POLITECNICO DI TORINO

Corso di Laurea Magistrale in Ingegneria Civile

Tesi di Laurea Magistrale

Analisi sperimentale con LDA in condizioni di turbolenza omogenea ed isotropa



Relatore	
prof. Ing. Davide Poggi	
firma del relatore	
	Candidato
	Roberto Bosio
Correlatore	G dal a di data
Ing. Cosimo Peruzzi	firma del candidato
firma del correlatore	

Indice

1	Inti	roduzione	1
	1.1	Background	1
	1.2	Scopo dello studio	1
	1.3	Domande scientifiche	2
	1.4	Metodologia	2
2	Teo	oria	4
	2.1	Probabilità e statistica	5
	2.2	Equazioni di Navier-Stokes e decomposizione di Reynolds	8
	2.3	Funzioni di correlazione	12
	2.4	Teoria della cascata di vortici turbolenti	18
	2.5	Spettri di Turbolenza	24
3	Sta	to dell'arte	27
4	Str	umentazione	37
	4.1	Laser Doppler Anemometry - LDA	37
			38
		4.1.2 Specifiche del laser in dotazione	43
	4.2	•	44
			49
		· ·	51
			53
			55
		4.2.5 C-HS - LaVision	57
			59
			63
			65
			67
5	Set-	-up	69
-	5.1	-	76
	5.2	9	77

	•••
INDICE	11
INDICE	11

6	Risultati	80
	6.1 Turbulent Box	80
	6.2 Seeding	15
7	Conclusioni 1	22
	7.1 Sviluppi futuri	28
Bi	bliografia 1	30

Elenco delle figure

2.1	Rappresentazione grafica del concetto di media temporale e	
	della decomposizione di Reynolds di un segnale di velocità turbolenta	9
2.2	Andamento del valor medio $U(T)$ al crescere dell'intervallo T .	J
	Si osserva come al crescere di T le oscillazioni tendano a ridur-	
	si sino a diventare inferiori alla precisione richiesta (indicata	
	dalle linee tratteggiate) in corrispondenza di T^* , da questo	
	punto in poi è possibile dunque considerare l'andamento di	
	U(T) lineare e costante	10
2.3	Esempio grafico della funzione di autocorrelazione, con ripor-	
	tata la scala temporale integrale Λ_t e il tempo di correlazione	
	t_c (Kundu e Cohen (1990))	14
2.4	Rappresentazione grafica delle componenti di fluttuazione u^\prime	
	e v' . A sinistra è riportato il caso di campo di moto isotropo	
	mentra a destra è riportato un esempio di campo di moto	
	anisotropo (Kundu e Cohen (1990))	16
2.5	Rappresentazione geometica delle componenti u_p e u_n . In	
	questo caso ${\bf r}$ è orizzontale ma come già indicato può assumere	
	qualsiasi direzione (Kundu e Cohen (1990))	17
2.6	Rappresentazione schematica della turbolenza allo sbocco da	
	una condotta in due configurazioni differenti (Cancelli, Boffa-	
	dossi e Salizzoni (2006))	18
2.7	Moto di deformazione di una massa di fluido di scala l_n (Can-	
	celli, Boffadossi e Salizzoni (2006))	20
2.8	Distribuzione di velocità nello spazio, oppure tracciato tem-	
	porale di velocità misurato in un punto fisso e ricondotto	
	alla distribuzione spaziale mediante l'ipotesi di Taylor della	0.1
2.0	turbolenza congelata (Cancelli, Boffadossi e Salizzoni (2006))	21
2.9	Rappresentazione schematica del flusso energetico attraverso	0.4
	le varie scale del sistema (Cancelli, Boffadossi e Salizzoni (2006))	24

 3.1 Descrizione schematica della Turbulent Box. Il termine RA-SJA che compare nella figura altro non è che un nome alternativo dei sistemi RJA's che significa Randomly Actuated Synthetic Jet Array (Variano e Cowen 2008) 3.2 Disposizione delle pompe al fondo del serbatoio (Variano e Cowen 2008) 3.3 Setup sperimentale (Bellani e Variano 2014) 3.4 Disposizione delle pompe (Bellani e Variano 2014) 3.5 Confronto tra le pdf delle fluttuazioni di velocità nelle tre direzioni (u in direzione x, v in direzione y e w in direzione z) misurate al centro del serbatoio e una distribuzione Gaussiana con media μ = 0 e deviazione standard σ = v'(Bellani e Variano 2014) 3.6 Confronto tra la distribuzione alla -5/3 di Kolmogorov e lo spettro energetico longitudinale E₂₂. Sull'asse delle ordinate è riportato il termine kη che corrisponde al prodotto tra il numero d'onda k e la scala dissipativa interna di Kolmogorov η (Vedi Capitolo 3). (Bellani e Variano 2014) 3.7 Setup sperimentale adottato dagli autori (Pérez-Alvarado, Mydlarski e Gaskin 2016) 3.8 Istantanee di funzionamento degli algoritmi proposti (Pérez-Alvarado, Mydlarski e Gaskin 2016) 3.9 Evoluzione a valle delle pompe del parametro TKE (Pérez-Alvarado, Mydlarski e Gaskin 2016) 4.1 Raggio laser con distribuzione Gaussiana dell'intensità (Dantec Dynamics (2011)) 4.2 Luce riflessa da una particella in movimento (Dantec Dynamics (2011)) 4.3 Luce riflessa da una particella in movimento con due raggi incidenti (Dantec Dynamics (2011)) 4.4 Ambiguità direzionale (Dantec Dynamics (2011)) 4.5 Risoluzione dell'ambiguità direzionale mediante utilizzo della freuency shift (Dantec Dynamics (2011)) 4.6 Rappresentazione grafica del modello a frange (Dantec Dyna 	<u>.</u>	.10 Rappresentazione di differenti spettri energetici monodimesionali normalizzati secondo la forma di Kolmogorov provenienti da differenti studi. In rosso è riportata la curva corrispondente alla disposizione alla -5/3 ricavata da Kolmogorov (Chapman (1979))	. 2
 Cowen 2008)	L	SJA che compare nella figura altro non è che un nome alternativo dei sistemi RJA's che significa Randomly Actuated	. 2
 3.4 Disposizione delle pompe (Bellani e Variano 2014) 3.5 Confronto tra le pdf delle fluttuazioni di velocità nelle tre direzioni (u in direzione x, v in direzione y e w in direzione z) misurate al centro del serbatoio e una distribuzione Gaussiana con media μ = 0 e deviazione standard σ = v'(Bellani e Variano 2014) 3.6 Confronto tra la distribuzione alla -5/3 di Kolmogorov e lo spettro energetico longitudinale E₂₂. Sull'asse delle ordinate è riportato il termine kη che corrisponde al prodotto tra il numero d'onda k e la scala dissipativa interna di Kolmogorov η (Vedi Capitolo 3). (Bellani e Variano 2014) 3.7 Setup sperimentale adottato dagli autori (Pérez-Alvarado, Mydlarski e Gaskin 2016) 3.8 Istantanee di funzionamento degli algoritmi proposti (Pérez-Alvarado, Mydlarski e Gaskin 2016) 3.9 Evoluzione a valle delle pompe del parametro TKE (Pérez-Alvarado, Mydlarski e Gaskin 2016) 4.1 Raggio laser con distribuzione Gaussiana dell'intensità (Dantec Dynamics (2011))	. ;	Cowen 2008)	
 3.5 Confronto tra le pdf delle fluttuazioni di velocità nelle tre direzioni (u in direzione x, v in direzione y e w in direzione z) misurate al centro del serbatoio e una distribuzione Gaussiana con media μ = 0 e deviazione standard σ = v'(Bellani e Variano 2014)	. ;	.3 Setup sperimentale (Bellani e Variano 2014)	. 3
 rezioni (u in direzione x, v in direzione y e w in direzione z) misurate al centro del serbatoio e una distribuzione Gaussiana con media μ = 0 e deviazione standard σ = v'(Bellani e Variano 2014)	. ;	.4 Disposizione delle pompe (Bellani e Variano 2014)	. 3
 spettro energetico longitudinale E₂₂. Sull'asse delle ordinate è riportato il termine kη che corrisponde al prodotto tra il numero d'onda k e la scala dissipativa interna di Kolmogorov η (Vedi Capitolo 3). (Bellani e Variano 2014) 3.7 Setup sperimentale adottato dagli autori (Pérez-Alvarado, Mydlarski e Gaskin 2016) 3.8 Istantanee di funzionamento degli algoritmi proposti (Pérez-Alvarado, Mydlarski e Gaskin 2016) 3.9 Evoluzione a valle delle pompe del parametro TKE (Pérez-Alvarado, Mydlarski e Gaskin 2016) 4.1 Raggio laser con distribuzione Gaussiana dell'intensità (Dantec Dynamics (2011)) 4.2 Luce riflessa da una particella in movimento (Dantec Dynamics (2011)) 4.3 Luce riflessa da una particella in movimento con due raggi incidenti (Dantec Dynamics (2011)) 4.4 Ambiguità direzionale (Dantec Dynamics (2011)) 4.5 Risoluzione dell'ambiguità direzionale mediante utilizzo della freuency shift (Dantec Dynamics (2011)) 4.5 Risoluzione dell'ambiguità direzionale mediante utilizzo della freuency shift (Dantec Dynamics (2011)) 	;	rezioni (u in direzione x , v in direzione y e w in direzione z) misurate al centro del serbatoio e una distribuzione Gaussiana con media $\mu=0$ e deviazione standard $\sigma=v'$ (Bellani e	. 3
 3.7 Setup sperimentale adottato dagli autori (Pérez-Alvarado, Mydlarski e Gaskin 2016)) 	spettro energetico longitudinale E_{22} . Sull'asse delle ordinate è riportato il termine $k\eta$ che corrisponde al prodotto tra il numero d'onda k e la scala dissipativa interna di Kolmogorov	. 3
Alvarado, Mydlarski e Gaskin 2016) 3.9 Evoluzione a valle delle pompe del parametro TKE (Pérez-Alvarado, Mydlarski e Gaskin 2016) 4.1 Raggio laser con distribuzione Gaussiana dell'intensità (Dantec Dynamics (2011)) 4.2 Luce riflessa da una particella in movimento (Dantec Dynamics (2011)) 4.3 Luce riflessa da una particella in movimento con due raggi incidenti (Dantec Dynamics (2011)) 4.4 Ambiguità direzionale (Dantec Dynamics (2011)) 4.5 Risoluzione dell'ambiguità direzionale mediante utilizzo della freuency shift (Dantec Dynamics (2011))	d-	.7 Setup sperimentale adottato dagli autori (Pérez-Alvarado, Myd-	l-
 Alvarado, Mydlarski e Gaskin 2016) 4.1 Raggio laser con distribuzione Gaussiana dell'intensità (Dantec Dynamics (2011)) 4.2 Luce riflessa da una particella in movimento (Dantec Dynamics (2011)) 4.3 Luce riflessa da una particella in movimento con due raggi incidenti (Dantec Dynamics (2011)) 4.4 Ambiguità direzionale (Dantec Dynamics (2011)) 4.5 Risoluzione dell'ambiguità direzionale mediante utilizzo della freuency shift (Dantec Dynamics (2011)) 4.5 Control dell'ambiguità direzionale mediante utilizzo della freuency shift (Dantec Dynamics (2011)) 			. 3
tec Dynamics (2011))			. 3
mics (2011))			. 3
 4.3 Luce riflessa da una particella in movimento con due raggi incidenti (Dantec Dynamics (2011)) 4.4 Ambiguità direzionale (Dantec Dynamics (2011)) 4.5 Risoluzione dell'ambiguità direzionale mediante utilizzo della freuency shift (Dantec Dynamics (2011)) 		·	. 3
 4.4 Ambiguità direzionale (Dantec Dynamics (2011)) 4.5 Risoluzione dell'ambiguità direzionale mediante utilizzo della freuency shift (Dantec Dynamics (2011)) 			. 3
freuency shift (Dantec Dynamics (2011))			
	,	.5 Risoluzione dell'ambiguità direzionale mediante utilizzo della	
mics (2011))		.6 Rappresentazione grafica del modello a frange (Dantec Dyna-	
4.7 Volume di misura (Dantec Dynamics (2011))			

4.8	Rappresentazione schematica di un microscopio ottico (Goo-	
	gle immagini)	47
4.9	Particelle Dantec HGS, catturate al microscopio ottico me-	
	diante multifocus con ingrandimento al 40x	49
4.10	Curva granulometrica particelle Dantec HGS	50
4.11	Particelle Dantec SC-HGS catturate al microscopio ottico me-	
	diante multifocus con ingrandimento al 40x	51
4.12	Curva granulometrica particelle Dantec SC-HGS	52
	Particelle LaVision-HGS catturate al microscopio ottico me-	
	diante multifocus con ingrandimento al 40x	53
4.14	Curva granulometrica particelle LaVision HGS	54
	Particelle LaVision-SC-HGS catturate al microscopio ottico	
	mediante multifocus con ingrandimento al 10x	55
4.16	Curva granulometrica particelle LaVision SC-HGS	56
	Particelle LaVision-C-HS catturate al microscopio ottico me-	
	diante multifocus con ingrandimento al 40x	57
4.18	Curva granulometrica particelle LaVision C-HS	58
	Particelle LaVision-PA-HQ 20 catturate al microscopio ottico	
	mediante multifocus con ingrandimento al 40x	59
4.20	Curva granulometrica particelle LaVision PA-HQ 20	60
	Particelle LaVision-PA-HQ 60 catturate al microscopio ottico	
	mediante multifocus con ingrandimento al 10x	61
4.22	Curva granulometrica particelle LaVision PA-HQ 60	62
4.23	Particelle LaVision-PA 20 catturate al microscopio ottico me-	
	diante multifocus con ingrandimento al 40x	63
4.24	Curva granulometrica particelle LaVision PA 20	64
4.25	Mica, campione 1 catturato al microscopio ottico mediante	
	multifocus con ingrandimento al 40x	65
4.26	Mica, campione 2 catturato al microscopio ottico mediante	
	multifocus con ingrandimento al 40x	66
4.27	Confronto tra le curve granulometriche delle particelle HGS .	67
4.28	Confronto tra le curve granulometriche traslate	68
5.1	Rappresentazione tridimensionale della canaletta presente in	
	laboratorio	69
5.2	Disposizione delle pompe	70
5.3	Sezione schematica rappresentativa del sistema di supporto al	
	pannello	71
5.4	Vista di dettaglio della struttura di supporto con evidenziati	
	i punti di saldatura.	72
5.6	Dettaglio sul funzionamento della pompa	72
5.5	Assorbimento prodotto dalla pompa per i tre casi analizzati	73
5.8	Schema elettrico di dettaglio per una singola pompa del setup.	74
5.7	Schema di funzionamento del Set-up	74

5.9 5.10	Supporti per il sistema LDA	75 76
	Rappresentazione schematica della turbulent box e dei para-	
	metri geometrici analizzati	78
5.12	Schema dei punti di misura	79
6.1	A sinistra un esempio di spettro energetico confrontato con lo scaling alla -5/3 di Kolmogorov; a destra invece lo spettro normalizzato su cui è evidenziato il tratto in cui si può assumere costante	81
6.2	Immagini del laser in funzione durante i test	82
6.3	Distribuzione delle componenti di velocità misurate nel centro del volume per differenti pattern di accensione, in figura sono	
6.4	riportati anche i parametri Skewness Sk e Kurtosis Ku Distribuzione delle componenti di velocità misurate 5cm al di	83
	sotto del centro per differenti pattern di accensione, in figura sono riportati anche i parametri Skewness Sk e Kurtosis Ku .	84
6.5	Distribuzione delle componenti di velocità misurate 5cm al di sopra del centro per differenti pattern di accensione, in figura	
0.0	sono riportati anche i parametri Skewness Sk e Kurtosis Ku .	85
6.6	Distribuzione delle componenti di velocità misurate 5cm a sinistra del centro per differenti pattern di accensione, in figura	0.0
6.7	sono riportati anche i parametri Skewness Sk e Kurtosis Ku . Distribuzione delle componenti di velocità misurate 5cm a destra del centro per differenti pattern di accensione, in figura	86
6.8	sono riportati anche i parametri Skewness Sk e Kurtosis Ku . Distribuzione delle componenti di velocità U misurate nei diversi punti di misura $(X;Y)$ a relative al test 5 , in figura sono	87
6.9	riportati anche i parametri Skewness Sk e Kurtosis Ku Distribuzione delle componenti di velocità V misurate nei di-	88
	versi punti di misura $(X;Y)$ relative al test 5, in figura sono riportati anche i parametri Skewness Sk e Kurtosis Ku	89
6.10	Distribuzione delle coppie di fluttuazioni di velocità misurate nel centro del volume per differenti pattern di accensione	90
6.11	Distribuzione delle coppie di fluttuazioni di velocità misura-	00
	te 5 cm sopra al centro del volume per differenti pattern di accensione.	91
6.12	Distribuzione delle coppie di fluttuazioni di velocità misura-	01
	te 5 cm sotto al centro del volume per differenti pattern di accensione.	02
6.13	accensione	92
	5 cm alla sinistra del centro del volume per differenti pattern	
	di accensione	93

6.1	4 Distribuzione delle coppie di fluttuazioni di velocità misurate 5 cm alla destra del centro del volume per differenti pattern
	di accensione
6.1	5 Distribuzione Spaziale della componente media U lungo la verticale Y
6.1	6 Distribuzione Spaziale della componente media V lungo la
	verticale Y
6.1	17 Distribuzione Spaziale della componente media U lungo l'o-
6 1	rizzontale X
0.1	18 Distribuzione Spaziale della componente media V lungo l'orizzontale X
6.1	19 Distribuzione Spaziale della componente $\overline{u'}$ lungo la verticale Y 9
	20 Distribuzione Spaziale della componente \overline{v} lungo la verticale Y 90 Distribuzione Spaziale della componente \overline{v} lungo la verticale Y 90
	Distribuzione Spaziale della componente \overline{u}' lungo l'orizzontale
0.2	X
6.2	22 Distribuzione Spaziale della componente $\overline{v'}$ lungo l'orizzontale
	X
6.2	23 Spettri energetici delle due componenti di velocità misurate
	nel centro del volume per differenti pattern di accensione 10
6.2	24 Spettri energetici delle due componenti di velocità misurate 5
	cm al di sopra del centro del volume per differenti pattern di
	accensione
6.2	25 Spettri energetici delle due componenti di velocità misurate 5
	cm al di sotto del centro del volume per differenti pattern di
0.0	accensione
6.2	26 Spettri energetici delle due componenti di velocità misurate 5
6.5	cm alla sinistra del centro per differenti pattern di accensione. 10.
0.2	27 Spettri energetici delle due componenti di velocità misurate 5 cm alla destra del centro per differenti pattern di accensione. 10
6.2	28 Spettri energetici della componente di velocità U misurate nei
0.2	diversi punti di misura (X;Y) relative al test 5 10°
6.2	29 Spettri energetici della componente di velocità V misurate nei
	diversi punti di misura (X;Y) relative al test 5 100
6.3	30 Risultati dei test di asimmetria. I due grafici riportano le
	componenti di velocità medie. Per una più semplice leggibilità
	la componente U è stata riportata in valore assoluto. In verde
	sono riportati i risultati con pannello destro attivo mentre in
	rosso quelli a pannello sinistro attivo
6.3	31 Risultati dei test di asimmetria. I due grafici riportano le
	componenti di fluttuazione medie. In verde sono riportati i
	risultati con pannello destro attivo mentre in rosso quelli a
	pannello sinistro attivo

6.32	Curva di campionamento del seeding HGS Dantec Dynamics.
	Sull'asse delle ascisse è ripotata la concnetrazione mentre su
6 22	quello delle ordinate la frequenza media di campionamento 116 Curva di campionamento del seeding SC-HGS Dantec Dyna-
0.55	·
	mics. Sull'asse delle ascisse è ripotata la concnetrazione men-
	tre su quello delle ordinate la frequenza media di campiona-
6 24	mento
0.34	Curva di campionamento del seeding HGS LaVision. Sull'asse
	delle ascisse è ripotata la concnetrazione mentre su quello delle
6 25	ordinatela frequenza media di campionamento
0.55	Curva di campionamento del seeding PA 20 LaVision. Sull'as-
	se delle ascisse è riportata la concentrazione mentre su quello delle ordinate la frequenza media di campionamento 117
6 26	Fenomeno rilevante di sospensione del seeding PA20 LaVision
0.50	per concentrazione massima di 26.88 ppm
6 27	Supporto realizzato per la creazione del fascio di piano laser. 120
	Supporto per la messa in posa della camera al di sopra del
0.30	canale
6 30	Fotogrammi del campo di moto raccolti ad una quota corri-
0.55	spondente al centro del volume
	spondence ai centro dei volume
7.1	Immagini relative al trasporto e alla sistemazione di un pannello 123
7.2	Test del sistema LDA con misurazioni eseguite all'interno di
	un acquario dotato di una piccola pompa per l'agitazione del
	fluido
7.3	Test del sistema LDA in aria mediante nebulizzazione 127
7.4	Disposizione alternativa delle pompe sul pannello
7.5	Esempio di setup modificato da disporre all'interno della ca-
	naletta delle onde
7.6	Setup alternativo fisso all'interno di un apposito acquario.
	Le quote sono state omesse in quanto il presente modello ha
	puramente uno scopo qualitativo

Elenco delle tabelle

3.1	Riassunto degli algoritmi analizzati nella pubblicazione (Pérez-Alvarado, Mydlarski e Gaskin 2016)	35
4.1	Dimensioni del volume di misura prodotto dalle due compo-	
	nenti U1 ed U2	43
4.2	Specifiche tecniche delle due componenti di misura U1 ed U2	
	del sistema LDA in dotazione	43
4.3	Tabella riassuntiva delle principali tipologie di seeding impie-	
	gate in letteratura sino ad oggi	46
4.4	Analisi campione Dantec - HGS	50
4.5	Analisi campione Dantec - SC-HGS	52
4.6	Analisi campione LaVision - HGS	54
4.7	Analisi campione LaVision -SC-HGS	56
4.8	Analisi campione LaVision -C-HS	58
4.9	Analisi campione LaVision - PA-HQ 20	60
4.10	Analisi campione LaVision - PA-HQ 60	62
4.11		64
4.12	Tabella comparativa campioni HGS	67
5.1	Elenco dei parametri utilizzati nelle prove. Nella prime due	
	righe sono riportati rispettivamente i tempi medi di accensione	
	e spegnimento adottati, il termine σ^* rappresenta invece il	
	rapporto tra la deviazione standard e la media dei parametri	
	adottati; L ed H sono i parametri geometrici che compaio in	
	Figura 5.11	78
5.2	Elenco dei test effettuati in ciascuna posizione analizzata	78

6.1	Tabella riassuntiva. La prima colonna rappresenta le coordinate spaziali del punto in cui sono state effettuate le misure mentre la seconda colonna riporta i differenti tempi medi utilizzati nel pattern di accensione delle pompe. Le colonne 3 e 4 riportano le velocità medie, le colonne 5 e 6 indicano rispettivamente la deviazione standard della componente di velocità u e della componente di velocità v . La colonna 7 riporta il valore della covarianza tra u e v mentre le restanti colonne riportano i valori dei parametri Skewness e Kurtosis delle due componenti di valori dei parametri Skewness e Kurtosis delle due	05
6.2	componenti di velocità	95
6.3	$\overline{u'}$, la deviazione standard $\overline{v'}$, la covarianza $\overline{u'v'}$, il parametro Skewness Sk e il parametro Kurtosis Ku Riepilogo dei risultati relativi ai parametri di interesse per la componente isotropa del campo di moto. Nella terza colonna sono riportati i valori $\overline{u'v'}$ normalizzati rispetto al valore $\overline{u'v'}$ in modo da avere un dato assoluto relativo all'effettiva diagonalità del tensore di Reynolds. Nella quarta e quinta colonna sono riportati i rapporti tra le velocità medie U e V e le rispettive fluttuazioni medie, utili per determinare l'entità del	100
6.4	moto medio nelle due direzioni	101
6.5	η	109
6.6	ciascun materiale	115118
7.1	Tabella riassuntiva dei test di rotazione effettuati sul sistema LDA. La prima colonna descrive la configurazione del test, le successive colonne invece riportano i risultati rispettivamente per la componente U1 e U2 (non coincidenza) e del caso in coincidenza	126

Elenco dei simboli

Simbolo	Significato
$\mu_x^{(k,X_0)}$	Momento di Ordine K e origine X_0 di una variabile x
f(x)	Funzione di distribuzione di densità
p(x)	Distribuzione di probabilità
$m_x^{(n)}$	Media d'insieme di ordine n
U, V	Componenti di velocità media
u', v'	Componenti di fluttuazione turbolente
u, v	Velocità istantanee
$\overline{u'}, \overline{v'}$	Deviazione standard
$\overline{u'v'}$	Covarianza
Sk_x	Indice di asimmetria di un campione x
Ku_x	Indice Kurtosis di un campione x
ρ	Densità
$ec{F}$	Vettore accelerazione di gravità
\vec{A}	Vettore accelerazioni
p	Pressione
μ	Viscosità dinamica
$ec{ec{U}}$	Vettore velocità
\overline{g}	Gravità
\overline{K}	Energia cinetica turbolenta (TKE)
δ_{ij}	Delta di Kronecker
ν_T	Viscosità turbolenta
ν	Viscosità cinematica

$\begin{array}{lll} R_{ij} & \text{Funzione di correlazione} \\ r_{ii} & \text{Coefficiente di autocorrelazione} \\ r_{ij} & \text{Coefficiente di cross-correlazione} \\ \hline \\ \Lambda_t & \text{Scala integrale temporale} \\ \hline \\ t_c & \text{Tempo di correlazione} \\ \hline \\ \lambda_t & \text{Microscala di Taylor} \\ \hline \\ I_u & \text{Intensità turbolenta} \\ \hline \\ f(r) & \text{Coefficiente di correlazione longitudinale} \\ \hline \\ g(r) & \text{Coefficiente di correlazione trasversale} \\ \hline \\ \Lambda_f & \text{Scala integrale longitudinale} \\ \hline \\ \Lambda_g & \text{Scala integrale trasversale} \\ \hline \\ \lambda_f & \text{Microscala di Taylor longitudinale} \\ \hline \\ \lambda_g & \text{Microscala di Taylor longitudinale} \\ \hline \\ \lambda_g & \text{Microscala di Taylor trasversale} \\ \hline \\ \hline \\ \hline \\ \hline \\ \hline e & \text{Coefficiente di dissipazione dell'energia cinetica} \\ \hline \\ Re & \text{Numero di Reynolds} \\ \hline \\ \eta & \text{Scala dissipativa interna} \\ \hline \\ Le & \text{Scala esterna del problema} \\ \hline \\ l_n & \text{Lunghezza caratteristica del vortice di ordine } n \\ \hline \\ \sigma_{un} & \text{Velocità del vortice di ordine } n \\ \hline \\ \sigma_{u} & \text{Deviazione standard} \\ \hline \\ k_n & \text{Numero d'onda} \\ \hline \\ t_n & \text{Turnover time} \\ \hline \\ F & \text{Flusso di energia} \\ \hline \\ D & \text{Funzione di dissipazione dell'energia cinetica} \\ \hline \\ per unità di volume} \\ \hline \\ S_{ii} & \text{Spettro energetico} \\ \hline \\ \omega & \text{Velocità angolare} \\ \hline \\ \mu_{on} / \mu_{off} & \text{Tempi medi di accensione/spegnimento} \\ \hline \\ \sigma^* & \text{Rapporto tra } \sigma \in \mu \text{ di accensione/spegnimento} \\ \hline \\ \\ \sigma^* & \text{Rapporto tra } \sigma \in \mu \text{ di accensione/spegnimento} \\ \hline \end{array}$	l_m	Lunghezza di miscelazione
$\begin{array}{c} r_{ij} & \text{Coefficiente di cross-correlazione} \\ \Lambda_t & \text{Scala integrale temporale} \\ t_c & \text{Tempo di correlazione} \\ \lambda_t & \text{Microscala di Taylor} \\ I_u & \text{Intensità turbolenta} \\ f(r) & \text{Coefficiente di correlazione longitudinale} \\ g(r) & \text{Coefficiente di correlazione trasversale} \\ \Lambda_f & \text{Scala integrale longitudinale} \\ \Lambda_g & \text{Scala integrale trasversale} \\ \lambda_f & \text{Microscala di Taylor longitudinale} \\ \lambda_g & \text{Microscala di Taylor trasversale} \\ \hline{\epsilon} & \text{Coefficiente di dissipazione dell'energia cinetica} \\ Re & \text{Numero di Reynolds} \\ \eta & \text{Scala dissipativa interna} \\ Le & \text{Scala esterna del problema} \\ l_n & \text{Lunghezza caratteristica del vortice di ordine } n \\ \sigma_{un} & \text{Velocità del vortice di ordine } n \\ \hline{\sigma}_u & \text{Deviazione standard} \\ k_n & \text{Numero d'onda} \\ t_n & \text{Turnover time} \\ F & Flusso di energia} \\ D & \text{Funzione di dissipazione dell'energia cinetica} \\ per unità di volume} \\ S_{ii} & \text{Spettro energetico} \\ \omega & \text{Velocità angolare} \\ \mu_{on} / \mu_{off} & \text{Tempi medi di accensione/spegnimento} \\ \hline{\sigma}_{on} / \sigma_{off} & \text{Deviazione standard dei tempi di accensione/spegnimento} \\ \hline{\sigma}_{on} / \sigma_{off} & \text{Deviazione standard dei tempi di accensione/spegnimento} \\ \hline{\sigma}_{on} / \sigma_{off} & \text{Deviazione standard dei tempi di accensione/spegnimento} \\ \hline{\sigma}_{on} / \sigma_{off} & \text{Deviazione standard dei tempi di accensione/spegnimento} \\ \hline{\sigma}_{on} / \sigma_{off} & \text{Deviazione standard dei tempi di accensione/spegnimento} \\ \hline{\sigma}_{on} / \sigma_{off} & \text{Deviazione standard dei tempi di accensione/spegnimento} \\ \hline{\sigma}_{on} / \sigma_{off} & \text{Deviazione standard dei tempi di accensione/spegnimento} \\ \hline{\sigma}_{on} / \sigma_{off} & \text{Deviazione standard dei tempi di accensione/spegnimento} \\ \hline{\sigma}_{on} / \sigma_{off} & \text{Deviazione standard dei tempi di accensione/spegnimento} \\ \hline{\sigma}_{on} / \sigma_{off} & \text{Deviazione standard dei tempi di accensione/spegnimento} \\ \hline{\sigma}_{on} / \sigma_{off} & \text{Deviazione standard dei tempi di accensione/spegnimento} \\ \hline{\sigma}_{on} / \sigma_{off} & \text{Deviazione standard dei tempi di accensione/spegnimento} \\ $	R_{ij}	Funzione di correlazione
$\begin{array}{cccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	$\overline{r_{ii}}$	Coefficiente di autocorrelazione
$\begin{array}{cccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	$\overline{r_{ij}}$	Coefficiente di cross-correlazione
$\begin{array}{cccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	Λ_t	Scala integrale temporale
$\begin{array}{c} I_u & \text{Intensit\^{a}} \text{ turbolenta} \\ f(r) & \text{Coefficiente di correlazione longitudinale} \\ g(r) & \text{Coefficiente di correlazione trasversale} \\ \Lambda_f & \text{Scala integrale longitudinale} \\ \Lambda_g & \text{Scala integrale trasversale} \\ \lambda_f & \text{Microscala di Taylor longitudinale} \\ \lambda_g & \text{Microscala di Taylor trasversale} \\ \hline{\epsilon} & \text{Coefficiente di dissipazione dell'energia cinetica} \\ Re & \text{Numero di Reynolds} \\ \eta & \text{Scala dissipativa interna} \\ Le & \text{Scala esterna del problema} \\ l_n & \text{Lunghezza caratteristica del vortice di ordine } n \\ \sigma_{un} & \text{Velocit\^{a} del vortice di ordine } n \\ \hline{\sigma_{un}} & \text{Deviazione standard} \\ k_n & \text{Numero d'onda} \\ t_n & \text{Turnover time} \\ F & \text{Flusso di energia}} \\ D & \text{Funzione di dissipazione dell'energia cinetica} \\ per unit\^{a} \text{ di volume}} \\ S_{ii} & \text{Spettro energetico} \\ \omega & \text{Velocit\^{a} angolare} \\ \hline{\mu_{on} / \mu_{off}} & \text{Tempi medi di accensione/spegnimento} \\ \hline{\sigma_{on} / \sigma_{off}} & \text{Deviazione standard dei tempi di accensione/spegnimento} \\ \hline{\sigma_{on} / \sigma_{off}} & \text{Deviazione standard dei tempi di accensione/spegnimento} \\ \end{array}$	t_c	Tempo di correlazione
$\begin{array}{c} f(r) & \text{Coefficiente di correlazione longitudinale} \\ g(r) & \text{Coefficiente di correlazione trasversale} \\ \Lambda_f & \text{Scala integrale longitudinale} \\ \Lambda_g & \text{Scala integrale trasversale} \\ \lambda_f & \text{Microscala di Taylor longitudinale} \\ \lambda_g & \text{Microscala di Taylor trasversale} \\ \hline \epsilon & \text{Coefficiente di dissipazione dell'energia cinetica} \\ Re & \text{Numero di Reynolds} \\ \eta & \text{Scala dissipativa interna} \\ Le & \text{Scala esterna del problema} \\ l_n & \text{Lunghezza caratteristica del vortice di ordine } n \\ \sigma_{un} & \text{Velocità del vortice di ordine } n \\ \hline \sigma_{u} & \text{Deviazione standard} \\ k_n & \text{Numero d'onda} \\ t_n & \text{Turnover time} \\ F & \text{Flusso di energia} \\ D & \text{Funzione di dissipazione dell'energia cinetica} \\ per unità di volume} \\ S_{ii} & \text{Spettro energetico} \\ \omega & \text{Velocità angolare} \\ \hline \mu_{on} / \mu_{off} & \text{Tempi medi di accensione/spegnimento} \\ \hline \sigma_{on} / \sigma_{off} & \text{Deviazione standard dei tempi di accensione/spegnimento} \\ \hline \end{array}$	$\overline{\lambda_t}$	Microscala di Taylor
$\begin{array}{cccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	$\overline{I_u}$	Intensità turbolenta
$\begin{array}{cccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	f(r)	Coefficiente di correlazione longitudinale
$\begin{array}{cccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	g(r)	Coefficiente di correlazione trasversale
$\begin{array}{cccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	$\overline{\Lambda_f}$	Scala integrale longitudinale
$\begin{array}{cccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	Λ_g	Scala integrale trasversale
	λ_f	Microscala di Taylor longitudinale
Re Numero di Reynolds η Scala dissipativa interna Le Scala esterna del problema l_n Lunghezza caratteristica del vortice di ordine n σ_{un} Velocità del vortice di ordine n σ_u Deviazione standard k_n Numero d'onda t_n Turnover time F Flusso di energia D Funzione di dissipazione dell'energia cinetica per unità di volume S_{ii} Spettro energetico ω Velocità angolare μ_{on} / μ_{off} Tempi medi di accensione/spegnimento $\sigma_{on} / \sigma_{off}$ Deviazione standard dei tempi di accensione/spegnimento	$\overline{\lambda_g}$	Microscala di Taylor trasversale
$\begin{array}{cccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	$\overline{\epsilon}$	Coefficiente di dissipazione dell'energia cinetica
$\begin{array}{cccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	Re	Numero di Reynolds
$\begin{array}{cccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	$\overline{\eta}$	Scala dissipativa interna
	Le	Scala esterna del problema
$\begin{array}{cccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	l_n	Lunghezza caratteristica del vortice di ordine n
$\begin{array}{cccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	σ_{un}	Velocità del vortice di ordine n
t_n Turnover time F Flusso di energia D Funzione di dissipazione dell'energia cinetica per unità di volume S_{ii} Spettro energetico ω Velocità angolare μ_{on} / μ_{off} Tempi medi di accensione/spegnimento $\sigma_{on} / \sigma_{off}$ Deviazione standard dei tempi di accensione/spegnimento	σ_u	Deviazione standard
$F \hspace{1cm} \text{Flusso di energia} \\ D \hspace{1cm} F\text{unzione di dissipazione dell'energia cinetica} \\ per unità di volume \\ S_{ii} \hspace{1cm} \text{Spettro energetico} \\ \omega \hspace{1cm} \text{Velocità angolare} \\ \hline \mu_{on} \ / \ \mu_{off} \hspace{1cm} \text{Tempi medi di accensione/spegnimento} \\ \hline \sigma_{on} \ / \ \sigma_{off} \hspace{1cm} \text{Deviazione standard dei tempi di accensione/spegnimento} \\ \hline \end{tabular}$	k_n	Numero d'onda
$\begin{array}{cccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	t_n	Turnover time
S_{ii} Spettro energetico ω Velocità angolare μ_{on} / μ_{off} Tempi medi di accensione/spegnimento $\sigma_{on} / \sigma_{off}$ Deviazione standard dei tempi di accensione/spegnimento	F	Flusso di energia
$ \frac{\omega}{\mu_{on} / \mu_{off}} $ Velocità angolare $ \frac{\mu_{on} / \mu_{off}}{\sigma_{on} / \sigma_{off}} $ Tempi medi di accensione/spegnimento $ \frac{\sigma_{on} / \sigma_{off}}{\sigma_{off}} $ Deviazione standard dei tempi di accensione/spegnimento	D	
μ_{on} / μ_{off} Tempi medi di accensione/spegnimento $\sigma_{on} / \sigma_{off}$ Deviazione standard dei tempi di accensione/spegnimento	$\overline{S_{ii}}$	Spettro energetico
$\sigma_{on} \ / \ \sigma_{off}$ Deviazione standard dei tempi di accensione/spegnimento	ω	Velocità angolare
	$\overline{\mu_{on} \ / \ \mu_{off}}$	Tempi medi di accensione/spegnimento
σ^* Rapporto tra σ e μ di accensione/spegnimento	$\overline{\sigma_{on} \ / \ \sigma_{off}}$	Deviazione standard dei tempi di accensione/spegnimento
	σ^*	Rapporto tra σ e μ di accensione/spegnimento

M	Distanza tra gli iniettori
RMS	Root mean square
λ	Lunghezza d'onda del raggio laser
α	Angolo di divergenza del raggio laser
\overline{c}	Velocità della radiazione luminosa
f_i	Frequenza raggio laser in uscita
f_s	Frequenza raggio laser riflesso
f_D	Doppler frequency
θ	Angolo d'incidenza dei due raggi nel piano
f_0	Frequency shift
δ_r	Distanza tra le frange
N_f	Numero di frange
d_x, d_y, d_z	Dimensioni volume di misura
$<\Delta_x>_n$	Variabilità spaziale del parametro \boldsymbol{x} nella direzione \boldsymbol{n}
\overline{f}	Frequenza
ppm	Parti per milione
fc_u , fc_v	Frequenze di campionamento medie per le componenti u e v in non coincidenza
fc	Frequenza di campionamento media in coincidenza
fps	Frame al secondo

Lo scienziato descrive ciò che esiste, l'ingegnere crea ciò che non era mai stato. (Theodore von Kármán)

A mio padre per esser il mio punto di riferimento da sempre, per il supporto che non mi ha mai fatto mancare specialmente in questi ultimi mesi con consigli e suggerimenti mai banali. A mia madre per avermi supportato e appoggiato durante tutti questi anni. A mia nonna per esser stata la mia più grande tifosa, sempre alla ricerca di notizie sul mio percorso universitario. Agli amici che ho incontrato durante quest'avventura e a quelli che ci sono sempre stati. A Simona, il mio tutto. L'unica persona in grado di portare un raggio di sole anche nelle giornate più buie, la mia compagna, la mia complice, la mia amica, tutto ciò che mai avrei pensato di trovare.

Sommario

Lo scopo del presente lavoro è quello di eseguire un'analisi del comportamento dei sistemi LDA in presenza di differenti tipologie di materiale disperso al fine di individuarne le condizioni ottimali di operatività. Al fine di poter caratterizzare in maniera corretta il comportamento del sistema LDA è stato realizzato un prototipo di turbulent box low cost nel quale generare turbolenza omogenea ed isotropa. La decisione di effettuare lo studio all'interno di un volume controllato in cui viene indotto un campo di moto omogeneo ed isotropo è legata al fatto che i risultati sperimentali possono essere facilmente confrontati con quelli teorici propri della turbolenza omogenea ed isotropa, per la quale sono disponibili molte teorie e formulazioni universalmente accettate. Il setup realizzato si basa sull'utilizzo di due pannelli speculari montati all'interno di un canale artificiale, su cui sono state fissate rispettivamente 10 pompe di sentina. Il setup è interamente controllato da pc attraverso due software: LabVIEW con cui sono gestiti i tempi di accensione e spegnimento delle singole pompe permettendo così la realizzazione di differenti pattern casuali e BSA Flow Software v5.60 con cui sono eseguite le sessioni di misura del sistema LDA.

Nella prima fase dello studio ci si è focalizzati sulla caratterizzazione della turbulent box ricercando la configurazione ottimale nella quale i dati sperimentali approssimano meglio quelli teorici attesi come la diagonalità del Tensore di Reynolds, lo scaling alla -5/3 della componente spettrale, l'omogeneità spaziale dei risultati e l'assenza di moto medio.

I risultati hanno evidenziato l'assenza di un pattern in grado di garantire risultati ottimali in tutti i punti di misura analizzati ma sono comunque stati individuati due algoritmi random in grado di produrre ottimi risultati che si avvicinano notevolmente a quelli attesi.

Nella seconda fase lo studio ha invece evidenziato come lo strumento risponda, in termini di frequenza di campionamento, alla variazione di concentrazione di differenti tipologie di seeding oggi in commercio, individuando per ciascuna di esse la concentrazione ottimale di operatività ed effettuando una comparazione in termini di rapporto qualità/prezzo. I test sono stati eseguiti per uno specifico pattern tra quelli testati nella prima fase in modo da rendere i risultati delle prove di concentrazione comparabili tra loro. Da tali test è emersa un'effettiva dipendenza delle prestazioni del laser dalla concentrazione di particelle fini disperse in acqua e dal loro indice di rifrazione.

Abstract

This work aims at analysing LDA system behaviour in the presence of different types of dispersed material in order to identify their optimum operating conditions. In order to properly illustrate the LDA system behaviour, a low cost turbulent box prototype was created to generate homogeneous and isotropic turbulence. Afterwards, it was taken the decision to carry out the study within a controlled volume in which a homogeneous and isotropic field of motion was induced. This was due to the fact that the experimental outcomes could be easily compared with the theoretical ones. In fact, a wide range of widely accepted theories and formulations, regarding the homogeneous and isotropic turbulence, are available. The realized setup is based on the use of two mirror panels mounted inside an artificial channel, on which 10 bilge pumps have been fixed respectively. The setup is entirely controlled by PC through two softwares: LabVIEW which controls the switching time between on and off status of the individual pumps, thus allowing the realization of different random patterns and BSAFlowData v 5.60 with which the measurement sessions of the LDA system are performed.

In the first phase of the study, we focused on the outline of the turbulent box looking for the optimal configuration in which the experimental data approximate better the theoretical ones that were expected: e.g. the diagonality of the Reynolds tensor, the scaling to -5/3 of the spectral component, the spatial homogeneity of the outcomes and the zero mean flow.

In the second phase, the study highlighted the instrument reply to the variation of concentration of the different types of seedings currently sold on the market, regarding the sampling frequency and the data quality. It identified for each of them the optimal operativity concentration and made a comparison in terms of price/quality ratio.

The results highlighted the absence of a pattern able to guarantee optimum results in all the measurement points analysed, however two random algorithms were identified able to produce excellent results that are very close to those Expected. The study highlighted how the anomalies found in the preliminary tests, regarding the sampling frequency in its infra-red part, are not attributable to any physical environment parameter in which the laser operated and in no way could have been caused by the poor presence of seeding particles within the chosen setup. The tests were performed for a specific pattern previously tested in the first phase in order to make the results of the concentration tests comparable to each other. These tests showed an effective dependence of the laser performance from the concentration of fine particles dispersed in water and their refractive index.

Capitolo 1

Introduzione

1.1 Background

Lo sviluppo negli anni di strumenti in grado di generare onde laser continue a gas ha reso possibile l'applicazione di questa nuova tecnologia in ambito sperimentale: sfruttando infatti l'effetto Doppler è possibile eseguire delle misurazioni di velocità su fluidi e gas in maniera totalmente non intrusiva evitando così ogni possibile disturbo. Questi metodi di misura prendono il nome di Particle Image Velocimetry (PIV) e Laser Doppler Anemometry (LDA). In particolare tali strumenti risultano essere fondamentali per la determinazione della velocità puntuale all'interno di un flusso consentendo, ad esempio, di determinare profili di velocità, spettri di turbolenza, individuare lo strato limite di una corrente e molto altro ancora. Questo metodo di misura verrà ampiamente analizzato nei prossimi capitoli, per ora basti sapere che vi sono dei vincoli e delle condizioni da soddisfare affinché lo strumento possa operare correttamente e tra di essi troviamo la necessità di particelle in grado di riflettere la radiazione luminosa emessa dal laser verso il ricevitore dello strumento stesso. In presenza di acqua pulita la capacità di lettura dello strumento risulta essere molto inferiore alle aspettative, se non addirittura nulla, proprio a causa della quasi totale assenza di particelle in grado di consentire le misurazioni.

1.2 Scopo dello studio

I sistemi LDA oggi in commercio garantiscono una capacità di misura molto elevata in presenza di apposito materiale disperso nel fluido; la correlazione tra la qualità di misura dello strumento e la presenza di questi inseminanti all'interno del flusso oggetto di studio non è tuttavia ancora così chiara. Questo lavoro ha come scopo l'analisi del comportamento dei sistemi LDA in presenza di differenti tipologie di materiale disperso al fine di individuare le condizioni ottimali per l'operatività del sistema. Nella letteratura sono

presenti numerose pubblicazioni che hanno indagato quali fossero gli effetti positivi nell'utilizzo di determinate particelle inseminanti in canali aperti ma nessuna di esse ha mai fatto delle comparazioni tra differenti tipologie di seeding. Lo scopo di quest'attività è proprio quello di indagare quali effetti producano differenti tipologie di seeding e differenti concentrazioni di quest'ultimi sulla capacità di lettura dello strumento in dotazione. Oggigiorno è possibile acquistare particelle d'inseminante a costi notevolmente differenti grazie alla presenza di numerosi produttori che garantiscono una buona concorrenza sul mercato. L'interrogativo a cui vogliamo dare risposta è quello di verificare se le differenze di prezzo tra le diverse case produttrici di seeding siano giustificate da prestazioni effettivamente migliori dell'apparecchiatura laser.

1.3 Domande scientifiche

Attraverso questo documento si vuole rispondere ad un quesito ben preciso: qual è la risposta dello strumento in termini di frequenza di campionamento al variare della concentrazione e tipologia delle particelle inseminanti. In particolare, quale ruolo gioca il diverso tipo di materiale (quantificabile nella diversa forma, dimensione e tipologia di superficie) nella prestazione del laser.

1.4 Metodologia

Lo studio della dinamica delle particelle in sospensione richiede la realizzazione di un flusso turbolento omogeneo e isotropo in una regione precisa in quanto l'equazione del moto per queste particelle contiene al suo interno un termine di natura storica (Mei 1993), ovvero, il comportamento di una particella in un dato punto è influenzato dagli effetti più recenti che ha subito durante la sua traiettoria. Per questo motivo è di essenziale importanza la realizzazione di una turbulent box, ossia di un serbatoio al cui interno è possibile ottenere della turbolenza omogenea ed isotropa. In questo modo i risultati sperimentali possono essere facilmente confrontati con i risultati teorici propri della turbolenza omogenea ed isotropa, un caso particolare e semplificato di turbolenza per la quale sono state sviluppate negli anni molte teorie e formulazioni universalmente accettate (ad esempio la teoria di Kolmogorov del 1941). Avere una forte teoria di riferimento ed in particolare delle formulazioni affidabili a cui riferirsi è fondamentale perché:

- è possibile così capire se il setup sperimentale lavora come dovrebbe e quindi se riesce a riprodurre il fenomeno desiderato;
- si possono paragonare tra di loro misurazioni in cui quello che cambia non è il fenomeno fisico (in questo caso noto) ma bensì la bontà della

componente che va ad effettuare la misura (ossia la combinazione di differenti particelle inseminanti ed il sistema LDA).

Il lavoro si articola in un primo capitolo introduttivo che fornisce alcuni concetti base, espone i quesiti a cui si vuol dare risposta e contiene una breve descrizione di come si intende operare al fine di ottenere le risposte desiderate.

Il secondo capitolo riporta alcune pubblicazioni disponibili in letteratura inerenti la realizzazione di turbolenza omogenea ed isotropa in laboratorio.

Il terzo capitolo ripercorre in maniera riassuntiva la teoria relativa alla turbolenza soffermandosi sulle semplificazioni che comporta l'ipotesi di turbolenza omogenea ed isotropa.

Il quarto capitolo descrive la strumentazione impiegata nel corso dello studio riportando tutte le informazioni necessarie alla comprensione dei principi di funzionamento dei sistemi LDA ed i requisiti richiesti alle particelle di inseminante (seeding) impiegate con tali sistemi.

Il quinto capitolo descrive nel dettaglio il setup sperimentale, dalle fasi preliminari di progetto sino a quelle conclusive della messa in opera.

Il sesto capitolo tratta i risultati ottenuti a seguito dell'analisi sperimentale condotta e si suddivide in due fasi: una prima fase di caratterizzazione del setup sperimentale eseguita indagando il campo di moto prodotto dalla turbulent box nella regione centrale del volume di misura e una seconda fase di analisi del comportamento del sistema LDA a seguito della variazione di concentrazione di differenti inseminanti.

Il settimo capitolo riporta le conclusioni e dei suggerimenti per implementazioni future.

Capitolo 2

Teoria

La turbolenza rappresenta tutt'oggi uno degli enigmi irrisolti più interessanti della dinamica dei fluidi, citando Horace Lamb, un famoso fisico britannico, che nel 1932 durante un congresso presso la British Society for the Advancement of Science affermò:

<<I am an old man now, and when I die and go to heaven, there are two matters on which I hope for enlightenment. One is quantum electrodynamics and the other is the turbulent motion of fluids. About the former, I am really rather optimistic.>>

si può avere un'idea di quanto questo argomento rappresenti un affascinante quanto complessa incognita a cui nessuno è ancora riuscito a dar risposta. Molti dei più famosi fisici dell'ultimo secolo, come Reynolds, Taylor, Prandtl, von Karman, Kolmogorov, Heisenberg, Landau, Millikan e Onsagar, hanno lavorato in questo campo contribuendo ad accrescere le conoscenze in materia. Oggigiorno è possibile effettuare delle previsioni sul comportamento turbolento proprio grazie a questi studi che provengono per buona parte da intuizioni fisiche, simulazioni numeriche, modelli empirici ed esperimenti di laboratorio. Tutti i flussi turbolenti, sebbene imprevedibili, possiedono delle caratteristiche comuni:

• Fluttuazioni

All'interno di un flusso turbolento si generano fluttuazioni di differenti quantità come velocità, pressione, temperatura, anche quando le condizioni al contorno si mantengono stazionarie. Tali fluttuazioni appaiono essere irregolari, caotiche e imprevedibili; ripetendo infatti più volte il medesimo esperimento in regime turbolento non si otterranno mai i medesimi risultati ma osservando il fenomeno in termini di valori medi si evidenzia come le fluttuazioni siano, si imprevedibili e caotiche ma si sviluppino sempre attorno a dei parametri medi costanti caratteristici del campo di moto turbolento;

• Non linearità

L'equazione di conservazione della quantità di moto (equazione di Navier-Stokes) contiene un termine di accelerazione convettiva, che non è lineare, ciò non rende possibile l'applicazione del principio si sovrapposizione degli effetti;

• Vorticosità

La turbolenza appare caratterizzata da una intensa vorticosità, osservando una sezione trasversale di un flusso turbolento essa appare tipicamente come una raccolta di strisce, regioni di deformazione e vortici di varie dimensioni che si deformano, coalizzano, dividono e ruotano;

• Dissipazioni

L'energia cinetica posseduta dal moto medio di una corrente viene trasmessa ai vortici presenti all'interno del flusso i quali a loro volta la trasmettono ai vortici interni fintanto che le dimensioni di quest'ultimi non sono sufficientemente piccole da generare dei gradienti di velocità molto elevati e provocare l'attivazione dell'effetto della viscosità (fenomeno noto come cascata energetica della turbolenza);

• Diffusività

All'interno di un flusso turbolento, la presenza di fluttuazioni e vortici produce una velocità di diffusione di sostanze al suo interno di molti ordini di grandezza più grande di quella di una corrente in moto laminare nelle medesime condizioni come aveva già intuito e dimostrato Reynolds all'interno del suo celebre esperimento del 1883.

Sebbene i valori attesi di una variabile casuale siano importanti ed interessanti, essi non contengono informazioni riguardo la durata temporale o l'estensione spaziale delle fluttuazioni, né forniscono alcuna informazione riguardo le relazioni tra una o più variabili dipendenti rilevate in tempi e spazi differenti. Nello studio della turbolenza, l'uso delle correlazioni e dell'analisi spettrale è piuttosto comune in quanto consentono di caratterizzare in maniera adeguata le fluttuazioni che si producono all'interno del flusso e gli scambi energetici tra le diverse scale vorticose.

2.1 Probabilità e statistica

Al fine di rendere più chiara la trattazione seguente nelle prossime pagine verranno richiamati alla mente i concetti basilari della statistica e dell'analisi di un segnale.

In primis si introduce il concetto di momento di ordine k e origine x_0 di una variabile aleatoria x, definito come riportato nella (2.1) e (2.2)

rispettivamente per una variabile aleatoria continua e discreta.

$$\mu_x^{(k,x_0)} = \int_a^b (x - x_0)^k \cdot f(x) dx \tag{2.1}$$

$$\mu_x^{(k,x_0)} = \sum_{i=1}^n (x_i - x_0)^k \cdot p(x)$$
 (2.2)

La funzione di distribuzione di densità f(x) e la distribuzione di densità p(x) sono caratteristiche del fenomeno in esame; nel caso della turbolenza, come già accennato in precedenza, i valori campionati sono del tutto casuali, di conseguenza possiamo riscrivere la (2.2) sostituendo a p(x) il valore costante 1/n:

$$\mu_x^{(k,x_0)} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (x_i - x_0)^k \tag{2.3}$$

Media d'insieme, Media temporale e Principio di ergodicità

Quando si parla di media di una variabile aleatoria $x(t,\theta)$ è bene fare chiarezza tra il concetto di media d'insieme e media temporale.

Si consideri l'iniseme delle realizzazioni di un processo aleatorio $x(t,\theta)$ dove t rappresenta tipicamente un intervallo temporale lungo il quale è descritto il segnale e θ rappresenta l'insieme di tutte le realizzazioni del processo. Se si fissa un istante temporale t_i , il valore $x(t_i,\theta)$ rappresenta una variabile aleatoria la cui realizzazione è funzione di θ e la cui funzione di distribuzione della densità (fdp) $p(x(t_i))$ è indipendente da θ . Possiamo definitre la media d'insieme come il valore atteso di una potenza n-esima dei valori del segnale eseguita rispetto alla variabilità di θ e calcolata come segue:

$$m_x^{(n)}(t_i) = \int_{-\infty}^{+\infty} x^n p(x(t_i)) dx$$
 (2.4)

Appare evidente dalla (2.4) che la media d'insieme di una variabile aleatoria dipenda dall'istante di riferimento t_i scelto.

Se viceversa fissassimo una determinata realizzazione del processo $x(t, \theta_i)$ avremmo nuovamente una variabile aleatoria la cui fdp sarebbe funzione unicamente di θ_i . Possiamo dunque parlare in questo caso di media temporale in quanto la media viene eseguita su di un intervallo temporale di durata T.

$$\overline{x^n(t,\theta_i)} = \frac{1}{T} \int_t^{t+T} x^n(t,\theta_i) dt$$
 (2.5)

In particolare si definisce valore medio la media temporale di ordine uno calcolata come nella (2.6).

$$\overline{x(t,\theta_i)} = \frac{1}{T} \int_t^{t+T} x(t,\theta_i) dt$$
 (2.6)

Qualora le medie temporali calcolate sulle singole realizzazioni coincidano con le medie d'insieme calcolate per qualunque istante si parla di processo stazionario ed ergodico. Questa proprietà risulta particolarmente utile quando si ha a che fare con le fluttuazioni turbolente in quanto per sua stessa natura la turbolenza rappresenta un fenomeno aleatorio che conserva inalterate le sue grandezze statistiche medie (media, varianza, covarianza) sebbene ciascuna realizzazione appaia differente dalle precedenti. Possiamo dunque affermare che per i nostri scopi è possibile confondere la media temporale e la media d'insieme grazie alla validità del principio di ergodicità.

Quando si ha a che fare con un segnale discreto occorre sostituire nella (2.4) e (2.5) una sommatoria al posto dell'integrale. Nel caso di un flusso turbolento le fdp assumono valore pari a 1/n dove n è il numero dei campioni vista la casualità del fenomeno; questa considerazione unita al principio di ergodicità ci consente di calcolare il valore atteso come una media d'insieme sulla singola realizzazione θ_i con $p(t,\theta_i)$ costante e pari a 1/n, rendendo di fatto la media d'insieme una media campionaria:

$$\overline{u} = U = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^{n} u_j \tag{2.7}$$

Si può notare facilmente come la media così calcolata coincida con la definizione di momento del prim'ordine centrato in 0 riportata nella (2.3).

Deviazione standard, Varianza e Covarianza

La varianza, assieme alla deviazione standard, rappresenta una misura di dispersione; è definita come la media degli scarti al quadrato che, nel caso della turbolenza, corrispondono alle fluttuazioni turbolente u', pertanto possiamo definire la varianza come:

$$\overline{u'u'} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^{n} (u_i - U)^2$$
 (2.8)

Si osservi come tale definizione coincida con quella momento del second'ordine centrato in U riportata nella (2.3).

Consideriamo due distinte variabili casuali $u(t, \theta_i)$ e $v(t, \theta_i)$, la covarianza è definita come la media del prodotto degli scarti di quest'ultime e rappresenta quanto due variabili siano indipendenti tra loro.

$$\overline{u'v'} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^{n} (u_i - U) \cdot (v_i - V)$$
 (2.9)

La deviazione standard altro non è che la radice della varianza e ci fornisce un'indicazione diretta della dispersione delle nostre misure. Valori elevati di

questo parametro indicano grandi fluttuazioni attorno al valore medio.

$$\overline{u'} = \sqrt{\overline{u'u'}} = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^{n} (u_i - U)^2}$$
 (2.10)

Skewness e Kurtosis

Il compito del parametro Skewness è quello di fornire un'indicazione relativa all'asimmetria della distribuzione di probabilità della variabile in oggetto rispetto ad un valore centrale (generalmente la media) ed è definita come:

$$Sk_u = \frac{\sum_{i=1}^n \frac{1}{n} (u_i - U)^3}{(\sum_{i=1}^n \frac{1}{n} ((u_i - U)^2)^{3/2}}$$
(2.11)

È molto importante sottolineare che una distribuzione simmetrica ha sempre indice Skewness pari a 0 ma allo stesso tempo un indice Skewness pari a 0 non è condizione sufficiente per affermare che una distribuzione è simmetrica.

L'indice Kurtosis rappresenta invece in termini numerici quanto una distribuzione si discosti dalla distribuzione Gaussiana per cui l'indice assume un valore pari a 3. Il parametro viene calcolato come segue:

$$Ku_u = \frac{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^{n} (u_i - U)^4}{\left[\frac{1}{n} \sum_{i=1}^{n} (u_i - U)^2\right]^2}$$
(2.12)

2.2 Equazioni di Navier-Stokes e decomposizione di Reynolds

L'equazione di Navier-Stokes (2.13) permette di descrivere il comportamento di un qualunque fluido newtoniano, i termini \vec{F} e \vec{A} che compaio nell'equazione rappresentano rispettivamente il vettore dell'accelerazione di gravità ed il vettore delle accelerazioni.

$$\rho(\vec{F} - \vec{A}) = grad(p) - \mu \nabla^2(\vec{U}) - \mu \frac{1}{3} grad(div(\vec{U}))$$
 (2.13)

Nei casi di nostro interesse il fluido è considerato un mezzo incomprimibile, ciò implica che ρ sia una costante e di conseguenza per il *principio di* conservazione della massa (2.14) avremo l'annullamento del termine $div(\vec{U})$.

$$\frac{\delta\rho}{\delta t} + div(\rho\vec{U}) = 0 \longrightarrow div(\vec{U}) = 0 \tag{2.14}$$

Sulla base di queste considerazioni l'equazione di Navier-Stokes si semplifica assumendo la seguente forma:

$$\rho(\vec{F} - \vec{A}) = grad(p) - \mu \nabla^2(\vec{U}) \tag{2.15}$$

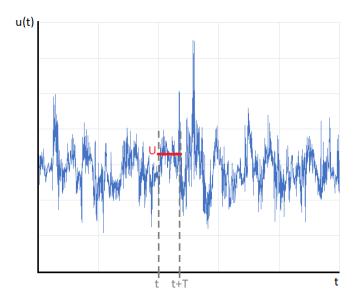


Figura 2.1: Rappresentazione grafica del concetto di media temporale e della decomposizione di Reynolds di un segnale di velocità turbolenta

Sostituendo nella (2.15) le definizioni di \vec{F} e \vec{A} (2.16) e dividendo tutto per ρ si ricavano le equazioni di Navier-Stokes nella loro forma indefinita e riportate nella (2.17).

$$\vec{F} = g \cdot \delta_{ij} \qquad \vec{A} = \frac{D\vec{u}}{Dt} \tag{2.16}$$

$$\frac{Du_i}{Dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\delta p}{\delta x_i} + \nu \frac{\delta}{\delta x_j} \left(\frac{\delta u_i}{\delta x_j} \right) - g \cdot \delta_{i3} \qquad i, j = 1, 2, 3$$
 (2.17)

L'equazione di Navier-Stokes non ha una soluzione in forma chiusa (tranne che in poche situazioni molto semplici). Al suo interno sono racchiuse tutte le informazioni del campo di moto che, dal punto di vista pratico risultano essere superflue tranne che per alcuni casi molto particolari (ad esempio per la fluidodinamica del cuore o del nocciolo di fusione dei reattori nucleari). Infatti per la stragrande maggioranza delle applicazioni ingegneristiche è sufficiente la conoscenza del moto medio. Per questo motivo Reynolds formulò quella che oggi è conosciuta da tutti come l'ipotesi di decomposizione di Reynolds secondo la quale la velocità istantanea $\vec{u}(t)$ può essere scomposta in due componenti: una componente media \vec{U} ed una componente fluttuante $\vec{u'}(t)$ che, per come viene definita nella (2.18) è una variabile a media nulla come si può evincere dalla Figura 2.1. Lo scopo è quello di riuscire a separare il campo di moto medio da quello turbolento.

$$\vec{u}(t) = \vec{U} + \vec{u'}(t) \tag{2.18}$$

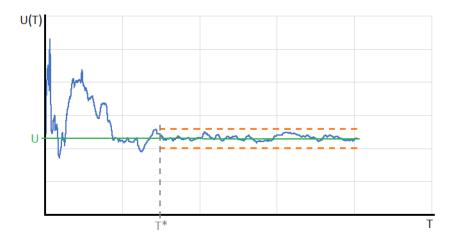


Figura 2.2: Andamento del valor medio U(T) al crescere dell'intervallo T. Si osserva come al crescere di T le oscillazioni tendano a ridursi sino a diventare inferiori alla precisione richiesta (indicata dalle linee tratteggiate) in corrispondenza di T^* , da questo punto in poi è possibile dunque considerare l'andamento di U(T) lineare e costante.

La componente media del moto U_i è definita da Reyolds come una media temporale calcolata su di un intervallo T come riportato nella (2.19).

$$U_i = \frac{1}{T} \int_{t}^{t+T} u_i(\tau) d\tau \tag{2.19}$$

Affinché il valore medio sia una grandezza caratteristica del moto è necessario che U_i sia uguale per qualunque intervallo di ampiezza T del moto. Osservando l'andamento di $U_i(T)$ si osserva che al crescere dell'intervallo T il valore medio tende a convergere verso valori le cui fluttuazioni siano inferiori alla precisione voluta. Ciò significa che esiste un intervallo T sufficientemente grande oltre il quale è possibile considerare $U_i(T)$ lineare come si può vedere in Figura 2.2. Al fine di agevolare la leggibilità delle successive equazioni si ometterà la dipendenza della velocità dalla variabile temporale t. Applicando la decomposizione di Reynolds alle variabili che compaiono nelle equazioni di Navier-Stokes e applicando l'operatore media, Reynolds ha ottenuto quelle che oggi vengono definite equazioni di Navier-Stokes mediate o Raynolds averaged Navier-Stokes (RANS) equations, riportate qui in seguito:

$$\frac{DU_i}{Dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\delta}{\delta x_j} (\tau_{ij}) - g \cdot \delta_{i3} \qquad i, j = 1, 2, 3;$$
(2.20)

dove:

$$\tau_{ij} = P\delta_{ij} + \mu \left(\frac{\delta U_i}{\delta x_j} + \frac{\delta U_j}{\delta x_i} \right) - \rho(\overline{u_i' u_j'})$$
 (2.21)

Si osserva che la variazione di velocità media lungo una traiettoria è influenzata da più fattori:

- accelerazione di gravità g;
- sforzi τ provocati da gradienti della pressione media (P), da forze tangenziali dovute alla viscosità μ unita alla presenza di un gradiente di velocità ed infine da forze tangenziali dovute agli sforzi di Reynolds (2.22).

$$\rho(\overline{u_i'u_j'}) = \rho \begin{bmatrix} \overline{u_1'^2} & \overline{u_1'u_2'} & \overline{u_1'u_3'} \\ \underline{u_2'u_1'} & \underline{u_2'^2} & \underline{u_2'u_3'} \\ \overline{u_3'u_1'} & \overline{u_3'u_2'} & \overline{u_3'^2} \end{bmatrix}$$
(2.22)

Come si evince dalla (2.20) e dalla (2.21) l'applicazione della decomposizione di Reynolds e dell'operatore media non sono riusciti a separare completamente il campo di moto turbolento da quello medio in quanto correlati tra loro. Non è infatti possibile affermare che il termine $u_i'u_j'$ sia sempre nullo. Ci si trova dunque in presenza di un problema alla chiusura, cercando infatti di trovare il valore di $\delta(u_i'u_j')/\delta t$ si incappa in una nuova incognita $\delta(u_iu_ju_k)/\delta t$ e così via.

Vistà la necessità di dover comunque giungere ad un risultato numerico, le soluzioni possibili sono attualmente due:

- risoluzione delle equazioni mediante simulazioni numeriche che hanno però un enorme costo computazionale al crescere del numero di Reynolds;
- chiusura forzata dell'equazione mediante modelli matematici che approssimano il fenomeno, come l'ipotesi di viscosità turbolenta di Boussinesq (2.23) o il concetto di lunghezza di miscelazione di Prandtl (2.24).

$$\overline{u_i'u_j'} = \frac{2}{3}K\delta_{ij} - \nu_t \left(\frac{\delta U_i}{\delta x_i} + \frac{\delta U_j}{\delta x_i} - \frac{2}{3}\frac{\delta U_k}{\delta x_k}\delta_{ij}\right)$$
(2.23)

$$\nu_t = \left| \frac{\delta u}{\delta u} \cdot l_m^2 \right| \tag{2.24}$$

Il termine K rappresenta l'energia cinetica turbolenta definita nella (2.25) mentre i termini l_m , u ed y che compaiono nella formulazione di Prandtl sono rispettivamente la lunghezza di miscelazione, la velocità lungo la direzione del flusso e la direzione normale alla parete.

$$K = \frac{1}{2} \left(\overline{(u_i')^2} + \overline{(u_j')^2} + \overline{(u_k')^2} \right)$$
 (2.25)

2.3 Funzioni di correlazione

La funzione di correlazione di una variabile casuale u'_i misurata in una posizione x_1 e ad un tempo t_1 con una variabile u'_j misurata in una posizione x_2 e ad un tempo t_2 è definita come:

$$R_{ij}(\mathbf{x}_1, t_1, \mathbf{x}_2, t_2) \equiv \overline{u'_i(\mathbf{x}_1, t_1)u'_j(\mathbf{x}_2, t_2)}$$
 (2.26)

In seguito i termini u_i' e u_j' verranno interpretati come le fluttuazioni di velocità del campo di moto turbolento. Qualora ciascuna realizzazione dell'insieme contenga delle coppie temporali $u_i'(\mathbf{x}, t:n)$ e $u_j'(\mathbf{x}, t:n)$, la funzione di correlazione può essere facilmente computata mediante la (2.27), selezionando le N coppie $u_i'(\mathbf{x}_1, t_1:n)$ e $u_j'(\mathbf{x}_2, t_2:n)$, moltiplicandole tra loro, sommando a loro volta gli N prodotti e dividendo il tutto per N.

$$R_{ij} = \frac{1}{N} \sum_{N} u_i' u_j' \tag{2.27}$$

La funzione di correlazione R_{ij} indica quanto simili siano le variabili $u'_i(\mathbf{x}_1, t_1)$ e $u'_j(\mathbf{x}_2, t_2)$. Un valore prossimo a zero si ottiene quando le variabili presentano valori simili di segno concorde od opposto, in questi casi si dice che le due variabili sono incorrelate se $R_{ij} = 0$, mentre si dicono debolmente correlate quando R_{ij} è leggermente positivo. Quando valori positivi di $u'_i(\mathbf{x}_1, t_1 : n)$ sono prevalentemente associati a valori positivi di $u'_j(\mathbf{x}_2, t_2 : n)$ e analogamente valori negativi di $u'_i(\mathbf{x}_1, t_1 : n)$ sono associati a valori negativi di $u'_j(\mathbf{x}_2, t_2 : n)$, la funzione di correlazione R_{ij} assume valori positivi elevati e si parla di variabili fortemente correlate. Qualora R_{ij} dovesse invece assumere valori negativi ci si troverebbe nel caso di variabili anticorrelate, tale evento si verifica ogniqualvolta le due variabili $u'_i(\mathbf{x}_1, t_1 : n)$ e $u'_j(\mathbf{x}_2, t_2 : n)$ presentano prevalentemente valori associati di segno opposto.

Quando nella (2.26) si ha che $i \neq j$, la funzione prende il nome di cross-correlation function, viceversa, quando i = j, come nel caso della (2.28) si parla di autocorrelation function.

$$R_{ii}(\mathbf{x}_1, t_1, \mathbf{x}_2, t_2) \equiv \overline{u_i'(\mathbf{x}_1, t_1)u_i'(\mathbf{x}_2, t_2)}$$

$$(2.28)$$

Entrambe le funzioni (2.26) e (2.28) possono essere riscritte in forma normalizzata per ricavare i coefficienti di correlazione r_{ij} e r_{ii} . Per maggior chiarezza, supponendo di porre i = 1 e j = 2 i coefficienti di correlazione assumeranno la seguente forma:

$$r_{12}(\mathbf{x}_{1}, t_{1}, \mathbf{x}_{2}, t_{2}) \equiv \frac{R_{12}(\mathbf{x}_{1}, t_{1}, \mathbf{x}_{2}, t_{2})}{\sqrt{R_{11}(\mathbf{x}_{1}, t_{1}, \mathbf{x}_{2}, t_{2})R_{22}(\mathbf{x}_{1}, t_{1}, \mathbf{x}_{2}, t_{2})}}$$

$$= \frac{\overline{u'_{1}(\mathbf{x}_{1}, t_{1})u'_{2}(\mathbf{x}_{2}, t_{2})}}{\sqrt{\overline{u''_{1}(\mathbf{x}_{1}, t_{1})}\sqrt{\overline{u''_{2}(\mathbf{x}_{2}, t_{2})}}}}$$
(2.29)

$$r_{11}(\mathbf{x}_{1}, t_{1}, \mathbf{x}_{2}, t_{2}) \equiv \frac{R_{11}(\mathbf{x}_{1}, t_{1}, \mathbf{x}_{2}, t_{2})}{\sqrt{R_{11}(\mathbf{x}_{1}, t_{1}, \mathbf{x}_{2}, t_{2})R_{11}(\mathbf{x}_{1}, t_{1}, \mathbf{x}_{2}, t_{2})}}$$

$$= \frac{u'_{1}(\mathbf{x}_{1}, t_{1})u'_{1}(\mathbf{x}_{2}, t_{2})}{\sqrt{u''_{1}(\mathbf{x}_{1}, t_{1})}\sqrt{u''_{1}(\mathbf{x}_{2}, t_{2})}}$$
(2.30)

Questi coefficienti potranno assumere valori compresi tra -1 (perfetta anticorrelazione) e +1 (perfetta correlazione). Tale limitazione si deve al fatto
che per le generiche quantità u_i e u_j vale il principio di *inequalità di Schwartz*, riportato in (2.31), il quale afferma che il valor medio del prodotto di due
funzioni sarà sempre minore o al più pari al prodotto delle loro norme. Tale
principio è analogo alla regola secondo cui il prodotto scalare di due vettori
non potrà mai esser maggiore del prodotto delle loro norme.

$$\overline{u_i'(\mathbf{x}_1, t_1)u_j'(\mathbf{x}_2, t_2)} \le \sqrt{\overline{u_1'^2(\mathbf{x}_1, t_1)}} \sqrt{\overline{u_1'^2(\mathbf{x}_2, t_2)}}$$
 (2.31)

La correlazione di due variabili può avvenire sia nello spazio che nel tempo, per processi stazionari in cui campionamento avviene sempre nel medesimo punto avremo che $\mathbf{x} = \mathbf{x}_1 = \mathbf{x}_2$ di conseguenza la notazione delle formule riportate in precedenza si può alleggerire rimuovendo l'argomento \mathbf{x} da esse.

Per quanto riguarda le variabili statistiche di processi temporali casuali, essi sono indipendenti dall'istante di origine e di conseguenza è possibile eseguire uno shift temporale durante la computazione della correlazione e riferire il tutto a quello che è definito $time lag \tau = t_2 - t_1$. Possiamo infatti osservare che: $u'_i(t_1)u'_j(t_2) = u'_i(0)u'_j(t_2 - t_1) = u'_i(0)u'_j(\tau)$, ponendo poi $t_1 = t$ ricaviamo che le due funzioni di correlazione e autocorrelazione si possono scrivere come:

$$R_{ij}(\tau) = \overline{u_i'(t)u_i'(t+\tau)} \quad e \quad R_{ii}(\tau) = \overline{u_i'(t)u_i'(t+\tau)}$$
 (2.32)

Per semplicità in seguito la funzione di cross-correlation per $\tau=0$ sarà riportata in forma compatta come $\overline{u_i'u_j'}$.

Dalla funzione di autocorrelazione si possono estrarre molte informazioni importanti, utili per capire la struttura della turbolenza insita nel fenomeno in oggetto. Tra queste informazioni, le scale temporali, ossia il tempo per il quale un certo evento o caratteristica perdura, sono tra le più interessanti e di facile determinazione. Una di queste è la scala temporale integrale Λ_t che si ricava uguagliando l'area sottesa al di sotto della curva di autocorrelazione con un rettangolo di altezza unitaria e durata Λ_t :

$$\Lambda_t \equiv \int_0^\infty r_{ii}(\tau)d\tau = \frac{1}{R_{ii}(0)} \int_0^\infty R_{ii}(\tau)d\tau$$
 (2.33)

La scala temporale integrale rappresenta l'intervallo di tempo all'interno del quale una fluttuazione turbolenta è correlata con sè stessa, in sostanza si potrebbe definire come la *memoria della turbolenza*. Il tempo di correlazione

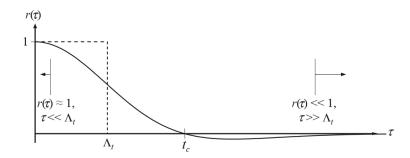


Figura 2.3: Esempio grafico della funzione di autocorrelazione, con riportata la scala temporale integrale Λ_t e il tempo di correlazione t_c (Kundu e Cohen (1990))

 t_c , riportato in Figura 2.3, corrisponde invece all'istante temporale in cui la funzione $r_{ii}(\tau)$ raggiunge il valore zero.

Un'altra scala molto impiegata in ambito di turbolenza è la microscala di Taylor λ_t , anch'essa è ricavata dal coefficiente di correlazione $r_{ii}(\tau)$ come riportato nella (2.34).

$$\lambda_t^2 = -2/[d^2 r_{ii}/d\tau^2]_{\tau=0} \tag{2.34}$$

La microscala di Taylor non rappresenta una grandezza fisica di riferimento ma ha trovato comunque notevole impiego in quanto grandezza di semplice determinazione, essa sostanzialmente permette di definire l'estensione della regione fortemente correlata e di conseguenza si può vedere come una scala interna diffusiva.

Finora u_i e u_j sono state considerate fluttuazioni di velocità misurate nel medesimo punto in istanti temporali differenti. Il medesimo ragionamento può essere applicato considerando u_i e u_j come delle fluttuazioni misurate in posizioni diverse nel medesimo istante t. In questo caso la funzione di correlazione dipende solamente dal vettore che rappresenta la distanza tra i due punti di misurazione \mathbf{x}_1 e \mathbf{x}_2 , $\mathbf{r} = \mathbf{x}_2 - \mathbf{x}_1$.

$$R_{ij}(\mathbf{r}) \equiv \overline{u_i'(\mathbf{x})u_i'(\mathbf{x} + \mathbf{r})}$$
 (2.35)

Questo tipo di correlazione spaziale è piuttosto difficile da eseguire in quanto è necessario disporre di più dispositivi di misura per poter eseguire letture simultanee in posizioni differenti, l'unica tecnica attualmente utilizzata per questo tipo di misurazioni è il particle imaging velocimetry (PIV) tramite il quale è possibile ottenere delle correlazioni bi-dimensionali.

Effettuare misurazioni puntuali di serie temporali $u_i(t)$ rimane attualmente la metodologia più comune e diffusa nello studio dei flussi turbolenti. Risultati spaziali possono essere ottenuti in maniera approssimativa muovendo la sonda in una certa direzione con una velocità U. Basandosi sul

concetto di turbolenza congelata, se U è sufficientemente elevata, è possibile assumere che il campo di turbolenza non subisca mutamenti mentre la sonda si muove attraverso di essa. La sonda misurerà dunque una serie temporale che può essere facilmente tramutata in una serie spaziale $u_i(x)$ rimpiazzando la variabile t con x/U. L'ipotesi che le fluttuazioni turbolente in un punto del flusso dipendano dall'avvento di un campo turbolento congelato oltre il punto è detta Ipotesi di Taylor (o della turbolenza congelata) e l'accuratezza della sua approssimazione aumenta al diminuire dell'intensità turbolenta definita come il rapporto tra la deviazione standard u e la velocità media u.

$$I_u = \frac{\overline{u'}}{U} \tag{2.36}$$

Estensione della teoria al caso di turbolenza omogenea e isotropa

Se le fluttuazioni turbolente sono completamente isotrope, ossia non hanno direzioni preferenziali, le equazioni RANS si semplificano notevolmente. Non esistendo più una direzione preferenziale del moto le fluttuazioni nelle varie direzioni sono indipendenti tra loro, ciò comporta la diagonalizzazione del tensore degli sforzi di Reynolds (2.22) con l'annullamento dei termini al di fuori della diagonale ($\overline{u'v'}=0$). Nella Figura 2.4 sono rappresentate due nuvole di punti su di un piano u'-v', ciascun punto rappresenta una fluttuazione di velocità misurata in tempi successivi all'interno di un flusso turbolento. Si può facilmente osservare come nel caso isotropo non vi siano direzioni preferenziali e la nuvola di punti si distribuisca in maniera simmetrica nel piano, in questo caso u' positive sono associate equamente a v' sia positive che negative. Ne consegue che il valore medio dei prodotti u'v' sia nullo. Al contrario, osservando il pattern anisotropo si può notare facilmente come quel campo di moto presenti delle direzioni preferenziali: u' positive sono generalmente associate a v' negative e viceversa; ne consegue che in questo caso la media del prodotto u'v' non sarà nulla ma bensì $\overline{u'v'} < 0$.

In aggiunta a queste osservazioni, se il campo di moto risulta essere anche omogeneo, ossia indipendente dal sistema di riferimento scelto, tutte le direzioni sono equivalenti:

$$\frac{\delta}{\delta x_i} \overline{(u_j')^n} = 0, \quad \overline{(u_1')^2} = \overline{(u_2')^2} = \overline{(u_3')^2} \quad \text{e} \quad \overline{\left(\frac{\delta u_1'}{\delta x_1}\right)^n} = \overline{\left(\frac{\delta u_2'}{\delta x_2}\right)^n} = \overline{\left(\frac{\delta u_3'}{\delta x_3}\right)^n}$$
(2.37)

e le variazioni nelle direzioni relative devono essere le medesime:

$$\overline{\left(\frac{\delta u_1'}{\delta x_2}\right)^n} = \overline{\left(\frac{\delta u_1'}{\delta x_3}\right)^n} = \overline{\left(\frac{\delta u_2'}{\delta x_1}\right)^n} = \overline{\left(\frac{\delta u_2'}{\delta x_3}\right)^n} = \overline{\left(\frac{\delta u_3'}{\delta x_1}\right)^n} = \overline{\left(\frac{\delta u_3'}{\delta x_2}\right)^n} \quad (2.38)$$

Mettendo assieme queste due proprietà otteniamo che il tensore di Reynolds risulta diagonale ed i tre termini sulla diagonale sono necessariamente identici.

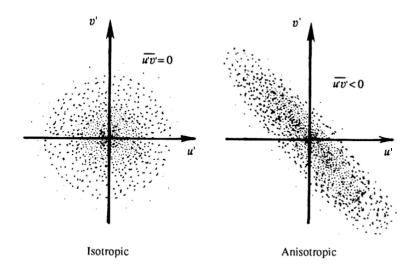


Figura 2.4: Rappresentazione grafica delle componenti di fluttuazione u' e v'. A sinistra è riportato il caso di campo di moto isotropo mentra a destra è riportato un esempio di campo di moto anisotropo (Kundu e Cohen (1990))

La struttura spaziale del flusso può essere ottenuta considerando il tensore di correlazione tra due punti definito dalla (2.35) che si riduce al tensore degli sforzi di Raynolds quando r = 0. In campo omogeneo R_{ij} non dipende più dalla posizione \mathbf{x} ma bensì solamente dal vettore distanza \mathbf{r} . Se siamo in presenza di un campo isotropo e omogeneo, la direzione di \mathbf{r} non ha importanza, di conseguenza solamente due coefficienti assumono valore non nullo, si tratta dei coefficienti di correlazione longitudinale (f) e trasversale (g):

$$f(r) \equiv \overline{u_p(\mathbf{x} + \mathbf{r})u_p(\mathbf{x})}/\overline{u_p^2}$$
 (2.39)

$$g(r) \equiv \overline{u_n(\mathbf{x} + \mathbf{r})u_n(\mathbf{x})}/\overline{u_n^2}$$
 (2.40)

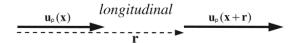
dove u_p è la componente parallela a \mathbf{r} mentre u_n è la componente normale, come riportato anche in Figura 2.5. Possiamo di conseguenza definire anche le scale integrali e le microscale di Taylor per queste due componenti:

$$\Lambda_f \equiv \int_0^\infty f(r)dr \quad \Lambda_g \equiv \int_0^\infty g(r)dr \tag{2.41}$$

$$\lambda_f^2 \equiv -2/[d^2f/dr^2]_{r=0} \quad \lambda_g^2 \equiv -2/[d^2g/dr^2]_{r=0}$$
 (2.42)

Nel caso di turbolenza omogenea e isotropa la forma più generale della funzione di correlazione $R_{ij}(r)$ che soddisfi tutte le necessarie simmetrie è:

$$R_{ij} = F(r)r_i r_j + G(r)\delta_{ij}, \qquad (2.43)$$



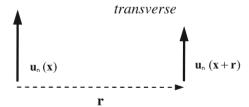


Figura 2.5: Rappresentazione geometica delle componenti u_p e u_n . In questo caso \mathbf{r} è orizzontale ma come già indicato può assumere qualsiasi direzione (Kundu e Cohen (1990))

dove le componenti di \mathbf{r} sono r_i , $|\mathbf{r}| = r$ e le funzioni F(r) e G(r) sono ricavate uguagliando le componenti sulla diagonale di R_{ij} . Si ricava in questo modo che: $F(r) = \overline{u^2}(f(r) - g(r))r^{-2}$ e $G(r) = \overline{u^2}g(r)$. Per fluidi incomprimibili g(r) può essere eliminata dalla (2.43) ricavando così la seguente espressione:

$$R_{ij} = \overline{u^2} \{ f(r)\delta_{ij} + \frac{r}{2} \frac{df}{dr} (\delta_{ij} - \frac{r_i r_j}{r^2}) \}$$
 (2.44)

E' facile osservare che la traccia di R_{ij} calcolata in r=0 è pari a due volte l'energia cinetica (per unità di massa) delle fluttuazioni turbolente:

$$R_{ii}(0) = \overline{u_i u_i} = 2\frac{1}{2} (\overline{u_1'^2} + \overline{u_2'^2} + \overline{u_3'^2}) = 2\overline{e}$$
 (2.45)

L'energia cinetica \overline{e} è un elemento molto importante nella modellazione e nella comprensione della turbolenza in quanto è noto che l'energia cinetica può esser convertita (dissipata) in calore per effetto della viscosità. Il coefficiente di dissipazione dell'energia cinetica $\overline{\epsilon}$ (per unità di massa) si può definire nel seguente modo:

$$\bar{\epsilon} = \frac{\nu}{2} \overline{(du_i/x_j + du_j/dx_i)^2}$$
 (2.46)

In presenza di flusso isotropo, le varie simmetrie direzionali consentono di ottenere il seguente risultato:

$$\overline{\epsilon} = 6\nu \left\{ \overline{\left(\frac{du_1}{dx_1}\right)^2} + \overline{\left(\frac{du_2}{dx_2}\right)^2} + \overline{\left(\frac{du_1}{dx_1}\right)\left(\frac{du_2}{dx_2}\right)} \right\} = 30\nu \overline{\frac{u^2}{\lambda_f^2}} = 15\nu \overline{\frac{u^2}{\lambda_q^2}} \quad (2.47)$$

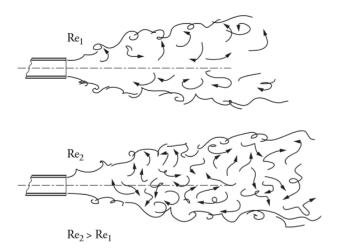


Figura 2.6: Rappresentazione schematica della turbolenza allo sbocco da una condotta in due configurazioni differenti (Cancelli, Boffadossi e Salizzoni (2006))

2.4 Teoria della cascata di vortici turbolenti

La teoria della cascata di vortici turbolenti, nota anche come la teoria della cascata energetica (Richardson 1922), ipotizza l'esistenza di grandi vortici turbolenti, la cui dimensione è dettata dalle condizioni al contorno del fenomeno, in grado di sottrarre l'energia cinetica dal moto medio e trasferirla alle scale inferiori, annidate all'interno di questi grandi vortici, che via via si passano quest'energia sino a che non viene dissipata per effetto della viscosità nei vortici di piccola scala (dove i gradienti di velocità sono maggiori). Uno dei punti più importanti che si evince da questa teoria è che la dinamica dei vortici di grande scala non è influenzata dalla viscosità e di conseguenza nemmeno dal numero di Reynolds ma unicamente dalla geometria del dominio. La scala interna nella quale si risente dell'effetto della viscosità e si iniziano a produrre le dissipazioni di energia è detta scala dissipativa interna, comunemente indicata con il simbolo η e chiamata scala dissipativa di Kolmogorov. Al crescere di Re si formano vortici a scale via via inferiori per garantire la dissipazione dell'energia cinetica turbolenta in aumento come riportato in Figura 2.6 e di conseguenza avremo che il rapporto tra la scala dissipativa interna e la scala esterna η/L_e si riduce man mano. I vortici non corrispondono a singole componenti della trasformata di Fourier del segnale di velocità ma bensì sono elementi di suddivisione più grossolani che tuttavia possiedono delle caratteristiche ben definite:

• a ciascun vortice è possibile attribuire una lunghezza caratteristica l_n e una differenza di velocità σ_{un} , dove il termine n sta ad indicare l'ordine

del vortice;

• l'energia cinetica media delle fluttuazioni è pari alla somma delle energie cinetiche dei singoli vortici:

$$\sigma_u^2/2 = \sum n \frac{\sigma_{un}^2}{2}$$

L'ampiezza delle scale e la loro suddivisione generalmente viene ottenuta assegnando al vortice più grande una lunghezza caratteristica pari alla scala esterna della corrente $l_{max} = L_e$, dopodiché ciascun vortice di ordine superiore viene definito secondo una legge del tipo: $l_n = c^n l_{max}$, dove c è una costante compresa tra zero e uno e n corrisponde all'ordine del vortice. Tutte queste lunghezze caratteristiche consentono di determinare una successione di numeri d'onda $k_n = 2\pi/l_n$. In questo modo è possibile suddividere il segnale misurato in bande di lunghezza d'onda centrate in k_n in modo da ricoprire completamente l'intero segnale. Possiamo di conseguenza affermare che:

- la lunghezza caratteristica di ciascun vortice è pari a $2\pi/k_n$;
- la variazione di velocità prodotta è data dalle componenti di Fourier appartenenti alla sua banda;
- la velocità caratteristica è data dalla radice del valore quadratico medio σ_{un}^2 delle corrispondenti variazioni di velocità.

A ciascun vortice è possibile associare anche un tempo caratteristico t_n detto $turnover\ time$ definito come:

$$t_n = l_n/\sigma_{un}$$

e il cui significato fisico dipende dal tipo di moto che si vuole considerare. Immaginando una massa di fluido di dimensione l_n soggetta al moto del vortice di ordine corrispondente, ovvero nel quale si verificano fluttuazioni di velocità medie di ordine σ_{un} , se consideriamo il moto rigido del fluido t_n rappresenta il tempo medio richiesto affinché la massa esegua un'intera rotazione su se stessa (da qui il termine turnover time). Se invece si considera il moto di deformazione, t_n rappresenta il tempo necessario affinché il volume di fluido subisca una variazione di forma apprezzabile. Se immaginiamo che la massa di fluido subisca un deformazione di allungamento in una direzione, siccome il volume deve rimanere costante (o quasi), nella direzione perpendicolare ad essa dovrà prodursi un accorciamento e ciò comporta l'avvicinamento di particelle inizialmente ad una distanza pari a circa l_n come evidenziato in Figura 2.7. Tale avvicinamento di particelle inizialmente ad una distanza l_n e con delle velocità relative σ_{un} può considerarsi come una riduzione della scala geometrica nella distribuzione dell'energia cinetica coinvolta $\sim \rho \sigma_{un}^2$.

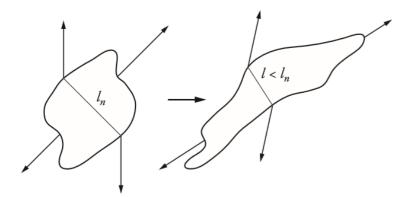


Figura 2.7: Moto di deformazione di una massa di fluido di scala l_n (Cancelli, Boffadossi e Salizzoni (2006))

Da tale osservazione è possibile ricavare la potenza di trasferimento, anche definita *flusso di energia*, che si verifica tra le diverse scale presenti all'interno di un volume unitario dividendo la riduzione di energia per il tempo in cui essa avviene:

$$F \sim \frac{\rho \sigma_{un}^2}{t_n} = \frac{\rho \sigma_{un}^3}{l_n} \tag{2.48}$$

L'ipotesi che la massa di fluido di dimensione lineare l_n sia interessata unicamente dagli effetti dei vortici di scala corrispondente non è del tutto corretta in quanto sarebbe meglio considerare gli effetti simultanei prodotti da tutte le scale di vortici. L'ipotesi si può comunque considerare valida in quanto i vortici di scala molto superiore a l_n non danno contributo significativo alla deformazione in quanto producono variazioni di velocità dell'ordine di δu_n ma distribuite su distanze di gran lunga superiori a l_n (Figura 2.8); ciò significa che i vortici di scala superiore a l_n producono unicamente un effetto di trasporto senza rotazioni ne deformazioni. Per quanto riguarda invece le scale di molto inferiori a l_n , esse sono ugualmente poco influenti sul moto di deformazione della massa, poiché generano al suo interno delle deformazioni di segno opposto che sulla scala della massa hanno media nulla. A seguito di queste definizioni si può assumere che il trasferimento di energia tra scale differenti è un processo che può riferirsi ad un singolo vortice per volta in quanto il trasferimento di energia al livello l_n della cascata è funzione delle sole grandezze l_n e σ_{un} . Una volta definito ciò la (2.48) si può considerare ricavata puramente da considerazioni di omogeneità dimensionale, infatti, essa rappresenta l'unica forma dimensionalmente corretta per la potenza ${\cal F}$ ricavabile con le grandezze da cui dipende il trasferimento di energia: l_n , σ_{un} e ρ .

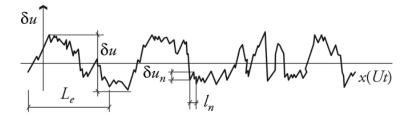


Figura 2.8: Distribuzione di velocità nello spazio, oppure tracciato temporale di velocità misurato in un punto fisso e ricondotto alla distribuzione spaziale mediante l'ipotesi di Taylor della turbolenza congelata (Cancelli, Boffadossi e Salizzoni (2006))

Campo omogeneo e isotropo

All'interno della (2.48) manca un coefficiente in grado di rendere vera l'uguaglianza, tale coefficiente non è necessariamente lo stesso per tutti i vortici a causa di eventuali fattori di forma nonché possibili incidenze statistiche di particolari configurazioni topologiche. Se tuttavia si suppone il campo di moto omogeneo e isotropo a qualsiasi scala, il problema della diversità dei coefficienti viene a cadere; i vortici non sono distinguibili se non per la scala l_n e la variazione di velocità σ_{un} e il coefficiente di proporzione dovrebbe essere una costante universale.

E bene sottolineare che il concetto di turbolenza omogenea ed isotropa è un qualcosa di puramente concettuale, che non trova realizzazione in natura me è tuttavia di particolare utilità in quanto non solo consente di semplificare notevolmente la trattazione teorica, ma è inoltre una condizione che localmente è soddisfatta da tutti i sistemi reali. Quest'ultima affermazione costituisce la prima ipotesi fondamentale di Kolmogorov secondo la quale per numeri di Reynolds sufficientemente elevati le strutture fluidodinamiche di piccola scala (intese rispetto alla scala del campo di moto medio) in un flusso turbolento sono statisticamente isotrope. L'ipotesi richiede "numeri di Reynolds sufficientemente elevati" in quanto, se si ipotizza che ad ogni salto della cascata le strutture turbolente perdano sempre più memoria delle caratteristiche delle strutture all'origine della cascata, è necessario che le forze inerziali siano di gran lunga più importanti di quelle viscose in modo tale da permettere la formazione di una lunga cascata dell'energia. In questo modo le scale più piccole di qualunque flusso turbolento hanno tutte le medesime caratteristiche.

In condizioni di equilibrio, il flusso medio di energia attraverso la cascata deve mantenersi costante pertanto, finché ci si trova al di sopra della scala dissipativa avremo:

$$\frac{\sigma_{un}^3}{l_n} = cost \tag{2.49}$$

per qualsiasi n. Ne deduciamo necessariamente che:

$$\sigma_{un} \propto l_n^{1/3} \tag{2.50}$$

$$t_n \propto l_n^{2/3} \tag{2.51}$$

$$t_n \propto l_n^{2/3} \tag{2.51}$$

$$\frac{\sigma_{un}}{l_n} \propto l_n^{-2/3} \tag{2.52}$$

Le scale che obbediscono alle formule sopra riportate formano quello che viene definito dominio inerziale caratterizzato dall'indipendenza degli effetti viscosi. Osservando la (2.50), (2.51) e (2.52) si può notare come la variazione di velocità e il turnover time diminuiscano al diminuire della scala l_n mentre i gradienti di velocità abbiano un comportamento opposto come era logico aspettarsi. Queste osservazioni denotano la peculiarità dei flussi turbolenti: particelle anche distanti con differenti velocità vengono a trovarsi vicine al ridursi di l_n senza che la loro differenza di velocità venga ugualmente ridotta, di conseguenza avremo, mediamente, un incremento dei gradienti e l'esaltazione dei processi diffusivi. Al ridursi della scala, gli effetti viscosi divengono via via più influenti producendo la dissipazione dell'energia trasmessa dai vortici superiori; possiamo pertanto riscrivere le considerazioni fatte sinora introducendo il valore medio della funzione di dissipazione D per unità di volume (per semplicità di lettura si ometterà l'indicazione della media nelle formule):

$$F = \frac{\rho \sigma_{un}^3}{l_n} = D = cost \tag{2.53}$$

per qualsiasi ordine di vortice. Da qui possiamo nuovamente ricavare le grandezze fondamentali dei vortici in funzione di D:

$$\sigma_{un} \propto \left(\frac{l_n D}{\rho}\right)^{1/3}$$
 (2.54)

$$t_n \propto \left(\frac{\rho l_n^2}{D}\right)^{1/3} \tag{2.55}$$

$$\frac{\sigma_{un}}{l_n} \propto \left(\frac{D}{\rho l_n}\right)^{1/3} \tag{2.56}$$

La funzione di dissipazione media per unità di volume D è strettamente legata al coefficiente di dissipazione per unità di massa $\bar{\epsilon}$ che compare nella (2.47):

$$\bar{\epsilon} = \frac{D}{\rho} \tag{2.57}$$

Dalla (2.54), (2.55) e (2.56) sembrerebbe lecito affermare che la struttura della turbolenza omogenea e isotropa è determinata in maniera univoca dal valor medio della funzione di dissipazione, ma tale definizione non consente di ricordare il concetto fondamentale da cui tutti gli altri provengono, ovvero che la dinamica delle grandi scale non è influenzata in alcun modo dai processi viscosi e di conseguenza dalla dissipazione. Sarebbe dunque più corretto dire che in realtà è il flusso di energia scambiato verso il basso a determinare in modo univoco il valore medio della dissipazione in quanto la viscosità, intervenendo unicamente alle scale inferiori, impedisce il processo di formazione di nuove scale più piccole arrestandole alla scala interna dissipativa η .

La seconda ipotesi di Kolmogorov afferma infatti che per numeri di Reynolds sufficientemente alti, le caratteristiche delle piccole scale di tutti i flussi turbolenti sono universali e determinate dalla viscosità ν e dal coefficiente di dissipazione dell'energia cinetica $\bar{\epsilon}$. Tramite questa osservazione è possibile risalire, tramite considerazioni puramente dimensionali, alla costruzione dalla scala interna dissipativa, alla velocità e al tempo caratteristico associato.

$$\eta = \left(\frac{\nu^3}{\overline{\epsilon}}\right)^{1/4} \quad \sigma_{u\eta} \sim (\nu \overline{\epsilon})^{1/4} \quad t_{\eta} \sim \left(\frac{\nu}{\overline{\epsilon}}\right)^{1/2}$$
(2.58)

E' infine possibile fare alcune considerazioni relative al flusso di energia: poiché l'energia cinetica delle fluttuazioni cresce con una potenza alla 2/3 rispetto alla scala l_n è facile intuire che le scale più grandi siano quelle con la maggior quantità di energia cinetica e in particolar modo è lecito aspettarsi che in corrispondenza della scala esterna L_e i vortici possiedano un'energia circa pari a quella dell'intero campo fluttuante $\rho\sigma_u^2$. Possiamo pertanto affermare che:

$$\frac{\sigma_u^3}{L_e} \sim \overline{\epsilon}$$

da cui, una volta sostituita nella (2.58), si ricava una rappresentazione delle grandezze a scala dissipativa in funzione del numero di Reynolds della scala esterna:

$$\frac{\eta}{L_e} \sim R_e^{-3/4}$$
 (2.59)

$$\frac{\eta}{L_e} \sim R_e^{-3/4} \tag{2.59}$$

$$\frac{\sigma_{un}}{\sigma_u} \sim R_e^{-1/4} \tag{2.60}$$

$$\frac{t_n \sigma_u}{L_e} \sim R_e^{-1/2} \tag{2.61}$$

con:

$$R_e = \frac{\sigma_u L_e}{\nu}$$

La teoria che fino adesso è stata trattata si può applicare sotto l'ipotesi che la corrente turbolenta sia omogenea e isotropa a qualunque scala, nella realta però nessuna corrente turbolenta è omogenea e isotropa a tutte le scale. La cascata energetica ha inizio con il trasferimento dell'energia cinetica dal moto medio verso i vortici di scala L_e , queste scale non si possono assolutamente assumere né isotrope né omogenee in quanto fortemente influenzate

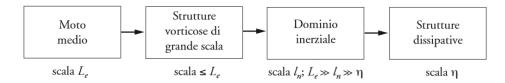


Figura 2.9: Rappresentazione schematica del flusso energetico attraverso le varie scale del sistema (Cancelli, Boffadossi e Salizzoni (2006))

dal dominio geometrico. Per quanto riguarda le scale più piccole è possibile assumere che essendo generate da una complicata sequenza di deformazioni e rotazioni esse abbiano perso memoria degli effetti del dominio provenienti dalle grandi scale e pertanto si possano considerare isotrope. La vicinanza alla parete del dominio e il numero di Reynolds influiscono notevolmente sulle dimensioni della scala alla quale i concetti appena citati si possano considerare validi; qualora R_e e L_p (distanza dalla parete) siano sufficientemente elevati da permettere a l_n di essere decisamente più grande di η , è lecito aspettarsi l'esistenza di un dominio inerziale.

2.5 Spettri di Turbolenza

Gli spettri di turbolenza rappresentano un metodo alternativo alle funzioni di correlazione per caratterizzare le fluttuazioni turbolente. A differenza delle funzioni di correlazione, gli spettri di turbolenza forniscono informazioni riguardanti l'energia contenuta in ciascun vortice, per questo motivo si definisce densità spettrale di energia il termine $S_e(\omega)$. Gli spettri sono ricavati attraverso la trasformata di Fourier della funzione di autocorrelazione $R_{ii}(\tau)$, come riportato nella (2.62) mentre tramite l'antitrasformata di Fourier (2.63) è possibile fare il passaggio inverso.

$$S_{ii}(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} R_{ii}(\tau) exp\{-i\omega\tau\} d\tau$$
 (2.62)

$$R_{ii}(\tau) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} S_e(\omega) exp\{i\omega\tau\} d\tau$$
 (2.63)

La funzione $S(\omega)$ rappresenta la distribuzione dell'energia contenuta dalle fluttuazioni in funzione delle differenti pulsazioni ω . Una delle teorie più utilizzate e più famose riguardanti la dinamica della turbolenza omogenea e isotropa è associata al nome dello scienziato russo Kolmogorov il quale ha descritto la distribuzione dell'ampiezza delle variazioni di velocità in funzione del numero d'onda k. Nella sua teoria Kolmogorov (1941) afferma che già alcuni ordini di scala al di sotto di L_e è possibile assumere che le fluttuazioni siano isotrope ed omogenee, di conseguenza è possibile individuare una legge di potenza universale relativa allo spettro energetico $S_{ii}(k_i)$ che sarà

unicamente funzione di $\bar{\epsilon}$, della viscosità cinematica ν e del numero d'onda k. Tramite un'analisi dimensionale, nota l'unità di misura di $S_{ii}(k_i)$ (m^3/s^2) , è possibile affermare che:

$$\frac{S_{ii}(k_i)}{\nu^{5/4}\bar{\epsilon}^{1/4}} = \Phi\left(\frac{k_i\nu^{3/4}}{\bar{\epsilon}^{1/4}}\right) \tag{2.64}$$

dove Φ è una funzione incognita.

Applicando questi ragionamenti al dominio inerziale, in cui non vi è dipendenza dalle dissipazioni e di conseguenza da ν , è possibile effettuare una nuova analisi dimensionale in cui compaiono unicamente S_{ii} , $\bar{\epsilon}$ e k_i :

$$S_{ii}(k_i) = \cos t \cdot \overline{\epsilon}^{2/3} \cdot k_i^{-5/3} \tag{2.65}$$

La (2.65) è nota come la legge alla -5/3 di Kolmogorov ed è uno dei più importanti risultati mai ottenuti nella teoria della turbolenza. Tale legge può anche esser espressa in funzione della pulsazione ω come riportato nella (2.66), in cui u_i è la velocità del vortice che corrisponde alla pulsazione ω_i , in accordo con quanto riportato da Landau (1959).

$$S_{ii}(\omega_i) = cost \cdot \frac{(u_i \overline{\epsilon})^{2/3}}{\omega_i^{-5/3}}$$
 (2.66)

In Figura 2.10 sono riportati alcuni spettri energetici normalizzati secondo la formulazione di Kolmogorov, osservando l'immagine si riescono ad individuare facilmente i vari range di cui si è parlato in precedenza. Per piccoli numeri d'onda osserviamo come lo spettro si mantenga in buona parte costante, questa zona è definita range energetico e corrisponde al dominio relativo ai vortici di grande scala. Spostandosi verso numeri d'onda più grandi si può osservare la distribuzione degli spettri secondo lo scaling alla -5/3 previsto da Kolmogorov; è importante notare come tale range diventi via via più grande man mano che cresce il numero di Reynolds. Infine per numeri d'onda elevati si individua il range dissipativo ovvero la zona in cui i gradienti di velocità sono sufficientemente elevati da instaurare il fenomeno di dissipazione viscosa.

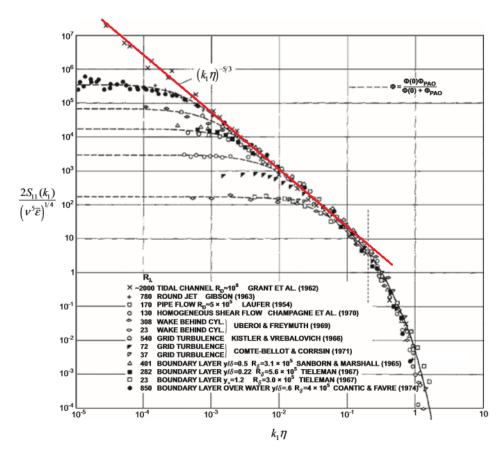


Figura 2.10: Rappresentazione di differenti spettri energetici monodimesionali normalizzati secondo la forma di Kolmogorov provenienti da differenti studi. In rosso è riportata la curva corrispondente alla disposizione alla -5/3 ricavata da Kolmogorov (Chapman (1979))

Capitolo 3

Stato dell'arte

Nella letteratura scientifica sono presenti numerose pubblicazioni relative alla creazione di setup sperimentali per la realizzazione di turbolenza omogenea ed isotropa. Dai primi esperimenti condotti da Makita nel 1991 mediante l'utilizzo di griglie attive, sono stati introdotti sistemi via via più tecnologici per ottenere volumi di turbolenza omogenea sempre maggiori ed accurati. La vera innovazione si è raggiunta con l'avvento dei sistemi a getti casuali (Random Jet Arrays, abbreviati comunemente RJA's, sono sistemi composti da una o più matrici di pompe azionate in maniera random per la realizzazione di getti casuali) che hanno permesso di ottenere regioni a turbolenza omogenea e isotropa piuttosto notevoli. La necessità di una sola matrice di pompe assemblata su di un piano di dimensioni minime dell'ordine del metro quadrato rende questi sistemi ideali per lo studio della turbolenza in laboratorio. Di particolare importanza è la loro capacità di produrre turbolenza con un elevato grado di omogeneità e isotropia bi-dimensionale permettendo l'indagine del flusso turbolento anche in prossimità dei contorni; d'altro canto non è però possibile ottenere turbolenza omogenea e isotropa tridimensionale tramite un singolo sistema forzante a causa del decadimento dell'energia cinetica che si verifica man mano che ci si allontana dal sistema di pompe. Il volume dal quale attingono le pompe e nel quale reimmettono il fluido è il medesimo pertanto non si producono variazioni di massa in prossimità di queste ultime rendendo di fatto le pompe dei getti sintetici. Un apposito algoritmo gestisce invece il sistema di pompe fornendo i tempi di accensione e spegnimento per ciascuna di esse.

Nelle pagine a seguire sono riportati alcuni degli esperimenti più importanti disponibili in letteratura relativi alla realizzazione di turbulent-box e all'attuazione delle pompe per la produzione di turbolenza omogenea ed isotropa.

Variano & Cowen, 2008

Variano e Cowen nel 2008 hanno introdotto un nuovo sistema per generare della turbolenza omogenea in laboratorio. Il loro esperimento si ispira ai successi ottenuti da Hideharu (1991) e Mydlarski e Warhaft (1996), nella realizzazione di sistemi forzanti casuali nelle gallerie del vento. Il sistema introdotto rappresenta un'innovazione piuttosto importante in ambito sperimentale in quanto garantisce numerosi gradi di libertà (ciascuna pompa è liberamente attuabile in maniera indipendente dalle altre) consentendo non solo di modificare i parametri del flusso a seconda degli scopi di studio ma anche di investigare a fondo le relazioni che intercorrono tra turbolenza e forze casuali. Scopo del loro esperimento è stato quello di individuare quanto il flusso sia sensibile alle caratteristiche dello schema di forzanti casuali e come sia possibile separare gli effetti diretti dalla turbolenza che esse stesse creano. Oltre a ciò il loro studio si è focalizzato sull'utilizzo di questo nuovo apparato per analizzare diverse questioni relative alla meccanica dei fluidi come: la dinamica della turbolenza in prossimità di una superficie libera, lo spettro di velocità Euleriana e per finire, la dipendenza delle misurazioni di diffusione della turbolenza rispetto ai flussi specifici del serbatoio. Il setup sperimentale era costituito da un serbatoio di dimensioni $80 \times 80 \times 100$ cm^3 , riempito con 91,5 cm d'acqua e sul cui fondo sono state posizionate 64 pompe disposte secondo una matrice 8 x 8 composta da 4 x 4 sottomatrici da 4 pompe ciascuna. Grazie a questa disposizione è possibile ottenere una spaziatura equa tra ciascun iniettore pari a 10 cm circa. Le pompe di sentina utilizzate in questo esperimento sono Rule 360 g.p.h. 12V DC. Ciascuna pompa, quando accesa, ha una velocità costante in uscita dal collettore (diametro $2,19 \, cm$) pari a $60 \, cm/s$ a cui corrisponde un numero di Reynolds, calcolato secondo la (3.1), pari a 14000. Il numero di Reynolds del serbatoio, calcolato invece secondo la (3.2), dove L rappresenta il lato della sezione di misura (parallela al piano delle pompe), non viene modificato facendo variare quello delle pompe (riducendo la tensione fornita ad esse e andando in contro a possibili malfunzionamenti) ma bensì modificando i parametri spaziotemporali del pattern di accensione/spegnimento o la posizione della sezione di misura.

$$Re = \frac{U \cdot d}{\nu} \tag{3.1}$$

$$Re = \frac{U \cdot L}{\nu} \tag{3.2}$$

Gli iniettori si trovano 7 cm al di sopra delle rispettive bocche d'aspirazione, le quali a loro volta si trovano 4,5 cm al di sopra dell'effettivo fondo serbatoio, ciò fa sì che il volume all'interno del quale si eseguiranno le misure sia simmetrico e con dimensioni $80 \times 80 \times 80 \text{ cm}^3$. Le pompe sono azionate da dei relavs allo stato solido gestiti tramite segnali elettrici che consentono

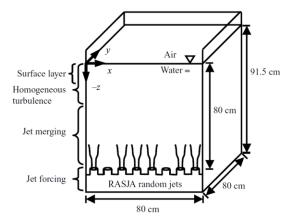


Figura 3.1: Descrizione schematica della Turbulent Box. Il termine RASJA che compare nella figura altro non è che un nome alternativo dei sistemi RJA's che significa *Randomly Actuated Synthetic Jet Array* (Variano e Cowen 2008)

.

la riproduzione di una logica binaria (TTL¹) da una scheda di misurazione e computazione digitale a 96 canali (PCI-DIO96H) a sua volta controllata da MATLAB. Le velocità all'interno del serbatoio sono misurate mediante Acoustic Doppler Velocimetry (ADV) e/o Paticle Image Velocimetry (PIV) in modo da poter confrontare, quando possibile, le misurazioni fornite e verificare l'affidabilità dei dati. A seguito di numerosi test gli autori hanno individuato un algoritmo guida per l'attivazione delle pompe in grado di fornire il massimo grado di omogeneità ed il minimo moto medio. In questo pattern, così come in altri testati, a seguito delle misure effettuate sono state individuate tre regioni di flusso riportate in Figura 3.1 e definite come:

• Regione di miscela delle pompe

Si tratta della zona compresa tra il fondo del serbatoio e la quota 60 cm, qui gli effetti diretti dei getti delle pompe sono piuttosto evidenti e di conseguenza tutte le grandezze statistiche misurate mostrano variazioni sia in direzione x che in direzione y;

$\bullet \ \ Regione \ omogenea$

Ad una quota pari a 6 volte la distanza tra i getti (60 cm dal fondo) le misurazioni hanno evidenziato che le velocità risultano essere invarianti rispetto alla rotazione e alla traslazione nel piano xy, tale regione prende il nome di regione omogenea e la sua estensione è limitata unicamente dalle pareti del serbatoio e dalla superficie libera. In questa

 $^{^1}$ Generalmente il sistema consiste nel definire due livelli di tensione: uno basso (ad esempio $0V \div 0, 8V)$ corrispondente a 0 (Falso) e uno alto (ad esempio $2V \div 5V)$ corrispondente a 1 (Vero).

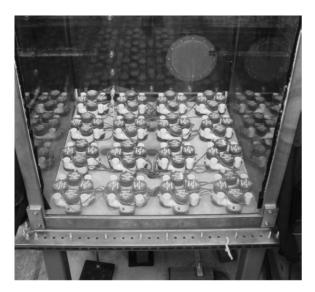


Figura 3.2: Disposizione delle pompe al fondo del serbatoio (Variano e Cowen 2008)

zona le deviazioni standard delle componenti di velocità in direzione x e z, u' e w' decrescono in maniera monotona man mano che z aumenta;

• Regione influenzata dalla superficie libera

La regione influenzata dalla superficie libera ha inizio ad una quota pari a 65 cm dal fondo, in questa zona la ridistribuzione dell'energia turbolenta verso le direzioni parallele alla superficie provoca una significativa anisotropia nel flusso.

Il pattern di funzionamento scelto dagli autori prevede, in media, il funzionamento contemporaneo di 8 delle 64 pompe presenti. Ciascuna pompa rimane accesa in media 3 s e spenta 21 s. I tempi esatti di attivazione t_{on} e spegnimento t_{off} sono scelti in maniera casuale da due distribuzioni normali, rispettivamente con media μ_{on} , μ_{off} e varianza σ_{on}^2 , σ_{off}^2 . I test hanno evidenziato una sensibilità dei dati molto piccola alla variazione di σ_{on} e σ_{off} e di conseguenza gli autori hanno optato per fissare $\sigma_{on}/\mu_{on} = \sigma_{off}/\mu_{off} = \sigma^* = 1/3$. Questo algoritmo si è rivelato essere il migliore tra tutti quelli esaminati ed è in grado di garantire elevati numeri di Reynolds, omogeneità spaziale, il minimo moto medio e un buon grado di isotropia.

Questi sistemi RJA's sviluppano il flusso desiderato in maniera pressoché istantanea ma è comunque necessario eseguire sessioni di misura piuttosto lunghe per poterlo caratterizzare correttamente. La convergenza statistica infatti si ottiene in sessioni di misura di almeno 20 min; è comunque possibile caratterizzare inizialmente il flusso, mediante l'approccio steady-state turbulence nettamente più rapido (circa 3 s) in quanto non descrive in maniera dettagliata il campo di moto ma bensì ne descrive solamente le variabili stati-

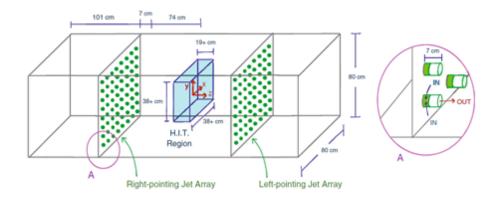


Figura 3.3: Setup sperimentale (Bellani e Variano 2014)

stiche; tale approccio considera il fluido incomprimibile, omogeneo, isotropo e in una condizione statisticamente stazionaria, ciò permette di assumere che le medie temporali e spaziali calcolate sul modello coincidano con le medie calcolate su di un insieme di copie ideali del sistema nelle medesime condizioni. L'omogeneità planare si ottiene ad una distanza di circa 6 volte la spaziatura tra gli iniettori, superata tale distanza le fluttuazioni di velocità e il numero di Reynolds diminuiscono in maniera esponenziale.

Bellani & Variano, 2014

L'esperimento di Bellani e Variano introduce un progetto innovativo di turbulent box, costituita da due matrici di pompe disposte in maniera simmetrica. Questo nuovo progetto costituisce un'importante innovazione in ambito sperimentale in quanto, come si vedrà in seguito, tramite di esso sarà possibile ottenere una regione tridimensionale al cui interno il campo di moto è sia omogeneo che isotropo, superando dunque il problema dei sistemi precedenti in cui l'omogeneità era garantita unicamente su dei piani paralleli alla matrice di pompe. Il setup sperimentale consiste in un serbatoio di dimensioni $80 \times 80 \times 360 \text{ cm}^3$ al cui interno sono state posizionate due matrici di 64 pompe ciascuna disposte in maniera simmetrica rispetto ad un piano ideale posto al centro del serbatoio. La disposizione delle pompe ricalca quella utilizzata da Variano & Cowen nel 2008, l'unica differenza sostanziale sta nel fatto che le matrici non saranno posizionate sul fondo di un serbatoio ma bensì saranno disposte verticalmente per realizzare un volume chiuso all'interno di quest'ultimo. Le bocche d'aspirazione posizionate sui due pannelli si trovano a 101 cm dai rispettivi estremi del serbatoio, gli iniettori si trovano a 7 cm dalle bocche d'aspirazione in modo da garantire l'assorbimento e la reimmissione del fluido nel medesimo. I due pannelli su cui poggiano le bocche d'aspirazione sono disposti ad una distanza di 81 cm dal piano verticale di simmetria del serbatoio come riportato in Figura 3.3.

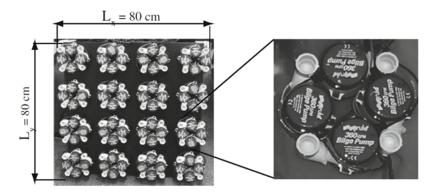


Figura 3.4: Disposizione delle pompe (Bellani e Variano 2014)

Tale distanza è stata accuratamente scelta al fine di massimizzare l'isotropia al centro del serbatoio, ciò è stato fatto individuando le 3 curve di decadimento delle velocità e facendole intersecare al centro di esso. L'attuazione delle pompe è stata eseguita seguendo l'algoritmo di Variano & Cowen (2008) già descritto precedentemente. Le misurazioni all'interno del serbatoio sono eseguite mediante PIV utilizzando due differenti configurazioni: 2D-PIV per le misurazioni sul piano yz e Stereoscopic PIV (S-PIV) per il piano xy. Al fine di garantire una maggiore risoluzione sono state disperse all'interno del fluido delle particelle di vetro cavo rivestite da un sottile film d'argento del diametro di 10 μ m. All'esterno del serbatoio sono state disposte 2 camere CCD a 12 bit per l'acquisizione delle immagini necessarie per le misurazioni. Il calcolo delle velocità è stato svolto mediante l'utilizzo di un software commerciale di nome Davis 7.2 prodotto da LaVision~GmbH.

I risultati dell'esperimento hanno dimostrato la presenza di una regione centrale in cui il flusso è omogeneo e isotropo. Osservando le distribuzioni di probabilità delle tre componenti di velocità si nota che sono pressoché uguali in corrispondenza del centro del serbatoio e possono essere ben approssimate da una Gaussiana come riportato in Figura 3.5; la massima anisotropia e deviazione dalla Gaussiana si ha per la componente w, il che era prevedibile in quanto è la componente di moto normale al piano di simmetria del sistema. Al fine di determinare l'effettiva presenza di fluttuazioni omogenee e isotrope gli autori hanno verificato se l'andamento della densità spettrale di energia segue lo scaling alla -5/3 di Kolmogorv. I risultati sperimentali mostrati in Figura 3.6 approssimano decisamente bene la teoria di Kolmogorov all'interno di un range pari a circa un ordine di grandezza, ciò sta ad indicare la presenza di un range inerziale ben visibile che indica che la cascata dell'energia turbolenta è ben sviluppata con una buona separazione

delle scale spaziali.

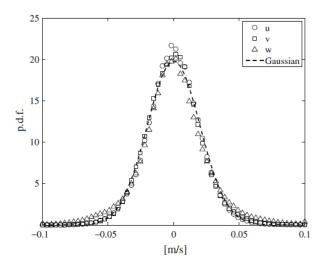


Figura 3.5: Confronto tra le pdf delle fluttuazioni di velocità nelle tre direzioni (u in direzione x, v in direzione y e w in direzione z) misurate al centro del serbatoio e una distribuzione Gaussiana con media $\mu = 0$ e deviazione standard $\sigma = v'$ (Bellani e Variano 2014)

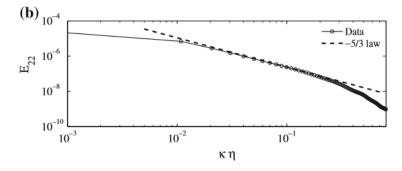


Figura 3.6: Confronto tra la distribuzione alla -5/3 di Kolmogorov e lo spettro energetico longitudinale E_{22} . Sull'asse delle ordinate è riportato il termine $k\eta$ che corrisponde al prodotto tra il numero d'onda k e la scala dissipativa interna di Kolmogorov η (Vedi Capitolo 3). (Bellani e Variano 2014)

Perez-Alvarado, Mydlarski, et al., 2016

All'interno della loro pubblicazione gli autori hanno investigato numerosi algoritmi d'attuazione dei sistemi RJA allo scopo di realizzare un'indagine statistica dei risultati e identificare le limitazioni di ciascun metodo.

Il setup sperimentale è stato realizzato all'interno di un serbatoio in vetro delle dimensioni di $1.5 \times 6.0 \times 0.9 \ m^3$. Il volume su cui sono stati condotti gli esperimenti ha una dimensione pari a $1.5 \times 2.4 \times 0.9 \ m^3$, il serbatoio è stato riempito con dell'acqua e la superficie libera è stata lasciata a contatto con l'aria dell'ambiente circostante. La turbolenza all'interno del serbatoio è stata prodotta attraverso una matrice di pompe 10x6 disposta su di un piano verticale in polietilene come riportato in Figura 3.7. Le pompe di sentina utilizzate nell'esperimento sono Rule 25D, garantiscono una portata di $500 \ g.p.h$. e sono state posizionate in maniera tale da garantire una distanza costante (M) tra tutti gli iniettori pari a $15 \ cm$. Gli algoritmi sviluppati

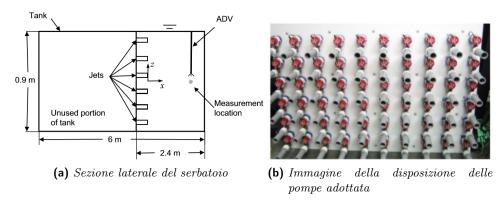


Figura 3.7: Setup sperimentale adottato dagli autori (Pérez-Alvarado, Mydlarski e Gaskin 2016)

dagli autori in questa pubblicazione si possono suddividere in 4 gruppi, come riportato in Tabella 3.1 e qui di seguito descritti:

- il primo gruppo comprende l'algoritmo RANDOM, un algoritmo che si ispira a quello suggerito da Variano e Cowen (2008). Si tratta dunque di un sistema completamente stocastico;
- il secondo gruppo prevede la suddivisione della matrice di pompe in 4 sottomatrici simmetriche, uno dei 4 quadranti è definito master ed è quello su cui vengono attivate in maniera random le pompe, gli altri 3 quadranti, definiti slave, si attivano di conseguenza in maniera da garantire la simmetria rispetto al centro del pannello (Figura 3.8). Si tratta di un sistema misto che abbina una variabile deterministica spaziale e una casuale temporale;
- il terzo gruppo prevede l'attivazione delle pompe secondo una distribuzione a scacchiera, al suo interno troviamo tre tipologie di algoritmo, il primo (CHESSBOARD) consiste nell'accensione costante del 50% delle pompe disponibili, il secondo (EQUALCHESS) cambia lo stato delle pompe ad intervalli regolari ogni 12 s mentre il terzo (RANDOM-CHESS) cambia lo stato delle pompe ad intervalli casuali raccolti da

una distribuzione con media $\mu=12$ s e deviazione standard $\sigma=4$ s. Si tratta dunque di un sistema totalmente deterministico per quel che riguarda gli algoritmi CHESSBOARD ed EQUALCHESS mentre il RANDOMCHESS è nuovamente di tipo misto come quelli presentati nel gruppo 2;

• il quarto gruppo si ispira al sistema di funzionamento delle griglie attive e prende il nome di RANDOMNUMBER. Tale algoritmo attiva e disattiva le pompe in maniera indipendente quando un numero casuale (tra 0 e 1) generato ogni 4 s per ciascuna pompa è maggiore di un certo valore limite (threshold) imposto pari a 0,98 dagli autori. Anche in questo caso siamo in presenza di un sistema totalmente stocastico.

Famiglia	Algoritmo	$\mu_{on}(s)$	$\sigma_{on}(s)$	$\mu_{off}(s)$	$\sigma_{off}(s)$
1	RANDOM	12	4	108	36
2	4SECTRANDOM1	12	4	108	36
	4SECTRANDOM2	6	1.5	48	12
	4SECTRANDOM3	4	1	32	8
	4SECTRANDOM4	2	0.5	16	4
3	CHESSBOARD	∞	∞	∞	∞
	EQUALCHESSBOARD	12	0	12	0
	RANDOMCHESS	12	4	12	4
4	RANDOMNUMBER	20	19.8	20	19.8

Tabella 3.1: Riassunto degli algoritmi analizzati nella pubblicazione (Pérez-Alvarado, Mydlarski e Gaskin 2016)

Le misurazioni sono state eseguite mediante Acoustic Doppler Velocimeter (ADV) e i risultati ottenuti hanno permesso il confronto degli effetti prodotti da ciascun pattern di accensione/spegnimento. I dati ricavati hanno evidenziato come gli algoritmi del gruppo 3, ovvero quelli con attuazione a scacchiera, producano un elevato moto medio (superiore al 175% del valore RMS della velocità) garantendo però un altrettanto elevato valore di isotropia. Tali caratteristiche rendono di fatto inutilizzabile questa tipologia di algoritmi quando si ha la necessità di generare elevati livelli di turbolenza con assenza di moto medio ma può essere una buona soluzione nei campi di studio in cui quest'ultimo non riveste un ruolo particolarmente importante mentre è strettamente necessaria la presenza di un flusso isotropo. Restringendo il campo agli algoritmi che garantiscono una quasi totale assenza di moto medio (< 10% dell'RMS delle velocità in tutte le direzioni) solamente due di essi risultano in grado di soddisfare le richieste: 4SECTRANDOM2 (Gruppo 2) e RANDOM (Gruppo 1). I valori di isotropia risultano essere

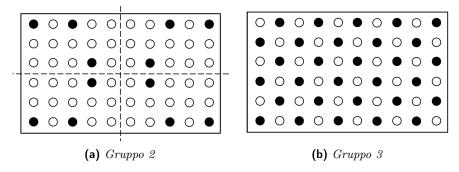


Figura 3.8: Istantanee di funzionamento degli algoritmi proposti (Pérez-Alvarado, Mydlarski e Gaskin 2016)

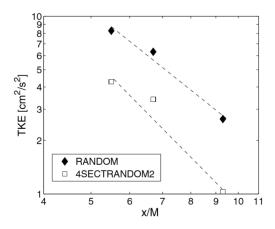


Figura 3.9: Evoluzione a valle delle pompe del parametro TKE (Pérez-Alvarado, Mydlarski e Gaskin 2016)

pressoché i medesimi per entrambi gli algoritmi ma tra i due è il pattern RANDOM quello in grado di garantire un valore maggiore di energia cinetica turbolenta (TKE) e un minor decadimento della turbolenza stessa, come si può vedere in Figura 3.9.

In conclusione gli autori affermano che a loro giudizio l'algoritmo migliore è sicuramente quello RANDOM in quanto in grado di generare turbolenza con un moto medio pressoché nullo (meno del 10% del valore dell'RMS in tutte le direzioni ad una distanza x/M=5.5 e 6.7), elevata energia cinetica turbolenta e un accettabile livello di isotropia. Tutti gli algoritmi testati producono delle fluttuazioni di velocità non perfettamente simmetriche nella direzione normale al piano del sistema RJA, tale asimmetria può esser risolta, almeno al centro del serbatoio, utilizzando due sistemi RJA's opposti come suggerito da Bellani e Variano (2014).

Capitolo 4

Strumentazione

4.1 Laser Doppler Anemometry - LDA

Come indicato all'interno del manuale di riferimento Dantec Dynamics (2011), tutti i sistemi LDA hanno in comune delle caratteristiche molto importanti che rendono lo strumento davvero vantaggioso rispetto ad altri metodi concorrenziali di misurazione:

• Misurazione non intrusiva

Tramite l'utilizzo di raggi laser che colpiscono le particelle all'interno del fluido o del gas è possibile eseguire delle misurazioni senza disturbare in alcun modo il flusso. L'unica condizione richiesta è l'utilizzo di un mezzo trasparente (nel nostro caso l'acqua), la presenza di particelle in grado di riflettere i raggi luminosi emessi dallo strumento e la presenza di pareti vetrate per poter interessare il flusso con i raggi laser;

ullet Nessuna calibrazione

Le onde ottiche elettromagnetiche su cui si basa la misurazione dello strumento si possono considerare per molti scopi pratici indipendenti dai parametri fisici come pressione e temperatura dell'ambiente circostante e del flusso da analizzare;

ullet Elevata risoluzione spaziale e temporale

Lo strumento è in grado di definire e analizzare un volume di misura davvero piccolo garantendo così un'elevata risoluzione spaziale. Grazie alla rapidità di analisi e processazione dei segnali, l'elettronica dello strumento consente di ottenere elevate frequenze di misura e di conseguenza un'elevata risoluzione temporale. Generalmente la risoluzione temporale è limitata dalla concentrazione di inseminante e dall'apparecchiatura stessa;

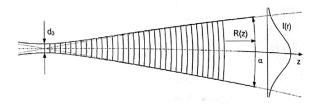


Figura 4.1: Raggio laser con distribuzione Gaussiana dell'intensità (Dantec Dynamics (2011))

• Misurazioni bi-direzionali

Molti LDA integrano al loro interno sistemi che basandosi sul colore o sulla frequenza della radiazione luminosa emessa dal laser permettono di eseguire misurazioni bi-direzionali della velocità. Utilizzando infatti due fasci laser con lunghezza d'onda differente è possibile eseguire le misurazioni di velocità delle componenti longitudinali e verticali del flusso.

Come già precedentemente indicato, tutte queste caratteristiche rendono i sistemi LDA molto interessati ai fini della determinazione della velocità puntuale all'interno di un flusso.

La peculiarità dei laser a gas è la coerenza spaziale e temporale, in ciascuna sezione del raggio l'intensità segue sempre una distribuzione Gaussiana mentre la dimensione del raggio è definita dall'intensità di bordo che corrisponde al 13% dell'intensità al centro del raggio. Nota la lunghezza d'onda λ del laser, il raggio può esser descritto in maniera univoca tramite la dimensione d_0 e la posizione della sezione in cui si ha tale ampiezza come riportato nella Figura 4.1. Come si può notare, il raggio presenta un angolo di divergenza α che, nella realtà, è molto più piccolo di quanto riportato in figura pertanto visivamente il raggio laser appare avere una sezione pressoché costante. È importante sottolineare come il fronte d'onda sia approssimativamente piatto in prossimità dell'anima del raggio laser; tale considerazione permette infatti di applicare la teoria delle onde piane con una conseguente semplificazione dei calcoli.

4.1.1 L'effetto Doppler

Il principio di funzionamento dei sistemi LDA, come già precedentemente accennato, si basa sull'effetto Doppler. In accordo con quanto affermato nella teoria di Lorentz e Mie, un fascio di luce che colpisce una particella viene rifratto in tutte le direzioni ma, per i nostri scopi, la sola luce riflessa di nostro interesse è quella nella direzione del ricevitore (Figura 4.2). Il raggio luminoso incidente possiede una determinata velocità c e una determinata frequenza f_i , entrambe note perché prodotte dallo strumento. Quando la luce colpisce una particella d'inseminante, dal punto di vista del ricevitore tale particella

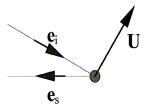


Figura 4.2: Luce riflessa da una particella in movimento (Dantec Dynamics (2011))

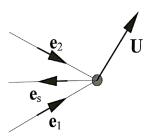


Figura 4.3: Luce riflessa da una particella in movimento con due raggi incidenti (Dantec Dynamics (2011))

agisce come un trasmettitore in movimento e introduce un addizionale shift dell'effetto Doppler Δf nel raggio riflesso, tale raggio raggiugerà il ricevitore con una nuova frequenza $f_s = f_i + \Delta f$. Mediante l'utilizzo di due raggi laser che si intersecano nel punto di misura (Figura 4.3) è possibile determinare in maniera diretta la velocità della particella colpita calcolando quella che viene definita Doppler-frequency f_D e che corrisponde alla differenza tra le frequenze dei due raggi riflessi verso lo strumento dalla particella.

$$f_D = f_s, 1 - f_s, 2 = \frac{2\sin\theta/2}{\lambda}u_x$$
 (4.1)

L'angolo θ che compare nella (4.1) è l'angolo tra i due raggi incidenti nel piano in cui giacciono. Come è facile evincere dalla (4.1), per velocità $u_x < 0$ la Doppler-frequency f_D può assumere un valore negativo che lo strumento non è però in grado di distinguere dall'analogo positivo. Sorge dunque un problema di ambiguità direzionale della velocità calcolata dallo strumento. La f_D rilevata si può pertanto esprimere con la formula (4.2) di cui ne è rappresentato l'andamento nella Figura 4.4.

$$f_D = f_{s,1} - f_{s,2} = \left| \frac{2\sin\theta/2}{\lambda} u_x \right| \tag{4.2}$$

Per sopperire a tale problema viene introdotta una frequency shift, ossia, si somma una frequenza costante f_0 ad uno dei due raggi. Tale operazione viene eseguita da uno strumento generalmente posto all'interno del laser

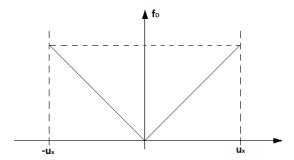


Figura 4.4: Ambiguità direzionale (Dantec Dynamics (2011))

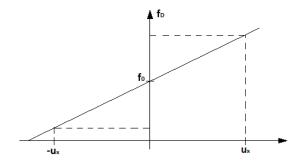


Figura 4.5: Risoluzione dell'ambiguità direzionale mediante utilizzo della freuency shift (Dantec Dynamics (2011))

stesso e che prende il nome di cella di Bragg che consiste in una lastra di vetro su cui viene fatta propagare un'onda acustica, il raggio colpendo la lastra viene deviato verso la lente d'uscita e allo stesso tempo subisce un incremento di frequenza costante pari al termine f_0 . Pertanto, avremo che la nuova frequenza f_D è calcolata secondo la (4.3) la cui rappresentazione grafica è riportata in Figura 4.5.

$$f_D = f_s, 1 - f_s, 2 = \left| f_0 + \frac{2\sin\theta/2}{\lambda} u_x \right|$$
 (4.3)

La cella di Bragg, oltre a risolvere il problema di ambiguità direzionale permettendo di misurare velocità negative generalmente superiori ai 50 m/s, permette anche di migliorare l'efficienza dello strumento consentendo di indirizzare più del 90% dell'energia del raggio laser al volume di misura.

Il modello a frange

Quando due raggi laser si intersecano in coincidenza della loro anima i loro fronti d'onda sono pressoché piani e di conseguenza si generano della fasce di interferenza costituite da piani paralleli di chiaro scuro come si può vedere nella Figura 4.6. I piani d'interferenza prendono il nome di frange e la di-

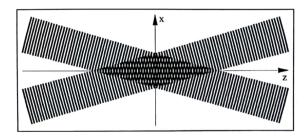


Figura 4.6: Rappresentazione grafica del modello a frange (Danted Dynamics (2011))

stanza tra di essi δ_r dipende dalla lunghezza d'onda e dall'angolo d'incidenza dei raggi:

$$\delta_r = \frac{\lambda}{2\sin(\theta/2)} \tag{4.4}$$

Le frange d'interferenza sono orientate in direzione normale all'asse x, ciò comporta che l'intensità della luce riflessa dalle particelle che muovendosi intersecano il volume di misura vari con una frequenza proporzionale alla componente di velocità in direzione x.

$$f_D = \frac{u_x}{\delta_f} = \frac{2\sin(\theta/2)}{\lambda} u_x \tag{4.5}$$

Si osservi come quanto ricavato con il modello delle frange d'interferenza coincide con quanto già ricavato precedentemente nella definizione di frequenza doppler (4.1). Il numero di frange generate può esser determinato come rapporto tra la dimensione del volume di misura in direzione x e la dimensione della singola frangia:

$$N_f = \frac{\delta_f}{d_x} \tag{4.6}$$

Il volume di misura

Il volume all'interno del quale vengono eseguite le misure di velocità si trova all'intersezione dei due raggi laser e ha la forma di un ellissoide come riportato in Figura 4.7, tale forma è dovuta alla distribuzione Gaussiana dell'intensità dei raggi laser incidenti. Le dimensioni del volume di misura sono funzione dell'angolo di incidenza θ dei due raggi oltre che del diametro d_f dei fasci laser stessi:

$$d_x = \frac{d_f}{\cos(\theta/2)}, \qquad d_y = d_f, \qquad d_z = \frac{d_f}{\sin(\theta/2)}$$
(4.7)

Minore è la dimensione del nostro volume di misura maggiore sarà l'accuratezza dei dati che ricaveremo, per questo motivo è possibile installare un

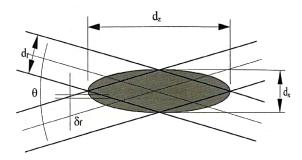


Figura 4.7: Volume di misura (Dantec Dynamics (2011))

expander beam, ossia una sistema di lenti posizionate dinanzi (o addirittura in sostituzione) alla lente frontale del sistema LDA. L'expander beam non solo produce una riduzione del volume di misura ma permette inoltre di ottenere un segnale meno disturbato anche a distanze maggiori. Le particelle di inseminante disperse all'interno del fluido riflettono la radiazione luminosa incidente prodotta dal laser in tutte le direzioni, di conseguenza gran parte della luce riflessa non ritorna allo strumento e buona parte di essa viene trasmessa nella direzione opposta al trasmettitore, per questo motivo inizialmente le misurazioni venivano svolte con la configurazione Forward scatter in cui il ricevitore è posto in fronte al laser, in questo modo è possibile sfruttare la maggior radiazione luminosa per effettuare delle buone misure. La quantità di luce riflessa nella direzione del trasmettitore è piuttosto ridotta ma grazie ai progressi tecnologici oggigiorno è possibile effettuare delle misure anche con queste piccole quantità, ciò consente di inglobare il ricevitore all'interno dell'ottica dello strumento rendendo i sistemi di misura decisamente più compatti, in questo caso si parla di misurazione in Backscattering.

BSA Flow Software

BSA Flow Software è il programma che consente la gestione del sistema LDA. Tramite questo software è possibile controllare le fasi di misura, imponendo un numero fisso di campioni da misurare oppure un limite temporale alla sessione; è possibile gestire la configurazione con cui eseguire le misure scegliendo tra misura in coincidenza e in non coincidenza e decidere quali dati raccolti esportare in un file di testo appositamente generato dal software. È inoltre possibile modificare i parametri del laser tra cui la sensitivity, ossia la tensione elettrica fornita a ciascun diodo; il gain del segnale e gli indici di validazione di una misura consentendo così di ridurre il rumore e gli errori di lettura. Il software consente inoltre la gestione combinata di un sistema traversing con cui automatizzare gli spostamenti del laser; fornendo infatti le coordinate dei punti da misurare il software esegue in automatico ciascuna misura spostandosi di punto in punto man mano che raggiunge gli obiettivi

fissati dall'utente. Questo sistema risulta di particolare interesse per tutti i campi di studio in cui è necessaria l'investigazione di un volume (di dimensioni anche importanti) o di un profilo; è infatti possibile eseguire le misure senza dover intervenire manualmente sul supporto del laser evitando così qualunque possibile modifica dell'allineamento iniziale.

4.1.2 Specifiche del laser in dotazione

Il laser in dotazione impiegato in questo studio è il *Flow Explorer* della Dantec Dynamics. Questo LDA consente la misura simultanea di due componenti di velocità: una componente longitudinale e una componente perpendicolare al flusso. Le caratteristiche tecniche dello strumento sono riportate nelle tabelle 4.2 e 4.1.

Beam 1	Beam 2		
$d_x = 0,09747 \text{ mm}$	$d_x = 0,1159 \text{ mm}$		
$d_y = 0,09696 \text{ mm}$	$d_y = 0,1153 \text{ mm}$		
$d_z = 0,9747 \text{ mm}$	$d_z = 1,1590 \text{ mm}$		

Tabella 4.1: Dimensioni del volume di misura prodotto dalle due componenti U1 ed U2

Beam 1 - LDA System U1	Beam 2 - LDA System U2	Descrizione
$\lambda = 660nm$	$\lambda = 785nm$	Wavelenght
f = 300mm	f = 300mm	Focal lenght
$d_r = 2,6mm$	$d_r = 2,6mm$	Beam diameter
$f_0 = 80MHz$	$f_0 = 80MHz$	Frequency shift
$N_f = 29$	$N_f = 29$	Number of fringe
$S_f = 3,364\mu m$	$S_f = 3,928\mu m$	Frige spacing
$\theta/2 = 5,711 deg$	$\theta/2=5,711deg$	Incidence angle

Tabella 4.2: Specifiche tecniche delle due componenti di misura U1 ed U2 del sistema LDA in dotazione

4.2 Seeding

Affinché un sistema LDA sia in grado di eseguire delle misure è necessaria la presenza di particelle in grado di riflettere la luce emessa dal laser. Le particelle utilizzate devono possedere caratteristiche ben precise affinché possano ritenersi adeguate allo scopo di rappresentare al meglio il moto del fluido in cui sono disperse:

• Densità

Negli esperimenti in cui si vuole descrivere il comportamento di un fluido è indispensabile che le particelle siano in grado di seguirne le traiettorie dei filetti fluidi in maniera accurata. Risulta quindi necessario che esse possiedano un peso specifico prossimo a quello del fluido in cui sono immerse, in questo modo non interverranno ulteriori forze di inerzia o forze esterne di sollevamento/affondamento che cercheranno di deviare la particella dalla traiettoria originale;

• Indice di rifrazione

Il materiale impiegato dev'essere in grado di riflettere la luce che, una volta emessa dal laser, andrà a colpirne la superficie. Più l'indice di rifrazione è elevato maggiore sarà l'intensità luminosa riflessa verso il ricevitore e di conseguenza migliore sarà l'efficienza dello strumento;

• Dimensione e forma

Generalmente le particelle impiegate negli esperimenti con LDA hanno forma sferica e dimetri compresi 0.1 e $50~\mu\mathrm{m}$ ciò si deve sia a motivi sperimentali che a motivi di rifrazione della luce. Maggiori sono le dimensioni della particella, maggiore è la quantità di luce riflessa e di conseguenza più efficiente è la lettura dello strumento. Allo stesso tempo però le particelle devono permettere l'osservazione del fenomeno di interesse e di conseguenza non possono avere diametri maggiori alla scala minima del problema. È di particolare rilevanza anche la distribuzione granulometrica del seeding impiegato: minore è il range di particelle presente in un inseminante e maggiore sarà la qualità delle misure;

• Prezzo

In alcuni casi il volume in cui vengono disperse le particelle può rivelarsi piuttosto importante e sebbene le concentrazioni richieste siano generalmente piccole, sono comunque necessarie elevate quantità di seeding che possono comportare spese piuttosto ingenti. Per questo motivo è preferibile l'utilizzo di inseminanti con un prezzo ragionevole in riferimento alle quantità richieste dall'esperimento;

• Effetti indesiderati

È indispensabile che il materiale non sia tossico per la salute degli operatori o dannoso per l'ambiente. Sono da preferire tutti quei materiali non volatili o debolmente volatili per evitare variazioni di concetrazione durante gli esperimenti e vanno inoltre evitati tutti quei materiali abrasivi e corrosivi che possono in qualche modo danneggiare le apparecchiature di laboratorio come pompe, giunti o condotte.

• Pulizia

È molto importante garantire la massima pulizia delle particelle mantenendo così il fluido il più possibile trasparente al fine di permettere la massima trasmissione delle radiazioni luminose da, e verso, lo strumento.

A seguito di una dettagliata analisi della letteratura di riferimento, sono stati individuati numerosi esperimenti condotti con strumentazione LDA e PIV che utilizzano aggiunte di seeding per migliorare le prestazioni dello strumento. I risultati di tali ricerche sono riassunti nella Tabella 4.3, dove sono state riportate le differenti tipologie di seeding impiegate nei diversi studi sperimentali presi in considerazione. Come si può facilmente notare, esistono molteplici tipologie di inseminanti e fra le più comuni troviamo sicuramente i prodotti di natura polimerica come poliammide e polistirene ma trovano largo uso anche altri materiali come il vetro cavo ed il vetro cavo rivestito. La scelta di rivestire materiali come spesso accade con le sfere di vetro cavo è legata alla necessità di incrementare il più possibile l'indice di rifrazione delle particelle permettendo così una migliore lettura da parte della strumentazione.

Tabella 4.3: Tabella riassuntiva delle principali tipologie di seeding impiegate in letteratura sino ad oggi.

Materiale	Densità g/cm^3	$ extbf{d}$ $\mu extrm{m}$	Pubblicazione	
	-		Gan 2016	
	_	10	Schlicke, Cameron e Coleman 2007	
Silver coated	-	10	Matt et al. 2017	
hollow glass	1.70	14	Overbrüggen et al. 2016	
_	1.00	10	Tridon et al. 2010	
	1.00	10	Sylvain Tridon et al. 2010	
Fluorescent	-	20÷50	Houde et al. 2011	
PMMA	-	30	Pedersen, Larsen e Jacobsen 2003	
	-	20	Pedersen, Larsen e Jacobsen 2003	
	1.02	100	Nezu e Nakayama 1997	
	1.01	100	Nezu e Onitsuka 2001	
	1.03	50	Martino, Paterson e Piva 2012	
Dolyamida 19	1.03	5/20/50	Slama et al. 2017	
Polyamide-12	1.02	26	Overbrüggen et al. 2016	
	1.03	$20 \div 50$	Han et al. 2014	
	-	5	Moudjed et al. 2014	
	-	20	Müller et al. 2013	
	-	20	Favrel et al. 2015	
	1.04	2	Kähler, Scharnowski e Cierpka 2012	
Dolaratemores	1.06	15	Zhang, Tao e Katz 1997	
Polystyrene	1.05	10,13	Hadad e Gurka 2013	
	-	4,8	Dentry, Yeo e Friend 2014	

Caratterizzazione delle particelle

Affinché il comportamento del laser rispetto al seeding e alla sua concentrazione potesse essere compreso in maniera profonda sono state acquistate differenti tipologie di inseminante. Lo scopo è quello di individuare eventuali alternative economiche al seeding Dantec; le particelle acquistate provengono quasi tutte dalla ditta LaVision anch'essa produttrice di strumentazione laser LDA e PIV. Ciascuna tipologia di inseminante acquistata è stata caratterizzata mediante analisi al microscopio prima del suo utilizzo. Lo strumento impiegato per la caratterizzazione delle particelle è un microscopio ottico Leica DMLP dotato di ottica con ingrandimento 12.5x, obbiettivi da 2x, 5x, 10x, 20x, 40x e camera d'acquisizione immagini digitali, di proprietà del Politecnico di Torino e situato all'interno del laboratorio di Rocce e Minerali del Dipartimento di Ingegneria dell'Ambiente, del Territorio e delle Infrastrut-

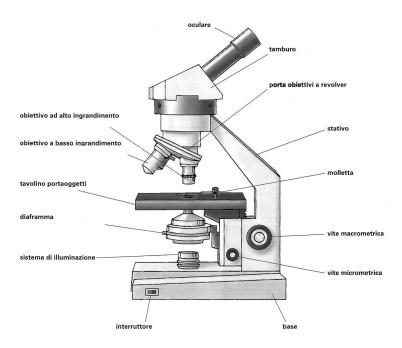


Figura 4.8: Rappresentazione schematica di un microscopio ottico (Google immagini)

ture (DIATI). Il software utilizzato per l'acquisizione delle immagini è quello fornito dalla casa produttrice della camera: Leica LAS; esso non solo consente l'acquisizione di semplici immagini ma bensì implementa la funzione multifocus tramite la quale è possibile ottenere immagini nitide del campione anche in presenza di più piani focali differenti¹. A seguire è riportata una breve sintesi relativa allo strumento e al suo principio di funzionamento.

Il principio di funzionamento del microscopio ottico è piuttosto semplice: una lampada alogena posta alla base dello strumento genera della luce parallela che passa attraverso alcuni anelli posti al di sotto del piano porta campioni tra cui vie è un polarizzatore. Quest'ultimo è costituito da una lente che convoglia la luce parallela in un fascio concentrato, che a sua volta transita attraverso un diaframma permettendoci di gestire la profondità di visione dei piani focali. La luce concentrata a questo punto colpisce e attraversa il reticolo cristallino (quando presente) del materiale e raggiunge l'obbiettivo costituito da una lente convergente che produce un ingrandimento dell'immagine. Generalmente in ciascun microscopio sono presenti più obbiettivi montati su di un anello rotante (rover) in modo da aver a disposizione differenti tipologie d'ingrandimento (es. 5x, 10x, 20x, 40x). Il fascio

¹Il software scatta delle foto con differenti messe a fuoco, analizza per ciascuna di esse quali punti risultano nitidi e crea un'unica immagine finale sovrapponendo tutti questi punti.

di luce concentrata, una volta oltrepassato l'obbiettivo, viene deviato verso l'oculare e la camera d'acquisizione delle immagini digitali attraverso un sistema di specchi e prima di raggiungere la destinazione viene nuovamente convertito in luce parallela attraverso un secondo polarizzatore. Generalmente gli oculari sono provvisti di una seconda lente d'ingrandimento (es. 10x, 12.5x) che consente un'ulteriore zoom dell'immagine trasmessa all'operatore permettendo di raggiungere ingrandimenti nell'ordine del 400x – 500x. La camera d'acquisizione delle immagini digitali consente, invece, la visualizzazione del campione su schermo tramite l'ausilio dell'apposito software PC; questo strumento è di particolare interesse per tutte le applicazioni in cui è necessario acquisire delle immagini del campione (con o senza multifocus) o eseguire delle misure su di esso. La messa a fuoco è gestita da due viti presenti sul lato dello strumento che producono lo spostamento macro-metrico e micrometrico del piano porta campioni, avvicinando/allontanando il vetrino dall'obbiettivo.

4.2.1 HGS - Dantec Dynamics

Le Hollow Glass Spheres della Dantec Dynamics sono particelle di vetro borosilicato dalla forma sferica e dalla superficie liscia, ideali per applicazioni con liquidi grazie alla loro densità rispettivamente pari a 1,1 g/cm^3 ; sono disponibili unicamente con un diametro medio di 10 μm . Il prezzo delle particelle è di 77 \in per 250 g di prodotto.²

A seguito dell'analisi al microscopio si può affermare che le particelle si presentano di forma sferica, la cavità al loro interno è piuttosto evidente osservando come la luce vi transiti attraverso nella zona centrale sebbene appaia essere piuttosto varia come dimensioni (Figura 4.9). Sulla base di un'indagine statistica condotta su 900 campioni misurati sono stati ricavati i risultati riportati in tabella 4.4; la distribuzione granulometrica appare relativamente ampia con diametri compresi tra 1 μm e 26 μm , il campione si presenta piuttosto omogeneo come si può notare in Figura 4.10.

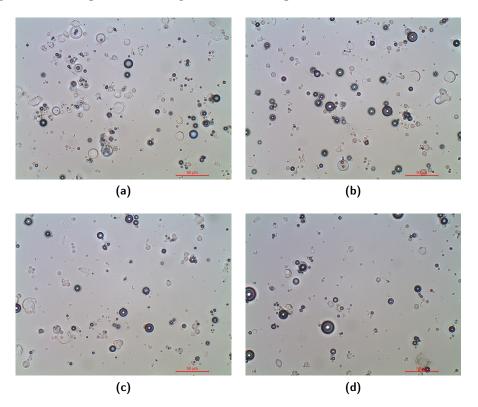


Figura 4.9: Particelle Dantec HGS, catturate al microscopio ottico mediante multifocus con ingrandimento al 40x.

²https://www.dantecdynamics.com/seeding-materials

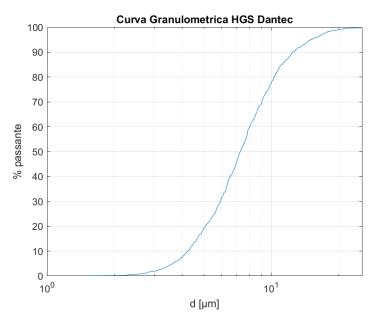


Figura 4.10: Curva granulometrica particelle Dantec HGS

Diametro medio	$7.97 \ \mu m$
Deviazione Standard	$3.52~\mu m$
Diametro massimo	$25.50~\mu m$
Diametro minimo	$1.56~\mu m$

Tabella 4.4: Analisi campione Dantec - HGS

In fase di impiego in acqua, il materiale si presta facilmente al processo diffusivo. Miscelando infatti le particelle con dell'acqua e inserendole poi nel volume di lavoro non si verifica alcun fenomeno di aggregazione, la dispersione è favorita dalla turbolenza prodotta dalle pompe.

4.2.2 SC-HGS - Dantec Dynamics

Le Silver-Coated Hollow Glass Spheres della Dantec Dynamics sono particelle di vetro borosilicato dalla forma sferica e dalla superficie liscia, ideali per applicazioni con liquidi grazie alla loro densità pari a $1.4~g/cm^3$. Un sottile rivestimento in argento produce un ottimo indice di rifrazione garantendo un buon funzionamento delle apparecchiature. Sono disponibili unicamente con un diametro medio di $10~\mu\mathrm{m}$. Il prezzo delle particelle è di $238 \in \mathrm{per}~100~g$ di prodotto.

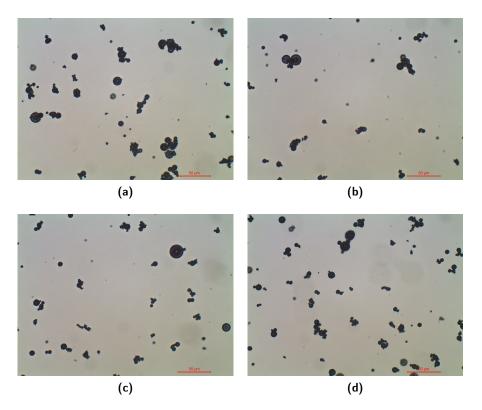


Figura 4.11: Particelle Dantec SC-HGS catturate al microscopio ottico mediante multifocus con ingrandimento al 40x

A seguito dell'analisi al microscopio si può affermare che le particelle si presentano di forma sferica, appaiono scure e prive di cavità a causa del rivestimento in argento che ne impedisce l'osservazione al suo interno (Figura 4.11). Sulla base di un'indagine statistica condotta su 950 campioni misurati sono stati ricavati i risultati riportati in tabella 4.5; la distribuzione granulometrica è più ampia del campione HGS, con diametri compresi tra $1\mu m$

 $^{^3} https://www.dantecdynamics.com/seeding-materials \\$

e $30\mu m,$ il campione si presenta più eterogeneo rispetto al campione HGS, come si può notare in Figura 4.12.

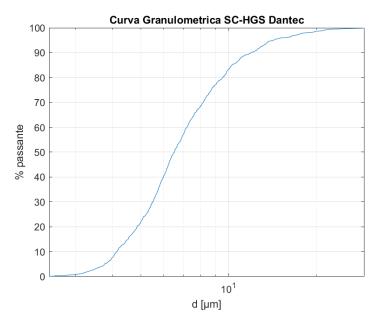


Figura 4.12: Curva granulometrica particelle Dantec SC-HGS

D: / 1:	7.47
Diametro medio	$7.47~\mu m$
Deviazione Standard	$3.54~\mu m$
Diametro massimo	$29.16~\mu m$
Diametro minimo	$2.43~\mu m$

Tabella 4.5: Analisi campione Dantec - SC-HGS

4.2.3 HGS - LaVision

Le *Hollow Glass Spheres* della LaVision sono particelle di vetro borosilicato dalla forma sferica e dalla superficie liscia, ideali per applicazioni con liquidi grazie alla loro densità pari a $1.10~g/cm^3$. Sono disponibili unicamente con un diametro medio di $10~\mu m$. Il prezzo delle particelle è di $110~\in$ per 500g di prodotto.⁴

Le particelle al microscopio si presentano di forma sferica, la cavità al loro interno è piuttosto evidente osservando come la luce vi passi attraverso nella zona centrale sebbene appare essere piuttosto varia come dimensioni (Figura 4.13). A seguito di un'indagine statistica condotta su 820 campioni misurati sono stati ricavati i risultati riportati in tabella 4.6; la distribuzione granulometrica è relativamente ampia con diametri compresi tra $2\mu m$ e $29\mu m$, il campione si presenta piuttosoto omogeneo come si può notare in Figura 4.14.

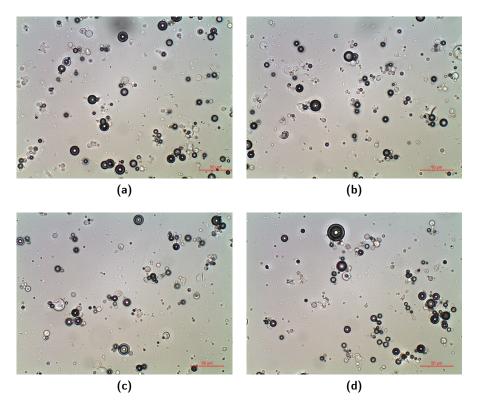


Figura 4.13: Particelle LaVision-HGS catturate al microscopio ottico mediante multifocus con ingrandimento al 40x

 $^{^4} https://www.lavision.de/en/applications/fluid-mechanics/piv-system-components/seeding-particles/$

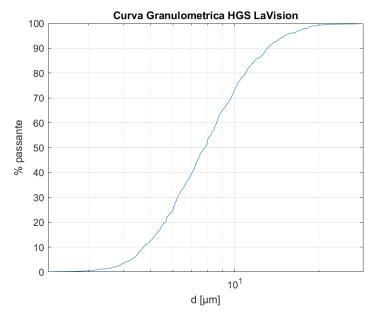


Figura 4.14: Curva granulometrica particelle LaVision HGS

Diametro medio	$8.47~\mu m$
Deviazione Standard	$3.50~\mu m$
Diametro massimo	$28.82~\mu m$
Diametro minimo	$2.15~\mu m$

Tabella 4.6: Analisi campione La
Vision - HGS

4.2.4 SC-HGS - LaVision

Le Silver-Coated Hollow Glass Spheres della LaVision sono particelle di vetro borosilicato dalla forma sferica e dalla superficie liscia. Sono ideali per applicazioni con liquidi grazie alla loro densità pari a 1.70 g/cm^3 . Un sottile film in argento riveste interamente la superficie e produce un ottimo indice di rifrazione garantendo così un buon funzionamento delle apparecchiature. Sono disponibili unicamente con un diametro medio di 10 μm . Il prezzo delle particelle è di 2600 \in per 500g di prodotto.⁵

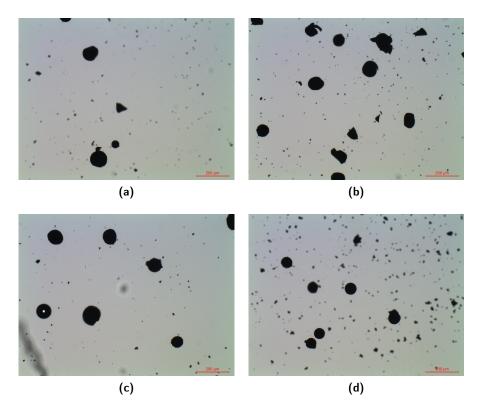


Figura 4.15: Particelle LaVision-SC-HGS catturate al microscopio ottico mediante multifocus con ingrandimento al 10x

Al microscopio le particelle si presentano di forma sferica e appaiono scure a causa del rivestimento in argento. Risultano essere molto fragili e facilmente danneggiabili come si può notare dalle immagini in Figura 4.15 dove sono evidenti i danni e la presenza di frammenti sparsi nel campo dell'immagine. Il campione fornito pare esser un prodotto differente da quanto dichiarato

 $^{^5 \}rm https://www.lavision.de/en/applications/fluid-mechanics/piv-system-components/seeding-particles/$

sul sito. A seguito di un'indagine statistica condotta su 470 campioni misurati sono stati ricavati i risultati riportati in tabella 4.7; la distribuzione granulometrica è piuttosto ampia con diametri compresi tra $38\mu m$ e $120\mu m$, il campione si presenta piuttosto eterogeneo come si può notare in Figura 4.16.

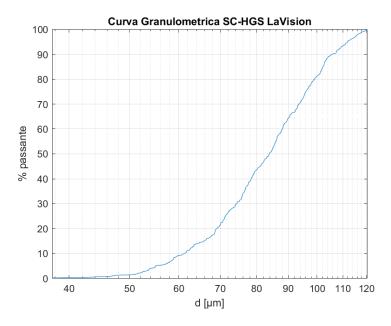


Figura 4.16: Curva granulometrica particelle LaVision SC-HGS

Diametro medio	$83.64 \ \mu m$
Deviazione Standard	$16.77~\mu m$
Diametro massimo	$120.46~\mu m$
Diametro minimo	$37.55~\mu m$

Tabella 4.7: Analisi campione LaVision -SC-HGS

4.2.5 C-HS - LaVision

Le Ceramic Hollow Spheres della LaVision sono particelle di vetro borosilicato dalla forma sferica e dalla superficie liscia. Sono ideali per applicazioni con liquidi grazie alla loro densità pari a $1.10g/cm^3$. Sono disponibili unicamente nel diametro $100~\mu m$. Il prezzo delle particelle è di $780 \in$ per 500g di prodotto. 6

Le particelle al microscopio si presentano di forma sferica, con una cavità leggermente ridotta rispetto alle HGS dello stesso produttore come si può notare in Figura 4.17. A seguito di un'indagine statistica condotta su 700 campioni misurati sono stati ricavati i risultati riportati in tabella 4.8; la distribuzione granulometrica è piuttosto simile al campione HGS con diametri compresi tra 3 μm e 28 μm ma con un diametro medio maggiore; il campione si presenta piuttosto omogeneo come si può notare in Figura 4.18.

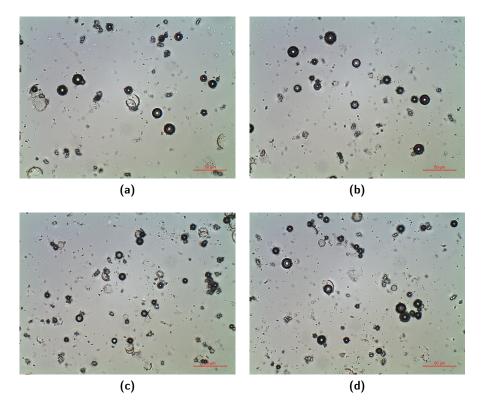


Figura 4.17: Particelle LaVision-C-HS catturate al microscopio ottico mediante multifocus con ingrandimento al 40x

 $^{^{6} \}rm https://www.lavision.de/en/applications/fluid-mechanics/piv-system-components/seeding-particles/$

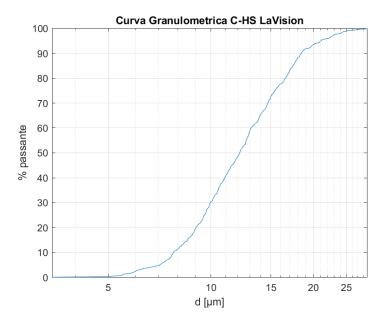


Figura 4.18: Curva granulometrica particelle LaVision C-HS

Diametro medio	$12.79 \ \mu m$
Deviazione Standard	$4.34~\mu m$
Diametro massimo	$27.79~\mu m$
Diametro minimo	$3.41~\mu m$

Tabella 4.8: Analisi campione LaVision -C-HS

4.2.6 PA-HQ - LaVision

Particelle di poliammide 12 ad alta qualità che grazie alla loro forma praticamente sferica, alla stabilità nei fluidi e alla densità pressochè pari a quella dell'acqua (1.03 g/cm^3), sono ideali come seeding per applicazioni di PIV nei liquidi. Possono essere maneggiate in sicurezza in quanto non nocive nè inquinanti. La sigla HQ sta inoltre ad indicare una distribuzione granulometrica molto stretta attorno al valore medio oltre al fatto che la loro forma differisce da quella delle semplici polveri macinate. Sono disponibili in 2 differenti formati: 20 μm e 60 μm . Il prezzo delle particelle è di 120 \in per 500g di prodotto.

PA-HQ 20

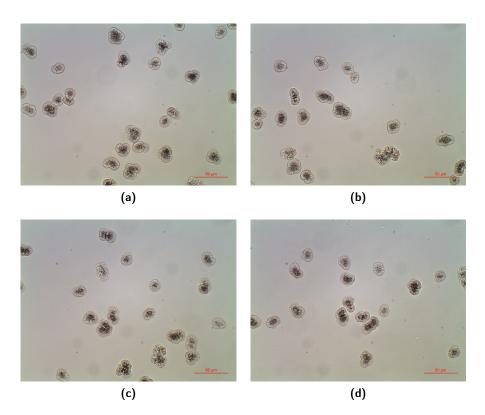


Figura 4.19: Particelle LaVision-PA-HQ 20 catturate al microscopio ottico mediante multifocus con ingrandimento al 40x

Le particelle al microscopio si presentano di forma alquanto frastagliata, forme riconducibili a sfere sono piuttosto rare come si evince dalla Figura

 $^{^7 \}rm https://www.lavision.de/en/applications/fluid-mechanics/piv-system-components/seeding-particles/$

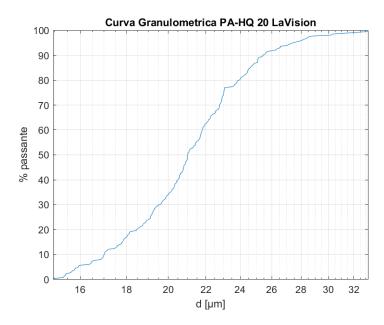


Figura 4.20: Curva granulometrica particelle LaVision PA-HQ 20

4.19. Si presentano trasparenti alla luce del microscopio con un effetto simile a quello prodotto dalle particelle di vetro precedentemente analizzate. Vista l'impossibilità di misurare con esattezza il diametro reale delle particelle si è proceduto, come già fatto per il campione PA-HQ 20, alla determinazione di un diametro equivalente al puro scopo di caratterizzane la distribuzione granulometrica che si è rivelata relativamente ampia con diametri equivalenti compresi tra 15 μm e 33 μm . A seguito di un'indagine statistica condotta su 265 campioni misurati sono stati ricavati i seguenti risultati riportati in tabella 4.9.

Diametro medio	$21.31 \ \mu m$
Deviazione Standard	$3.33~\mu m$
Diametro massimo	$33.19~\mu m$
Diametro minimo	$14.94~\mu m$

Tabella 4.9: Analisi campione LaVision - PA-HQ 20

PA-HQ 60

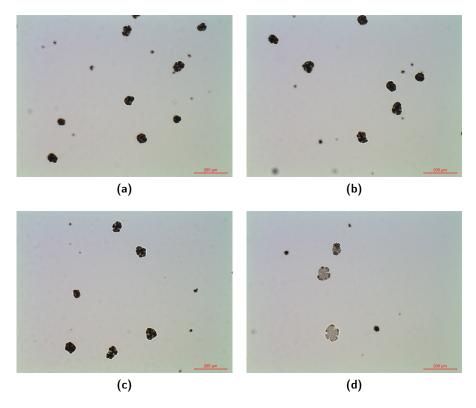


Figura 4.21: Particelle LaVision-PA-HQ 60 catturate al microscopio ottico mediante multifocus con ingrandimento al 10x

Le particelle al microscopio si presentano di forma alquanto frastagliata, forme riconducibili a sfere sono piuttosto rare come si evince dalla Figura 4.21. Si presentano per buona parte meno trasparenti alla luce del microscopio rispetto alla versione da $20\mu m$. Vista l'impossibilità di misurare con esattezza il diametro reale delle particelle si è proceduto alla determinazione di un diametro equivalente al puro scopo di caratterizzane la distribuzione granulometrica che si è rivelata decisamente ampia con diametri equivalenti compresi tra 12 μm e 114 μm . A seguito di un'indagine statistica condotta su 185 campioni misurati sono stati ricavati i seguenti risultati riportati in tabella 4.10. Come si nota dalle immagini in Figura 4.21 vi è una presenza piuttosto importante di particelle piccole, con dimensioni dell'ordine dei 20 μm . Osservando infatti la Figura 4.22 si denotano chiaramente due gruppi distinti di particelle con diametri equivalenti ben differenti.

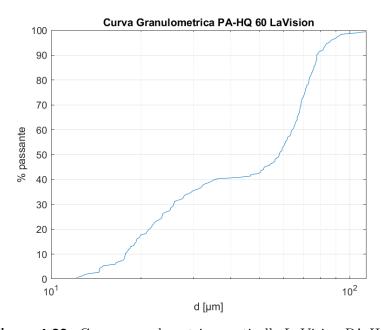


Figura 4.22: Curva granulometrica particelle LaVision PA-HQ 60

Diametro medio	$50.09~\mu m$
Deviazione Standard	$25.04~\mu m$
Diametro massimo	$113.70~\mu m$
Diametro minimo	$12.17~\mu m$

Tabella 4.10: Analisi campione La
Vision - PA-HQ $60\,$

4.2.7 PA - LaVision

Particelle di poliammide-12 che grazie alla loro forma praticamente sferica, alla stabilità nei fluidi e alla densità pressoché pari a quella dell'acqua (1.10 \div 1.20 g/cm^3), sono ideali come seeding per applicazioni di PIV nei liquidi. Possono essere maneggiate in sicurezza in quanto non nocive nè inquinanti. Sono disponibili in 3 differenti formati: 20 μm e 55 μm e 100 μm . Il prezzo delle particelle è di 90€ per 500g di prodotto.

PA 20 - LaVision

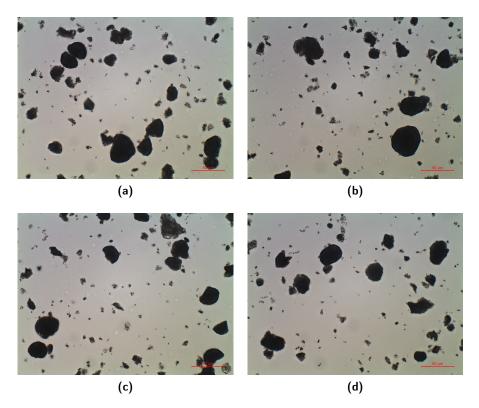


Figura 4.23: Particelle LaVision-PA 20 catturate al microscopio ottico mediante multifocus con ingrandimento al 40x

Di questa tipologia di materiale è stata analizzata unicamente la versione con particelle dal diametro medio pari a 20 μm .L'analisi al microscopio ha evidenziato la presenza di particelle dalla forma piuttosto irregolare, forme riconducibili a sfere sono decisamente rare come si evince dalla Figura 4.23.

 $^{^8} https://www.lavision.de/en/applications/fluid-mechanics/piv-system-components/seeding-particles/$

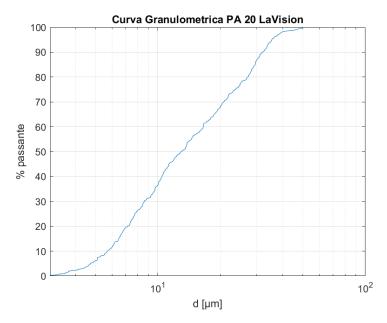


Figura 4.24: Curva granulometrica particelle LaVision PA 20

La differenza sostanziale dalle analoghe particelle HQ sta nella minore trasparenza alla luce. Vista l'impossibilità di misurare con esattezza il diametro reale delle particelle si è proceduto alla determinazione di un diametro equivalente al puro scopo di caratterizzane la distribuzione granulometrica che si è rivelata decisamente ampia ed eterogenea, con diametri equivalenti compresi tra 10 μm e 50 μm . A seguito di un'indagine statistica condotta su 410 campioni sono stati ricavati i risultati riportati in Tabella 4.11.

Diametro eq. medio	$16.31 \ \mu m$
Deviazione Standard	$10.30~\mu m$
Diametro eq. massimo	$50.07~\mu m$
Diametro eq. minimo	$3.02~\mu m$

Tabella 4.11: Analisi campione LaVision - PA 20

4.2.8 Mica

Allo scopo di individuare possibili alternative ai prodotti specifici per le applicazioni LDA sono state analizzate alcune tipologie di materiale facilmente reperibili in commercio e dal prezzo decisamente conveniente. Il prodotto in questione è denominato mica e a tal proposito ne sono stati acquistati due differenti campioni al fine di confrontarli e individuare eventuali differenze. «Con il termine mica si indica un gruppo di fillosilicati dalla struttura strettamente correlata e caratterizzati da sfaldatura altamente perfetta e simile composizione chimica. Questi minerali cristallizzano tutti nel sistema monoclino con una tendenza a formare cristalli pseudo-esagonali; la caratteristica sfaldatura della mica è legata appunto alla disposizione laminare degli atomi simile a fogli esagonali.» ⁹

Questo materiale trova utilizzo in differenti ambiti industriali tra cui quello cosmetico grazie alla sua brillantezza. Il prezzo delle materiale è di circa 45 \in /Kg.

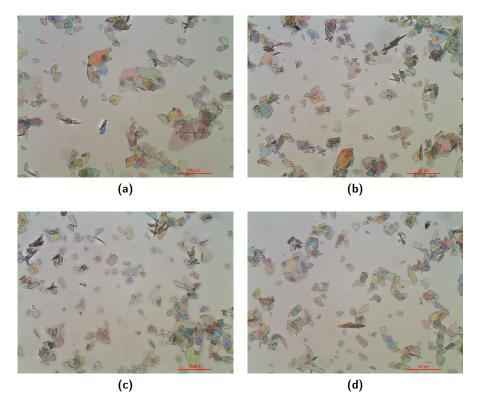


Figura 4.25: Mica, campione 1 catturato al microscopio ottico mediante multifocus con ingrandimento al 40x

Le particelle del campione 1 si presentano di forma alquanto varia sebbene

⁹fonte: www.wikiedia.org

sia generalmente possibile individuare una dimensione prevalente. Caratteristica comune è l'elevato grado di scistosità, sono infatti evidenti numerosi piani focali determinati dalla presenza di differenti piani di scorrimento come riportato in Figura 4.25. Si presentano colorate alla luce del microscopio e soltanto alcune risultano essere completamente trasparenti. Le particelle del campione 2, invece, si presentano di forma simile alle precedenti ma con una colorazione decisamente più leggera e prossima alla trasparenza come si può notare nella Figura 4.26. Vista la forma alquanto irregolare delle particelle non è stato possibile eseguire alcun tipo di caratterizzazione dimensionale, è evidente che il materiale non presenti le caratteristiche ottimali per l'utilizzo come seeding in un fluido turbolento ma può comunque essere di interesse lo studio del suo impatto sul campo di moto e sulla capacità di lettura dello strumento.

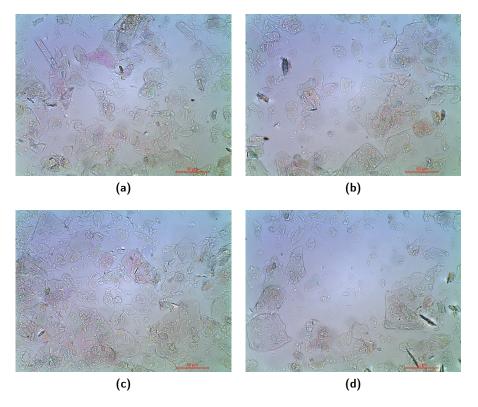


Figura 4.26: Mica, campione 2 catturato al microscopio ottico mediante multifocus con ingrandimento al 40x

4.2.9 Confronto campioni HGS

Vista la presenza di due campioni di seeding comparabili si è ritenuto interessante valutarne le differenze. Come si può notare dall'immagine 4.27, i due campioni sono piuttosto simili, si può infatti dire che i due campioni differiscono unicamente in termini di dimensioni medie, traslando infatti una delle due curve granulometriche sull'altra si può facilmente notare come esse siano quasi perfettamente coincidenti (Figura 4.28).

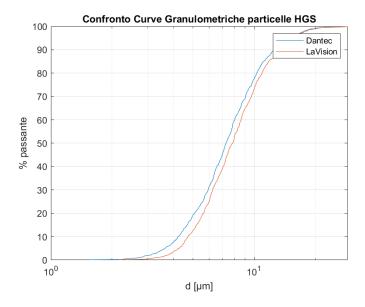


Figura 4.27: Confronto tra le curve granulometriche delle particelle HGS

	Dantec Dynamics	LaVision
Diametro medio	$7.97~\mu m$	$8.47~\mu m$
Deviazione Standard	$3.52~\mu m$	$3.50~\mu m$
Diametro massimo	$25.50~\mu m$	$28.82~\mu m$
Diametro minimo	$1.56~\mu m$	$2.15~\mu m$
Prezzo	308 €/Kg	220 €/Kg

Tabella 4.12: Tabella comparativa campioni HGS

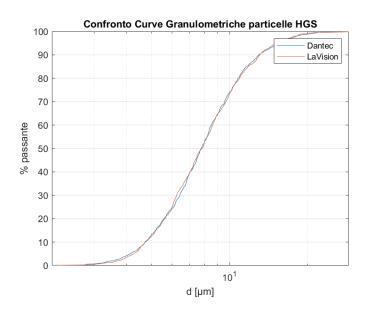


Figura 4.28: Confronto tra le curve granulometriche traslate

Capitolo 5

Set-up

Il setup sperimentale è stato realizzato all'interno della canaletta delle onde del Dipartimento d'Ingegneria dell'Ambiente e del Territorio (DIATI), di cui è riportata una rappresentazione in Figura 5.1, in condizioni di acqua ferma. La canaletta ha una lunghezza di 50 m e una sezione rettangolare costante di $\sim 61 \times 120 \ cm^2$, la circolazione dell'acqua è garantita da una pompa che fornisce una portata massima di 95 l/s. Un'apposita valvola devia parte del flusso verso un bypass consentendo di ridurre e controllare al meglio la portata introdotta nella canaletta; il livello del pelo libero è controllato da valle mediante una paratoia mobile movimentata da un motore elettrico ed è monitorato attraverso cinque sonde ad ultrasuoni disposte lungo ill canale. Il presente setup si ispira alla configurazione suggerita da Bellani e Variano (2014) sebbene presenti notevoli differenze in termini geometrici e di numero di getti utilizzati. Su ciascun pannello sono state infatti disposte 10 pompe in maniera tale che la distribuzione degli iniettori sia la più omogenea possibile (Figura 5.2). Ciascun pannello è stato assicurato ad una struttura in ferro realizzata per l'occasione allo scopo di garantire il corretto fissaggio alla guida metallica del canale nonché l'aderenza delle guarnizioni utilizzate per

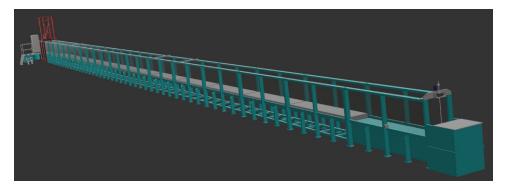
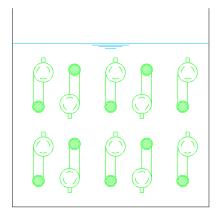


Figura 5.1: Rappresentazione tridimensionale della canaletta presente in laboratorio.





- (a) Rappresentazione schematica
- (b) Situazione Reale

Figura 5.2: Disposizione delle pompe

sigillare al meglio il volume d'acqua dal resto della canaletta (Figura 5.3 e 5.4). La presenza delle guarnizioni è essenziale al fine di garantire il corretto svolgimento degli esperimenti, è infatti necessario che non vi siano perdite di volume o di inseminante durante le prove per permettere la corretta confrontabilità dei dati. Le pompe di sentina utilizzate sono Rule 1100 g.p.h, 12V DC, quando accese sviluppano una velocità costante di 2.08 m/s in uscita dal collettore (diametro 3,17 cm) a cui corrisponde un numero di Reynolds, calcolato secondo la (3.1), pari a 63000. Allo scopo di dimensionare correttamente il sistema di alimentazione è stata eseguita un'analisi approfondita su una delle pompe utilizzate in modo tale da determinarne l'effettivo consumo in fase di spunto e funzionamento a regime in immersione. Mediante l'ausilio di una scheda NI-USB 6353 e di una resistenza di precisione da 0.25Ω si è misurata la caduta di tensione agli estremi di quest'ultima a seguito delle accensione della pompa e applicando la $Legge \ di \ Ohm \ (5.1)$, si è determinato l'assorbimento prodotto nel tempo.

$$V = R \cdot I \tag{5.1}$$

I risultati hanno evidenziato che in fase di spunto ciascuna pompa è in grado di assorbire circa 14 A nella condizione più gravosa (rotore bloccato). L'assorbimento allo spunto in immersione è di 13.42 A mentre a regime è pari a 2.86 A; i grafici della Figura 5.5 riportano la richiesta di corrente della pompa nelle diverse situazioni analizzate; come si può notare anche all'aria l'assorbimento allo spunto è pressoché lo stesso ricavato in precedenza, ciò che si distingue è la fase a regime decisamente più bassa del caso in immersione.

Ciascuna pompa assorbe e reimmette il fluido con la stessa forza in punti che si possono considerare molto vicini tra loro pertanto si può assumere che non vi sia variazione di massa nel suo intorno rendendo di fatto tali pompe

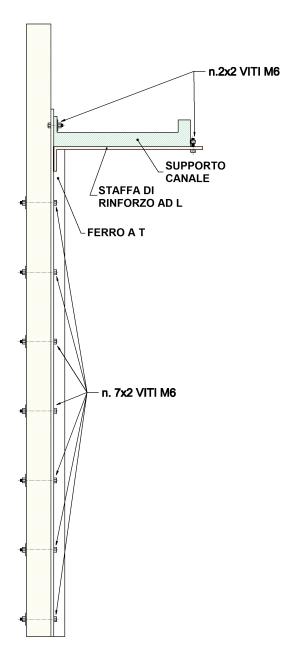


Figura 5.3: Sezione schematica rappresentativa del sistema di supporto al pannello.

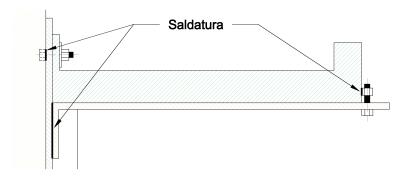


Figura 5.4: Vista di dettaglio della struttura di supporto con evidenziati i punti di saldatura.

dei getti sintetici (Figura 5.6). I getti sono attivati mediante dei relays allo stato solido comandati da una scheda National Instruments (NI-USB 6353) a sua volta controllata da LabVIEW. Ciascun relays, quando attivato dalla scheda, chiude un circuito che fornisce 12 V a 3 A ad una specifica pompa permettendo così il completo controllo delle sistema. L'alimentazione viene garantita da due alimentatori per led, uno per pannello, in grado di erogare una corrente massima pari a 50 A cadauno. Le figure 5.7 e 5.8 riportano rispettivamente uno schema logico di funzionamento del setup e uno schema elettrico di dettaglio per una singola pompa.

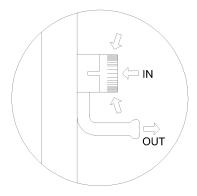


Figura 5.6: Dettaglio sul funzionamento della pompa.

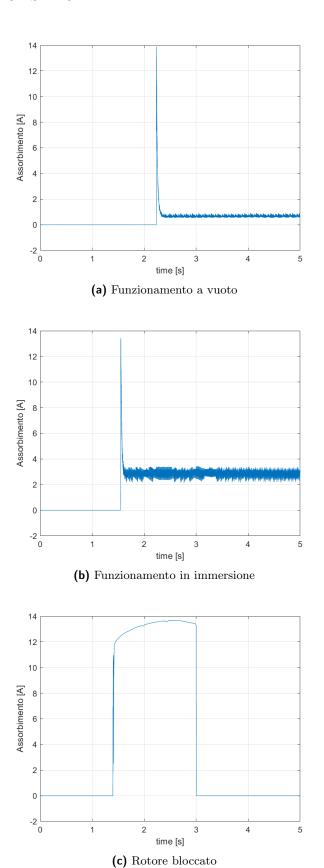


Figura 5.5: Assorbimento prodotto dalla pompa per i tre casi analizzati.

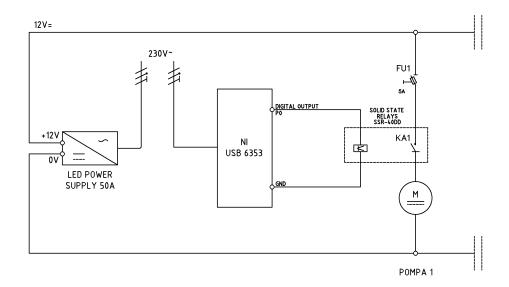


Figura 5.8: Schema elettrico di dettaglio per una singola pompa del setup.

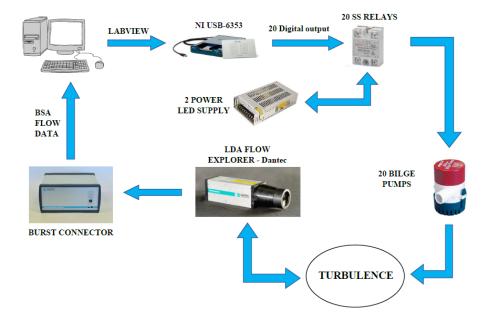


Figura 5.7: Schema di funzionamento del Set-up

Affinché le misure effettuate dall'LDA corrispondano esattamente alle componenti di velocità u e v all'interno del volume di misura è necessario eseguire una procedura di allineamento atta a produrre la corretta coincidenza tra il sistema di riferimento del laser e quello reale. Questa fase è una



Figura 5.9: Supporti per il sistema LDA

delle più delicate in quanto è richiede interventi di regolazione piuttosto precisi. É necessario garantire la perpendicolarità tra la parete di vetro e raggio laser incidente al fine di minimizzare eventuali effetti di deviazione del fascio laser trasmesso; oltre a ciò occorre garantire l'orizzontalità del fascio laser verificando la sua complanarità con il pelo libero dell'acqua. Il sistema LDA in dotazione è corredato di un sistema di supporto motorizzato (traverse system), riportato in Figura 5.9 che consente la completa automazione del sistema LDA. Collegando infatti il traversing al PC è possibile gestire l'intero impianto LDA impostando i punti in cui eseguire le misure e la mole di dati da raccogliere. Questo sistema risulta di particolare interesse in quanto consente l'indagine automatizzata di volumi sino ad un'estensione di 1 m^3 in maniera completamente automatizzata.

A causa di un problema di incompatibilità tra computer e traversing non è stato possibile implementare questo sistema nel corso di questo lavoro ed è dunque stato utilizzato un sistema alternativo costituito da un tornio (Figura 5.9) tramite il quale è stato possibile spostare il laser nelle diverse posizioni di misura desiderate senza la necessità di dover ripetere la procedura di allineamento.

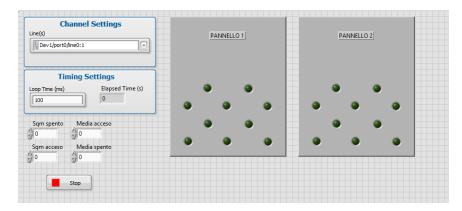


Figura 5.10: Pannello frontale del programma di gesitione delle pompe.

5.1 Algoritmo di attuazione

L'algoritmo di attuazione è stato realizzato mediante il software LabVIEW. Esso accende e spegne le pompe mediante l'attivazione/disattivazione delle porte digitali presenti sulla scheda NI-USB 6353 collegata al pc. Un vettore di 20 elementi booleani gestisce le altrettante porte necessarie al funzionamento del sistema, ciascun elemento booleano attiva (True) o disattiva (False) la porta associata. Il vettore viene costantemente aggiornato grazie a 20 cicli while che procedono in parallelo, ciascuno di essi gestisce i tempi di accensione e spegnimento di una singola pompa. Mediante una struttura "a scatole" è stato possibile suddividere la fase di accensione da quella di spegnimento in modo tale che terminata una avesse subito inizio l'altra. Un timer di accensione e uno di spegnimento all'interno di ciascuna "scatola" permette di aggiornare la variabile booleana associata solamente allo scadere del tempo imposto. I tempi di accensione e spegnimento imposti al timer sono generati al termine del rispettivo ciclo in maniera casuale pescandoli dalla rispettiva distribuzione gaussiana. Il pannello di controllo (Figura 5.10) è caratterizzato da un'interfaccia semplice su cui sono visibili 20 indicatori luminosi che rappresentano le 20 variabili booleane del sistema (se il led è acceso significa che la rispettiva porta è attiva e di conseguenza la pompa corrispondente è in funzione) e un box che consente all'utente di inserire i parametri delle due distribuzioni gaussiane: μ_{on}, μ_{off} e $\sigma_{on}, \sigma_{off}$.

In questo modo quando una pompa viene attivata rimane attiva per un periodo t_{on} scelto in maniera casuale da una distribuzione normale con media μ_{on} e varianza σ_{on}^2 ; terminato il periodo d'accensione la pompa viene arrestata per un tempo t_{off} nuovamente scelto in modo casuale da una distribuzione normale con media μ_{off} e varianza σ_{off}^2 . Terminata la fase di arresto la pompa viene riattivata con un nuovo tempo di accensione ed il ciclo si ripete sino a quando l'operatore non decide di interrompere il programma mediante l'apposito pulsante di stop.

5.2 Test di caratterizzazione del Setup

Il set up sperimentale garantisce notevoli gradi di libertà; la struttura metallica a cui sono ancorati i pannelli consente infatti il libero posizionamento di quest'ultimi in qualunque punto del canale garantendo la massima libertà di scelta in termini di distanza tra i pannelli (e gli iniettori di conseguenza). La possibilità di eseguire test in condizioni di acqua ferma all'interno del canale consente la piena gestione del tirante idrico al suo interno impedendo così la formazione di possibili differenze di carico tra l'ambiente isolato dai pannelli e quello esterno con conseguente nascita di spinte idrostatiche che potrebbero danneggiare i pannelli.

Numerosi test sono stati svolti al fine di individuare la configurazione in grado di garantire i migliori risultati in termini di turbolenza omogenea e isotropa. Le variabili su cui agire per la caratterizzazione del sistema sono molteplici:

- variazioni dei parametri teporali di accensione/spegnimento delle pompe $(\mu \in \sigma)$;
- modifiche alla distanza tra i pannelli (L);
- variazioni di quota del pelo libero (H).

I test preliminari hanno evidenziato alcune problematiche relative all'impiego del set-up con la sommergenza inizialmente ipotizzata $(50\ cm)$ dovute al distacco di alcuni vortici in prossimità dei pannelli che provocavano l'aspirazione e l'immissione di aria da parte delle pompe all'interno del volume d'acqua. Per questo motivo si è optato per l'utilizzo di un unico livello di sommergenza pari a 61 cm in modo da operare all'interno di una sezione quadrata $61x61\ cm^2$.

Visti i problemi di performance in termini di frequenze di campionamento del sistema LDA in dotazione, non è stato possibile analizzare e comprendere la dipendenza del campo di moto da tutte le variabili del sistema, pertanto i test svolti si sono soffermati sullo studio del comportamento della turbulent box secondo la modifica dei soli parametri riportati in tabella 5.1. I parametri temporali sono stati scelti ispirandosi all'esperimento condotto da Bellani e Variano (2014), vista il numero ridotto di pompe disponibili nel nostro setup si è fissato pari a 2 il numero di pompe mediamente accese per ciascun pannello. Tutti i test, per rispettare tale decisione conservano il rapporto $\mu_{off}/\mu_{on}=4$. L'elenco dei test effettuati e la descrizione dei parametri temporali utilizzati per ciascuno di essi è riportato nella tabella 5.2. Al fine di individuare le condizioni di moto prodotte dal sistema forzante nel centro del volume d'acqua si è deciso di effettuare delle misurazioni in 5 punti, uno nel centro esatto del volume e quattro disposti ad una distanza di 5 cm da esso secondo lo schema riportato in Figura 5.12. In questo modo non solo

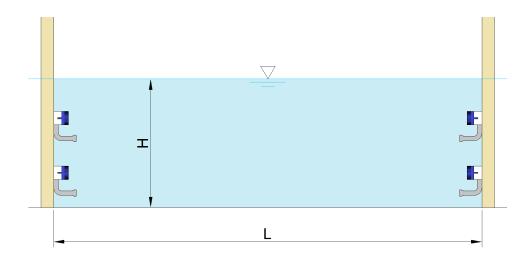


Figura 5.11: Rappresentazione schematica della turbulent box e dei parametri geometrici analizzati

μ_{on}	2s, 3s, 4s, 5s
μ_{off}	8s, 12s, 16s, 20s
σ^*	1/3
L	$3\mathrm{m}$
Н	61cm

Tabella 5.1: Elenco dei parametri utilizzati nelle prove. Nella prime due righe sono riportati rispettivamente i tempi medi di accensione e spegnimento adottati, il termine σ^* rappresenta invece il rapporto tra la deviazione standard e la media dei parametri adottati; L ed H sono i parametri geometrici che compaio in Figura 5.11

	μ_{on}	μ_{off}
Test 1	2 s	$8 \ s$
Test 2	3 s	$12 \ s$
Test 3	4 s	16 s
Test 4	5 s	20 s
Test 5	∞	0 s

Tabella 5.2: Elenco dei test effettuati in ciascuna posizione analizzata

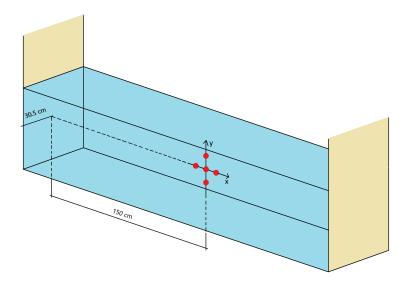


Figura 5.12: Schema dei punti di misura

si sono potute determinare le condizioni di moto nei diversi punti in maniera individuale ma è stato anche possibile studiarne la variazione spaziale verificando l'omogeneità del campo di moto prodotto. Le misurazioni sono state effettuate con sistema LDA ed i dati sono stati raccolti in 2 modalità di acquisizione:

• Coincidenza

Lo strumento effettua misure di velocità solamente quando la particella intercettata possiede entrambe le componenti di velocità. Ciò implica che tutte le particelle che seguono una traiettoria parallela ad uno degli assi di riferimento vengono ignorate. Tale condizione permette di ricavare dati che possono poi essere utilizzati per un'analisi statistica congiunta, in particolare consentendo la determinazione degli sforzi di Reynolds.

• Non Coincidenza

Lo strumento misura in maniera indipendente le velocità delle particelle intercettate. I dati raccolti in questa modalità possono essere utilizzati per lo studio delle funzioni di autocorrelazione e di conseguenza della scala integrale temporale, nonché degli spettri di potenza.

Appare piuttosto intuitivo prevedere che la mole di dati acquisita in non coincidenza, a parità di tempo, sarà di molto superiore al metodo in coincidenza; tali dati però non possono essere utilizzati per una cross correlation function in quanto le misure non sono effettuate nel medesimo istante di tempo e non sono pertanto correlabili.

Capitolo 6

Risultati

6.1 Turbulent Box

Nelle pagine seguenti sono riportati i risultati ottenuti in merito alla caratterizzazione della turbulent box. Lo scopo è di individuare la configurazione ottimale in grado di garantire il maggior grado di isotropia e omogeneità nella zona centrale del volume. I criteri utilizzati per la caratterizzazione si basano sulla teoria riportata nel Capitolo 2 ed in particolare sull'individuazione della configurazione in grado di garantire i migliori risultati in termini di:

Isotropia

Tale proprietà verrà individuata ricercando la diagonalità e la simmetria del Tensore di Reynolds che, nelle condizioni 2D in cui ci troviamo, consiste nel verificare l'annullamento del termine $\overline{u'v'}$ e la validità del rapporto $\overline{u'}/\overline{v'} \sim 1$;

• Omogeneità

Tale proprietà verrà verificata attraverso la stima della variabilità spaziale di parametri come la velocità media, la varianza, la covarianza, la skewness e la kurtosis. Verrà utilizzato il parametro $<\Delta_x>_n$, definito dalla (6.1). In particolare si ha che x rappresenta la grandezza a cui si riferisce tra quelle citate in precedenza e n indica la direzione lungo cui la si sta valutando. I pedici a,b,c che compaiono nella formula rappresentano i 3 differenti punti misurati lungo la direzione n. L'obiettivo è quello di individuare la configurazione in grado di minimizzare $<\Delta_x>_n$ per ciascun parametro e lungo tutte e due le direzioni analizzate.

$$<\Delta x>_{n}=\frac{|\bar{x}_{a}-\bar{x}_{b}|+|\bar{x}_{a}-\bar{x}_{c}|+|\bar{x}_{c}-\bar{x}_{b}|}{3}$$
 (6.1)

Oltre a ciò un'ulteriore verifica relativa alla validità dei risultati ottenuti verrà effettuata mediante gli spettri di potenza. Attraverso di essi sarà infatti

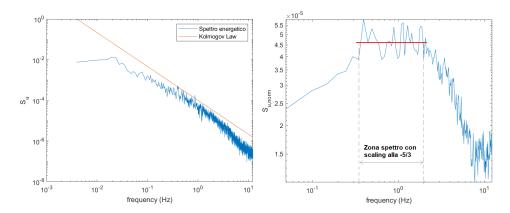


Figura 6.1: A sinistra un esempio di spettro energetico confrontato con lo scaling alla -5/3 di Kolmogorov; a destra invece lo spettro normalizzato su cui è evidenziato il tratto in cui si può assumere costante.

possibile verificare l'estensione del range inerziale in cui si verifica lo scaling alla -5/3 di Kolmogorov determinando così un tasso medio di dissipazione $\bar{\epsilon}$ (6.2) e la scala interna dissipativa η (2.58).

$$\bar{\epsilon} = \left(\frac{\overline{S_{ii}}(f) \cdot f^{5/3}}{C}\right)^{3/2} \tag{6.2}$$

Nella (6.2), il termine C rappresenta una costante il cui valore dipende dalla direzione in cui si esegue lo spettro; per la componente orizzontale è pari a 0,49 mentre per quella verticale è pari a 0,69. $\overline{S_{ii}}$ corrisponde invece al valore medio assunto dallo spettro energetico nel tratto in cui si verifica lo scaling alla -5/3, tale zona può essere facilmente individuata sullo spettro energetico normalizzato, calcolato secondo la (6.3), in quanto corrisponde al tratto in cui assume un valore pressoché costante come si può notare in Figura 6.1.

$$S_{ii,norm}(f) \equiv C \cdot \overline{\epsilon}^{2/3} = S_{ii}(f) \cdot f^{5/3}$$
(6.3)

Il rapporto $U/\overline{u'}$ fornirà importanti informazioni in merito all'entità del moto medio , in accordo con Pérez-Alvarado, Mydlarski e Gaskin (2016), si considereranno configurazioni con assenza quasi totale di moto medio tutte quelle che garantiscono un rapporto $U/\overline{u'} < 10\%$. Tutti i test sono stati effettuati mediante l'acquisizione di un numero prefissato di campioni corrispondente a 5000 per la modalità in coincidenza e 7000 per la componente U2 in non coincidenza; in Figura 6.2 è riportata un'immagine del sistema LDA in funzione. Le Figure 6.3 \div 6.9 riportano le distribuzioni di probabilità di ciascuna sessione di misura effettuata per entrambe le componenti misurate, i grafici sono stati ottenuti normalizzando ciascuna distribuzione

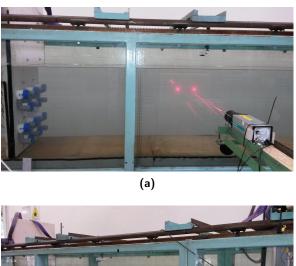
rispetto alla propria media e deviazione standard in modo tale da confrontare tutti i risultati con la distribuzione normale standard.

Le Figure $6.10 \div 6.14$ riportano su di un piano u'-v' la distribuzione assunta dalle coppie di fluttuazioni misurate in coincidenza mentre nelle Figure $6.15 \div 6.22$ è raffigurata la variazione spaziale in direzione X e Y dei parametri medi del campo di moto (velocità media e fluttuazioni medie).

Le tabelle 6.1, 6.3 e 6.4 riassumono i principali risultati ricavati dai dati raccolti per ciascun punto di misura e per ciascun test effettuato mentre nella tabella 6.2 è riportato il valore assunto dal parametro $<\Delta_x>_n$ che rappresenta la variabilità spaziale in direzione X ed Y dei parametri riportati in precedenza all'interno della tabella 6.1.

Le Figure $6.23 \div 6.29$ riportano gli spettri energetici calcolati per ciascuna componente di velocità, per ciascun test in ciascun punto di misura. Tali spettri sono sempre affiancati da una retta nel piano bi-logaritmico che rappresenta lo scaling alla -5/3 individuato da Kolmogorov.

In Figura 6.30 e 6.31 sono invece riportati i dati ricavati a seguito di alcuni test effettuati sul setup al fine di individuare l'eventuale presenza di asimmetrie nel campo di moto prodotte da ciascun pannello, in questo caso i dati riportano l'andamento dei parametri $U, V, \overline{u'}$ e $\overline{v'}$ lungo la verticale nel centro del setup.



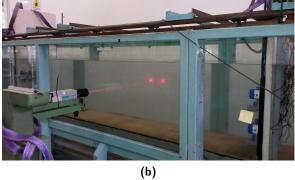


Figura 6.2: Immagini del laser in funzione durante i test.

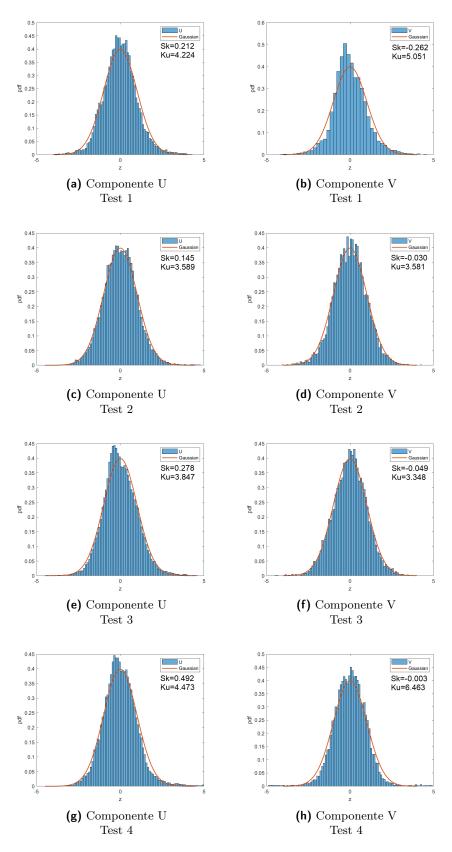


Figura 6.3: Distribuzione delle componenti di velocità misurate nel centro del volume per differenti pattern di accensione, in figura sono riportati anche i parametri Skewness Sk e Kurtosis Ku.

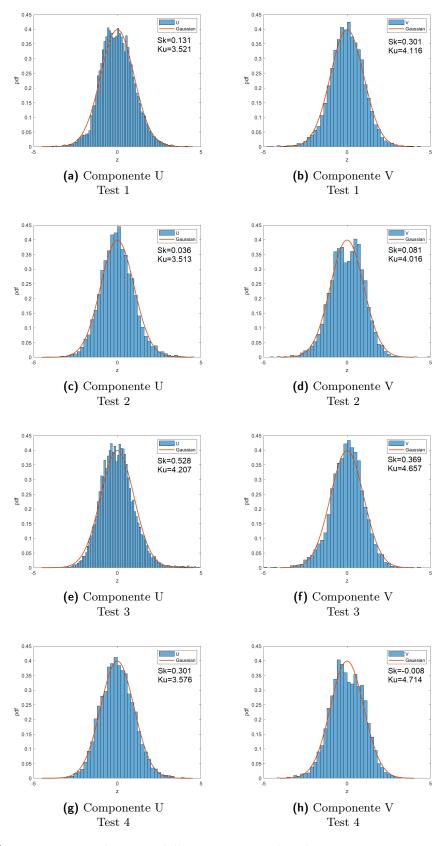


Figura 6.4: Distribuzione delle componenti di velocità misurate 5cm al di sotto del centro per differenti pattern di accensione, in figura sono riportati anche i parametri Skewness Sk e Kurtosis Ku.

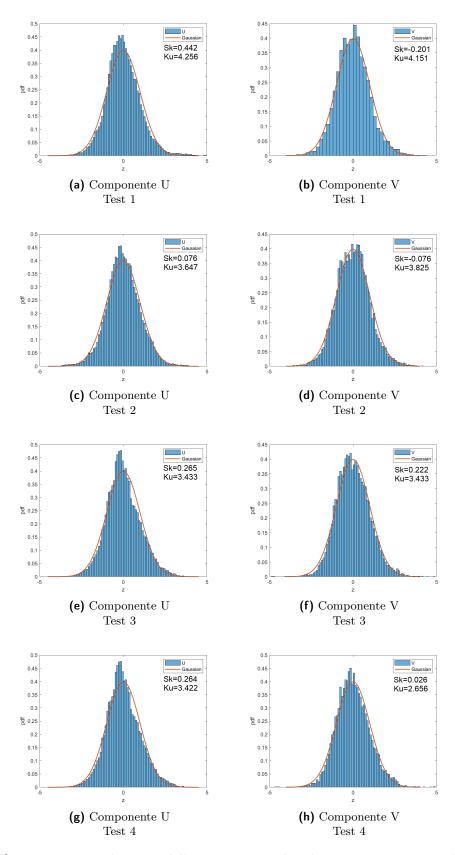


Figura 6.5: Distribuzione delle componenti di velocità misurate 5cm al di sopra del centro per differenti pattern di accensione, in figura sono riportati anche i parametri Skewness Sk e Kurtosis Ku.

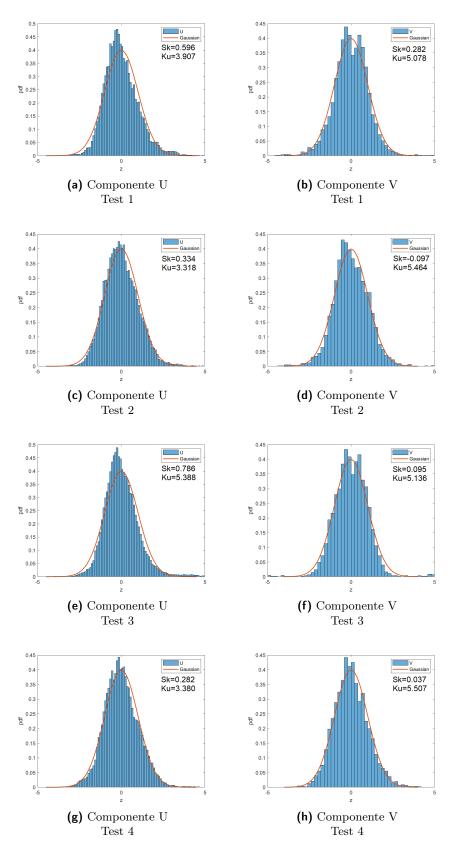


Figura 6.6: Distribuzione delle componenti di velocità misurate 5cm a sinistra del centro per differenti pattern di accensione, in figura sono riportati anche i parametri Skewness Sk e Kurtosis Ku.

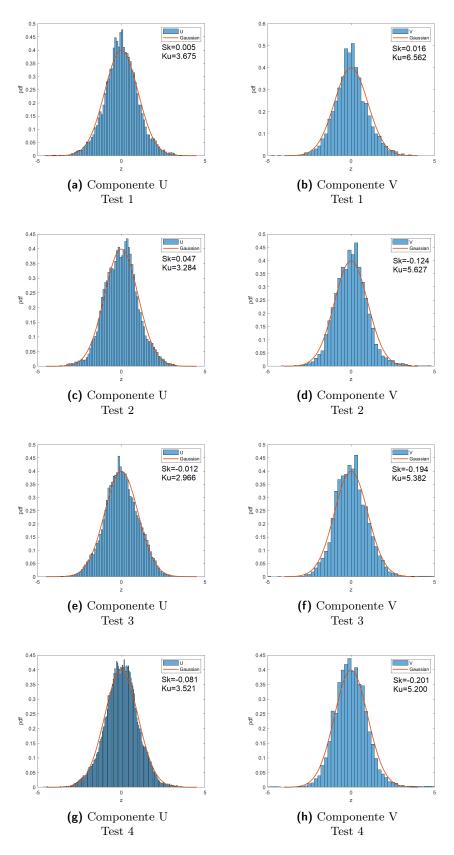


Figura 6.7: Distribuzione delle componenti di velocità misurate 5cm a destra del centro per differenti pattern di accensione, in figura sono riportati anche i parametri Skewness Sk e Kurtosis Ku.

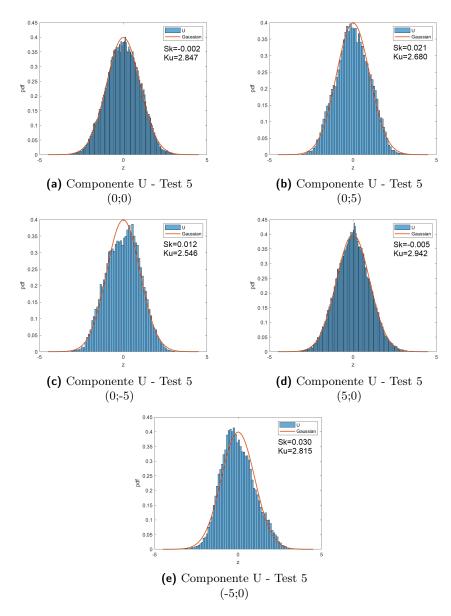


Figura 6.8: Distribuzione delle componenti di velocità U misurate nei diversi punti di misura (X;Y) a relative al test 5, in figura sono riportati anche i parametri Skewness Sk e Kurtosis Ku.

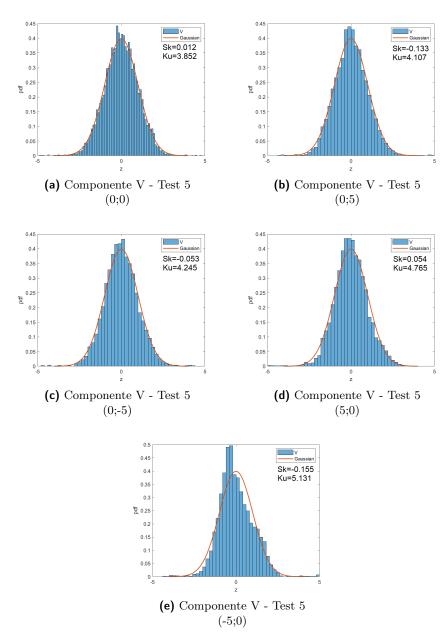


Figura 6.9: Distribuzione delle componenti di velocità V misurate nei diversi punti di misura (X;Y) relative al test 5, in figura sono riportati anche i parametri Skewness Sk e Kurtosis Ku.

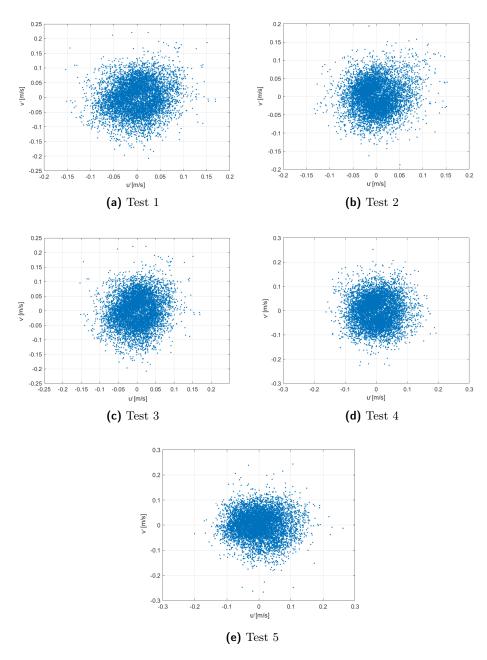


Figura 6.10: Distribuzione delle coppie di fluttuazioni di velocità misurate nel centro del volume per differenti pattern di accensione.

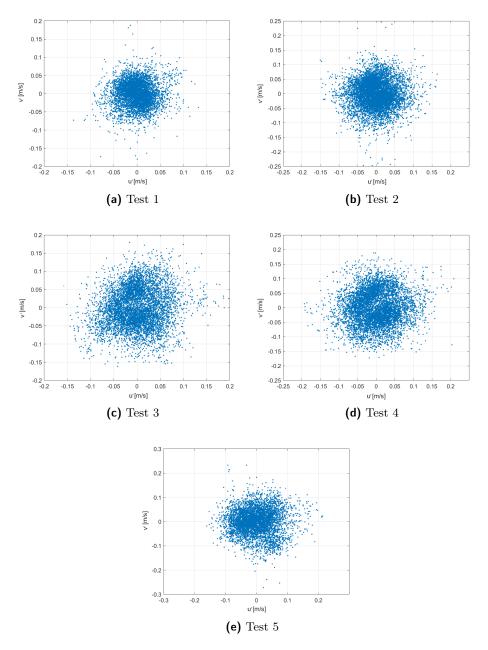


Figura 6.11: Distribuzione delle coppie di fluttuazioni di velocità misurate $5\ cm$ sopra al centro del volume per differenti pattern di accensione.

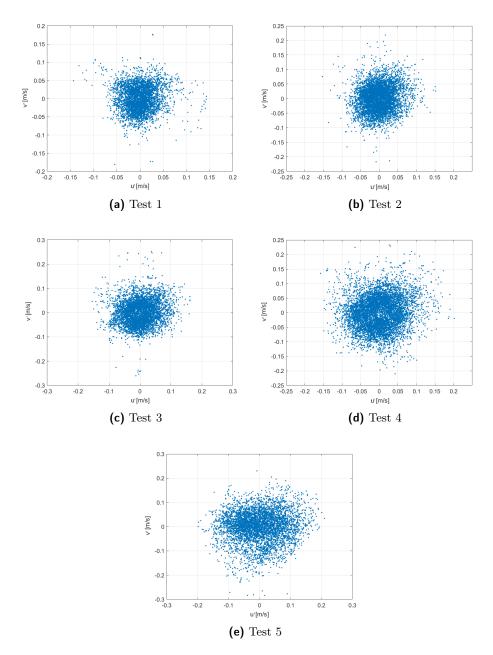


Figura 6.12: Distribuzione delle coppie di fluttuazioni di velocità misurate $5\ cm$ sotto al centro del volume per differenti pattern di accensione.

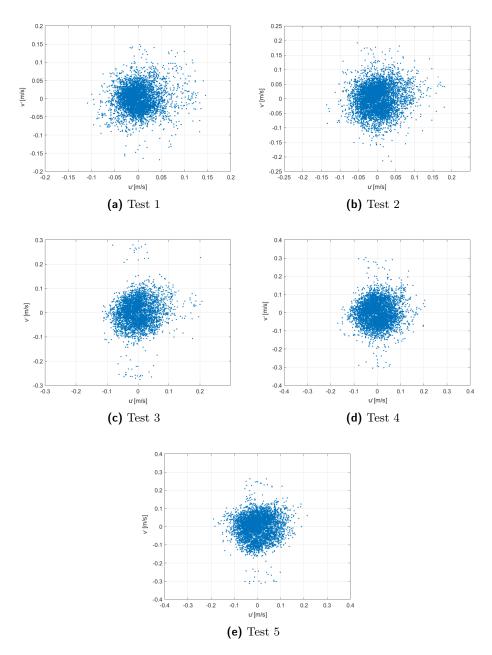


Figura 6.13: Distribuzione delle coppie di fluttuazioni di velocità misurate $5\ cm$ alla sinistra del centro del volume per differenti pattern di accensione.

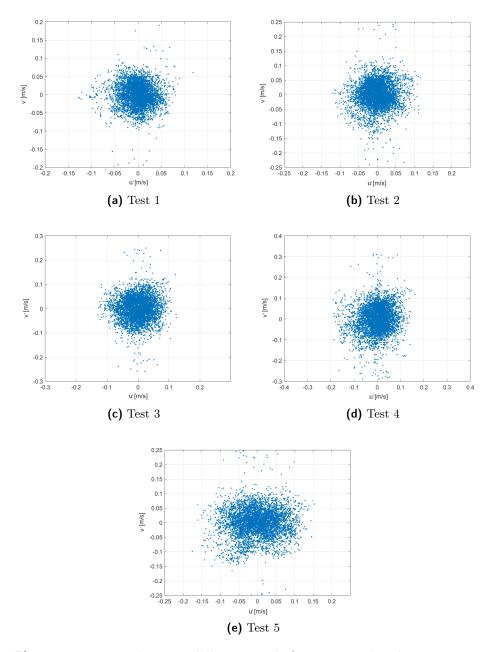


Figura 6.14: Distribuzione delle coppie di fluttuazioni di velocità misurate $5\ cm$ alla destra del centro del volume per differenti pattern di accensione.

X;Y cm	μ_{on},μ_{off}	U m/s	N	$\overline{u'}$ m/s	$\overline{v'}$ m/s	$\overline{w'v'} \\ m^2/s^2$	$\frac{Sk_u}{m^3/s^3}$	$\frac{Sk_v}{m^3/s^3}$	$Ku_u \\ m^4/s^4$	$Ku_v \\ m^4/s^4$
0;5	$2, 8$ $3, 12$ $4, 16$ $5, 20$ $\infty, 0$	$-4.036e^{-3}$ $-3.790e^{-3}$ $-3.879e^{-3}$ $-3.914e^{-3}$ $-2.445e^{-2}$	$\begin{array}{c} -5.572e^{-3} \\ -8.806e^{-3} \\ -9.965e^{-3} \\ -1.044e^{-2} \\ 5.583e^{-2} \end{array}$	$2.506e^{-2}$ $3.457e^{-2}$ $4.305e^{-2}$ $4.358e^{-2}$ $5.152e^{-2}$	$2.993e^{-2}$ $4.250e^{-2}$ $5.117e^{-2}$ $5.318e^{-2}$ $5.496e^{-2}$	$4.755e^{-6}$ $8.7954e^{-6}$ $2.9479e^{-4}$ $1.6376e^{-4}$ $2.4819e^{-6}$	0.4422 -0.0762 0.2647 0.2638 -0.0212	-0.2014 -0.0762 -0.2220 -0.2364 -0.1326	4.2564 3.6466 3.4331 3.4221 2.6805	4.1512 3.8255 4.0524 4.0239 4.1068
0;0	$\begin{array}{c} 2, 8 \\ 3, 12 \\ 4, 16 \\ 5, 20 \\ \infty, 0 \end{array}$	$-4.413e^{-3}$ $-3.387e^{-3}$ $1.614e^{-4}$ $2.036e^{-3}$ $-1.091e^{-2}$	$1.233e^{-3}$ $-6.720e^{-3}$ $-2.522e^{-3}$ $5.738e^{-3}$ $5.369e^{-2}$	$2.353e^{-2}$ $3.260e^{-2}$ $4.107e^{-2}$ $5.051e^{-2}$ $5.243e^{-2}$	$2.927e^{-2}$ $3.702e^{-2}$ $4.957e^{-2}$ $6.336e^{-2}$ $5.198e^{-2}$	$-4.6773e^{-5}$ $9.5102e^{-5}$ $2.9157e^{-4}$ $5.9808e^{-6}$ $-4.1615e^{-6}$	0.2117 0.1447 0.2769 0.4924 0.0020	-0.2618 -0.0305 -0.0486 -0.0035 0.0125	4.2245 3.5886 3.8474 4.4734 2.8470	5.0510 3.5813 3.3483 6.4627 3.8522
0;-52	$\begin{array}{c} 2, 8 \\ 3, 12 \\ 4, 16 \\ 5, 20 \\ \infty, 0 \end{array}$	$-1.586e^{-4}$ $-7.977e^{-4}$ $2.670e^{-3}$ $-1.466e^{-3}$ $4.328e^{-3}$	$6.568e^{-3}$ $6.158e^{-4}$ $1.087e^{-2}$ $2.577e^{-3}$ $6.021e^{-2}$	$2.478e^{-2}$ $3.121e^{-2}$ $4.061e^{-2}$ $4.481e^{-2}$ $6.621e^{-2}$	$3.070e^{-2}$ $3.751e^{-2}$ $4.246e^{-2}$ $5.361e^{-2}$ $6.549e^{-2}$	$3.6977e^{-5}$ $1.7213e^{-4}$ $2.5353e^{-4}$ $3.0340e^{-4}$ $2.5363e^{-4}$	0.1314 0.0361 0.5279 0.3012 -0.0122	0.3007 0.0813 0.3688 -0.0077 -0.0534	3.5210 3.5131 4.2069 3.5764 2.5456	4.1157 4.0156 4.6572 4.7139 4.2453
-5;0	$2, 8$ $3, 12$ $4, 16$ $5, 20$ $\infty, 0$	$-4.091e^{-3}$ $-1.043e^{-2}$ $-6.767e^{-3}$ $-1.058e^{-2}$ $-1.575e^{-2}$	$ 1.138e^{-3} 4.643e^{-3} 2.218e^{-3} 1.395e^{-3} 3.524e^{-2} $	$2.514e^{-2}$ $2.883e^{-2}$ $4.147e^{-2}$ $4.554e^{-2}$ $4.764e^{-2}$	$2.910e^{-2}$ $3.701e^{-2}$ $4.431e^{-2}$ $5.734e^{-2}$ $5.664e^{-2}$	$5.5530e^{-5}$ $1.3319e^{-4}$ $2.8356e^{-4}$ $4.2032e^{-5}$ $2.3232e^{-4}$	0.5964 0.3340 0.7858 0.2825 0.0297	0.2825 -0.0967 0.0947 0.0374 -0.1547	3.9074 3.3181 5.3878 3.3802 2.8153	5.0782 5.4642 5.1357 5.5070 5.1311
+5;0	$\begin{array}{c} 2, 8 \\ 3, 12 \\ 4, 16 \\ 5, 20 \\ \infty, 0 \end{array}$	$2.908e^{-3}$ $-1.239e^{-4}$ $1.174e^{-2}$ $-4.506e^{-3}$ $-3.864e^{-3}$	$\begin{array}{c} -1.541e^{-3} \\ -6.058e^{-3} \\ -1.079e^{-2} \\ -7.219e^{-3} \\ 4.960e^{-2} \end{array}$	2.035e ⁻² 3.519e ⁻² 3.731e ⁻² 4.246e ⁻² 4.640e ⁻²	$2.599e^{-2}$ $3.957e^{-2}$ $4.598e^{-2}$ $5.473e^{-2}$ $4.740e^{-2}$	4.364e ⁻⁵ 7.017e ⁻⁵ 3.060e ⁻⁵ 3.718e ⁻⁴ 1.144e ⁻⁴	0.0051 0.0467 -0.0117 -0.0811 -0.0048	0.0163 -0.1244 -0.1939 -0.2011 0.0544	3.6746 3.2837 2.9656 3.5210 2.9418	6.5618 5.6270 5.3818 5.1998 4.7650

Tabella 6.1: Tabella riassuntiva. La prima colonna rappresenta le coordinate spaziali del punto in cui sono state effettuate le della componente di velocità u e della componente di velocità v. La colonna 7 riporta il valore della covarianza tra u e v mentre le restanti colonne riportano i valori dei parametri Skewness e Kurtosis delle due componenti misure mentre la seconda colonna riporta i differenti tempi medi utilizzati nel pattern di accensione delle pompe. Le colonne 3 e 4 riportano le velocità medie, le colonne 5 e 6 indicano rispettivamente la deviazione standard di velocità.

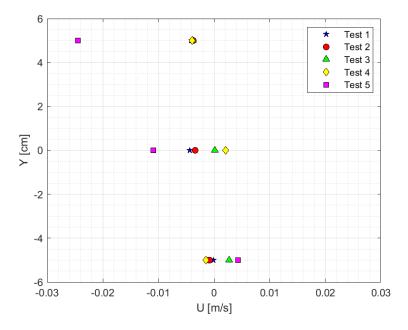


Figura 6.15: Distribuzione Spaziale della componente media U lungo la verticale Y

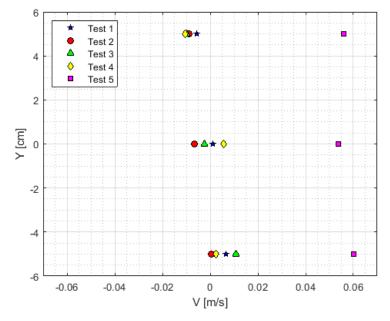


Figura 6.16: Distribuzione Spaziale della componente media V lungo la verticale ${\bf Y}$

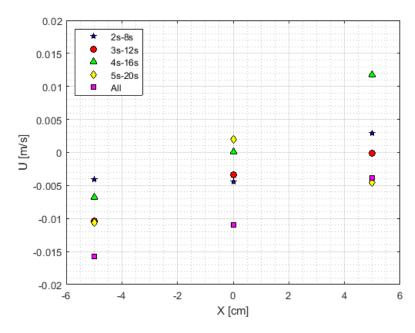


Figura 6.17: Distribuzione Spaziale della componente media U lungo l'orizzontale ${\bf X}$

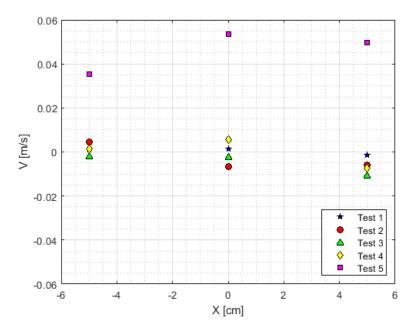


Figura 6.18: Distribuzione Spaziale della componente media V lungo l'orizzontale ${\bf X}$

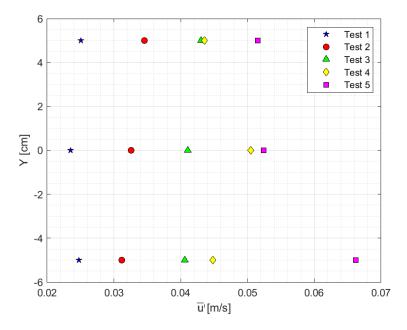


Figura 6.19: Distribuzione Spaziale della componente $\overline{u'}$ lungo la verticale Y

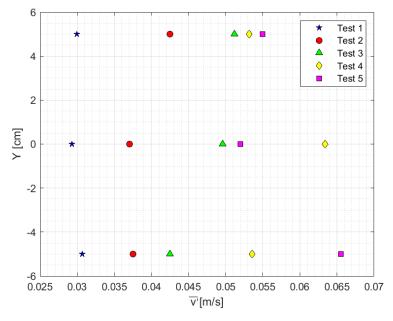


Figura 6.20: Distribuzione Spaziale della componente $\overline{v'}$ lungo la verticale \overline{v}

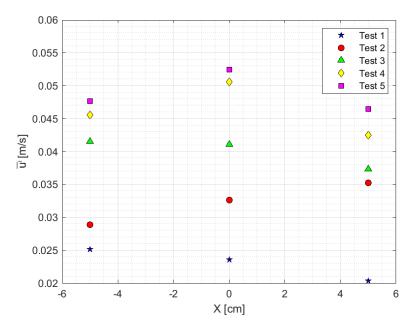


Figura 6.21: Distribuzione Spaziale della componente $\overline{u'}$ lungo l'orizzontale X

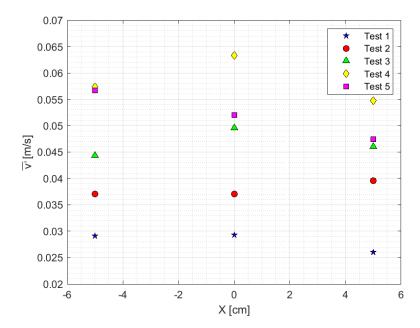


Figura 6.22: Distribuzione Spaziale della componente $\overline{v'}$ lungo l'orizzontale X

	2s - 8s	3s - 12s	4s - 16s	5s - 20s	ALL
$<\Delta_{\overline{u}}>_y$	$2.836e^{-3}$	$1.995e^{-3}$	$4.366e^{-3}$	$3.967e^{-3}$	$1.919e^{-2}$
$<\Delta_{\overline{u}}>_x$	$4.881e^{-3}$	$6.870e^{-3}$	$1.234e^{-2}$	$8.409e^{-3}$	$7.921e^{-3}$
$<\Delta_{\overline{v}}>_y$	$8.093e^{-3}$	$6.281e^{-3}$	$1.389e^{-2}$	$1.079e^{-2}$	$4.345e^{-3}$
$<\Delta_{\overline{v}}>_x$	$1.850e^{-3}$	$7.576e^{-3}$	$5.717e^{-3}$	$8.638e^{-3}$	$1.230e^{-2}$
$<\Delta_{\overline{u'}}>_y$	$1.021e^{-3}$	$2.241e^{-3}$	$1.624e^{-3}$	$4.618e^{-3}$	$9.795e^{-3}$
$<\Delta_{\overline{u'}}>_x$	$3.193e^{-3}$	$4.244e^{-3}$	$2.776e^{-3}$	$5.367e^{-3}$	$4.019e^{-3}$
$<\Delta_{\overline{v'}}>_y$	$9.511e^{-4}$	$3.652e^{-3}$	$5.809e^{-3}$	$6.791e^{-3}$	$9.012e^{-3}$
$<\Delta_{\overline{v'}}>_x$	$2.186e^{-3}$	$1.706e^{-3}$	$3.508e^{-3}$	$5.757e^{-3}$	$6.161e^{-3}$
$<\Delta_{\overline{u'v'}}>_y$	$5.583e^{-5}$	$1.206e^{-4}$	$2.751e^{-5}$	$1.983e^{-4}$	$1.723e^{-4}$
$<\Delta_{\overline{u'v'}}>_x$	$6.820e^{-5}$	$4.201e^{-5}$	$1.740e^{-4}$	$2.439e^{-4}$	$1.582e^{-4}$
$<\Delta_{Sk_u}>_y$	$2.072e^{-1}$	$7.239e^{-2}$	$1.755e^{-1}$	$1.524e^{-1}$	$1.547e^{-2}$
$<\Delta_{Sk_u}>_x$	$3.942e^{-1}$	$1.915e^{-1}$	$5.316e^{-1}$	$3.823e^{-1}$	$2.301e^{-2}$
$<\Delta_{Sk_v}>_y$	$3.749e^{-1}$	$1.050e^{-1}$	$3.939e^{-1}$	$1.553e^{-1}$	$9.667e^{-2}$
$<\Delta_{Sk_v}>_x$	$3.628e^{-1}$	$6.259e^{-2}$	$1.924e^{-1}$	$1.590e^{-1}$	$1.394e^{-1}$
$<\Delta_{Ku_u}>_y$	$4.904e^{-1}$	$8.902e^{-2}$	$5.159e^{-1}$	$7.008e^{-1}$	$2.009e^{-1}$
$<\Delta_{Ku_u}>_x$	$3.666e^{-1}$	$2.033e^{-1}$	$1.615e^{0}$	$7.288e^{-1}$	$8.432e^{-2}$
$<\Delta_{Ku_v}>_y$	$6.235e^{-1}$	$2.895e^{-1}$	$8.726e^{-1}$	$1.626e^{0}$	$2.621e^{-1}$
$<\Delta_{Ku_v}>_x$	$1.007e^{0}$	$1.364e^{0}$	$1.356e^{0}$	$8.419e^{-1}$	$8.526e^{-1}$

Tabella 6.2: Riepilogo del parametro $<\Delta_x>_n$. Su ciascuna riga è riportata la variazione spaziale di un determinato parametro lungo la direzione indicata dal pedice; le colonne rappresentano i diversi pattern di accensione/spegnimento testati. Scendendo dall'alto verso il basso troviamo, a coppie di due righe, la velocità media \overline{u} , la velocità media \overline{v} , la deviazione standard $\overline{v'}$, la covarianza $\overline{u'v'}$, il parametro Skewness Sk e il parametro Kurtosis Ku.

X;Y	μ_{on}, μ_{off}	$\overline{u'v'}/(\overline{u'}\cdot\overline{v'})$	$\overline{u'}/\overline{v'}$	$U/\overline{u'}$	$V/\overline{v'}$
cm	S	m^2/s^2	-	%	%
	2, 8	$6.365e^{-3}$	0.84	16.10	18.61
	3, 12	$5.987e^{-3}$	0.81	10.96	20.72
0; +5	4, 16	$1.338e^{-1}$	0.84	9.01	19.47
	5, 20	$7.066e^{-2}$	0.87	8.98	19.64
	$\infty, 0$	$8.765e^{-4}$	0.94	47.46	101.58
	2, 8	$-6.791e^{-2}$	0.80	18.76	4.21
	3, 12	$7.880e^{-2}$	0.88	10.39	18.15
0;0	4, 16	$1.432e^{-1}$	0.83	0.39	5.09
	5, 20	$1.869e^{-3}$	0.80	4.03	9.06
	$\infty, 0$	$-1.527e^{-3}$	0.99	20.82	103.30
	2, 8	$4.860e^{-2}$	0.81	0.64	21.40
	3, 12	$1.471e^{-1}$	0.83	2.56	1.64
0;-5	4, 16	$1.470e^{-1}$	0.96	6.58	25.61
	5, 20	$1.263e^{-1}$	0.87	3.27	4.81
	$\infty, 0$	$5.849e^{-2}$	0.99	6.54	91.93
	2, 8	$7.591e^{-2}$	0.86	16.27	3.91
	3, 12	$1.248e^{-1}$	0.78	36.18	12.54
-5;0	4, 16	$1.543e^{-1}$	0.94	16.32	5.01
	5, 20	$1.610e^{-2}$	0.96	23.22	2.43
	$\infty, 0$	$8.610e^{-2}$	0.84	33.06	62.21
	2, 8	$8.250e^{-2}$	0.82	14.29	5.93
	3, 12	$5.038e^{-2}$	0.75	0.35	15.31
+5;0	4, 16	$1.784e^{-2}$	0.79	31.46	23.47
	5, 20	$1.600e^{-1}$	0.78	10.61	13.19
	$\infty, 0$	$5.202e^{-2}$	0.98	8.33	104.63

Tabella 6.3: Riepilogo dei risultati relativi ai parametri di interesse per la componente isotropa del campo di moto. Nella terza colonna sono riportati i valori $\overline{u'v'}$ normalizzati rispetto al valore $\overline{u'v'}$ in modo da avere un dato assoluto relativo all'effettiva diagonalità del tensore di Reynolds. Nella quarta e quinta colonna sono riportati i rapporti tra le velocità medie U e V e le rispettive fluttuazioni medie, utili per determinare l'entità del moto medio nelle due direzioni.

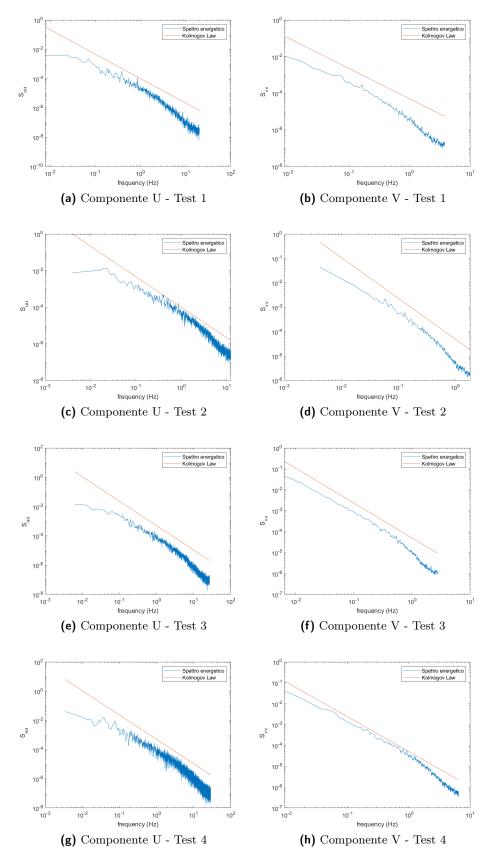


Figura 6.23: Spettri energetici delle due componenti di velocità misurate nel centro del volume per differenti pattern di accensione.

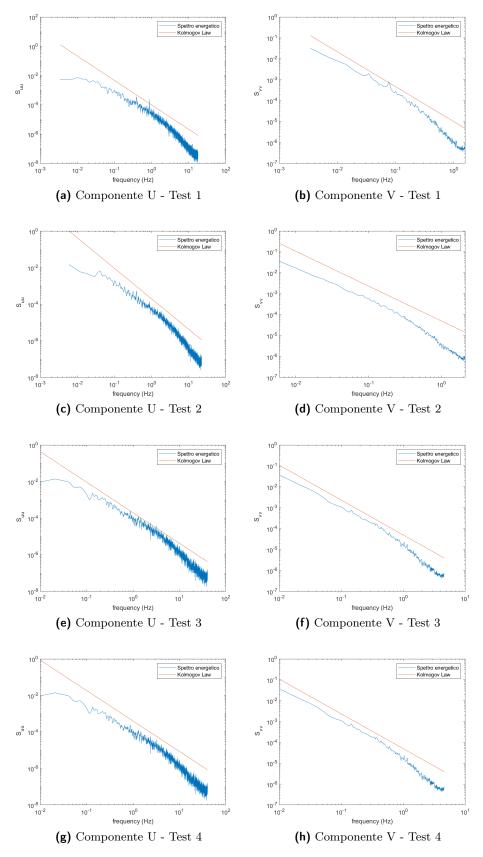


Figura 6.24: Spettri energetici delle due componenti di velocità misurate 5 cm al di sopra del centro del volume per differenti pattern di accensione.

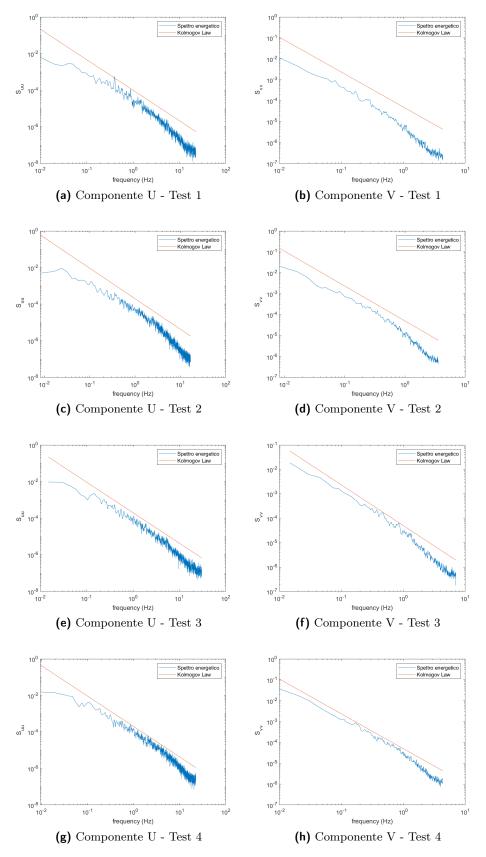


Figura 6.25: Spettri energetici delle due componenti di velocità misurate 5 cm al di sotto del centro del volume per differenti pattern di accensione.

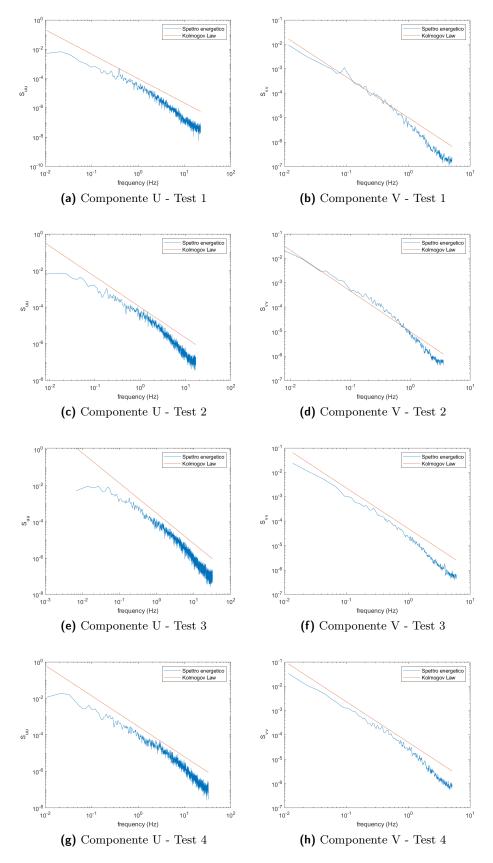


Figura 6.26: Spettri energetici delle due componenti di velocità misurate cm alla sinistra del centro per differenti pattern di accensione.

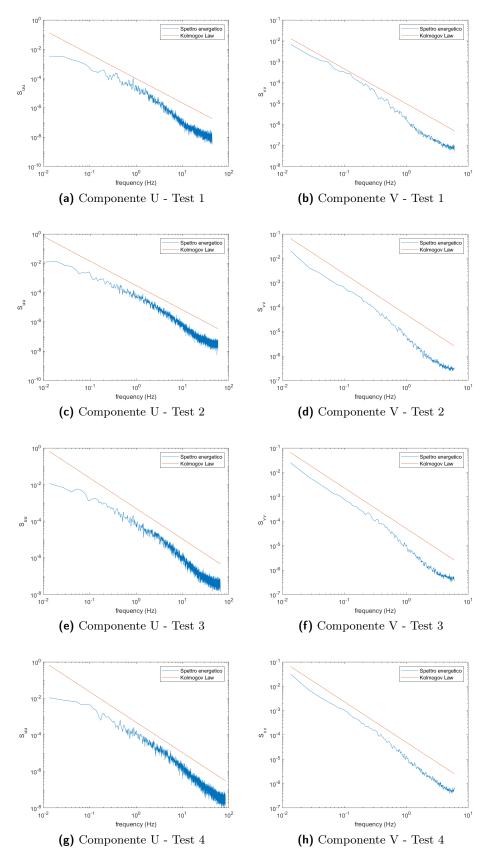


Figura 6.27: Spettri energetici delle due componenti di velocità misurate cm alla destra del centro per differenti pattern di accensione.

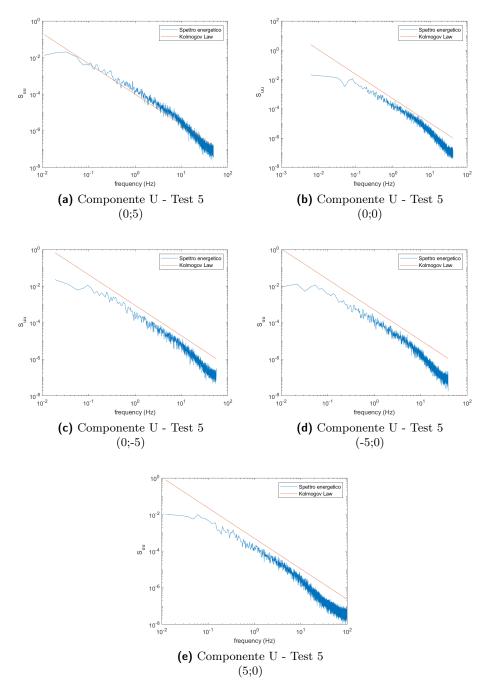


Figura 6.28: Spettri energetici della componente di velocità U misurate nei diversi punti di misura (X;Y) relative al test 5.

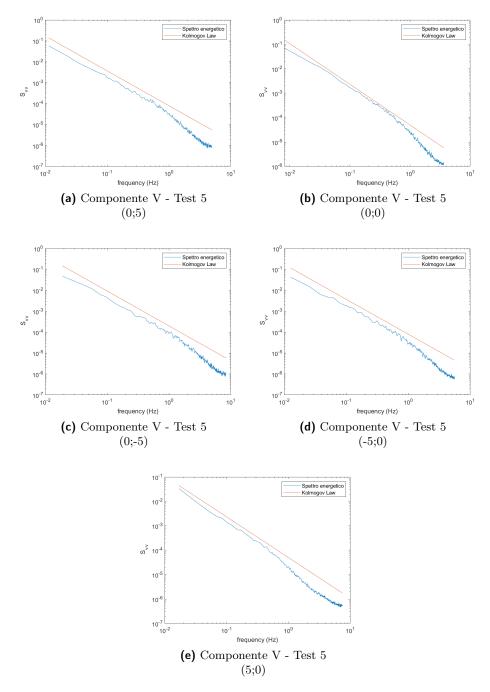
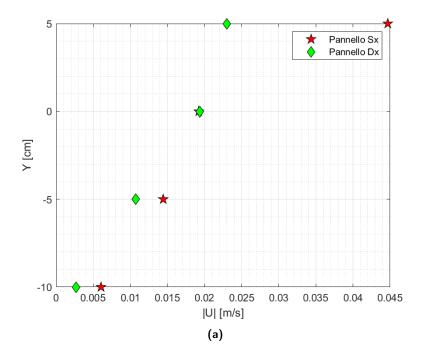


Figura 6.29: Spettri energetici della componente di velocità V misurate nei diversi punti di misura (X;Y) relative al test 5.

X;Y	μ_{on}, μ_{off}	Λt_u	Λt_v	$\overline{\epsilon}_u$	η_u
cm	s	s	s	m^2/s^3	m
	2, 8	3.57	6.05	$4.341e^{-7}$	$1.232e^{-3}$
	3, 12	5.03	6.01	$1.233e^{-6}$	$9.491e^{-4}$
0; +5	4, 16	2.52	2.89	$3.691e^{-6}$	$7.215e^{-4}$
	5, 20	2.51	2.70	$3.423e^{-6}$	$7.351e^{-4}$
	$\infty, 0$	1.93	2.60	$7.154e^{-6}$	$6.114e^{-4}$
	2, 8	3.09	5.83	$3.186e^{-7}$	$1.331e^{-3}$
	3, 12	3.50	4.26	$9.312e^{-7}$	$1.018e^{-3}$
0;0	4, 16	2.85	3.67	$2.335e^{-6}$	$8.090e^{-4}$
	5, 20	14.39	2.05	$2.610e^{-6}$	$7.870e^{-4}$
	$\infty, 0$	2.15	3.23	$7.650e^{-6}$	$6.013e^{-4}$
	2, 8	4.37	3.86	$5.108e^{-7}$	$1.183e^{-3}$
	3, 12	3.53	3.63	$9.630e^{-7}$	$1.001e^{-3}$
0;-5	4, 16	2.48	2.41	$2.177e^{-6}$	$8.232e^{-4}$
	5, 20	2.80	2.63	$3.143e^{-6}$	$7.510e^{-4}$
	$\infty, 0$	2.60	2.26	$1.653e^{-5}$	$4.960e^{-4}$
	2, 8	3.54	3.02	$4.372e^{-7}$	$1.230e^{-3}$
	3, 12	2.76	4.45	$8.528e^{-7}$	$8.530e^{-4}$
-5;0	4, 16	2.00	2.00	$2.525e^{-6}$	$7.930e^{-4}$
	5, 20	2.95	2.43	$3.308e^{-6}$	$7.410e^{-4}$
	$\infty, 0$	1.78	3.71	$5.265e^{-6}$	$6.601e^{-4}$
	2, 8	3.31	4.91	$3.858e^{-7}$	$1.269e^{-3}$
	3, 12	3.38	3.36	$1.296e^{-6}$	$9.372e^{-4}$
+5;0	4, 16	2.21	3.38	$2.230e^{-6}$	$8.183e^{-4}$
	5, 20	2.78	2.53	$3.692e^{-6}$	$7.214e^{-4}$
	$\infty, 0$	1.43	2.09	$7.056e^{-6}$	$6.135e^{-4}$

Tabella 6.4: Tabella riassuntiva della scala integrale temporale Λ_t , del tasso di dissipazione medio $\overline{\epsilon}$ e della scala dissipativa interna η .



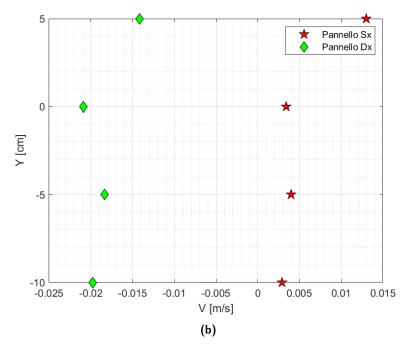
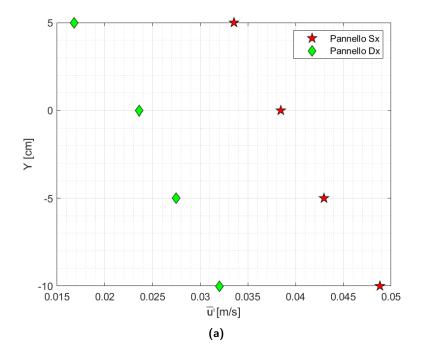


Figura 6.30: Risultati dei test di asimmetria. I due grafici riportano le componenti di velocità medie. Per una più semplice leggibilità la componente U è stata riportata in valore assoluto. In verde sono riportati i risultati con pannello destro attivo mentre in rosso quelli a pannello sinistro attivo.



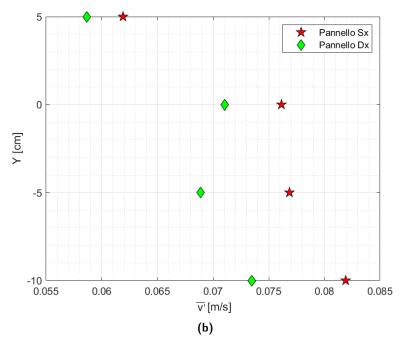


Figura 6.31: Risultati dei test di asimmetria. I due grafici riportano le componenti di fluttuazione medie. In verde sono riportati i risultati con pannello destro attivo mentre in rosso quelli a pannello sinistro attivo.

Le distribuzioni di probabilità riportate nelle Figure $6.3 \div 6.9$ denotano una generale buona approssimazione della distribuzione gaussiana da parte di tutti i test effettuati. Osservando più nel dettaglio, si può affermare che il test 2, relativamente alla componente u, risulta approssimare piuttosto bene la distribuzione normale standard in tutti i punti di misura. Tale osservazione trova conferma nei parametri Skewness e Kurtosis riportati in tabella 6.1, si può infatti osservare come i parametri siano sempre piuttosto vicini a quelli della distribuzione normale per cui assumono rispettivamente valore 0 e 3. Per quanto riguarda la componente v si osserva invece un discostamento dalla distribuzione normale più marcato imputabile in parte alla minor quantità di dati raccolti. Si può comunque affermare che il test 2 appare ottenere buoni risultati anche per questa componente del moto sebbene il test 4 fornisca risultati di poco migliori.

Lo scatter delle componenti di fluttuazione u', v' riportato nelle Figure $6.10 \div 6.14$ ci permette di evidenziare quali campi di moto risultino maggiormente isotropi e quali invece no. Si può facilmente notare come il test 5, in cui tutte le pompe sono accese, presenti una distribuzione generalmente allungata lungo la direzione u' che denota un campo di moto anisotropo. I test che seguono un pattern di accensione random mostrano risultati piuttosto simili tra loro con una distribuzione rotondeggiante attorno all'origine degli assi. Non si denota la presenza di un pattern prevalente sui concorrenti. I risultati riportati in tabella 6.1 relativi al termine $\overline{u'v'}$ forniscono un'ulteriore conferma a quanto detto sinora, ossia, non si verificano grandi differenze tra le differenti tipologie di pattern scelte ma è comunque possibile affermare che il test 1 produce risultati generalmente migliori.

Nella tabella 6.3 sono riassunti i parametri utili alla verifica dei requisiti di isotropia del campo di moto. Osservando attentamente i dati si può affermare che i test 2 e 4 sembrano essere quelli in grado di garantire risultati migliori. Si evidenzia infatti la presenza di un tensore degli sforzi di Reynolds pressoché diagonale con una buona similitudine tra i due termini di fluttuazione media. Per quanto riguarda invece l'assenza di moto medio si osservano comportamenti piuttosto differenti nelle due direzioni, generalmente la componente di moto medio in direzione y risulta esser superiore alla corrispettiva in direzione x; ciò suggerisce la presenza di un campo di moto più marcato in direzione verticale. Pochi test hanno fornito risultati tali da poter supporre la quasi totale assenza di moto medio (U, V) inferiori al 10% del valore medio delle fluttuazioni $\overline{u'}, \overline{v'}$, si tratta dei test 3 e 4 nel centro del volume e dei test 2 e 4 effettuati 5 cm al di sotto del centro. Appare evidente come i test 5 eseguiti con tutte le pompe accese producano generalmente un elevato tasso di moto medio in particolar modo lungo la direzione y.

Osservando gli spettri energetici riportati nelle Figure $6.23 \div 6.29$ si nota chiaramente la presenza di una buon intervallo di frequenze in cui gli spettri della velocità u si dispongono secondo una legge alla -5/3 il che denota la presenza di un dominio inerziale piuttosto ben sviluppato. Non è purtroppo

possibile fare considerazioni analoghe in merito alla componente v a causa delle scarse frequenze di campionamento che non consentono l'individuazione di tale dominio. Si può infatti osservare come l'ultimo punto sull'asse delle ascisse coincida con la metà della frequenza di campionamento del segnale (secondo il teorema del campionamento di Nyquist per cui $f_{max} = 0.5 f_c$) che, nel caso della componente v risulta essere sempre inferiore a 10 Hzimpedendo di fatto l'investigazione dei vortici di scala inferiore. In tabella 6.4 sono riportate la scala integrale temporale di ciascuna componente per ciascun test effettuato. Tale scala risulta essere mediamente compresa tra 2 s e 4 s fatta eccezione per alcuni casi sporadici in cui il valore risulta essere maggiore. Osservando i risultati relativi al tasso di energia dissipata $\bar{\epsilon}$ e alla scala interna dissipativa η si può chiaramente osservare come al crescere dei tempi di accensione delle pompe vi sia un incremento del tasso di dissipazione ed una conseguente riduzione della scala interna dissipativa. Tale risultato risulta essere coerente con quanto affermato da Kolmogorov nelle sue ipotesi, al crescere infatti del numero di Reynolds si verifica una riduzione della dimensione minima dei vortici per consentire la completa dissipazione dell'energia sottratta al moto medio. La componente v non è stata investigata a causa della bassa frequenza di campionamento che non ha permesso l'individuazione del dominio inerziale e di conseguenza la determinazione dei parametri energetici.

Per quanto riguarda l'omogeneità dei risultati si può facilmente notare dalle figure $6.15 \div 6.22$ la presenza di un carattere non perfettamente omogeneo dei parametri di moto medio e fluttuazioni medie calcolati nei differenti punti di misura. Tale disomogeneità risulta comunque contenuta se confrontata con quella ben più visibile del test 5 (Figura 6.15 e 6.18). Una conferma numerica a quanto detto in precedenza si ricava dalla tabella 6.2 in cui è riportato il valore del parametro $<\Delta_x>_n$ utilizzato per calcolare la variabilità spaziale nelle direzioni x ed y dei parametri statistici. I risultati riportati in questa tabella confermano quanto già affermato per la componente isotropa del campo di moto, ossia che dai test non emerge nessun pattern significativamente migliore degli altri. La presenza di questo carattere disomogeneo, unito alla non simmetricità dei risultati tra punti diametralmente opposti al centro del volume lascia però supporre la presenza di possibili problematiche di natura costruttiva dei pannelli (non perfetto allineamento degli iniettori tra i due pannelli) e/o la presenza di una disomogeneità di rendimento nelle pompe di sentina utilizzate. A tal proposito sono stati effettuati alcuni test atti ad appurare la presenza di eventuali asimmetrie tra i due pannelli; le prove effettuate consistono nell'attuazione di tutte le pompe presenti su di un solo pannello per volta permettendo così di verificare se i risultati lungo la verticale nel centro del volume siano comparabili. Osservando i grafici 6.30 e 6.31 appare evidente la presenza di un fenomeno di asimmetria tra i due pannelli per entrambe le componenti di moto. Si osserva infatti come il pannello di sinistra e destra producano nel centro del volume gli stessi risultati per la componente U mentre nelle altre posizioni sia evidente una spinta maggiore del pannello di sinistra. Per quanto concerne la componente V invece non solo non si osservano risultati comparabili ma a discapito di quanto ci si potrebbe aspettare si ha addirittura un'inversione del campo di moto tra i due pannelli. In termini di fluttuazioni medie $\overline{u'}$ e $\overline{v'}$ si osserva un comportamento analogo a quello già evidenziato lungo la componente U in cui il pannello di sinistra appare produrre una spinta maggiore rispetto a quello di destra.

Tutto ciò non fa altro che confermare le ipotesi relative alla presenza di imperfezioni di carattere geometrico e di rendimento delle pompe utilizzate, giustificando la non omogeneità dei risultati ottenuti durante i test di caratterizzazione della turbulent box.

Step	1	2	3	4	5	6	7
Quantità (g)	0	1	2	3	4	6	10
Concentrazione (ppm)	0	0.896	1.792	2.688	3.584	5.376	8.960

Tabella 6.5: Tabella riassuntiva delgli step di concentrazione eseguiti per ciascun materiale.

6.2 Seeding

Nel corso degli esperimenti sono state testate 4 differenti tipologie di seeding scelte tra quelle disponibili allo scopo di studiarne il comportamento in acqua e individuare la curva di campionamento dell'LDA per ciascuno di essi. Le problematiche relative alla scarsa frequenza di campionamento del laser nella componente infrarossa sono state ampiamente investigate durante questa fase allo scopo di individuare eventuali anomalie nello strumento.

I test sono stati effettuati con LDA fisso in un'unica posizione tale da consentire le misure nel centro del volume e turbulent box attiva secondo il pattern utilizzato nel Test 2. Ciascuna sessione di misura prevedeva un numero fisso di campioni da acquisire pari a 2500 per le misure in coincidenza e 5000 nella componente infrarossa per le misure in non coincidenza. Le due componenti di misura erano state attentamente calibrate via software in modo tale da centrare correttamente gli span di misura, la tensione fornita al diodo era rispettivamente di 1200 V per la componente U1 e 1800 V per la componente U2. Tali tensioni sono state accuratamente scelte al fine di evitare blocchi in fase di misura dovuti ad una eccessiva tensione all'anodo del ricevitore. Ciascuna sessione di caratterizzazione aveva inizio con una misura di azzeramento svolta in condizioni di acqua pulita, successivamente veniva inserito dell'inseminante all'interno del volume secondo degli step prefissati e riportati in tabella 6.5. Nei casi in cui una volta giunti al valore massimo di concentrazione previsto non si è ancora individuato il ramo discendente della frequenza di campionamento si è proceduto per step successivi in funzione del trend individuato nelle concentrazioni precedenti. La concentrazione di seeding all'interno del volume si può esprimere in ppm (parti per milione); tale unità di misura corrisponde, per le soluzioni acquose, ovvero tutte quelle soluzioni che mantengono un peso specifico pressoché pari a quello dell'acqua, al rapporto tra le masse del soluto e del solvente. Nel caso del seeding, quella che si viene a formare non è una vera soluzione in quanto le particelle disperse non si disciolgono in acqua, visto però il peso specifico del materiale pressoché identico a quello dell'acqua, è possibile considerarla come tale calcolando dunque la concentrazione secondo la (6.4).

$$ppm = \frac{g \text{ di seeding}}{g \text{ d'acqua}} \cdot 10^6 \tag{6.4}$$

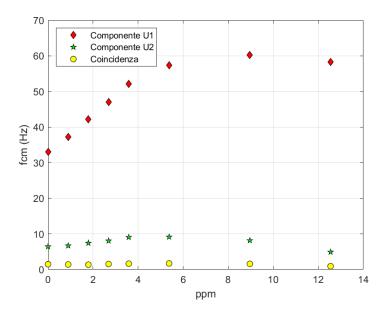


Figura 6.32: Curva di campionamento del seeding HGS Dantec Dynamics. Sull'asse delle ascisse è ripotata la concnetrazione mentre su quello delle ordinate la frequenza media di campionamento.

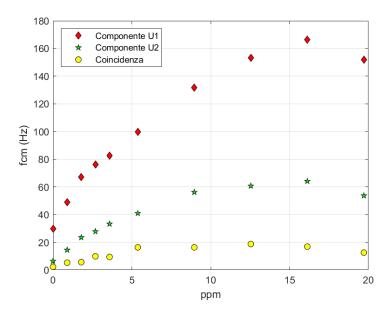


Figura 6.33: Curva di campionamento del seeding SC-HGS Dantec Dynamics. Sull'asse delle ascisse è ripotata la concnetrazione mentre su quello delle ordinate la frequenza media di campionamento.

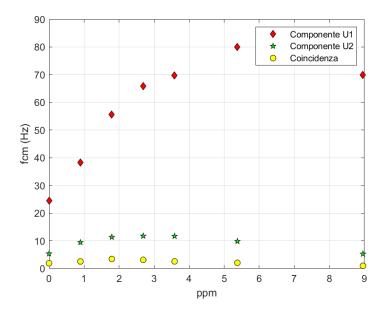


Figura 6.34: Curva di campionamento del seeding HGS LaVision. Sull'asse delle ascisse è ripotata la concnetrazione mentre su quello delle ordinatela frequenza media di campionamento.

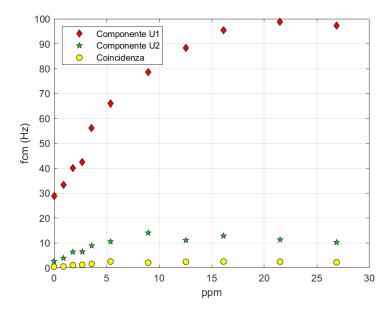


Figura 6.35: Curva di campionamento del seeding PA 20 LaVision. Sull'asse delle ascisse è riportata la concentrazione mentre su quello delle ordinate la frequenza media di campionamento.

Seeding	$fc_u \\ (Hz)$	$fc_v \\ (Hz)$	$fc \\ (Hz)$	Concentrazione (ppm)	$\Pr_{(\mathbf{\leqslant}/Kg)}$
Dantec HGS	60	9	1.7	8.960	308
LaVision HGS	80	11.5	3.5	5.376	220
Dantec SC-HGS	166	64	19.5	16.128	2380
LaVision PA20	100	13	2.6	21.504	180

Tabella 6.6: Tabella riassuntiva dei risultati ottenuti. Nelle prime tre colonne sono riportate le frequenze di campionamento medie massime ottenute per le due componenti U1, U2 e per il caso in coincidenza; nella quarta colonna sono riportate le concentrazioni alle quali si è ottenuta la frequenza massima di campionamento mentre nella quinta colonna è riportato il prezzo per unità di peso.

Le Figure 6.32, 6.33, 6.34, 6.35, riportano le curve di campionamento ricavate per le differenti tipologie di materiale esaminato. I test hanno evidenziato come la presenza di materiale disperso all'interno del liquido favorisca l'aumento delle prestazioni del laser. Per tutti i materiali si nota un trend di crescita più o meno marcato sino ad una concentrazione limite superata la quale ha inizio il tratto di decadimento delle prestazioni. Tale diminuzione delle prestazioni è da ricercarsi nella modalità di lettura del laser, concentrazioni elevate di seeding provocano un aumento della torbidità del fluido con conseguente aumento del tasso d'assorbimento della radiazione luminosa e riduzione delle prestazioni del laser. Osservando la tabella riassuntiva 6.6 è possibile fare alcune considerazioni in termini di rendimento del materiale e di rapporto qualità/prezzo. Come era prevedibile attendersi i risultati migliori sono stati ottenuti utilizzando le particelle SC-HGS della Dantec Dynamics, tali particelle possiedono infatti un indice di rifrazione di gran lunga superiore alle altre grazie al film di rivestimento in argento. Le frequenze medie di campionamento raggiunte sono pari a circa 170 Hz per la componente U1 e 65 Hz per la componente U2. In condizioni di coincidenza la massima frequenza di campionamento media raggiunta è stata di circa 20 Hz. Tali risultati corrispondono però ad una concentrazione piuttosto elevata di materiale ($\sim 16 \ ppm$) che, visto il prezzo decisamente elevato del prodotto comporta spese non trascurabili.

Per gli altri materiali testati si osserva un comportamento piuttosto simile sebbene vi siano differenze anche importati in termini di frequenza al picco e di concentrazione ottimale.

Come già fatto in sede di caratterizzazione del materiale è di particolare interesse il confronto tra i due campioni HGS disponibili; osservando i risul-



Figura 6.36: Fenomeno rilevante di sospensione del seeding PA20 LaVision per concentrazione massima di 26.88 ppm.

tati della tabella 6.6 si osserva facilmente come non solo il campione LaVision garantisca un rendimento maggiore dello strumento ma richieda inoltre concentrazioni di gran lunga inferiori a quelle richieste dal concorrente Dantec; da sottolineare inoltre la differenza di prezzo piuttosto importante tra i due materiali che rende di fatto il campione LaVision HGS il migliore tra i due in termini di rapporto qualità/prezzo.

Il campione LaVison PA20 ha dimostrato una buona capacità di risposta da parte dello strumento, la migliore tra i tre materiali non rivestiti; sebbene la concentrazione ottimale risulti molto elevata essa è compensata in parte dal prezzo del materiale che risulta essere il più basso tra tutti quelli testati. Da evidenziare l'attitudine riscontrata durante i test da parte del materiale di aggregarsi e andare in sospensione/deposito come appare evidente nella Figura 6.36.

Analisi visiva del campo di moto

Al termine delle prove di concentrazione è stato realizzato un piccolo set up che consentisse l'esplorazione spaziale del campo di moto sebbene in maniera puramente qualitativa. A tale scopo è stato realizzato un piccolo supporto che è stato assicurato al tornio già utilizzato per il sistema LDA in modo da poterlo spostare con precisione. Su tale piano sono stati fissati ed allineati tra loro quattro piccoli laser (Figura 6.37) con cui generare un fascio di piano luminoso in grado di illuminare le particelle di inseminante che lo attraversano. L'acquisizione delle immagini è stata effettuata mediante YI 4K+, una action cam prodotta da YI technology che consente di raggiungere una risoluzione 4K a 60 fps. L'ottica della camera è stata sostituita con una lente piana con messa a fuoco manuale per evitare gli effetti di distorsione provocati dalla lente grandangolare. La camera è stata assicurata alla struttura

metallica del canale mediante un supporto realizzato ad hoc (Figura 6.38) in grado di consentire lo spostamento verticale, permettendo così di immergere la lente in acqua ed evitare il disturbo prodotto dall'increspatura della superficie libera. La Figura 6.39 riporta alcuni fermo-immagine ottenuti dalle riprese effettuate.



Figura 6.37: Supporto realizzato per la creazione del fascio di piano laser.



Figura 6.38: Supporto per la messa in posa della camera al di sopra del canale.

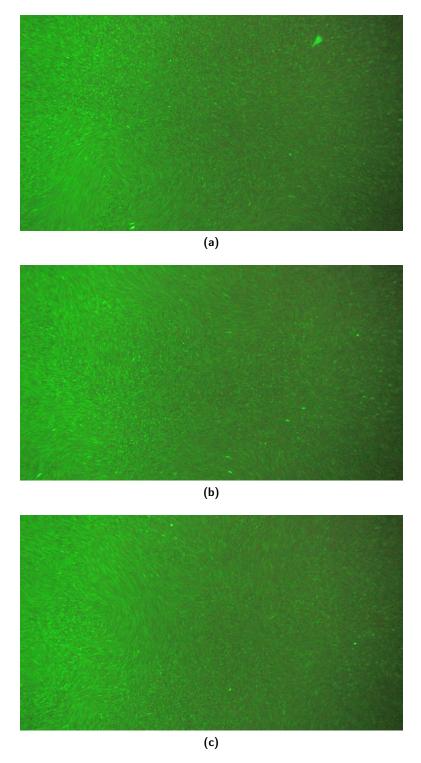


Figura 6.39: Fotogrammi del campo di moto raccolti ad una quota corrispondente al centro del volume

Capitolo 7

Conclusioni

Questo lavoro di tesi aveva l'obiettivo di indagare gli effetti prodotti da differenti tipologie di seeding e differenti concentrazioni sulle prestazioni dei sistemi LDA. L'intento dello studio era quello di individuare l'eventuale presenza di un materiale più adeguato degli altri in grado di garantire un buon rapporto qualità/prezzo. A tale scopo si è provveduto alla realizzazione di una turbulent box ispirandoci al modello di Bellani e Variano (2014). Il setup realizzato è composto da 2 pannelli speculari su cui sono state disposte 10 pompe di sentina ciascuno; le pompe sono gestite da LabVIEW mediante un interfaccia dotata di porte digitali in grado di gestire ciascuna pompa in modo indipendente. L'algoritmo realizzato consente la completa gestione delle fasi di accensione e spegnimento degli iniettori permettendone l'attuazione in maniera random. Esso prevede una fase di accensione e una di spegnimento per ciascuna pompa basate sull'estrazione dei relativi tempi t_{on} e t_{off} da una distribuzione gaussiana i cui parametri vengono forniti dall'utente mediante il pannello di controllo. La caratteristica di mobilità del sistema non è da sottovalutare in quanto attualmente tutti i setup sperimentali disponibili in letteratura consistono in sistemi fissi realizzati all'interno di appositi acquari mentre questo sistema consente il montaggio e lo smontaggio in tempi brevi dell'intero sistema favorendo così una più facile gestione della logistica all'interno del laboratorio. In Figura 7.1 è riportata un'immagine della fase di trasporto di un pannello e della sua sistemazione al di sopra del canale quando non in uso.

Tramite accurate misurazioni LDA è stata caratterizzata la bontà della turbulent box in termini di isotropia ed omogeneità; a tal scopo sono state calcolate le velocità medie, le fluttuazioni, la covarianza, i parametri Skewness e Kurtosis nonché gli spettri energetici ed i parametri ad esso connessi come il tasso di dissipazione medio e la scala interna dissipativa.

Analizzando i risultati si nota come non sia stato raggiunto un ottimo livello di omogeneità né di isotropia anche se l'algoritmo corrispondente al test 4 ($\mu_{on} = 5s - \mu_{off} = 20s$) si avvicina molto ai risultati sperati in termini

di velocità medie nel centro del volume, dove queste ultime risultano essere inferiori al 10% del valore RMS delle fluttuazioni in entrambe le direzioni (4.03% per la componente u e 9.06% per la componente v). Oltre a ciò si sono ottenuti dei buoni risultati anche relativamente alla simmetria del tensore di Reynolds i cui termini al di fuori della diagonale possono considerarsi pressoché nulli rispetto a quelli sulla diagonale visto il loro rapporto pari a $1.869e^{-3}$. Oltre al test 4 anche il test 2 ($\mu_{on}=3s$ - $\mu_{off}=12s$) fornisce risultati apprezzabili, in particolar modo in termini di omogeneità dei risultati dove garantisce sempre valori molto piccoli del parametro $<\Delta_x>_n$ creato per l'occasione.



(a) Trasporto per mezzo di carro ponte



(b) Sistemazione al di sopra del canale

Figura 7.1: Immagini relative al trasporto e alla sistemazione di un pannello

A seguire è riportato un elenco dei risultati ottenuti per ciascun test:

• Test 1

Presenta ottimi risultati in termini di omogeneità delle componenti medie del moto in entrambe le direzioni e buone condizioni di isotropia confermate dalla simmetria del tensore di Reynolds in tutti i punti di misura. Non è però possibile individuare nessun punto in cui il moto medio si possa considerare nullo. Osservando gli spettri energetici si evidenzia la presenza di un dominio inerziale nella componente U sebbene non molto sviluppato a causa del numero di Reynolds ridotto dovuto al transitorio di accensione che riduce di fatto il tempo durante il quale le pompe sono effettivamente a regime;

• Test 2

Presenta buoni risultati in termini di omogeneità dei parametri calcolati e buone condizioni di isotropia confermate dalla simmetria del tensore di Reynolds in tutti i punti di misura. Si denota l'assenza di moto medio nel punto di coordinate (0;-5) e la presenza di un dominio inerziale piuttosto ben sviluppato nella componente U in cui si verifica lo scaling alla -5/3;

• Test 3

Non presenta particolari risultati di spicco in termini di omogeneità per nessun parametro calcolato. Presenta discrete condizioni di isotropia confermate dalla simmetria del tensore di Reynolds in tutti i punti di misura ed in particolare si denota l'assenza di moto medio nei punti di coordinate (0;0). Si evidenzia la presenza di un dominio inerziale piuttosto ben sviluppato nella componente U in cui si verifica lo scaling alla -5/3;

• Test 4

Presenta buoni risultati in termini di omogeneità dei parametri calcolati e buone condizioni di isotropia confermate dalla simmetria del tensore di Reynolds in tutti i punti di misura. Si denota l'assenza di moto medio nei punti di coordinate (0;0) e (0;-5) e la presenza di un dominio inerziale piuttosto ben sviluppato nella componente U in cui si verifica lo scaling alla -5/3;

• Test 5

Evidenzia un carattere fortemente anisotropo in tutti i punti di misura sebbene il tensore di Reynolds si possa considerare simmetrico. Si denota la presenza di un moto medio piuttosto evidente in tutti i punti di misura e la presenza di un dominio inerziale piuttosto ben sviluppato in cui si verifica lo scaling alla -5/3 grazie alla maggior quantità di energia fornita al moto medio nella componente U.

In conclusione si può affermare che non si è evidenziato un algoritmo in grado di fornire risultati nettamente migliori degli altri in tutti i campi analizzati ma è comunque evidente la presenza di alcuni pattern migliori in grado di fornire dei risultati apprezzabili.

Al termine della fase di caratterizzazione si è proceduto con lo step successivo relativo alle prove di concentrazione. In questa fase sono stati testati differenti tipologie di seeding con concentrazione via via crescente in modo da studiarne la risposta del laser. I test hanno evidenziato una netta differenza di prestazioni in termini di frequenza di campionamento tra il campione SC-HGS Dantec Dynamics e gli altri campioni analizzati quantificabile in circa un ordine di grandezza. Tale differenza di prestazioni è però compensata dal prezzo del prodotto anch'esso superiore ai concorrenti di circa un ordine di grandezza (2380 €/Kg). I restanti materiali testati hanno denotato un comportamento simile tra loro con frequenze di campionamento massime comparabili. I due campioni HGS delle ditte Dantec Dynamics e LaVision appaiono essere comparabili in termini di caratteristiche geometriche e fisiche ma tra le due il campione LaVision è sicuramente il migliore in termini di rapporto qualità/prezzo; esso, infatti, non solo ha un prezzo per unità di massa inferiore ma ha anche ottenuto prestazioni migliori con concentrazioni inferiori rispetto al concorrente Dantec. Il campione PA 20 della LaVision è il prodotto più economico tra quelli testati, con un prezzo di 180€/Kg fornisce ottimi risultati in termini di frequenza di campionamento ma richiede concentrazioni di gran lunga superiori al concorrente HGS LaVision (circa 4 volte superiori) il che vanifica l'economicità del prodotto.

Si può dunque affermare che il prodotto ottimale tra quelli testati in questo lavoro risulta essere il campione HGS Lavision, in grado di fornire una risposta adeguata da parte dello strumento .

Il condizionamento delle prestazioni prodotto dal seeding non comporta però l'eliminazione delle problematiche inizialmente riscontrate sulla componente infrarossa del laser, si può infatti facilmente osservare come vi sia sistematicamente una differenza di circa un ordine di grandezza tra le due componenti di misura U1 e U2. Tale differenza riscontrata in ogni condizione di misura non può dunque essere imputabile alla scarsa concentrazione di particelle fini nell'acqua del canale.

Un'ulteriore verifica è stata effettuata ruotando il laser rispettivamente di 90° e 45° verificando così eventuali cause imputabili al campo di moto prodotto dalla turbulent box. La configurazione a 90° produce l'inversione delle componenti di lettura, in questo modo la componente U1 che generalmente misura le velocità u si trova a misurare le velocità v e analogamente la componente U2 misurerà la velocità u; da tale configurazione è lecito attendersi, nel caso in cui le problematiche di lettura fossero imputabili al campo di moto, un'inversione nelle frequenze di campionamento delle due componenti di lettura. La configurazione a 45° ha invece l'intento di disporre le componenti di lettura in una configurazione "neutra" in cui è lecito attendersi delle

Configurazione	fc - U1 (Hz)	fc - U2 (Hz)	$fc \\ (Hz)$
Originale	87	14	2.11
90°	74	11	1.63
45°	59	7	1.27

Tabella 7.1: Tabella riassuntiva dei test di rotazione effettuati sul sistema LDA. La prima colonna descrive la configurazione del test, le successive colonne invece riportano i risultati rispettivamente per la componente U1 e U2 (non coincidenza) e del caso in coincidenza.

frequenze di campionamento circa uguali in entrambe le componenti. I test sono stati effettuati in presenza di concentrazione ottimale del seeding HGS LaVision, con pompe attive secondo il pattern del Test 2 e punto di misura coincidente con il centro del volume. I risultati sono riassunti nella tabella 7.1 da cui si può facilmente notare come i risultati attesi non coincidano con quelli reali dello strumento; ciò permette di escludere dalle cause del problema di campionamento il campo di moto del setup. Le possibili cause rimanenti sono riassumibili in:

- fenomeno di deviazione della radiazione luminosa trasmessa causata da impurità del mezzo vetroso;
- 2. problema di allineamento interno allo strumento relativo alla componente infrarossa.

Per quanto concerne la prima ipotesi, essa non è da escludere sebbene il problema si sia verificato in tutte le posizioni del canale in cui il laser è stato utilizzato, rendendola di fatto poco plausibile. A seguito dei risultati ottenuti e delle considerazioni appena fatte relative alle pareti di vetro del canale è stato richiesto il parere di un tecnico specialista che ha eseguito alcune prove sullo strumento in configurazione originale e ruotata, prima all'interno di un piccolo acquario (Figura 7.2) e successivamente mediante nebulizzazione (Figura 7.3).



Figura 7.2: Test del sistema LDA con misurazioni eseguite all'interno di un acquario dotato di una piccola pompa per l'agitazione del fluido.



Figura 7.3: Test del sistema LDA in aria mediante nebulizzazione.

Il test in acquario aveva il compito di ricreare delle condizioni simili a quelle di lavoro dello strumento e verificare se la presenza di seeding all'interno del volume d'acqua potesse migliorare le prestazioni. Durante questa fase di test i risultati hanno evidenziato una effettiva differenza tra le due componenti di misura che ha richiesto un approfondimento dell'analisi in condizioni neutre. Il secondo test è stato dunque svolto, con l'ausilio di un nebulizzatore, all'aria senza la presenza di alcun mezzo solido che potesse provocare l'assorbimento della radiazione luminosa tra il laser e il punto di misura. Questo test fornisce risultati certi rappresentativi delle potenzialità dello strumento vista l'assenza di mezzi in grado di assorbire la radiazione luminosa riflessa. Sebbene le frequenze di campionamento abbiano raggiunto valori degni di nota (nell'ordine dei KHz) per entrambe le componenti, si denota comunque la presenza di un gap piuttosto evidente tra la componente U1 e U2 riassumibile in un ordine di grandezza circa.

I risultati ottenuti hanno appurato la presenza di un difetto dello strumento imputabile ad un possibile disallineamento dei raggi nella componente infrarossa che necessita dunque di un intervento da parte dei tecnici della casa madre.

7.1 Sviluppi futuri

Il setup realizzato nel corso di questo lavoro rappresenta un prototipo base da cui ripartire per futuri sviluppi in materia di realizzazione di turbolenza omogenea ed isotropa in laboratorio. A seguito di quanto visto durante le fasi di realizzazione e utilizzo del setup vi sono alcuni accorgimenti che sicuramente potrebbero permettere di raggiungere risultati decisamente migliori. In primo luogo vi è una problematica relativa alla potenza delle pompe, eccessiva per questo tipo di setup sperimentale. Come riportato nelle pubblicazioni citate nel capitolo 3 sarebbe da preferire un sistema costituito da pompe meno potenti ma più numerose, in questo modo non solo si distribuirebbero in maniera più omogenea gli iniettori all'interno del pannello ma si eviterebbero anche i problemi riscontrati in merito alla differenza di rendimento delle pompe.

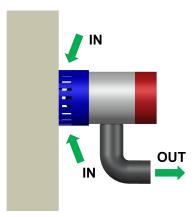


Figura 7.4: Disposizione alternativa delle pompe sul pannello.

In aggiunta a ciò si suggerisce il posizionamento delle pompe su di un pannello rigido in legno al fine di evitare possibili danneggiamenti di quest'ultimo a seguito delle continue operazioni di posizionamento/rimozione del setup dal canale. In questo modo sarebbe inoltre possibile fissare le pompe al pannello in maniera solidale senza la necessità di forare evitando così tutti i problemi relativi all'isolamento del volume interno e disponendo la bocca d'aspirazione in una posizione meno invasiva rispetto all'iniettore (Figura 7.4). In Figura 7.5 è riportato un modello tridimensionale del setup all'interno del canale con una nuova disposizione in cui il numero di pompe

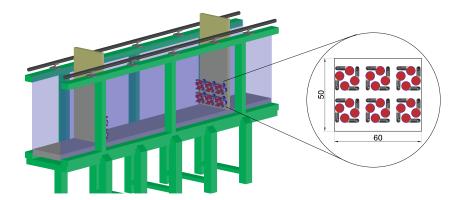


Figura 7.5: Esempio di setup modificato da disporre all'interno della canaletta delle onde.

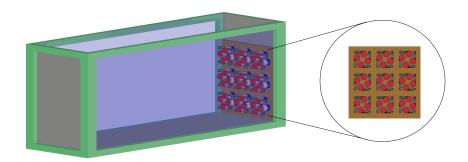


Figura 7.6: Setup alternativo fisso all'interno di un apposito acquario. Le quote sono state omesse in quanto il presente modello ha puramente uno scopo qualitativo.

per pannello cresce da 10 a 24 consentendo una maggiore uniformità nella distribuzione degli iniettori. La realizzazione di un apposito serbatoio all'interno del quale installare la turbulent box rappresenta ovviamente la condizione ottimale per l'operatività del sistema in quanto non vi sarebbe più la necessità di movimentare il setup in base alle esigenze di lavoro del canale e si potrebbe operare senza il rischio di comunicazione tra il volume interno al setup e quello del canale. Ispirandosi infatti al setup suggerito da Bellani e Variano (2014) è possibile ricreare un sistema analogo adattandolo alle necessità di studio previste per il sistema; un esempio qualitativo è riportato in figura 7.6.

Bibliografia

- Bellani, Gabriele e Evan A Variano (2014). «Homogeneity and isotropy in a laboratory turbulent flow». In: *Experiments in fluids* 55.1, p. 1646.
- Cancelli, Claudio, Maurizio Boffadossi e Pietro Salizzoni (2006). Fluidodinamica ambientale: turbolenza e dispersione. Otto Editore.
- Chapman, Dean R (1979). «Computational aerodynamics development and outlook». In: AIAA journal 17.12, pp. 1293–1313.
- Dentry, Michael B, Leslie Y Yeo e James R Friend (2014). «Frequency effects on the scale and behavior of acoustic streaming». In: *Physical Review E* 89.1, p. 013203.
- Dynamics, Dantec (2011). LDA and PDA Reference Manual, pp. 2.5–2.23. Favrel, A et al. (2015). «Study of the vortex-induced pressure excitation source in a Francis turbine draft tube by particle image velocimetry». In: Experiments in Fluids 56.12, p. 215.
- Gan, L (2016). «Detection of Passive Scalar Interface Directly from PIV Particle Images in Inhomogeneous Turbulent Flows». In: *Flow, Turbulence and Combustion* 97.1, pp. 141–170.
- Hadad, T e R Gurka (2013). «Effects of particle size, concentration and surface coating on turbulent flow properties obtained using PIV/PTV». In: Experimental Thermal and Fluid Science 45, pp. 203–212.
- Han, Yu et al. (2014). «Effects of sample size and concentration of seeding in LDA measurements on the velocity bias in open channel flow». In: Flow Measurement and Instrumentation 38, pp. 92–97.
- Hideharu, Makita (1991). «Realization of a large-scale turbulence field in a small wind tunnel». In: Fluid Dynamics Research 8.1-4, p. 53.
- Houde, Sébastien et al. (2011). «Experimental and numerical analysis of the cavitating part load vortex dynamics of low-head hydraulic turbines». In: ASME-JSME-KSME 2011 Joint Fluids Engineering Conference. American Society of Mechanical Engineers, pp. 171–182.
- Kähler, Christian J, Sven Scharnowski e Christian Cierpka (2012). «On the uncertainty of digital PIV and PTV near walls». In: *Experiments in fluids* 52.6, pp. 1641–1656.
- Kolmogorov, Andrey Nikolaevich (1941). «The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large Reynolds numbers». In: *Dokl. Akad. Nauk SSSR.* Vol. 30. 4, pp. 299–303.

BIBLIOGRAFIA 131

- Kundu, PK e LM Cohen (1990). Fluid mechanics, 638 pp.
- Landau, LD e EM Lifshitz (1959). «Fluid Mechanics». In: Course of Theoretical Physics 6.
- Martino, R, A Paterson e M Piva (2012). «Double-average mean flow and local turbulence intensity profiles from PIV measurements for an open channel flow with rigid vegetation». In: *Environmental fluid mechanics* 12.1, pp. 45–62.
- Matt, Silvia et al. (2017). «The impact of optical turbulence on particle image velocimetry». In: *Ocean Sensing and Monitoring IX*. Vol. 10186. International Society for Optics e Photonics, 101860J.
- Mei, R (1993). «History force on a sphere due to a step change in the free-stream velocity». In: *International journal of multiphase flow* 19.3, pp. 509–525.
- Moudjed, Brahim et al. (2014). «Scaling and dimensional analysis of acoustic streaming jets». In: *Physics of Fluids* 26.9, p. 093602.
- Müller, Andres et al. (2013). «Draft tube discharge fluctuation during self-sustained pressure surge: fluorescent particle image velocimetry in two-phase flow». In: *Experiments in fluids* 54.4, p. 1514.
- Mydlarski, Laurent e Zellman Warhaft (1996). «On the onset of high-Reynoldsnumber grid-generated wind tunnel turbulence». In: *Journal of Fluid Mechanics* 320, pp. 331–368.
- Nezu, Iehisa e Tadanobu Nakayama (1997). «Space-time correlation structures of horizontal coherent vortices in compound open-channel flows by using particle-tracking velocimetry». In: *Journal of Hydraulic Research* 35.2, pp. 191–208.
- Nezu, Iehisa e Kouki Onitsuka (2001). «Turbulent structures in partly vegetated open-channel flows with LDA and PI V measurements». In: *Journal of hydraulic research* 39.6, pp. 629–642.
- Overbrüggen, Timo van et al. (2016). «Experimental analysis of particle sizes for PIV measurements». In: *Measurement Science and Technology* 27.9, p. 094009.
- Pedersen, Nicholas, Poul S Larsen e Christian B Jacobsen (2003). «Flow in a centrifugal pump impeller at design and off-design conditions—part I: particle image velocimetry (PIV) and laser Doppler velocimetry (LDV) measurements». In: *Journal of Fluids Engineering* 125.1, pp. 61–72.
- Pérez-Alvarado, Alejandro, Laurent Mydlarski e Susan Gaskin (2016). «Effect of the driving algorithm on the turbulence generated by a random jet array». In: *Experiments in Fluids* 57.2, p. 20.
- Reynolds, Osborne (1883). «XXIX. An experimental investigation of the circumstances which determine whether the motion of water shall he direct or sinuous, and of the law of resistance in parallel channels». In: *Philosophical Transactions of the Royal Society of London* 174, pp. 935–982.

BIBLIOGRAFIA 132

Richardson, LF (1922). Weather Prediction by Numerical Process. Cambridge University.

- Schlicke, T, SM Cameron e SE Coleman (2007). «Galvanometer-based PIV for liquid flows». In: *Flow Measurement and Instrumentation* 18.1, pp. 27–36.
- Slama, Rafika Ben Haj et al. (2017). «PIV for the characterization of focused field induced acoustic streaming: seeding particle choice evaluation». In: *Ultrasonics* 76, pp. 217–226.
- Tridon, Sylvain et al. (2010). «Experimental analysis of the swirling flow in a Francis turbine draft tube: Focus on radial velocity component determination». In: *European Journal of Mechanics-B/Fluids* 29.4, pp. 321–335.
- Tridon, S et al. (2010). «Experimental investigation of draft tube flow instability». In: *IOP Conference Series: Earth and Environmental Science*. Vol. 12. 1. IOP Publishing, p. 012044.
- Variano, Evan A e Edwin A Cowen (2008). «A random-jet-stirred turbulence tank». In: *Journal of Fluid Mechanics* 604, pp. 1–32.
- Zhang, J, B Tao e J Katz (1997). «Turbulent flow measurement in a square duct with hybrid holographic PIV». In: *Experiments in Fluids* 23.5, pp. 373–381.