## POLITECNICO DI TORINO

Corso di Laurea Magistrale in Ingegneria Civile

Tesi di Laurea Magistrale

# **INTERAZIONE TRA ONDE E CORRENTI DI MAREA: Influenza sulle Strutture Turbolente in Mare Aperto**



Relatore

prof. Costantino Manes

**Candidato** Davide Demichele

Anno Accademico 2021-2022

Alla mia famiglia

## Abstract

Il presente lavoro di tesi si propone di esplorare gli effetti dell'interazione tra le correnti di marea e le onde gravitative (ovvero le onde generate dall'azione dei del vento) sulle strutture turbolente in mare aperto, nel sito di test dell'*EMEC* nelle isole *Orcadi*, utilizzando i dati raccolti durante una campagna di misura del progetto di ricerca *ReDAPT*, mediante dei dispositivi *D-ADP* dislocati sul fondale in un'area di raggio circa 120m.

Sarà verificata la validità dei modelli di scaling della teoria classica della turbolenza di parete (in presenza di parete scabra) ai profili di velocità media e delle intensità turbolente, tenendo conto delle limitazioni imposte dalla complessità di una campagna di misura in mare aperto e dagli strumenti di misura adoperati.

Gli spettri di energia pre-moltiplicati metteranno in evidenza alcune caratteristiche peculiari delle strutture turbolente che emergono dall'interazione tra correnti e onde superficiali, come la presenza di un picco in corrispondenza di scale di vortici aventi frequenze orbitali prossime alle frequenze dominanti dello spettro delle onde superficiali, quindi, la presenza di strutture turbolente alimentate dal moto ondoso.

Saranno escluse le misure riferite ai periodi di *marea calante*, riferita nella letteratura di riferimento come *"ebb tide"*, poiché i profili verticali delle velocità medie nella direzione parallela al flusso risultano essere di tipo parabolico, rendendo impossibile il confronto dei risultati con i modelli della turbolenza di parete.

# Lista delle Figure

Figura 2.1 Meccanismo del Vortex Stretching 8
Figura 2.2 Spettro E(k) nel piano bi-logaritmico11
Figura 2.3 Profili di velocità media in un flusso turbolento in corso di sviluppo e
pienamente sviluppato
Figura 2.4 Profilo adimensionale di velocità media 14
Figura 2.5 Spettro di energia delle onde di mare16
Figura 2.6 Diffusione delle onde generate dal vento 17
Figura 2.7 Principali grandezze del moto ondoso. Si assume come piano di
riferimento (z=0) il livello medio della superficie libera 19
Figura 2.8 Traiettorie ellittiche in diverse condizioni di profondità 22
Figura 2.9 Distribuzione delle pressioni in presenza di un campo di moto ondoso
Figura 2.10 Rappresentazione di un volume infinitesimo di riferimento per il
calcolo dell'energia potenziale
Figura 2.11Diagramma di LeMehauté26
Figura 3.1 Carta dell'Ammiragliato che mostra Westray Firth e Stronsay Firth.
Ormeggio del dispositivo presso il sito di test di marea EMEC, Fall of Warness
contrassegnato con croce rossa ed etichettato TGL 28
Figura 3.2Diverse tipologie di ADP: a) D-ADP e b) ADV. Le frecce grigie
rappresentano il segnale acustico emesso dal trasduttore, mentre le frecce nere tratteggiate
rappresentano il segnale disperso dalle particelle presenti nel volume di fluido in cui viene
effettuata la misura
Figura 3.3 Visualizzazione del Range-Gating
Figura 3.4 ADP divergente con 3 trasduttori: ogni trasduttore misura la
componente nella direzione del fascio acustico (frecce rosse); la velocità media nella cella
di misura (freccia azzurra) è la somma vettoriale delle tre componenti
Figura 3.5 Strumentazione utilizzata

Figura 4.2 Teledyne RDI Workhorse Sentinel 4-beam 600kHz...... 39

Figura 4.4 definizione tradizionale dell'onda significativa H1/3...... 43

Figura 4.7 Scatterplot delle velocità nei sistemi di riferimento x,y (immagine a sinistra) e E,N (immagine a destra). La linea nera indica la direzione media del flusso 51

# Sommario

1	Introdu	luzione1			
	1.1 Pr	refazione 1			
	1.2 St	ruttura della tesi			
2	Richia	mi Teorici 4			
	2.1 R	ichiami teorici sulla turbolenza 4			
	2.1.1	Le equazioni di Navier-Stokes4			
	2.1.2	Scomposizione di Reynolds5			
	2.1.3	La dinamica della turbolenza7			
	2.1.4	Analisi spettrale9			
	2.1.5	Turbolenza di parete11			
	2.2 Ri	ichiami sulla teoria lineare delle onde di mare16			
	2.2.1	Dinamica delle onde gravitative: modello irrotazionale17			
	2.2.2	Soluzione di Airy: modello lineare20			
	2.2.3	Energia dell'onda23			
	2.2.4	Il numero di Ursell25			
3	getto ReDAPT 27				
	3.1 Il	Sito di Studio			
3.2 Strumentazione					
	3.2.1	Principi di funzionamento degli ADP30			
	3.2.2	Criteri di progetto			
	3.2.3	Trasformazione delle coordinate32			
	3.2.4	Limiti dei dispositivi Doppler acustici			
	3.2.5	Dispositivi Utilizzati			
	3.2.6	Installazione dei Dispositivi35			
	3.2.7	Acquisizione e Conversione dei Dati			

4	Analis	si dei Dati e Risultati	38
4	.1 D	escrizione dei dati	38
4	.2 A	nalisi delle onde	41
	4.2.1	Pulizia dei dati	41
	4.2.2	Onde Significative	42
	4.2.3	Spettri di Potenza	47
4	.3 A	nalisi delle velocità	49
	4.3.1	Pulizia dei dati	49
	4.3.2	Trasformazione del sistema di riferimento	50
	4.3.3	Suddivisione dei dati	52
	4.3.4	Estrazione dei profili verticali di velocità media e intensità	
turbol	enta	54	
	4.3.5	Scaling dei profili	59
	4.3.6	Analisi degli spettri	68
5	Concl	usioni	75
Bib	ĩa	77	

## 1 Introduzione

### **1.1 Prefazione**

I sistemi ambientali complessi come possono essere gli ambienti marittimi, sia in vicinanza della costa, sia a largo, sono caratterizzati dall'interazione di una moltitudine di processi naturali che ne rendono assai arduo lo studio e la modellazione; infatti, oltre a processi "meccanici", come onde superficiali, turbolenza, trasporto di sedimenti, variazioni di temperatura e densità dell'acqua, per citarne alcuni, vi sono anche processi biologici che influenzano e vengono influenzati dai primi.

La presenza simultanea di onde superficiali e correnti e, in particolare, le strutture turbolente che risultano dall'interazione di queste giocano un ruolo fondamentale nell'evoluzione di tali processi, andando ad influenzare, come dimostrato da numerosi studi, il trasporto di sedimenti, le dinamiche microbiche e il trasporto di nutrienti e contaminanti.

Inoltre, da un punto di vista prettamente ingegneristico, conoscere gli effetti dell'interazione tra onde e correnti è indispensabile, ad esempio, per la valutazione dell'erosione del fondo nei pressi di strutture marittime e costiere, come le piattaforme petrolifere o per la stima delle sollecitazioni idrodinamiche a cui sono sottoposte le turbine sottomarine per la produzione di energia idroelettrica. Nella pratica ingegneristica, nonostante si conoscano approfonditamente sia le onde, sia le correnti, l'effetto della loro interazione non lineare, ancora dibattuto, viene trascurato nella maggior parte dei casi. Dunque, non esiste ancora una procedura standard per calcolare l'effetto dell'interazione onde-correnti.

A partire dagli anni '60 sono stati pubblicati numerosi studi sull'interazione ondecorrenti e si sono largamente esplorati gli effetti delle correnti sulle onde (la variazione della frequenza di un'onda dovuta dall'effetto Doppler causata dalla presenza di una corrente, la rifrazione e la variazione della ripidità delle onde) per i quali la teoria lineare delle onde fornisce un modello sufficientemente accurato, gli effetti sui profili medi di velocità e degli sforzi tangenziali, utili per il calcolo del trasporto solido. Tuttavia, lo studio della turbolenza, in termini di caratterizzazione dei vortici e di modelli di *scaling* da adottare per poter comparare diversi parametri (velocità, sforzi di Reynolds, intensità turbolente, ecc.) in diverse condizioni, è ancora acerbo.

La maggior parte delle ricerche, in questo senso, riguarda casi di studio in laboratorio, in cui ad una corrente permanente in un canale a sezione costante si sovrappone un'onda monotona generata artificialmente, in modo da limitare il più possibile l'influenza di fattori come irregolarità del fondo e delle pareti, condizioni di flusso variabili, interazione superficiale con campi di moto atmosferici, gradienti di temperatura e pressione, ecc.

Come è facile intuire, nonostante le prove in laboratorio siano indispensabili per comprendere il fenomeno e per sviluppare modelli teorici, in qualsiasi caso di studio reale sono presenti tutti gli elementi di "disturbo" di cui sopra. Infatti, tra i casi ingegneristicamente più rilevanti in cui vi è l'interazione tra onde e correnti vi sono i *siti di marea* in cui le *correnti di marea* sono caratterizzate da un flusso medio che varia costantemente in virtù della loro ciclicità (per cui possono essere predette facilmente attraverso delle misurazioni anche di pochi mesi), la *batimetria* è irregolare e le *onde* si presentano con un ampio spettro di frequenze.

L'obiettivo del presente lavoro di tesi è quello di esplorare gli effetti dell'interazione tra le correnti di marea e le onde gravitative (ovvero le onde generate dall'azione dei del vento) sulle strutture turbolente nel sito di test dell'*EMEC (European Marine Energy Center) "Fall of Warness"*, approfondito successivamente.

Il fulcro della tesi è l'elaborazione e l'analisi di un set di dati messi a disposizione gratuitamente dall'Università di Edimburgo, raccolti durante una campagna di misura condotta tra Febbraio 2013 e Dicembre 2014 mediante dispositivi Doppler acustici dislocati sul fondale in un raggio di circa 120m attorno alla turbina.

### 1.2 Struttura della tesi

La tesi è articolata come segue:

- Nel secondo capitolo si espongono i concetti teorici utili alla comprensione del lavoro svolto successivamente:
- 1. Richiamo teorici generali sulla turbolenza e descrizione dei modelli della teoria classica della turbolenza di parete.
- 2. Richiami sulla teoria lineare delle onde di mare.
- Nel terzo capitolo verrà presentata una panoramica sul progetto ReDAPT e verranno approfondite le caratteristiche e i principi di funzionamento dei dispositivi Doppler-acustici, utilizzati per effettuare le misure di campo.
- Nel quarto capitolo verranno esposte le procedure di analisi e i risultati dell'elaborazione delle misure di campo avendo come obiettivi:
- 1. Analisi del moto ondoso: calcolo delle altezze significative e analisi spettrale.
- 2. Verifica della scalabilità dei profili verticali di velocità media e intensità turbolente secondo i modelli di scaling della teoria classica della turbolenza di parete.
- 3. Analisi degli spettri di potenza e studio delle strutture turbolente.
- Nel quinto capitolo verranno tratte le conclusioni del lavoro di tesi.

## 2 Richiami Teorici

### 2.1 Richiami teorici sulla turbolenza

Il campo di moto di un fluido in regime turbolento è descritto deterministicamente dalle equazioni della dinamica dei fluidi; tuttavia, in virtù dell'estrema complessità dovuta al fatto che le fluttuazioni delle grandezze fondamentali (velocità, pressione, temperatura, ecc.) presentano pattern fortemente irregolari, tanto da considerarle casuali, l'approccio comunemente adottato per lo studio della turbolenza è quello basato sull'analisi statistica.

Innanzitutto, occorre dire che, affinchè la turbolenza si manifesti, sono necessari numeri di Reynolds sufficientemente alti, per i quali il moto diviene instabile a causa delle interazioni non lineari fra le azioni inerziali e quelle di tipo viscoso.

$$Re = \frac{\rho UD}{\nu} \qquad \qquad Eq. \ 2.1$$

La turbolenza è un fenomeno caratterizzato da una forte tridimensionalità e vorticià; il campo di moto presenta, infatti, fluttuazioni di velocità in tutte e tre le dimensioni spaziali, indispensabili per l'autosostentamento della stessa. Al contempo, la turbolenza è sempre fortemente dissipativa e diffusiva: diffusiva perchè qualsiasi grandezza scalare o vettoriale, presente in un volume ristretto di fluido viene rapidamente diffusa spazialmente; dissipativa in quanto l'attrito causato dalla viscosità, durante la deformazione di un volume di fluido, dissipa l'energia cinetica del fluido stesso che, quindi, necessita di un continuo apporto energetico da una fonte esterna (forza di gravità, gradienti di pressione, ecc.). Come si vedrà in seguito, l'energia per il sostentamento della turbolenza (delle fluttuazioni) verrà sottratta al moto medio del fluido.

#### 2.1.1 Le equazioni di Navier-Stokes

Le equazioni caratteristiche di una corrente fluida incomprimibile, scritte secondo la notazione degli indici ripetuti di Einstein, sono le equazioni di conservazione della quantità di moto:

$$\frac{\partial \widetilde{u_i}}{\partial t} + u_j \frac{\partial \widetilde{u_i}}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \widetilde{p}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial}{\partial x_j} \frac{\partial \widetilde{u_i}}{\partial x_j} - g \delta_{i3} \qquad Eq. \ 2.2$$

e l'equazione di conservazione della massa:

$$\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_i} = 0 \qquad \qquad Eq. \ 2.3$$

In cui:

- $\widetilde{u}_i$ : generica componente *i-esima* del vettore velocità
- $\tilde{p}$ : pressione
- $\rho$ : densità
- $v = \mu/\rho$ : viscosità cinematica
- g: accelerazione gravitazionale
- $\delta_{i3}$ : delta di Kronecker

Sono denotate con una tilde tutte le variabili soggette a fluttuazioni nello spazio e ne tempo. Le variazioni di densità e viscosità cinematica sono trascurabili rispetto alle velocità e alla pressione, per cui si assumono come costanti, ma in generale anche queste variano al variare di temperatura e pressione del fluido.

#### 2.1.2 Scomposizione di Reynolds

L'approccio al problema di Navier-Stokes proposto da Reynolds consiste nello scomporre le variabili soggette a fluttuazioni in una componente media e una componente di fluttuazione turbolenta

$$\tilde{u}_i = <\tilde{u}_i > +u'_i = U_i + u'_i \qquad \qquad Eq. \ 2.4$$

$$\tilde{p} = <\tilde{p} > +p' = P + p' \qquad \qquad Eq. \ 2.5$$

Si indica con le parentesi "< >" la media di insieme che, data l'ergodicità del sistema, coincide con la media temporale, se questa è calcolato in un intervallo T sufficientemente lungo, mentre le fluttuazioni turbolente, indicate con l'apice, hanno media nulla, per definizione.

$$U_i = \lim_{T \to \infty} \frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0 + T} \tilde{u}_i dt \qquad \qquad Eq. \ 2.6$$

Affinchè sia valida la sostituzione della media di insieme con la media temporale, l'integrale deve essere indipendente da  $t_0$ ; cioè si assume che il flusso sia statisticamente stazionario o stazionario in media, ossia che sia verificata la relazione

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} = 0 \qquad \qquad Eq. \ 2.7$$

Applicando la scomposizione di Reynolds e mediando le equazioni, si ottengono le equazioni di Navier-Stokes mediate della quantità di moto:

$$\frac{dU_i}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_j} < u'_i u'_j > -g \delta_{i3} \qquad Eq. \ 2.8$$

e di conservazione della massa:

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \qquad \qquad Eq. \ 2.9$$

Nell'equazione di conservazione della quantità di moto mediata compare il termine  $\langle u'_i u'_j \rangle$ , che può essere interpretato come la covarianza dei termini di fluttuazione delle componenti del campo di moto e indica la *correlazione* tra i termini  $u'_i$  e  $u'_j$ . Infatti, anche se, da un punto di vista statistico,  $u'_i$  e  $u'_j$  sono delle variabili casuali, sono comunque legate al moto di particelle fisiche e, in quanto tali, soggette ai principi di conservazione della quantità di moto, massa e momento angolare e dunque, non possono essere indipendenti le une dalle altre.

Dunque, il comportamento *medio* del flusso non è indipendente dalle *fluttuazioni turbolente* e interagisce con esse in maniera non-lineare. In questo aspetto risiede l'essenza della complessità della turbolenza.

I termini P,  $\rho\left(\nu \frac{\partial U_i}{\partial x_j}\right) \in \rho < u'_i u'_j >$  hanno la dimensione di una tensione, per cui è possibile riscrivere l'eq. di conservazione della quantità di moto:

$$\frac{dU_i}{dt} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_i} < \tau_{ij} > -g\delta_{i3} \qquad Eq. \ 2.10$$
  
In cui  $< \tau_{ij} > = -P\delta_{ij} + \mu \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j}\right) - e \rho < u'_i u'_j > .$ 

Questo significa che il moto è governato dall'inerzia del fluido  $-g\delta_{i3}$  e dai *gradienti di tensioni tangenziali*; in particolare, e  $\rho < u'_i u'_j >$ , dette *tensioni di Reynolds*, sono le tensioni dovute all'interazione reciproca dei campi di moto delle particelle.

Dal punto di vista matematico, la presenza delle tensioni di Reynolds rende impossibile trovare una soluzione del campo di moto medio in forma chiusa, a meno di introdurre dei *modelli di chiusura*, in modo da poter esprimere  $\langle u'_i u'_j \rangle$  in funzione della velocità media  $U_i$ . Uno dei modelli di chiusura più utilizzati è quello di *Boussinesq* in cui si esprimono le tensioni di Reynolds in funzione delle velocità di deformazione medie (in analogia col modello di Newton:  $\tau = \mu \frac{\partial U_i}{\partial x_i}$ ).

$$\langle u'_i u'_j \rangle = \epsilon \frac{\partial U_i}{\partial x_j}$$
 Eq. 2.11

Il termine  $\epsilon$  è detto *eddy viscosity*, o *viscosità turbolenta* ed è un parametro che, a differenza della viscosità dinamica  $\mu$  del modello di Newton, non dipende dalle proprietà fisiche del fluido, ma dipende dalle condizioni del flusso.

#### 2.1.3 La dinamica della turbolenza

Dopo avere mostrato gli effetti che le fluttuazioni turbolente hanno sul moto medio, si affronta il tema del trasferimento di energia cinetica e del ruolo della vorticità nello studio della meccanica della turbolenza.

I moti turbolenti si presentano come una serie di vortici di diverse scale, detta *cascata di vortici* di cui la scala maggiore è limitata dalle condizioni al contorno del flusso (ad esempio se si sta trattando il flusso in una tubazione, la scala maggiore dei vortici sarà proporzionale al diametro della tubazione, mentre in un fiume sarà proporzionale al tirante idrico); questo fa sì che le scale maggiori non siano delle scale assolute ma, appunto, legate alla scala del problema che si sta esaminando.

I vortici alle scale maggiori sono generati dai gradienti di velocità del moto medio, dal quale sottraggono energia cinetica che poi viene trasferita ai vortici di scala via via sempre minore, sino a giungere alla scala più piccola, dove viene dissipata in calore. Il meccanismo del trasferimento di energia dalle scale maggiori a quelle minori è detto *vortex stretching*: i vortici più grandi che si trovano sulle direzioni principali di deformazione di un volume di fluido si dilatano e, per la conservazione del momento angolare, si assottigliano e la velocità orbitale aumenta fino al raggiungimento di un limite inferiore della scala dei vortici per cui l'energia cinetica, inizialmente sottratta al moto medio, viene dissipata per effetto delle tensioni viscose. Tale scala limite inferiore, detta *scala dissipativa* o *scala di Kolmogorov* dipende, dunque, dalla viscosità cinematica del fluido  $\nu$ , responsabile della dissipazione dell'energia, e dalla viscosità turbolenta  $\epsilon$ , proporzionale all'energia immessa nel sistema. Mediante l'analisi dimensionale è possibile ricavare una formulazione per la scala di Kolmogorov:

$$\eta = A \sqrt[4]{\frac{\nu^3}{\epsilon}} \qquad \qquad Eq. \ 2.12$$

Il coefficiente A è determinato sperimentalmente e vale circa 1



Figura 2.1 Meccanismo del Vortex Stretching

#### 2.1.4 Analisi spettrale

Al fine di studiare il trasferimento di energia attraverso la scala di vortici, risulta estremamente utile ragionare in termini di frequenze dei vortici e di come l'energia si distribuita sulle diverse scale. Lo strumento matematico che ci permette di descrivere un campo di moto turbolento sotto questo punto di vista è lo *spettro di potenza*.

Lo spettro di potenza monodimensionale  $S_{xx}(f)$  di un segnale, in questo caso rappresentato dalla componente di fluttuazione della velocità  $u'_i(t)$ , descrive la distribuzione dell'energia *per unità di tempo* in relazione alla frequenza  $f = \frac{1}{T}$  delle armoniche che compongono il segnale stesso nella direzione del moto.

Dunque, l'integrazione (o la sommatoria, nel caso discreto) dello spettro sull'intervallo temporale di misura fornisce la potenza media (per un processo fisico) o la varianza (in un processo statistico).

La potenza media  $\overline{P}$  di un segnale  $u'_i(t)$  è data da:

$$\overline{P} = \lim_{T \to \infty} \frac{1}{T} \int_{-\infty}^{+\infty} |u_i'(t)|^2 dt \qquad \qquad Eq. \ 2.13$$

In cui  $\int_{-\infty}^{+\infty} |x(t)|^2 dt$  è l'energia totale del segnale. Secondo il teorema di *Parseval* l'energia di un segnale nel dominio del tempo e nel dominio delle frequenze si equivalgono, per cui:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} |u_i'(t)|^2 dt = \int_{-\infty}^{+\infty} |u_i'(t)|^2 df \qquad Eq. \ 2.14$$

Il termine x(f) è la trasformata di Fourier del segnale originale. In tal modo, è possibile esprimere la Potenza media come:

$$\overline{P} = \lim_{T \to \infty} \frac{1}{T} \int_{-\infty}^{+\infty} |u_i'(t)|^2 df \qquad \qquad Eq. \ 2.15$$

Ovvero, si esprime  $\overline{P}$  come l'area sottesa alla funzione di *densità di potenza* spettrale (PSD), data da:

$$S_{xx}(f) = \lim_{T \to \infty} \frac{1}{T} |u'_i(t)|^2 \qquad Eq. \ 2.16$$

Assumendo l'ipotesi di *ergodicità* del sistema, per il teorema di *Wiener–Khinchin*, la densità di potenza spettrale può essere altresì calcolata come la trasformata di Fourier della funzione di Autocorrelazione:

$$S_{xx}(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} R_{xx}(\tau) e^{-j2\pi f\tau} d\tau \qquad Eq. \ 2.17$$

In cui

$$R_{xx}(\tau) = \frac{\overline{u_i'(t)u_i'(t-\tau)}}{\sigma_i^2} \qquad \qquad Eq. \ 2.18$$

In modo analogo, è possibile calcolare gli spettri nel dominio delle frequenze spaziali *numeri d'onda*  $\kappa = \frac{2\pi}{L}$ , in cui *L* rappresenta la scala del vortice:

$$E_{\chi\chi}(\kappa) = \int_{-\infty}^{+\infty} R_{\chi\chi}(s) e^{-j\kappa\tau} ds \qquad Eq. \ 2.19$$

In cui

$$R_{xx}(s) = \frac{\overline{u_i'(x)u_i'(x-s)}}{\sigma_i^2} \qquad Eq. \ 2.20$$

Inoltre, nel caso in cui le caratteristiche medie del flusso rimangano invariate nel tempo, per cui si assume un'ipotesi di flusso *statisticamente stazionario* (ipotesi di *frozen turbulence* di Taylor, 1938) e la velocità media sia molto superiore all'intensità delle fluttuazioni, i gradienti temporali delle velocità si possono ritenere proporzionali a quelli spaziali nella direzione del moto, ovvero:

$$\frac{\partial}{\partial t} = -U_i \frac{\partial}{\partial x_i} \qquad \qquad Eq. \ 2.21$$

Essendo inoltre valida la relazione per cui  $x_i - x_{i_0} = U_i(t - t_0)$ , si deduce che l'autocorrelazione temporale della serie è pari a quella spaziale e che gli spettri  $E_{xx}(\kappa)$  e  $S_{xx}(f)$  sono legati secondo la relazione:

$$E_{xx}(\kappa) = \frac{U_i}{2\pi} S_{xx}(f) \qquad \qquad Eq. \ 2.22$$

Riassumendo quanto visto in precedenza, l'energia che alimenta la turbolenza viene sottratta al moto medio dai vortici a scale comparabili con la scala integrale l (Eq.

2.23) che dipende dalle condizioni al contorno. La dissipazione viscosa avviene, invece, a scale confrontabili con la microscala di Kolmogorov (*Eq. 2.12*);

$$l = \int_0^{+\infty} R_{xx}(s) ds \qquad \qquad Eq. \ 2.23$$

Nel range di scale intermedio, detto *subrange inerziale*, nel quale avviene il trasferimento di energia via vortex stretching, è possibile definire, tramite analisi dimensionale, una relazione univoca che lega  $\kappa$  ad  $E_{xx}(\kappa)$ :



$$E_{xx}(\kappa) = \alpha \epsilon^{\frac{2}{3}} \kappa^{-\frac{5}{3}} \qquad \qquad Eq. \ 2.24$$

Figura 2.2 Spettro E(k) nel piano bi-logaritmico.

#### 2.1.5 Turbolenza di parete

La presenza di una parete solida impone dei vincoli fisici alla corrente, assenti in altre condizioni di turbolenza, quali, ad esempio, le scie o i getti. Il più rilevante è sicuramente la condizione di *aderenza*, dovuta alla viscosità del fluido: ossia, la velocità del fluido a contatto con la superficie solida è pari a quella della parete stessa. Ciò causa la formazione di forti gradienti di velocità in prossimità della parete, che generano fenomeni di instabilità su scale decisamente inferiori a quelle tipiche nel resto della corrente, dando così origine e sostentamento alla turbolenza.

Nello studio della turbolenza di parete, l'approccio basato sull'analisi dimensionale, proposto da Millikan (1939), è il più utilizzato.

Un altro vincolo imposto dalla parete è quello di *impermeabilità*: la componente del moto perpendicolare alla parete è nulla, per cui non ci possono essere interazioni tra campi di moto delle particelle e quindi, a ridosso della parete, non si può sviluppare la turbolenza. Dunque, il moto è governato principalmente dalle tensioni tangenziali di tipo viscoso e dall'inerzia del fluido e non dipende dalla scala caratteristica del sistema  $\delta$ .

In questo strato, detto *Inner Layer*, è possibile ricavare la legge che descrive la distribuzione delle velocità medie lungo la direzione normale alla parete nel *sub-layer viscoso* integrando l'equazione di Newton:

$$\tau(y) = \mu \frac{dU}{dy} \rightarrow U(y) = \frac{\tau(y)}{\mu} y$$
Eq. 2.25

Essendo lo strato molto sottile, la variazione di  $\tau$  lungo la coordinata y è trascurabile, per cui è possibile approssimare  $\tau$  ad un valore costante  $\tau_0$ , che rappresenta la tensione tangenziale mediata sullo spessore del sottostrato viscoso.

L'Eq. 2.25 diventa:

$$U = \frac{\tau_0}{\mu} y \qquad \qquad Eq. \ 2.26$$

Per passare ad una formulazione adimensionale, è utile introdurre la *Velocità di* Attrito, definita come  $u_{\tau} = \sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}}$ ; essa rappresenta la scala tipica delle velocità in prossimità della parete. Normalizzando i termini *dell'Eq. 2.26* con  $u_{\tau}$ , si ottiene il profilo adimensionale delle velocità medie nell'Inner Layer, che è di tipo lineare:

$$U_+ = f(Y_+) = Y_+$$
 Eq. 2.27

Avendo definito  $U_+ = U/u_\tau$  e  $Y_+ = y u_\tau/v$ .

Nello strato lontano dalla parete, detto *Outer Layer*, in cui la turbolenza è sviluppata, il campo di moto risente della scala caratteristica  $\delta$ , dunque, l'espressione della legge che descrive il profilo di velocità media è del tipo:

$$\frac{U - U_{\infty}}{u_{\tau}} = F\left(\frac{y}{\delta}\right) = F(\xi) \qquad \qquad Eq. \ 2.28$$

Il termine  $U_{\infty}$  è la velocità di flusso indisturbato, o free stream velocity e rappresenta la velocità del flusso ad una distanza dalla parete teoricamente infinita.



Figura 2.3 Profili di velocità media in un flusso turbolento in corso di sviluppo e pienamente sviluppato

Imponendo la condizione di derivabilità (di conseguenza di continuità) dei profili nell'inner e nell'outer layer, è possibile ottenere la formulazione del profilo di velocità media nella regione di sovrapposizione, detta *Overlap Layer*:

$$\frac{dU_{+}}{dy}\Big|_{Inner\ Layer} = \frac{dU}{dy}\Big|_{Outer\ Layer} \qquad Eq.\ 2.29$$

Manipolando l'Eq. 2.29 si giunge all'uguaglianza:

$$Y_{+}\frac{df}{dY_{+}} = \xi \frac{dF}{d\xi} = \frac{1}{k} = cost \qquad Eq. \ 2.30$$

Integrando le Eq. 2.30 ottengo due profili equivalenti, nelle coordinate  $Y_+$  e  $\xi$ :

$$U_{+} = f(Y_{+}) = \frac{1}{k} lnY_{+} + A \qquad Eq. \ 2.31$$

$$\frac{U-U_{\infty}}{u_{\tau}} = F(\xi) = -\frac{1}{k}\ln\xi + B \qquad \qquad Eq. \ 2.32$$

I coefficienti A e B sono determinati sperimentalmente e valgono rispettivamente 5.0 e -1.0. k è la *costante di Von Karman*, pari a 0.41.



Figura 2.4 Profilo adimensionale di velocità media.

Esiste un'ulteriore regione di transizione tra il profilo lineare del sub-layer viscoso e quello logaritmico dell'overlap layer, denominata *Buffer Layer*, ed è uno strato molto sottile abbastanza lontano dalla parete da non risentire in maniera significativa dell'effetto della viscosità, ma abbastanza vicino da risentire dei forti gradienti di velocità media; difatti, è lo strato in cui si generano i vortici alle scale più grandi, mentre nell'overlap layer si sviluppano i vortici del sub-range inerziale.

La teoria di Millikan, appena presentata, è valida nell'ipotesi di parete *idraulicamente liscia*, vera nel caso in cui la scabrezza ha una dimensione inferiore allo spessore del sub-layer viscoso, cioè se è verificata la condizione

$$\delta_s \le \frac{5\nu}{u_\tau} \qquad \qquad Eq. \ 2.33$$

Nella realtà, soprattutto in contesti naturali, l'ipotesi di parete liscia non è verificata, per cui la scabrezza emerge dal sottostrato viscoso, il quale viene distrutto dalla formazione di un "tappeto" di scie turbolente.

In questo caso non ha più senso considerare la variabile  $Y_+ \propto \nu$  nella legge logaritmica, dato che si perde la dipendenza dalla viscosità, ma piuttosto si normalizza la y con  $y_0$  che rappresenta la coordinata dell'origine fittizia del profilo per cui  $U_+ = 0$ .

La legge logaritmica in caso di parete scabra è espressa come:

$$U_{+} = \frac{U}{u_{\tau}} = \frac{1}{k} \ln\left(\frac{y}{y_{0}}\right) + A \qquad Eq. \ 2.34$$

### 2.2 Richiami sulla teoria lineare delle onde di mare

Le onde del mare sono onde meccaniche che si propagano in corrispondenza dell'interfaccia acqua-aria. A seconda delle forze agenti su questa interfaccia, si possono distinguere diverse tipologie di onde marine, come mostrato in *Figura 1.5*.



Figura 2.5 Spettro di energia delle onde di mare.

Se in ascissa viene riportato il periodo dell'onda, in ordinata si riporta la densità energetica con cui si manifestano i vari fenomeni. Le onde che presentano maggiore contenuto energetico, e che quindi risultano di maggiore interesse in ambito di conversione energetica da moto ondoso, sono senza dubbio le *ordinary gravity waves*, in cui la forza di richiamo è data dall'azione della gravità.

Queste onde vengono generate principalmente dall'azione del vento, ma più in generale, dalla circolazione atmosferica, collegata quindi anche a pressione e temperature di acqua e aria. Il vento agisce cedendo parte della sua energia cinetica e quantità di moto alla superficie del mare; ogni strato d'acqua tende a trascinare quello sottostante, pi\_u lento.

Il flusso d'aria turbolento che interagisce con la superficie dell'acqua genera onde a diverse scale, le quali interagiscono tra di loro scambiandosi reciprocamente energia, andando a formare nuove onde aventi ampiezze e lunghezze d'onda differenti da quelle di partenza, quindi subendo una reciproca *diffusione*.

Questo processo prosegue sino al raggiungimento di un punto di equilibrio tra vento e onde quando non è possibile ulteriore trasferimento di energia, cioè quando si verifica un bilancio tra l'input di energia dal vento, il trasferimento dell'energia tra le varie componenti ondose e la dissipazione per rottura delle onde.

Le onde superficiali dipendono, quindi, per la loro generazione da quattro parametri: velocità del vento, direzione del vento, durata dell'azione del vento, area di azione del vento (*fetch*).



Figura 2.6 Diffusione delle onde generate dal vento

#### 2.2.1 Dinamica delle onde gravitative: modello irrotazionale

Il modello più utilizzato per la descrizione della dinamica delle onde gravitative è quello *irrotazionale*, basato sulle seguenti ipotesi:

- 1. Fluido incomprimibile:  $\rho = cost$ .
- 2. Fluido non viscoso:  $\mu = 0$ . Gli effetti della viscosità sono trascurabili negli strati lontani dal fondo.
- 3. Moto irrotazionale delle particelle:  $rot(\vec{u}) = 0$ .
- Onde cilindriche: il moto delle particelle è bidimensionale nel piano verticale, per cui il vettore della velocità avrà solo due componenti u e w, rispettivamente nella direzione x e z.

Le ipotesi di irrotazionali e mancanza di attrito portano a una funzione potenziale scalare tale per cui:

$$\vec{u} = -grad\phi = -\nabla\phi = -\frac{\partial\phi}{\partial x} - \frac{\partial\phi}{\partial z}$$
 Eq. 2.35

Per la conservazione della massa risulta

$$div(\vec{u}) = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \qquad \qquad Eq. \ 2.36$$

Sostituendo l'espressione di  $\vec{u}$  (*Eq. 2.35*) nell'*Eq. 2.36* si giunge all'equazione di *Laplace*:

$$div(\vec{u}) = div(-grad\phi) = \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = \nabla^2 \phi = 0 \qquad Eq. \ 2.37$$

La conservazione della quantità di moto di un fluido incomprimibile e non viscoso è espressa dall'equazione di *Bernoulli*:

$$\rho(\vec{F} - \vec{A}) = gradP \qquad \qquad Eq. \ 2.38$$

Sviluppando l'Eq. 2.38 e sostituendo l'espressione di  $\vec{u}$ , si giunge all'equazione di Bernoulli generalizzata:

$$-gz - \frac{P}{\rho} + \frac{\partial\phi}{\partial t} - \frac{1}{2} \left[ \left( \frac{\partial\phi}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial\phi}{\partial z} \right)^2 \right] = cost \qquad Eq. \ 2.39$$

Prima di andare a specificare le formulazioni delle condizioni al contorno del problema, è utile definire i principali parametri che caratterizzano il moto ondoso:

- *H*: ampiezza dell'onda.
- *a*: semiampiezza dell'onda.
- $\eta$ : elevazione della superficie libera rispetto al livello medio.
- *h*: profondità.
- *L*: lunghezza d'onda.
- s = H/L: ripidità dell'onda.
- *T*: periodo dell'onda.
- c = L/T: celerità dell'onda.
- $\omega = 2\pi/T$ : frequenza orbitale.
- $\kappa = 2\pi/T$ : numero d'onda.



Figura 2.7 Principali grandezze del moto ondoso. Si assume come piano di riferimento (z=0) il livello medio della superficie libera

#### Condizione al contorno cinematica sulla superficie libera

Nel caso delle onde di mare, in virtù del fatto che la superficie di interfaccia tra acqua e aria è mobile, la componente normale della velocità del flusso deve essere uguale alla componente di velocità della superficie libera, perpendicolare a sé stessa.

La coordinata verticale di ogni punto della superficie libera è descritta dalla funzione  $z = \eta(x, t)$ , per cui risulta:

$$F(x, z, t) = z - \eta(x, t) = 0$$
 Eq. 2.40

$$\frac{dF}{dt} = 0 Eq. 2.41$$

Sviluppando l'*Eq. 2.41* si giunge all'espressione della condizione al contorno cinematica sulla superficie libera:

$$\frac{dF}{dt} = \frac{\partial\eta}{\partial t} - \frac{\partial\phi}{\partial x}\frac{\partial\eta}{\partial x} + \frac{\partial\phi}{\partial z} = 0 \qquad \qquad Eq. \ 2.42$$

#### Condizione al contorno cinematica al fondo

A differenza della superficie libera, il fondale \_e una superficie che possiamo considerare fissa e impermeabile (nella realtà la superficie del fondale non è né fissa né impermeabile, ma, essendo le scale temporali di evoluzione del fondo molto maggiori rispetto a quelle di evoluzione della superficie libera, è lecito assumere le ipotesi di fondo fisso e impermeabile). Si impone, dunque, che la componente della velocità perpendicolare al fondo assuma valore 0 alla coordinata z = -h.

$$w|_{z=-h} = 0 \rightarrow \left. \frac{\partial \phi}{\partial z} \right|_{z=-h} = 0$$
 Eq. 2.43

#### Condizione al contorno dinamica sulla superficie libera

In corrispondenza della superficie libera la pressione è pari a quella atmosferica, assunta per convenzione pari a 0. Dunque, l'equazione di Bernoulli (*Eq. 2.39*) alla coordinata  $z = \eta(x, t)$  diventa:

$$-g\eta(x,t) + \frac{\partial\phi}{\partial t}\Big|_{z=\eta(x,t)} - \frac{1}{2}\left[\left(\frac{\partial\phi}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial\phi}{\partial z}\right)^2\right]_{Z=\eta(x,t)} = cost \qquad Eq. \ 2.44$$

#### 2.2.2 Soluzione di Airy: modello lineare

La teoria lineare relativa la propagazione di onde proposta da Airy (1841), permette di descrivere semplicemente la propagazione e la cinematica delle onde lungo la superficie di un fluido omogeneo.

Nell'ipotesi che l'ampiezza dell'onda sia molto pià piccola rispetto alla profondità  $(H \ll h)$  e che l'onda sia poco ripida  $(\frac{a}{L} \ll 1)$ , i termini non lineari delle condizioni al contorno sono trascurabili:

Condizione cinematica sulla superficie libera
$$\frac{\partial \eta}{\partial t} - \frac{\partial \phi}{\partial z} = 0$$
Eq. 2.45

Condizione cinematica al fondo

$$\left. \frac{\partial \phi}{\partial z} \right|_{z=-h} = 0 \qquad \qquad Eq. \ 2.46$$

Condizione dinamica sulla superficie libera

$$-g\eta(x,t) + \frac{\partial\phi}{\partial t}\Big|_{z=\eta(x,t)} = 0 \qquad \qquad Eq. \ 2.47$$

In questo modo è possibile giungere ad una soluzione in forma chiusa della funzione potenziale:

$$\phi(x,z,t) = \frac{ag \cosh \left[\kappa(h+z)\right]}{\omega \cosh \left(\kappa h\right)} \cos \left(\kappa x - \omega t\right) \qquad Eq. \ 2.48$$

Sostituendo l'espressione del potenziale nell'Eq. 2.47 si ricava facilmente l'espressione dell'onda superficiale:

$$\eta(x,t) = a \sin(\kappa x - \omega t) \qquad Eq. 2.49$$

Dunque, è una forma sinusoidale di ampiezza a che si propaga nel verso positivo delle x.

A questo punto, sostituendo l'espressione di  $\eta$  (*Eq. 2.47*) nell'*Eq. 2.45*, si ottiene la l'equazione di *Poisson* che lega la variazione temporale di  $\phi$  a quella spaziale sulla superficie libera:

$$\frac{1}{g}\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = \frac{\partial \phi}{\partial z} \qquad \qquad Eq. \ 2.50$$

Da cui, esplicitando l'espressione di  $\phi$  (*Eq. 2.48*) si ottiene la *relazione di dispersione*:

$$\omega^2 = g\kappa \cdot tgh(\kappa h) \qquad Eq. 2.51$$

$$L = \frac{gT^2}{2\pi} tgh\left(\frac{2\pi h}{L}\right) \qquad Eq. \ 2.52$$

Questa relazione mostra una relazione univoca tra il numero d'onda e la frequenza orbitale dell'onda o, in maniera equivalente, la relazione tra il periodo e la lunghezza d'onda; ne consegue che, ad una data lunghezza d'onda, è associata una sola celerità:

$$c = \frac{L}{T} = \frac{gT}{2\pi} tgh\left(\frac{2\pi h}{L}\right) \qquad Eq. 2.53$$

A seconda della profondità, è possibile semplificare la relazione di dispersione:

- Acque profonde (<sup>h</sup>/<sub>L</sub> > <sup>1</sup>/<sub>2</sub>): le onde sono poco influenzate dalla presenza del fondale e il termine tgh(2πh/L) tende a 1. Dunque, l'Eq. 2.52 diventa L = (gT<sup>2</sup>)/2π.
- Acque basse  $(\frac{h}{L} < \frac{1}{20})$ : le onde sono molto influenzate dalla presenza del fondale e il termine  $tgh(2\pi h/L)$  tende a  $2\pi h/L$ . Dunque, l'Eq. 2.52 diventa  $L = T\sqrt{gh}$ .

• Acque intermedie: vale l'espressione generale della relazione di dispersione.

Derivando l'*Eq. 2.48* rispetto a  $x \in z$ , si ottengono le espressioni delle componenti del campo di moto:

$$u = \frac{\partial \phi}{\partial x} = \frac{\pi H \cosh\left[\kappa(h+z)\right]}{T \cosh\left(\kappa h\right)} \cos\left(\kappa x - \omega t\right) \qquad Eq. \ 2.54$$

$$w = \frac{\partial \phi}{\partial z} = \frac{\pi H}{T} \frac{\sinh \left[\kappa (h+z)\right]}{\sinh (\kappa h)} \sin \left(\kappa x - \omega t\right) \qquad Eq. 2.55$$

Le traiettorie delle singole particelle, calcolate integrando u e w nel periodo T, descrivono orbite *ellittiche* di ampiezza decrescente con la profondità:

$$\frac{\xi^2}{A^2} + \frac{\zeta^2}{B^2} = 1$$
 Eq. 2.56

In cui

.

• 
$$A = \frac{\cosh [\kappa(h+z)]}{\cosh (\kappa h)}$$

• 
$$B = \frac{\sinh [\kappa (h+z)]}{\sinh (\kappa h)}$$

• 
$$\xi = \int_0^T u dt$$
  
•  $\zeta = \int_0^T w dt$ 

Nel caso limite di acque profonde  $A \approx B$ , dunque le orbite sono circolari; mentre in acque basse il semiasse maggiore dell'orbita, B, rimane costante e non varia con la profondità.



Figura 2.8 Traiettorie ellittiche in diverse condizioni di profondità

Infine, esplicitando l'espressione del potenziale di Airy (Eq. 2.48) nell'equazione di conservazione della quantità di moto (Eq. 2.39), trascurando i termini non lineari, si ottiene la distribuzione della pressione:

$$P(z) = -\rho g z + \rho g h \frac{\cosh \left[\kappa(h+z)\right]}{\cosh \left(\kappa h\right)} \cos \left(\kappa x - \omega t\right) \qquad Eq. \ 2.57$$

Dunque, la pressione è composta da un termine idrostatico,  $-\rho gz$  e un termine dinamico che varia nel tempo, conseguenza del moto ondoso.



Figura 2.9 Distribuzione delle pressioni in presenza di un campo di moto ondoso

#### 2.2.3 Energia dell'onda

L'energia meccanica intrinseca del moto ondoso può essere scomposta in un contributo dovuto all'energia potenziale e uno dovuto all'energia cinetica.

L'energia potenziale di un'onda è quella associata alla quantità di massa d'acqua presente all'interno di una colonna d'acqua che si estende dal fondo fino alla superficie libera. Se consideriamo un volume di fluido di lunghezza dx, altezza  $\eta$  e larghezza unitaria, l'energia potenziale è data da:

$$dE_p = g\rho[dx(h+\eta)]\frac{h+\eta}{2} \qquad Eq. 2.58$$



Figura 2.10 Rappresentazione di un volume infinitesimo di riferimento per il calcolo dell'energia potenziale

Integrando l'Eq. 2.58 sulla lunghezza d'onda e sul periodo si ottiene l'energia potenziale complessiva, costituita dalla somma dell'energia posseduta dalla massa fluida in quiete e quella effettiva dell'onda:

$$E_p = \frac{1}{LT} \int_0^T \int_0^L \frac{1}{2} \rho g(h+\eta)^2 dx dt = \gamma \frac{h^2}{2} + \gamma \frac{H^2}{16} \qquad Eq. 2.59$$

In cui  $E_{p,wave} = \gamma \frac{\pi}{16}$  è l'energia potenziale dell'onda

L'energia cinetica è l'energia associata al movimento della massa fluida. Considerando un volume infinitesimo di fluido di lunghezza dx, altezza dz e larghezza unitaria, l'energia cinetica è data da:

$$dE_k = \frac{1}{2}\rho dx dz (u^2 + w^2)$$
 Eq. 2.60

Integrando l'Eq. 2.60 si ottiene l'energia cinetica complessiva dell'onda:

$$E_k = \frac{1}{LT} \int_0^T \int_0^L \int_{-h}^0 \frac{1}{2} \rho(u^2 + w^2) dz dx dt = \gamma \frac{H^2}{16} \qquad Eq. \ 2.61$$

Infine, l'energia meccanica trasportata dall'onda è data da:

$$E_m = E_{p,wave} + E_k = \gamma \frac{H^2}{8} \qquad \qquad Eq. \ 2.62$$

Nel moto ondoso, la massa fluida è mobilitata dall'azione della componente dinamica della pressione, la quale sviluppa una potenza, ovvero una quantità di energia trasmessa per unità di tempo lungo la direzione di propagazione dell'onda. Sia *dE* il lavoro dell'azione della pressione dinamica, espresso come:

$$dE = dFds = \rho \frac{\partial \phi}{\partial t} u \, dzdt \qquad \qquad Eq. \ 2.63$$

La potenza media dell'onda è data da:

$$P = \frac{1}{T} \int_0^T \int_{-h}^0 \frac{\partial \phi}{\partial t} u \, dz dt = \gamma \frac{H^2}{8} \frac{c}{2} \left( 1 + \frac{2\kappa h}{\sinh(2\kappa h)} \right) = E_m c_g \qquad Eq. \ 2.64$$

In cui  $c_g = c \frac{1}{2} \left( 1 + \frac{2\kappa h}{\sinh(2\kappa h)} \right)$ è detta *celerità di gruppo* e rappresenta la velocità

di propagazione dell'energia dell'onda che, in generale non è uguale alla celerità di propagazione dell'onda stessa.

In acque basse, il termine  $\frac{2\kappa h}{sinh(2\kappa h)}$  tende a 1, dunque  $c_g \approx c$ ; mentre in acque profonde  $\frac{2\kappa h}{sinh(2\kappa h)}$  tende a 0, per cui  $c_g \approx c/2$ .

#### 2.2.4 Il numero di Ursell

Fatte le ipotesi di fluido non viscoso, moto incomprimibile e irrotazionale, il modello lineare di Airy rappresenta in modo efficace la dinamica del moto ondoso in un ristretto numero di casi, come le onde gravitative pienamente sviluppate, poco ripide e che si propagano in acque profonde. Al venire meno di queste ipotesi, ad esempio in acque molto basse vicino alla costa o di onde frangenti, è necessario descrivere il moto ondoso attraverso altri modelli più complessi come le teorie degli *sviluppi perturbativi di Stokes* o il modello di *Boussinesque*.

Il parametro "guida" che esprime il grado di non linearità dell'onda e che fornisce un'indicazione sul modello da applicare in modo da rappresentare al meglio possibile il moto ondoso in diverse situazioni è il numero di Ursell, definito come:

$$U_r = \frac{HL^2}{h^3} \qquad \qquad Eq. \ 2.65$$

Tanto più  $U_r$  tende a 0, tanto più la dinamica dell'onda è ben descritta dal modello lineare di Airy. Un altro strumento utile a determinare il modello "corretto" per descrivere il moto ondoso è il diagramma di *Le Mehauté* 



Figura 2.11Diagramma di LeMehauté
# **3** Il Progetto ReDAPT

Il progetto *Reliable Data Acquisition Platform for Tidal energy (ReDAPT)* è una campagna di ricerca commissionata e co-fondata dall'*Energy technologies Institute (ETI)* di cui è parte integrante del *Marine Programme*, il cui scopo principale è quello di accelerare lo sviluppo e la messa in opera di tecnologie per la produzione in larga scala di energia elettrica dai moti del mare. L'importanza della ricerca nel campo dell'energia marina, così come sulle altre fonti di energia rinnovabile, risiede principalmente nel rendere affidabili ed economicamente praticabili le tecnologie che ne permettono lo sfruttamento.

ReDAPT è condotto da *Alstom* compagnia francese che opera nel campo della produzione e distribuzione di energia elettrica e comprende anche l'*Università di Edimburgo*, *DNV-GL Renewable Advisory*, *EDF Energy*, *E.ON*, *Tidal Generation Ltd.*, *Plymouth Marine Laboratory* e lo *European Marine Energy Centre (EMEC)*.

Come anticipato nel capitolo introduttivo, il fulcro di questa campagna di ricerca è il testing e la messa in opera di una turbina sottomarina, o *TEC (Tidal Energy Converter*), a scala commerciale da 1MW della *Alstom*, modello *DEEPGenIV*, installata nel sito di test dell'*EMEC*, nelle Isole Orcadi, con l'obiettivo di avere un set di dati completo sui campi di moto in sito e sulle condizioni in cui andrà ad operare la turbina.

In questo capitolo verranno presentate le modalità con sui si è svolta la campagna di misura per la caratterizzazione del sito in prossimità della turbina (in un range circa 10 volte il diametro del rotore), identificata dal codice MD3, che ha permesso di testare diversi dispositivi di misurazione e la loro posa in opera, validare tecniche di postprocessing e analisi di dati e avere una comprensione più profonda delle dinamiche della turbolenza nell'ambito delle correnti di marea; da un punto di vista ingegneristico, l'utilizzo principale dei dati raccolti è la loro integrazione nei modelli CFD per lo studio e la progettazione della turbina. Il "pacchetto" di attività MD3 comprende:

• Testing e calibrazione degli Acoustic Doppler Profiler (ADP), sia per quanto riguarda la parte "hardware" (durata della batteria, memoria, supporto, ecc.), sia

per quanto riguarda quella "software" (gestione dei files di dati, software per la conversione dei formati dei dati, ecc).

- Progetto e realizzazione di una struttura di supporto flessibile per i dispositivi di misurazione.
- Caratterizzazione del sito (flusso medio, onde, turbolenza, ecc.) attraverso misure raccolte in diversi periodi e in diverse posizioni.

# 3.1 Il Sito di Studio

Il sito di studio è sito di test dell'EMEC "*Fall of Warness*", un *canale bidirezionale simmetrico* compreso tra le isole *Green Holme* e *Eday*, nell'arcipelago delle *Orcadi*. Lo stretto tra le due isole è tale da incanalare i flussi di marea che oscillano tra il *Mare del Nord* e l'*Oceano Atlantico* due volte al giorno, accelerandoli fino ad una velocità di 7.8 nodi (circa 4 m/s). Le alte velocità raggiunte dalle correnti rendono il sito di marea altamente energetico, ideale per l'installazione di turbine sottomarine per la produzione di energia idroelettrica.



Figura 3.1 Carta dell'Ammiragliato che mostra Westray Firth e Stronsay Firth. Ormeggio del dispositivo presso il sito di test di marea EMEC, Fall of Warness contrassegnato con croce rossa ed etichettato TGL.

# 3.2 Strumentazione

La tecnica di acquisizione di misure è principalmente quella dei misuratori *Doppler Acustici* (ADP, Acuostic Doppler Profiler), in congiunzione a misuratori di pressione, trasduttori acustici in grado di individuare le superfici maggiormente riflettenti (acusticamente).

Questo tipo di strumenti sono largamente utilizzati nelle campagne di misura in mare aperto, in virtù della loro semplicità di installazione e configurazione e del fatto che non ostruiscono il moto del fluido.

Convenzionalmente gli ADP emettono dei segnali acustici da una serie di trasduttori (da 1 a 5 trasduttori) installati sul singolo dispositivo; tuttavia, per misurare il campo tridimensionale delle velocità e necessario che i fasci di impulsi acustici siano orientati in 3 direzioni diverse. Tipicamente i trasduttori di un ADP divergente (*D-ADP*) sono installati con un'inclinazione di 20°-30° rispetto alla verticale.

Inoltre, dato che la misura della velocità e basata sull'effetto Doppler del segnale acustico disperso dalle particelle in sospensione nell'acqua (*scattering*), ogni trasduttore misura la componente di velocità nella direzione del fascio stesso.



(a) ADP - Divergent Beams

(b) ADV - Convergent Beams

Figura 3.2Diverse tipologie di ADP: a) D-ADP e b) ADV. Le frecce grigie rappresentano il segnale acustico emesso dal trasduttore, mentre le frecce nere tratteggiate rappresentano il segnale disperso dalle particelle presenti nel volume di fluido in cui viene effettuata la misura

#### 3.2.1 Principi di funzionamento degli ADP

Come già accennato, un ADP ha uno o più trasduttori che emettono un impulso ultrasonico, o "*chirp*", mentre la traiettoria seguita dall'impulso è definita come fascio o "*beam*".

Quando l'impulso si propaga attraverso l'acqua, viene riflesso da particelle sospese (della dimensione di 1-30mm) e non dall'acqua stessa, per cui si assume come ipotesi che tali particelle si muovano alla stessa velocità dell'acqua. Una volta terminata la fase di trasmissione dell'impulso, il trasduttore funziona da ricevitore dell'impulso riflesso dalle particelle, ma solo nella stessa direzione in cui il segnale è stato emesso.

Il segnale di ritorno sarà soggetto all'effetto Doppler per cui, qualora la sorgente del segnale (la particella sospesa) sia in movimento rispetto all'osservatore (il trasduttore), l'onda risulta contratta o dilatata in funzione della componente della velocità lungo la direzione di misura.

La frequenza del segnale misurato,  $f_d$  sarà quindi proporzionale alla velocità relativa della particella  $u_{beam}$  e della velocità del suono nell'acqua C:

$$f_d = f_{pulse}(u_{beam}/C) \qquad \qquad Eq. \ 3.1$$

In questo modo è possibile stimare la velocità lungo la direzione del fascio. L'impulso acustico perde potenza proporzionalmente all'inverso del quadrato della distanza per- corsa nel mezzo in cui si propaga. Dunque, a seconda della distanza a cui si trova la particella, il trasduttore riceverà un segnale con una potenza e una fase (o ritardo) differente.

La fase di ricezione del trasduttore è ulteriormente suddivisa in un certo numero di intervalli temporali in cui verrà misurato il segnale riflesso da un volume d'acqua (*cella*) ad una certa quota, come mostrato in figura 3.3. Questo tipo di suddivisione del segnale misurato è detta *Range Gating*.

Il gap temporale tra il termine della fase di emissione del segnale e l'inizio della fase di ricezione non consente di ricevere il segnale riflesso dalle particelle che si trovano entro una certa distanza dal trasduttore, detta *Blanking Range*.

Nella realtà il fascio di impulsi tende ad allargarsi man mano che si allontana dalla sorgente, per cui i volumi di misura non saranno tutti della stessa ampiezza ma saranno via via maggiori.



Figura 3.3 Visualizzazione del Range-Gating

## 3.2.2 Criteri di progetto

Nel progetto di una campagna di misura, l'ampiezza delle celle dipende dal compromesso che c'è tra il range e la risoluzione delle misure: un impulso a bassa frequenza è in grado di percorrere una maggiore distanza senza significative perdite di potenza, ma necessita di un tempo maggiore per essere processato e quindi necessita di celle più grandi; al contrario, un impulso ad alta frequenza è in grado di fornire un'ottima risoluzione spaziale, ma ha un range limitato poichè perde potenza più velocemente rispetto ad un segnale a bassa frequenza.

Un altro parametro di progetto importante nella scelta di un ADP `e il numero di trasduttori: un dispositivo con un singolo trasduttore è in grado di misurare la velocità

solo in una direzione, mentre avendo almeno 3 trasduttori è possibile ricostruire tridimensionalmente il vettore della velocità. Eventualmente anche avere un quarto trasduttore consente di ottenere una ridondanza delle misure molto utile nella risoluzione di eventuali errori.

Inoltre, per la misura del moto ondoso, è indispensabile disporre di un trasduttore orientato verticalmente in modo da misurare la quota della superficie libera.



Figura 3.4 ADP divergente con 3 trasduttori: ogni trasduttore misura la componente nella direzione del fascio acustico (frecce rosse); la velocità media nella cella di misura (freccia azzurra) è la somma vettoriale delle tre componenti.

#### **3.2.3** Trasformazione delle coordinate

Come accennato in precedenza, i D-ADP misurano la componente della velocità lungo la direzione del fascio di impulsi, data dall'orientazione del trasduttore. Le velocità così misurate sono poco utili al progetto di una turbina per cui è necessario conoscere i profili di velocità nelle due direzioni orizzontali (parallele al piano dell'asse della turbina) e in quella verticale.

Dunque, le velocità vanno dapprima riferite ad una terna di coordinate cartesiane locali  $x, y \in z$ , solidali con il dispositivo; successivamente, conoscendo l'orientazione spaziale del dispositivo grazie a dei sensori integrati, si passa da un sistema locale ad un sistema globale  $E, N \in UP$ . Trasformazione in coordinate locali:

$$u_x = \frac{1}{2sin\beta}(u_{B1} - u_{B2})$$
 Eq. 3.2

$$u_y = \frac{1}{2sin\beta} (u_{B4} - u_{B3})$$
 Eq. 3.2

$$u_z = \frac{1}{4\cos\beta} \left( u_{B1} + u_{B2} + u_{B3} + u_{B4} \right)$$
 Eq. 3.2

In cui  $u_{x,y}$  sono le componenti della velocità nel piano x-y, mentre  $u_z$  la componente ortogonale al piano. Le  $u_B$  sono le velocità misurate lungo le direzioni dei fasci.  $\beta$  è l'angolo di inclinazione dei fasci rispetto all'asse z.

Trasformazione in coordinate E, N, UP:

$$\{u\}_{E,N,UP} = [T]\{u\}_{x,x,z}$$

In cui T è la matrie di rotazione istantanea:

$$T = \begin{bmatrix} -\cos(\theta)\cos(\psi) - \sin(\theta)\sin(\phi)\sin(\psi) & \sin(\theta)\cos(\phi) & \sin(\theta)\sin(\phi)\cos(\psi) - \cos(\theta)\sin(\psi) \\ \sin(\theta)\cos(\psi) - \cos(\theta)\sin(\phi)\sin(\psi) & \cos(\theta)\cos(\phi) & \cos(\theta)\sin(\phi)\cos(\psi) + \sin(\theta)\sin(\psi) \\ \cos(\phi)\sin(\psi) & \sin(\phi) & -\cos(\phi)\cos(\psi) \end{bmatrix}$$

I termini  $\theta, \psi, \phi$  sono rispettivamente gli angoli di imbardata (*yaw*), beccheggio (*pitch*) e rollio (*roll*) del dispositivo, forniti ad ogni istante di misura ed espressi in radianti.

#### 3.2.4 Limiti dei dispositivi Doppler acustici

Per impiegare in maniera efficace un ADP è necessario pianificare la gestione sia della batteria sia della memoria per l'acquisizione dei dati. Infatti, se la frequenza di sampling del dispositivo è bassa, si limita il consumo della batteria ed è possibile raccogliere dati per un periodo maggiore, chiaramente a discapito della risoluzione dei dati acquisiti.

Un'altra limitazione, specialmente nel caso dei D-ADP, consiste nel fatto che, per poter effettuare la trasformazione del vettore velocità nelle coordinate del dispositivo, è necessario assumere l'ipotesi di *Flusso Omogeneo*, ovvero si assume che il vettore rimanga istantaneamente invariato all'interno del volume di ogni cella di misura.

Questa può essere un'ipotesi ragionevole nel caso in cui si voglia studiare i profili delle velocità medie; tuttavia, si perde l'informazione di tutte quelle strutture turbolente che hanno una scala inferiore alla dimensione della cella.

#### 3.2.5 Dispositivi Utilizzati

Durante la campagna di misura sono state impiegati diversi dispositivi Doppler acustici:

- *RDI Workhorse Sentinel*: D-ADP a 4 fasci con frequenza acustica 600 kHz, frequenza di campionamento 0.5, 1 o 2 Hz e ampiezza celle di misura da 1 o 1.5m. È installato sul fondale ed è impiegato per la misura dei proili verticali di velocità.
- Nortek AWAC: D-ADP a 3 fasci, più uno verticale con frequenza acustica 1000 kHz, frequenza di campionamento 2 o 4 Hz e ampiezza celle 0.5 o 1m. È installato sulla turbina ed è impiegato per la misura delle velocità al di sopra del rotore e per la misura delle onde.
- Nortek Single Beam Doppler: SB-ADP a singolo fascio, con frequenza acustica 1000 kHz, frequenza di campionamento 2 o 4 Hz e ampiezza celle 0.4, 0.5 o 1m. È installato sulla turbina ed è impiegato per la misura delle onde e per la misura delle velocità in prossimità della turbina (solo nella direzione del fascio). Quattro degli SB-ADP installati sulla sommità della turbina sono disposti con un'inclinazione tale che i loro fasci siano convergenti, così da costituire un C-ADP (ADP convergente) in larga scala.
- Nortek Continental Single Beam: SB-ADP a lungo raggio, della Nortek AS, con frequenza acustica 198 kHz, frequenza di campionamento 1Hz e ampiezza celle 1, 4, 5 o 10m. È installato sul retro della turbina ed è impiegato per la misura delle velocità in prossimità della turbina (solo nella direzione del fascio).

Instrument Name	ADCP	AWAC	CONT	SBD
Instrument Type	Divergent Acoustic	Divergent Acoustic	Single-Beam Acoustic	Single-Beam Acoustic
	Doppler Profiler (D-ADP)		Doppler Profiler (SB-ADP)	Doppler Profiler (SB-ADP)
Manufacturer	Teledyne RDI	Nortek AS	Nortek AS	Nortek AS
Sample Rate (Hz)	0.5 (typical), 1, 2	2 (typical), 4	1	2, 4
Acoustic Freq (kHz)	600	1000	198	1000
Bin Size (m)	1 (typical), 1.5	1 (typical), 0.5	1,4,5,10	0.4 (typical), 0.5, 1
No. of Transducers	4	3+1 Vert	1	1
Location	Seabed	Turbine	Turbine	Turbine
Orientation	Upwards	Upwards	Rearwards	Multiple
			O	

Figura 3.5 Strumentazione utilizzata

# 3.2.6 Installazione dei Dispositivi

# Dispositivi montati sulla turbina DEEPGen IV

I dispositivi installati sulla turbina sono stati posizionati secondo 3 configurazioni:

- Sulla sommità della parte posteriore della carlinga della turbina, montati sulla piattaforma ESIP-1 (Edinburgh Subsea Instrumentation Platform), costituita da un telaio tubulare in acciaio con rivestimento epossidico rinforzato con scaglie di vetro e una lamina d'acciaio pre-forata.
- 2. Sul retro della turbina, montati sulla piattaforma *ESIP-2*, costituita da un telaio scatolare rettangolare in acciaio verniciato.
- Sulla punta anteriore della turbina, dove è presente un solo sensore SB-ADP orientato in direzione parallela all'asse del rotore.

# Dispositivi installati sul fondale

Gli ADP divergenti posizionati sul fondale sono montati su degli stabilizzatori (*gimbals*) a 2 assi all'interno di telai pesanti in acciaio o in calcestruzzo in grado di rimanere stabili sotto l'azione di trascinamento della corrente. Si sono adottate 3 tipologie di telai:

• *Tipo A*: telaio e pannellatura esterna in acciaio inossidabile con zavorre in piombo. Peso a secco 300kg.

- *Tipo B*: telaio formato da un involucro di acciaio inossidabile riempito di calcestruzzo. Peso a secco 2200kg.
- *Tipo C*: telaio in calcestruzzo con elementi di rinforzo in acciaio inossidabile. Peso a secco 3000kg.

Per quanto riguarda la messa in opera e il recupero dal fondale, per il telaio di tipo A, in virtù del peso contenuto, è sufficiente una nave di piccole dimensioni munita di argano; per i telai di tipo B e C, dal peso considerevole, è richiesto l'impiego di navi più grandi in grado di ospitare dei sistemi di sollevamento idraulici (*HIAB*). Il corretto posizionamento (o ritiro) di questi ultimi è monitorato attraverso di un *ROV* (*Remotely Operated Veichle*) il quale fornisce anche il posizionamento GPS esatto del dispositivo e la profondità di posa.



Figura 3.6 Fotografia della turbina DEEPGenIV che viene sollevata dalla chiatta gru per essere posata in opera. Sono indicate le posizioni delle piattaforme ESIP-1 e ESIP-2 di cui sono mostrate delle fotografie in basso



Figura 3.7 Tipologie di telai di supporto della strumentazione di misura: (a) tipo A; (b) tipo B; (c) tipo C

#### 3.2.7 Acquisizione e Conversione dei Dati

I dispositivi installati sulle piattaforme ESIP-1 e ESIP-2 trasmettono i dati alla stazione secondaria della Alstom, sull'isola di Eday, attraverso un cavo sottomarino in fibra ottica e sono monitorati da remoto in tempo reale dai laboratori dell'UoE mediante una macchina virtuale operata da un server installato tra i rack della Alstom. I dati sono poi immagazzinati nell'HDD della macchina virtuale e scaricati sui server dell'UoE.

Per quanto riguarda gli ADP installati sul fondale, i dati sono salvati su una memory card da 4GB interna e scaricati su laptop al momento del recupero del dispositivo.

I dati registrati nei formati proprietari sono infine convertiti in Matlab attraverso degli script creati ad-hoc o attraverso software di esportazione forniti direttamente dalle case manifatturiere dei dispositivi.

# 4 Analisi dei Dati e Risultati

In questo capitolo verranno esposte le procedure di elaborazione delle misure di campo a nostra disposizione ed esposti i risultati di tali elaborazioni.

Questa sezione sarà organizzata nel modo seguente:

- 1. Descrizione di dati.
- 2. Analisi delle Onde
- 3. Analisi delle velocità.

# 4.1 Descrizione dei dati

Le misure a disposizione sono effettuate tramite un *D-ADP (Diverging Beam Acoustic Doppler Profiler)*, a cui corrisponde l'ID ADCP01, di cui si riportano di seguito le specifiche tecniche:

Tipo di strumentazione	D-ADP
Casa produttrice	Teledyne RDI
Modello	Workhorse Sentinel
Frequenza acustica (kHz)	600
Frequenza di campionamento (Hz)	0.5, 1, 2
Dimensione cella (m)	1, 1.5
No. Trasduttori	4
Orientazione	Verticale
	Fondale, vicino alla
Posizionamento	turbina



I dati sono stati raccolti in diversi periodi, tra Febbraio 2013 e Luglio 2014, spostando di volta in volta il dispositivo (e il suo supporto) nella posizione designta per mezzo di un *ROV (Remotely Operated Veichle)*. Si è preimpostato il D-ADP con le seguenti configurazioni operative:



Figura 4.1 Mappa che mostra le linee di costa e la batimetria di (a) Isole Orcadi; (b) Sito di test dell'EMEC; (c) Dislocamento dgli D-ADP: i range delle distanze dalla turbina, evidenziate dalle circonferenze grigie, hanno passo 10m, a partire da 40m dalla turbina

	Frequenza di				
	campionamento			Durata	
ID	(Hz)	Data Inizio	Data Fine	(giorni)	Posizione
ADCP01_NW_0	1	18-Feb-13	20-Mar-13	24	0
ADCP01_NW_1	0.5	1-Jun-13	18-Jul-13	42	1
ADCP01_NW_2	0.5	18-Jul-13	13-Aug-13	15	2
ADCP01_NW_5	1	19-Jun-14	17-Aug-14	41	5a

Nell'ID completo è indicata l'area in cui si è posizionato il dispositivo, ovvero a nord ovest della turbina (NW) e la posizione di riferimento nella mappa (1, 2, 3, ecc.). Non è stato possibile recuperare i dati relativi a ADCP01\_NW\_4 a causa di un errore della memory card interna.

I dati sono del tipo *RAW*, ovvero dato grezzi, senza nessun tipo di *quality control* o di *post-processing*, disponibili in formato Matlab. Si riporta di seguito una tabella coi vari campi di misura con cui si presenta la struttura in Matlab delle misure RAW:

Data Fields	Sub Fields	Dimensions	Number Format	Description	Units
Timestamp	NO	1D	double	Timestamp (Matlab format)	days
B1	NO	2D	single	Velocity Profile from Beam 1	m/s
B2	NO	2D	single	Velocity Profile from Beam 2	m/s
B3	NO	2D	single	Velocity Profile from Beam 3	m/s
х	NO	2D	single	Velocity Profile in Instrument Coordinates (X)	m/s
Y	NO	2D	single	Velocity Profile in Instrument Coordinates (Y)	m/s
Z	NO	2D	single	Velocity Profile in Instrument Coordinates (Z)	m/s
Amp1	NO	2D	single	Amplitude Return Profile from Beam 1	Counts
Amp2	NO	2D	single	Amplitude Return Profile from Beam 2	Counts
Amp3	NO	2D	single	Amplitude Return Profile from Beam 3	Counts
Heading	NO	1D	single	Instrument Heading	degrees
Pitch	NO	1D	single	Instrument Pitch	degrees
Roll	NO	1D	single	Instrument Roll	degrees
Pressure	NO	2D	single	Instrument Depth from Pressure Gauge	m
CF	YES	2D*	double	Instrument Configuration Tracking fields	Multiple (see CF_VALUE_n)
CF	VALUE 1	1D		Bad Time Stamp Detected	1=Time Stamp Error, 0 = No Error
CF	VALUE 2	1D		Number of Pings Per Ensemble	
CF	VALUE 3	1D		MatlabTimestamp	days
CF	VALUE4	1D		Coordinate System	2 = Instrument Beam Coordinates
CF	VALUE 5	1D		SoundSpeed	m/s
CF	VALUE 6	1D		Heading	degrees
CF	VALUE 7	1D		Pitch	degrees
CF	VALUE 8	1D		Roll	degrees
CF	VALUE 9	1D		Instrument Depth from Pressure Gauge	m
CF	VALUE 10	1D		Temperature	degrees C
CF	VALUE 11	1D		Number of Beams	
CF	VALUE 12	1D		Number of Bins	
CF	VALUE 13	1D		Sample Rate	Hz
CF	VALUE 14	1D		Location of first measurement Bin	m
CF	VALUE 15	1D		Location	UTM Zone 30 N, metres East
CF	VALUE 16	1D		Location	UTM Zone 30 N, metres North
CF	VALUE 17	1D		N/A	
CF	VALUE 18	1D		N/A	
CF	VALUE 19	1D		Bin Size	m
CF	VALUE 20	1D		Manual Yaw Correction	no = 0, yes = 1, unknown = 2

# 4.2 Analisi delle onde

In questa sezione si discuteranno le metodologie adottare per caratterizzare il moto ondoso locale. I dispositivi D-ADP di cui abbiamo a disposizione le misure non sono particolarmente efficaci per una misurazione accurata delle onde per due motivi principali:

- La frequenza di campionamento è molto bassa, 0.5-1 Hz, dunque, si perde gran parte dello spettro delle onde gravitative.
- La distanza del dispositivo dalla superficie libera è stimata attraverso misure di pressione. Come accennato nei richiami teorici sulle onde, la componente dinamica della pressione dovuta al moto ondoso si attenua con la profondità, per cui il segnale registrato dal dispositivo sul fondale ad una profondità media di circa 45m risulta molto rumoroso perché "sporcato" da variazioni di pressione indotte dal campo di moto locale e non dalle onde.

Un aspetto importante che non verrà discusso in questa sede è *Direzionalità* delle onde. Un campo di moto ondoso reale si presenta con un ampio spettro di onde multidirezionali, per cui una una corretta caratterizzazione del sito richiederebbe una rappresentazione statistica delle onde non solo in base alle frequenze ma anche alla direzione in cui si propagano.

L'analisi delle onde è sviluppata secondo 3 step principali:

- 1. Pulizia dei dati.
- 2. Calcolo delle onde significative.
- 3. Analisi degli spettri di potenza.

#### 4.2.1 Pulizia dei dati

Dopo aver importato il dataset, ed estratti i vettori del tempo e della profondità, ricavata tramite misuratore di pressione, è utile eseguire delle operazioni di "pulizia" che consistono in:

- a. Rimozione delle fluttuazioni della superficie libera dovute alla marea.
- b. Rimozione delle misure fuori scala

#### Rimozione delle fluttuazioni dovute alle maree

Per isolare il moto ondoso dalle fluttuazioni dovute alle maree è stato applicato alle misure un *detrending lineare* su finestre di 5 min.



Figura 4.3 (a)serie temporale della profondità misurata attraverso il trasduttore di pression; (b)serie temporale dopo l'applicazione del detrending lineare

#### Rimozione delle misure fuori scala

Dal vettore delle altezze depurate dalle fluttuazioni del livello medio della superficie libera, sono state eliminate le misure per cui il valore assoluto supera i 20m, da considerarsi come errori di misura. Operativamente, a tali misure è stato assegnato valore *NaN (Not a Number)*, in modo da non alterare la dimensione del vettore.

# 4.2.2 Onde Significative

L'onda significativa è un parametro molto usato, soprattutto per la progettazione di opere costiere. Ciò deriva dal fatto che, in passato, l'analisi del moto ondoso veniva effettuata sulla base di dati osservati e che l'esperienza ha mostrato che l'altezza d'onda e il periodo selezionati sulla base di indagini visive corrisponde approssimativamente all'onda significativa. Pertanto, la scelta dell'onda significativa può oggi essere giustificata anche sulla base di una esperienza ingegneristica ormai consolidata.

Tradizionalmente si usa definire l'onda significativa come la media delle ampiezze comprese nel terzo più alto di una serie temporale di onde. In altri termini, come mostrato in figura, una volta tracciata la curva di *probabilità cumulata*, è sufficiente mediare le onde con probabilità di non superamento maggiore di 2/3. In questo caso ci si riferisce all'ampiezza significativa come  $H_{1/3}$ .



Figura 4.4 definizione tradizionale dell'onda significativa  $H_{1/3}$ 

Un'altra definizione di onda significativa, utilizzata per quest'analisi, è legata all'aspetto energetico delle onde; difatti, se lo spettro di un'onda monocromatica, avendo una sola frequenza, risulta costituito da un solo segmento proporzionale all'energia associata all'onda stessa, le onde irregolari, essendo composte da più onde sinusoidali, hanno un'energia distribuita su diverse frequenze.

Con lo spettro si assegna a ciascuna frequenza la corrispondente energia, individuando così le frequenze dominanti nel campo d'onda, cioè quelle a cui corrispondono i valori più elevati di energia. Il numero delle frequenze di picco indica il numero di treni che compongono l'onda. Detto  $S_{xx}(f)$  lo spettro di potenza del segnale delle onde, l'onda significativa, in questo senso, è definita in letteratura come:

$$H_{m0} = 4\sqrt{m_0} \qquad \qquad Eq. \ 4.1$$

In cui  $m_0$  è il momento spettrale di ordine 0:

$$m_0 = \int_0^{+\infty} f^n S_{xx}(f) df \ con \, n = 0 \qquad Eq. \ 4.2$$

Cioè  $m_0$  è pari all'area sottostante lo spettro di potenza che, nel caso di un segnale avente media nulla, è pari alla varianza del segnale.

Di seguito si riportano, per ogni configurazione del dispositivo, le serie temporali della profondità, altezza delle onde e onde significative calcolate su intervalli di 5 min.









Figura 4.5 Fasi del trattamento delle misure di profondità per calcolare la serie temporale delle altezze significative per le varie configurazioni del dispositivo D-ADP, (a)-(d): acquisizione della serie temporale (grafico in alto); detrending lineare del segnale (grafico in mezzo); stima delle altezze significative su finestre temporali di 5' (grafico in bsso).

Il segnale registrato dal trasduttore di pressione presenta fluttuazioni di ampiezza che rimangono tra 0.5 e 0.6m, sensibilmente meno di quanto riportato nel report ufficiale del progetto ReDAPT (Sellar *et al.* 2016), di 1-4m, per i motivi esposti all'inizio di questa sezione; tuttavia, è possibile distinguere alcuni periodi in cui il moto ondoso si presenta con una maggiore intensità, ad esempio nella seconda settimana di marzo 2013 (figura 4.5 (a)), nella terza settimana di luglio 2013 (figura 4.5 (b)) e nella seconda e terza settimana di luglio 2014 (figura 4.5 (d)).

## 4.2.3 Spettri di Potenza

Lo spettro di potenza di un segnale misurato in campo in genere risulta molto rumoroso, specialmente se riferito ad una serie temporale molto lunga, e può essere difficile distinguere quali siano le frequenze più rilevanti. Una soluzione a questo problema è quella di mediare gli spettri calcolati su degli *ensambles* statistici di x(t) più piccoli dell'intera serie, in modo tale da ricavare uno spettro che sia il più simile possibile al suo valore ateso.

Un algoritmo che esegue l'operazione appena descritta è quello di *Welch*, con cui si sono calcolati gli spettri delle onde (e successivamente anche delle velocità).

Operativamente, si sono calcolati gli spettri di potenza attraverso la funzione integrata in Matlab, "*pwelch*".

La sintassi della funzione è la seguente:

[S,f] = pwelch(y, window, overlap, nFFT, fs)
In cui

- *y* è il vettore della serie temporale
- window è il numero di elementi di y nella finestra temporale di interesse
- *overlap* è il numero di elementi di sovrapposizione tra due finestre contigue
- *nFFT* numero di elementi su cui opera l'algoritmo
- *fs* frequenza di campionamento del segnale

Si riporta una tabella riassuntiva con variabili di input della funzione *pwelch* e le coordinate dei valori spettrali di picco per le diverse configurazioni:

ID	Window	Overlap	nFFT	fs (Hz)	Frequenza di picco (Hz)	Valore spettrale di picco (m <sup>2</sup> s)
ADCP01 NW 0	3000	1500	3000	1	0.090	0.051
ADCP01_NW_1	3000	1500	3000	0.5	0.085	0.089
ADCP01_NW_2	3000	1500	3000	0.5	0.141	0.061
ADCP01_NW_5	3000	1500	3000	1	0.087	0.042



Figura 4.6 Spettri di potenza delle onde per le diverse configurazioni del dispositivo (a)-(d)

# Osservazioni:

- Tutti gli spettri presentano un picco a frequenze nell'intorno di 0.1 Hz, in accordo con quanto riportato nel report ufficiale del progetto ReDAPT (Sellar *et. Al*, 2016), per cui, sebbene la configurazione operativa del dispositivo risulti sub-ottimale per quanto riguarda la misura delle altezze, è comunque in grado di fornire una buona caratterizzazione del moto ondoso in termini di frequenze dominanti.
- Gli spettri (b) e (c) in cui la frequenza di campionamento è 0.5Hz, presentano un "noise floor" ovvero un rumore di fondo, più elevato rispetto agli spettri (a) e (d) in cui la frequenza di campionamento è 1Hz.

# 4.3 Analisi delle velocità

La caratterizzazione del flusso in un sito di marea si basa sulla raccolta di informazioni sul campo di velocità in un certo range di scale spaziali e temporali, in modo da evidenziare le caratteristiche chiave del moto del fluido. Questo si traduce nell'identificare caratteristiche del moto che possono avere scale temporali stagionali o addirittura annuali, ad esempio se si vogliono studiare le fluttuazioni in un ciclo completo di marea, fino a scale dei secondi o inferiori, se si vogliono classificare le scale dei vortici che caratterizzano il campo di moto turbolento in sito.

Come si vedrà più avanti, tutti i parametri del flusso (velocità media, intensità turbolenta, velocità di attrito, scale della turbolenza, ecc.) sono fortemente influenzati dalle modalità di acquisizione dei dati, dai criteri di selezione e organizzazione dei dati e dalle tecniche di post-processing del segnale.

Questo paragrafo si articola nella maniera seguente:

- 1. Pulizia dei dati
- 2. Trasformazione del sistema di riferimento
- Filtraggio dei dati in base alla fase di marea (flood o ebb tide) e alla velocità di riferimento, u<sub>ref</sub>.
- 4. Estrazione dei profili verticali di velocità media e intensità turbolente.
- Scaling dei profili di velocità media e intensità turbolente secondo i modelli classici della turbolenza di parete.
- 6. Analisi degli spettri di potenza pre-moltiplicati

## 4.3.1 Pulizia dei dati

Analogamente a quanto visto nella sezione dedicata alle onde, è necessario filtrare i dati RAW secondo criteri non eccessivamente restrittivi in modo da limitare al minimo l'esclusione di dati. In tal modo è possibile (1) mantenere il più possibile inalterate le fluttuazioni reali del campo di moto (2) avere un ensamble statistico più grande in modo che i dei parametri del moto risultino più simili possibile al loro valore atteso. I criteri adottati per la pulizia dei dati sono i seguenti:

- a. Esclusione di misure fuori scala.
- b. Esclusione di misure con bassa potenza del segnale di ritorno.
- c. Esclusione degli outliers.

#### Esclusione delle misure fuori scala

Le velocità con magnitudo superiore a 20m/s sono state escluse e sostituite col valore *NaN*.

#### Esclusione di misure con bassa potenza del segnale di ritorno

Le misure aventi un'intensità del segnale acustico di ritorno inferiore a 75 sono escluse e sostituite col valore *NaN*.

Le cause di una intensità bassa del segnale di ritorno sono principalmente una scarsa densità di particelle in sospensione in grado di riflettere il segnale nel volume di misura e l'attenuazione del segnale all'aumentare del range di misura.

#### Esclusione degli outliers

Si sono individuati gli *outliers* calcolando la *deviazione assoluta mediana* (*MAD*) su intervalli di 5 min ed escludendo le velocità con magnitudo superiore a 2.5 volte la *MAD* che sono state rimpiazzate dal valore *NaN*:

$$MAD = median(|u_i - \tilde{u}|) \qquad Eq. \ 4.3$$
è la mediana del gruppo

In cui  $\tilde{u}$  è la mediana del gruppo.

# 4.3.2 Trasformazione del sistema di riferimento

Come già illustrato nel capitolo dedicato ai dispositivi Doppler Acustici, le misure della velocità sono riferite al sistema di riferimento locale del dispositivo *x*, *y*, *z*. Chiaramente, per poter confrontare i risultati ottenuti dalle misure raccolte nelle diverse configurazioni del dispositivo è necessario riferire le velocità ad un sistema di riferimento assoluto *Est, Nord, Up*, applicando al vettore di velocità la matrice di rotazione istantanea [T], fornita dalla casa manifatturiera del dispositivo (RD Instruments):

$$T = \begin{bmatrix} -\cos(\theta)\cos(\psi) - \sin(\theta)\sin(\phi)\sin(\psi) & \sin(\theta)\cos(\phi) & \sin(\theta)\sin(\phi)\cos(\psi) - \cos(\theta)\sin(\psi) \\ \sin(\theta)\cos(\psi) - \cos(\theta)\sin(\psi) & \cos(\theta)\cos(\phi) & \cos(\theta)\sin(\phi)\cos(\psi) + \sin(\theta)\sin(\psi) \\ \cos(\phi)\sin(\psi) & \sin(\phi) & -\cos(\phi)\cos(\psi) \end{bmatrix}$$



Figura 4.7 Scatterplot delle velocità nei sistemi di riferimento x,y (immagine a sinistra) e E,N (immagine a destra). La linea nera indica la direzione media del flusso

A questo punto, è possibile individuare la direzione media del flusso interpolando con una retta le componenti della velocità nel piano orizzontale (*E-N*). Proiettando infine la velocità orizzontale su tale retta, si otterrà la componente della velocità nella *direzione parallela al flusso medio*,  $u_H$ , che sarà impiegata nelle analisi a seguire.

{

La procedura di calcolo conta dei seguenti passaggi:

1. Passaggio dal sistema di riferimento locale a quello globale:

$$[u]_{E,N,UP} = [T]\{u\}_{x,y,z}$$

 Individuazione della retta che presenta il miglior fitting dei dati con la funzione integrata di Matlab "*polyfit*", assegnando il grado 1 al polinomio interpolante. Il comando restituisce in output i coefficienti polinomiali che, nel nostro caso, sono il coefficiente angolare *a* e il termine noto *b* dell'equazione della retta:

$$u_N = a u_E + b$$

Pertanto, la direzione del flusso medio sarà inclinata rispetto alla direzione N di un angolo  $\alpha = \frac{\pi}{2} - \arctan(a)$ .

3. Trasformazione del vettore  $(u_E; u_N)$  nel nuovo sistema di riferimento x'-y' ruotato di  $\alpha$  rispetto al sistema *E-N*:

$$\begin{cases} u_{x'} \\ u_{y'} \end{cases} = \begin{bmatrix} \cos\alpha & -\sin\alpha \\ \sin\alpha & \cos\alpha \end{bmatrix} \begin{cases} u_E \\ u_N \end{cases}$$

 $u_{y'}$  sarà la componente della velocità nella direzione parallela alla direzione del flusso medio, per cui  $u_H = u_{y'}$ , mentre  $u_{x'}$  sarà la componente nella direzione trasversale.

# 4.3.3 Suddivisione dei dati

Prima di andare ad illustrare quali sono i criteri in base ai quali suddividere le misure di velocità, è importante definire il parametro su cui si basano tali criteri, ovvero la *velocità di riferimento u<sub>ref</sub>*, proposto nel report ufficiale del progetto ReDAPT. È definita come la velocità orizzontale mediata sulla verticale, nel range di estensione delle pale della turbina, ovvero un tratto di 20m, a partire da una quota di circa 10m del fondale.

Dunque, conoscendo l'estensione delle celle di misura con cui è stato configurato il D-ADP (campo di misura CF.VALUE19) e la distanza di *blanking* (campo di misura CF.VALUE14) è sufficiente mediare le  $u_H$  che ricadono nel tratto compreso tra le quote 10 e 30m.

	Estensione cella (m)	Distanza di blanking (m)
ADCP01_NW_0	1	2.07
ADCP01_NW_1	1	2.07
ADCP01_NW_2	1	2.08
ADCP01_NW_5	1	2.1

#### Suddivisione delle velocità in base alle fasi di marea

Definita la serie temporale di  $u_{ref}$ , si filtrano le misure in base alla fase di marea in cui ricadono (*flood o ebb tide*). In particolare, una fase sarà caratterizzata da valori positivi della velocità di riferimento, l'altra da valori negativi; tuttavia, non è possibile determinare quale fase sia caratterizzata da quale segno poiché il verso positivo nella direzione media del flusso è stato determinato in maniera arbitraria. Per distinguere le fasi di marea si può far riferimento alle fasi di marea del moto ondoso, infatti, dato che le fluttuazioni del livello medio della superficie e le fluttuazioni della velocità dovute all'alternarsi delle maree sono sfasate di circa  $\pi/2$ , allora è possibile identificare i periodi di *flood tide* coi periodi in cui il livello medio della superficie libera *cresce*, mentre i periodi di *ebb tide* coi periodi in cui il livello medio della superficie libera *decresce*.



Figura 4.8 (b) sfasamento dei cicli di marea del moto ondoso e della velocità: la linea nera è l'ampiezza delle onde, la linea blu è la velocità di riferimento media; (a) magnitudo della velocità di riferimento, evidenziando la distinzione delle fasi di marea (immagine sopra)

#### Suddivisione delle velocità in base alle velocità di riferimento

Il dataset è stato ulteriormente suddiviso in intervalli di  $u_{ref}$  di 0.4m/s, come mostrato nella seguente tabella

uref media (m/s)	0.5	0.9	1.3	1.7	2.1	2.5	2.9	3.3	3.7
finestre (m/s)	0.3-0.7	0.7-1.1	1.1-1.5	1.5-1.9	1.9-2.3	2.3-2.7	2.7-3.1	3.1-3.5	3.5-3.9



Figura 4.9 Serie temporale di u\_ref con evidenziata la suddivisione in base agli intervalle di velocità

In questo modo è possibile assumere che, nei periodi relativi ad uno specifico intervallo di  $u_{ref}$ , la velocità media del flusso sia pressochè costante. In questa condizione di flusso quasi-stazionario sarà perciò lecito considerare l'ipotesi di *"frozen turbulence"*, di cui si sono discusse le implicazioni nel paragrafo 2.1.

Si riporta di seguito una tabella col numero di elementi per ogni gruppo di riferimento:

uref media (m/s)	0.5	0.9	1.3	1.7	2.1	2.5	2.9	3.3	3.7
flood tide									
ADCP01_NW_0	132561	108714	107813	163155	163505	150491	121744	29867	1716
ADCP01_NW_1	145870	114735	129805	194922	189023	120707	52052	13278	1262
ADCP01_NW_2	42756	36608	44830	46686	37304	38655	38527	14760	2043
ADCP01_NW_5	276965	216478	221911	338399	324111	242642	93394	26045	2735
ebb tide									
ADCP01_NW_0	122715	86001	73824	93727	150514	155345	134061	86762	10167
ADCP01_NW_1	92112	61315	50338	81549	130669	124709	70302	24410	3719
ADCP01_NW_2	25071	23481	20325	31255	22265	24797	28864	23504	10014
ADCP01_NW_5	251428	220560	283502	255075	224966	217580	122563	35839	9514

#### 4.3.4 Estrazione dei profili verticali di velocità media e intensità turbolenta

Profili verticali di velocità media nella direzione parallela al flusso medio

Per ogni gruppo di dati e per ogni fase di marea, come visto in precedenza, la velocità media alla quota z è stimata come:

$$U(z) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{n} u_{H,i}(z) \qquad Eq. \ 4.4$$

In cui:

- $u_{H,i}$  è l'i-esimo elemento appartenente ad un gruppo di dati.
- *N* è il numero di elementi presenti in ogni gruppo di dati, come riportato nella tabella nella sezione precedente.
- z è la quota media delle celle di misura dell'D-ADP.





Figura 4.10 Profili verticali di velocità media nella direzione parallela al flusso medio per le diverse configurazioni del D-ADP, separando i profili di "flood tide", pannelli (a), (c), (e), (g), e di "ebb tide", pannelli (b), (d), (f), (h).

#### Osservazioni:

• I profili di *ebb tide* presentano una forma molto irregolare che si discosta dal classico andamento logaritmico a partire da una quota di circa 10m dal fondo; inoltre, si nota una decrescita a partire da una quota compresa tra 25-30m fino alla superficie libera. Plausibilmente, la causa è da attribuirsi al fatto che i dispositivi si trovano a valle della turbina rispetto alla direzione media della corrente nella fase di *ebb tide*, per cui i profili medi risentono fortemente l'interferenza della turbina, per lo meno fino alla distanza a cui è stato posizionato il dispositivo di misurazione.

Data la loro forte irregolarità, i profili di *ebb tide* saranno esclusi nelle succesive analisi.

- I profili di *flood tide* presentano un andamento di tipo logaritmico, fatta eccezione per i profili relativi alla velocità di riferimento 3.7 m/s (e in alcuni casi anche 3.3 m/s) i quali, a partire da una quota di circa 25m, si discostano dall'andamento di un profilo ordinario mostrando una netta decrescita. La causa è da attribuirsi al fatto che i profili verticali istantanei appartenenti a tali sezioni di misure sono troppo pochi, per cui la loro media non è rappresentativa del reale andamento medio del flusso.
- In generale, la presenza delle onde non sembra influenzare i profili medi.

#### Profili verticali di intensità turbolenta nella direzione parallela al flusso medio

Un parametro largamente utilizzato per la caratterizzazione della turbolenza è l'*intensità turbolenta* che esprime l'intensità delle fluttuazioni turbolente rispetto alla velocità media ed è, dunque, *proporzionale all'energia cinetica turbolenta*. L'intensità turbolenta nella direzione parallela al flusso medio è definita come:

$$I_u = \frac{\sqrt{\langle u'_H^2 \rangle}}{U} \qquad \qquad Eq. \ 4.5$$

In cui  $u'_{H} = u_{H} - U$  è la fluttuazione di  $u_{H}$ . La media di insieme  $\langle u'_{H}^{2} \rangle$ , l'*ergodicità* del sistema, è pari alla media temporale, perciò, possiamo riscrivere il numeratore come la radice della varianza di  $u_{H}$ :

$$I_u = \frac{\sqrt{\sigma_u^2}}{U} \qquad \qquad Eq. \ 4.6$$





Figura 4.11 Profili verticali di intensità turbolenta nella direzione parallela al flusso medioper le diverse configurazioni del D-ADP, separando i profili di "flood tide", pannelli (a), (c), (e), (g), e di "ebb tide", pannelli (b), (d), (f), (h).

### 4.3.5 Scaling dei profili

L'obiettivo principale delle analisi sviluppate in questo paragrafo è quello di verificare la scalabilità dei profili di velocità media e intensità turbolente secondo i modelli standard della turbolenza di parete. In altri termini, si cercherà di individuare un *log-layer* nei profili di velocità e si discuterà la bontà dei parametri classici di scaling in un contesto reale e complesso.

# INNER scaling dei profili di velocità

Il modello classico di riferimento che descrive l'andamento del profilo medio di velocità in prossimità di una parete scabra (*inner region*) è la legge logaritmica, espressa da:

$$\frac{U(y)}{u_{\tau}} = \frac{1}{k} \ln\left(\frac{y}{y_0}\right) \qquad \qquad Eq. \ 4.7$$

Le velocità medie sperimentali saranno dunque scalate con  $u_{\tau}$ , mentre le quote con  $y_0$ .

Il campo di validità del modello è fino ad una quota pari a circa 0.2 volte il tirante, nel caso in esame, pari alla quota del livello medio della superficie libera (*MWL*).

I parametri  $u^* e y_0$  con cui scalare i profili si sono ricavati col metodo di *Clauser*:

- a. Si traspone il profilo di velocità nel piano semilogaritmico log(y) U.
- b. Si calcola la retta U(y) = Alog(y) + B che interpola i valori del profilo fino alla quota di 0.2 *MWL*.
- c. Riscrivo la legge logaritmica esplicitando U(y):

$$U(y) = \frac{u_{\tau}}{k} \ln(y) - \frac{u_{\tau}}{k} \ln(y_0) \qquad Eq. \ 4.8$$

d. Per la similitudine tra le due equazioni risulta che:

$$A = \frac{u_{\tau}}{k} \to u_{\tau} = kA \qquad \qquad Eq. \ 4.9$$

$$B = \frac{u_{\tau}}{k} \ln(y_0) \to y_0 = e^{-\frac{kB}{u_{\tau}}} \qquad Eq. \ 4.10$$

Si riporta di seguito una tabella riassuntiva con i valori di  $u_{\tau}$  e  $y_0$  solamente dei profili di *flood tide:* 

uref media (m/s)	0.5	0.9	1.3	1.7	2.1	2.5	2.9	3.3	3.7
ADCP01_NW_0									
u* (m/s)	0.045	0.071	0.089	0.093	0.111	0.133	0.149	0.183	0.183
y0 (m)	0.132	0.099	0.035	0.009	0.007	0.008	0.006	0.014	0.014
ADCP01_NW_1									
u* (m/s)	0.022	0.042	0.065	0.081	0.101	0.121	0.144	0.173	0.173
y0 (m)	0.001	0.002	0.003	0.003	0.003	0.004	0.005	0.009	0.009
ADCP01_NW_2									
u* (m/s)	0.040	0.053	0.067	0.082	0.103	0.124	0.146	0.180	0.180
y0 (m)	0.046	0.013	0.004	0.003	0.004	0.004	0.004	0.011	0.011
ADCP01_NW_5									
u* (m/s)	0.047	0.069	0.073	0.082	0.100	0.122	0.148	0.172	0.172
y0 (m)	0.158	0.079	0.008	0.003	0.003	0.004	0.006	0.008	0.008

# OUTER scaling dei profili di velocità

Il profilo medio di velocità considerato dall'outer region è espresso dalla legge:

$$\frac{U - U_{\infty}}{u_{\tau}} = -\frac{1}{k} \ln\left(\frac{y}{H}\right) \qquad \qquad Eq. \ 4.11$$

In cui si considera per  $U_{\infty}$  il valore del profilo di velocità alla quota massima, mentre per *H* il *MWL*.

In questo caso, si scaleranno le differenze tra le velocità medie sperimentali e  $U_{\infty}$ con  $u_{\tau}$ , mentre le quote con *H*.





Figura 4.12 Profili di velocità media nella direzione parallela al flusso medio nella fase di "flood tide" scalati secondo Inner Scaling, pannelli (a), (c), (e), (g) e secondo Outer Scaling, pannelli (b), (d), (f), (h). È evidenziata la "log-law" nei grafici di Inner e Outer scaling con la linea tratteggiata.

Come si può notare, non tutte le misure sperimentali si accostano bene ai profili teorici. Nello specifico, i profili relativi sia alle velocità di riferimento più basse (0.5, 0.9 e in alcuni casi anche 1.3 m/s) sia quelle più alte (3.7, 3.3m/s) si discostano molto dai profili intermedi che, al contrario, sono molto simili tra di loro e aderiscono piuttosto bene alle curve teoriche.

Va tenuto in considerazione il fatto che, in un canale di marea in cui la sezione trasversale ha una larghezza dell'ordine dei km, a velocità molto basse, la variazione della
direzione del flusso è estremamente elevata ed è dunque comprensibile che la forma del profilo medio, in questa situazione, sia dissimile rispetto al caso in cui il flusso è marcatamente unidirezionale.

Per quanto riguarda i profili a velocità più alte, il motivo del discostamento delle misure sperimentali dal modello teorico è da attribuirsi alla scarsità di elementi di cui sono composti gli ensambles di dati.

Nei profili intermedi, inoltre, è ben evidente la presenza di un *log-layer* che si manifesta in tutti i casi a partire  $\frac{y}{H} \approx 0.13$  fino a  $\frac{y}{H} \approx 0.27$ .

Fatte le dovute premesse, i parametri di scaling caratteristici della turbolenza di parete possono dunque ritenersi validi anche nel caso di un canale di marea.

Si riporta una tabella che mostra gli ensambles che si è deciso di escludere (quadrati rossi) dalle analisi spettrali.

uref media (m/s)	0.5	0.9	1.3	1.7	2.1	2.5	2.9	3.3	3.7
ADCP01_NW_0									
ADCP01_NW_1									
ADCP01_NW_2									
ADCP01 NW 5									



Figura 4.13 Scatterplot dei profili validi di velocità, normalizzati secondo (a) Inner Scaling e (b)Outer Scaling. I diversi colori indicano i diversi gruppi di misure, in base alle velocità di riferimento medie; Le diverse forme dei punti indicano le diverse configurazioni del dispositivo:  $Dep0(\bullet)$ ,  $Dep1(\blacktriangle)$ ,  $Dep2(\blacksquare)$ , Dep5(\*). È evidenziata la "log-law" nei grafici di Inner e Outer scaling con la linea tratteggiata.

## Scaling dei profili di intensità turbolenta

Il modello di riferimento per distribuzione verticale delle intensità turbolente nella direzione parallela alla direzione del flusso medio è quello proposto da Kironoto e Graf, (1994), valido nel caso di superficie scabra:

$$\frac{\sqrt{\sigma_u^2}}{u_\tau} = 2.04e^{-0.97\left(\frac{y}{H}\right)}$$
 Eq. 4.12



Figura 4.14 Profili normalizzati di intensità turbolenta nella fase di "flood tide" per ogni configurazione del D-ADP (a)-(d). È evidenziata la legge esponenziale (Eq. 4.12) con la linea tratteggiata.

Anche le intensità turbolente dei casi di interesse (relativi a velocità di riferimento intermedie) scalano molto bene col parametro  $u_{\tau}$  nel senso che i diversi profili tendono a coincidere con il loro valore medio; tuttavia, fino ad una quota di  $\frac{y}{H} \approx 0.8$  la distribuzione delle  $\sigma_u/u_{\tau}$  sperimentali si discosta dal modello teorico, il quale prevede valori molto più alti rispetto a quelli osservati. Al contrario, a quote superiori di  $\frac{y}{H} \approx 0.8$ , i valori sperimentali tendono a riallinearsi al modello teorico o addirittura a superarlo.

La causa della discrepanza dei dati sperimentali dal modello teorico è data dal fatto che, come affermato nel paragrafo 3.2.4, gli ADP divergenti misurano il campo di velocità medio all'interno di un volume di fluido, via via più grande man mano che aumenta la quota di misura; questo comporta la perdita dell'informazione delle fluttuazioni alle scale più piccole che avvengono all'*interno* di tale volume e dunque, la perdita dell'energia cinetica dovuta a queste fluttuazioni. Da un punto di vista statistico, la conseguenza di tale perdita di informazione è che la varianza delle fluttuazioni (e quindi  $\sigma_u$ ) del campo di velocità misurato è molto inferiore a quella reale.

Tutto ciò lo si può riscontrare in *Figura 4.15* in cui i profili relativi a velocità di riferimento medie maggiori (marcati con i colori giallo e arancio) sono maggiormente affetti da questa perdita di informazione dato che, all'aumentare della velocità media (e del numero di Reynolds), aumenta il range delle scale più piccole di vortici (non misurate dal D-ADP) poiché diminuisce il limite inferiore del *sub-range inerziale* dello spettro turbolento.

Il notevole incremento dell'intensità turbolenta sperimentale in vicinanza alla superficie libera è dovuto all'interazione del capo di moto turbolento col campo di moto indotto dalle onde. Dalla *Figura 4.15* è evidente come l'incremento di intensità turbolenta dovuta alle onde è tanto maggiore quanto minore è la velocità media della corrente; infatti, i punti sperimentali associati alle velocità più basse (marcati con i colori ciano, verde acqua e verde) mostrano intensità turbolente addirittura superiori al modello teorico, nonostante la perdita di un'aliquota di fluttuazioni di cui sopra. Questo aspetto sarà messo in evidenza negli spettri di potenza, presentati nel paragrafo successivo.



Figura 4.15 Scatterplot dei profili validi di intensità turbolenta. I diversi colori indicano i diversi gruppi di misure, in base alle velocità di riferimento medie; le diverse forme dei punti indicano le diverse configurazioni del dispositivo:  $Dep0(\bullet)$ ,  $Dep1(\blacktriangle)$ ,  $Dep2(\blacksquare)$ , Dep5(\*). È evidenziata la legge esponenziale (Eq. 4.12) con la linea tratteggiata.

## 4.3.6 Analisi degli spettri

Si è visto come l'energia cinetica dovuta alle fluttuazioni del campo di moto nella direzione del flusso medio, rappresentata dall'intensità turbolenta, si presta bene allo scaling canonico col parametro  $u_{\tau}$ . È utile, dunque, investigare la distribuzione di tale energia sulle diverse scale di vortici mediante l'analisi degli spettri di potenza.

Si rimarca qui l'importanza dell'ipotesi di *frozen turbulence*, poichè ci permette di stimare la densità di potenza spettrale 1-D della componente della velocità parallela alla direzione media del flusso nel dominio dei numeri d'onda  $E_{xx}(k_x)$  a partire dallo spettro nel dominio delle frequenze  $S_{xx}(f)$ , calcolato agevolmente, come visto in precedenza, tramite la funzione "*pwelch*" di Matlab.

Sono così definiti il numero d'onda:

$$k_x = \frac{2\pi f}{U(y)} \qquad \qquad Eq. \ 4.13$$

e la densità spettrale:

$$E_{xx}(k_x) = \frac{U(y)}{2\pi} S_{xx}(f)$$
 Eq. 4.14

In cui U(y) è la velocità media ad una data quota y e f è la frequenza.

Sono presentati di seguito gli spettri pre-moltiplicati e scalati secondo *outer-scaling*, in modo da mettere in evidenza le strutture dominanti che caratterizzano la turbolenza nel sito di studio (quindi le strutture a cui è associata l'energia maggiore) e poter comparare i risultati ottenuti con quelli riportati in letteratura.

Si è dimostrato che, nella regione in prossimità della parete, al di sotto di  $\frac{y}{H} \approx 0.1$ , la conversione degli spettri di potenza dal dominio delle frequenze a quello dei numeri d'onda secondo l'ipotesi di Taylor, ne produce una distorsione; dunque, non saranno presi in considerazione gli spettri calcolati a quote inferiori a  $\frac{y}{H} \approx 0.1$ .



Figura 4.16 Spettri di potenza 1-D premoltiplicati della componente della velocità nella direzione parallela alla direzione media del flusso relativi alla configurazione ADCP01\_NW\_Dep0 (freq. di campionamento 1Hz). I pannelli sono ordinati secondo velocità di riferimento medie crescenti.



Figura 4.17 Spettri di potenza 1-D premoltiplicati della componente della velocità nella direzione parallela alla direzione media del flusso relativi alla configurazione ADCP01\_NW\_Dep1 (freq. di campionamento 0.5Hz). I pannelli sono ordinati secondo velocità di riferimento medie crescenti.



Figura 4.18 Spettri di potenza 1-D premoltiplicati della componente della velocità nella direzione parallela alla direzione media del flusso relativi alla configurazione ADCP01\_NW\_Dep2 (freq. di campionamento 0.5Hz). I pannelli sono ordinati secondo velocità di riferimento medie crescenti.



Figura 4.19 Spettri di potenza 1-D premoltiplicati della componente della velocità nella direzione parallela alla direzione media del flusso relativi alla configurazione ADCP01\_NW\_Dep5 (freq. di campionamento 1Hz). I pannelli sono ordinati secondo velocità di riferimento medie crescenti.

Osservazioni:

Nelle figure 4.16(a-d), 4.17(a-e), 4.19(a-d), nella regione compresa tra y/H = 0.15 e y/H = 0.26~0.30 (regione in cui si estende il log-layer) sono ben evidenti due picchi, relativi alle scale di vortici grandi, o *Large Scale Motion (LSM)* e molto grandi, o *Very Large Scale Motion (VLSM)*, tipici delle correnti a superficie libera (*Open Channel Flow, OCF*).

Detta la lunghezza d'onda relativa  $\lambda_x/H = 2\pi/Hk_x$ , le LSM, associate a numeri d'oda maggiori, hanno ordine di grandezza  $\lambda_x/H \approx O(10^1)$ , mentre le VLSM, associate a numeri d'onda minori, hanno ordine di grandezza  $\lambda_x/H \approx O(10^0)$ , similmente a quanto riscontrato da Peruzzi *et al.* (2020) per gli *OCF*; tuttavia, il range di lunghezze d'onda in cui occorrono i picchi delle VLSM è  $3 \le \lambda_x/H \le 6$ , nettamente inferiore a quanto osservato per gli OCF, ma molto più simile al range delle LSM riscontrate nel caso dei *bounary-layer turbolenti (TBL)* su parete liscia, come riportato da Monty *et al.* (2009).

A differenza del caso di studio però, gli spettri dei TBL mostrati da Monty *et al.* (2009) presentano un solo picco, associato alle LSM.

Inoltre, in accordo con quanto riportato in letteratura, le lunghezze d'onda associate ai picchi delle VLSM (quando sono facilmente individuabili) e LSM aumentano all'aumentare della quota.

Nelle figure 4.16(a-d), 4.17(a-e), 4.19(a-d), a partire da y/H = 0.26~0.30 i picchi delle VLSM si appiattiscono progressivamente all'aumentare della quota fino a scomparire del tutto.

Contemporaneamente alla soppressione delle VLSM, come mostrato nelle figure 4.16(a-c), 4.17(a-b), 4.19(a-b), a partire da quote intermedie,  $y/H \approx 0.5$ , si sviluppa un picco in corrispondenza di  $\lambda_x/H \approx 0.3$ , che aumenta sensibilmente all'aumentare della quota. La frequenza di tale picco è dunque  $f = U(y)/\lambda_x \approx 0.15Hz$ , di poco superiore alla frequenza di picco vista negli spettri delle onde. Infatti, in accordo, con quanto riportato da Peruzzi *et al.* (2021), in presenza di onde, lo spettro delle velocità presenta un picco a frequenze di poco superiori a quelle dominanti dello spettro del moto ondoso. Questo fa presupporre che la soppressione delle VLSM e la redistribuzione dell'energia verso le LSM sia dovuta proprio all'influenza delle onde.

Inoltre, è evidente come il picco diminuisca all'aumentare della velocità media del flusso, fino a scomparire alle velocità più alte (figure 4.16(d), 4.17(c-e), 4.19(c-d)).

A livello di strumentazione si riscontrano delle criticità nelle configurazioni con frequenza di campionamento di 0.5Hz: in figura 4.18(a-e) è evidente un alto livello di rumore del segnale alle frequenze più alte, amplificato, nello spettro, dalla pre-moltiplicazione per il numero d'onda k<sub>x</sub>; in figura 4.17(b-e), questo problema lo si riscontra limitatamente agli spettri relativi alle quote più basse (y/H = 0.15 e y/H = 0.26).

## 5 Conclusioni

Un set di misure di velocità e profondità è stato acquisito nel sito di test dell'EMEC, Fall of Warness (Isole Orcadi), durante lo svolgimento della campagna di ricerca ReDAPT, mediante un dispositivo Doppler acustico divergente (D-ADP) posto in opera sul fondale marino nell'area a nord-ovest rispetto alla turbina DEEPGenIV, al fine di studiare l'influenza dell'interazione tra le correnti di marea e le onde superficiali sulle strutture turbolente.

Si è analizzato il moto ondoso, mediante le misure di profondità acquisite indirettamente mediante il trasduttore di pressione integrato nel D-ADP, andando innanzitutto ad escludere le grandi oscillazioni del livello medio della superficie libera dovute all'alternarsi delle fasi di marea, in modo tale da isolare le fluttuazioni rispetto al livello medio, ovvero, individuando le onde nello spettro gravitativo e infra-gravitativo; si è poi stimata l'ampiezza delle onde significative su intervalli di 5 minuti, osservando che i valori ottenuti sono di molto inferiori rispetto a quelli riportati nel report ufficiale di ReDAPT (Sellar *et al.* 2016) e che il segnale risulta molto rumoroso a causa della forte attenuazione della pressione dinamica (dovuta alle onde) alla profondità di posa del dispositivo. Infine, dall'analisi degli spettri di potenza si è osservato che l'onda dominante (identificata da un picco nello spettro delle onde) è quella associata ad una frequenza di circa 0.1 Hz, in accordo con quanto riportato da Sellar *et al.* (2016). Ne consegue che, nonostante il D-ADP lavori in una condizione decisamente sub-ottimale per quanto riguarda la misura delle ampiezze delle onde, è comunque in grado di fornire una corretta caratterizzazione dello spettro del moto ondoso.

Per quanto riguarda l'analisi delle velocità, si è dapprima effettuata una suddivisione dei dati in base alle fasi di marea (ebb tide o flood tide) e in base alla velocità media del flusso, identificata con la velocità di riferimento media  $u_{ref}$ ; quest'ultima è servita ad individuare periodi in cui fosse possibile considerare il flusso statisticamente stazionario, dunque, assumere l'ipotesi di frozen turbulence. Secondo questa suddivisione, si sono stimati i profili di velocità media nella direzione parallela al flusso

medio e di intensità turbolenta; nelle analisi successive si sono esclusi i dati relativi ai periodi di ebb tide a causa della forte interferenza della turbina con la corrente.

Dai profili adimensionali di velocità media, scalati secondo inner e outer scaling, si è riscontrata la presenza di un log-layer che si estende da  $\frac{y}{H} \approx 0.13$  fino a  $\frac{y}{H} \approx 0.27$ , confermando la validità dei parametri classici di scaling della turbolenza di parete anche nel caso di correnti di marea.

I profili adimensionali di intensità turbolenta, a partire da una quota  $\frac{y}{H} \approx 0.8$  fino alla superficie libera, mostrano dei valori notevolmente più alti rispetto ai modelli canonici; ciò è causato dall'incremento di energia cinetica delle particelle indotto dal moto ondoso.

Infine, i risultati più rilevanti sono sicuramente quelli ottenuti dall'analisi degli spettri di potenza premoltiplicati 1-D, soprattutto in relazione a quanto riportato in letteratura nei casi di "open channel flow" (OCF) e "turbulent boundary layer" (TBL): (i) nella regione in prossimità del fondo, fino a  $\frac{y}{H} = 0.26 \sim 0.30$ , sono presenti i due picchi spettrali relativi a numeri d'onda associati alle scale di vortici VLSM e LSM che si riscontrano nei casi canonici di OCF (Peruzzi *et al.* 2020); (ii) il range di lunghezze d'onda delle VLSM osservate,  $3 \le \lambda_x/H \le 6$ , è molto più simile a quello delle LSM dei TBL (Monty *et al.* 2009), rispetto alle VLSM negli OCF, le quali sono sensibilmente maggiori (Peruzzi *et al.* 2020); (iii) all'aumentare della quota, il picco associato alle VLSM viene soppresso e contemporaneamente insorge un picco in corrispondenza di frequenze paragonabili a quelle di picco dello spettro delle onde (0.1 Hz). Tale picco aumenta avvicinandosi alla superficie libera e diminuisce all'aumentare della velocità media della corrente.

L'evoluzione della distribuzione dell'energia mostrata dagli spettri al variare della quota e delle condizioni di flusso può avere sicuramente delle implicazioni pratiche, infatti, come nel caso di studio, le pale del TEC hanno un'estensione tale per cui le scale più energetiche che coinvolgono la parte inferiore del rotore ( $\frac{y}{H} \approx 0.25$ ) sono radicalmente differenti da quelle che coinvolgono la parte superiore ( $\frac{y}{H} \approx 0.75$ ).

## Bibliografia

- B.G. SELLAR, D.R.J. SUTHERLAND, (2016) Tidal energy site characterisation at the Fall of Warness, EMEC, UK. University of Edinburgh. Technical Report - Energy Technologies Institute REDAPT MA1001.
- B.G. SELLAR, D.R.J. SUTHERLAND, G. WAKELAM, D.M. INGRAM, V. VENUGOPAL (2018) Characterisation of Tidal flows at the European Marine Energy Centre in the absence of ocean waves. *MDPI Energies article, School of Engineering, Institute for Energy Systems, The University of Edinburgh, Edinburgh EH9 3DW, UK;*
- B.G. SELLAR (2016) An introduction to the ReDAPT tidal project environmental data set. University of Edinburgh. Support Document - Energy Technologies Institute.
- C. PERUZZI, D. VETTORI, D. POGGI, P. BLONDEAUX, L. RIDOLFI, C. MANES, (2021) On the Inuence of Collinear Surface Waves on Turbulence in Smooth-Bed Open-Channel Flows.
- C. PERUZZI, D. POGGI, L. RIDOLFI, C. MANES, (2020) On the scaling of large-scale structures in smooth-bed turbulent open-channel flows. *J. Fluid Mech. vol.* 889, A1.
- J. P. MONTY, N. HUTCHINS, H. C. H. NG, I. MARUSIC, M. S. CHONG, (2009) A comparison of turbulent pipe, channel and boundary layer flows. *J. Fluid Mech. vol.* 632, pp 431-442.
- KIRONOTO, B. AND W. GRAF (1994) Turbulence characteristics in rough uniform open channel flow. *Proc., Inst. Civ. Engrs., Wat. Marit. And Energy* 98, pp 333-344.
- D.POGGI, L. BUTERA (tutore), R. ROSSO (coordinatore) Grandi e piccole scale nella turbolenza di parete. *Tesi di dottorato di ricerca in ingegneria idraulica, XV ciclo, Politecnico di Milano.*
- T. REBOLI, A. TRAVERSO (supervisore) (2019) Energy from the sea: performance analysis of different Wave Energy Converters in relevant environment. *Tesi di dottorato di ricerca, XXXII ciclo, DIME, Università di Genova*
- D. H. PEREGRINE, I. G. JONSSON (1983) Interaction of Wave and Currents. *Miscellaneous* report No. 83-6, Coastal Engineering Research Center, U.S. Army, Corps of Engineers