,48x10 ⁴	-0,035	-	-	1,12x10 ⁻⁵
1	3	4,1	55	EB	900	0,87	0,97	3,87x10 ⁰	2,70x10 ⁴	-0,032	-	-	1,38x10 ⁻⁵

f (Hz)	S (cm)	M (cm)	Altura d'água (cm)	Seção	Re	R	z ₀	k ₀ (m ² /s ²)	ε ₀ (m ² /s ³)	B (m)	C _D	B' (m)	v _t (m ² /s)
1	4	4,1	40	SB	1600	0,35	2,78	9,45x10 ³	9,87x10 ⁸	-0,038	-	-	2,72x10 ⁻⁵
1	4	4,1	40	EB	1600	0,50	2,73	4,45x10 ³	8,64x10 ⁸	-0,042	-	-	3,25x10 ⁻⁵
1	4	4,1	55	SB	1600	0,57	2,00	2,66x10 ³	5,52x10 ⁸	-0,035	-	-	3,45x10 ⁻⁵
1	4	4,1	55	EB	1600	0,54	3,15	3,23x10 ³	7,85x10 ⁸	-0,044	-	-	2,97x10 ⁻⁵
3	3	4,1	40	SB	2700	0,60	1,91	4,13x10 ³	1,37x10 ⁹	-0,043	-	-	2,43x10 ⁻⁵
3	3	4,1	40	EB	2700	0,77	1,37	9,22x10 ³	2,11x10 ¹⁰	-0,042	-	-	2,49x10 ⁻⁵
3	3	4,1	55	SB	2700	0,96	1,10	1,25x10 ⁴	1,65x10 ¹¹	-0,042	-	-	2,75x10 ⁻⁵
3	3	4,1	55	EB	2700	0,58	1,61	3,13x10 ³	5,57x10 ⁸	-0,041	-	-	3,23x10 ⁻⁵
3	4	4,1	40	SB	4800	0,73	1,68	1,07x10 ⁴	1,44x10 ¹⁰	-0,042	-	-	4,29x10 ⁻⁵
3	4	4,1	40	EB	4800	0,55	2,69	1,10x10 ⁴	4,71x10 ⁹	-0,042	-	-	5,38x10 ⁻⁵
3	4	4,1	55	SB	4800	1,42	0,89	4,78x10 ⁴	7,15x10 ¹³	-0,037	-	-	6,65x10 ⁻⁵
3	4	4,1	55	EB	4800	0,97	2,26	3,16x10 ⁴	1,03x10 ¹³	-0,040	-	-	6,47x10 ⁻⁵

6.8 VISCOSIDADE TURBULENTA

HOPFINGER & TOLY (1976) e SCHULZ & CHAUDHRY (1998) consideraram a viscosidade turbulenta constante em seus modelos. Mas, os dados experimentais mostram que esta suposição mostra-se válida para uma região mais restrita do escoamento (FIGURA 6-23). A TABELA 6-4 apresenta os valores de viscosidade turbulenta obtidos para o modelo de SCHULZ & CHAUDHRY (1998). Nota-se, através da tabela, que a viscosidade turbulenta propende a aumentar conforme a agitação aumenta.

Para o cálculo da variação da viscosidade turbulenta do modelo de MATSUNAGA et al. (1999) foi assumido o valor de 0,09 para C_μ (RODI, 1984). Como r , $\hat{z}$ e z_0 são conhecidos de 6.7.1 (ver valores na TABELA 6-4), pode-se calcular a viscosidade turbulenta a partir da equação (apresentada em 4.3.1):

$$\hat{v}_t = C_\mu \left(\frac{\hat{z}}{z_0} + 1 \right)^{-(1-r)/r} \quad (6.9)$$

Observa-se que a solução de MATSUNAGA et al. (1999) tende a seguir os dados experimentais, apesar de nem sempre concordar bem com os mesmos (ver FIGURA 6-23).

FIGURA 6-23 – Variação da viscosidade turbulenta para $S = 3$ cm, $M = 5,1$ cm e Altura d'água = 55 cm. (a) $f = 1$ Hz e Seção SB. (b) $f = 1$ Hz e Seção EB. (c) $f = 3$ Hz e Seção SB. (d) $f = 3$ Hz e Seção EB.

6.9 ESCALA DE COMPRIMENTO

Para verificar qual a concordância existente entre os dados experimentais e o modelo de MATSUNAGA et al. (1999), foi calculada a escala de comprimento através da equação:

$$\hat{L} = \left(\frac{\hat{z}}{z_0} + 1 \right) \quad (6.10)$$

FIGURA 6-24 – Dados experimentais da escala de comprimento (normalizada) em função da distância adimensionalizada para $S = 4$ cm, $M = 5,1$ cm e Altura d'água = 40 cm. (a) $f = 1$ Hz e Seção SB. (b) $f = 1$ Hz e Seção EB. (c) $f = 3$ Hz e Seção SB. (d) $f = 3$ Hz e Seção EB.

onde z_0 é conhecido de 6.7.1 (ver valores na TABELA 6-4). A FIGURA 6-24 mostra o comportamento da escala de comprimento com a distância, para diferentes condições experimentais. Observa-se que os dados experimentais concordam bem com a solução analítica. Tanto a escala de comprimento como a viscosidade turbulenta serve como ‘conferentes’ do modelo de MATSUNAGA et al. (1999).

6.10 PLANEJAMENTO FATORIAL

As 5 variáveis de interesse deste trabalho (frequência, altura d’água, posição, amplitude de oscilação e malha) apresentadas em 6.3 tiveram que ser reduzidas, pois como já mencionado, a malha de 4,1 cm gerou uma turbulência com fortes movimentos secundários, onde não atuam somente os processos difusivos-dissipativos. Desta maneira, foi utilizado um planejamento 2^4 para investigar as variáveis relevantes no experimento. Os novos níveis utilizados no planejamento são mostrados na TABELA 6-5.

TABELA 6-5 – Fatores de Planejamento

Nível	Frequência (Hz)	Amplitude (cm)	Altura d’água (cm)	Posição
Baixo (-)	1	3	40	Sobre Barra
Alto (+)	3	4	55	Entre Barras

A TABELA 6-6 apresenta os dados dos 16 experimentos do planejamento 2^4 para a altura de 9,9 cm. A TABELA 6-7 é a tabela dos sinais para o planejamento 2^4 (para mais detalhes teóricos de planejamento fatorial ver MONTGOMERY & RUNGER, 1994, por exemplo). Os sinais nas colunas da TABELA 6-7 podem ser utilizados para estimar os efeitos dos fatores (vale lembrar que os valores dos dados foram transformados para logaritmos, visto o planejamento fatorial somente ser válido para relações lineares). Por exemplo, a estimativa do fator A (frequência) é:

$$\begin{aligned}
 A &= \frac{1}{8} [a + ab + ac + abc + ad + abd + acd + abcd - (1) - b - c - bc - d - bd - cd - bcd] \\
 &= \frac{1}{8} [-4,43 - 3,53 - 4,31 - 3,52 - 4,35 - 3,55 - 4,19 - 3,48 + 5,30 + 4,36 + 5,43 + 4,40 + \\
 &\quad + 5,07 + 4,36 + 5,16 + 4,47] \\
 &= 7,17
 \end{aligned}$$

Portanto, o aumento da frequência de 1 Hz para 3 Hz faz a energia cinética aumentar, em média, 7,17 vezes. Isto para uma distância de 9,9 cm do centro de oscilação da grade. A TABELA 6-8 mostra todos os valores das variáveis e a interação entre as mesmas.

TABELA 6-6 – Planejamento 2^4 para o experimento em tanque de grade oscilante (altura de 9,9 cm).

A (Frequência)	B (Amplitude)	C (Posição)	D (Altura d'água)	Combinações	k (m^2/s^2)
-1	-1	-1	-1	(1)	$5,06 \times 10^{-6}$
1	-1	-1	-1	a	$3,69 \times 10^{-5}$
-1	1	-1	-1	b	$4,35 \times 10^{-5}$
1	1	-1	-1	ab	$2,93 \times 10^{-4}$
-1	-1	1	-1	c	$3,70 \times 10^{-6}$
1	-1	1	-1	ac	$4,84 \times 10^{-5}$
-1	1	1	-1	bc	$3,94 \times 10^{-5}$
1	1	1	-1	abc	$3,00 \times 10^{-4}$
-1	-1	-1	1	d	$8,51 \times 10^{-6}$
1	-1	-1	1	ad	$4,48 \times 10^{-5}$
-1	1	-1	1	bd	$4,40 \times 10^{-5}$
1	1	-1	1	abd	$2,82 \times 10^{-4}$
-1	-1	1	1	cd	$6,93 \times 10^{-6}$
1	-1	1	1	acd	$6,42 \times 10^{-5}$
-1	1	1	1	bcd	$3,40 \times 10^{-5}$
1	1	1	1	abcd	$3,32 \times 10^{-4}$

É fácil de se verificar, através da TABELA 6-8 e da FIGURA 6-25, que os efeitos médios de A e B são significantes, visto serem eles bem maiores em relação aos demais. Assim sendo, pode-se desprezar a interferência da altura da água e localização da seção e dar ênfase na amplitude e frequência de oscilação da grade.

TABELA 6-7 – Tabela de sinais para o planejamento 2^4 .

	A	B	AB	C	AC	BC	ABC	D	AD	BD	ABD	CD	ACD	BCD	ABCD
(1)	-	-	+	-	+	+	-	-	+	+	-	+	-	-	+
a	+	-	-	-	-	+	+	-	-	+	+	+	+	-	-
b	-	+	-	-	+	-	+	-	+	-	+	+	-	+	-
ab	+	+	+	-	-	-	-	-	-	-	-	+	+	+	+
c	-	-	+	+	-	-	+	-	+	+	-	-	+	+	-
ac	+	-	-	+	+	-	-	-	-	+	+	-	-	+	+
bc	-	+	-	+	-	+	-	-	+	-	+	-	+	-	+
abc	+	+	+	+	+	+	+	-	-	-	-	-	-	-	-
d	-	-	+	-	+	+	-	+	-	-	+	-	+	+	-
ad	+	-	-	-	-	+	+	+	+	-	-	-	-	+	+
bd	-	+	-	-	+	-	+	+	-	+	-	-	+	-	+
abd	+	+	+	-	-	-	-	+	+	+	+	-	-	-	-
cd	-	-	+	+	-	-	+	+	-	-	+	+	-	-	+
acd	+	-	-	+	+	-	-	+	+	-	-	+	+	-	-
bcd	-	+	-	+	-	+	-	+	-	+	-	+	-	+	-
abcd	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+

TABELA 6-8 – Valor das variáveis e interações entre as mesmas para o planejamento 2^4 .

z (cm)	A	B	AB	C	AC	BC	ABC	D	AD	BD	ABD	CD	ACD	BCD	ABCD
5,5	6,23	5,68	-1,60	0,73	0,82	0,32	0,16	0,09	0,04	-0,22	-0,22	0,28	0,10	-0,07	0,01
6,0	6,35	5,57	-1,59	0,51	0,74	0,22	0,12	0,23	0,02	-0,48	-0,11	0,29	0,12	-0,04	-0,02
6,5	6,45	6,11	-1,53	0,19	0,73	0,03	0,06	0,64	0,05	-0,87	-0,08	0,43	0,15	-0,13	-0,03
6,9	6,51	6,82	-1,27	0,04	0,78	0,06	-0,06	0,82	-0,07	-1,14	0,05	0,55	0,04	-0,18	0,00
7,4	6,62	7,03	-1,05	0,11	0,74	-0,06	-0,04	0,56	-0,18	-0,83	0,12	0,52	-0,04	-0,17	0,10
7,9	6,71	6,64	-0,90	0,23	0,71	-0,15	0,05	0,04	-0,23	-0,26	0,20	0,45	0,01	-0,25	0,17

z (cm)	A	B	AB	C	AC	BC	ABC	D	AD	BD	ABD	CD	ACD	BCD	ABCD
8,4	6,76	6,42	-0,83	0,39	0,65	-0,10	0,00	0,25	-0,24	-0,39	0,19	0,32	0,01	-0,15	0,16
8,9	6,90	6,41	-0,63	0,36	0,70	-0,15	-0,08	0,49	-0,24	-0,57	0,17	0,23	0,04	-0,01	0,10
9,4	7,04	6,46	-0,39	0,21	0,74	-0,18	-0,14	0,68	-0,19	-0,76	0,26	0,08	0,15	0,02	0,06
9,9	7,17	6,57	-0,16	-0,02	0,73	-0,12	-0,26	0,67	-0,21	-0,74	0,38	0,08	0,12	-0,09	0,14
10,4	7,39	6,14	-0,10	-0,19	0,60	-0,17	-0,22	0,46	-0,29	-0,59	0,54	0,08	0,11	-0,16	0,11
10,8	7,71	6,10	-0,07	-0,15	0,59	-0,14	-0,19	0,34	-0,45	-0,55	0,65	0,06	0,04	-0,21	0,19
11,3	7,96	6,12	-0,14	-0,01	0,58	0,04	-0,19	0,32	-0,58	-0,50	0,78	0,09	-0,12	-0,19	0,18
11,8	8,04	6,16	-0,13	0,08	0,45	0,10	-0,09	0,07	-0,55	-0,33	0,92	0,11	-0,16	-0,15	0,00
12,3	8,04	6,05	0,00	0,11	0,34	0,08	0,08	-0,20	-0,45	-0,24	1,00	0,04	-0,17	-0,13	-0,02
12,8	8,17	5,79	0,12	0,19	0,26	0,19	0,16	-0,19	-0,46	-0,37	1,14	-0,08	-0,22	-0,08	0,11
13,3	8,37	5,74	0,26	0,22	0,20	0,12	0,32	-0,08	-0,47	-0,40	1,13	-0,18	-0,30	0,07	0,07
13,8	8,45	5,62	0,45	0,24	0,16	0,05	0,40	-0,11	-0,39	-0,25	1,03	-0,21	-0,45	0,12	0,06
14,3	8,51	5,49	0,57	0,34	0,11	-0,04	0,40	-0,12	-0,48	-0,23	0,95	-0,16	-0,49	0,14	0,09
14,7	8,44	5,40	0,53	0,61	-0,09	-0,12	0,32	-0,13	-0,57	-0,30	0,80	-0,12	-0,48	0,22	0,10
15,2	8,42	5,39	0,48	0,68	-0,07	-0,03	0,21	-0,11	-0,54	-0,39	0,72	-0,01	-0,49	0,10	0,23
15,7	8,57	5,40	0,40	0,65	0,04	0,06	0,18	-0,18	-0,41	-0,55	0,82	0,08	-0,48	0,14	0,24
16,2	8,66	5,36	0,27	0,54	0,08	0,06	0,19	-0,26	-0,34	-0,51	0,82	0,12	-0,52	0,10	0,25
16,7	8,58	5,37	0,18	0,49	0,07	0,03	0,15	-0,41	-0,42	-0,47	0,80	0,15	-0,56	0,05	0,21
17,2	8,67	5,25	0,28	0,52	0,01	0,02	0,09	-0,51	-0,46	-0,51	0,82	0,19	-0,52	0,02	0,22
17,7	8,74	5,21	0,30	0,59	-0,02	0,01	0,01	-0,68	-0,47	-0,64	0,85	0,21	-0,38	0,02	0,20
18,2	8,83	5,27	0,28	0,62	-0,09	0,07	0,03	-0,69	-0,40	-0,80	0,83	0,20	-0,25	-0,05	0,20
18,6	8,93	5,60	0,25	0,62	-0,14	0,11	0,06	-0,56	-0,38	-1,08	0,85	0,26	-0,23	-0,12	0,30
19,1	8,83	5,80	0,53	0,83	-0,35	-0,29	0,37	-0,19	-0,63	-1,46	1,14	0,65	-0,60	-0,40	0,66
Média	7,80	5,90	-0,19	0,34	0,35	0,00	0,07	0,04	-0,34	-0,57	0,61	0,16	-0,19	-0,06	0,14

A FIGURA 6-25 mostra que os efeitos médios da frequência e amplitude de oscilação são relevantes, tendo uma grande influência na variação da energia cinética turbulenta. A variação do conjunto de dados (*l*), *c*, *d*, *cd* para *a*, *ac*, *ad*, *acd* representa a variação de frequência de 1 Hz para 3 Hz para uma amplitude de 3 cm, e a variação do conjunto de dados *b*, *bc*, *bd*, *bcd* para o conjunto de dados *ab*, *abc*, *abd*, *abcd* representa a mudança de frequência de 1 Hz para 3 Hz com uma amplitude de 4 cm. Analogamente, a variação do conjunto de dados *l*, *c*, *d*, *cd* para *b*, *bc*, *bd*, *bcd* representa a variação da

amplitude de 3 cm para 4 cm para uma frequência de 1 Hz, e a variação do conjunto de dados a , ac , ad , acd para o conjunto de dados ab , abc , abd , $abcd$ representa a mudança da amplitude de 3 cm para 4 cm para uma frequência de 3 Hz.

FIGURA 6-25 – Variação da energia cinética turbulenta k com a distância z , para as diferentes combinações.

7 TANQUE COM DUAS GRADES OSCILANTES

7.1 INTRODUÇÃO

O estudo da turbulência isotrópica teve início com TAYLOR⁸ apud SOUZA (2002) que a definiu como a condição na qual todos os valores médios das funções de variáveis do escoamento são independentes da direção. Desde então, por ser o que se denomina teoricamente de “a classe mais simples de turbulência”, a turbulência isotrópica tem sido amplamente estudada para um melhor entendimento de suas características e sua relação com fenômenos de transporte. A turbulência isotrópica tem sido utilizada também em tratamentos teóricos, servindo como um bloco construtivo fundamental para o entendimento de escoamentos mais complexos (não isotrópicos). Por muitas décadas, tem-se almejado gerar turbulência isotrópica em laboratório. Entretanto, apesar dos esforços, esse tipo de turbulência somente pode ser aproximado, visto que a perfeita isotropia é uma abstração teórica não atingível experimentalmente, sendo por isso chamada de turbulência quase-isotrópica (SRDIC et al., 1996). Assim, a “simplicidade” teórica corresponde a uma impossibilidade física, o que, caso não houvesse aproximações experimentais viáveis, tornaria inócua a exploração da turbulência por este caminho.

No passado, diversas pesquisas foram realizadas em túneis de vento ou ar onde é gerada uma turbulência aproximadamente isotrópica a jusante de uma grade colocada transversalmente ao escoamento. Todavia, este arranjo possui alguns inconvenientes: dimensão exagerada (chegam a possuir 12 metros de comprimento), gera escoamentos com rápido decaimento turbulento e impossibilita o estudo da influência da turbulência isotrópica

⁸ TAYLOR, G. I. (1935b). *Statistical theory of turbulence*. Proceedings Royal Society of London, A, v.151 apud SOUZA, L.B.S. (2002). *Estudo da estrutura turbulenta em escoamentos gerados por grades oscilantes*. São Carlos. Dissertação (Mestrado) – Escola de Engenharia de São Carlos, Universidade de São Paulo.

em outros fenômenos (transferência de gás na interface ar-água, dispersão de poluentes, sedimentação, por exemplo).

Desta forma, os pesquisadores têm recorrido a equipamentos alternativos na busca da turbulência isotrópica em laboratório. A alternativa talvez mais viável é o tanque de grade oscilante, um equipamento mais compacto, com escoamento médio aproximadamente nulo e oferecendo a possibilidade do estudo concomitante da turbulência isotrópica e fenômenos associados a ela. Os primeiros estudos de isotropia e homogeneidade foram realizados em tanques com uma grade, sendo recentemente proposto por VILLERMAUX et al. (1995), SRDIC et al. (1996) e SHY et al. (1996), em estudos independentes, a utilização de duas grades oscilantes para geração de turbulência estacionária quase isotrópica.

VILLERMAUX et al. (1995) utilizaram esta configuração para estudar as características da estrutura dos vórtices em turbulência estacionária quase isotrópica utilizando técnica de migração de bolhas. Duas grades idênticas foram posicionadas a distância de $2L = 5 \times M \approx 28 \text{ cm}$ (onde L é a meia distância entre as grades), no topo e fundo do tanque. Não foram realizadas medições de velocidade. SRDIC et al. (1996) instalaram as grades verticalmente em ambas extremidades do tanque, com uma distância média de 44 cm entre elas, as quais foram osciladas fora de fase. Eles encontraram $\sqrt{u_z^2} / \sqrt{u_x^2} \approx 1$, $(\overline{u_z^3}) / (\overline{u_z^2})^{3/2} \approx 0$, $(\overline{u_x^3}) / (\overline{u_x^2})^{3/2} \approx 0$ e $-\overline{u_x' u_z'} / (\overline{u_x'^2 u_z'^2})^{1/2} \approx 0$, indicando que a turbulência produzida pelo arranjo de duas grades pode ser considerada, do ponto de vista prático, aproximadamente isotrópica (u_z foi medido na direção de oscilação das grades). SHY et al. (1996) utilizaram um par de grades para gerar turbulência isotrópica estacionária para simular experimentalmente combustão turbulenta, usando reações aquosas autocatalíticas. Duas grades idênticas foram posicionadas a uma distância de $3,53 M \approx 10,6 \text{ cm}$, sendo osciladas fora de fase. Os resultados mostram velocidades médias essencialmente zero e intensidades turbulentas cerca de 11% da velocidade de oscilação da grade ($= fS$). SHY et al. (1997) realizaram medidas detalhadas de velocidade baseado nos experimentos de SHY et al. (1996), concentrando-se no efeito da distância entre as grades $2L$ e da frequência f na intensidade turbulenta e em outros parâmetros como autocorrelação, escala integral de comprimento e espectro. Finalmente, OTT & MANN (1999) utilizaram a configuração de duas grades para estudar a difusão turbulenta.

7.2 SOLUÇÃO ANALÍTICA

SCHULZ & CHAUDHRY (1998), SCHULZ & CHAUDHRY (1999) e SCHULZ (2001) propuseram uma solução analítica para o problema de duas grades, através do desenvolvimento das equações do modelo k - ε . Através desta solução pode-se ter um entendimento claro das características turbulentas geradas por este arranjo, possibilitando estudos dos efeitos da turbulência isotrópica em outros fenômenos.

Admite-se a situação de duas grades oscilantes colocadas em um fluido em repouso (não há escoamento médio) onde as quantidades estatísticas variam somente na direção z (z é a direção de oscilação das grades). Para tal escoamento, com viscosidade turbulenta constante ν_t , a equação da energia do modelo k - ε é dada por

$$\frac{\nu_t}{\sigma_k} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial k}{\partial z} \right) = \varepsilon \quad (7.1)$$

$$\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (7.2)$$

em que k é a energia cinética turbulenta, ε é a taxa de dissipação de energia, e σ_k e C_μ são constantes do modelo k - ε .

Substituindo a eq.(7.2) na eq.(7.1) obtém-se

$$\left(\frac{\partial^2 k}{\partial z^2} \right) = C_\mu \frac{\sigma_k}{\nu_t^2} k^2 \quad (7.3)$$

Após a primeira integração da eq.(7.3), tem-se

$$\frac{d}{dz} \left(\frac{C_\mu \sigma_k}{\nu_t^2} k \right) = \pm \sqrt{w_{grade} + \frac{2}{3} \left(\frac{C_\mu \sigma_k}{\nu_t^2} k \right)^3} \quad (7.4)$$

onde w_{grade} é uma constante.

A energia cinética fornecida pelas grades é dissipada no espaço entre as mesmas passando por um mínimo em $z = 0$ (a origem do eixo está no centro do espaçamento entre as grades). A eq.(7.4) fica sujeita, portanto, às seguintes condições de contorno:

$$k = k_0 \text{ e } \frac{dk}{dz} = 0 \text{ em } z = 0. \quad (7.5)$$

Os seguintes adimensionais

$$h = \frac{k}{k_0}, \quad s = \frac{z}{L}, \quad \alpha = \frac{L\sqrt{k_0}}{\nu_t} \sqrt{\frac{2C_\mu\sigma_k}{3}} \text{ ou } \alpha = Re \sqrt{\frac{2C_\mu\sigma_k}{3}} \text{ com } Re = \frac{L\sqrt{k_0}}{\nu_t} \quad (7.6)$$

e as condições de contorno da eq.(7.5) simplificam a eq.(7.4) para

$$\frac{dh}{ds} = \pm \alpha \sqrt{h^3 - 1} \quad (7.7)$$

a qual integrada resulta em

$$\int_1^h \frac{dt}{\sqrt{h^3 - 1}} = \pm \alpha s \quad (7.8)$$

onde o primeiro termo é uma integral elíptica do primeiro tipo. Nessas equações (7.6-7.8), h e s são respectivamente a energia cinética e a distância adimensionalizadas, e L é a meia distância entre as grades. Observe que α pode ser relacionado a um número de Reynolds “conveniente”, como mostrado na eq.(7.6).

Podemos representar a eq.(7.8) também com sua notação tradicional:

$$mF(\varphi, \kappa) = \pm \alpha s \quad (7.9)$$

onde m , φ e κ são parâmetros que caracterizam a integral elíptica $F(\varphi, \kappa)$. Para visualizar a evolução da energia cinética turbulenta (h), com a distância (s), é necessário conhecer os valores dos parâmetros m , φ e κ . Neste caso, os parâmetros são iguais a

$$m = \frac{1}{\sqrt[4]{3}} \cong 0.7598357 \quad (7.10)$$

$$\kappa = \frac{\sqrt{2 - \sqrt{3}}}{2} \cong 0.2588190 \quad (7.11)$$

$$\cos \varphi = \frac{\sqrt{3} + 1 - h}{\sqrt{3} - 1 + h} \quad (7.12)$$

FIGURA 7-1 – Família de curvas tendo como parâmetro o número de Reynolds modificado.

FIGURA 7-2 – Curva obtida como função do número local de Reynolds, conforme expresso na eq.(7.14).

Com as definições de α e s na eq.(7.6), a eq.(7.9) pode ser reescrita como:

$$mF(\varphi, \kappa) = \pm Re \sqrt{\frac{2C_\mu \sigma_k}{3}} \left(\frac{z}{L} \right) \quad (7.13)$$

$$mF(\varphi, \kappa) = \pm \sqrt{\frac{2C_{\mu}\sigma_k}{3}} \frac{z\sqrt{k_0}}{\nu_t} \quad (7.14)$$

A eq.(7.13) fornece uma família de curvas h - s (FIGURA 7-1), tendo o número de Reynolds como parâmetro, enquanto que a eq.(7.14) fornece somente uma curva para h , como função do número de Reynolds local (FIGURA 7-2).

8 APARATO E PROCEDIMENTOS EXPERIMENTAIS – DUAS GRADES OSCILANTES

8.1 TANQUE DE DUAS GRADES OSCILANTES

A FIGURA 8-1 mostra o tanque de duas grades oscilantes. Para a configuração de duas grades foi utilizado o mesmo tanque do arranjo de uma grade. Duas grades idênticas posicionadas horizontalmente a uma distância de 31,6 cm uma da outra (de eixo a eixo), foram osciladas em fase. A frequência de oscilação foi variada de 1 a 4 Hz e a amplitude de oscilação de 2 a 5 cm. A altura da água foi de 113 cm, ou seja, o tanque estava quase que completo com água.

FIGURA 8-1 – Tanque com duas grades oscilantes.

8.2 GRADES

Para geração do movimento turbulento foram construídas duas grades de aço inoxidável, idênticas, compostas de 9×9 barras de seção quadrada de $1 \text{ cm} \times 1 \text{ cm}$, com um espaçamento M de $5,1 \text{ cm}$, dando uma solidez de 32% . O centro de oscilação da grade inferior ficou posicionado a 55 cm do fundo do tanque, e o centro de oscilação da grade superior ficou a uma distância de $31,6 \text{ cm}$ da grade inferior. Por conseguinte, a grade inferior possuía uma coluna de água abaixo dela de 55 cm e a grade superior cerca de 27 cm acima dela.

8.3 DPIV (DIGITAL PARTICLE IMAGE VELOCIMETRY)

Os procedimentos de medida de velocidade foram os mesmos adotados para os estudos com uma grade oscilante. Os detalhes da técnica DPIV são apresentados no item 5.2.

8.3.1 PROCEDIMENTOS

Devido à sensibilidade inicial, as medidas iniciaram-se somente após 30 minutos do começo de oscilação da grade seguindo recomendação de HERLINA et al. (2001). Imagens de aproximadamente $15 \text{ cm} \times 15 \text{ cm}$ foram tiradas sobre a barra (FIGURA 8-2) (devido aos resultados do planejamento fatorial no tanque de uma grade oscilante), no centro do tanque, em um intervalo próximo de $-15 \text{ cm} \leq z \leq 15 \text{ cm}$, onde z é o eixo vertical com origem no centro do espaçamento entre as grades (FIGURA 8-3). Após a captura e gravação das imagens no computador, utilizou-se o software VISIFLOW® para obtenção dos vetores velocidade através do método da correlação cruzada. A área de interrogação possui cerca de $1 \text{ cm} \times 1 \text{ cm}$ ($32 \text{ pixel} \times 32 \text{ pixel}$) sendo utilizada uma sobreposição de 50% . Como mencionado anteriormente, utilizou-se o programa desenvolvido durante este mestrado para o cálculo das diferentes características turbulentas.

FIGURA 8-2 – Localização da captura das imagens.

FIGURA 8-3 – Imagens de aproximadamente 15 cm x 15 cm foram tiradas no intervalo de $-15 \text{ cm} \leq z \leq 15 \text{ cm}$, onde z é o eixo vertical com origem no centro do espaçamento entre as duas grades.

9 RESULTADOS E DISCUSSÕES – DUAS GRADES OSCILANTES

Este capítulo apresenta os dados experimentais obtidos para a configuração de duas grades oscilantes. Item 9.1 apresenta os procedimentos gerais de cálculo adotados. Na seção 9.2 faz-se uma análise do efeito que o número de imagens exerce na intensidade turbulenta. Seções 9.3 e 9.4 mostram, respectivamente, a isotropia e homogeneidade alcançada. A variação da viscosidade turbulenta e da escala de comprimento é mostrada nas seções 9.5 e 9.6, respectivamente. A distribuição espacial das tensões de Reynolds é apresentada na seção 9.7. Na seção 9.8, dados experimentais e da literatura são comparados com as soluções analíticas de 7.2.

9.1 PROCEDIMENTOS GERAIS

Os procedimentos gerais foram os mesmos adotados para os estudos com uma grade oscilante. Os detalhes são apresentados no item 6.1.

9.2 NÚMERO DE IMAGENS

Analogamente aos experimentos com uma grade oscilante, foram capturadas 500 imagens para cada experimento. Os testes realizados mostram que os resultados são estatisticamente precisos para 300 campos de velocidade, ou seja, bem menor que os resultados obtidos para uma grade (FIGURA 9-1).

FIGURA 9-1 – Variação da intensidade turbulenta com o número de campos de vetores de velocidade, para $S = 5$ cm e $f = 1$ Hz. (a) u . (b) w .

9.3 ISOTROPIA

Quanto à isotropia, os valores encontrados estão entre 0,65 e 1,66 (TABELA 9-1). SRDIC et al. (1996) obtiveram valores entre 1,2 e 1,5, todavia somente para a região $\pm 0,4s$. Para a região central, a relação w/u ficou oscilando em torno de 1 para a maioria dos experimentos (ver FIGURA 9-2). Pode-se afirmar, portanto, que o equipamento gera turbulência quase isotrópica na região central.

TABELA 9-1 – Relação da intensidade turbulenta vertical e horizontal

f (Hz)	S (cm)	w/u
1	5	0,82-1,42
2	5	0,87-1,20
3	5	0,76-1,08
1	4	0,65-1,40
2	4	0,77-1,55
3	4	0,78-1,27
2	2	0,94-1,66

f (Hz)	S (cm)	w/u
3	2	0,95-1,54
4	2	0,82-1,58

FIGURA 9-2 – Variação da relação w/u para $S = 5$ cm. (a) $f = 1$ Hz. (b) $f = 2$ Hz. (c) $f = 3$ Hz.

9.4 DISTRIBUIÇÃO HORIZONTAL DA INTENSIDADE TURBULENTA

Analogamente à turbulência gerada por uma grade, apresenta-se na FIGURA 9-3 a distribuição horizontal da intensidade turbulenta objetivando-se verificar a homogeneidade da turbulência gerada por duas grades.

FIGURA 9-3 – Distribuição horizontal da intensidade turbulenta para $S = 5$ cm. (a) u e $f = 1$ Hz. (b) w e $f = 1$ Hz. (c) u e $f = 2$ Hz. (d) w e $f = 2$ Hz. (e) u e $f = 3$ Hz. (f) w e $f = 3$ Hz.

Para a região próxima das grades há uma significativa variação da intensidade turbulenta, sendo que no centro do espaçamento entre as grades esta variação é bem menor. SRDIC et al. (1996) também observaram uma pequena não homogeneidade na região central. Com o aumento da frequência, a não homogeneidade tende a aumentar. Já com o aumento da distância da grade, a intensidade turbulenta tende a se homogeneizar.

9.5 VISCOSIDADE TURBULENTA

Em uma primeira abordagem, SCHULZ & CHAUDHRY (1999) e SCHULZ (2001) assumiram viscosidade turbulenta constante em seu modelo. A FIGURA 9-4 mostra que há uma região central onde realmente a viscosidade turbulenta pode ser considerada constante. Em uma abordagem mais ampla, os autores mencionados buscaram soluções em forma de série de potências para a energia cinética turbulenta e sua taxa de dissipação, na qual a viscosidade turbulenta foi considerada uma variável a mais (não constante). No presente trabalho, considerando a ampla região com viscosidade turbulenta constante, a primeira abordagem foi considerada adequada para as comparações entre dados experimentais e teoria.

FIGURA 9-4 – Variação da viscosidade turbulenta para $S = 5$ cm. (a) $f = 1$ Hz. (b) $f = 2$ Hz.

9.6 ESCALA DE COMPRIMENTO

O procedimento para obtenção da escala de comprimento é análogo ao de uma grade. A FIGURA 9-5 mostra a variação da escala de comprimento com a distância. Percebe-se claramente que a escala de comprimento atinge um máximo, entretanto que está deslocado em relação ao ponto central entre as duas grades. A situação ideal é aquela em que a escala de comprimento passa por um máximo em $z = 0$. Uma primeira explicação para este fato está na assimetria das condições de contorno de topo e de fundo do tanque (superfície livre e fundo imóvel, além das diferentes distâncias até a superfície e o fundo), em relação às duas grades.

FIGURA 9-5 – Variação da escala de comprimento para $S = 5$ cm. (a) $f = 1$ Hz. (b) $f = 2$ Hz. (c) $f = 3$ Hz.

9.6.1 RESULTADOS ENCONTRADOS NA LITERATURA

Da mesma forma que os resultados obtidos pelo presente autor, as escalas de comprimento obtidas por OTT & MANN (2000) também atravessam um máximo, mas que está deslocado em relação ao ponto central entre as grades (FIGURA 9-6).

FIGURA 9-6 – Variação da escala de comprimento com a distância. Dados de OTT & MANN (2000).

Observa-se que o comportamento da escala de comprimento é próximo a tendências lineares, havendo um "vértice" de máximo junto à região central.

9.7 DISTRIBUIÇÃO HORIZONTAL DAS TENSÕES DE REYNOLDS

A FIGURA 9-7 mostra a distribuição horizontal das tensões de Reynolds ($i \neq j$) para diferentes elevações da grade. Observa-se que há uma significativa oscilação das tensões de Reynolds nas regiões nas quais as grades oscilam. Entretanto, nas demais regiões, as tensões de Reynolds podem ser consideradas desprezíveis.

FIGURA 9-7 – Distribuição horizontal das tensões de Reynolds para $S = 5$ cm. (a) $f = 1$ Hz. (b) $f = 2$ Hz. (c) $f = 3$ Hz.

9.8 VARIAÇÃO DA ENERGIA CINÉTICA TURBULENTA

Inicialmente apresenta-se o procedimento adotado para encontrar os valores das constantes do modelo de SCHULZ (2001). Posteriormente são realizadas comparações com dados experimentais. Foram obtidas tanto uma família de curvas, tendo o número de

Reynolds como parâmetro, como somente uma curva, como função do número de Reynolds local.

9.8.1 DADOS EXPERIMENTAIS OBTIDOS PELO AUTOR

9.8.1.1 PROCEDIMENTO ADOTADO

A FIGURA 9-8 mostra a variação da energia cinética no espaço entre as duas grades. Pode-se observar duas regiões, ambas próximas da grade, onde há uma produção de energia cinética. Os dados destas regiões foram desprezados na análise comparativa com o modelo de SCHULZ (2001), visto o modelo ser restrito para a região onde somente atuam os processos difusivos e dissipativos.

A FIGURA 9-9, uma ampliação da região central da FIGURA 9-8, mostra que o mínimo da energia cinética, idealmente em $z = 0$, está deslocado de 2,3 cm. Este deslocamento do mínimo também foi verificado em SRDIC et al. (1996) e OTT & MANN (2000).

FIGURA 9-8 – Variação da energia cinética no espaço entre as grades para $f = 3$ Hz e $S = 4$ cm.

Desta maneira, para ajustar os dados experimentais obtidos ao equacionamento de SCHULZ (2001), foi efetuado a translação do eixo para a nova posição $z = 2,3$ cm. Com esta

translação, entretanto, é necessário calcular um α para o eixo positivo (também denominada de região 2) e negativo de z (também denominada de região 1), visto que a meia distância L não é mais a mesma para ambos os lados. O valor de α foi ajustado através do método de mínimos quadrados. Este procedimento foi repetido para todos os experimentos. Os valores de α encontram-se na TABELA 9-2.

FIGURA 9-9 – Ampliação da região de mínimo da energia cinética para $f = 3$ Hz e $S = 4$ cm. Observa-se que o ponto de mínimo, idealmente em $z = 0$, está deslocado em cerca de 2,3 cm.

9.8.1.2 FAMÍLIA DE CURVAS

As FIGURA 9-10 a 9-12 apresentam a concordância existente entre a solução teórica e os dados experimentais tendo o número de Reynolds como parâmetro (eq.7.13). Verifica-se que o perfil de h , obtido teoricamente, ajusta-se de forma muito próxima aos dados experimentais. O valor de α variou entre 1,52 e 2,18.

FIGURA 9-10 – São comparados os valores experimentais e a solução analítica ($h \times s$) para $S = 5$ cm. Valores de α para as diferentes frequências: (a) $f = 1$ Hz, $\alpha = 1,98$ e região 1. (b) $f = 1$ Hz, $\alpha = 1,77$ e região 2. (c) $f = 2$ Hz, $\alpha = 1,84$ e região 1. (d) $f = 2$ Hz, $\alpha = 1,66$ e região 2. (e) $f = 3$ Hz, $\alpha = 1,63$ e região 1. (f) $f = 3$ Hz, $\alpha = 1,75$ e região 2.

FIGURA 9-11 – São comparados os valores experimentais e a solução analítica ($h \times s$) para $S = 4$ cm. Valores de α para diferentes frequências: (a) $f = 1$ Hz, $\alpha = 1,89$ e região 1. (b) $f = 1$ Hz, $\alpha = 1,93$ e região 2. (c) $f = 2$ Hz, $\alpha = 1,86$ e região 1. (d) $f = 2$ Hz, $\alpha = 2,18$ e região 2. (e) $f = 3$ Hz, $\alpha = 2,13$ e região 1. (f) $f = 3$ Hz, $\alpha = 1,77$ e região 2.

FIGURA 9-12 – São comparados os valores experimentais e a solução analítica ($h \times s$) para $S = 2$ cm. Valores de α para diferentes frequências: (a) $f = 2$ Hz, $\alpha = 1,99$ e região 1. (b) $f = 2$ Hz, $\alpha = 1,99$ e região 2. (c) $f = 3$ Hz, $\alpha = 1,61$ e região 1. (d) $f = 3$ Hz, $\alpha = 1,63$ e região 2. (e) $f = 4$ Hz, $\alpha = 1,52$ e região 1. (f) $f = 4$ Hz, $\alpha = 1,68$ e região 2.

9.8.2 DADOS EXPERIMENTAIS ENCONTRADOS NA LITERATURA

Apesar de VILLERMAUX (1995) e SRDIC et al. (1996) também terem realizado experimentos com duas grades, somente os dados experimentais de SHY et al. (1997) e OTT & MANN (2000) fornecem detalhes para a presente análise.

Os experimentos de SHY et al. (1997) foram realizados em um tanque de água com dimensões de 15 cm x 15 cm e altura de 30 cm, sendo oscilado verticalmente um par de grades com $M = 3$ cm. A distância entre as duas grades foi variada de 6 a 18 cm. Para mais detalhes ver SHY et al. (1997). OTT & MANN (2000) realizaram os seus experimentos em um tanque de 32 cm x 32 cm x 45 cm com distância média entre as grades de 30 cm. Os dados experimentais originais de ambos foram apresentados com uma normalização diferente da FIGURA 7-1. Portanto, os seus dados foram renormalizados, mostrando a variação da energia cinética turbulenta (h) com a distância adimensional (s). Visto ser esperada simetria em torno de $z = 0$, todos os dados foram plotados ao longo do eixo positivo.

Para a energia cinética turbulenta normalizada, os dados experimentais de SHY et al. (1997) são comparados com a solução analítica para diferentes valores de $2L$ (FIGURA 9-13). Foi necessário ajustar um valor de α para cada $2L$, o qual foi obtido por intermédio de regressão pelo método dos mínimos quadrados. Verifica-se que o perfil de h , obtido teoricamente (tendo o número de Reynolds como parâmetro), ajusta-se de forma muito próxima aos dados experimentais, especialmente para $2L = 10$ cm, 11,62 cm, 13 cm e 15 cm. O valor de α variou entre 2,58 e 3,10.

FIGURA 9-13 – São comparados os valores experimentais e a solução analítica ($h \times s$). Valores de α para diferentes distâncias entre as grades ($2L$): (a) $2L = 6$ cm, $\alpha = 2,73$. (b) $2L = 8$ cm, $\alpha = 2,74$. (c) $2L = 10$ cm, $\alpha = 2,87$. (d) $2L = 11,62$ cm, $\alpha = 2,9$. (e) $2L = 13$ cm, $\alpha = 3,1$. (f) $2L = 15$ cm, $\alpha = 2,89$. (g) $2L = 18$ cm, $\alpha = 2,58$.

OTT & MANN (2000), por sua vez, mantiveram sempre a mesma distância entre as grades, variando a frequência de oscilação da grade. OTT & MANN (2000) forneceram, em comunicação pessoal com o autor, os dados da energia cinética turbulenta, taxa de dissipação de energia e escala de comprimento. A FIGURA 9-14 mostra a concordância existente entre os dados experimentais de OTT & MANN (2000) e a solução de SCHULZ (2001), tendo o número de Reynolds como parâmetro. O valor de α variou entre 0,89 e 1,09.

FIGURA 9-14 – São comparados os valores experimentais e a solução analítica ($h \times s$). Valores de α para diferentes frequências: (a) $f = 3,5$ Hz, $\alpha = 0,98$ e região 1. (b) $f = 3,5$ Hz, $\alpha = 0,88$ e região 2. (c) $f = 3$ Hz, $\alpha = 1,05$ e região 1. (d) $f = 3$ Hz, $\alpha = 0,92$ e região 2. (e) $f = 2$ Hz, $\alpha = 1,09$ e região 1. (f) $f = 2$ Hz, $\alpha = 1,01$ e região 2.

TABELA 9-2 – Valores das constantes para diferentes experimentos.

f (Hz)	S (cm)	v_t (m ² /s)	fS^2/v	Região*	α	L (m)
Dados obtidos pelo presente autor						
2	2	$1,18 \times 10^{-5}$	800	1	1,99	14,52
				2	1,99	6,34
3	2	$2,11 \times 10^{-5}$	1200	1	1,61	15,57
				2	1,63	5,28
4	2	$3,48 \times 10^{-5}$	1600	1	1,52	13,46
				2	1,68	7,39
1	4	$1,84 \times 10^{-5}$	1600	1	1,60	13,05
				2	2,18	6,15
2	4	$3,13 \times 10^{-5}$	6400	1	1,86	12,54

f (Hz)	S (cm)	v_t (m ² /s)	fS ² /v	Região*	α	L (m)
				2	2,37	6,15
3	4	$3,65 \times 10^{-5}$	4800	1	2,13	13,05
				2	1,77	5,13
1	5	$2,61 \times 10^{-5}$	2500	1	1,98	14,78
				2	1,77	4,20
2	5	$4,18 \times 10^{-5}$	5000	1	1,84	12,68
				2	1,66	5,77
3	5	$7,97 \times 10^{-5}$	7500	1	1,63	14,78
				2	1,75	3,67
Dados obtidos por OTT & MANN (2000)						
2	5	$7,93 \times 10^{-5}$	5000	1	1,09	5,60
				2	1,01	5,20
3	5	$1,06 \times 10^{-4}$	7500	1	1,05	6,40
				2	0,92	4,40
3,5	5	$1,25 \times 10^{-4}$	8750	1	0,98	6,40
				2	0,88	4,40
Dados obtidos por SHY et al. (1997) **						
-	2	-	-	-	2,73	3,00
-	2	-	-	-	2,74	4,00
-	2	-	-	-	2,87	5,00

f (Hz)	S (cm)	v_t (m ² /s)	fS^2/ν	Região*	α	L (m)
-	2	-	-	-	2,90	5,81
-	2	-	-	-	3,10	6,50
-	2	-	-	-	2,89	7,50
-	2	-	-	-	2,58	9,00

* Região acima ou abaixo do ponto de mínimo.

** O autor entrou em contato com os autores, mas não obteve resposta.

As soluções apresentadas acima, satisfazem bem a eq.7.13 que fornece uma família de curvas tendo como parâmetro α . A solução de h (eq. 7.14), a qual fornece somente uma curva de h em função de αs , está plotada na FIGURA 9-15. Observa-se que a solução analítica oferece uma boa aproximação aos dados experimentais para a região αs menor que 1,3, onde a viscosidade turbulenta pode ser considerada constante.

FIGURA 9-15 – Curva obtida como função de α , conforme expresso na eq.(7.14). (x) Dados do presente trabalho. (Δ) Dados de OTT & MANN (2000). (●) Dados de SHY et al. (1997).

10 CONCLUSÃO

10.1 CONFIGURAÇÃO DE UMA GRADE

A técnica DPIV foi utilizada para estudar a turbulência gerada em tanque de grade oscilante, com solução inovadora do sistema de oscilação. Medidas de velocidade foram realizadas variando os parâmetros experimentais, e suas características foram investigadas. Verificou-se, por exemplo, que são necessárias em torno de 450 campos de vetores para realizar uma análise precisa das características turbulentas. Algumas das características turbulentas obtidas podem ser listadas:

- A distribuição das tensões de Reynolds, para grandes distâncias da grade, é próxima de zero, indicando que a turbulência tende a possuir propriedades da turbulência isotrópica.
- A presença de escoamento secundário parece ser uma característica comum dos experimentos em tanques de grades oscilantes. Um alto escoamento médio foi encontrado, principalmente para a malha de 4,1 cm impossibilitando uma análise mais acurada.
- Não foi obedecida a relação entre as escalas longitudinal e transversal para turbulência isotrópica, o que mostra que a turbulência não pode ser considerada isotrópica.
- A turbulência torna-se homogênea conforme se distancia da grade. Já a isotropia aparenta ter sofrido influência do alto escoamento secundário registrado.
- A viscosidade turbulenta parece não ser constante. Esta constatação se adequa ao modelo de MATSUNAGA et al. (1999), contrapondo-se aos demais modelos.
- O decaimento da turbulência foi analisado através de soluções analíticas encontradas na literatura, encontrando-se um bom grau de aproximação tanto para o modelo de MATSUNAGA et al. (1999) como para o de SCHULZ & CHAUDHRY (1998),

mostrando que o modelo $k-\varepsilon$ pode também ser aplicado para os problemas de grades oscilantes. Entretanto, a solução de SCHULZ & CHAUDHRY (1998) ficou comprometida, pois o valor de C_D assumiu valores teoricamente não esperados.

- Entre os parâmetros experimentais considerados relevantes, observou-se, através do planejamento fatorial, que a amplitude e a frequência de oscilação são aqueles que mais afetam a turbulência gerada.

10.2 CONFIGURAÇÃO DE DUAS GRADES

A técnica DPIV foi utilizada para estudar a turbulência gerada em tanque de duas grades oscilantes. Medidas de velocidade foram realizadas variando os parâmetros experimentais, e suas características foram investigadas. Verificou-se, por exemplo, que são necessários bem menos campos de vetores, ≈ 300 , para realizar uma análise precisa das características turbulentas. Algumas destas características podem ser listadas:

- A distribuição das tensões de Reynolds, na região central, é próxima de zero, indicando que a turbulência tende a possuir propriedades da turbulência isotrópica.
- O escoamento médio é menor que a configuração de uma grade. Entretanto, ele não está ausente. Aparentemente está é uma característica comum também dos experimentos em tanques de duas grades oscilantes.
- À medida que se aproxima do centro, a turbulência tende a se homogeneizar. Adicionalmente, a turbulência pode ser considerada aproximadamente isotrópica na região central.
- A viscosidade turbulenta permanece constante na região central do tanque.
- A solução analítica de SCHULZ & CHAUDHRY (1998), SCHULZ & CHAUDHRY (1999) e SCHULZ (2001) apresentou uma boa concordância tanto para os dados experimentais obtidos pelo autor como para os dados encontrados na literatura.

11 RECOMENDAÇÕES

Algumas sugestões podem ser deixadas para futuros trabalhos em tanques de grades oscilantes:

- Utilizar um maior número de campos de vetores para obtenção das diversas escalas turbulentas.
- Dar ênfase na variação da amplitude e frequência de oscilação.
- Fazer um mapeamento do tanque, principalmente próximo as paredes, para verificar se há um movimento de grande escala.
- Utilizar alturas de água menores, mais próximas da literatura, para verificar se o movimento de grande escala desaparece.
- Instalação de um fundo falso no tanque para verificar a sua influência na turbulência gerada por duas grades (por exemplo, na simetria das curvas obtidas).
- Procurar relacionar a turbulência gerada no tanque com fenômenos como transferência gasosa, mistura de fluidos de diferentes densidades, coagulação e suspensão de sedimentos.

A ANEXO

Número de Imagens – Uma Grade

FIGURA A-1 – Variação da intensidade turbulenta horizontal u e vertical w com o número de campos de vetores de velocidade, para $S = 3$ cm, $f = 1$ Hz, $M = 5,1$ cm e Altura d'água = 40 cm. (a) u e Seção SB. (b) w e Seção SB. (c) u e Seção EB. (d) w e Seção EB.

FIGURA A-2 – Variação da intensidade turbulenta horizontal u e vertical w com o número de campos de vetores de velocidade, para $M = 5,1$ cm e Altura d'água = 40 cm. (a) u , $S = 4$ cm, $f = 1$ Hz e Seção SB. (b) w , $S = 4$ cm, $f = 1$ Hz e Seção SB. (c) u , $S = 3$ cm, $f = 3$ Hz e Seção EB. (d) w , $S = 3$ cm, $f = 3$ Hz e Seção EB.

FIGURA A-3 – Variação da intensidade turbulenta horizontal u e vertical w com o número de campos de vetores de velocidade, para $S = 3$ cm, $f = 1$ Hz, $M = 5,1$ cm e Altura d'água = 55 cm. (a) u e Seção SB. (b) w e Seção SB. (c) u e Seção EB. (d) w e Seção EB.

FIGURA A-4 – Variação da intensidade turbulenta horizontal u e vertical w com o número de campos de vetores de velocidade, para $S = 4$ cm, $f = 3$ Hz, $M = 5,1$ cm e Altura d'água = 40 cm. (a) u e Seção SB. (b) w e Seção SB. (c) u e Seção EB. (d) w e Seção EB.

FIGURA A-5 – Variação da intensidade turbulenta horizontal u e vertical w com o número de campos de vetores de velocidade, para $S' = 4$ cm, $f = 1$ Hz, $M = 5,1$ cm e Altura d'água = 55 cm. (a) u e Seção SB. (b) w e Seção SB. (c) u e Seção EB. (d) w e Seção EB.

FIGURA A-6 – Variação da intensidade turbulenta horizontal u e vertical w com o número de campos de vetores de velocidade, para $S = 4$ cm, $f = 3$ Hz, $M = 5,1$ cm e Altura d'água = 55 cm. (a) u e Seção SB. (b) w e Seção SB. (c) u e Seção EB. (d) w e Seção EB.

FIGURA A-7 – Variação da intensidade turbulenta horizontal u e vertical w com o número de campos de vetores de velocidade, para $S = 3$ cm, $f = 1$ Hz, $M = 4,1$ cm e Altura d'água = 40 cm. (a) u e Seção SB. (b) w e Seção SB. (c) u e Seção EB. (d) w e Seção EB.

FIGURA A-8 – Variação da intensidade turbulenta horizontal u e vertical w com o número de campos de vetores de velocidade, para $S = 3$ cm, $f = 3$ Hz, $M = 4,1$ cm e Altura d'água = 40 cm. (a) u e Seção SB. (b) w e Seção SB. (c) u e Seção EB. (d) w e Seção EB.

FIGURA A-9 – Variação da intensidade turbulenta horizontal u e vertical w com o número de campos de vetores de velocidade, para $S = 4$ cm, $f = 1$ Hz, $M = 4,1$ cm e Altura d'água = 40 cm. (a) u e Seção SB. (b) w e Seção SB. (c) u e Seção EB. (d) w e Seção EB.

FIGURA A-10 – Variação da intensidade turbulenta horizontal u e vertical w com o número de campos de vetores de velocidade, para $S = 4$ cm, $f = 3$ Hz, $M = 4,1$ cm e Altura d'água = 40 cm. (a) u e Seção SB. (b) w e Seção SB. (c) u e Seção EB. (d) w e Seção EB.

FIGURA A-11 – Variação da intensidade turbulenta horizontal u e vertical w com o número de campos de vetores de velocidade, para $S = 4$ cm, $f = 1$ Hz, $M = 4,1$ cm e Altura d'água = 55 cm. (a) u e Seção SB. (b) w e Seção SB. (c) u e Seção EB. (d) w e Seção EB.

FIGURA A-12 – Variação da intensidade turbulenta horizontal u e vertical w com o número de campos de vetores de velocidade, para $S = 4$ cm, $f = 3$ Hz, $M = 4,1$ cm e Altura d'água = 55 cm. (a) u e Seção SB. (b) w e Seção SB. (c) u e Seção EB. (d) w e Seção EB.

B ANEXO

Tensões de Reynolds – Uma Grade

FIGURA B-1 – Distribuição horizontal das tensões de Reynolds para $f = 3$ Hz, $S = 3$ cm e $M = 5,1$ cm. (a) Altura d'água = 40 cm e Seção SB. (b) Altura d'água = 40 cm e Seção EB. (c) Altura d'água = 55 cm e Seção SB. (d) Altura d'água = 55 cm e Seção EB.

FIGURA B-2 – Distribuição horizontal das tensões de Reynolds para $f = 1$ Hz, $S = 4$ cm e $M = 5,1$ cm. (a) Altura d'água = 40 cm e Seção SB. (b) Altura d'água = 40 cm e Seção EB. (c) Altura d'água = 55 cm e Seção SB. (d) Altura d'água = 55 cm e Seção EB.

FIGURA B-3 – Distribuição horizontal das tensões de Reynolds para $f = 3$ Hz, $S = 4$ cm e $M = 5,1$ cm. (a) Altura d'água = 40 cm e Seção SB. (b) Altura d'água = 40 cm e Seção EB. (c) Altura d'água = 55 cm e Seção SB. (d) Altura d'água = 55 cm e Seção EB.

FIGURA B-4 – Distribuição horizontal das tensões de Reynolds para $f = 1$ Hz, $S = 3$ cm e $M = 4,1$ cm. (a) Altura d'água = 40 cm e Seção SB. (b) Altura d'água = 40 cm e Seção EB. (c) Altura d'água = 55 cm e Seção SB. (d) Altura d'água = 55 cm e Seção EB.

FIGURA B-5 – Distribuição horizontal das tensões de Reynolds para $f = 3$ Hz, $S = 3$ cm e $M = 4,1$ cm. (a) Altura d'água = 40 cm e Seção SB. (b) Altura d'água = 40 cm e Seção EB. (c) Altura d'água = 55 cm e Seção SB. (d) Altura d'água = 55 cm e Seção EB.

FIGURA B-6 – Distribuição horizontal das tensões de Reynolds para $f = 1$ Hz, $S = 4$ cm e $M = 4,1$ cm. (a) Altura d'água = 40 cm e Seção SB. (b) Altura d'água = 40 cm e Seção EB. (c) Altura d'água = 55 cm e Seção SB. (d) Altura d'água = 55 cm e Seção EB.

FIGURA B-7 – Distribuição horizontal das tensões de Reynolds para $f = 3$ Hz, $S = 4$ cm e $M = 4,1$ cm. (a) Altura d'água = 40 cm e Seção SB. (b) Altura d'água = 40 cm e Seção EB. (c) Altura d'água = 55 cm e Seção SB. (d) Altura d'água = 55 cm e Seção EB.

C ANEXO

Distribuição horizontal da intensidade turbulenta – Uma Grade

FIGURA C-1 – Distribuição horizontal da intensidade turbulenta para $f = 1$ Hz, $S = 3$ cm, $M = 5,1$ cm e Altura d'água = 55 cm. (a) u e Seção SB. (b) w e Seção SB. (c) u e Seção EB. (d) w e Seção EB.

FIGURA C-2 – Distribuição horizontal da intensidade turbulenta para $f = 3$ Hz, $S = 3$ cm, $M = 5,1$ cm e Altura d'água = 55 cm. (a) u e Seção SB. (b) w e Seção SB. (c) u e Seção EB. (d) w e Seção EB.

FIGURA C-3 – Distribuição horizontal da intensidade turbulenta para $f = 3$ Hz, $S = 3$ cm, $M = 5,1$ cm e Altura d'água = 40 cm. (a) u e Seção SB. (b) w e Seção SB. (c) u e Seção EB. (d) w e Seção EB.

FIGURA C-4 – Distribuição horizontal da intensidade turbulenta para $f = 1$ Hz, $S = 4$ cm, $M = 5,1$ cm e Altura d'água = 40 cm. (a) u e Seção SB. (b) w e Seção SB. (c) u e Seção EB. (d) w e Seção EB.

FIGURA C-5 – Distribuição horizontal da intensidade turbulenta para $f = 3$ Hz, $S = 4$ cm, $M = 5,1$ cm e Altura d'água = 40 cm. (a) u e Seção SB. (b) w e Seção SB. (c) u e Seção EB. (d) w e Seção EB.

FIGURA C-6 – Distribuição horizontal da intensidade turbulenta para $f = 1$ Hz, $S = 4$ cm, $M = 5,1$ cm e Altura d'água = 55 cm. (a) u e Seção SB. (b) w e Seção SB. (c) u e Seção EB. (d) w e Seção EB.

FIGURA C-7 – Distribuição horizontal da intensidade turbulenta para $f = 3$ Hz, $S = 4$ cm, $M = 5,1$ cm e Altura d'água = 55 cm. (a) u e Seção SB. (b) w e Seção SB. (c) u e Seção EB. (d) w e Seção EB.

FIGURA C-8 – Distribuição horizontal da intensidade turbulenta para $f = 1$ Hz, $S = 3$ cm, $M = 4,1$ cm e Altura d'água = 40 cm. (a) u e Seção SB. (b) w e Seção SB. (c) u e Seção EB. (d) w e Seção EB.

FIGURA C-9 – Distribuição horizontal da intensidade turbulenta para $f = 1$ Hz, $S = 3$ cm, $M = 4,1$ cm e Altura d'água = 55 cm. (a) u e Seção SB. (b) w e Seção SB. (c) u e Seção EB. (d) w e Seção EB.

FIGURA C-10 – Distribuição horizontal da intensidade turbulenta para $f = 3$ Hz, $S = 3$ cm, $M = 4,1$ cm e Altura d'água = 55 cm. (a) u e Seção SB. (b) w e Seção SB. (c) u e Seção EB. (d) w e Seção EB.

FIGURA C-11 – Distribuição horizontal da intensidade turbulenta para $f = 1$ Hz, $S = 4$ cm, $M = 4,1$ cm e Altura d'água = 40 cm. (a) u e Seção SB. (b) w e Seção SB. (c) u e Seção EB. (d) w e Seção EB.

FIGURA C-12 – Distribuição horizontal da intensidade turbulenta para $f = 3$ Hz, $S = 4$ cm, $M = 4,1$ cm e Altura d'água = 40 cm. (a) u e Seção SB. (b) w e Seção SB. (c) u e Seção EB. (d) w e Seção EB.

FIGURA C-13 – Distribuição horizontal da intensidade turbulenta para $f = 1$ Hz, $S = 4$ cm, $M = 4,1$ cm e Altura d'água = 55 cm. (a) u e Seção SB. (b) w e Seção SB. (c) u e Seção EB. (d) w e Seção EB.

FIGURA C-14 – Distribuição horizontal da intensidade turbulenta para $f = 3$ Hz, $S = 4$ cm, $M = 4,1$ cm e Altura d'água = 55 cm. (a) u e Seção SB. (b) w e Seção SB. (c) u e Seção EB. (d) w e Seção EB.

D ANEXO

Decaimento da energia cinética turbulenta ($C_D = 1$) – Uma Grade

FIGURA D-1 – Distribuição vertical da energia cinética para $S = 3$ cm, $M = 5,1$ cm e Altura d'água = 40 cm. (a) $f = 1$ Hz, Seção SB. (b) $f = 1$ Hz, Seção EB. (c) $f = 3$ Hz, Seção SB. (d) $f = 3$ Hz, Seção EB.

FIGURA D-2 – Distribuição vertical da energia cinética para $S = 3$ cm, $M = 5,1$ cm e Altura d'água = 55 cm. (a) $f = 1$ Hz, Seção SB. (b) $f = 1$ Hz, Seção EB. (c) $f = 3$ Hz, Seção SB. (d) $f = 3$ Hz, Seção EB.

FIGURA D-3 – Distribuição vertical da energia cinética para $S = 4$ cm, $M = 5,1$ cm e Altura d'água = 40 cm. (a) $f = 1$ Hz, Seção SB. (b) $f = 1$ Hz, Seção EB. (c) $f = 3$ Hz, Seção SB. (d) $f = 3$ Hz, Seção EB.

FIGURA D-4 – Distribuição vertical da energia cinética para $S = 4$ cm, $M = 5,1$ cm e Altura d'água = 55 cm. (a) $f = 1$ Hz, Seção SB. (b) $f = 1$ Hz, Seção EB. (c) $f = 3$ Hz, Seção SB. (d) $f = 3$ Hz, Seção EB.

FIGURA D-5 – Distribuição vertical da energia cinética para $S = 3$ cm, $M = 4,1$ cm e Altura d'água = 40 cm. (a) $f = 1$ Hz, Seção SB. (b) $f = 1$ Hz, Seção EB. (c) $f = 3$ Hz, Seção SB. (d) $f = 3$ Hz, Seção EB.

FIGURA D-6 – Distribuição vertical da energia cinética para $S = 3$ cm, $M = 4,1$ cm e Altura d'água = 55 cm. (a) $f = 1$ Hz, Seção SB. (b) $f = 1$ Hz, Seção EB. (c) $f = 3$ Hz, Seção SB. (d) $f = 3$ Hz, Seção EB.

FIGURA D-7 – Distribuição vertical da energia cinética para $S = 4$ cm, $M = 4,1$ cm e Altura d'água = 40 cm. (a) $f = 1$ Hz, Seção SB. (b) $f = 1$ Hz, Seção EB. (c) $f = 3$ Hz, Seção SB. (d) $f = 3$ Hz, Seção EB.

FIGURA D-8 – Distribuição vertical da energia cinética para $S = 4$ cm, $M = 4,1$ cm e Altura d'água = 55 cm. (a) $f = 1$ Hz, Seção SB. (b) $f = 1$ Hz, Seção EB. (c) $f = 3$ Hz, Seção SB. (d) $f = 3$ Hz, Seção EB.

E ANEXO

Variação da viscosidade turbulenta (para $C_D = 1$) – Uma Grade

FIGURA E-1 – Variação da viscosidade turbulenta para $S = 3$ cm, $M = 5,1$ cm e Altura d'água = 40 cm. (a) $f = 1$ Hz e Seção SB. (b) $f = 1$ Hz e Seção EB. (c) $f = 3$ Hz e Seção SB. (d) $f = 3$ Hz e Seção EB.

FIGURA E-2 – Variação da viscosidade turbulenta para $S = 3$ cm, $M = 5,1$ cm e Altura d'água = 55 cm. (a) $f = 1$ Hz e Seção SB. (b) $f = 1$ Hz e Seção EB. (c) $f = 3$ Hz e Seção SB. (d) $f = 3$ Hz e Seção EB.

FIGURA E-3 – Variação da viscosidade turbulenta para $S = 4$ cm, $M = 5,1$ cm e Altura d'água = 40 cm. (a) $f = 1$ Hz e Seção SB. (b) $f = 1$ Hz e Seção EB. (c) $f = 3$ Hz e Seção SB. (d) $f = 3$ Hz e Seção EB.

FIGURA E-4 – Variação da viscosidade turbulenta para $S = 4$ cm, $M = 5,1$ cm e Altura d'água = 55 cm. (a) $f = 1$ Hz e Seção SB. (b) $f = 1$ Hz e Seção EB. (c) $f = 3$ Hz e Seção SB. (d) $f = 3$ Hz e Seção EB.

FIGURA E-5 – Variação da viscosidade turbulenta para $S = 3$ cm, $M = 4,1$ cm e Altura d'água = 40 cm. (a) $f = 1$ Hz e Seção SB. (b) $f = 1$ Hz e Seção EB. (c) $f = 3$ Hz e Seção SB. (d) $f = 3$ Hz e Seção EB.

FIGURA E-6 – Variação da viscosidade turbulenta para $S = 3$ cm, $M = 4,1$ cm e Altura d'água = 55 cm. (a) $f = 1$ Hz e Seção SB. (b) $f = 1$ Hz e Seção EB. (c) $f = 3$ Hz e Seção SB. (d) $f = 3$ Hz e Seção EB.

FIGURA E-7 – Variação da viscosidade turbulenta para $S = 4$ cm, $M = 4,1$ cm e Altura d'água = 40 cm. (a) $f = 1$ Hz e Seção SB. (b) $f = 1$ Hz e Seção EB. (c) $f = 3$ Hz e Seção SB. (d) $f = 3$ Hz e Seção EB.

FIGURA E-8 – Variação da viscosidade turbulenta para $S = 4$ cm, $M = 4,1$ cm e Altura d'água = 55 cm. (a) $f = 1$ Hz e Seção SB. (b) $f = 1$ Hz e Seção EB. (c) $f = 3$ Hz e Seção SB. (d) $f = 3$ Hz e Seção EB.

F ANEXO

Escala de comprimento – Uma Grade

FIGURA F-1 – Dados experimentais da escala de comprimento (normalizada) em função da distância adimensionalizada para $S = 4$ cm, $M = 5,1$ cm e Altura d'água = 55 cm. (a) $f = 1$ Hz e Seção SB. (b) $f = 1$ Hz e Seção EB. (c) $f = 3$ Hz e Seção SB. (d) $f = 3$ Hz e Seção EB.

FIGURA F-2 – Dados experimentais da escala de comprimento (normalizada) em função da distância adimensionalizada para $S = 3$ cm, $M = 5,1$ cm e Altura d'água = 40 cm. (a) $f = 1$ Hz e Seção SB. (b) $f = 1$ Hz e Seção EB. (c) $f = 3$ Hz e Seção SB. (d) $f = 3$ Hz e Seção EB.

FIGURA F-3 – Dados experimentais da escala de comprimento (normalizada) em função da distância adimensionalizada para $S = 3$ cm, $M = 5,1$ cm e Altura d'água = 55 cm. (a) $f = 1$ Hz e Seção SB. (b) $f = 1$ Hz e Seção EB. (c) $f = 3$ Hz e Seção SB. (d) $f = 3$ Hz e Seção EB.

FIGURA F-4 – Dados experimentais da escala de comprimento (normalizada) em função da distância adimensionalizada para $S = 4$ cm, $M = 5,1$ cm e Altura d'água = 40 cm. (a) $f = 1$ Hz e Seção SB. (b) $f = 1$ Hz e Seção EB. (c) $f = 3$ Hz e Seção SB. (d) $f = 3$ Hz e Seção EB.

FIGURA F-5 – Dados experimentais da escala de comprimento (normalizada) em função da distância adimensionalizada para $S' = 3$ cm, $M = 4,1$ cm e Altura d'água = 40 cm. (a) $f = 1$ Hz e Seção SB. (b) $f = 1$ Hz e Seção EB. (c) $f = 3$ Hz e Seção SB. (d) $f = 3$ Hz e Seção EB.

FIGURA F-6 – Dados experimentais da escala de comprimento (normalizada) em função da distância adimensionalizada para $S = 3$ cm, $M = 4,1$ cm e Altura d'água = 55 cm. (a) $f = 1$ Hz e Seção SB. (b) $f = 1$ Hz e Seção EB. (c) $f = 3$ Hz e Seção SB. (d) $f = 3$ Hz e Seção EB.

FIGURA F-7 – Dados experimentais da escala de comprimento (normalizada) em função da distância adimensionalizada para $S' = 4$ cm, $M = 4,1$ cm e Altura d'água = 40 cm. (a) $f = 1$ Hz e Seção SB. (b) $f = 1$ Hz e Seção EB. (c) $f = 3$ Hz e Seção SB. (d) $f = 3$ Hz e Seção EB.

FIGURA F-8 – Dados experimentais da escala de comprimento (normalizada) em função da distância adimensionalizada para $S = 4$ cm, $M = 4,1$ cm e Altura d'água = 55 cm. (a) $f = 1$ Hz e Seção SB. (b) $f = 1$ Hz e Seção EB. (c) $f = 3$ Hz e Seção SB. (d) $f = 3$ Hz e Seção EB.

G ANEXO

Escala de comprimento – Duas Grades

FIGURA G-1 – Variação da escala de comprimento para $S = 4$ cm. (a) $f = 1$ Hz. (b) $f = 2$ Hz. (c) $f = 3$ Hz.

FIGURA G-2 – Variação da escala de comprimento para $S = 2$ cm. (a) $f = 2$ Hz. (b) $f = 3$ Hz. (c) $f = 4$ Hz.

H ANEXO

Viscosidade turbulenta – Duas Grades

FIGURA H-1 – Variação da viscosidade turbulenta para $S = 2$ cm. (a) $f = 2$ Hz. (b) $f = 3$ Hz. (c) $f = 4$ Hz.

FIGURA H-2 – Variação da viscosidade turbulenta para $S = 4$ cm. (a) $f = 2$ Hz. (b) $f = 3$ Hz.

I ANEXO

Decaimento da energia cinética turbulenta – Uma Grade (Ilustrativo)

FIGURA I-1 – Distribuição vertical da energia cinética para $S = 5$ cm, $M = 4,1$ cm, Altura d'água = 55 cm e $f = 3$ Hz.

FIGURA I-2 – Distribuição vertical da energia cinética para $S = 6$ cm, $M = 4,1$ cm, Altura d'água = 55 cm e $f = 3$ Hz.

BIBLIOGRAFIA

- BARBOSA, A.R.B.J. (1997). *Uso de traçadores na determinação de parâmetros de qualidade em escoamentos naturais de água*. São Carlos. Tese (Doutorado) – Escola de Engenharia de São Carlos, Universidade de São Paulo.
- BATCHELOR, G.K. (1953). *The theory of homogeneous turbulence*. Newcastle, Cambridge Science Classics.
- BOUVARD, M.; DUMAS, H. (1967). Application de la methode de fil chaud a la mesure de la turbulence dans l'eau. *La Houille Blanche*, n.3, p.257-70.
- BRODKEY, R.S. (1967). *The phenomena of fluid motions*. California, Adison Wesley Publishing Company.
- BRUMLEY, B.H.; JIRKA, G.H. (1987). Near-surface turbulence in a grid-stirred tank. *Journal of Fluid Mechanics*, v.183, p.235-63.
- BRUNK, B.; SHIRK, M.W.; JENSEN, A.; JIRKA, G.; LION, L.W. (1996). Modeling natural hydrodynamic systems with a differential-turbulence column. *Journal of Hydraulic Engineering*, v.122, p.373-80.
- BRUNK, B. K.; KOCH, D. L.; LION, L. W. (1998). Observations of coagulation in isotropic turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, v.371, p.81-107, Sept.
- CHENG, N. S.; LAW, A. W.K. (2001). Measurements of Turbulence Generated by Oscillating Grid. *Journal of Hydraulic Engineering*, v.127, n.3, p.201-08.
- CHU, C.R; JIRKA, G.H. (1992). Turbulent gas flux measurements below the air-water interface of a grid-stirred tank. *Int. J. Heat Mass Transfer*, v.35, p.1957-68.
- CORRSIN, S. (1963). *Turbulence: experimental methods*. Handbuch der Physik, v.VIII/2, Strömungsmechanik, II, Springer.

CUNHA, A.C. (1993). *Transferência de gases em sistemas líquidos altamente agitados induzidos por hélices do tipo turbina em tanques cilíndricos*. São Carlos. Dissertação (Mestrado) – Escola de Engenharia de São Carlos, Universidade de São Paulo.

DE SILVA, I.P.D.; FERNANDO, H.J.S. (1992). Some aspects of mixing in a stratified turbulent patch. *Journal of Fluid Mechanics*, v.240, p.601-25.

DE SILVA, I.P.D.; FERNANDO, H.J.S. (1994). Oscillating grids as a source of nearly isotropic turbulence. *Phys. Fluids*, v.6, p.2455-64.

DICKEY, T.D.; BLAYNE, H.; HAMMOND, D.; HURST, E. (1984). A laboratory technique for investigating the relationship between gas transfer and fluid turbulence. In: GAS TRANSFER AT WATER SURFACES, p.93-100.

FREIRE, A.P.; AVELINO, M.R.; SANTOS, L.C.C. (1998). The state of the art in turbulence modelling in Brazil. *Revista Brasileira de Ciências Mecânicas*, v.XX, p.1-38.

GOLDBURG, W.I.; CRESSMAN, J.R.; VÖRÖS, Z.; ECKHARDT, B.; SCHUMACHER, J. (2001). Turbulence in a free surface. *Physical Review E*, v.63, p.65303-1-65303-4.

HERLINA, M.E.; KÜHN, G.; LANG, C. (2001). Turbulenzverteilung in einem Rüttelgittertank - Einsatz der PIV-Messtechnik. In: BERICHT NR. 788. INSTITUT FÜR HYDROMECHANIK, Karlsruhe.

HINZE, J.O. (1959). *Turbulence*. New York, McGraw-Hill.

HOPFINGER, E.J.; TOLY, J.-A. (1976). Spatially decaying turbulence and its relation to mixing across density interfaces. *J. Fluid Mechanics*, v.78, p.155-75.

HOUAISS, A.; VILLAR, M.S.; MELLO, F.M. (2001). *Dicionário Houaiss da língua portuguesa*. Rio de Janeiro, Objetiva.

INSTITUT FÜR HYDROMECHANIK (2002). Gas transfer at air-water interface. <http://www.ifh.uni-karlsruhe.de/ifh/science/envflu/Research/gas-exchange/default.htm>.

JENSEN, A.; BRUNK, B.; JIRKA, G.; FELLOW; ASCE; LION, L.W. (1999). Simulating entrainment and particle fluxes in stratified estuaries. *Journal of Environmental Engineering*, v.125, n.4, p.351-59.

KIT, E. L. G.; STRANG, E. J.; FERNANDO, H. J. S. (1997). Measurements of turbulence near shear-free density interfaces. *Journal of Fluid Mechanics*, v.334, p.293-314.

LESIEUR, M. (1997). *Turbulence in fluids*. Dordrecht, Kluwer Academic Publishers.

LIEM, L. E.; SMITH, D. W.; STANLEY, S. J. (1999). Turbulent velocity in flocculation by means of grids. *Journal of Environmental Engineering*, v.125, n.3, p.224-33.

MATSUNAGA, N.; SUGIHARA, Y.; KOMATSU, T.; MASUDA, A. (1999). Quantitative properties of oscillating-grid turbulence in a homogeneous fluid. *Fluid Dynamics Research*, v.25, p.147-65.

McDOUGAL, T. J. (1979). Measurements of turbulence in a zero-mean-shear mixed layer. *Journal of Fluid Mechanics*, v.94, p.409-31.

MELLO, E.D. (1996). *Sistema ótico para avaliação do coeficiente de reaeração superficial em corpos d'água*. São Carlos. Tese (Dissertação) – Escola de Engenharia de São Carlos, Universidade de São Paulo.

MIRANDA, L.M. (2000). *Estudo da deformação superficial gerada pela turbulência na interface ar-água, no domínio da frequência, e sua correlação com o coeficiente de aeração*. São Carlos. Tese (Dissertação) – Escola de Engenharia de São Carlos, Universidade de São Paulo.

MEDINA, P.; SÁNCHEZ, M.A.; REDONDO, J.M. (2001). Grid stirred turbulence: applications to the initiation of sediment motion and lift-off studies. *Phys. Chem. Earth*, v.26, n.4, p.299-304.

MONTGOMERY, D.C.; RUNGER, G.C. (1994). *Applied statistics and probability for engineers*. John Wiley & Sons, Inc.

NOKES, R.I. (1988). On the entrainment rate across a density interface. *Journal of Fluid Mechanics*, v.188, p.185-204.

ORLINS, J.J. (1999). *Turbulence and mass transfer with an oscillating grid*. Tese (Doutorado) – Faculty of the Graduate School of the University of Minnesota.

OTT, S.; MANN, J. (2000). An experimental investigation of the relative diffusion of particle pairs in three-dimensional turbulent flow. *Journal of Fluid Mechanics*, v.422, p.207-223.

PANKOW, J.F.; ASHER, W.E. (1984). Carbon dioxide transfer at the gas/water interface as a function of system turbulence. In: GAS TRANSFER AT WATER SURFACES, p.101-11.

RODI, W. (1984). Turbulence models and their application in hydraulics – A state-of-the-art review. *Journal of Hydraulic Research – IAHR*. Delft, the Netherlands.

ROMA, W.N.L. (1988). *Medida dos parâmetros de turbulência superficial e sua interrelação com o coeficiente de reaeração*. São Carlos. 74p. Tese (Livre-docência) - Escola de Engenharia de São Carlos, Universidade de São Paulo.

SANTOS, M.A. (2000). *Inventário de emissões de gases de efeito estufa derivadas de hidrelétricas*. Rio de Janeiro. Tese (Doutorado) – Universidade Federal do Rio de Janeiro, Rio de Janeiro.

SCHULZ; H.E.; CHAUDHRY, F.H. (1998). Uma aproximação para turbulência gerada por grades oscilantes. In: PRIMEIRA ESCOLA DE TRANSIÇÃO E TURBULÊNCIA, COPPE, Rio de Janeiro.

SCHULZ, H.E.; CHAUDHRY, F.H. (1999). Resultados teóricos para turbulência gerada por duas grelhas oscilantes. In: XV Congresso Brasileiro de Engenharia Mecânica. Publicado em CD-ROM, ISBN-85-85769-03-3., Águas de Lindóia, SP.

SCHULZ, H.E. (1999 e 2000). Projeto de pesquisa enviado à FAPESP e original em alemão enviado à DFG (Deutschforschungsgesellschaft).

SCHULZ, H.E. (2001). *Alternativas em turbulência*. São Carlos, EESC-EDUSP.

SHY, S.S.; JANG, R.H.; TANG, C.Y. (1996). Simulation of turbulent burning velocities using aqueous autocatalytic reactions in a near-homogeneous turbulence. *Combustion and Flame*. v.105, p.54-67.

SHY, S.S.; TANG, C.Y.; FANN, S.Y. (1997). A nearly isotropic turbulence generated by a pair of vibrating grids. *Experimental Thermal and Fluid Science*. v.14, p.251-62.

SILVA, H.C.J. (1978). *Estudo analítico da distribuição de velocidades no escoamento axial através de feixes de barras, com um modelo estatístico ($k-\epsilon$) de turbulência*. Rio de Janeiro. Dissertação (Mestrado) – Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro.

SOUZA, L.B.S. (2002). *Estudo da estrutura turbulenta em escoamentos gerados por grades oscilantes*. São Carlos. Dissertação (Mestrado) – Escola de Engenharia de São Carlos, Universidade de São Paulo.

SRDIC, A.; FERNANDO, H.J.S; MONTENEGRO, L. (1996). Generation of nearly isotropic turbulence using two oscillating grids. *Experimental in Fluids*. v.20, p.395-97.

STANISIC, M.M. (1985). *The mathematical theory of turbulence*. New York, Springer-Verlag New York Inc.

TENNEKES, H.; LUMLEY, J.L. (1972). *A first course in turbulence*. Massachusetts, MIT Press.

THOMPSON, S.M.; TURNER, J.S. (1975). Mixing across an interface due to turbulence generated by an oscillating grid. *J. Fluid Mechanics*. v.67, p.349-68.

TOWNSEND, A. A. (1976). Homogeneous turbulent flows. In: THE STRUCTURE OF TURBULENT SHEAR FLOW. Cambridge, Cambridge University Press. p.45-103.

TURNER, J. S. (1968). The influence of molecular diffusivity on turbulent entrainment across a density interface. *Journal of Fluid Mechanics*, n.23, p.639.

VILLERMAUX, E.; SIXOU, B.; GAGNE, Y. (1995). Intense vortical structures in grid-generated turbulence. *Phys. Fluids*. v.7, p.2008-13.

VOROPAYEV, S. I.; FERNANDO, H. J. S. (1996). Propagation of grid turbulence in homogeneous fluids. *Physics of Fluids*, v.8, n.9, Sept.