



UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI GENOVA

Scuola di Scienze Matematiche, Fisiche e Naturali

Corso di Laurea in Scienze del Mare

Anno Accademico 2012/2013

**Studio dei processi dispersivi mediante modellistica
numerica: il caso del Golfo di Trieste**

Candidata

Laura Cimoli

Relatori

Prof. Andrea Mazzino

Prof. Paolo Povero

Correlatore

Dott. Marcello G. Magaldi

Indice

0.1	Abstract	1
1	Introduzione	2
2	Nozioni di fluidodinamica	6
2.1	I fluidi e l'ipotesi del continuo materiale	6
2.2	Descrizione lagrangiana ed euleriana	7
2.3	La derivata lagrangiana	8
2.4	Equazioni fondamentali	9
2.4.1	Equazione di continuità	10
2.4.2	Equazione del moto	11
2.4.3	Equazione del calore	14
2.4.4	Equazione della salinità	14
2.4.5	Equazioni di stato per l'acqua marina	15
3	I processi di trasporto	17
3.1	La diffusione	17
3.1.1	I processi diffusivi	17
3.1.2	L'equazione di diffusione	17
3.1.3	Proprietà dei processi diffusivi	19
3.1.4	Soluzioni caratteristiche dell'equazione di diffusione	19
3.2	La turbolenza	20
3.2.1	Il numero di Reynolds	20
3.2.2	I processi stocastici	21
3.2.3	Correlazioni	23
3.2.4	Le equazioni fondamentali mediate	25
3.3	I modelli di avvezione-dispersione	28
3.3.1	L'approccio euleriano	29
3.3.2	L'approccio lagrangiano	30
3.3.3	I modelli a particelle	30

4	Studio dei processi dispersivi	33
4.1	Radar costieri ad alta frequenza	33
4.1.1	Generalità sui radar costieri	34
4.1.2	Risonanza <i>Bragg Scattering</i>	34
4.1.3	Misura della corrente	35
4.2	Drifter	42
4.2.1	Descrizione generale	42
4.2.2	Strategia di rilascio	47
4.2.3	Acquisizione dei dati	48
4.3	GNOME	50
4.3.1	Principali caratteristiche di GNOME	50
4.3.2	Le equazioni in GNOME	51
4.3.3	Altre informazioni	56
5	Caso studio: il Golfo di Trieste	58
5.1	Area studio: caratterizzazione idrodinamica	58
5.1.1	Morfologia e batimetria	59
5.1.2	Vento	61
5.1.3	Corrente	61
5.1.4	Posizione dei radar costieri	63
5.2	Dati utilizzati	64
5.2.1	Dati: corrente	64
5.2.2	Dati: drifter	67
5.2.3	Dati: vento	67
5.2.4	Stima del coefficiente di diffusione	67
5.2.5	Stima del fattore di incertezza	70
5.3	Simulazioni con GNOME	70
5.3.1	Primo test e reseeding	70
5.3.2	Sim1: confronto delle traiettorie	73
5.3.3	Errore del modello: persistenza	76
5.3.4	Analisi di sensitività: parametri	79
5.3.5	Analisi di sensitività: risultati qualitativi	82
5.3.6	Analisi di sensitività: risultati quantitativi	88
5.4	Analisi di rischio	95
6	Conclusioni	103

0.1 Abstract

A numerical approach aimed at simulating dispersion scenarios in the Gulf of Trieste (northern Adriatic Sea) is presented. The study falls under the framework of the European project TOSCA (Tracking Oil Spills & Coastal Awareness network) and focuses on potential oil spill accidents. Its main objectives are: 1) to evaluate up to which point a commonly-used Lagrangian particle model is useful for predicting the fate of pollutants in case of accidents at sea; 2) to assess the sensitivity of the model to different parameters and forcings; 3) to produce vulnerability maps in the Gulf of Trieste and identify which areas can be mostly affected by a potential spill.

Simulations are run with the Lagrangian model GNOME (General NOAA Operational Modeling Environment), developed by the National Ocean and Atmospheric Administration. GNOME is an Euler-forward in time particle model, commonly used by the oceanographic community in case of accidents at sea. In this study, GNOME calculates synthetic trajectories using the surface currents retrieved by three high-frequency (HF) coastal radar antennas. Experimental trajectories are observed using floating Lagrangian instruments, called “drifters”. Drifters are released within the Gulf and their positions are time-tracked thanks to satellite systems of communication. Observed and synthetic trajectories are compared to validate GNOME results. A “reseeding procedure”, which consists of splitting both observed and synthetic trajectories into chunks lasting 24 hours, is used for comparison.

It is shown that the average GNOME error after 24 hours is smaller than 6 km with a standard deviation of about 3 km. Most importantly, the average GNOME error is always smaller than the so-called “persistence error”, i.e. the error that corresponds to a zero prior knowledge. The two errors are clearly distinct for the first hours after the release. They start to get closer after 12 hours and become similar after about 18 hours. This shows that, in case of an accident, GNOME simulations can provide useful information only in the first 12-hr period.

GNOME sensitivity is explored by considering many different combinations of forcings and parameters. They are namely: presence or absence of winds, values of turbulent diffusion, changes in the current uncertainty values and chemical modeling (i.e. presence or absence of evaporation). Synthetic particles are strongly affected by winds and get beached after a few hours. As a result, GNOME errors reduce when winds are absent in the simulations. When particle chemistry is considered, a minimum of 20-30% of the total number of particles gets evaporated during the simulation. Average errors do not significantly differ in all the remaining cases while error standard deviations and outliers are mainly affected by turbulent diffusion.

An attempt of risk assessment analysis is accomplished via vulnerability maps. Different scenarios are examined by varying forcings and the position of a hypothetical oil spill. The analysis shows that the Slovenian coast is the least affected among the areas under examination, whereas other parts of the Gulf can be differently impacted according to the conditions considered.

Finally, some limitations of the current version of GNOME are pointed out. For example, the influence of winds on evaporation should also be included in the future releases of the model. Furthermore, GNOME analysis should not be restricted to particles that are forced to stay at the surface but extended to consider also three-dimensional trajectories.

Capitolo 1

Introduzione

L'utilizzo dei modelli matematici, ossia di un insieme di equazioni per descrivere gli effetti chimico/fisici dei fenomeni osservati, è attualmente molto diffuso in campo ambientale. Essi sono infatti strumenti utili non solo nell'attività di ricerca scientifica, ma anche nella gestione del territorio. La loro applicazione per la protezione ed il monitoraggio ambientale è incentivata dalla loro economicità e dalla rapidità con cui forniscono le risposte. Le simulazioni modellistiche consentono inoltre di riprodurre in dettaglio le dinamiche di svariati fenomeni e le loro conseguenze anche su tempi lunghi, a differenza delle campagne di monitoraggio, le quali possono solo dare informazioni limitate nello spazio e nel tempo. Tuttavia, le attività di campo rimangono necessarie per la raccolta di dati sperimentali, fondamentali anche per la verifica e la validazione dei modelli utilizzati. Diversi modelli nascono quindi quale strumento di gestione ambientale, ossia per il controllo dei possibili impatti provenienti dalle diverse attività antropiche. Ovviamente tali modelli non devono essere considerati la soluzione ai problemi di impatto antropico e di inquinamento, ma si presentano come validi mezzi che possono fornire risultati, misure e considerazioni utili e necessari per facilitare, accelerare e soprattutto rendere più efficaci le decisioni prese dalle autorità competenti. Nella tutela dell'ambiente marino e costiero, tra le varie possibili fonti di impatto ambientale, bisogna tenere in considerazione il rischio associato ad uno sversamento di inquinanti, per esempio idrocarburi. Anche se a livello mondiale il numero di sversamenti ha subito un calo negli ultimi decenni ([1]), ci sono diversi esempi recenti di grandi disastri ambientali causati da incidenti in mare. L'esplosione della piattaforma petrolifera Deepwater Horizon ad aprile 2010 ha causato il più grosso incidente di sversamento di idrocarburi mai avvenuto; la stima della quantità sversata è molto imprecisa, ma si presume che possa essere stato superato (anche notevolmente) il milione di tonnellate di petrolio. Negli ultimi anni sono stati registrati anche altri diversi incidenti di notevole entità; si riportano alcuni di tali incidenti, tutti avvenuti entro gli ultimi 15 anni. Poco più di un decennio fa, nel 1991, la petroliera Haven sversava circa 144-000 tonnellate di greggio di fronte alla costa ligure, nel Mar Mediterraneo. Negli anni successivi, la costa atlantica del nord della Spagna e della Francia è stata oggetto di una serie di gravi incidenti: 70-000 tonnellate sono state sversate nel 1992 dall'Aegean Sea; il 12 dicembre 1999 la petroliera Erika naufragò sversando circa 15-000 tonnellate; infine, circa 60-000 tonnellate di petrolio hanno inquinato le coste spa-

gnole, francesi e portoghesi in seguito al naufragio della Prestige. Gli incidenti qui riportati sono tra i più, sfortunatamente, conosciuti a causa della grande quantità di petrolio rilasciata. Oltre a questi, è presente un numero molto maggiore di sversamenti di piccola entità, a cui si sommano ulteriormente tutti gli scarichi illegali, che si cerca di monitorare attraverso sistemi satellitari come *CleanSeaNet*, sviluppato da EMSA (*European Maritime Safety Agency*).

I modelli di dispersione possono essere utilizzati come strumento per ottenere informazioni sul movimento e trasporto di diverse sostanze, ossia su come esse possono disperdersi in mare; tali tipologia di studi può avere importanti riscontri per ottimizzare il processo di gestione della fascia costiera. Bisogna anche considerare che il traffico navale nel Mar Mediterraneo è estremamente elevato in proporzione alla sua estensione, perciò risulta opportuno utilizzare ancora più caute misure per prevenire gli incidenti e ancora più attenzione nello studiare le possibili conseguenze risultanti da uno sversamento. In aggiunta, questo approccio modellistico può fornire risultati non solo riguardo le problematiche di inquinamento; per esempio, può essere riprodotto il movimento di un corpo (es. uomini o imbarcazioni) in mare, pertanto anche le operazioni *Search And Rescue* (SAR) possono trovare nei modelli di trasporto un valido strumento. La dispersione di rifiuti marini (es. materiale plastico) o di organismi planctonici sono altre tipologie di studi che possono essere affrontate con questi modelli. Bisogna anche tenere in considerazione che molti degli scenari (inquinamento, emergenze di soccorso) osservabili con tale approccio hanno conseguenze che non si ripercuotono solo su aspetti ambientali ma anche sociali ed economici.

Questa tesi è stata sviluppata con lo scopo di acquisire una buona conoscenza dei modelli di trasporto ed applicare tale conoscenza allo studio dei processi di dispersione nel Mar Mediterraneo, con particolare attenzione allo studio di sversamenti di idrocarburi e successiva valutazione dell'impatto ambientale proveniente da un simile evento. Per sviluppare questo studio sono stati utilizzati parte dei dati raccolti all'interno del progetto europeo TOSCA (*Tracking Oil Spill and Coastal Awareness*, <http://www.tosca-med.eu>). Tale progetto è nato con l'obiettivo di raccogliere informazioni sul processo di dispersione per poter sostenere le autorità locali nell'eventualità di incidenti marittimi e per ottimizzare il processo di gestione della fascia costiera. Per tale scopo, è stata implementata una rete osservativa stabile in cinque siti-campione selezionati: isole Baleari, Mediterraneo nord-ovest (regione francese VAR), Golfo di Napoli, Golfo di Trieste e nord Egeo. I siti sono stati scelta per la presenza radar costieri ad alta frequenza; essi sono una delle migliori tecnologie disponibili per poter ottenere informazioni sul campo di corrente superficiale nell'area di studio scelta. In aggiunta, all'interno del progetto TOSCA sono state svolte diverse campagne oceanografiche che hanno previsto il rilascio (e successivo recupero) di drifter, strumenti flottanti utilizzati per avere dati sperimentali sul processo di dispersione.

Gli obiettivi di questo studio sono i seguenti:

1. Valutare se GNOME, uno dei modelli di trasporto più utilizzati (descritto nel paragrafo 4.3), ha capacità previsionali. Una risposta affermativa a tale domanda corrisponde alla capacità del modello di fornire informazioni in caso di necessità, ossia nell'eventualità di un incidente di sversamento in mare. L'utilizzo del modello permetterebbe quindi di avere informazioni sullo sviluppo dello sversamento.

2. Valutare la sensitività del modello al variare dei parametri che possono essere selezionati dall'operatore.
3. Capire come queste informazioni possono essere utilizzate per migliorare il processo di gestione della fascia costiera: è possibile realizzare un'analisi di rischio per identificare le aree sottoposte ad un maggiore inquinamento in caso di incidente?

Per portare a termine gli obiettivi appena descritti, il lavoro di tesi è stato scomposto nelle seguenti fasi:

- studio e test del modello lagrangiano GNOME, con applicazione dell'approccio numerico al Golfo di Trieste;
- validazione del suddetto modello attraverso l'utilizzo dei dati sperimentali (campi di corrente e drifter lagrangiani);
- analisi sia qualitativa sia quantitativa dei risultati ottenuti con GNOME.

GNOME

Il modello lagrangiano GNOME (*General NOAA Operational Modeling Environment*), sviluppato dalla NOAA (*National Ocean and Atmospheric Administration*), è stato scelto per la realizzazione di simulazioni di traiettorie di "drifter sintetici". Tale modello è liberamente scaricabile dalla rete, ma risulta essere un modello "black box", a scatola chiusa, ovvero il suo codice non è disponibile. Questo non compromette il suo utilizzo, ma impedisce la possibilità di intervenire sui suoi algoritmi. GNOME è stato scelto in quanto rappresenta uno dei modelli di più diffusi. Diversi articoli riportano il suo utilizzo in differenti aree di studio, per esempio: Golfo del Messico ([2]), Iran ([3]), stati di Washington ([4], per studi di dispersione larvale). L'analisi di sensitività ha previsto la realizzazione di diverse simulazioni, necessarie per valutare la risposta del modello al variare delle forzanti e dei parametri. Questo lavoro di tesi rappresentano uno dei primi lavori in cui vengono testate due differenti versioni del modello: 1.3.5 e 1.3.6. GNOME può essere utilizzato attraverso un'interfaccia grafica, facilmente gestibile dall'utente ma che necessita di un settaggio manuale e quindi piuttosto lento, oppure attraverso i *batch file*, ossia file di input che permettono un funzionamento automatico. In questa tesi sono stati sviluppati programmi specifici per automatizzare la realizzazione delle simulazioni nel caso di studio qui investigato.

Programmazione

Per poter gestire i dati in ingresso e in uscita da GNOME, sono stati realizzati specifici programmi nel linguaggio MATLAB[®]. In questo modo i dati in entrata sono stati elaborati in modo da essere conformi agli standard richiesti da GNOME per il suo funzionamento. In seguito, altri programmi sono stati scritti per visualizzare ed elaborare gli output prodotti da GNOME.

Caso studio

Il modello è stato testato nell'area del Golfo di Trieste, un'insenatura all'estremità nord orientale del bacino Adriatico. Tale scelta ha permesso di utilizzare i dati raccolti durante gli esperimenti condotti ad aprile 2012 all'interno di TOSCA. Il Golfo è inoltre una zona particolarmente sensibile per il trasporto marittimo, soprattutto di petroliere: la presenza dell'Oleodotto Transalpino TAL, che collega il porto di Trieste con le raffinerie in Austria e Germania, determina un forte traffico marittimo in un bacino di limitata estensione (circa 25 x 25 km). Anche il porto sloveno di Koper rientra fra i principali porti del Mar Adriatico, contribuendo ad aumentare il traffico marittimo dell'area. Questo studio si propone quindi di studiare il processo di dispersione in chiave applicativa, utilizzando i risultati ottenuti per migliorare il processo di gestione della fascia costiera e capire quali siano i criteri principali per poter stabilire una gerarchia di rischio delle varie aree del Golfo.

Si ritiene che il lavoro svolto, oltre a fornire informazioni sul possibile impatto ambientale generato da un ipotetico sversamento, presenti i presupposti per uno sviluppo futuro. Per esempio, sarebbe auspicabile estendere la previsione delle traiettorie anche in profondità, lavorando così non solo in superficie ma con un modello tridimensionale.

Nel seguente lavoro di tesi, i capitoli 2 e 3 presentano le nozioni di fluidodinamica e dei processi di trasporto che sono state acquisite in quanto necessarie per la comprensione, e quindi per l'utilizzo, dei modelli di trasporto. Il capitolo 4 descrive sia gli strumenti (radar costieri e drifter) con cui sono stati raccolti i dati utilizzati in questo studio, sia il modello di trasporto (GNOME) utilizzato per realizzare le simulazioni di traiettorie sintetiche. L'applicazione del lavoro all'area di studio scelta, il Golfo di Trieste, è descritta nel capitolo 5. Si riportano i risultati ottenuti e la loro analisi, sia qualitativa che quantitativa. Le conclusioni ed osservazioni ottenute da questo studio sono presentate nel capitolo 6.

Capitolo 2

Nozioni di fluidodinamica

Nel seguente capitolo verranno presentate le nozioni della fluidodinamica che sono alla base dei processi di dispersione. Per approfondire gli argomenti presentati in questo capitolo, fare riferimento a [5], [6], [7] e [8].

2.1 I fluidi e l'ipotesi del continuo materiale

Secondo la definizione classica, un fluido è uno stato di aggregazione della materia per il quale lo spazio da esso occupato dipende dal recipiente che lo contiene. Un liquido, in particolare, è caratterizzato da un volume ma non da una forma propria, mentre un gas non ha neppure un volume proprio ma assume quello del recipiente che lo contiene. Dal punto di vista molecolare, le molecole hanno una posizione di equilibrio fissa le une rispetto alle altre in un corpo solido, mentre sono in grado di avere dei movimenti relativi in un fluido. In quest'ultimo caso, le molecole possono avere delle distanze fisse rispetto alle molecole adiacenti (liquido), oppure possono avere completa libertà di movimento (gas).

Un fluido, come qualsiasi altra sostanza o corpo materiale, se studiato a livello microscopico deve essere fisicamente rappresentato con un sistema discontinuo. Tuttavia, nello studio della fluidodinamica, siamo generalmente interessati a comprendere il comportamento complessivo del fluido, ossia si vuole studiare la manifestazione media risultante dal moto delle singole molecole. Nella fluidodinamica si ignora quindi il livello microscopico e la materia viene rappresentata attraverso un *continuo materiale*: l'oggetto viene assimilato ad una regione continua dello spazio R , definita da una superficie chiusa δR di forma e posizione eventualmente variabili nel tempo.

L'approssimazione del continuo materiale è valida se la distanza media tra le molecole risulta trascurabile rispetto alle dimensioni del sistema studiato. Infatti, se si operasse a scale di dimensioni paragonabili con quelle delle distanze medie molecolari, la discontinuità della materia diventerebbe visibile e quindi lo schema del continuo risulterebbe inadeguato. Tuttavia, le più piccole scale spaziali dei moti di interesse oceanografico ed atmosferico sono sempre estremamente grandi rispetto alle scale molecolari. Nel nostro studio, la scala utilizzata risulterà essere abbondantemente

superiore alla distanza media tra le molecole ma, contemporaneamente, abbastanza piccola da permettere l'uso di derivate ed integrali. Non lavorando più con dei punti materiali isolati ma con un mezzo continuo, cioè con un mezzo che occupa con continuità volumi finiti di spazio, le proprietà non sono più associate a singoli punti dello spazio ma a tutti i punti dello spazio all'interno del volume occupato dal fluido. Un fluido è descritto dai *campi* delle varie grandezze che lo interessano, siano queste scalari o vettoriali. Con la descrizione del mezzo come un continuo, ogni particella di fluido è indefinitamente suddivisibile in particelle sempre più piccole dove le grandezze che caratterizzano il fluido possono essere considerate costanti.

Un corpo rigido è un sistema materiale continuo rigorosamente indeformabile: la distanza relativa fra due dei punti costituenti un corpo rigido non cambia mai. Un corpo per cui questo non accade è un corpo deformabile. In particolare, i diversi comportamenti di un corpo deformabile possono essere schematizzati dalle relazioni che collegano, in condizioni statiche, uno sforzo di taglio applicato alla superficie del corpo con la sua conseguente deformazione. Seguendo questo criterio, un fluido è descritto come un corpo deformabile per il quale vale la seguente relazione:

$$\frac{dh}{dt} = g(S(t))$$

dove h è la deformazione del corpo corrispondente allo sforzo di taglio S . La derivata rispetto al tempo della funzione $h(t)$ rappresenta la velocità di deformazione. In un fluido nessuna deformazione è in grado di controbilanciare uno sforzo di taglio persistente: esso, per quanto possa essere piccolo, produce una deformazione infinita.

2.2 Descrizione lagrangiana ed euleriana

Esistono due metodi che possono essere utilizzati per la descrizione del moto di un fluido: essi sono noti come la *descrizione lagrangiana* e la *descrizione euleriana*.

La **descrizione lagrangiana** descrive il *flusso* di un fluido, ossia il suo moto, analizzando i moti di tutte le particelle che costituiscono il fluido stesso. Questo implica la conoscenza delle equazioni

$$\begin{cases} x = x(x_0, y_0, z_0, t) \\ y = y(x_0, y_0, z_0, t) \\ z = z(x_0, y_0, z_0, t) \end{cases}$$

nelle quali x_0, y_0, z_0 individuano la posizione della particella all'istante iniziale. Cambiare i valori di x_0, y_0, z_0 significa passare da una particella all'altra. In forma vettoriale, possiamo scrivere

$$\{\mathbf{r} \mid \mathbf{r} = \mathbf{r}(\mathbf{r}_0, t) \quad \text{con} \quad \mathbf{r}_0 \in R_0, t \geq 0\}$$

dove $\mathbf{r} \equiv (x, y, z)$ è la posizione nel tempo assunta dalla particella individuata dalla sua posizione iniziale $\mathbf{r}_0 \equiv (x_0, y_0, z_0)$ e R_0 è la regione inizialmente occupata dal fluido. La velocità e

l'accelerazione delle particelle saranno quindi descritte come

$$\mathbf{u}(\mathbf{r}_0, t) = \frac{d[\mathbf{r}(\mathbf{r}_0, t)]}{dt}$$

$$\mathbf{a}(\mathbf{r}_0, t) = \frac{d^2[\mathbf{r}(\mathbf{r}_0, t)]}{dt^2}$$

Lo schema lagrangiano consiste quindi nel fissare un sistema di riferimento inerziale con il moto e nel descrivere il movimento delle singole particelle di fluido in questo sistema di riferimento. Il calcolo della posizione \mathbf{r} assunta nel tempo da una particella avviene attraverso la risoluzione di equazioni differenziali che schematizzano le leggi della dinamica. Tuttavia la descrizione di questo approccio dal punto di vista matematico non risulta semplice, infatti le particelle di fluido si influenzano tra loro durante il moto e tenere in considerazione questa interazione complica spesso le equazioni da risolvere.

La **descrizione euleriana** non presenta le problematiche appena descritte per la descrizione lagrangiana. Secondo l'approccio di Eulero, il flusso del fluido non viene descritto considerando ogni singola particella, ma attraverso l'utilizzo di campi (scalari, vettoriali o tensoriali) definiti ad ogni istante in un preciso punto della regione di spazio considerata. Viene quindi determinato un certo numero di posizioni che vengono mantenute fisse; per ogni posizione e per ogni istante, vengono effettuate misure dei vari campi, quali

$$\mathbf{u} = \mathbf{u}(x, y, z, t) \quad \text{velocità}$$

$$T = T(x, y, z, t) \quad \text{temperatura}$$

$$S = S(x, y, z, t) \quad \text{salinità}$$

$$\rho = \rho(x, y, z, t) \quad \text{densità}$$

dove x, y, z identificano la posizione del punto di osservazione e t è l'istante in cui viene effettuata la misura.

I campi non descrivono le caratteristiche di una fissata particella, ma quelle di particelle diverse che transitano nel luogo di osservazione in tempi successivi. A differenza della descrizione lagrangiana, dove la velocità e l'accelerazione sono riferite ad una particella con una precisa identità, nella descrizione euleriana la derivata parziale $\partial/\partial(t)$ fornisce informazioni sulla variazione locale nel punto di posizione (x, y, z) .

2.3 La derivata lagrangiana

I due differenti approcci di descrizione del flusso, lagrangiano ed euleriano, possono essere tra loro correlati.

Consideriamo una generica proprietà del fluido F (sia essa scalare o vettoriale) misurata nella stessa posizione e allo stesso istante temporale con le due descrizioni. Per distinguere i due approcci,

useremo la seguente notazione: $F(\mathbf{r}, t)$ per la descrizione lagrangiana, $F(\mathbf{r}', t')$ per la descrizione euleriana. Scegliamo una posizione ed un tempo tali che $\mathbf{r} = \mathbf{r}'$ e $t = t'$, ossia siamo nello stesso punto ed allo stesso istante temporale per entrambe le descrizioni.

$$F(\mathbf{r}, t) = F[\mathbf{r}(\mathbf{r}_0, t), t] = F(\mathbf{r}', t')$$

Derivando rispetto al tempo e considerando la derivazione di funzioni composte, otteniamo

$$\frac{dF}{dt} = \frac{\partial F}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial x} \frac{\partial x}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial y} \frac{\partial y}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial z} \frac{\partial z}{\partial t} = \frac{\partial F}{\partial t} + u \frac{\partial F}{\partial x} + v \frac{\partial F}{\partial y} + w \frac{\partial F}{\partial z} \quad (2.1)$$

dove $\mathbf{u} = (u, v, w)$.

L'equazione (2.1) può essere riscritta in maniera più sintetica inserendo $\boldsymbol{\partial} \equiv \left(\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z} \right)$. Si ottiene quindi

$$\frac{dF}{dt} = \frac{\partial F}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \boldsymbol{\partial} F$$

Il primo termine dell'equazione, dF/dt , prende il nome di *derivata lagrangiana* ed indica la variazione temporale della quantità F lungo il flusso. La derivata lagrangiana è una derivata *totale* e ad essa contribuiscono due termini: il primo, la derivata *parziale* $\partial F/\partial t$, rappresenta la variazione di F nel tempo in un punto fisso dello spazio; il secondo, $\mathbf{u} \cdot \boldsymbol{\partial} F$, viene chiamato termine *avvettivo* e descrive lo spostamento di una particella tra zone con differenti valori di F , ossia F può variare spazialmente per un certo istante di tempo fissato.

Le descrizioni lagrangiana ed euleriana vengono quindi correlate attraverso l'*operatore di derivata lagrangiana*

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \boldsymbol{\partial} \quad (2.2)$$

2.4 Equazioni fondamentali

Lo studio dei flussi oceanografici utilizza le seguenti equazioni:

$$\left\{ \begin{array}{ll} \frac{d\rho}{dt} + \rho \boldsymbol{\partial} \cdot \mathbf{u} = 0 & \text{eq. continuità} \\ \frac{d\mathbf{u}}{dt} = -\frac{1}{\rho} \boldsymbol{\partial} p + \nu \partial^2 \mathbf{u} + \mathbf{g} - 2\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{u} + \boldsymbol{\Omega}^2 \mathbf{R} & \text{eq. moto} \\ \frac{dT}{dt} = \kappa_T \partial^2 T + \frac{Q_C}{\rho c_V} & \text{eq. calore} \\ \frac{dS}{dt} = \kappa_S \partial^2 S + \frac{Q_S}{\rho} & \text{eq. salinità} \\ \rho = \rho(p, T, S) & \text{eq. stato} \end{array} \right.$$

dove vale la (2.2). Esaminiamo il significato fisico delle singole equazioni.

2.4.1 Equazione di continuità

La legge di conservazione della massa stabilisce che, in assenza di sorgenti o pozzi, la massa che entra in una certa porzione di spazio deve essere pari a quella che ne esce.

Il tasso di incremento della massa in entrata viene espresso, applicando il teorema di Reynolds nel caso di un volume fisso, come

$$\int_V \frac{\partial \rho}{\partial t} dV$$

dove ρ e dV sono rispettivamente la densità ed un volume infinitesimo del fluido. Il flusso di massa in uscita viene descritto dall'integrale di superficie

$$\int_A \rho \mathbf{u} \cdot d\mathbf{A}$$

il cui integrando rappresenta il flusso in uscita attraverso un elemento infinitesimo di superficie $d\mathbf{A}$.

Applicando il teorema di Gauss, si ottiene

$$\int_V \left[\frac{\partial \rho}{\partial t} + \boldsymbol{\partial} \cdot (\rho \mathbf{u}) \right] dV = 0$$

da cui si ricava l'*equazione di continuità*

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \boldsymbol{\partial} \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0 \quad (2.3)$$

la quale può essere scritta in altre forme qualora si sviluppi l'operazione di divergenza, ottenendo così

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \boldsymbol{\partial} \rho + \rho \boldsymbol{\partial} \cdot \mathbf{u} = 0$$

o ancora

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \boldsymbol{\partial} \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (2.4)$$

Utilizzando l'approssimazione dei fluidi *incompressibili*, l'equazione può essere riscritta considerando ρ costante: un fluido viene considerato incompressibile se la sua densità non varia con la pressione. Si dimostra che, in condizioni di incompressibilità, il primo termine della (2.3) risulta essere trascurabile rispetto al secondo e l'equazione pertanto può essere scritta nella forma semplificata

$$\boldsymbol{\partial} \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (2.5)$$

2.4.2 Equazione del moto

Il moto di un fluido in un sistema di riferimento inerziale è descritto dall'*equazione di Navier-Stokes*

$$\frac{d\mathbf{u}}{dt} = -\frac{1}{\rho}\boldsymbol{\partial}p + \nu\partial^2\mathbf{u} + \mathbf{g} \quad (2.6)$$

dove $\mathbf{u} = (u, v, w)$ è la velocità del fluido. Un fluido per cui vale la relazione (2.6) viene detto *newtoniano*. L'equazione tiene conto dei seguenti fenomeni:

- gradiente di pressione $\boldsymbol{\partial}p$;
- attrito viscoso $\nu\partial^2\mathbf{u}$;
- accelerazione di gravità \mathbf{g} .

Il coefficiente di viscosità cinematica del fluido $\nu = \mu/\rho$ (con μ coefficiente di viscosità dinamica) esprime la tendenza di un fluido alla diffusione molecolare. Il termine di attrito viscoso $\nu\partial^2\mathbf{u}$ descrive la deformazione a cui possono essere sottoposte le particelle di fluido quando le particelle adiacenti si muovono con velocità differenti: particelle ferme, o che si muovono tutte alla stessa velocità, non esercitano alcuna forza fra loro; invece, particelle adiacenti che si muovono con velocità diverse nella direzione del moto eserciteranno delle forze di trascinamento l'una rispetto all'altra. Da un punto di vista molecolare, la viscosità dipende dal fatto che le singole molecole sono animate da un moto caotico che si sovrappone al moto d'insieme lungo la direzione media della particella cui appartengono; questo fa sì che particelle più veloci possano spostarsi in strati più lenti e viceversa.

L'accelerazione di gravità \mathbf{g} ha solo la componente verticale: $\mathbf{g} \equiv (0, 0, -g)$. L'equazione (2.6) è valida sotto la condizione di incompressibilità (2.5).

L'equazione di Navier-Stokes deriva dall'unione dell'equazione di Cauchy con l'equazione costitutiva, la quale definisce il tensore degli sforzi τ_{ij} per un fluido newtoniano. L'equazione di Cauchy

$$\rho \frac{du_i}{dt} = \rho g_i + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j}$$

rappresenta il secondo principio della dinamica per un fluido e viene ottenuta tenendo in considerazione le forze sia di volume (delle quali generalmente si considera solo la forza gravitazionale) sia di superficie che agiscono sul fluido; quest'ultime sono descritte attraverso il tensore degli sforzi τ_{ij} . Ogni fluido viene descritto in maniera diversa specificando τ_{ij} , ossia descrivendo uno specifico *legame costitutivo*. La relazione tra uno sforzo di superficie e la deformazione di un fluido dipende dallo stato del fluido. In un fluido a riposo è presente solo la componente normale dello sforzo e i suoi effetti non dipendono dall'orientamento della superficie; invece, in un fluido in movimento si esercitano anche delle forze tangenziali e occorre quindi introdurre anche la componente dello sforzo dovuta alla viscosità. La più comune definizione di τ_{ij} è la seguente:

$$\tau_{ij} = -p\delta_{ij} + \sigma_{ij} \quad (2.7)$$

Il termine $-p\delta_{ij}$ rappresenta la componente normale isotropica dello sforzo (dove δ_{ij} è il delta di Kronecker). σ_{ij} rappresenta invece la componente tangenziale non-isotropica dello sforzo, ed è proporzionale al *tensore di deformazione* e_{ij}

$$e_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) = \begin{vmatrix} \frac{\partial u_1}{\partial x_1} & \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_1}{\partial x_2} + \frac{\partial u_2}{\partial x_1} \right) & \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_1}{\partial x_3} + \frac{\partial u_3}{\partial x_1} \right) \\ \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_2}{\partial x_1} + \frac{\partial u_1}{\partial x_2} \right) & \frac{\partial u_2}{\partial x_2} & \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_2}{\partial x_3} + \frac{\partial u_3}{\partial x_2} \right) \\ \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_3}{\partial x_1} + \frac{\partial u_1}{\partial x_3} \right) & \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_3}{\partial x_2} + \frac{\partial u_2}{\partial x_3} \right) & \frac{\partial u_3}{\partial x_3} \end{vmatrix} \quad (2.8)$$

in cui i termini diagonali descrivono la deformazione lineare del fluido, i termini non-diagonali sono proporzionali alla deformazione angolare dovuta a sforzi tangenziali.

Il primo indice di τ_{ij} si riferisce alla direzione normale alla superficie rispetto alla quale lo sforzo è calcolato, il secondo alla direzione della componente della forza.

Dall'esistenza di τ_{ij} dipendono effetti quali la diffusione di quantità di moto e la dissipazione energetica. Tutto ciò viene solitamente attribuito, da un punto di vista macroscopico, ad una maggiore o minore viscosità del fluido. Ecco perché τ_{ij} è chiamato tensore degli sforzi viscosi ed il suo effetto è descritto nell'equazione di Navier-Stokes dal termine di attrito viscoso. Infatti, la proporzionalità fra la componente σ_{ij} ed il tensore di deformazione e_{ij} è espressa dalla relazione

$$\sigma_{ij} = 2\mu e_{ij}$$

in cui compare il coefficiente di viscosità dinamica μ . Questa relazione può anche essere descritta in forma matriciale:

$$\sigma_{ij} = \mu \begin{vmatrix} 2\frac{\partial u_1}{\partial x_1} & \left(\frac{\partial u_1}{\partial x_2} + \frac{\partial u_2}{\partial x_1} \right) & \left(\frac{\partial u_1}{\partial x_3} + \frac{\partial u_3}{\partial x_1} \right) \\ \left(\frac{\partial u_2}{\partial x_1} + \frac{\partial u_1}{\partial x_2} \right) & 2\frac{\partial u_2}{\partial x_2} & \left(\frac{\partial u_2}{\partial x_3} + \frac{\partial u_3}{\partial x_2} \right) \\ \left(\frac{\partial u_3}{\partial x_1} + \frac{\partial u_1}{\partial x_3} \right) & \left(\frac{\partial u_3}{\partial x_2} + \frac{\partial u_2}{\partial x_3} \right) & 2\frac{\partial u_3}{\partial x_3} \end{vmatrix}$$

Sistema di riferimento non inerziale

Le equazioni di Navier-Stokes definite in (2.6) non sono sempre adeguate. In alcuni casi può essere necessario utilizzare una relazione che tenga conto del fatto che il sistema di riferimento terrestre non è inerziale. Questo implica la necessità di considerare anche la presenza delle forze apparenti dovute al movimento di rotazione terrestre: forza di Coriolis e forza centrifuga. Per il passaggio ad un sistema di riferimento non-inerziale, occorre descrivere la relazione fra un sistema fisso ed uno rotante: la variazione di un generico vettore \mathbf{P} nel sistema rotante viene vista da quello fisso come la somma della variazione delle componenti di \mathbf{P} e dei suoi versori, secondo la formula

$$\left(\frac{d\mathbf{P}}{dt} \right)_F = \left(\frac{d\mathbf{P}}{dt} \right)_R + \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{P}$$

dove i pedici F e R indicano rispettivamente il sistema fisso e rotante. $\boldsymbol{\Omega}$ è la velocità angolare. Il primo elemento del secondo termine rappresenta la variazione delle componenti del vettore, il secondo elemento la variazione dei versori. Questa relazione viene utilizzata per descrivere come vengono trasformati il vettore posizione \mathbf{r}_F ed i vettori velocità e accelerazione \mathbf{u}_F e \mathbf{a}_F nel passaggio al nuovo sistema di riferimento. In particolare, l'accelerazione \mathbf{a}_F diventa

$$\mathbf{a}_F = \mathbf{a}_R + 2\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{u}_R - \Omega^2 \mathbf{R} \quad (2.9)$$

dove \mathbf{a}_F e \mathbf{a}_R sono rispettivamente l'accelerazione nel sistema fisso e rotante, \mathbf{u}_R è la velocità nel sistema rotante e \mathbf{R} è il vettore perpendicolare all'asse di rotazione (figura 2.1). Nella (2.9) compaiono due nuovi elementi, l'accelerazione di Coriolis $-2\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{u}_R$ e l'accelerazione centrifuga $\Omega^2 \mathbf{R}$. La sostituzione di (2.9) nell'equazione di Navier-Stokes (2.6), porta al raggiungimento della forma generale dell'equazione:

$$\frac{d\mathbf{u}}{dt} = -\frac{1}{\rho} \boldsymbol{\partial} p + \nu \partial^2 \mathbf{u} + \mathbf{g} - 2\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{u} + \Omega^2 \mathbf{R} \quad (2.10)$$

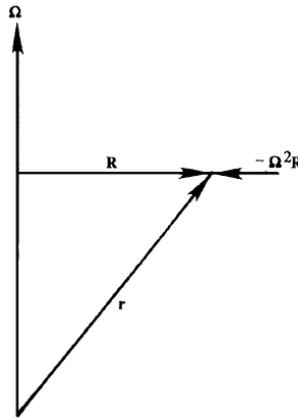


Figura 2.1: Accelerazione centripeta $-\Omega^2 \mathbf{R}$, ovvero accelerazione centrifuga $\Omega^2 \mathbf{R}$.

Quali sono gli effetti delle forze apparenti?

La forza centrifuga deve essere aggiunta alla forza gravitazionale \mathbf{g} , definendo la forza di gravità effettiva $\mathbf{g}^* = \mathbf{g} + \Omega^2 \mathbf{R}$. L'effetto della forza centrifuga si ripercuote quindi sia sulla direzione sia sull'intensità della forza di gravità. Infatti, mentre \mathbf{g} è diretta lungo la verticale rispetto ad un ellissoide perfetto, \mathbf{g}^* è ortogonale alla superficie del geoide terrestre. Inoltre, l'intensità della forza centrifuga è variabile fra l'equatore e i poli: massima nel primo caso, nulla nel secondo. La forza gravitazionale \mathbf{g}^* può essere sostituita nell'equazione dal *potenziale gravitazionale* Φ (o *geopotenziale*), ricordando che le forze di volume conservative possono essere espresse come il

gradiente di una funzione potenziale; nel caso della forza di gravità, vale quindi la relazione

$$\mathbf{g}^* = -\partial\Phi$$

Nell'emisfero boreale (australe), il termine $-2\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{u}$, detto accelerazione di Coriolis, tende a deviare un corpo in moto verso destra (sinistra) rispetto alla direzione di movimento. Esso si annulla quando si è in quiete ($\mathbf{u} = 0$) oppure quando la direzione del moto coincide con $\boldsymbol{\Omega}$.

2.4.3 Equazione del calore

L'equazione della temperatura nella forma

$$\frac{dT}{dt} = \kappa_T \partial^2 T + \frac{Q_C}{\rho c_v} \quad (2.11)$$

viene ottenuta dall'equazione del primo principio della termodinamica nel caso di una trasformazione a volume costante. Inoltre si trascurano le possibili variazioni del calore specifico a volume costante (c_v) e si assume che la variazione di energia interna di una particella sia dovuta:

- al riscaldamento diretto dall'esterno Q ;
- al flusso di calore \mathbf{J}_c proveniente dalle particelle circostanti e proporzionale al gradiente della temperatura secondo la costante di proporzionalità $-k_T$.

$$\mathbf{J}_c = -k_T \partial T$$

La costante $\kappa_T = \frac{k_T}{\rho c_v}$ viene detta *coefficiente di diffusione termica molecolare*.

2.4.4 Equazione della salinità

La definizione di salinità (S) utilizzata in ambito oceanografico ha subito variazioni nel corso del tempo, infatti è una definizione sperimentale e pertanto si può modificare con l'introduzione di nuove tecniche di analisi, che permettono di ottenere risultati con una precisione sempre maggiore. Fino alla fine degli anni '70, la salinità veniva definita misurando il rapporto fra i grammi di sali contenuti in una certa quantità d'acqua e la massa d'acqua che li contiene; si otteneva quindi un valore di salinità senza unità di misura ma espresso come parti per mille (‰). Dal 1978 è stato introdotto un nuovo sistema di misura, denominato *salinità pratica*, basato su un rapporto di conducibilità fra il campione di acqua di mare ed una soluzione a conducibilità nota (es. KCl oppure acqua di mare standardizzata). In questo caso il valore risultante è adimensionale e di solito viene indicata con la sigla *PSU*, *Practical Salinity Unit*.

La variazione di S nel tempo è misurata attraverso una relazione analoga a quella del calore:

$$\frac{dS}{dt} = \kappa_S \partial^2 S + \frac{Q_S}{\rho} \quad (2.12)$$

dove Q_S rappresenta l'eventuale sorgente di salinità e $\kappa_S = \frac{k_S}{\rho}$ è il coefficiente di diffusività salina molecolare.

2.4.5 Equazioni di stato per l'acqua marina

Nell'equazione di stato la densità ρ , o equivalentemente il suo reciproco, il volume specifico α , dipende dalla pressione, dalla temperatura e dalla salinità:

$$\begin{aligned}\rho &= \rho(p, T, S) \\ \alpha &= \alpha(p, T, S)\end{aligned}\quad (2.13)$$

L'equazione di stato per l'acqua marina è molto complessa e solitamente l'andamento della densità viene ricavato da grafici come quello in figura 2.2, che mostra l'andamento della densità delle acque di superficie, ovvero a pressione atmosferica. Il diagramma temperatura-salinità ($T-S$) restituisce i valori della densità dell'acqua in funzione di questi due parametri.

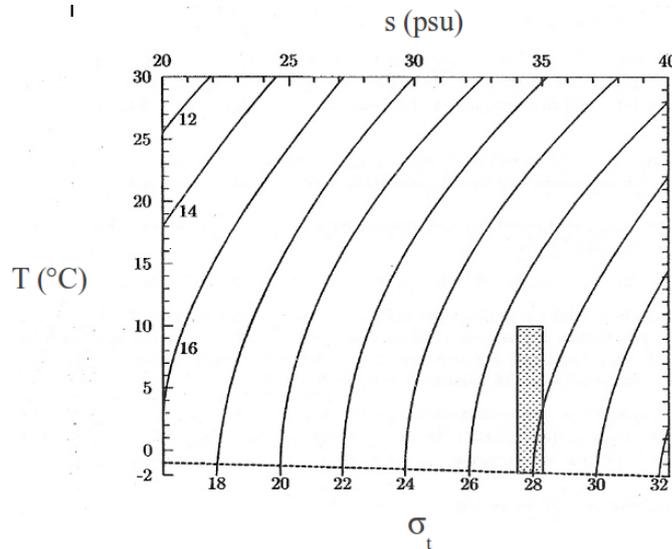


Figura 2.2: Valori della densità, espressi in σ , in funzione della temperatura $T(^{\circ}\text{C})$ e della salinità $S(\text{PSU})$ alla pressione atmosferica. Il 90% dell'acqua marina ha valori compresi nella regione rettangolare punteggiata. La linea tratteggiata rappresenta la separazione fra acqua e ghiaccio.

Differenziando la (2.13), si ottiene

$$d\alpha = \left(\frac{\partial\alpha}{\partial T}\right)_{pS} dT + \left(\frac{\partial\alpha}{\partial p}\right)_{TS} dp + \left(\frac{\partial\alpha}{\partial S}\right)_{pT} dS = a_T\alpha dT - a_p\alpha dp - a_S\alpha dS$$

dove i coefficienti

$$a_T = \frac{1}{\alpha} \left(\frac{\partial\alpha}{\partial T}\right)_{pS}, \quad a_p = -\frac{1}{\alpha} \left(\frac{\partial\alpha}{\partial p}\right)_{TS}, \quad a_S = -\frac{1}{\alpha} \left(\frac{\partial\alpha}{\partial S}\right)_{pT}$$

vengono chiamati rispettivamente *coefficiente di espansione termica*, *compressibilità isoterma* e *contrazione salina*. Una densità tipica per l'acqua a 10°C e salinità 35 psu è di circa 1027 kg m⁻³; con una temperatura di 20°C è invece pari a 1025 kg m⁻³.

Poiché le variazioni di densità dell'acqua marina sono molto contenute, spesso la densità viene espressa come *densità in situ*, in cui la pressione p viene sottratta della pressione atmosferica:

$$\sigma_t = (\rho(p, T, S) - 1000) \text{ kg m}^{-3}$$

Capitolo 3

I processi di trasporto

Il termine *dispersione* viene utilizzato per descrivere il processo di distribuzione di una sostanza immessa in un mezzo fluido. Mentre l'*avvezione* rappresenta il trasporto per mezzo di correnti (medie) deterministiche, ovvero descrive processi di trasporto risolti, la dispersione dipende sia da processi casuali (*diffusione*, dovuta a moti molecolari e turbolenti) sia dall'effetto dei gradienti di velocità (*shear*).

Nel seguente capitolo verranno descritti i processi casuali: in sequenza, prima i processi diffusivi e successivamente quelli turbolenti.

3.1 La diffusione

3.1.1 I processi diffusivi

Se immettiamo una particella solida di piccole dimensioni all'interno di un fluido, osserviamo che al passare del tempo tale particella percorre una traiettoria discontinua e casuale, che nel tempo la porta probabilisticamente sempre più lontano dalla posizione iniziale. Tale moto viene detto *moto Browniano* e può essere spiegato in base alla teoria molecolare della struttura della materia come la risultante degli urti di quella particella con le varie molecole incontrate lungo il suo percorso.

Tra le diverse conseguenze di questo fenomeno, bisogna descrivere il processo chiamato *diffusione* con il quale una certa sostanza immessa nel fluido viene progressivamente a distribuirsi in tutto il mezzo. Lo stesso processo avviene per le proprietà del fluido, quali per esempio la densità e la salinità, qualora la loro distribuzione iniziale non sia uniforme. In tali processi non si trasferisce solo materia da un punto all'altro dello spazio, ma anche quantità di moto ed energia cinetica.

3.1.2 L'equazione di diffusione

Per ricavare l'equazione di diffusione, iniziamo con il considerare una quantità per unità di volume q di una qualsiasi grandezza fisica Q . Per fare qualche esempio, q può rappresentare la concentrazione

di un inquinante oppure la densità.

Analizziamo inizialmente il caso unidimensionale. La concentrazione di una sostanza al tempo t e nel punto x è espressa dalla funzione $q(x, t)$. Si osserva sperimentalmente che le sostanze tendono ad occupare il massimo spazio disponibile, muovendosi dalle zone a maggiore concentrazione verso quelle a minore concentrazione. L'*ipotesi diffusiva* consiste nel ritenere che la sostanza cerchi di spostarsi ad un istante fissato da un intervallo spaziale all'altro con una velocità proporzionale alla differenza spaziale di concentrazione. Ad ogni istante t , il flusso di materia q lungo il gradiente di concentrazione è quindi

$$\phi(x, t) = -\kappa_q \frac{\partial(q(x, t))}{\partial x} \quad (3.1)$$

Il flusso di sostanza tende quindi a distribuire uniformemente la sostanza, riducendone il gradiente spaziale.

Indicando con $M(x, t + \Delta t)$ la quantità di sostanza nell'intervallo spaziale che va da x a Δx al tempo $t + \Delta t$, potremmo definire $M(x, t + \Delta t)$ considerando la quantità di sostanza presente in precedenza nella zona considerata e i movimenti di sostanza generati dalla differenza di concentrazione spaziale, ovvero sommando la quantità di sostanza che entra e sottraendo quella che esce. Si ottiene

$$M(x, t + \Delta t) = M(x, t) + \phi(x, t)\Delta t - \phi(x + \Delta x, t)\Delta t$$

ma

$$M(x, t + \Delta t) = q(x, t + \Delta t)\Delta x,$$

$$M(x, t) = q(x, t)\Delta x$$

Potremmo quindi riscrivere, considerando la (3.1)

$$q(x, t + \Delta t)\Delta x = q(x, t)\Delta x - \kappa_q \frac{\partial(q(x, t))}{\partial x} \Delta t + \kappa_q \frac{\partial(q(x + \Delta x, t))}{\partial x} \Delta t$$

Dividendo per $\Delta x \Delta t$ ed effettuando il limite per $\Delta x \rightarrow 0$ e $\Delta t \rightarrow 0$, otteniamo

$$\frac{\partial q}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\kappa_q \frac{\partial q}{\partial x} \right)$$

che rappresenta l'equazione della diffusione nel caso unidimensionale. Ripetendo lo stesso ragionamento per le altre dimensioni, arriviamo all'equazione

$$\frac{\partial q}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\kappa_q \frac{\partial q}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\kappa_q \frac{\partial q}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\kappa_q \frac{\partial q}{\partial z} \right)$$

o, in forma più sintetica,

$$\frac{\partial q}{\partial t} = \boldsymbol{\partial} \cdot (\kappa_q \boldsymbol{\partial} q) + q_s \quad (3.2)$$

dove ora q è una quantità qualsiasi riferita al volume e il termine q_s tiene conto della possibile presenza di sorgenti di sostanza.

3.1.3 Proprietà dei processi diffusivi

In un liquido, contrariamente a quanto accade per un gas, la viscosità molecolare diminuisce con la temperatura, perché un aumento dell'agitazione molecolare riduce l'intensità dei legami che tengono unite le varie molecole, rendendo più agevole lo scorrimento di uno strato sull'altro. I coefficienti di diffusione rimangono invece indipendenti dalla pressione.

I processi di diffusione molecolare avvengono su scale di tempo molto lunghe rispetto a quelle della maggior parte dei moti a cui si è interessati, per cui solitamente si assume che il primo termine a secondo membro dell'equazione di diffusione sia nullo. Tuttavia, quando il moto è assente, sono proprio questi i processi che diventano responsabili della distribuzione di una data proprietà nel fluido. È possibile dimostrare che, in assenza di sorgenti esterne, la diffusione comporta sempre una riduzione dei gradienti; in altre parole, in assenza di sorgenti o pozzi di una certa sostanza, la diffusione molecolare agisce distribuendola in maniera uniforme in tutto lo spazio occupato dal fluido.

3.1.4 Soluzioni caratteristiche dell'equazione di diffusione

In assenza di sorgenti, ossia quando $q_s = 0$, un possibile soluzione è data da

$$G(x, t) = \frac{1}{(4\pi\kappa_q)^{3/2}} e^{-r^2/(4\kappa_q t)}$$

dove $r^2 = x^2 + y^2 + z^2$. La soluzione $G(x, t)$ rappresenta una gaussiana tridimensionale centrata nell'origine, di varianza

$$\sigma^2 = 2\kappa_q t$$

Partendo quindi da una situazione in cui la sostanza q è tutta concentrata in un unico punto (l'origine), q si espande nel tempo ad una velocità $(2\kappa_q/t)^{1/2}$. Il raggio della regione occupata dalla sostanza diffusa aumenta con la radice quadrata del tempo, mentre la velocità di espansione diminuisce con la stessa proporzione. Il processo risulta molto lento visti i valori estremamente piccoli dei coefficienti κ_q . La soluzione omogenea trovata può anche essere scomposta nel prodotto di tre soluzioni unidimensionali

$$G = \frac{e^{-x^2/(4\kappa_q t)}}{(4\pi\kappa_q t)^{1/2}} \cdot \frac{e^{-y^2/(4\kappa_q t)}}{(4\pi\kappa_q t)^{1/2}} \cdot \frac{e^{-z^2/(4\kappa_q t)}}{(4\pi\kappa_q t)^{1/2}} = G_x \cdot G_y \cdot G_z$$

dove ogni G_i è soluzione dell'equazione di diffusione unidimensionale

$$\frac{\partial q}{\partial t} = \kappa_q \frac{\partial^2 q}{\partial x_i^2}$$

A partire dalla soluzione omogenea, è possibile trovare la soluzione nel caso in cui $q_s \neq 0$. Si dimostra che, nel caso in cui siano presenti delle sorgenti, per seguire l'evoluzione della distribuzione di una certa sostanza che diffonde, è sufficiente considerare la distribuzione inizialmente presente o successivamente introdotta dall'esterno come la somma di diverse sorgenti puntiformi, seguirne

separatamente l'evoluzione e infine sommare tutti i vari contributi così ottenuti. I processi di diffusione risultano quindi relativamente facili da prevedere, almeno fino a che non intervengono fenomeni avvevativi.

3.2 La turbolenza

Si può verificare sperimentalmente che un fluido in movimento mantiene un regime *laminare*, ovvero il suo flusso è costituito dalla sovrapposizione di tante lamine di fluido in movimento uniforme le une rispetto alle altre, solo fino a che la velocità non supera certi valori. Oltre un dato valore critico, si instaurano irregolari fluttuazioni attorno ad un andamento medio e il moto viene detto *turbolento*.

I moti caotici a livello molecolare sono sempre presenti, per cui anche se un flusso ci appare stazionario, bisogna considerare che sono sempre presenti delle perturbazioni infinitesime continuamente variabili. Queste perturbazioni possono mantenersi limitate nel tempo, ed in tale caso il flusso viene detto *neutrale* o *stabile*. In altri casi le perturbazioni possono crescere, fino a raggiungere un'intensità paragonabile a quella del flusso di base. In questo caso si parla di flusso *instabile*.

La turbolenza è il risultato di un flusso instabile. Il passaggio da stabilità ad instabilità è aleatorio, ma può essere favorito da vibrazioni, superfici scabrose od altre perturbazioni. Inoltre, la velocità alla quale il flusso diventa turbolento è in genere più alta della velocità necessaria per riportare un moto turbolento allo stato laminare.

Dal punto di vista matematico, si dimostra che i responsabili dei fenomeni di instabilità sono i termini avvevati (non lineari) della derivata totale della velocità.

3.2.1 Il numero di Reynolds

Il passaggio ad una situazione di instabilità, ovvero l'insorgenza di turbolenza, può essere quantificato attraverso il rapporto fra la stima di grandezza dei termini non lineari rispetto a quelli viscosi. La stima può essere effettuata assumendo che:

- l'ordine di grandezza delle fluttuazioni di velocità non dipenda dalla direzione;
- le fluttuazioni di velocità intorno al valor medio siano dello stesso ordine di grandezza della velocità U ;
- le fluttuazioni avvengano su scala spaziale L .

La stima dei termini non lineari può essere espressa come

$$\mathbf{u} \cdot \partial u_a \simeq U \frac{U}{L} \simeq \frac{U^2}{L}$$

dove u_a rappresenta una componente della velocità (u , v oppure w). Per i termini dissipativi possiamo scrivere

$$\nu \partial^2 u_a \simeq \nu \frac{U}{L^2}$$

Il rapporto fra le due stime porta alla definizione del *numero di Reynolds*

$$Re = \frac{U^2/L}{\nu U/L^2} = \frac{UL}{\nu} \quad (3.3)$$

Re è una quantità adimensionale. In generale, se più problemi hanno lo stesso numero di Reynolds, allora anche la loro soluzione deve essere geometricamente e temporalmente simile. Questa legge viene denominata *legge di similarità* e significa quindi che, a parità di altre condizioni, la transizione alla turbolenza avviene per lo stesso numero di Reynolds.

In casi particolari si può mantenere il regime laminare anche fino a $Re > 100.000$. Un esempio in ambito oceanografico può essere quello della corrente del Golfo, che ha una velocità tipica di 1 m s^{-1} e una larghezza di circa 100 km ; assumendo ν pari a $10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$, in numero di Reynolds risultante è pari a

$$Re = \frac{UL}{\nu} = \frac{1 \times 10^5}{10^{-6}} = 10^{11}$$

e pertanto il moto non può che essere turbolento. La turbolenza è la normalità sia in oceano come in atmosfera.

3.2.2 I processi stocastici

Un esempio di flusso turbolento è osservabile nella figura sottostante (figura 3.1).

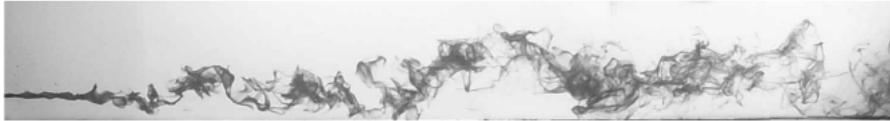


Figura 3.1: Dispersione di un tracciante chimico rilasciato all'interno di un canale con flusso turbolento (alla profondità di $1/4$ dell'altezza del canale). Immagine tratta da [9].

Anche una semplice valutazione qualitativa dell'immagine fa comprendere come alcune informazioni possano essere poco rappresentative del flusso; per esempio, il valore mediato nel tempo della concentrazione del tracciante, può non rappresentare la reale concentrazione di sostanza in un determinato momento.

Le variabili in un flusso turbolento sono pertanto delle variabili *stocastiche* o *random*, infatti quando il moto è instabile risulta impossibile descrivere la sua evoluzione nel dettaglio, dato che le fluttuazioni avvengono in un enorme *range* di scale spaziali e temporali senza alcuna regolarità.

In questo paragrafo vengono introdotte alcune definizioni che sono necessarie per la descrizione di un moto turbolento.

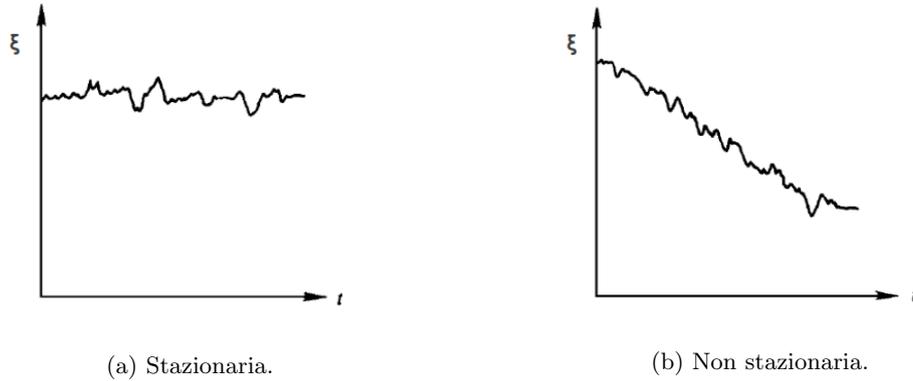


Figura 3.2: Serie temporale stazionaria (a) e non stazionaria (b).

Prendiamo una qualsiasi variabile $\xi(\mathbf{r}, t)$ in un flusso turbolento e consideriamo innanzi tutto il caso in cui le sue caratteristiche medie non variano nel tempo, come per esempio in figura 3.2a. In questo caso si parla di processo *stazionario*. Per un tale processo, è possibile calcolare la *media temporale* attraverso l'integrale

$$\bar{\xi} = \frac{1}{T} \int_0^T \xi(t) dt \quad (3.4)$$

dove T è un periodo di tempo sufficientemente lungo da contenere un numero elevato di quelle fluttuazioni temporali che vogliamo trascurare.

Se invece le caratteristiche variano nel tempo, ovvero il processo è *non stazionario* come mostrato in figura 3.2b, non è più possibile utilizzare l'integrale (3.4), poiché non sappiamo specificare quanto grande debba essere l'intervallo di mediazione T : se scegliessimo un valore troppo grande, non riusciremmo a calcolare una buona media locale; se invece T fosse eccessivamente piccolo, non otterremmo un valore medio rappresentativo. In tale situazione, la definizione di media può essere ricavata dalla ripetizione dello stesso esperimento, condotto nelle stesse identiche condizioni, per un numero indefinito di volte. Una *collezione* di esperimenti, condotti sotto le stesse condizioni sperimentali, viene chiamata *insieme*. In ogni istante ed in ogni punto dello spazio possiamo allora definire una *media di insieme*

$$\langle \xi(\mathbf{r}, t) \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \xi_i(\mathbf{r}, t)$$

dove N è il numero di osservazioni. Da questo segue che la derivata ad un certo tempo è pari a

$$\begin{aligned} \left\langle \frac{\partial \xi}{\partial t} \right\rangle &= \frac{1}{N} \left[\frac{\partial \xi_1}{\partial t} + \frac{\partial \xi_2}{\partial t} + \frac{\partial \xi_3}{\partial t} + \dots \right] = \\ &= \frac{\partial}{\partial t} \left[\frac{1}{N} (\xi_1 + \xi_2 + \xi_3 + \dots) \right] = \frac{\partial \langle \xi \rangle}{\partial t} \end{aligned}$$

Questo mostra che l'ordine di derivazione e di mediazione possono essere interscambiabili. Seguendo lo stesso ragionamento, è possibile mostrare che anche l'operazione di integrazione è commutabile

con quella di mediazione. Si ottengono così le seguenti regole:

$$\begin{aligned} \left\langle \frac{\partial \xi}{\partial t} \right\rangle &= \frac{\partial \langle \xi \rangle}{\partial t} \\ \left\langle \int_a^b \xi dt \right\rangle &= \int_a^b \langle \xi \rangle dt \end{aligned} \quad (3.5)$$

che possono essere ripetute in maniera analoga per lo spazio

$$\begin{aligned} \left\langle \frac{\partial \xi}{\partial x_i} \right\rangle &= \frac{\partial \langle \xi \rangle}{\partial x_i} \\ \left\langle \int_a^b \xi d\mathbf{r} \right\rangle &= \int_a^b \langle \xi \rangle d\mathbf{r} \end{aligned} \quad (3.6)$$

Per un processo stazionario, la media temporale e la media d'insieme coincidono. Similmente al concetto di processo stazionario/non stazionario, definiamo un processo *omogeneo* quello per il quale le caratteristiche medie non variano nello spazio. In quest'ultimo caso, la media spaziale coincide con la media d'insieme.

3.2.3 Correlazioni

L'*autocorrelazione* di una singola variabile $\xi(t)$ ai tempi t_1 e t_2 è definita come

$$R(t_1, t_2) = \langle \xi(t_1)\xi(t_2) \rangle \quad (3.7)$$

Nel caso generale, quando la serie temporale non è stazionaria, applichiamo l'operatore di media d'insieme. Il risultato del prodotto (3.7) è piccolo quando un valore positivo di $\xi(t_1)$ è associato con valori sia positivi che negativi di $\xi(t_2)$; in tale caso la correlazione è debole. Se invece i segni sono concordi fra $\xi(t_1)$ e $\xi(t_2)$, ossia sono entrambi positivi od entrambi negativi, vi è una forte correlazione ed il valore di $R(t_1, t_2)$ aumenta.

Ricordando che in un processo stazionario la variabile è indipendente dal tempo, è possibile spostare l'origine di una qualsiasi grandezza e possiamo pertanto scrivere

$$R(\tau) = \langle \xi(t)\xi(t+\tau) \rangle = \overline{\xi(t)\xi(t+\tau)}$$

In questo caso media d'insieme e media temporale coincidono e possiamo quindi usare entrambe le notazioni. Per stimare la correlazione, è possibile allineare le serie temporali $\xi(t)$ e $\xi(t+\tau)$ e moltiplicarle verticalmente, come illustrato in figura 3.3.

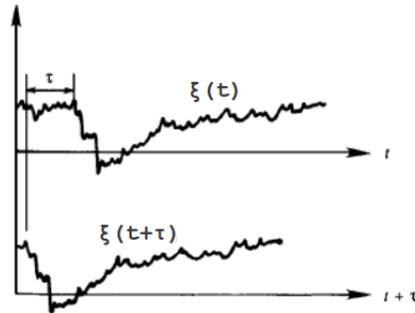


Figura 3.3: Calcolo dell'autocorrelazione nel caso di un processo stazionario attraverso la formula $\langle \xi(t)\xi(t+\tau) \rangle$.

Un tipico grafico di $R(\tau)$ è mostrato in figura 3.4. Si osserva che $R(0) = 1$ e $R \rightarrow 0$ per $\tau \rightarrow \infty$, infatti un processo perde la correlazione con i suoi stati precedenti all'aumentare del tempo. Ma allora, per quanto tempo un processo può considerarsi autocorrelato? Fino a quando viene mantenuta l'autocorrelazione? Una stima di tale misura si ottiene sostituendo la distribuzione di $R(\tau)$ con un rettangolo di altezza 1 e lunghezza

$$L = \int_0^{\infty} R(\tau) d\tau \quad (3.8)$$

Questo integrale fornisce una misura del tempo in cui $R(\tau)$ è autocorrelato, ovvero il proprio stato attuale mantiene una correlazione con lo stato negli istanti temporali precedenti; in altre parole, L è una misura della "memoria" del processo.

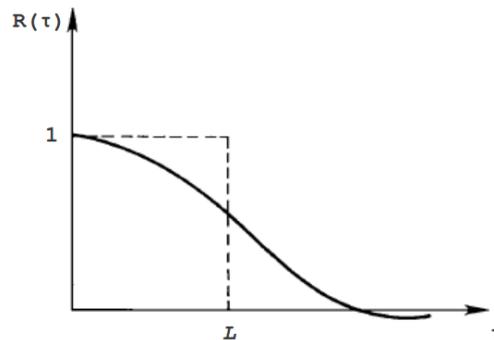


Figura 3.4: Funzione di autocorrelazione $R(\tau)$ e misura della "memoria" del processo attraverso l'integrale di altezza 1 e lunghezza L .

È possibile definire anche una *cross-correlazione* fra due variabili stazionarie $\xi(t)$ e $\chi(t)$ attraverso la relazione

$$C(\tau) = \langle \xi(t)\chi(t+\tau) \rangle = \overline{\xi(t)\chi(t+\tau)}$$

Nello stesso modo in cui è stata definita la correlazione nel tempo della variabile ξ , possiamo definire l'autocorrelazione come una funzione della separazione spaziale tra misure della stessa variabile effettuate in due punti distinti. Consideriamo $\xi(\mathbf{x}_0, t)$ e $\xi(\mathbf{x}_0 + \mathbf{x}, t)$ le misure della variabile ξ nei punti \mathbf{x}_0 e $\mathbf{x}_0 + \mathbf{x}$. La correlazione spaziale può quindi essere definita come

$$R(x) = \langle \xi(\mathbf{x}_0, t)\xi(\mathbf{x}_0 + \mathbf{x}, t) \rangle$$

3.2.4 Le equazioni fondamentali mediate

Un flusso turbolento soddisfa le equazioni di Navier-Stokes istantaneamente ma, come già introdotto nel paragrafo 3.2.2, risulta impossibile predire il flusso nel dettaglio visto il grande numero di scale temporali che dovrebbero essere risolte. Ci interessiamo quindi alle caratteristiche medie del flusso e procediamo con il calcolo delle equazioni del moto mediate per un flusso turbolento. Per risolvere il problema della sovrapposizione delle diverse scale temporali, ipotizziamo che esista la possibilità di scomporre il moto medio nella somma di due componenti: il moto medio, lentamente variabile, e le fluttuazioni turbolente, rapidamente variabili. Quindi, data una qualunque variabile ξ associata al campo di moto, possiamo scrivere

$$\xi = \langle \xi \rangle + \xi'$$

dove $\langle \xi \rangle$ rappresenta il valore medio e ξ' la deviazione dal valore medio (la fluttuazione). È importante sottolineare che quando si parla di moti lentamente o rapidamente variabili, si fa riferimento al periodo di mediazione. La decomposizione appena descritta viene chiamata *decomposizione di Reynolds*. Si può osservare che

$$\langle \langle \xi \rangle \rangle = \langle \xi \rangle \quad \text{e} \quad \langle \xi' \rangle = 0 \quad (3.9)$$

Le equazioni fondamentali per il moto medio sono ottenute sostituendo ad ogni variabile ξ la sua decomposizione e facendo la media di tali equazioni.

L'equazione di continuità mediata

Applicando le regole (3.5) alla forma non divergente dell'equazione di continuità ($\partial \cdot \mathbf{u} = 0$) dopo aver utilizzato la decomposizione di Reynolds $u_i = U_i + u'_i$, otteniamo

$$\begin{aligned} \langle \partial_i U_i + \partial_i u'_i \rangle &= \langle \partial_i U_i \rangle + \langle \partial_i u'_i \rangle = \\ &= \partial_i \langle U_i \rangle + \partial_i \langle u'_i \rangle = 0 \end{aligned}$$

ma siccome $\langle u'_i \rangle = 0$ rimane

$$\partial_i \langle U_i \rangle = \partial_i U_i = \frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0$$

Abbiamo quindi scritto l'equazione di continuità per il flusso medio

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \quad (3.10)$$

Sottraendo la (3.10) dall'equazione di continuità per il flusso totale $\boldsymbol{\partial} \cdot \mathbf{u} = 0$, otteniamo l'equazione di continuità per le fluttuazioni turbolente

$$\frac{\partial u'_i}{\partial x_i} = 0$$

Si giunge alla conclusione che sia la componente a variazione lenta sia quella a variazione rapida sono entrambe non divergenti, infatti obbediscono, separatamente, all'equazione di continuità.

L'equazione del moto mediata

L'applicazione della decomposizione di Reynolds all'equazione del moto comporta non solo la sostituzione di u_i con $U_i + u'_i$, ma anche di p con $P + p'$. La densità ρ rimane invece costante. Otteniamo quindi

$$\frac{\partial}{\partial t}(U_i + u'_i) + (U_j + u'_j) \frac{\partial}{\partial x_j}(U_i + u'_i) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_i}(P + p') + \nu \frac{\partial^2}{\partial x_j^2}(U_i + u'_i) + g_i$$

su cui interveniamo con il processo di mediazione. Analizziamo di seguito i singoli elementi dell'equazione mediata, tenendo sempre presente che, seguendo le regole (3.9), le medie d'insieme delle fluttuazioni turbolente sono nulle e che in il simbolo di mediazione è omissso per le componenti medie:

– termine di derivata temporale:

$$\begin{aligned} \left\langle \frac{\partial}{\partial t}(U_i + u'_i) \right\rangle &= \frac{\partial U_i}{\partial t} + \left\langle \frac{\partial u'_i}{\partial t} \right\rangle = \\ &= \frac{\partial U_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial t} \langle u'_i \rangle = \frac{\partial U_i}{\partial t} \end{aligned}$$

– termine avvevivo: si scompone in 4 termini, solo due dei quali non si annullano.

$$\begin{aligned} \left\langle (U_j + u'_j) \frac{\partial}{\partial x_j}(U_i + u'_i) \right\rangle &= \\ = U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + U_j \frac{\partial}{\partial x_j} \langle u'_i \rangle + \langle u'_j \rangle \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \left\langle u'_j \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \right\rangle &= \\ = U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \langle u'_i u'_j \rangle & \end{aligned}$$

infatti $u'_j \partial u'_i = \partial(u'_i u'_j) - u'_i \partial(u'_j)$, dove l'ultimo elemento al secondo membro si annulla sotto mediazione secondo le regole (3.9).

– termine di pressione:

$$\frac{\partial}{\partial x_i}(P + p') = \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_i} \langle p' \rangle = \frac{\partial P}{\partial x_i}$$

– termine viscoso:

$$\langle \nu \frac{\partial^2}{\partial x_j^2} (U_i + u'_i) \rangle = \nu \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j^2}$$

Possiamo quindi riscrivere l'equazione del moto mediata come

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \langle u'_i u'_j \rangle = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j^2} + g_i \quad (3.11)$$

oppure

$$\frac{dU_i}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\nu \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \langle u'_i u'_j \rangle \right] + g_i \quad (3.12)$$

Il tensore degli sforzi per la forma mediata dell'equazione del moto, $\langle \tau_{ij} \rangle$, è definito come

$$\langle \tau_{ij} \rangle = -P \delta_{ij} + \mu \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \rho \langle u'_i u'_j \rangle$$

il quale, rispetto alla forma che si ottiene per l'equazione del moto (2.6), presenta un fattore di stress aggiuntivo: $-\rho \langle u'_i u'_j \rangle$. Questo fattore di stress, chiamato *tensore dello stress di Reynolds* o *tensore degli sforzi turbolenti*, può essere esplicitato nella forma matriciale

$$R = -\rho \begin{vmatrix} \langle u'u' \rangle & \langle u'v' \rangle & \langle u'w' \rangle \\ \langle v'u' \rangle & \langle v'v' \rangle & \langle v'w' \rangle \\ \langle w'u' \rangle & \langle w'v' \rangle & \langle w'w' \rangle \end{vmatrix}$$

Il tensore degli sforzi turbolenti può essere descritto come l'elemento che fornisce informazioni sul tasso di trasferimento della quantità di moto tra i vari strati di fluido attraverso le fluttuazioni turbolente.

Il tensore deriva dalla presenza di un termine avvevivo non-lineare, $\partial \langle u'_i u'_j \rangle / \partial x_j$, che rappresenta la causa della mancata chiusura delle equazioni nel campo incognito della velocità media. Infatti, con la presenza del termine non-lineare, sono state introdotte delle nuove incognite nel sistema di equazioni. L'utilizzo di parametrizzazioni empiriche, denominate appunto "chiusure", permette di rappresentare le fluttuazioni turbolente (ossia le medie dei prodotti delle fluttuazioni) in funzione delle velocità medie, rendendo così il sistema risolvibile. Si cercano quindi relazioni empiriche che abbiano fondamenti di validità dalla conferma sperimentale. Tuttavia il problema della rappresentazione parametrica della turbolenza in funzione del moto medio non ha ancora trovato una risposta soddisfacente.

Un esempio di parametrizzazione è illustrato nel seguente esempio, che dimostra inoltre come il prodotto medio delle fluttuazioni della velocità in un flusso turbolento non sia nullo. Consideriamo un flusso tale che la variazione della componente della velocità U con la quota sia positiva. Una particella che sale di quota si trova quindi in uno strato ($z + dz$) dove le particelle hanno velocità

superiore e tende pertanto a rallentarle; la correlazione $\langle u'w' \rangle$ è quindi negativa. Allo stesso modo una particella che scende di quota, ovvero che passa da un livello z ad un livello $(z - dz)$, tende ad accelerare le particelle di tale strato, avendo essa una velocità superiore; nuovamente, la correlazione $\langle u'w' \rangle$ è negativa. Possiamo quindi scrivere: $\langle u'w' \rangle \propto -\partial U/\partial z$.

La struttura del tensore dello stress di Reynolds R può essere sviluppata in similitudine a quella del tensore degli sforzi viscosi τ , definito nel paragrafo 2.4.2. Si ricorda che τ descrive il trasferimento della quantità di moto per diffusione molecolare ed è proporzionale al tensore di deformazione e_{ij} definito dalla (2.8). R viene quindi definito come

$$R = \rho \begin{vmatrix} 2A_H \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial x} & A_H \left(\frac{\partial \langle v \rangle}{\partial x} + \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial y} \right) & A_V \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial x} + A_H \frac{\partial \langle w \rangle}{\partial x} \\ A_H \left(\frac{\partial \langle v \rangle}{\partial x} + \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial y} \right) & 2A_H \frac{\partial \langle v \rangle}{\partial y} & A_V \frac{\partial \langle v \rangle}{\partial z} + A_H \frac{\partial \langle w \rangle}{\partial y} \\ A_V \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial z} + A_H \frac{\partial \langle w \rangle}{\partial x} & A_V \frac{\partial \langle v \rangle}{\partial z} + A_H \frac{\partial \langle w \rangle}{\partial y} & 2A_V \frac{\partial \langle w \rangle}{\partial z} \end{vmatrix}$$

Bisogna notare la presenza di due differenze rispetto al caso molecolare. Innanzi tutto non abbiamo un unico coefficiente di proporzionalità tra gli sforzi turbolenti ed i gradienti di velocità, ma due diversi coefficienti, A_H e A_V , in riferimento alle variazioni orizzontali e verticali della velocità. Questo si rende necessario dal momento che nel caso dei moti oceanici e atmosferici di grande scala, le variazioni orizzontali e verticali della velocità sono molto differenti. In generale non esiste alcuna necessità di distinguere fra le due direzioni orizzontali del moto, infatti la turbolenza è isotropa orizzontalmente, a meno che non intervengano determinanti fattori geometrici nel bacino che contiene il fluido. I coefficienti A_H e A_V , che svolgono lo stesso ruolo del coefficiente di viscosità cinematica molecolare $\nu = \mu/\rho$, vengono detti *coefficienti di viscosità turbolenta*. In secondo luogo, questi coefficienti non possono essere considerati costanti, come vale per μ , ma sono variabili con le coordinate spaziali. Infatti essi sono una proprietà *del moto* e non *del mezzo*, come avveniva per il coefficiente di viscosità molecolare.

In regime turbolento bisogna quindi considerare sia i coefficienti di viscosità molecolare che turbolenta. Quest'ultimi sono però diversi ordini di grandezza superiori ai primi, che possono pertanto essere trascurati, o meglio inglobati nei coefficienti A_H e A_V . L'equazione di Navier-Stokes in regime turbolento diventa

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \partial \mathbf{u} = -\frac{\partial p}{\rho} + \mathbf{g} + \nu \partial^2 \mathbf{u} + A_H \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial x^2} + A_H \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial y^2} + A_V \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial z^2} \quad (3.13)$$

3.3 I modelli di avvezione-dispersione

Per determinare le conseguenze del trasporto di una generica quantità di sostanza q in un fluido in movimento, dobbiamo considerare sia l'effetto della dispersione sia dell'avvezione. Il movimento viene descritto dall'equazione di *avvezione-dispersione*, che si ottiene sostituendo nell'equazione

di diffusione (3.2) la semplice derivata parziale con la derivata lagrangiana, ovvero seguendo la particella secondo un approccio lagrangiano. L'equazione pertanto diverrà

$$\frac{\partial q}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \boldsymbol{\partial} q = \boldsymbol{\partial} \cdot (\kappa \boldsymbol{\partial} q) + q_q \quad (3.14)$$

in cui il coefficiente κ_q di diffusione molecolare viene sostituito con κ , il coefficiente di diffusione turbolenta. Infatti, come spiegato nel precedente paragrafo, gli effetti dovuti alla diffusione molecolare sono trascurabili se confrontati con quelli dovuti alla turbolenza.

Il problema dell'avvezione-dispersione può essere affrontato con due differenti approcci matematici:

- *Euleriano*: si assume un sistema di riferimento fisso; i bilanci di quantità di moto, energia, massa dipendono dai flussi del fluido attraverso le pareti di un volume V fisso rispetto agli assi coordinati: su tale sistema viene integrata l'equazione di avvezione-dispersione.
- *Lagrangiano*: il fluido viene interpretato come un insieme di particelle discrete ed a ciascuna particella vengono attribuite caratteristiche proprie, come una data concentrazione di un inquinante ed una certa aleatorietà nella dinamica; in tale schema ci si avvale del concetto di *traiettoria* come cammino di una particella immaginaria; lungo le traiettorie vengono simulate tutte le trasformazioni che le caratteristiche della particella subiscono in funzione delle condizioni ambientali.

3.3.1 L'approccio euleriano

L'approccio euleriano è basato sulla conservazione della massa di un inquinante di concentrazione $c(x, y, z, t) \equiv c(\mathbf{r}, t)$. Riscrivendo l'equazione di avvezione-dispersione nella forma

$$\frac{\partial c}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \boldsymbol{\partial} c = \boldsymbol{\partial} \cdot (\kappa_c \boldsymbol{\partial} c) + q_c$$

si assume, come fatto in precedenza, che la velocità \mathbf{u} possa essere scomposta nella somma di una componente media e di una fluttuante, cioè

$$\mathbf{u} = \langle \mathbf{u} \rangle + \mathbf{u}'$$

dove $\langle \mathbf{u} \rangle$ rappresenta la porzione di flusso che può essere descritta con misure sperimentali o calcolata con modelli idrodinamici, mentre \mathbf{u}' è una variabile stocastica che contiene le informazioni sulla diffusione turbolenta. Analogamente per la concentrazione si pone

$$c = \langle c \rangle + c'$$

e naturalmente valgono le regole

$$\langle \langle \mathbf{u} \rangle \rangle = \langle \mathbf{u} \rangle, \quad \langle \mathbf{u}' \rangle = 0, \quad \langle \langle c \rangle \rangle = \langle c \rangle, \quad \langle c' \rangle = 0$$

La decomposizione e mediazione dei vari termini, applicando le regole appena riportate, porta ad ottenere la seguente equazione mediata:

$$\frac{\partial \langle c \rangle}{\partial t} + \langle \mathbf{u} \rangle \cdot \boldsymbol{\partial} \langle c \rangle = -\boldsymbol{\partial} \cdot \langle c' \mathbf{u}' \rangle + \boldsymbol{\partial} \cdot (\kappa_c \boldsymbol{\partial} \langle c \rangle) + \langle q_c \rangle$$

nella quale il termine $\langle c' \mathbf{u}' \rangle$ rappresenta la diffusione turbolenta, la cui definizione viene effettuata in maniera empirica solitamente attraverso la *teoria K* in cui si pone

$$\langle c' \mathbf{u}' \rangle = -K \boldsymbol{\partial} \langle c \rangle$$

dove K è un tensore di ordine due chiamato *tensore di diffusività turbolenta* ed i suoi elementi vengono stimati con misure sperimentali o dedotti da modelli. Di solito, viste le caratteristiche generali dei moti dei fluidi geofisici, si distingue tra fenomeni di diffusività orizzontale e verticale; la precedente equazione, riscritta per componenti, diventa quindi

$$\begin{aligned} \langle c' u' \rangle &= -A_H \frac{\partial \langle c \rangle}{\partial x} \\ \langle c' v' \rangle &= -A_H \frac{\partial \langle c \rangle}{\partial y} \\ \langle c' w' \rangle &= -A_V \frac{\partial \langle c \rangle}{\partial z} \end{aligned}$$

dove A_H e A_V sono rispettivamente i coefficienti di diffusività turbolenta orizzontale e verticale.

3.3.2 L'approccio lagrangiano

L'approccio lagrangiano si basa sulla equazione per la dispersione di una singola specie di inquinante caratterizzata dalla concentrazione $c(x, y, z, t)$

$$\langle c(\mathbf{r}, t) \rangle = \int_{-\infty}^t \int_V P(\mathbf{r}, t | \mathbf{r}_0, t_0) q_c(\mathbf{r}_0, t_0) \quad (3.15)$$

dove $P(\mathbf{r}, t | \mathbf{r}_0, t_0)$ stabilisce la probabilità che una particella che si trova in \mathbf{r}_0 al tempo t_0 si trovi in \mathbf{r} al tempo t ; q_c è il termine che tiene conto delle sorgenti di inquinante.

3.3.3 I modelli a particelle

La dispersione può essere alternativamente simulata con i modelli lagrangiani a particelle, che si differenziano in:

- a particella singola: il moto di ciascuna particella risulta indipendente da quello delle altre;
- a due (o più) particelle: si riproduce la dispersione relativa tra le particelle.

Nei modelli a particella singola, le particelle vengono fatte spostare ad ogni passo temporale con una velocità \mathbf{v} in modo tale che sia valida la relazione

$$\mathbf{r}_2 = \mathbf{r}_1 + \int_{t_1}^{t_2} \mathbf{v}(\mathbf{r}(t), t) dt$$

La velocità \mathbf{v} viene calcolata come

$$\mathbf{v} = \mathbf{v}_{det} + \mathbf{v}'$$

dove

- \mathbf{v}_{det} rappresenta la parte deterministica del trasporto, basata sulle misure euleriane di corrente o fornita da un modello idrodinamico;
- \mathbf{v}' è la velocità di diffusione, una perturbazione numerica artificiale legata all'intensità della turbolenza ed alle caratteristiche dei vortici più piccoli che non rientrano nel valore del campo medio. Rappresenta quindi la componente utilizzata per descrivere i fenomeni turbolenti che non riescono ad essere risolti alla scala del campo medio scelto.

È possibile ottenere una stima di \mathbf{v}' attraverso una valutazione stocastica. Di solito, infatti, la distribuzione delle velocità delle particelle che si disperdono in un flusso turbolento, viene ottenuta utilizzando i cosiddetti *modelli autoregressivi*. Questi modelli descrivono il valore della velocità ad un certo istante come combinazione lineare dei valori assunti negli istanti precedenti più un termine completamente random all'istante considerato. Un modello autoregressivo di ordine p , indicato di solito con la sigla $AR(p)$, valuta la velocità \mathbf{v}' al passo temporale n con la formula

$$\mathbf{v}'_n = \alpha_1 \mathbf{v}'_{n-1} + \alpha_2 \mathbf{v}'_{n-2} + \dots + \alpha_p \mathbf{v}'_{n-p} + \boldsymbol{\mu}$$

dove $\boldsymbol{\mu}$ è una velocità stocastica puramente casuale e stazionaria.

I modelli markoviani

Un processo viene detto “markoviano” se le sue proprietà dipendono unicamente dalle condizioni iniziali. Questo significa che una variabile al tempo t assumerà un valore dipendente unicamente dal valore che essa stessa assume all'istante precedente ($t - 1$). In termini matematici, questo significa che il sistema obbedisce al primo ordine di equazioni differenziali; seguendo questo ragionamento, le equazioni del moto di un fluido - le equazioni di Navier-Stokes - in presenza di una forzante stocastica, rappresentano un processo markoviano, infatti l'evoluzione nel tempo del campo di velocità è determinata unicamente dalle condizioni iniziali.

Possiamo distinguere diversi modelli markoviani in base a quali variabili possiedono tale proprietà. Il modello più utilizzato per descrivere la dispersione è il cosiddetto **modello “random walk”**, in cui la descrizione del moto browniano, cui si è accennato all'inizio di questo capitolo, è effettuata attraverso un processo autoregressivo di ordine zero, $AR(0)$: la componente casuale della velocità della particella, essendo il risultato di urti casuali con le molecole del fluido, è puramente random

ad ogni istante, cioè

$$\mathbf{v}'_n = \boldsymbol{\mu}$$

Il valore che $\boldsymbol{\mu}$ assume ad ogni singolo istante temporale è scorrelato con il valore assunto all'istante precedente. Questo significa che la particella che si muove nel fluido, riceve ad ogni istante temporale un impulso random, dovuto all'azione della turbolenza, senza mantenere alcuna memoria dell'impulso subito al tempo precedente. L'impulso viene ovviamente tradotto in una componente random dello spostamento, che va ad aggiungersi allo spostamento dovuto al flusso di velocità medio seguendo la formula

$$d\mathbf{r} = \mathbf{r}_{n+1} - \mathbf{r}_n = \mathbf{v}_{det}\Delta t + \boldsymbol{\varrho}$$

dove $\boldsymbol{\varrho} = \boldsymbol{\mu}\Delta t$. Ad ognuna delle componenti di $\boldsymbol{\varrho} = (\varrho_x, \varrho_y, \varrho_z)$ viene assegnato un valore secondo una funzione di densità di probabilità ottenuta dalla manipolazione dei numeri pseudorandom del calcolatore.

Esistono altri modelli stocastici per descrivere la dispersione delle particelle, che applicano la proprietà di Markov non solo allo spostamento $d\mathbf{r}$ ma anche ad altre variabili quali la velocità e l'accelerazione. Essi non verranno trattati nel presente studio; per maggiori informazioni si rimanda a [10].

Capitolo 4

Studio dei processi dispersivi

Lo studio dei processi di dispersione, la cui teoria è stata affrontata nel capitolo precedente, può essere affrontato attraverso la combinazione degli approcci sperimentale e numerico. Entrambi possono rifarsi ad un approccio lagrangiano, in modo da meglio simulare la dispersione di un qualsiasi corpo o sostanza che possono essere rilasciati in mare.

La domanda che ci si pone è la seguente: avendo come informazioni iniziali

- una descrizione euleriana del campo di circolazione di una data area;
- il punto di rilascio di un dato inquinante;

quale sarà l'evoluzione delle traiettorie delle particelle dell'inquinante nel tempo?

I modelli di dispersione lagrangiani sono un valido strumento per ottenere tali previsioni. I dati sperimentali rimangono tuttavia un'esigenza dei modelli, i quali necessitano infatti di informazioni raccolte sul campo per garantire una loro validazione.

In questo capitolo verranno descritti, in sequenza, i dati e gli strumenti utilizzati in questo studio, sia da un punto di vista sperimentale sia numerico. Vengono prima descritti il funzionamento e la struttura dei radar costieri, i quali possono essere utilizzati per ottenere i campi di corrente di una determinata zona costiera. Segue una descrizione dei drifter, strumenti che, una volta rilasciati in mare, approssimano il movimento di dispersione di eventuali particelle sversate. Infine, viene descritto il modello lagrangiano GNOME, che è stato utilizzato per simulare e quantificare la dispersione delle particelle in mare.

4.1 Radar costieri ad alta frequenza

A partire dalla fine degli anni '70, i radar costieri ad alta frequenza radar (spesso nominati HF radar, dove HF è l'acronimo di *High Frequency*) sono stati introdotti nel campo della oceanografia fisica per ottenere misure sui campi di velocità della corrente superficiale. Nel presente capitolo verrà brevemente illustrato il meccanismo di funzionamento dei radar costieri secondo il software

CODAR (*COastal raDAR*), che è quello utilizzato nella generazione dei campi di corrente usati in questo studio. Maggiori informazioni sul funzionamento dei radar costieri sono disponibili in [11], [12], [13], [14].

4.1.1 Generalità sui radar costieri

Il principio di funzionamento di un sistema radar CODAR si basa sulla sequenza di due passaggi: il primo è l'invio di un segnale radio ad una specifica frequenza, a cui seguono un controllo ed un'analisi del segnale di ritorno (*backscattered signal*). Le informazioni contenute da quest'ultimo sono elaborate per il calcolo della velocità della corrente superficiale. Una stazione radar è costituita da: 1. un'antenna trasmittente, che emette un segnale omni-direzionale e 2. un'antenna ricevente, composta da tre differenti antenne disposte perpendicolarmente fra loro in modo da ricevere e separare i segnali di ritorno provenienti da diverse direzioni.

Il segnale emesso dall'antenna trasmittente produce un segnale di ritorno, che si propaga in tutte le direzioni, in seguito all'interazione con le irregolarità della superficie marina. L'antenna riceve quindi un segnale di ritorno dato dalla sovrapposizione di tutte le riflessioni sulla superficie irregolare del mare. Tale segnale è in generale rumore, in quanto le riflessioni avvengono in modo incoerente, eccetto che per una determinata frequenza detta "di Bragg", in cui si ha invece la somma coerente del segnale riflesso. A questa frequenza si ha un picco, che contiene informazioni sullo stato del mare. Questo fenomeno si chiama *Bragg Scattering* (vedi paragrafo 4.1.2).

La frequenza con cui viene emesso il segnale da un'antenna HF radar può variare nel range 3-30 MHz, corrispondenti a lunghezze d'onda tra 100-10 m. In particolare, i CODAR lavorano tra 5 e 48 MHz, con lunghezze d'onda da 60 a 6 m e coperture spaziali nel range 200 - 15 km. La risoluzione, che può variare da 6 km a 500 m, dipende da diversi fattori, tra cui la banda di emissione e la frequenza operativa. Per esempio, modulando la frequenza è possibile aumentare la risoluzione oppure ampliare la'rea di copertura del segnale radar.

4.1.2 Risonanza *Bragg Scattering*

Il fenomeno di risonanza Bragg Scattering viene utilizzato per riuscire ad isolare il segnale di ritorno con direzione verso l'antenna radar emittente. Il segnale con tale direzione viene distinto rispetto ai segnali deviati nelle altre direzioni. Il fenomeno di risonanza avviene tutte le volte che, dato un segnale radar di lunghezza d'onda λ_r , sono presenti onde marine di lunghezza d'onda

$$\lambda = \frac{\lambda_r}{2 \cos \Theta}$$

dove λ è la lunghezza d'onda della superficie marina e Θ è l'angolo di incidenza fra il segnale emesso e la superficie del mare; considerando che le antenne radar sono sempre posizionate molto vicino alla superficie del mare, il valore di Θ viene approssimato a zero e la formula pertanto può essere riscritta come

$$\lambda = \frac{\lambda_r}{2}$$

Questo significa che quando un'onda in mare ha lunghezza d'onda pari a $\lambda_r/2$, il segnale deviato che sta tornando verso l'antenna ricevente sarà in fase con un segnale che ha viaggiato fino all'onda successiva (sempre con lunghezza d'onda pari a $\lambda_r/2$) e che sta tornando anch'esso verso l'antenna radar; in altre parole, le onde sulla superficie marina con lunghezza d'onda pari alla metà della lunghezza d'onda del segnale emesso dal radar daranno origine ad un segnale *backscatter* più forte dal momento che i singoli segnali di ritorno sono fra essi in fase (figura 4.1). Questo processo di "eco" del segnale è noto come risonanza di Bragg. Il picco di Bragg ha uno *shift* rispetto alla frequenza del segnale emesso dall'antenna; questo shift dipende dalla sola frequenza del segnale di partenza (in assenza di correnti). Per ogni λ_r del radar esiste in oceano un'onda di lunghezza d'onda $\lambda/2$ che dà origine al fenomeno.

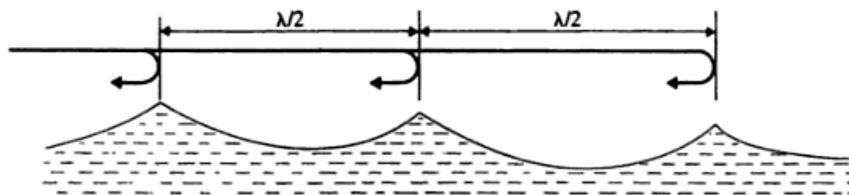


Figura 4.1: I segnali di ritorno, provenienti dalla deviazione del segnale emesso dall'antenna, sono fra loro in fase quando la superficie del mare ha lunghezza d'onda pari a $\lambda_r/2$. Immagine tratta da [11].

4.1.3 Misura della corrente

Per poter misurare la corrente superficiale, il sistema CODAR necessita di tre informazioni:

- la velocità della corrente;
- la distanza fra l'antenna e il *target* (il punto di misura);
- l'angolo di provenienza del segnale della corrente rispetto alla posizione del radar.

Vedremo ora, in maniera piuttosto approssimativa, come è possibile ricavare tali informazioni in seguito all'emissione di un segnale. Per avere informazioni più dettagliate, consultare [11], [12] e [14].

La velocità della corrente

La spiegazione del paragrafo precedente sulla risonanza di Bragg è limitata all'ipotesi che la superficie marina sia in assenza di correnti. Ovviamente la realtà non coincide con questa approssimazione: l'effetto del movimento della superficie si riscontra in una variazione della frequenza del segnale di ritorno. Questo fenomeno è noto come *effetto Doppler*: la frequenza di un segnale deviato da un corpo in movimento subisce una variazione relazionata alla velocità con cui il corpo si muove e alla sua direzione di spostamento. In generale, se il corpo emittente si muove verso un osservatore, la frequenza che quest'ultimo registra sarà maggiore; viceversa, se il corpo emittente si allontana

dall'osservatore, la frequenza registrata risulta minore. Applicato al nostro caso di studi, le onde determinano uno shift predefinito (Bragg Scattering); le correnti introducono un ulteriore shift per effetto Doppler, facendo variare la frequenza del segnale di ritorno: quando la loro direzione è verso l'antenna radar, la frequenza aumenta; quando se ne allontanano, la frequenza diminuisce. La seguente formula viene utilizzata per misurare la variazione di frequenza dovuta all'effetto Doppler:

$$\Delta f = \pm \frac{2V_r}{\lambda_r}$$

dove Δf è la variazione nella frequenza e V_r è la componente radiale della velocità. L'entità di variazione di frequenza è misurata in maniera analoga con la formula precedente, sia che essa sia proveniente da un'onda che si avvicina all'antenna sia da un'onda che se ne allontana (figura 4.2).

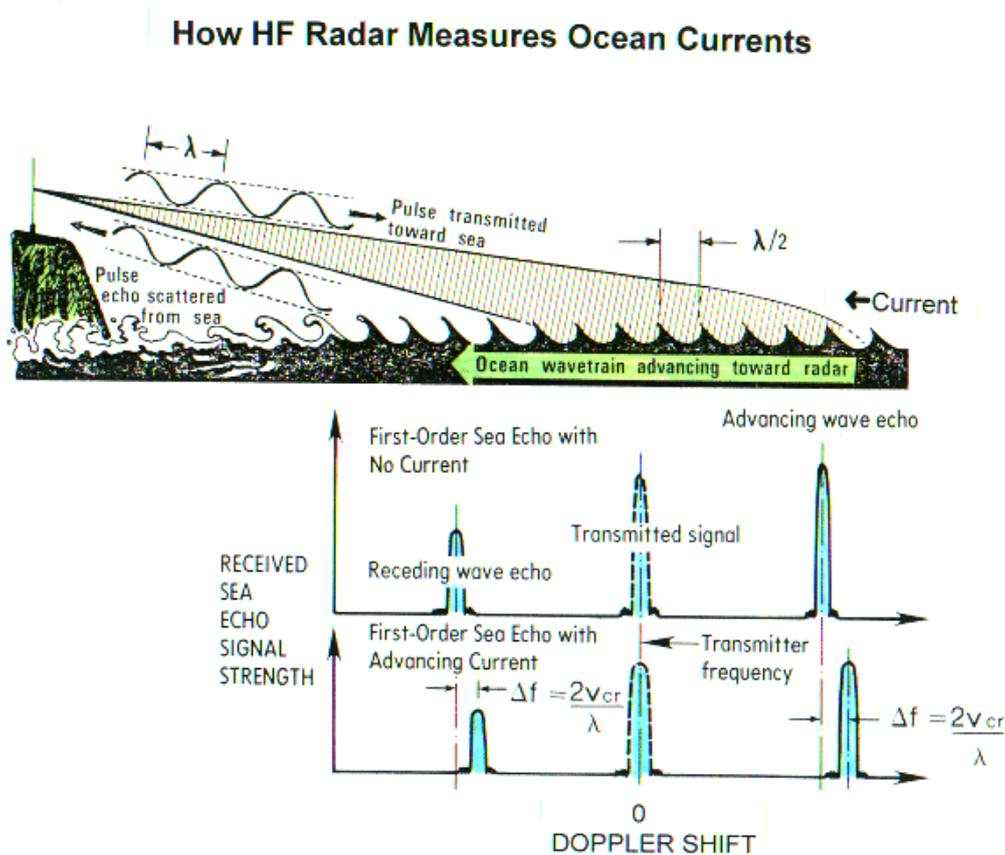


Figura 4.2: Variazione del segnale a causa dell'effetto Doppler: L'intensità del segnale di ritorno che raggiunge l'antenna ricevente è proporzionale alla deviazione (positiva o negativa in base alla direzione della corrente) che esso ha subito per effetto Doppler. Immagine tratta da [13].

La misura di Δf sopra descritta viene calcolata supponendo che non vi siano correnti superficiali

a modificare il moto delle onde. La corrente può quindi essere misurata valutando la variazione di frequenza non correlabile con la variazione indotta dall'effetto Doppler. La stessa formula descritta in precedenza per l'effetto Doppler viene utilizzata per il calcolo della velocità della corrente; in questo caso la variazione di frequenza Δf è quella dovuta alla corrente superficiale. In figura 4.2 viene mostrata prima la variazione dovuta alle onde (nell'esempio: onda in avanzamento) e successivamente lo shift determinato dalla corrente.

Si può notare che è possibile calcolare solo la componente radiale della velocità, ossia la componente che si avvicina od allontana dall'antenna ricevente (figura 4.3). Per poter ricavare il vettore della velocità in un dato punto è quindi necessario avere a disposizione almeno due sistemi radar, in modo da unire le informazioni provenienti da più componenti misurate lungo differenti direzioni. Il campo vettoriale della corrente orizzontale superficiale è ottenuto nella zona di sovrapposizione dei segnali radiali dei radar utilizzati.

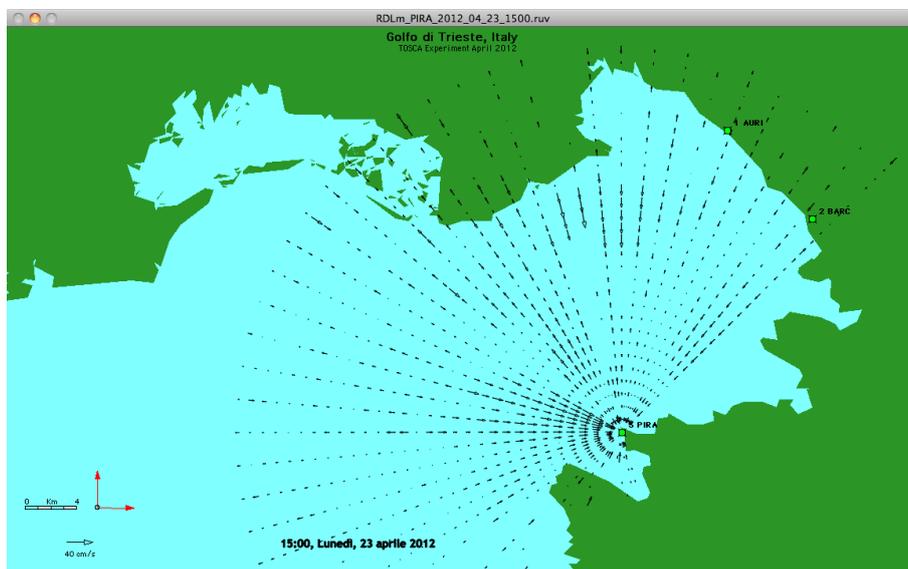


Figura 4.3: Componente radiale del campo di corrente superficiale ottenuto con il radar posizionato presso Pirano (Slovenia). Analoghi campi vengono ottenuti con gli altri radar (identificati dai quadrati verdi); il campo di corrente totale viene ricavato come combinazione delle informazioni provenienti dalle varie componenti.

Distanza dal *target*

La maggior parte dei sistemi radar calcola la distanza rispetto ad un punto (*target*) attraverso la misura del ritardo temporale del segnale di ritorno: conoscendo la velocità a cui viaggia il segnale e il tempo impiegato per tornare all'antenna, è possibile calcolare la distanza totale percorsa D ; la distanza dal *target* è pari a $D/2$.

Tuttavia l'applicazione di questo criterio risulta problematica con il sistema radar CODAR: considerando che il radar lavora a risoluzioni relativamente piccole e che la velocità di propagazione del segnale è elevata, sarebbe necessario avere dei cronometri molto sofisticati. Questo problema

viene risolto utilizzando un segnale modulato in frequenza (*fm*, *frequency modulated*), ovvero un segnale la cui frequenza aumenta linearmente nel tempo.

Il tempo impiegato dal segnale inviato per tornare all'antenna viene quindi misurato sottraendo il segnale di ritorno a quello trasmesso, come mostrato in figura 4.4. L'aumento di frequenza nel tempo è il medesimo per entrambi i segnali (trasmesso e di ritorno), pertanto la loro differenza rimane costante quando sono presenti entrambi; è perciò possibile misurare il tempo impiegato dal segnale per tornare all'antenna. Quanto maggiore sarà la frequenza registrata nel calcolo della differenza, tanto maggiore sarà la distanza del target.

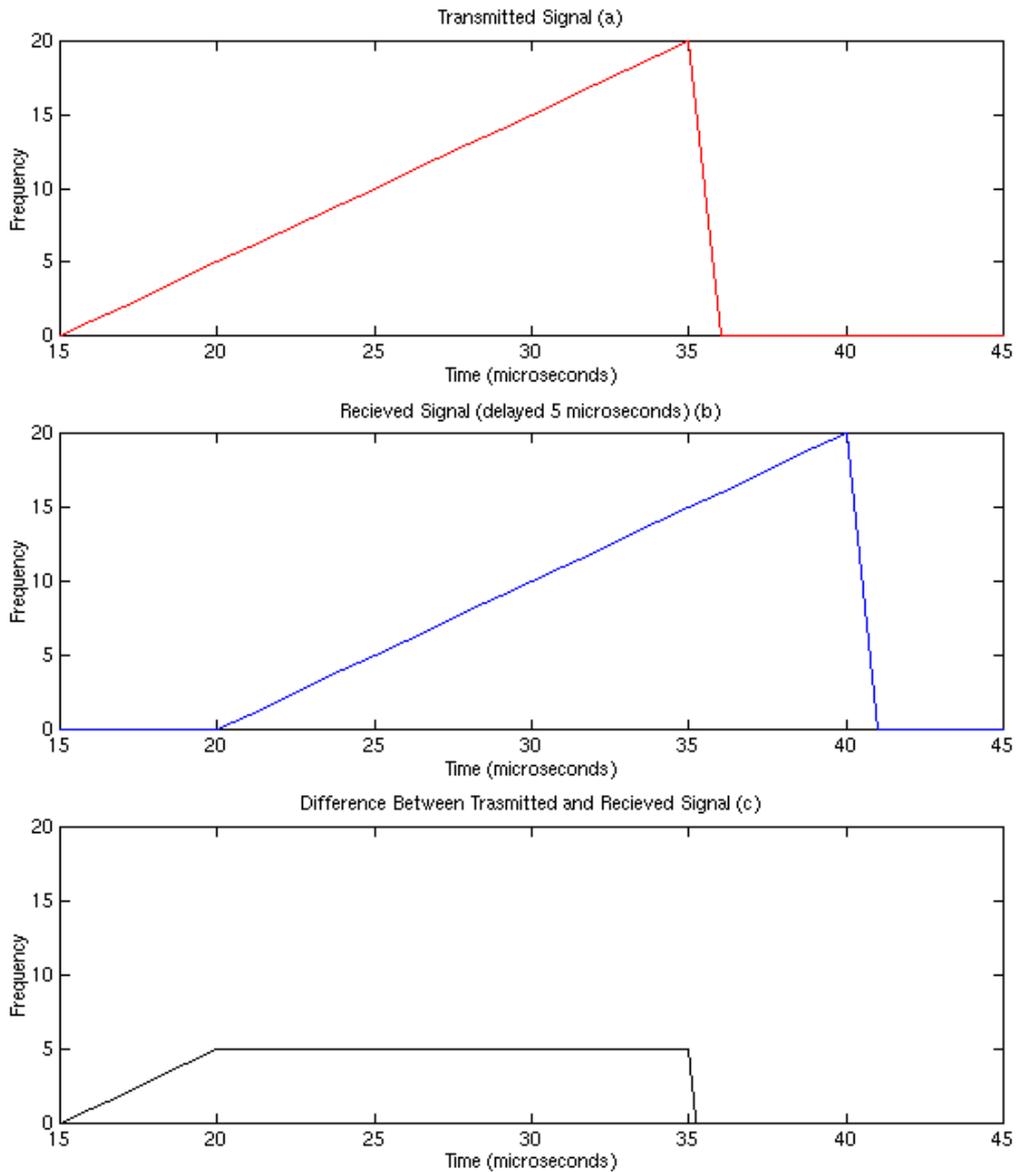


Figura 4.4: Differenza (c) fra il segnale inviato (a) e quello di ritorno (b) per misurare la distanza del target dall'antenna radar. Immagine tratta da [14].

Direzione angolare della corrente

La stazione ricevente è costituita da tre antenne: due antenne a telaio ed un monopolo. L'utilizzo di queste tre differenti antenne permette di calcolare la direzione azimutale della corrente rispetto alla posizione del radar. Il segnale ricevuto dal monopolo non varia con la direzione, come invece accade per il segnale ricevuto dalle antenne a telaio, che sono fra loro ortogonali (figura 4.5).

Questa informazione viene utilizzata dal software per conoscere la direzione angolare del segnale e quindi assegnare il corretto valore ad ogni punto della griglia radiale.

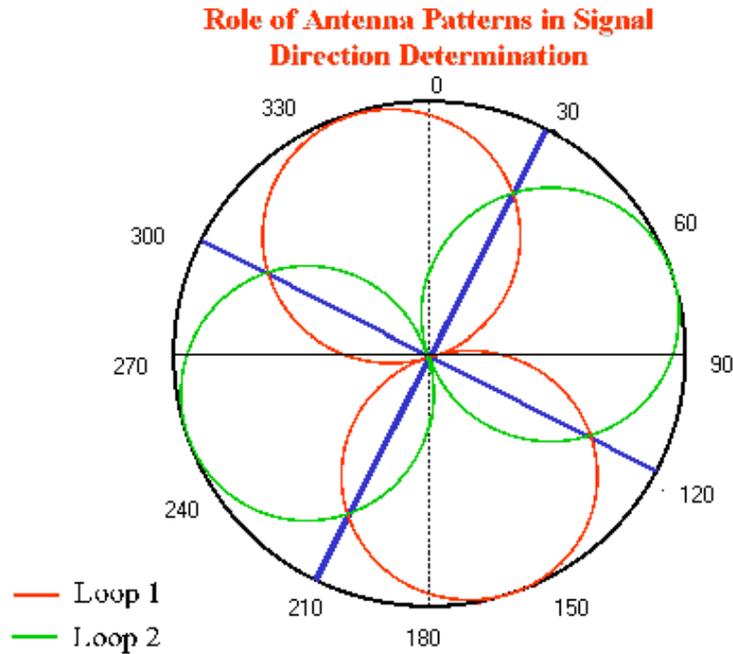


Figura 4.5: Rappresentazione schematica del sistema ricevente per la misura della direzione della corrente. I differenti colori rappresentano le diverse tipologia di antenna che costituiscono l'apparato ricevente: il monopolo (in blu) e le due antenne a telaio (in rosso e verde), disposte perpendicolarmente fra loro. Immagine tratta da [14].

Misura della corrente

Avendo informazioni sulla velocità radiale della corrente, sulla distanza dal punto di misura e sulla direzione angolare rispetto al radar, è possibile ricostruire il campo di velocità della corrente superficiale. Questo processo deve essere ripetuto per ogni antenna, le quali devono essere un numero minimo di due considerando che ognuna rilascia informazioni unicamente sulla componente radiale della velocità. Un esempio di ricostruzione del campo vettoriale, ottenuto dalla combinazione di differenti campi radiali, è mostrato in figura 4.6. Spesso le aree più vicine a costa o lungo la linea congiungente due antenne radar sono poco risolte perché, anche lavorando con più strumenti, l'informazione sulla corrente è limitata ad una unica direzione.

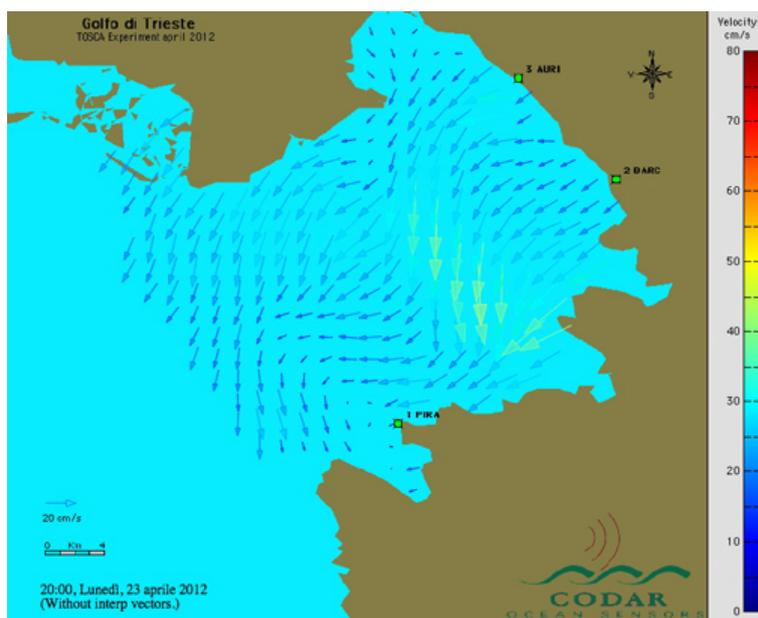


Figura 4.6: Esempio di ricostruzione del campo superficiale vettoriale nel Golfo di Trieste a partire dai dati radiali. Quest'ultimi sono stati ottenuti con le 3 antenne radar posizionate come indicato dai quadrati verdi.

4.2 Drifter

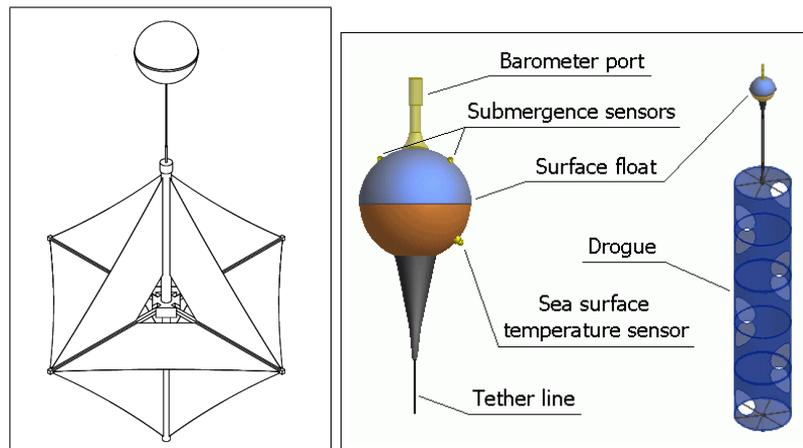
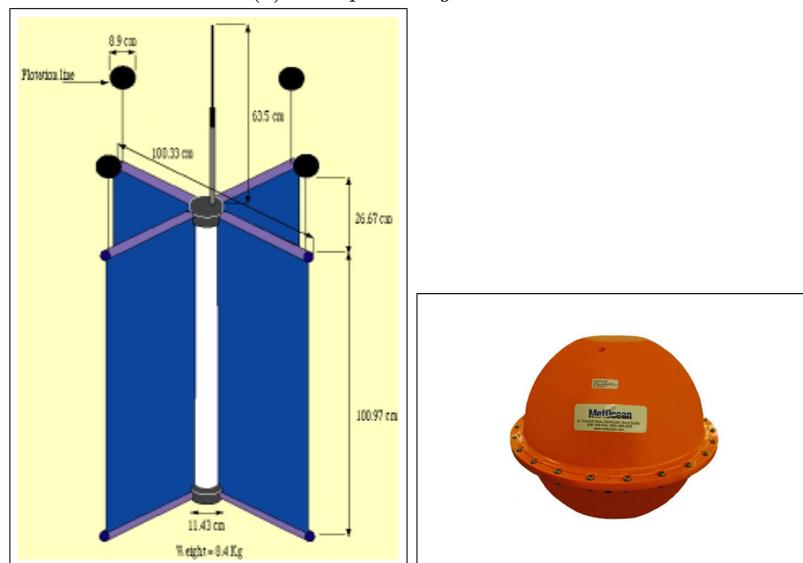
I *drifter* (dall'inglese *to drift*, andare alla deriva) rappresentano uno dei principali strumenti lagrangiani utilizzati oggi nello studio dei processi di dispersione. Essi sono strumenti flottanti realizzati per essere rilasciati in mare, monitorando la loro posizione nel tempo mediante un sistema di rilevamento satellitare. Vengono utilizzati per lo studio dei processi di trasporto, infatti il loro movimento è governato dalla circolazione della corrente e possono quindi rappresentare una buona approssimazione del movimento di un tracciante, sia esso un inquinante oppure un corpo solido. Il loro costo ridotto e la semplicità delle operazioni di rilascio li rendono strumenti facilmente utilizzabili e diffondibili anche tra unità marittime non scientifiche.

4.2.1 Descrizione generale

I drifter rappresentano la versione moderna di una delle più antiche forme di studio della circolazione marina: rilasciare qualcosa in mare affinché venga trasportato dalla corrente. Le prime forme di drifter non erano altro che una soluzione “più scientifica” di un messaggio in bottiglia: contenitori o cartoline impermeabili, adeguatamente etichettati con le informazioni sul luogo di origine, venivano rilasciati in punti specifici, in attesa che si spiaggiassero e fossero rispediti al mittente con le informazioni sul punto di ritrovamento. Il principio di funzionamento dei moderni drifter è esattamente lo stesso di quelli del passato, anche se ovviamente l'evoluzione tecnologica ha permesso di ottenere informazioni più numerose, frequenti e precise. Lo sviluppo dei moderni drifter è stato permesso dalla nascita delle telemisurazioni satellitari a partire dalla fine degli anni '70 circa. Questa categoria di strumenti, che comprende differenti modelli per differenti scopi, ha la caratteristica comune di possedere un sistema di rilevamento satellitare. Rimanendo sempre in superficie, sono sempre in grado di comunicare con il satellite, attraverso il quale trasmettono informazioni sulla propria posizione ad un intervallo di tempo stabilito.

In questo paragrafo verrà data una spiegazione delle diverse tipologie di drifter utilizzate negli esperimenti che hanno avuto luogo all'interno del progetto europeo TOSCA, con particolare attenzione ai drifter di tipo CODE (*Coastal Ocean Dynamics Experiment*), i cui dati sono stati utilizzati per le simulazioni con i modelli lagrangiani.

In generale, è necessario innanzi tutto distinguere due categorie di drifter: *drogued* e *undrogued* (figura 4.7). I primi possiedono una testa galleggiante a sostegno di una struttura più profonda (paragonabile ad un'ancora galleggiante) la cui posizione può essere regolata in modo da essere centrata ad una determinata profondità; i secondi invece hanno una struttura più compatta e mantengono una posizione superficiale o immediatamente sub-superficiale. A causa della differente struttura, e quindi posizione, il movimento viene influenzato da correnti più profonde nel primo caso e superficiali nel secondo.

(a) Esempi di *drogued* drifter.(b) Esempi di *undrogued* drifter.Figura 4.7: Esempi di diversi modelli di drifter: *drogued* (a) e *undrogued* (b).

Nel progetto TOSCA sono stati utilizzati unicamente drifter appartenenti alla categoria *undrogued*. All'interno di questa categoria è però necessario fare una seconda classificazione, distinguendo i drifter del modello CODE da quelli superficiali. Le due sotto-categorie si differenziano per la profondità a cui lo strumento rimane flottante: mentre i CODE sono mediamente centrati ad 1 m di profondità sotto la superficie, i drifter superficiali rimangono sul pelo dell'acqua. Per entrambi i gruppi vengono prodotti svariati modelli, alcuni dei quali sono stati testati durante le campagne condotte all'interno del progetto TOSCA. Di seguito vengono illustrati i diversi modelli utilizzati nell'ambito del progetto.

CODE

Questi drifter rimangono centrati nel primo metro d'acqua sotto la superficie. Sul mercato vi sono differenti modelli di drifter CODE, ma la struttura comune è costituita dalle seguenti componenti:

- corpo centrale (tubo, solitamente in PVC, di 1 m circa) contenente le componenti elettroniche necessarie;
- antenna per il rilevamento satellitare; i sistemi più comuni sono GPS, Argo, Iridium, GSM;
- quattro vele ortogonali fra loro (dimensioni di 0.5 m circa, ma possono essere variabili) orientate verticalmente intorno al corpo centrale;
- quattro galleggianti (es. in schiuma di polietilene) posizionati alla fine delle quattro vele.

I sistemi di rilevamento satellitare usati dai CODE nel progetto TOSCA sono stati GSM, Argos, Iridium o Inmarsat (come riportato in [15]). In alcuni esperimenti, sono stati rilasciati CODE drifter con un equipaggiamento aggiuntivo costituito da un correntometro ADCP.

Diversi modelli di CODE sono osservabili nelle foto in figura 4.8.



Figura 4.8: Diversi modelli di drifter CODE. Le dimensioni possono essere leggermente differenti, ma la struttura è analoga. Il tubo centrale contiene al suo interno la strumentazione elettronica; le quattro vele sono fra loro ortogonali e sono collegate al corpo centrale. I galleggianti vengono fissati nella parte superiore e terminale delle vele.

iSPHERE

Il modello di drifter iSPHERE, sviluppato da Metocean (Canada), è costituito da una sfera di circa 40 cm di diametro (figura 4.9a) realizzata per seguire un inquinante in superficie, infatti fa parte

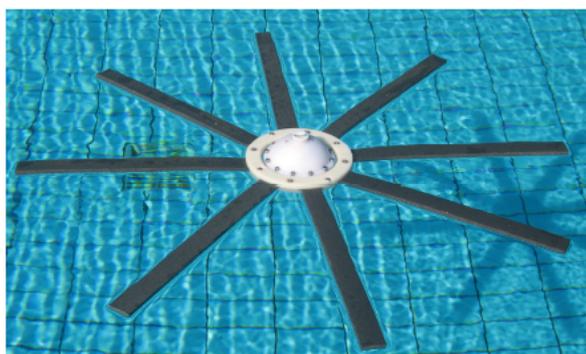
dei drifter superficiali. Utilizza un sistema di rilevamento Argos.

Oil-spill drifter

All'interno del progetto TOSCA è stato sviluppato dall'istituto TEI (*Technological Education Institute*) di Pireus un modello di drifter superficiale (figura 4.9b).



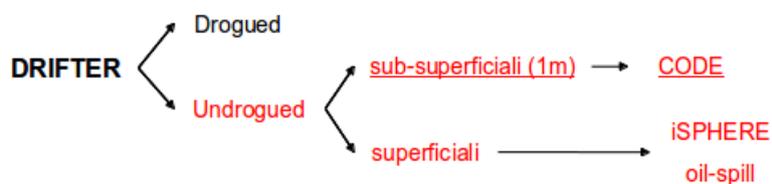
(a) Drifter superficiale iSPHERE



(b) Drifter superficiale oil-spill

Figura 4.9: Drifter superficiali di diversi modelli, iSPHERE (a) e oil-spill (b).

Il seguente schema ha lo scopo di riassumere la generale classificazione dei drifter, evidenziando i modelli utilizzati in TOSCA (in rosso) e in questo studio (sottolineati).



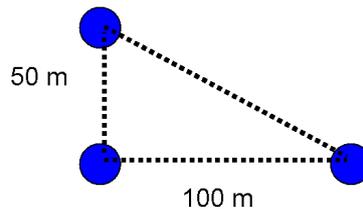
4.2.2 Strategia di rilascio

I drifter, visto il loro peso ridotto (massimo 10 kg circa), vengono rilasciati in mare semplicemente calandoli o lanciandoli (figura 4.10). La scelta dei punti di rilascio non è ovviamente casuale: può essere definita a priori, scegliendo quindi un grigliato di punti, o a posteriori, usando le informazioni sul campo di corrente (fornite dai radar quasi in tempo reale) con lo scopo di identificare particolari strutture all'interno dell'area indagata.

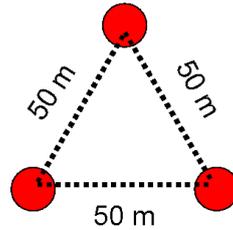
Viene invece sempre definita a priori la strategia di rilascio, ovvero vengono precedentemente prese decisioni su quanti drifter rilasciare ed in che posizione reciproca. Anche se in diversi casi, spesso per questioni logistiche, è stato rilasciato un solo drifter nel punto stabilito, è sempre preferibile lavorare con delle triplete. Infatti, utilizzando più strumenti insieme e collocandoli ad una distanza stabilita, è possibile non solo avere informazioni sulla loro dispersione assoluta nel mezzo, ma anche sulla dispersione relativa. Le triplete possono essere realizzate in modo che la distanza sia sempre la stessa, oppure usando differenti distanze fra i drifter. Degli esempi sono mostrati in figura 4.11.



Figura 4.10: Esempi di rilascio di diversi modelli di drifter durante la campagna TOSCA di luglio-agosto 2012 nel Golfo di Napoli.



(a) Schema di rilascio 1.



(b) Schema di rilascio 2.

Figura 4.11: Esempi di differenti schemi di rilascio dei drifter in triplete: distanze differenti tra gli strumenti nel caso (a) (es. 50 m e 100 m); stessa distanza mantenuta tra ogni strumento nel caso (b) (es. 50 m).

4.2.3 Acquisizione dei dati

Attraverso il sistema di rilevamento satellitare, è possibile monitorare nel tempo la traiettoria percorsa dallo strumento quasi in tempo reale, infatti ogni drifter comunica la propria posizione ad un intervallo di tempo stabilito. Eventualmente, è anche possibile dotare lo strumento di altri sensori, per raccogliere dati su alcuni parametri (es. temperatura dell'acqua e dell'aria, velocità e direzione del vento) lungo il suo spostamento.

Come detto in precedenza, ad ogni tempo stabilito il drifter comunica le informazioni relative la propria posizione, ovvero

- latitudine e longitudine;
- data e ora;
- altre variabili (in base ai sensori applicati).

A partire da queste informazioni è possibile ricavarne altre, quali per esempio le componenti della velocità della corrente. Bisogna infatti considerare che le velocità fornite da strumenti quali i radar costieri presentano degli errori intrinseci alla modalità con cui vengono campionati i dati. La risoluzione spaziale del radar non può mai essere inferiore all'ordine del km (o delle centinaia di metri); i drifter invece risentono anche delle strutture più piccole e possono quindi portare alla ricostruzione di campi di corrente parzialmente differenti con quelli ottenuti dai radar. I dati possono essere elaborati con diverse tecniche di interpolazione in modo da avere, per esempio,

lo stesso passo temporale e poter quindi confrontare in maniera omogenea i dati provenienti da differenti modelli di drifter.

4.3 GNOME

Le informazioni raccolte con le antenne radar ed i drifter vengono utilizzate per affrontare gli studi sui processi di dispersione anche in ambito numerico. In questo paragrafo si procede alla descrizione del modello di trasporto utilizzato in questo studio: GNOME.

General NOAA Operational Modeling Environment (GNOME) è un modello lagrangiano sviluppato dalla *National Oceanic and Atmospheric Administration* (NOAA). I modelli di trasporto come GNOME possono essere applicati per studiare sia la dispersione di inquinanti (con particolare interesse alla dispersione di idrocarburi), sia di corpi solidi di varie dimensioni, dai sedimenti fino ad una imbarcazione dispersa. Indipendentemente da cosa si voglia modellizzare, GNOME è un modello a particelle: il processo di dispersione viene studiato attraverso una discretizzazione in singole particelle, che nel modello vengono denominate *Lagrangian Elements (LEs)*. Nel presente studio, l'attenzione è focalizzata alla dispersione di inquinanti.

GNOME è quindi un sistema interattivo di simulazioni per riuscire ad ottenere:

- una previsione della traiettoria di un inquinante, utilizzando diverse forzanti dinamiche;
- una stima del livello di incertezza delle traiettorie previste;
- una stima dei cambiamenti fisico-chimici che subisce un inquinante chimico durante il processo di sversamento in mare.

4.3.1 Principali caratteristiche di GNOME

GNOME è un modello lagrangiano che simula le traiettorie delle particelle solo in superficie. È quindi un modello bidimensionale nello spazio che ha due possibili modalità di utilizzo:

1. *Standard Mode*: può essere utilizzata solo per alcune regioni, di cui si dispone di dati (mappe, dati di marea e corrente) pre-confezionati e disponibili online; l'operatore viene guidato nel settaggio di alcuni restanti parametri (es. velocità e direzione del vento, posizione dello sversamento ecc.).
2. *Diagnostic Mode*: richiede una maggiore esperienza e conoscenza dell'area di studio da parte dell'operatore, il quale ha un maggiore controllo sugli input e sulle forzanti. È la modalità utilizzata in questo studio.

GNOME è un programma liberamente scaricabile dal web, e questo ne fa uno dei modelli lagrangiani più diffusi in ambito oceanografico; purtroppo non è anche *open source*, ossia non è disponibile l'accesso al codice. Per questo motivo, le conoscenze riguardo le equazioni implementate nel modello non sono sempre complete. Nel paragrafo successivo vengono illustrate le equazioni indicate nell'unico documento disponibile, [16], pubblicato dalla NOAA ad ottobre 2012.

4.3.2 Le equazioni in GNOME

Per ottenere una simulazione, il modello necessita di diversi input: la mappa dell'area indagata, le forzanti ed i parametri che determinano il trasporto dell'inquinante ed ovviamente la posizione di rilascio. Con il termine *forzanti* si intende quindi l'insieme i processi fisici che determinano un movimento dell'inquinante in mare. Alcune sono implementate nel modello attraverso campi euleriani (es. corrente, vento); altre vengono parametrizzate attraverso specifici coefficienti (es. diffusione turbolenta).

Per ottenere la traiettoria risultante dall'azione contemporanea di diverse forzanti, ad ogni singolo istante temporale viene calcolato il movimento impresso ad una particella di inquinante da parte di ogni singola forzante. Per ottenere lo spostamento medio complessivo, le componenti della velocità u e v di ogni forzante vengono sommate, per ogni *time-step*, utilizzando il metodo esplicito (*forward*) di Eulero. Il movimento complessivo a cui viene sottoposto l'inquinante è ottenuto da una semplice somma vettoriale di tutti gli spostamenti Δx e Δy calcolati per ogni forzante attivata. In questo capitolo si procede a descrivere inizialmente la discretizzazione temporale utilizzata da GNOME ed in seguito le forzanti utilizzate dal modello.

Discretizzazione temporale: il metodo di Eulero (*forward*)

Ci sono differenti metodi che possono essere usati per risolvere le equazioni differenziali del primo ordine e, nel caso di nostro interesse, le equazioni del moto di una particella. GNOME utilizza il metodo esplicito di Eulero. Considerando per semplicità la componente della velocità

$$\frac{dx(t)}{dt} = f(x(t), t),$$

la posizione ad un dato tempo viene calcolata a partire da quella all'istante precedente secondo la relazione

$$x(t + \Delta t) = x(t) + f(x(t), t)\Delta t \quad (4.1)$$

Il calcolo dell'errore di questo metodo è dato dalla differenza fra l'approssimazione numerica (serie di Taylor troncata al primo ordine) e quella esatta per un dato intervallo temporale, $t_1 = t_0 + \Delta t$. Abbiamo quindi

$$\begin{aligned} x_1 &= x_0 + f(x(t_0), t)\Delta t = x_0 + x'(t_0)\Delta t && \text{approssimazione numerica} \\ x_1 &= x_0 + x'(t_0)\Delta t + \frac{1}{2!}x''(\Delta t)^2 + \frac{1}{3!}x'''(\Delta t)^3 + \dots && \text{soluzione esatta} \end{aligned}$$

La derivata temporale $f(x(t), t)$ può essere approssimata come

$$\frac{dx}{dt} = \frac{x^{n+1} - x^n}{\Delta t} + O(\Delta t)$$

dove n è l'indice che identifica uno specifico istante temporale e $\Delta t = t_{n+1} - t_n$ è l'intervallo temporale considerato. L'approssimazione numerica ottenuta con il metodo di Eulero presenta un

errore che diminuisce in maniera linearmente proporzionale all'intervallo di tempo. Per esempio, se si dimezza Δt , anche l'errore si dimezza. E così via.

Corrente

I dati di corrente possono essere forniti a GNOME da diversi modelli o strumenti e possono essere posizionati su diverse griglie, rettangolari, curvilinee o triangolari. Per poter calcolare, ad ogni tempo, a quale velocità viene sottoposta ogni singola particella, conoscendo la sua posizione in quel momento, il modello utilizza un algoritmo chiamato *Directional Acyclic Graph tree* (DAG tree). Tale algoritmo permette infatti di identificare in quale cella della griglia si trova ogni singola particella, e quindi di conoscere la velocità da utilizzare per il calcolo dello spostamento $(\Delta x, \Delta y)$ di ogni dato LE.

Una volta noti i valori di corrente associati ad ogni particella, viene applicato il metodo di Eulero precedentemente descritto. Si ottiene così lo spostamento che la corrente imprime ad ogni particella.

Diffusione

Il trasporto dovuto ai moti browniani e turbolenti viene parametrizzato in GNOME con un modello random walk, calcolato a partire da un coefficiente di diffusione D settato dall'operatore. D rappresenta il valore di diffusività orizzontale ed il suo valore di default in GNOME è $10 \text{ m}^2/\text{s}$.

Il trasporto diffusivo agisce sulle particelle aggiungendo uno spostamento scelto in maniera random da un range di valori precedentemente calcolato sulla base del coefficiente scelto. Gli spostamenti aggiunti, dx e dy , sono casualmente selezionati da una distribuzione uniforme di punti entro il range che ha come estremi Δx e Δy (come in figura 4.12), secondo le relazioni

$$-\Delta x \leq dx \leq \Delta x \quad \text{e} \quad -\Delta y \leq dy \leq \Delta y$$

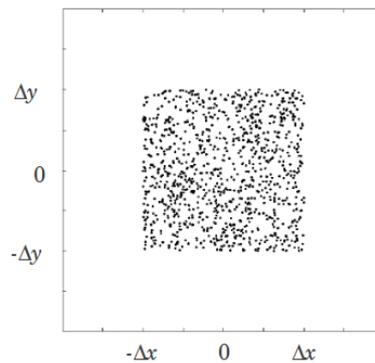


Figura 4.12: Esempio di distribuzione uniforme di punti all'interno dei range $\pm\Delta x, \pm\Delta y$, utilizzata da GNOME per il calcolo del random walk.

La varianza di una distribuzione uniforme data da $(b - a)^2/12$. Considerando gli estremi della distribuzione uniforme $-\Delta x$ e Δx , otteniamo

$$\sigma_x^2 = \frac{(\Delta x - (-\Delta x))^2}{12} = \frac{4\Delta x^2}{12} = \frac{\Delta x^2}{3}$$

Considerazioni analoghe valgono per Δy . La scelta degli estremi Δx e Δy in GNOME sull'assunzione che la varianza della distribuzione uniforme sia uguale a quella della gaussiana soluzione dell'equazione del trasporto - vista nel paragrafo 3.1.4 - e quindi pari a

$$\sigma_x^2 = \frac{\Delta x^2}{3} = 2D_x\Delta t$$

I limiti della distribuzione uniforme possono pertanto essere definiti come

$$\Delta x = \sqrt{6D_x\Delta t}$$

Lo stesso ragionamento può essere fatto per y , ottenendo $\Delta y = \sqrt{6D_y\Delta t}$.

Una volta determinati gli estremi, la selezione random dei valori di dx e dy è implementata in maniera differente nelle varie versioni di GNOME (1.3.5 e 1.3.6) utilizzate in questo studio. Nella versione 1.3.5, viene selezionato un unico valore da applicare a tutte le particelle. Nella versione 1.3.6, viene scelto in maniera casuale un valore differente per ogni singola particella.

Vento e windage

I dati di vento possono essere costanti, variabili nel tempo oppure variabili sia nel tempo che nello spazio. Questo studio rientra nel secondo caso.

L'effetto del vento sullo spostamento di una particella viene quantificato attraverso il cosiddetto "effetto *windage*". In letteratura viene riportato che il vento agisce su una particella imprimendole uno spostamento con velocità pari a circa il 3% di quella della forzante e con stessa direzione ([16]). Per questo motivo in GNOME il valore di windage non è costante ma rientra in un range pari a $\Delta W = [1\%, 4\%]$. L'effetto del vento su una particella dipende anche dalla posizione che quest'ultima assume in acqua; per esempio, l'effetto diminuirà nel caso di particelle che scendono a maggiore profondità (es. a causa del moto ondoso).

Oltre a poter modificare il range del windage ΔW , l'operatore deve settare anche la *persistenza* Δt_w , ovvero l'intervallo di tempo in cui il valore di windage - selezionato casualmente dal range impostato - viene tenuto valido. In altre parole, il valore di windage viene settato nuovamente ad ogni intervallo di tempo indicato dalla persistenza. Per lo studio di dispersione di idrocarburi, GNOME utilizza di default un valore che cambia nel tempo con una persistenza di 15 minuti. Viceversa, per simulare il movimento di particelle che subiscono un effetto del vento in maniera costante, il valore di persistenza può essere aumentato (fino all'infinito). Questa soluzione, con windage non più variabile ma costante, è applicabile per esempio nella modellizzazione della dispersione di persone o imbarcazioni disperse.

Le particelle avranno quindi un movimento differente in base al valore random di windage selezio-

nato; il ragionamento è simile a quello affrontato per la diffusione, con la differenza che nel caso del windage la direzione di spostamento è unica e dipende dalla direzione del vento.

Il coefficiente di dispersione delle particelle a causa del vento è definito come

$$S = \frac{\Delta x_w^2}{3\Delta t_w}$$

dove Δx_w è lo spostamento delle particelle dovuto al vento e Δt_w è il tempo di persistenza. Considerando che lo spostamento dipende dalla velocità del vento V , dal valore di windage ΔW e dal tempo di persistenza Δt_w , possiamo sostituire $\Delta x_w = \Delta W \cdot V \cdot \Delta t_w$, ottenendo

$$S = \frac{\Delta W^2 \cdot V^2 \cdot \Delta t_w}{3}$$

Il coefficiente di dispersione dovuto al vento svolge un ruolo analogo a quello definito per la diffusione, ma è proporzionale alla velocità del vento, al tempo di persistenza e al range di windage precedentemente settato. La dispersione a causa del vento risente inoltre della stessa differenza di implementazione tra le versioni 1.3.5 e 1.3.6, descritta in precedenza per la diffusione.

Evaporazione

Nella simulazione della dispersione di un inquinante, i modelli di trasporto possono introdurre anche una componente modellistica chimica. Nel caso di GNOME, questo aspetto risulta piuttosto limitato; tuttavia il modello permette di scegliere il tipo di sostanza sversata fra sette differenti possibilità, elencate in figura 4.13. I diversi inquinanti si differenziano per le loro caratteristiche chimico-fisiche, che possono influenzarne il comportamento. GNOME, tenendo conto di tali caratteristiche, quantifica la percentuale di particelle di inquinante che evaporano durante la simulazione. In generale, il tasso di evaporazione dipende della frazione di idrocarburi a basso/alto peso molecolare: all'aumentare dei primi, aumenta l'evaporazione, e viceversa.

Il processo di evaporazione è modellizzato in GNOME con un algoritmo semplificato, in cui l'inquinante sversato è trattato come una sostanza costituita da tre singole componenti, ognuna con delle proprie caratteristiche e fra loro indipendenti. Ad ogni componente viene assegnato un valore percentuale P ed un valore di vita media H . Questi parametri intervengono nel calcolo della probabilità che, ad un specifico istante temporale, ogni singola particella sversata possa evaporare o no. La probabilità viene calcolata confrontando il valore di X_{prob} , che si ricava dai parametri citati in precedenza, con un numero random $R_{(0,1)}$, compreso fra 0 ed 1, generato ad ogni istante temporale. Se $R_{(0,1)} < X_{prob}$, la massa della singola particella è settata pari a zero e viene quindi marcata come evaporata.

Viene denominato solitamente *non-weathering* l'inquinante per il quale si esclude alcuna variazione di tipo chimico (che in figura 4.13 è indicato con il termine *Conservative*).

Pollutant Type	Percent Each Constituent	Half-Life Each Constituent (Hours)
Gasoline	50.0	0.12
	50.0	5.3
	0.0	1.0×10^9
Kerosene & Jet Fuel	35.0	5.3
	50.0	14.4
	15.0	69.2
Diesel	30.0	14.4
	45.0	48.6
	25.0	243.0
Fuel Oil #4	24.0	14.4
	37.0	48.6
	39.0	1.0×10^9
Medium Crude	22.0	14.4
	26.0	48.6
	52.0	1.0×10^9
Fuel Oil #6	20.0	14.4
	15.0	48.6
	65.0	1.0×10^9
Conservative	100.0	1.0×10^9
	0.0	1.0×10^9
	0.0	1.0×10^9

Figura 4.13: Elenco degli inquinanti che si possono selezionare su GNOME e loro suddivisione in tre componenti (con differenti percentuali e vita media).

La probabilità di evaporazione X_{prob} per un intervallo di tempo i viene calcolata con la seguente equazione:

$$X_{prob} = \frac{P_1 \cdot \left(2^{\frac{-t_i}{H_1}} - 2^{\frac{t_{i-1} - 2t_i}{H_1}} \right) + P_2 \cdot \left(2^{\frac{-t_i}{H_2}} - 2^{\frac{t_{i-1} - 2t_i}{H_2}} \right) + P_3 \cdot \left(2^{\frac{-t_i}{H_3}} - 2^{\frac{t_{i-1} - 2t_i}{H_3}} \right)}{P_1 \cdot 2^{\frac{-t_i}{H_1}} + P_2 \cdot 2^{\frac{-t_i}{H_2}} + P_3 \cdot 2^{\frac{-t_i}{H_3}}} \quad (4.2)$$

dove t_i e t_{i-1} sono il tempo trascorso dal momento di rilascio fino all'intervallo di tempo i e $(i-1)$; H_1, H_2, H_3 e P_1, P_2, P_3 sono rispettivamente le vite medie e le percentuali di ogni componente dell'inquinante selezionato. Si può facilmente osservare che il valore di X_{prob} dipende unicamente da parametri chimici e non tiene quindi in considerazione le condizioni ambientali presenti al momento del rilascio. Questa modellizzazione è pertanto una semplificazione di quanto avviene in realtà: per esempio, un aumento di temperatura o la presenza di forte vento sono fattori che determinano un aumento del tasso di evaporazione nella realtà, ma non intervengono in alcun modo nell'equazione (4.2).

Incerteza

GNOME permette l'inserimento di un parametro di *incerteza*. Il modello può infatti fornire il risultato - le traiettorie delle particelle rilasciate in mare - con due possibili soluzioni:

1. *best estimate*

2. *minimum regret*

Nel caso 1 si ipotizza che tutti i dati di input siano corretti. Tuttavia, considerando che anche i dati sperimentali possono contenere degli errori, nel caso 2 il modello produce due differenti output: il primo corrisponde a quello ottenuto nel caso 1, il secondo invece genera delle traiettorie che tengono conto anche del fattore di incertezza settato dall'operatore. Il valore di incertezza può essere deciso per ogni singola forzante; in tale caso, le singole forzanti subiscono delle variazioni che sono qui di seguito illustrate.

a) Incertezza nel parametro di diffusione:

Lo spostamento random dovuto alla diffusione viene incrementato della radice quadrata del fattore di incertezza (*uncertainty factor* in GNOME), che viene deciso dall'operatore.

b) Incertezza nella corrente:

Per la corrente è necessario stabilire

- *start-time*: tempo in cui la forzante diventa incerta;
- *durata*: tempo in cui viene mantenuto un determinato valore di incertezza, prima di essere casualmente resettato (con un ragionamento simile a quello applicato per la persistenza del windage). Il valore di default in GNOME (stabilito sulla base di risultati sperimentali) è di 48 ore ([16]).

L'incertezza del campo di corrente è data dalla combinazione di due elementi: l'incertezza del campo medio di corrente e l'incertezza del campo turbolento.

Il primo dei due elementi viene rappresentato da quattro coefficienti, due per ogni direzione: α_f e α_b per la componente parallela alla direzione del moto, β_l e β_r per la componente perpendicolare. Questi coefficienti sono espressi come percentuale del valore della velocità \mathbf{U} .

L'incertezza del campo turbolento è invece proporzionale ad un fattore γ_D , che viene calcolato con la formula

$$\gamma_D = \frac{\Delta x \cdot V_0}{V_0 + \mathbf{U}}$$

dove \mathbf{U} è l'intensità della corrente e $V_0 = 0.1 \text{ m s}^{-1}$. Δx è il random walk della particella, calcolato come $\Delta x = \sqrt{6D\Delta t}$ utilizzando il coefficiente di diffusione D settato dall'operatore.

Lo spostamento in un intervallo temporale dovuto all'incertezza della corrente è calcolato come

$$\Delta X = (1 + R_{(\alpha_b, \alpha_f)} + R_{(0,1)} \cdot \gamma_D) \cdot V_{\parallel} + (1 + R_{(\beta_l, \beta_r)} + R_{(0,1)} \cdot \gamma_D) \cdot V_{\perp}$$

dove R è un valore random scelto nell'intervallo $[0,1]$ nel caso di $R_{(0,1)}$ e fra $[\alpha_b, \alpha_f]$ oppure $[\beta_l, \beta_r]$ nel caso di $R_{(\alpha_b, \alpha_f)}$ e $R_{(\beta_l, \beta_r)}$.

4.3.3 Altre informazioni

Oltre alle informazioni legate alle forzanti, e quindi alle equazioni sopra descritte, il modello fornisce anche la possibilità di settare ulteriori parametri.

Innanzitutto, l'operatore deve ovviamente essere in grado di indicare al modello una serie di informazioni riguardanti la modalità dello sversamento di inquinante in mare. Le sostanze rilasciate vengono modellizzate in GNOME come un insieme di particelle, ad ognuna delle quali sono associate le seguenti caratteristiche (il nome in corsivo indica la variabile così come viene denominata in GNOME):

- *leKey*: identità;
- *position*: posizione (latitudine, longitudine);
- *releaseTime*: tempo di rilascio;
- *age*: tempo trascorso dal momento di rilascio;
- *pollutantType*: tipo di inquinante (vedi figura 4.13);
- *statusCode*: indica se una particella rilasciata risulta flottante, spiaggiata od evaporata;

Un evento di sversamento (*spill*) può essere istantaneo oppure continuo nel tempo, puntiforme oppure lungo una linea. Durante lo sversamento, il modello tiene conto del quantitativo di particelle che vengono considerate rilasciate, flottanti, spiaggiate od evaporate.

L'operatore ha anche la possibilità di settare il parametro di *half life*, che permette di regolare il processo denominato *refloating*. Half-life è un parametro che descrive empiricamente il tempo in cui un inquinante spiaggiato possa rimanere adeso al substrato. In GNOME, indica il numero di ore in cui metà dell'inquinante spiaggiato su una determinata costa viene rimosso a causa dell'azione del vento e della diffusione. Il valore di default in GNOME è di 1 ora; aumentando il valore di half-life, le particelle spiaggiate rimarranno in tale stato più a lungo.

Capitolo 5

Caso studio: il Golfo di Trieste

Lo studio dei processi dispersivi è stato applicato al Golfo di Trieste, una delle aree selezionate dal progetto europeo TOSCA. Questo progetto, iniziato nel 2010 e terminato ad agosto 2013, ha avuto come obiettivo principale la raccolta di informazioni utili al miglioramento della qualità e dell'efficacia delle decisioni prese dalle autorità competenti in caso di incidenti marittimi.

Gli studi svoltisi all'interno del progetto TOSCA sono stati avviati con l'implementazione di una rete osservativa costituita da una delle migliori tecnologie disponibili: HF radar, ovvero radar costieri ad alta frequenza, e drifter. Il sistema osservativo è stato installato e testato in cinque siti-campione: isole Baleari, Mediterraneo nord-ovest (regione francese VAR), Golfo di Napoli, Golfo di Trieste e nord Egeo. I siti sono stati selezionati proprio sulla base della presenza dei radar costieri, che permettono di avere dati sperimentali in tempo reale. Queste informazioni vengono utilizzate in combinazione con quelle provenienti dalle campagne oceanografiche condotte all'interno del progetto TOSCA. Nel Golfo di Trieste sono state svolte due differenti campagne, ad aprile e ottobre 2012; in entrambe, sono stati rilasciati e recuperati differenti modelli di drifter, sia CODE che superficiali. In questo studio sono stati utilizzati i dati della campagna di aprile 2012.

In questo capitolo vengono descritte le procedure utilizzate per portare a termine gli obiettivi di questo studio, che sono stati illustrati nel capitolo introduttivo. È stata innanzi tutto valutata la capacità previsionale di GNOME, per poterne valutare la sua reale applicabilità agli studi di dispersione in caso di un ipotetico incidente. Successivamente è stata analizzata la sensitività del modello al variare dei parametri/forzanti settabili dall'operatore. Infine, è stata effettuata un'analisi di rischio dell'area di studio selezionata, simulando ipotetici sversamenti nel Golfo.

5.1 Area studio: caratterizzazione idrodinamica

Il Golfo di Trieste, all'estremità del bacino Adriatico (nord-est Italia), rappresenta la parte più settentrionale e continentale di tutto il Mediterraneo. Esso si presenta (figura 5.1) come un'inse-natura compresa tra la laguna di Grado e Punta Salvatore (Croazia), vicino a Pirano (Slovenia).

La raccolta dei dati metereologici e idrodinamici nell'area non è cosa recente: sono presenti una stazione metereologica da circa due secoli ed una mareografica da circa 140 anni ([17]). La caratterizzazione idrodinamica di tale area è stata analizzata soprattutto dalla sede triestina del Consiglio Nazionale Ricerche ([17], [18], [19], [20]). Vengono qui presentate le principali informazioni relative all'area di studio.

5.1.1 Morfologia e batimetria

Il Golfo di Trieste (figura 5.1) ha un'estensione di circa 550 km² e l'imboccatura è ampia circa 21 km. Nel tratto italiano sfociano i fiumi Isonzo (che rappresenta il massimo apporto di acqua dolce per il Golfo) e Timavo, in quello sloveno i fiumi Risano e Dragogna. Sul Golfo si affacciano anche le riserve naturali italiane della Valle Cavanata, della foce dell'Isonzo e delle Falesie di Duino, nonché l'Area Marina Protetta di Miramare; nel versante sloveno sono presenti il parco naturale di Strugnano ed il parco naturale delle saline di Sicciole. La posizione delle aree naturali protette nel Golfo di Trieste è mostrata in figura 5.1. La città di Trieste si trova nella parte più interna e orientale; il collegamento del suo porto, attraverso l'Oleodotto Transalpino TAL, con le stazioni austriache e tedesche, comporta la presenza di un forte traffico marittimo, tra cui petroliere. Il porto di Trieste è infatti il primo in Italia per quantità di petrolio movimentata: circa 35 milioni di tonnellate annue ([21], [22]). Koper è un altro importante porto del Mar Adriatico, contribuendo ad un ulteriore incremento del traffico marittimo dell'area.

La batimetria (figura 5.2) non raggiunge valori elevati, con una profondità media di 21 m ed un andamento leggermente degradante da nord a sud ([23]). La massima profondità (25 m) viene raggiunta in una stretta fascia davanti alla penisola slovena di Koper (Capodistria).

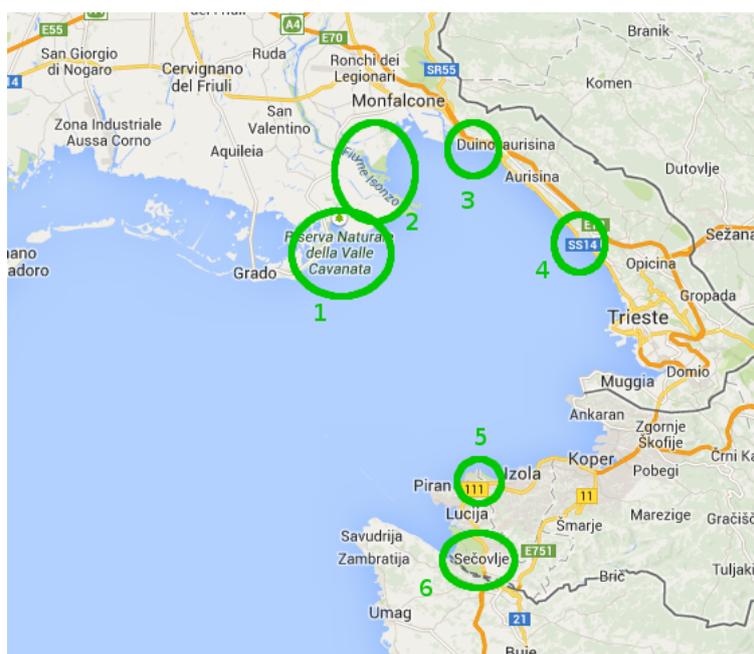


Figura 5.1: Il Golfo di Trieste e le sue aree di interesse naturalistico (cerchi verdi): 1) Riserva Naturale della Valle Cavanata; 2) Riserva Naturale della foce del fiume Isonzo; 3) Riserva Naturale delle Falesie di Duino; 4) Aree Marina Protetta di Miramare; 5) Parco Naturale di Strugnano; 6) Parco Naturale delle saline di Sicciole.

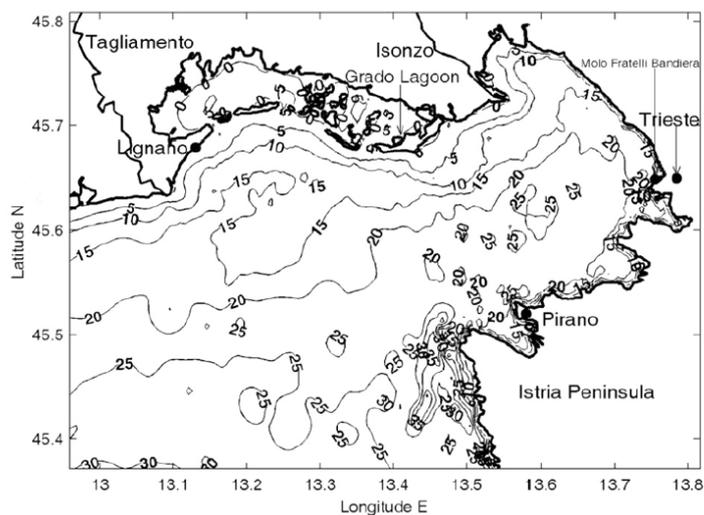


Figura 5.2: Batimetria del Golfo di Trieste. Immagine tratta da [23].

5.1.2 Vento

La durata percentuale media del vento nel Golfo di Trieste nel decennio 1991-2000 è mostrata in figura 5.3. Il vento è caratterizzato da un tipico regime locale di brezza che si instaura durante le giornate di tempo stabile e sereno, in maniera più accentuata nei mesi estivi. In figura 5.3 è chiara l'alternanza di brezza di mare proveniente da WNW durante le ore diurne (quarto quadrante) e di brezza di terra dai settori orientali durante le ore notturne (primo e secondo quadrante) ([20]). A scala maggiore, sono presenti impulsi di venti meridionali da scirocco (SE) e libeccio (SW) che solitamente interessano tutto il bacino Adriatico, e le caratteristiche invasioni della bora (ENE) di origine continentale ([20]). I venti dominanti sono la bora (ENE) e lo scirocco (SE).

Di quest'ultimi, la bora merita una spiegazione più approfondita viste le importanti conseguenze della sua presenza, soprattutto nei mesi invernali. È un vento veloce e turbolento che può raggiungere velocità massime elevate, anche superiori a 180 km/h ([17]). Essendo un vento continentale, porta sul Golfo aria normalmente più secca di quella presente sul posto. La velocità del vento tende ad aumentare anche per effetto della gravità, infatti la bora arriva sul Mar Adriatico scendendo dall'altopiano carsico. L'abbassamento della temperatura del mare in seguito a questi fenomeni fa sì che il bacino Adriatico sia uno dei luoghi di formazione delle acque profonde in Mar Mediterraneo.

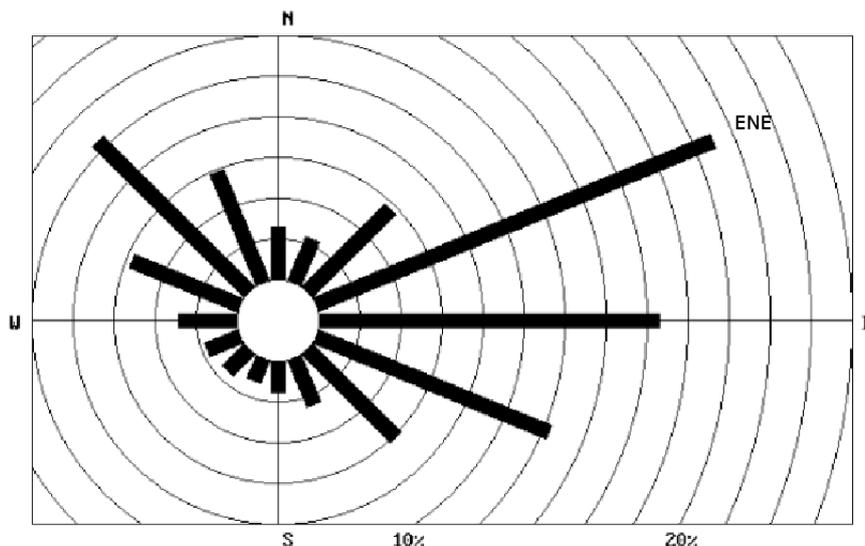


Figura 5.3: Durata percentuale media del vento nel Golfo di Trieste nel periodo 1991-2000. Immagine tratta da [17].

5.1.3 Corrente

La circolazione nel Golfo di Trieste è caratterizzata da una serie di processi forzati da maree, vento, onde e variazioni degli apporti fluviali ([24]). Gli studi correntometrici nel Golfo sono iniziati con

una prima campagna di raccolta dati negli anni 1951-1954, poi continuata nel periodo 1979-1984. Basandosi su tali risultati, F. Stravisi ([18], [19], [20], [17]) ha proposto una circolazione stratificata, che distingue uno strato più profondo (al di sotto di 10 m circa) ed uno più superficiale (figura 5.4). Il primo mostra una circolazione in senso antiorario con correnti deboli (2-5 cm/s) ma costanti. Questa circolazione determina un tempo di residenza dell'acqua di circa 10-14 giorni; il ricambio avviene grazie all'acqua entrante presso Punta Salvatore, che successivamente fuoriesce dal Golfo dal lato opposto dell'imboccatura. La circolazione nello strato superficiale dipende invece dal vento presente sul Golfo: si forma un vortice a grande scala con rotazione in senso orario in presenza di venti occidentali, normalmente brezze di mare; viceversa con venti orientali (brezze di terra) la circolazione si inverte e la rotazione è in senso antiorario. Le velocità - circa 10 cm/s - sono maggiori in questo strato. Durante gli episodi di bora, la circolazione diviene in senso antiorario a tutte le profondità, favorendo il ricambio di tutta la massa d'acqua nel Golfo. A scala minore, la turbolenza orizzontale è tale che in un dato punto, soprattutto presso insenature o punte della costa, si possono avere ampie fluttuazioni rispetto alla direzione media ([18]).

Gli studi sulla corrente sono stati effettuati principalmente negli anni '70 - '80 sia con diversi sistemi (sperimentali e numerici) sia con diversi approcci (euleriani e lagrangiani) ([20]). Le informazioni raccolte in diversi studi hanno portato a consolidare le seguenti informazioni ([18]):

- le correnti di marea hanno velocità medie di circa 3 cm/s; la corrente periodica di marea si limita a spostare l'acqua lungo una data direzione in avanti di circa 1 km per sei ore, all'indietro per una pari lunghezza durante le sei ore successive, con un effetto di trasporto complessivo trascurabile e quindi poca influenza nel ricambio delle acque all'interno del Golfo.
- La circolazione a grande scala nel Golfo di Trieste, avente una velocità media verticale (cioè su tutta la colonna d'acqua) di circa 10 cm/s, è dovuta soprattutto al vento.
- Un forte gradiente di velocità è presente alla superficie del mare: in media tra 0 ed 1 m di profondità la velocità della corrente decresce di 3 cm/s, e la direzione ruota di 45°.



Figura 5.4: Esempio di corrente nel Golfo di Trieste: superficiale in giallo, profonda in verde. Immagine tratta da [17].

5.1.4 Posizione dei radar costieri

La posizione dei radar costieri, di proprietà della sezione di La Spezia dell'Istituto di Scienze Marine del Consiglio Nazionale Ricerche (CNR-ISMAR, Pozzuolo di Lerici, La Spezia), è mostrata in figura 5.5. Essi erano localizzati in prossimità delle località Aurisina, Barcola e Pirano. Tale configurazione è stata mantenuta fino al 2012. Come spiegato nel paragrafo 4.1, per ottenere il campo vettoriale di corrente orizzontale superficiale, la zona di studio deve essere coperta dal raggio d'azione di almeno due radar; i dati possono infatti essere ricavati nella zona di sovrapposizione dei segnali radiali. Le zone peggiori, dal punto di vista della qualità del dato, sono solitamente quelle molto vicino alla costa e quelle lungo la linea congiungente due antenne radar. In entrambi i casi le componenti del campo di corrente sono infatti lungo una sola direzione.

La frequenza di emissione dei radar era circa 25 MHz, per una copertura spaziale di circa 30 km. La risoluzione spaziale dei dati radiali è di 1 km, quella angolare è di 5° . Le informazioni dei singoli campi radiali sono state interpolate per mezzo del software CODAR su una griglia uniforme con risoluzione spaziale pari a 1.5×1.5 km.

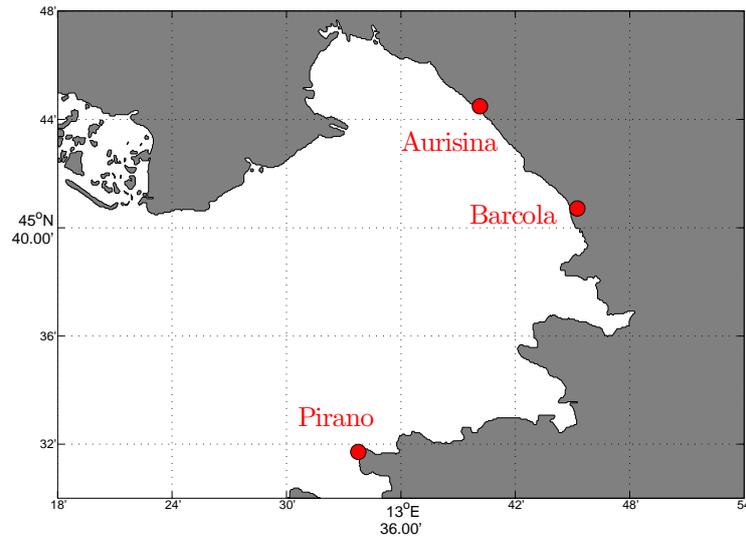


Figura 5.5: Posizione dei tre radar costieri utilizzati nel Golfo di Trieste (fino alla fine dell'anno 2012).

5.2 Dati utilizzati

Nel presente studio sono stati utilizzati i dati della campagna condotta ad aprile 2012, in particolare dal 23 al 30 aprile. Sono stati quindi utilizzati i dati di:

1. corrente, dagli HF radar;
2. dispersione, dai drifter;
3. vento, dal modello WRF.

Inoltre, i dati di corrente sono stati utilizzati per stimare

- il coefficiente di diffusione (attraverso la formula di Smagorinsky);
- il fattore di incertezza del campo di corrente (dalla misura della deviazione standard).

5.2.1 Dati: corrente

Sono stati selezionati i dati dei campi di corrente provenienti dai radar costieri della settimana della campagna oceanografica. Un esempio del campo che si ottiene da questi strumenti è mostrato in figura 5.6. La risoluzione temporale è di 1 ora.

È importante notare che per ogni istante temporale si possono avere dati mancanti. Mappe superficiali di corrente incomplete si verificano soprattutto in determinate condizioni. In caso di forte vento, l'oscillazione dell'antenna del radar può determinare una diminuzione della sua capacità di copertura, ovvero riduce la distanza massima a cui può spingersi il segnale inviato. Difficoltà

nell'acquisizione completa dei dati si presentano anche in caso di mare agitato, infatti si creano increspature che aumentano il rumore di fondo ed i dati con un basso rapporto segnale/rumore vengono scartati. Infine, dati mancanti possono presentarsi in molteplici altri casi, come per la presenza di poche onde risonanti di Bragg (ovvero in casi di “calma piatta” in cui il segnale di ritorno è visualizzato come assente) oppure per la presenza di ostacoli lungo la traiettoria del segnale, come il passaggio di navi (che riflettono un segnale decisamente più forte rispetto a quello della corrente).

Per ovviare a questo inconveniente si è applicato un processo di interpolazione lineare. Tale processo ha previsto l'assegnazione, al punto di griglia mancante del dato, di un valore calcolato a partire dai valori a lui più vicini pesati in modo inversamente proporzionali alla loro distanza.

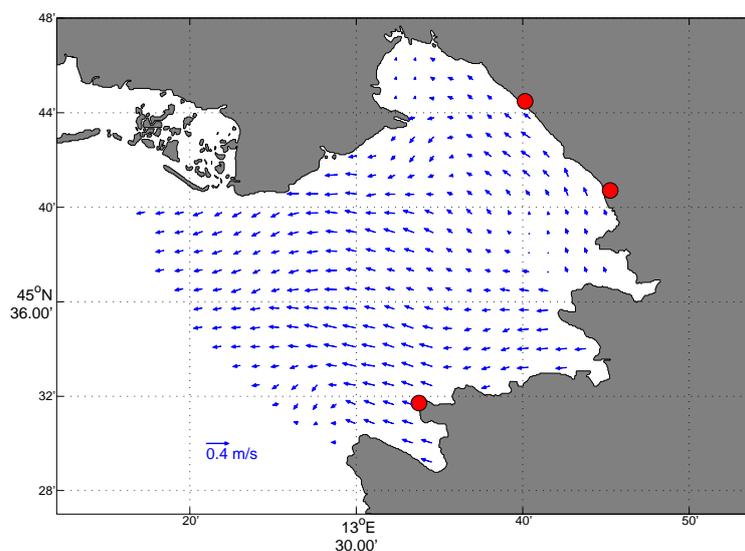


Figura 5.6: Campo di corrente nel Golfo di Trieste (in blu) ottenuto per il 23 aprile alle 00.00.00 UTC. I punti rossi rappresentano le posizioni dei radar costieri.

I dati sperimentali sono stati confrontati con le informazioni di letteratura presentate nel paragrafo 5.1.3. Innanzi tutto è stato calcolato il campo di corrente medio per l'intera settimana analizzata (figura 5.7). Tale campo è stato confrontato con i risultati presentati in [24], dove viene mostrata la velocità media mensile per il mese di aprile 2012 (figura 5.8). Vi sono diverse analogie fra le due figure (5.7 e 5.8): entrambe mostrano una circolazione anticiclonica (senso orario) nella parte più interna del Golfo, separata da una componente diretta invece verso l'apertura nord-ovest del Golfo. Si deve però notare che la componente anticiclonica della corrente è localizzata in prossimità del fiume Isonzo in figura 5.8, mentre il suo centro è spostato più a sud, davanti alla costa slovena, in figura 5.7. Ad eccezione di queste differenze, il campo medio di figura 5.7 è consistente con quello proposto da [24]. In [24] viene suggerito che la circolazione oraria potrebbe essere dovuta alla variabilità del flusso proveniente dal fiume Isonzo, infatti durante lo stesso periodo (aprile 2012) è stato registrato un aumento del flusso di acqua dolce nel Golfo.

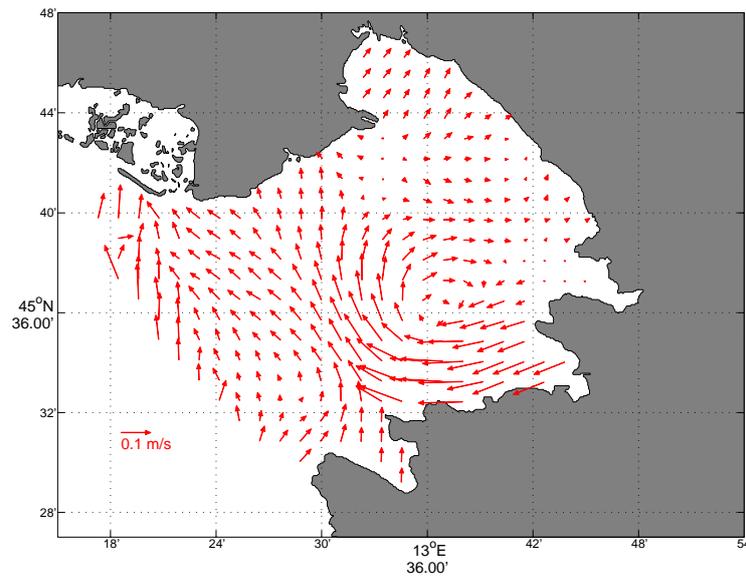


Figura 5.7: Media temporale (periodo considerato: dal 23 aprile 2012, 00.00.00 UTC al 30 aprile 2012, 23.00.00 UTC) del campo di corrente superficiale proveniente dai radar costieri.

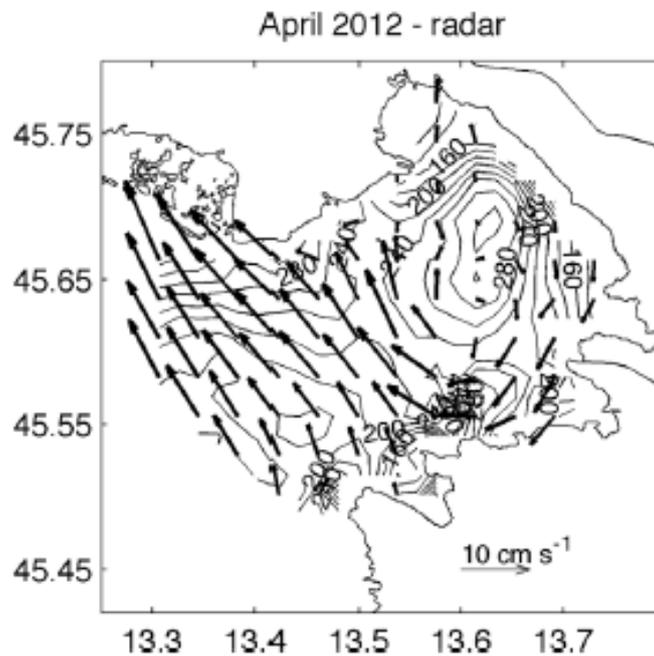


Figura 5.8: Media temporale mensile (aprile 2012) del campo di corrente superficiale proveniente dai radar costieri. Immagine tratta da [24].

Il confronto fra i dati sperimentali e quelli riportati in letteratura è stato effettuato anche in termini di intensità della corrente, e non solo per la sua direzione. [18] e [20] riportano che le velocità medie

nello strato superficiale sono pari a 10 cm/s. I valori del campo utilizzato in questo studio sono consistenti con quelli letterari, anche se sono stati registrati picchi di velocità pari a 55 cm/s, ad indicare che i valori ottenuti sperimentalmente possono talvolta essere anche sensibilmente superiori a quelli proposti in letteratura. Proprio per questo motivo, la scala di riferimento utilizzata nelle altre immagini non è più quella di 0.1 m/s, ma 0.4 m/s.

5.2.2 Dati: drifter

Nella campagna dal 23 al 30 aprile sono stati rilasciati 55 drifter. I dati sono stati elaborati (dall'Istituto OGS di Trieste) con una interpolazione di tipo *kriging*; per ogni drifter, sono disponibili i dati di posizione (latitudine e longitudine) ad intervalli temporali di 1 ora.

Dei 55 drifter totali, in questo studio sono stati selezionati i 41 CODE, escludendo invece i drifter superficiali (14 drifter di diversi modelli). Per poter effettuare analisi statistiche e confronti con i dati ottenuti dai modelli, è stata effettuata una prima selezione, escludendo i drifter CODE che:

- non sono centrati al primo metro di profondità (1 drifter);
- hanno meno di dodici punti (12 ore) di traiettoria (14 drifter).

5.2.3 Dati: vento

I dati di vento, ottenuti dal modello *Weather Research and Forecasting* (WRF) ad una risoluzione spaziale di 10 km, sono stati forniti dal Dipartimento di Ingegneria Civile, Chimica e Ambientale (DICCA) dell'Università degli Studi di Genova. Animazioni e previsioni di questo prodotto sono consultabili alla pagina web: www.dicca.unige.it/meteocean/.

5.2.4 Stima del coefficiente di diffusione

Il coefficiente di diffusione D è stato stimato attraverso la formula di Smagorinsky. Ad ogni istante t :

$$D(t) = C_s \delta x \delta y \sqrt{\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y}\right)^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x}\right)^2} \quad (5.1)$$

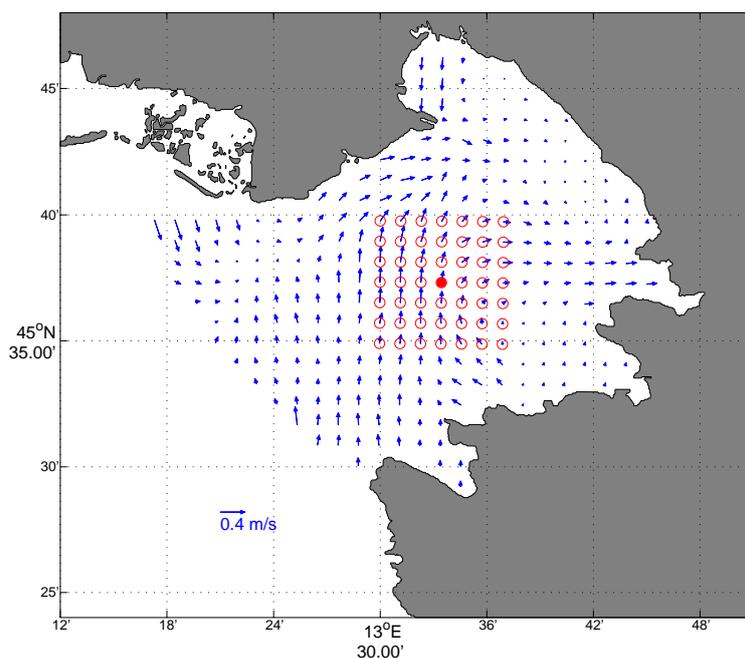
dove $C_s = 0.1$ è un coefficiente adimensionale ([25]), $\delta x = \delta y = 1.5$ km è la risoluzione spaziale. Questa formula è stata applicata a differenti griglie di dimensioni pari a 7x7 punti. La scelta di tale dimensione, di cui un esempio si ha in figura 5.9a, è vincolata alle dimensioni dell'area di studio. Per una data griglia, è stato inizialmente trovato un valore D per ogni dato tempo compreso dal 23 aprile 2012, 00.00.00 UTC al 30 aprile, 23.00.00 UTC, con una frequenza temporale oraria. Se con N_T si indica il numero totale di intervalli temporali, per ogni griglia è possibile calcolare un unico valore mediato nel tempo

$$\bar{D} = \frac{1}{N_T} \sum_{t=1}^{N_T} D$$

Successivamente, la media spaziale per tutte le griglie utilizzate è stata calcolata come

$$\langle \bar{D} \rangle = \frac{1}{N_G} \sum_{j=1}^{N_G} \bar{D}^{(j)} = 8 \pm 2 \text{ m}^2/\text{s}$$

dove con $N_G = 10$ si indica il numero di griglie su cui è stato effettuato il calcolo. La figura 5.9a mostra un esempio di griglia di 7x7 punti (centrata nel punto rosso pieno) utilizzata per calcolare il coefficiente D . La stessa procedura di calcolo è stata poi applicata a griglie differientemente posizionate nel Golfo. Il valore che D assume ad ogni istante temporale nel caso di figura 5.9a, è plottato in figura 5.9b. Sono osservabili le molteplici oscillazioni che D effettua nel corso del tempo, con valori che variano circa tra 5 e 15 m^2/s . Il valore medio \bar{D} nel caso di figura 5.9b è pari a 8.6 m^2/s .



(a) Esempio di una delle griglie 7x7.

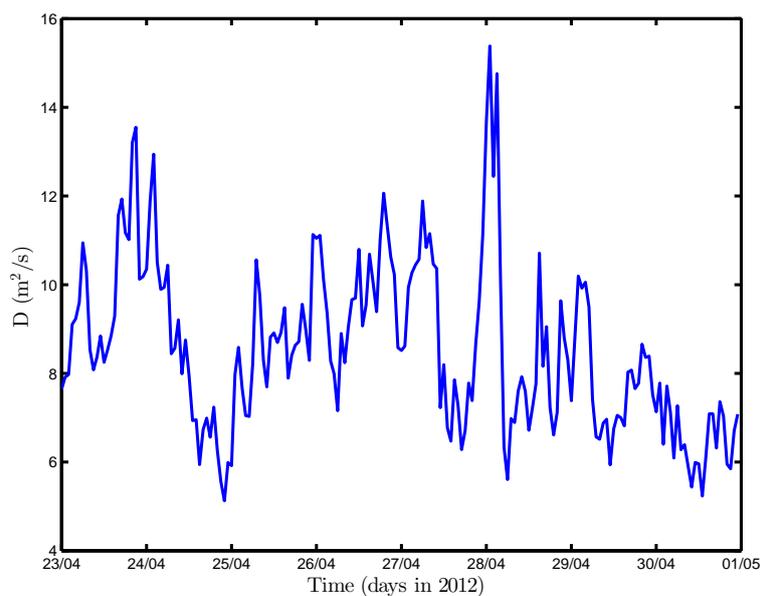
(b) Serie temporale di D per la griglia in figura (a)

Figura 5.9: (a): esempio di una delle griglie 7x7 (cerchi rossi vuoti, centrata nel cerchio rosso pieno) utilizzate per il calcolo del coefficiente di diffusione; le frecce blu indicano la velocità della corrente alla fine della campagna oceanografica di TOSCA (30 aprile 2012, 23.00.00 UTC). (b): serie temporale dei valori D calcolati per ogni tempo per la griglia in figura (a).

5.2.5 Stima del fattore di incertezza

La modalità *minimum regret* di GNOME (vedi paragrafo 4.3.2) consente di ottenere anche un risultato che tenga conto dell'incertezza dei dati sperimentali utilizzati. In questo studio l'incertezza è stata stimata calcolando la deviazione standard del campo di corrente utilizzato.

Il fattore di incertezza è stato stimato pari al 18%; la durata dell'incertezza è stata settata pari a 48 ore, come di default in GNOME.

5.3 Simulazioni con GNOME

In questo capitolo si riportano le analisi, sia qualitative sia quantitative, dei risultati ottenuti con il modello di trasporto GNOME. I primi test sono stati necessari per definire il set di dati con cui successivamente realizzare le simulazioni con GNOME. I risultati di tali simulazioni sono stati analizzati prima qualitativamente, attraverso un confronto fra le traiettorie ottenute con diversi forzanti/parametri utilizzati dal modello (descritti nel paragrafo 4.3), ed in seguito quantitativamente, attraverso la realizzazione di boxplot ed il calcolo dell'errore delle traiettorie simulate con GNOME rispetto a quelle sperimentali.

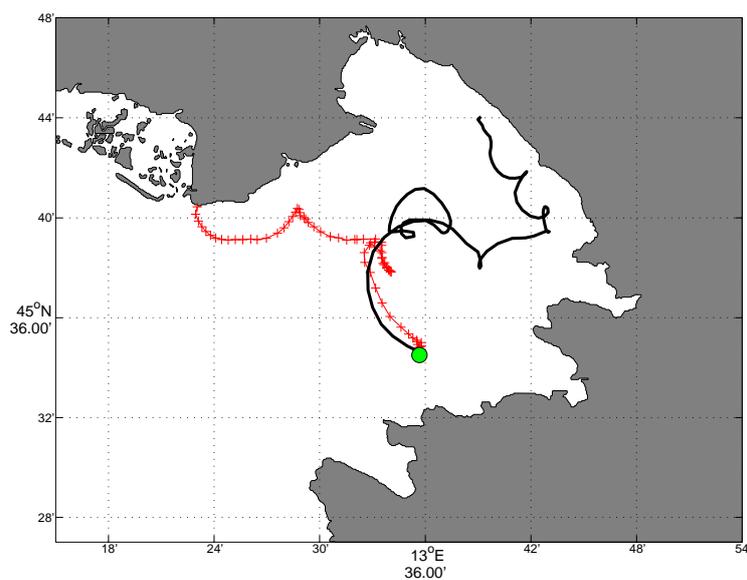
5.3.1 Primo test e reseeding

In un primo test il movimento dei drifter sintetici è stato forzato unicamente dal campo di corrente. Le traiettorie simulate così ottenute sono state confrontate con quelle sperimentali. Un esempio si trova in figura 5.10a, dove la traiettoria nera (rossa) è quella sperimentale (simulata). Si osserva una buona corrispondenza fra le due traiettorie fino ad un dato istante temporale (circa 30 ore dal momento del rilascio), oltre il quale si verifica una netta separazione. Questo risultato rispecchia esattamente quanto riportato in letteratura ([26]): si stima che le previsioni in mare abbiano una buona affidabilità per circa 1 giorno di durata.

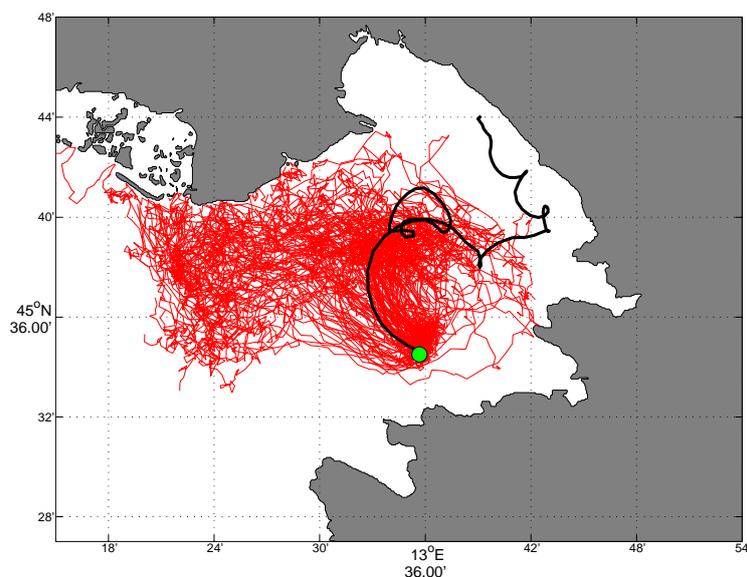
Le stesse simulazioni sono state realizzate anche variando parametri quali la diffusione od il fattore di incertezza. Ad esempio, la figura 5.10b mostra le traiettorie ottenute con GNOME con diffusione pari a $8 \pm 2 \text{ m}^2/\text{s}$ ed incertezza pari a 18% e con durata di 48 ore. Anche usando forzanti random e aumentando il numero delle particelle sversate non si riesce a migliorare la corrispondenza con quanto osservato sul campo; la separazione fra le traiettorie, anche se poco comprensibile dalla seconda immagine per la sovrapposizione delle traiettorie delle diverse particelle, avviene pressoché nello stesso istante del caso con una singola particella modellizzata (figura 5.10a). L'introduzione dei parametri random non ha quindi alcun effetto sull'affidabilità delle previsioni, che mantiene una durata simile a quella riportata in letteratura ([26]).

In seguito ai risultati qui sopra descritti, è stato deciso di applicare il processo di scomposizione denominato *reseeding*. Tale processo viene comunemente utilizzato negli studi di dispersione ([26], [27], [28]) e consiste nella suddivisione delle traiettorie, sia simulate sia sperimentali, in segmenti di durata giornaliera. Questa lunghezza temporale è stabilita a priori e giustificata dalla stima della massima durata dell'affidabilità delle previsioni in mare ([26]). In questo studio, le traiettorie dei

26 drifter rimanenti dopo la prima fase di selezione (vedi paragrafo 5.3.2) sono state scomposte in singole traiettorie di massimo 24 ore. Questo significa che, per i drifter la cui residenza in mare superava le 24 ore, la traiettoria è stata suddivisa in segmenti di massimo 24 ore ciascuno. Ogni segmento, anche se proveniente dal medesimo drifter sperimentale, è considerato come una traiettoria a sé stante nelle successive analisi statistiche. Al termine di questa operazione, il set di dati è composto da 56 traiettorie di massimo 24 ore ognuna.



(a) Confronto fra traiettorie. Forzanti: corrente.



(b) Confronto fra traiettorie. Forzanti e parametri: corrente con incertezza, diffusione.

Figura 5.10: Traiettorie simulate e sperimentale a confronto in due simulazioni differenti: trasporto dovuto alla sola advezione nel caso (a); diffusione ($8 \text{ m}^2/\text{s}$) ed incertezza (18%, durata di 48 ore) come parametri random nel caso (b). In entrambe le figure, le traiettorie simulate sono rappresentate in rosso, quella sperimentale in nero. Nell'immagine (a), ogni crocetta corrisponde ad 1 ora di simulazione e non essendoci incertezza e/o diffusione la traiettoria simulata è unica. Nel caso (b) sono state rilasciate 100 particelle.

5.3.2 Sim1: confronto delle traiettorie

Una prima simulazione realizzata con GNOME dopo il processo di reseeding, da qui in avanti denominata come “Sim1”, è stata utilizzata per valutare la differenza fra le traiettorie simulate e sperimentali. Questa informazione è necessaria per poter misurare l’errore del modello GNOME: quanto più le traiettorie simulate riescono ad approssimare quelle sperimentali, tanto più l’errore del modello sarà ridotto. I 56 punti di rilascio dei drifter ottenuti dal processo di reseeding sono mostrati in figura 5.11. Essi sono spazialmente distribuiti in maniera più o meno uniforme nel Golfo di Trieste. Sim1 è stata realizzata utilizzando la corrente superficiale proveniente dai radar costieri come unico input; in altre parole, non è stato usato il vento e sono state ignorate la diffusione e l’incertezza dei dati di corrente. Lavorando in assenza di parametri random, è stata rilasciata una sola particella per punto di rilascio.

Sim1 è stata realizzata con questi parametri:

- durata: dal 23 aprile 2012, 00.00.00 UTC al 30 aprile 2012, 23.00.00 UTC (192 ore);
- passo temporale: 1 ora;
- half-life (tempo di refloating): 10^9 ore ($\rightarrow \infty$, ovvero quando una particella si spiaggia, rimane in tale stato fino alla fine della simulazione).

Il risultato di Sim1 è stato confrontato con i dati sperimentali ottenuti dai drifter: per ogni drifter e per ogni istante temporale, è stata calcolato l’errore come distanza fra la traiettoria simulata con il modello e quella osservata durante la campagna oceanografica. Quindi per ogni tempo e per ogni drifter avremo:

$$d_{id}(t) = \sqrt{(x_{obs} - x_{mod})^2 + (y_{obs} - y_{mod})^2} \quad (5.2)$$

dove x e y rappresentano rispettivamente la longitudine e la latitudine delle particelle e id rappresenta l’identità di ogni drifter ($id = 1, \dots, N_D$ con $N_D = 56$). Il grafico degli errori nelle 24 ore per ogni drifter è mostrato in figura 5.12. Si osserva che, dopo 24 ore di simulazione, il minimo errore registrato è di poco inferiore a 2 km; il massimo errore registrato è inferiore a 12 km. L’errore medio e la distanza cumulativa media sono mostrati in figura 5.13. Il primo rappresenta la distanza fra le traiettorie simulate e quelle sperimentali mediata su tutti i drifter per ogni istante temporale. L’errore medio (ME) per un dato tempo t è calcolato come la media dei contributi di tutte le distanze calcolate a quel dato tempo:

$$ME(t) = \frac{1}{N_{float}} \sum_{id=1}^{N_{float}} d_{id}(t)$$

dove N_{float} è il numero di drifter in mare a quel dato istante temporale t .

La distanza cumulativa media (AD) è stata calcolata sia per i drifter simulati sia per quelli sperimentali, attraverso un procedimento analogo: per ogni drifter, viene sommata la distanza che questo percorre ad ogni istante temporale. Il risultato viene poi mediato sulla base del numero di

drifter considerati. Il calcolo per un singolo drifter è dato da:

$$AD(id) = \sum_{t=1}^{T-1} \sqrt{(x_{t+1} - x_t)^2 + (y_{t+1} - y_t)^2}$$

dove $T = 24$ ore è la durata massima di ogni simulazione. L'errore medio di tutte le traiettorie è di circa 6 km con una deviazione standard finale circa 3 km (figura 5.13). Circa la metà dei drifter in figura 5.12 rimangono sempre al di sotto dell'errore medio, mentre altrettanti drifter lo superano almeno una volta. La distanza finale mediamente percorsa è 11 km per i drifter simulati, 15 km per i drifter sperimentali (figura 5.13).

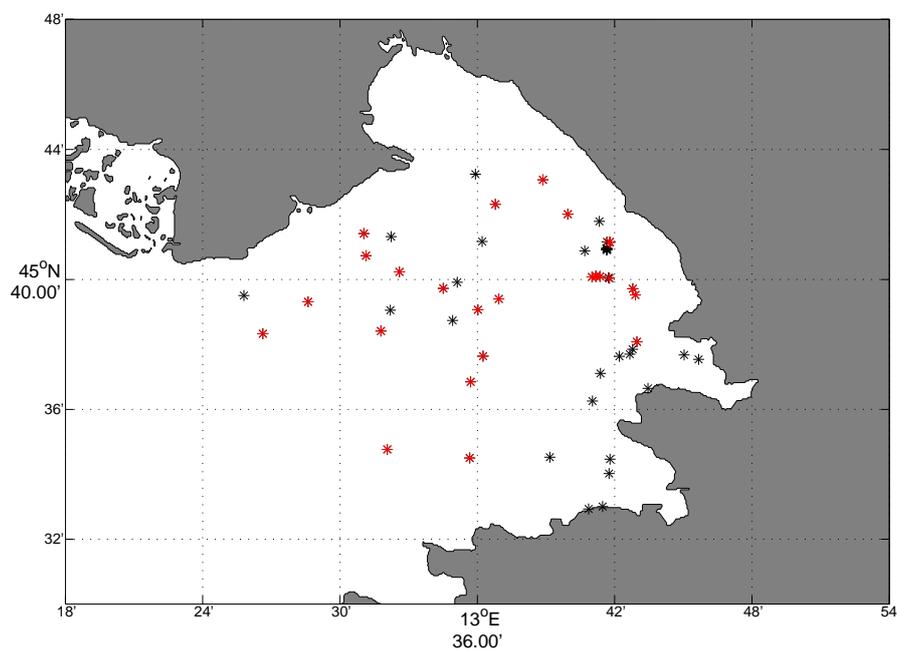


Figura 5.11: Posizione di rilascio dei drifter dopo il processo di reseeding; in rosso sono evidenziati i 27 drifter che soddisfano le condizioni di residenza in mare e di massima distanza definite nel paragrafo 5.3.4.

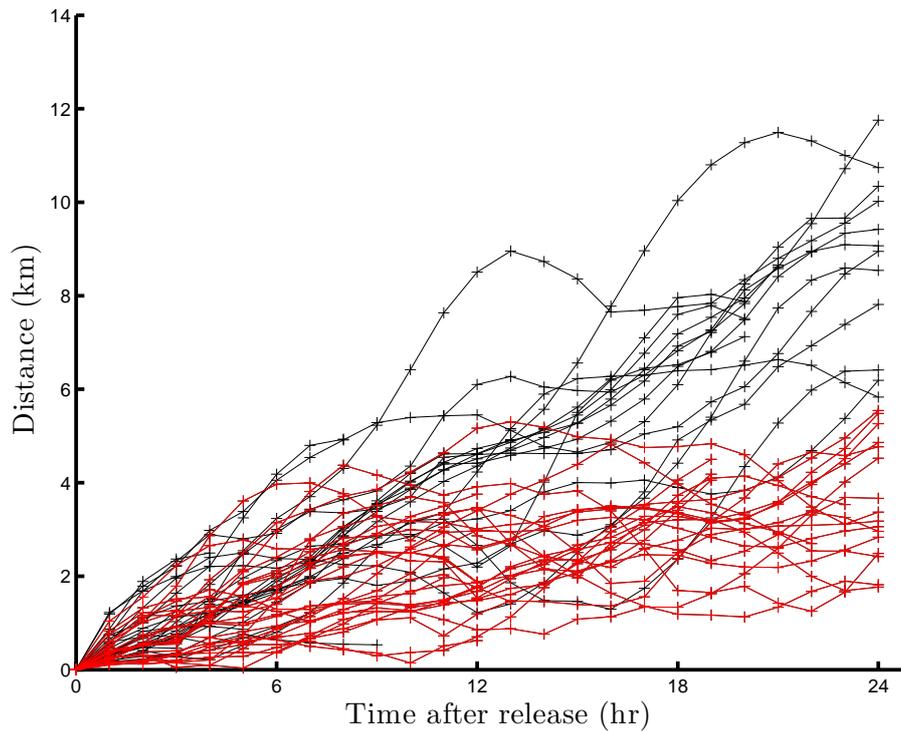


Figura 5.12: Distanza fra le traiettorie simulate e sperimentali nelle 24 ore di simulazione. In rosso sono evidenziati i drifter che soddisfano le condizioni di almeno 12 ore di residenza in mare e distanza fra le traiettorie sempre inferiore alla soglia di 6 km definite nel paragrafo 5.3.4.

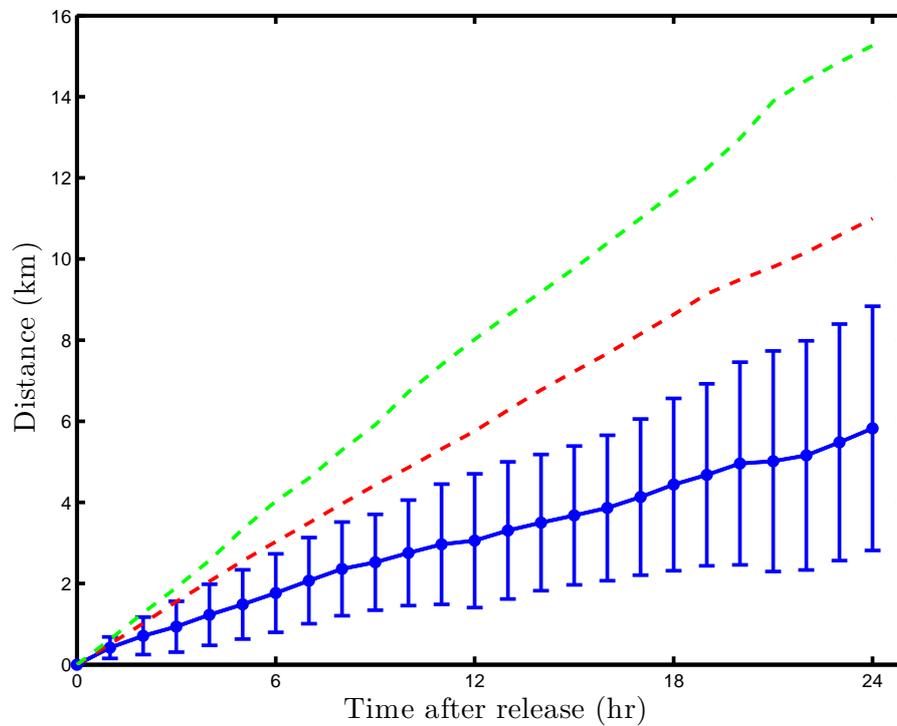


Figura 5.13: Errore medio (in blu) con la rispettiva barra di errore. Viene ottenuto dal calcolo della distanza fra le traiettorie simulate e sperimentali e mediando su tutti i drifter considerati. In rosso (verde), la distanza cumulativa media di tutti i drifter simulati (sperimentali).

5.3.3 Errore del modello: persistenza

Il primo obiettivo di questo studio è stato quello di valutare fino a che punto l'utilizzo di GNOME potesse essere utile per ottenere previsioni sulla dispersione di un inquinante in caso di incidente. Le domande che ci si pone sono le seguenti: le simulazioni di GNOME sono utili per prevedere il destino di un inquinante? Oppure è preferibile non fare alcuna previsione con tale modello? Per avere la risposta a tali domande, si confronta l'errore del modello (calcolato attraverso l'errore medio descritto nel paragrafo 5.3.2 e mostrato in figura 5.13) con l'*errore di persistenza*. Diversi lavori ([27], [28]) definiscono l'errore di persistenza attraverso il calcolo della distanza fra i drifter sperimentali ed i corrispettivi drifter simulati, ipotizzando che quest'ultimi abbiano spostamento nullo, ovvero rimangano nel proprio punto di rilascio. In altre parole, è come non avere alcuna informazione sull'evoluzione temporale degli spostamenti dell'inquinante. Se ME , ossia la distanza media di separazione fra le traiettorie simulate e sperimentali, è inferiore all'errore di persistenza, allora il modello è qualitativamente in grado di produrre previsioni. Questa definizione di persistenza coincide con la definizione di *dispersione assoluta*, perché non è altro che il calcolo rispetto al punto di rilascio iniziale. In formule, il valore di persistenza P per un dato tempo t viene ottenuto mediando i valori delle distanze fra le traiettorie sperimentali a quel dato tempo ed il punto di rilascio $r_i^{(rel)}$:

$$P(t) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (r_i^{obs}(t) - r_i^{rel}) \quad (5.3)$$

dove N indica il numero complessivo di drifter considerati, che dipende dal numero di drifter in mare a quel dato tempo. Gli apici *obs* e *rel* indicano rispettivamente le posizioni del drifter sperimentale e del suo punto di rilascio.

Per valutare la capacità previsionale del modello, si misura quindi la differenza fra l'errore di persistenza precedentemente definito e l'errore medio ME . Questa differenza può essere denominata "*gain*" o "guadagno", infatti indica la quantità di informazioni che il modello fornisce sul processo di dispersione. Il guadagno G per un dato tempo t viene così definito:

$$G(t) = P(t) - ME(t)$$

Il guadagno deve essere inteso rispetto alla situazione peggiore, ossia quella in cui non si ha idea di come potrebbe evolvere il processo di dispersione e di quale traiettoria potrebbe seguire l'inquinante sversato. Un guadagno positivo indica che il modello permette di restringere il campo di ricerca dell'inquinante: la previsione del modello, per quanto magari non esatta, riesce a dare utili informazioni sul destino dell'inquinante. Un guadagno negativo indica invece che è preferibile non avere alcuna previsione con quel dato modello; questo significa che le traiettorie simulate sono opposte a quelle sperimentali.

In figura 5.14 viene mostrato il confronto fra l'errore di persistenza (in verde) e l'errore medio (in blu), ognuno con le rispettive barre di errore. Entrambe le curve sono state ottenute utilizzando tutti i 56 drifter (ognuno con massimo 24 ore di simulazione) ricavati applicando la procedura

di reseeding spiegata nel paragrafo 5.3.1. Quello che si osserva è un progressivo allontanamento delle due curve fino a circa 12 ore di simulazione. Successivamente l'errore di persistenza tende a diminuire, contrariamente a quanto accade per l'errore medio, che continua ad aumentare. L'andamento trovato per la dispersione assoluta è piuttosto anomalo, soprattutto se confrontato con quanto osservato in diversi lavori pubblicati ([27], [28]), dove l'errore tende sempre ad aumentare con il passare del tempo. L'inversione di tendenza trovata in questo studio è spiegata considerando che, nella maggioranza dei casi osservati, i drifter hanno una traiettoria approssimativamente "circolare", ossia compiono spesso un *loop* - completo o parziale a seconda dei casi - che li conduce ad avvicinarsi al loro punto di rilascio. Questo avvicinamento porta ad una inevitabile riduzione dell'errore di persistenza, proprio per come esso è stato definito.

L'analisi mostrata in figura 5.14 evidenzia un importante risultato: l'errore medio è sempre inferiore a quello di persistenza, quindi l'utilizzo di GNOME è sempre vantaggioso per prevedere la dispersione di un inquinante. Tuttavia, l'utilità delle simulazioni realizzate con GNOME, che dipende dalla differenza fra l'errore di persistenza e quello medio, è molto variabile nelle 24 ore di simulazione. Questo risultato è visualizzabile immediatamente dal calcolo di G , che viene mostrato in figura 5.15. G è sempre positivo nelle 24 ore di simulazione, quindi le simulazioni di GNOME sono utili per prevedere l'evoluzione temporale degli spostamenti di un inquinante. Però l'andamento di G è variabile nel tempo: i valori massimi sono raggiunti dopo circa 10-12 ore, dopodiché inizia a diminuire. Dopo 12 ore di simulazione, la previsione di GNOME permette di ridurre l'errore di quasi 2.5 km. Dopo 24 ore, il guadagno crolla a 0.3 km circa.

Grazie a questa analisi siamo in grado di valutare in quale misura GNOME può fornire informazioni sulla dispersione in caso di incidente. È stato evidenziato che la capacità previsionale di GNOME è molto variabile nelle 24 ore di simulazione, per quanto rimanga sempre positiva. È possibile quindi proseguire il lavoro cercando di capire quali siano le forzanti od i parametri principali nel processo di trasporto simulato da GNOME. Questa seconda parte dello studio è affrontata nei paragrafi successivi.

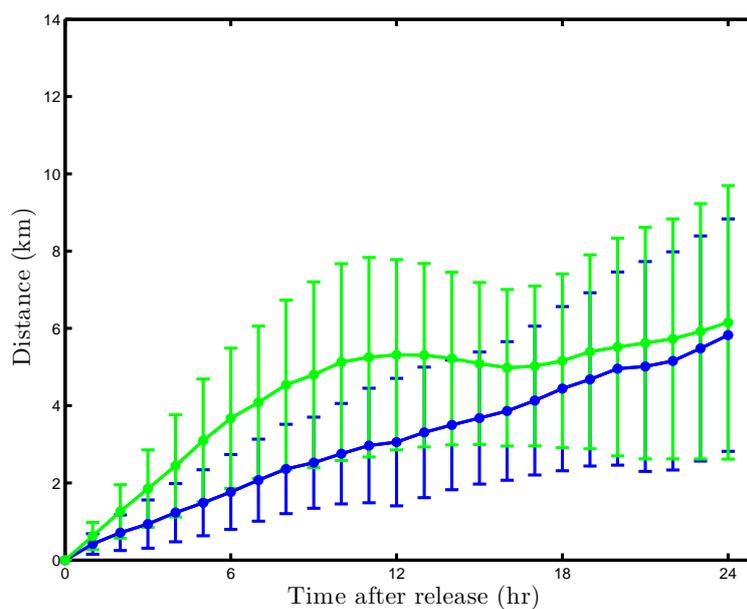


Figura 5.14: Confronto fra l'errore di persistenza (in verde) e l'errore medio (in blu), con rispettive barre di errore, calcolati su tutti i 56 drifter ottenuti dal processo di reseedng.

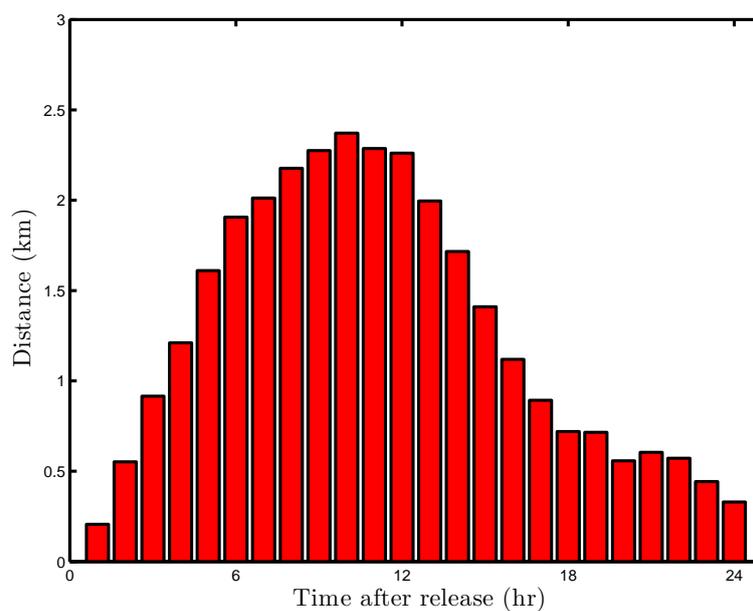


Figura 5.15: Guadagno G ottenuto dalla differenza fra l'errore di persistenza e l'errore medio nelle 24 ore di simulazione.

5.3.4 Analisi di sensitività: parametri

La sensitività di GNOME è stata testata realizzando simulazioni con differenti forzanti/parametri. Questa analisi è necessaria per identificare la configurazione ottimale del modello da applicare nell'area di studio selezionata. In particolare, sono stati tenuti in considerazione:

1. corrente con/senza incertezza;
2. vento;
3. diffusione turbolenta;
4. tipo di inquinante;
5. versione di GNOME.

Per il tipo di inquinante sversato, la scelta è ricaduta su “*non-weathering*”, ovvero privo di alcuna variazione di tipo chimico, e “*medium crude*”, ovvero petrolio greggio di densità media. Le diverse combinazioni di forzanti/parametri sono state testate sia con la versione 1.3.5 di GNOME sia con la nuova versione 1.3.6, per un totale di 48 differenti simulazioni.

La tabella 5.2 mostra lo spazio dei parametri esplorato in questo studio solo per la versione 1.3.6 di GNOME. Altri 24 esperimenti analoghi sono stati effettuati per la versione 1.3.5, anche se la tabella corrispondente non viene mostrata. Nella tabella 5.2 il codice dell'esperimento è una sintesi delle forzanti utilizzate:

$$\underbrace{\text{NEW/OLD}}_{\text{versione GNOME}} \text{ - } \underbrace{\text{Diff/Uncert}}_{\text{param. random}} \text{ - } \underbrace{\text{N/Y}}_{\text{vento}} \text{ - } \underbrace{\text{NW/MC}}_{\text{inquinante}}$$

In particolare:

- la versione di GNOME è stata distinta fra “NEW” per la 1.3.6 e “OLD” per la 1.3.5;
- la diffusione è indicata con l'abbreviazione “Diff”, l'incertezza con “Uncert”;
- le lettere che seguono questi parametri, “M” e “H”, indicano valori rispettivamente medi ed alti. I valori medi sono quelli ottenuti a partire dal campo di corrente dei radar costieri, quelli maggiorati rappresentano il doppio di quelli medi (vedi tabella 5.1). Il caso in cui si usino entrambi i parametri insieme è stato testato unicamente con i loro valori medi;
- la presenza/assenza di vento è indicata dalle lettere “N” (*No wind*) e “Y” (*Yes wind*);
- gli inquinanti sono indicati rispettivamente con le sigle “NW” (*non-weathering*) e “MC” (*medium crude*).

Tabella 5.1: Valori medi ed alti dei parametri random diffusione ed incertezza.

	Diffusione	Incertezza
M	8 m ² /s	18%
H	16 m ² /s	36%

Nella sequenza dei codici riportati in tabella 5.2 le simulazioni sono mostrate a coppie per entrambi gli inquinanti non-weathering (NW) e medium crude (MC), suddividendoli per ogni tipologia di simulazione:

- né incertezza, né diffusione;
- incertezza media (18%) → “UncertM”;
- incertezza alta (36%) → “UncertH”;
- diffusione media ($8 \text{ m}^2/\text{s}$) → “DiffM”;
- diffusione alta ($16 \text{ m}^2/\text{s}$) → “DiffH”;
- diffusione media ed incertezza media → “DiffUncert”.

Tabella 5.2: Elenco dei diversi esperimenti condotti per lo studio della dispersione delle particelle con il modello lagrangiano GNOME. Non sono riportati i codici degli esperimenti effettuati con la versione 1.3.5, in quanto analoghi a quelli qui riportati per la versione 1.3.6 fatta eccezione per il prefisso "OLD". Le ultime due colonne indicano rispettivamente gli errori E_{max} ed E_{24} definiti nel paragrafo 5.3.6.

nEsp	CodiceEsp	Diffusione	Incertezza	Vento	Inquinante	E_{max}	E_{24}
1	NEW_N_NW	/	/	No	non-weathering	3.63	3.63
2	NEW_N_MC	/	/	No	medium crude	3.63	3.63
3	NEW_UncertM_N_NW	/	18%	No	non-weathering	3.65	3.65
4	NEW_UncertM_N_MC	/	18%	No	medium crude	3.65	3.65
5	NEW_UncertH_N_NW	/	36%	No	non-weathering	3.73	3.73
6	NEW_UncertH_N_MC	/	36%	No	medium crude	3.68	3.68
7	NEW_DiffM_N_NW	8 m ² /s	/	No	non-weathering	3.57	3.57
8	NEW_DiffM_N_MC	8 m ² /s	/	No	medium crude	3.60	3.60
9	NEW_DiffH_N_NW	16 m ² /s	/	No	non-weathering	3.47	3.47
10	NEW_DiffH_N_MC	16 m ² /s	/	No	medium crude	3.58	3.58
11	NEW_DiffUncert_N_NW	8 m ² /s	18%	No	non-weathering	3.56	3.56
12	NEW_DiffUncert_N_MC	8 m ² /s	18%	No	medium crude	3.63	3.63
13	NEW_Y_NW	/	/	Yes	non-weathering	8.56	7.29
14	NEW_Y_MC	/	/	Yes	medium crude	8.97	5.04
15	NEW_UncertM_N_NW	/	18%	Yes	non-weathering	9.23	8.19
16	NEW_UncertM_Y_MC	/	18%	Yes	medium crude	8.90	8.35
17	NEW_UncertH_Y_NW	/	36%	Yes	non-weathering	9.53	9.47
18	NEW_UncertH_Y_MC	/	36%	Yes	medium crude	9.59	8.07
19	NEW_DiffM_Y_NW	8 m ² /s	/	Yes	non-weathering	9.56	9.13
20	NEW_DiffM_Y_MC	8 m ² /s	/	Yes	non-weathering	9.47	9.34
21	NEW_DiffH_Y_NW	16 m ² /s	/	Yes	non-weathering	9.78	9.18
22	NEW_DiffH_Y_MC	16 m ² /s	/	Yes	medium crude	9.84	9.23
23	NEW_DiffUncert_Y_NW	8 m ² /s	18%	Yes	non-weathering	9.91	9.26
24	NEW_DiffUncert_Y_MC	8 m ² /s	18%	Yes	medium crude	10.18	10.18

Per l'analisi di sensitività, il set dei 56 drifter ottenuti con il reseeding è stato sottocampionato per identificare ed utilizzare solo i drifter considerati "migliori" secondo due differenti criteri: tempo di residenza in mare e distanza. In particolare, sono stati esclusi quei drifter che, dopo il processo di reseeding:

- rimanevano in mare per meno di 12 ore (13 drifter);
- raggiungevano (almeno una volta nell'arco delle 24 ore) una distanza superiore al massimo errore medio di 6 km (16 drifter).

I 27 drifter selezionati secondo i criteri appena descritti sono evidenziati in rosso nelle figure 5.11 e 5.12. Questa selezione è stata realizzata in modo da ottenere un set di dati ottimale su cui testare la sensitività del modello al variare delle forzanti e dei parametri.

Il calcolo dell'errore medio e della persistenza per i soli 27 drifter appena selezionati è mostrato in figura 5.16. Si osserva che il divario fra le due curve, che corrisponde al valore del guadagno G , è simile a quello in figura 5.14 nelle prime 10-12 ore di simulazione; successivamente, la decrescita dell'errore di persistenza non è così marcata come in figura 5.14, pertanto il guadagno dopo 24 ore di simulazione è superiore: 1.2 km circa.

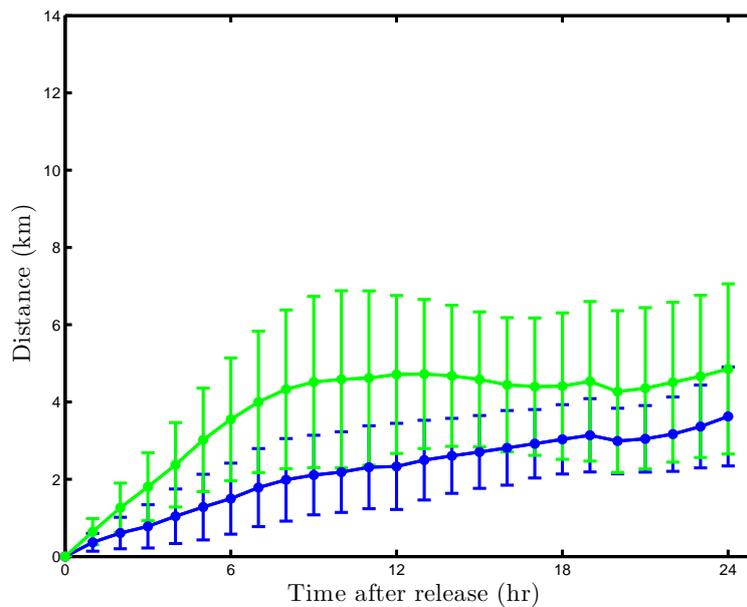


Figura 5.16: Confronto fra l'errore di persistenza (in verde) e l'errore medio (in blu), con rispettive barre di errore, calcolati solo i 27 migliori drifter selezionati secondo i criteri di residenza in mare e distanza descritti in questo paragrafo.

5.3.5 Analisi di sensitività: risultati qualitativi

In questo paragrafo si procede unicamente ad un confronto qualitativo fra i diversi scenari ottenuti, in modo da mettere in evidenza le differenze più rilevanti. Per un'analisi quantitativa dei risultati,

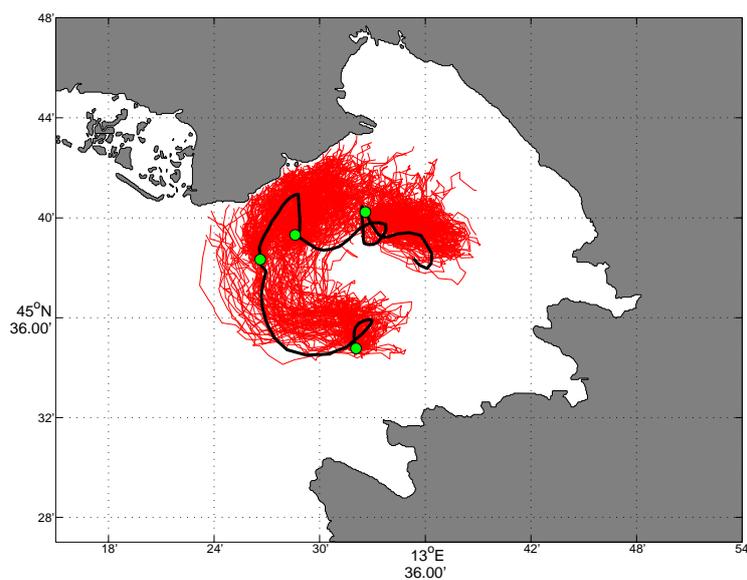
si rimanda al paragrafo 5.3.6. Verranno usati i codici degli esperimenti, descritti nel paragrafo precedente, per identificare le singole simulazioni.

Innanzitutto sono state messe a confronto le due versioni di GNOME 1.3.5 e 1.3.6. La nuova versione, 1.3.6, sviluppata a febbraio 2013, si differenzia principalmente per il generatore di numeri random. Nella versione 1.3.5 veniva generato per ogni istante temporale un unico valore random, applicato a tutte le particelle sversate. Nella versione 1.3.6, ad ogni tempo viene generato un valore random differente per ogni particella; lo spostamento casuale applicato ai drifter sintetici simulati sarà quindi differente. Ovviamente queste differenze emergono nel momento in cui l'operatore decide di settare anche dei parametri o fattori random che intervengono nel modificare il processo di trasporto dei drifter sintetici. In figura 5.17 viene mostrato il confronto fra i risultati della versione 1.3.5 (5.17a) e 1.3.6 (5.17b). Le simulazioni per le quali viene mostrato il confronto - OLD_DiffUncert_N_NW e NEW_DiffUncert_N_NW - sono state ottenute entrambe con l'inquinante non-weathering ed in assenza di vento, utilizzando l'incertezza (pari al 18% e con durata di 48 ore) e la diffusione ($8 \pm 2 \text{ m}^2/\text{s}$). I risultati ottenuti non sono del tutto identici, per esempio ci sono più particelle dirette verso nord-est, evidenti soprattutto nelle traiettorie dell'ultimo rilascio, con l'utilizzo della nuova versione. Però, escludendo queste minime differenze, si nota che l'andamento complessivo delle particelle è molto simile ed in buona parte sovrapponibile. Simili risultati (non mostrati) sono stati ottenuti anche per gli altri drifter simulati in questo studio. Considerando quindi minime le differenze fra queste versioni, è stato scelto di mostrare solo i risultati della versione più recente del modello.

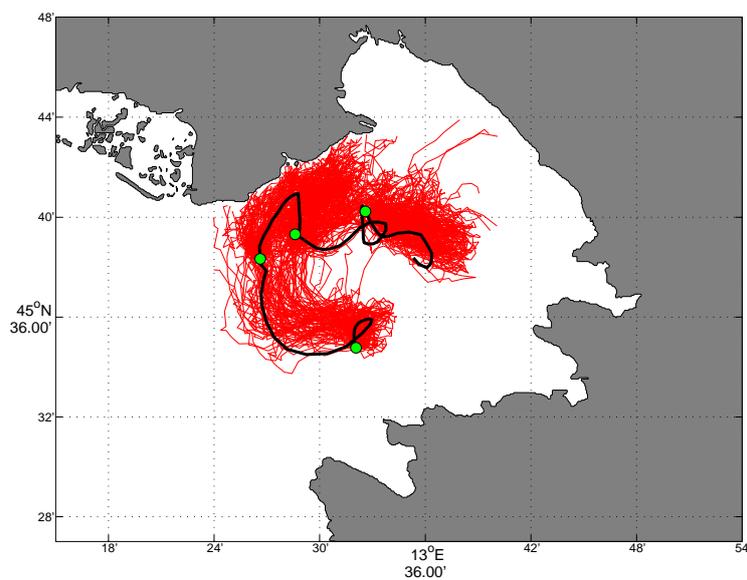
Per maggiore chiarezza, i diversi pannelli della figura 5.18 mostrano le stesse traiettorie di figura 5.17b, isolando però i diversi segmenti in cui sono state scomposte le traiettorie in seguito al processo di reseeding. La figura 5.18 mostra come ogni segmento venga considerato come un drifter sintetico indipendente. In alcuni casi la corrispondenza fra le traiettorie simulate e sperimentali è buona (primo pannello), mentre in altri casi meno (terzo pannello). Un'analisi attenta dell'evoluzione temporale delle simulazioni ha evidenziato che le traiettorie peggiori corrispondono agli istanti in cui mancano alcuni dei dati originali del campo di corrente radar ed in cui il dato utilizzato si basa maggiormente sul processo di interpolazione.

Le traiettorie ottenute nelle simulazioni con il vento sono decisamente meno simili a quelle sperimentali. L'effetto del vento è infatti molto influente sulle particelle simulate, che, in sua presenza, si spiaggiano in tempi decisamente inferiori. Alcuni esempi sono mostrati in figura 5.19; le simulazioni sono analoghe a quelle mostrate in figura 5.17, ma considerando anche il vento come forzante grazie ai dati del modello WRF forniti dal DICCA dell'Università degli Studi di Genova. Dopo sole 24 ore, pressoché tutti i drifter sintetici sono spiaggiati nella costa settentrionale del Golfo di Trieste, in particolare nelle aree della foce del fiume Isonzo e di Monfalcone. Il vento tende a spingere le particelle a nord, facendo quindi perdere subito la traiettoria sperimentale.

Si ricorda tuttavia che i drifter utilizzati in questo studio appartengono al modello CODE, progettati in modo da non risentire dell'effetto del vento. Questo giustifica la poca corrispondenza fra le traiettorie sperimentali e quelle simulate considerando anche il vento tra le forzanti.



(a) Traiettorie con GNOME 1.3.5.



(b) Traiettorie con GNOME 1.3.6.

Figura 5.17: Confronto delle traiettorie ottenute con la vecchia (1.3.5, figura (a)) e nuova (1.3.6, figura (b)) versione di GNOME. La traiettoria osservata sperimentalmente è in nero, quelle simulate con GNOME sono in rosso; sono state rilasciate 100 particelle ogni 24 ore; i cerchi verdi indicano i successivi punti di rilascio dovuti al reseeding. L'esperimento mostrato è il numero 11 di tabella 5.2.

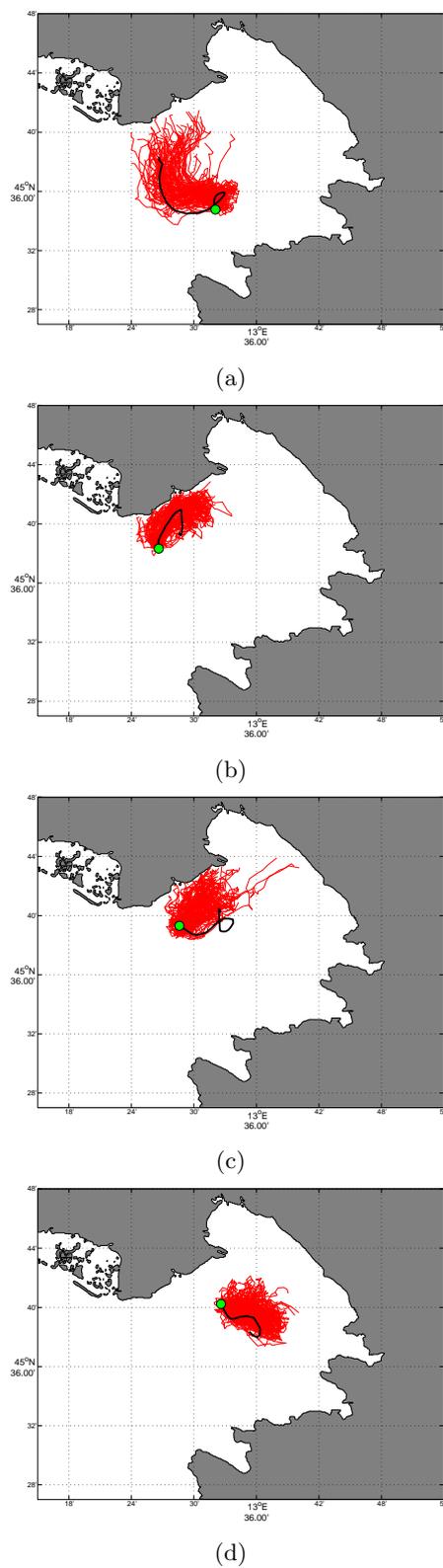


Figura 5.18: Scomposizione in segmenti di 24 ore della traiettoria del drifter sperimentale (linea spessa nera) e sua corrispettiva simulazione in GNOME (linee sottili rosse) mostrato in figura 5.17b. La successione dei segmenti è indicata dalle lettere (a, b, c, d).

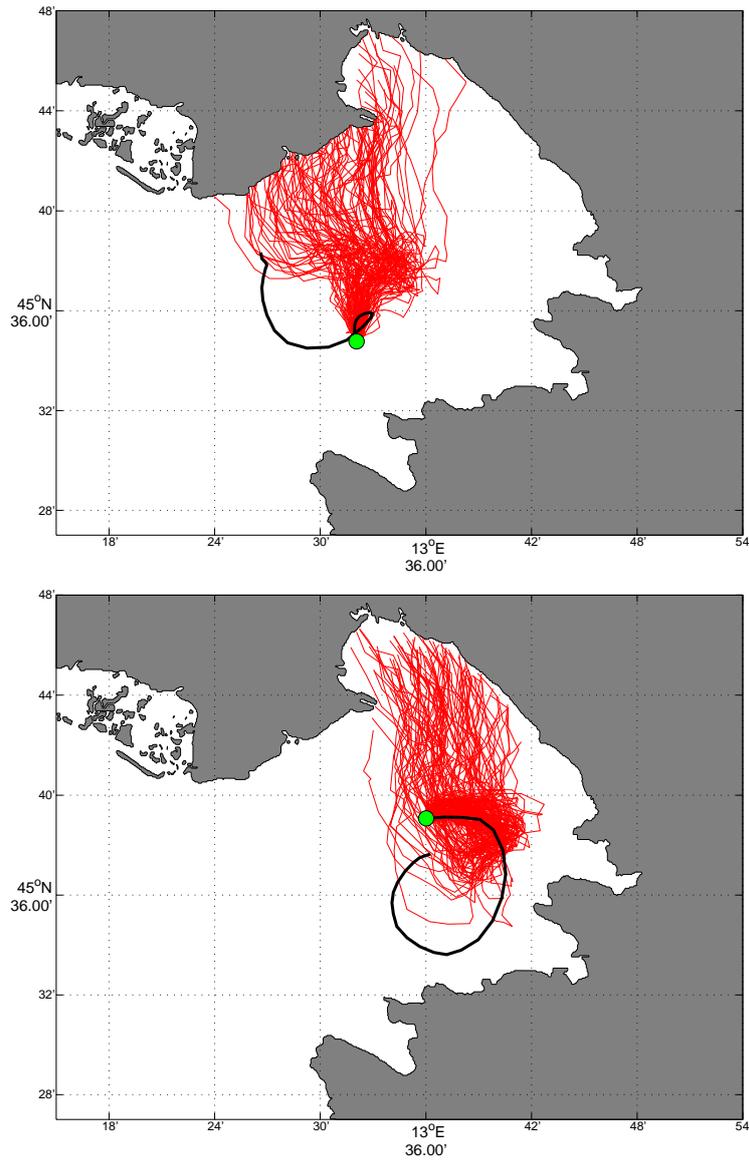
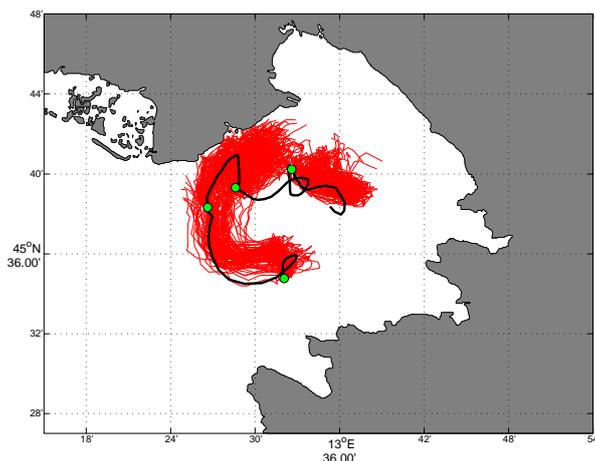


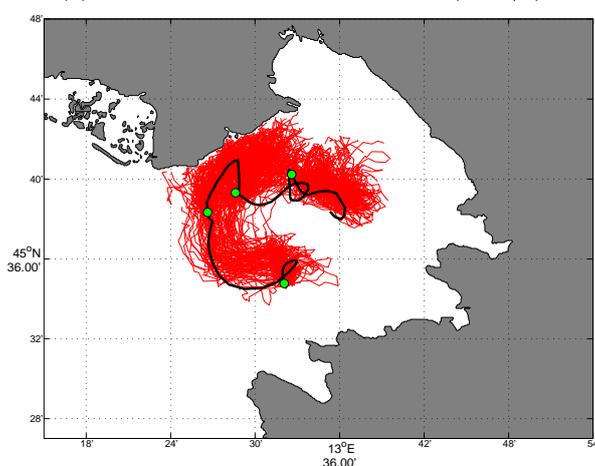
Figura 5.19: Esempi di simulazioni con durata pari a 24 ore realizzate utilizzando l'incertezza (pari al 18% e con durata di 48 ore), la diffusione ($8 \pm 2 \text{ m}^2/\text{s}$) ed il vento (traiettorie rosse, 100 particelle rilasciate nel punto identificato dal cerchio verde). Questo insieme di forzanti/parametri corrisponde al codice numero 23 in tabella 5.2.

Le differenze tra i risultati delle simulazioni con diffusione media ed alta, entrambe realizzate in assenza di vento, sembrano essere poco significative ad un'analisi qualitativa (figura 5.20). Come risulta prevedibile, nel caso 5.20b si assiste ad una maggiore separazione delle particelle, che quindi coprono un'area più ampia. Questo fenomeno non incide però sull'andamento medio delle particelle, che rimane invariato.

La copertura dell'area interessata da un eventuale contaminazione dell'inquinante è invece inferiore nel caso di utilizzo della sola incertezza come componente random (figura 5.21). Ovviamente, in assenza di diffusione turbolenta, le particelle tendono a rimanere più compatte; l'area interessata da un eventuale sversamento aumenta all'aumentare dell'incertezza (5.21b). Le traiettorie ottenute unendo gli effetti sia della diffusione che dell'incertezza (5.17b) risultano essere qualitativamente più simili a quelle ricavate utilizzando la sola diffusione (5.20), ad indicare che quest'ultima sembra essere la componente random con maggiore influenza sul risultato finale.

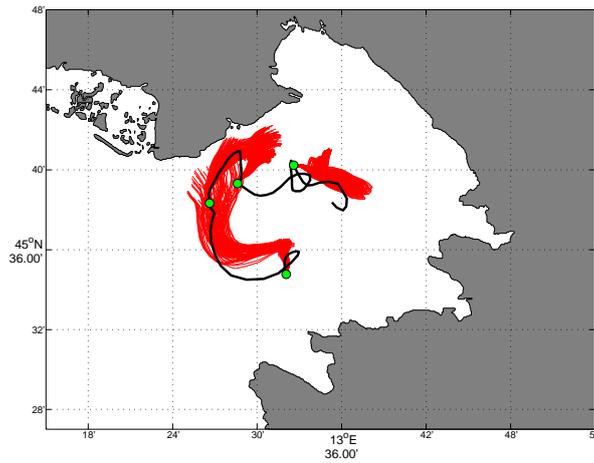


(a) Traiettorie con diffusione media ($8 \text{ m}^2/\text{s}$).

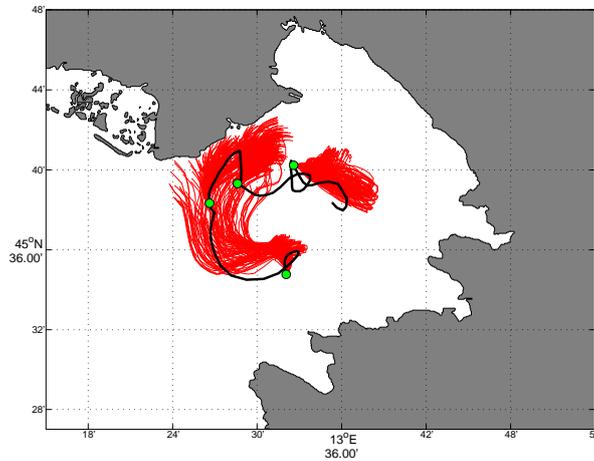


(b) Traiettorie con diffusione alta ($16 \text{ m}^2/\text{s}$).

Figura 5.20: Confronto fra le simulazioni ottenute con la diffusione, media nel caso (a) e alta nel caso (b). In entrambi i casi sono state rilasciate 100 particelle ogni 24 ore. I cerchi verdi indicano i successivi punti di rilascio.



(a) Traiettorie con incertezza media (18% e durata di 48 ore).



(b) Traiettorie con incertezza alta (36% e durata di 48 ore).

Figura 5.21: Confronto fra le simulazioni ottenute con l'incertezza, media nel caso (a) e alta nel caso (b). In entrambi i casi sono state rilasciate 100 particelle ogni 24 ore. I cerchi verdi indicano i successivi punti di rilascio.

5.3.6 Analisi di sensitività: risultati quantitativi

Oltre al confronto qualitativo illustrato nel paragrafo precedente, un'analisi quantitativa viene qui presentata in termini di boxplot, errore massimo ed errore medio al termine delle 24 ore di simulazione.

Boxplot

La prima analisi ha previsto la realizzazione dei *boxplot*. Un *boxplot* è una rappresentazione grafica utilizzata per descrivere la distribuzione di un campione tramite semplici indici di dispersione e di posizione. Viene rappresentato tramite un rettangolo diviso in due parti, da cui escono due

segmenti. Il rettangolo è delimitato dal primo e dal terzo quartile, $q_{1/4}$ e $q_{3/4}$, e diviso al suo interno dalla mediana, $q_{1/2}$. I segmenti (detti “baffi”) sono delimitati dai limiti degli *outliers*, che sono i valori maggiori di $(q_{3/4} + 1.5 * IQR)$ e minori di $(q_{1/4} - 1.5 * IQR)$, dove IQR è la differenza tra $q_{1/4}$ e $q_{3/4}$ ed è noto come lo *scarto interquartile*. I boxplot permettono di avere informazioni sia sulla variabilità dei dati interna ad una singola simulazione sia sulle differenze tra le differenti simulazioni.

I boxplot sono stati realizzati per analizzare i dati della distanza fra le traiettorie simulate e quelle sperimentali (con un’equazione analoga alla 5.2). Tale distanza è stata calcolata per tutti i drifter sintetici rilasciati in ogni simulazione che risultano in mare ad un determinato istante temporale; vengono quindi esclusi dal calcolo i drifter spiaggiati ed evaporati (nel caso dell’inquinante medium crude). Ricordiamo che sono state inizialmente rilasciate 100 particelle per ognuno dei $N_{pr} = 27$ punti di rilascio selezionati secondo i criteri illustrati in paragrafo 5.3.2. I risultati sono mostrati in figura 5.22: i boxplot sono stati ottenuti utilizzando il valore della distanza fra le traiettorie al termine della simulazione, ossia dopo 24 ore. I boxplot blu appartengono ai casi senza vento, quelli rossi ai casi con il vento. I numeri delle singole simulazioni di figura 5.22 sono associati ai codici numerati in tabella 5.2.

Dai boxplot si osserva una grande variazione della distanza misurata in assenza/presenza di vento. Tuttavia, analizzando i due gruppi di boxplot (blu e rossi) singolarmente, possiamo osservare che la differenza fra ogni sottogruppo di simulazioni risulta minima.

L’ampiezza dei rettangoli non subisce particolari modifiche in assenza di vento: il primo ed il terzo quartile rimangono sempre nell’intervallo 2-6 km. L’ampiezza dei baffi è invece molto differente fra le prime due simulazioni e le restanti. Le simulazioni 1 e 2 sono state realizzate senza utilizzare parametri random, quindi le 100 traiettorie associate ad un singolo punto di rilascio si comportano come una traiettoria unica. Non essendoci separazione fra le particelle, è come se stessimo confrontando i risultati di sole $N_{pr} = 27$ traiettorie, una per ogni punto di rilascio. La dispersione, e quindi la copertura dell’area che potrebbe essere inquinata in seguito ad uno sversamento, aumenta con l’introduzione dei parametri random: diffusione ed incertezza. La maggiore variabilità dei dati (dovuta alla separazione delle traiettorie per effetto dei parametri random) delle simulazioni 3 - 12 determina un aumento nella variabilità della loro distribuzione, che nei boxplot viene visualizzata attraverso un aumento dei “baffi”.

I risultati qualitativi osservati nel paragrafo 5.3.5 vengono confermati:

- L’aumento della dispersione dei dati dovuto alla presenza dell’incertezza (media nelle simulazioni 3 e 4, alta nelle simulazioni 5 e 6), viene registrato con un aumento dei baffi, ad indicare che vi è una distribuzione dei dati meno compatta intorno alla mediana. I baffi, che nelle simulazioni 1 e 2 avevano ampiezza di circa 1 km, raggiungono un’ampiezza di quasi 3 km. Lo stesso fenomeno era stato osservato in figura 5.21. Nelle simulazioni 5 e 6 si assiste anche alla comparsa di diversi outliers, prima assenti.
- La dispersione aumenta ulteriormente utilizzando la diffusione: la parametrizzazione della diffusione turbolenta comporta un aumento della separazione fra le singole traiettorie; gli effetti sono ancora più evidenti all’aumentare del parametro di diffusione (simulazioni 7-8 VS

simulazioni 9-10). Questi fenomeni sono osservabili in figura 5.20. Nei boxplot si registra un ulteriore aumento dell'ampiezza dei baffi (quello superiore raggiunge valori pari a 4 - 5 km) ed è osservabile un incremento del numero degli outliers.

- I boxplot delle simulazioni 11 e 12 sono simili a quelli immediatamente precedenti (7 - 10). Questo significa che, utilizzando entrambi i parametri (incertezza e diffusione), i risultati sono quasi analoghi a quelli ottenuti con la sola diffusione. La stessa cosa era stata osservata in figura 5.17b, indicando che la diffusione è il parametro random che influenza maggiormente il risultato.

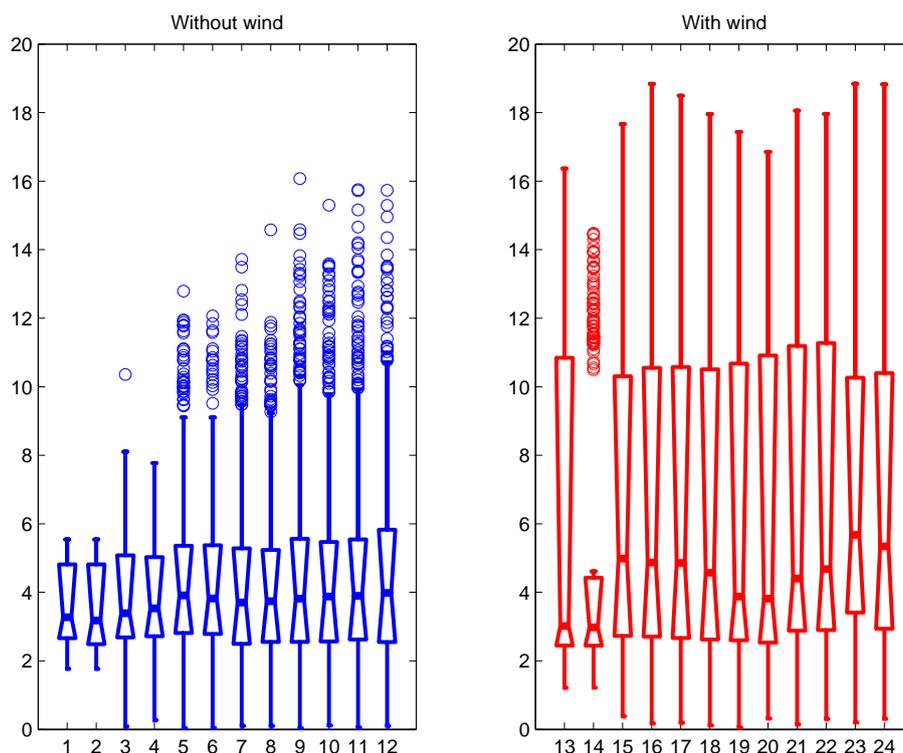


Figura 5.22: Boxplot della distanza fra traiettorie simulate e sperimentali, dopo 24 ore di simulazione, per tutti i drifter sintetici che rimangono in mare a partire da un rilascio di 100 drifter nei 27 punti di rilascio. Le simulazioni sono separate in base all'assenza/presenza di vento e la numerazione segue i codici utilizzati nella tabella 5.2.

Nei casi con il vento, si nota immediatamente la differente ampiezza dei rettangoli rispetto ai boxplot blu. La posizione di $q_{1/4}$ è simile ai casi senza vento, ma $q_{3/4}$ raggiunge circa 10 km. L'ampiezza dei rettangoli è quindi quasi il doppio rispetto ai boxplot blu. Questo conferma quanto osservato negli esempi di figura 5.19: i drifter sintetici il cui trasporto è forzato anche dal vento hanno delle traiettorie molto differenti rispetto a quelle sperimentali. Questa differenza si riflette nei valori ottenuti con il calcolo della distanza utilizzata per realizzare i boxplot: all'aumentare del divario fra la traiettoria sperimentale e quella simulata, aumenta la distanza registrata. Oltre

all'ampiezza dei rettangoli, l'attenzione va subito all'anomalia della simulazione numero 14 (codice esperimento: NEW_Y_MC): è l'unica simulazione tra tutti i boxplot rossi a presentare outliers e la posizione di $q_{3/4}$ è estremamente più bassa (poco più di 4 km), così come il limite degli outliers. In generale, la differenza fra le due differenti tipologie di inquinanti è determinata dall'alterazione della sequenza dei numeri casuali. Quando viene selezionato l'inquinante medium crude, alle particelle evaporate non viene più assegnato alcun movimento e pertanto non vengono più considerate nell'assegnazione degli spostamenti random. La sequenza dei numeri casuali viene così alterata rispetto alla simulazione con un prodotto non-weathering, dove non vi sono processi chimici che possano portare alla rimozione di alcune particelle. Le traiettorie finali risulteranno quindi essere differenti; inoltre con il medium crude, tutte le particelle che evaporano nelle 24 ore successive al momento di rilascio non vengono considerate nel calcolo delle distanze. Tutte queste differenze fra i due inquinanti sono le responsabili dell'anomalia registrata con i boxplot; si osserverà successivamente che tale anomalia non viene invece registrata con tutti gli errori E_{max} ed E_{24} descritti nel sottoparagrafo successivo. Per escludere altri possibili fattori che potrebbero giustificare l'anomalia della simulazione 14, sono anche state osservate qualitativamente le differenze nelle traiettorie fra le simulazioni numero 13 e 14; alcuni esempi sono mostrati in figura 5.24, dalla quale non emergono evidenti differenze.

Con i boxplot è possibile avere anche informazioni sulla distribuzione dei dati all'interno di una singola simulazione. In particolare, osservando la posizione della mediana (ovvero della linea che separa i rettangoli in due parti) nei boxplot blu, si può notare un suo progressivo innalzamento: essa è molto vicina a $q_{1/4}$ nelle prime simulazioni e si posiziona pressoché a metà nelle seguenti. Tale incremento indica che i dati sono maggiormente distribuiti vicino al primo quartile nei primi casi, mentre hanno una distribuzione più o meno uniforme tra $q_{1/4}$ e $q_{3/4}$ negli altri. I valori della mediana aumentano da 3 a 4 km circa fra le simulazioni 1 - 12. Nei boxplot rossi, ovvero con il vento, la posizione della mediana rimane sempre in vicinanza di $q_{1/4}$ in tutte le simulazioni, anche se con alcune oscillazioni. I valori variano nel range 3 - 6 km circa per le simulazioni 13 - 24.

Alcune osservazioni riguardano soprattutto i boxplot blu, che presentano dei valori inferiori e sono quindi associati a risultati migliori da parte di GNOME. La figura 5.22 mostra che la differenza tra le simulazioni ottenute con GNOME è minima nei casi senza vento. In particolare, i rettangoli ottenuti con le simulazioni 1 e 2 (rispettivamente N_NW e N_MC) sono pressoché analoghi agli altri (3 - 12); l'analogia tra i rettangoli e la simile posizione della mediana indicano che l'introduzione di parametri random (diffusione ed incertezza) non altera di molto il risultato. Questo significa che, nel caso studio qui considerato, l'avvezione è il termine di trasporto che descrive principalmente il moto delle particelle di inquinante in seguito ad uno sversamento. La parametrizzazione della turbolenza (con la diffusione) o dell'incertezza associata ai dati sperimentali (con l'incertezza), giocano un ruolo secondario nel definire la traiettoria delle particelle. I parametri random possono però essere utilizzati per avere informazioni sulla dispersione relativa delle particelle al passare del tempo. Questa informazione non è ottenibile dalla sola corrente in quanto GNOME modella una unica traiettoria in assenza di parametri random.

Errori: E_{max} ed E_{24}

Oltre ai boxplot appena descritti, i diversi scenari delle simulazioni sono stati confrontati anche attraverso due differenti errori, definiti con il procedimento qui di seguito illustrato.

Ricordando che in ogni simulazione sono stati selezionati N_{pr} punti di rilascio, per ognuno di tali punti è stata calcolata la traiettoria media risultante da tutte le traiettorie dei drifter sintetici che rimangono in mare (ossia non spiaggiano od evaporano) dopo il rilascio di $N_{ds} = 100$ drifter. Un esempio è mostrato in figura 5.23, in cui la traiettoria media è mostrata in blu. Successivamente è stata calcolata la distanza fra la traiettoria media appena descritta e quella sperimentale. Il calcolo della distanza è stato ripetuto per ognuno dei 27 punti di rilascio e quindi mediato, in modo da avere un valore unico riassuntivo per ogni simulazione. In formule:

$$E = \frac{1}{N_{pr}} \sum_{id=1}^{N_{pr}} \left(r_{obs}^{(id)} - \bar{r}^{(id)} \right) \quad (5.4)$$

$$\text{dove } \bar{r}^{(id)} = \frac{1}{N_{ds}} \sum_{i=1}^{N_{ds}} r_i^{(id)}$$

dove id rappresenta l'identità di un singolo punto di rilascio. E , che viene calcolato per ogni simulazione, rappresenta quindi l'errore medio considerando i dati delle traiettorie appartenenti a tutti i 27 punti di rilascio.

Una volta ottenuto E , per ognuna delle 24 simulazioni effettuate con la versione 1.3.6 del modello sono stati identificati:

1. E_{max} : il massimo errore di distanza ottenuto nelle 24 ore seguenti il rilascio (ossia il massimo valore che E assume nelle prime 24 ore di durata di ogni simulazione);
2. E_{24} : la distanza al termine delle 24 ore (ossia il valore di E dopo 24 ore dal rilascio).

I risultati per entrambi gli errori, E_{max} ed E_{24} , sono mostrati nelle ultime due colonne della tabella 5.2.

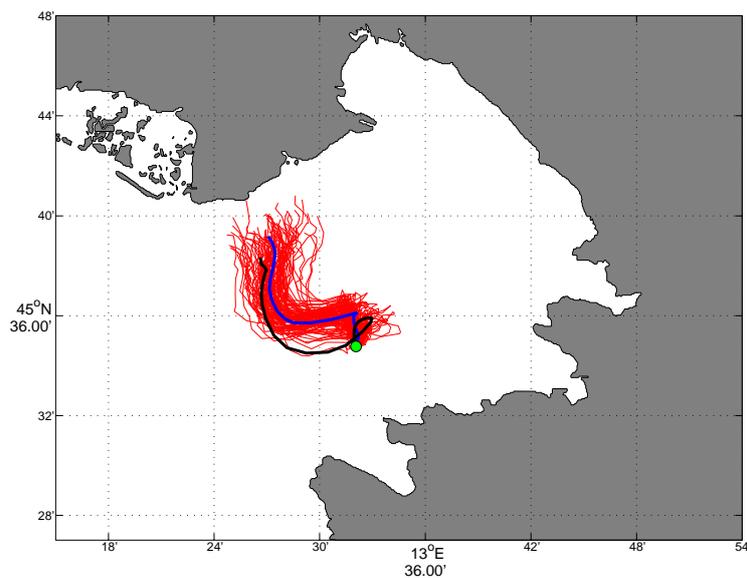
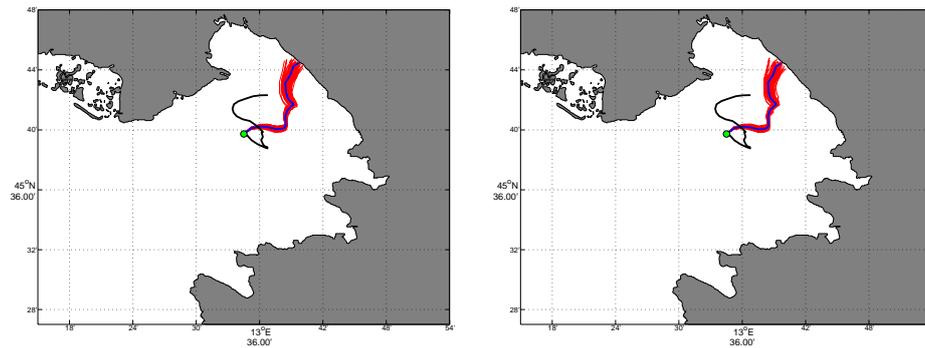
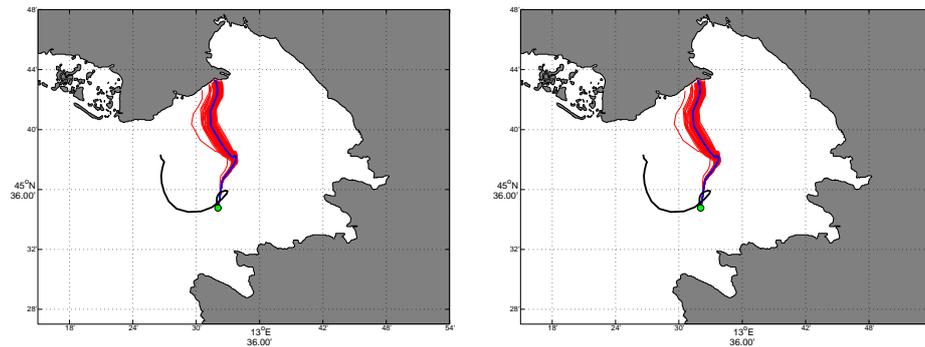


Figura 5.23: Esempio di media delle traiettorie simulate: tutte le 100 traiettorie (in rosso) ottenute dal rilascio di drifter sintetici con il modello GNOME sono state mediate in un'unica traiettoria (in blu). Quest'ultima è stata successivamente utilizzata per il confronto con i dati sperimentali (la traiettoria nera). Il cerchio verde identifica il punto di rilascio.



(a) Esempi di confronto fra simulazioni numero 13 (sinistra) e 14 (destra).



(b) Esempi di confronto fra simulazioni numero 13 (sinistra) e 14 (destra).

Figura 5.24: Pannelli a sinistra: esempi di simulazioni condotte con le condizioni del codice 13. Pannelli a destra: esempi di simulazioni condotte con le condizioni del codice 14. La traiettoria blu è la media di tutte le traiettorie simulate (in rosso); la traiettoria sperimentale è in nero. Il punto di rilascio è identificato dal cerchio verde. Il risultato è pressoché identico fra gli esempi appartenenti allo stesso punto di rilascio.

Come già previsto da quanto visualizzato in 5.3.5 e già confermato con i boxplot sopra descritti, a seconda che il vento venga considerato o meno come forzante i risultati mostrano marcate differenze. Il range in cui oscillano i valori di distanza massima è molto differente in assenza/presenza di vento: 3.47 - 3.73 km nel primo caso, 8.56 - 10.18 km nel secondo. Questi dati sono un'ulteriore conferma del maggiore errore del modello quando i drifter sintetici sono trasportati anche dal vento; in questi casi le traiettorie simulate si discostano maggiormente da quelle sperimentali e l'errore assume pertanto valori più alti. Nei casi senza vento, il valore più basso che E_{max} assume appartiene alla simulazione DiffH_N_NW, quello più alto alla UncertH_N_NW. Tuttavia, le differenze sono ridotte: il divario è inferiore ai 300 m.

Se si confrontano i valori di E_{max} ed E_{24} unicamente per le simulazioni senza vento (numeri codici: 1 - 12), si può osservare che essi sono identici. Questo significa che il massimo valore dell'errore, E_{max} , si riscontra sempre al termine della simulazione. La stessa uguaglianza non viene osservata per i casi con vento. Quest'ultimi presentano valori di E_{max} ed E_{24} minimi per le prime simulazioni (numeri codici: 13 e 14). Si conferma così ulteriormente che non sempre l'introduzione

di parametri random serve per ottenere una traiettoria migliore, ossia più rappresentativa di quella sperimentale. In questo caso, come emerge anche dagli altri risultati presentati, l'avvezione gioca un ruolo dominante nel trasporto delle particelle. L'aggiunta dei parametri random permette di ottenere importanti informazioni sulla dispersione relativa delle particelle, descrivendo la loro distribuzione intorno alla traiettoria media; al tempo stesso però determina un aumento dell'errore a causa della maggiore dispersione dei drifter sintetici.

5.4 Analisi di rischio

Uno degli obiettivi principali di questa tesi - e del progetto TOSCA - riguarda la realizzazione di mappe di vulnerabilità attraverso l'identificazione delle aree sottoposte ad un maggiore rischio di inquinamento in seguito all'analisi dei risultati ottenuti con le differenti simulazioni. In altre parole, un approccio numerico permette di simulare ipotetici sversamenti in differenti parti dell'area studiata e con diversi parametri/forzanti. Analizzando la dispersione delle particelle di inquinante, si studia la loro dinamica di spiaggiamento sulla linea di costa dell'area di studio.

L'identificazione delle aree sottoposte a maggiore rischio è una informazione estremamente utile per le autorità locali: conoscendo quali aree sarebbero maggiormente colpite in caso di incidente, è possibile organizzare e gestire gli interventi di soccorso con incrementata efficienza, concentrando immediatamente gli sforzi, i mezzi e le risorse di intervento nelle sotto-regioni dove risulta esserci il massimo pericolo.

Nel caso del Golfo di Trieste, l'area di studio è stata suddivisa in quattro sotto-regioni, nominate Grado, Isonzo, Trieste, Koper, come mostrato in figura 5.25. La scelta della divisione in queste sotto-regioni è stata dettata in particolare dalla loro rilevanza ambientale: l'area di Grado è caratterizzata dalla presenza di zone costiere importanti per il turismo e dalla vicinanza con l'ecosistema lagunare; la foce del fiume Isonzo è una Riserva Naturale Regionale, confina con la zona più chiusa dell'area di Monfalcone e termina con la Riserva Naturale delle Falesie di Duino; l'area di Trieste è quella più urbanizzata, pur non escludendo la presenza dell'Area Marina Protetta di Miramare. La zona costiera slovena è stata considerata come una sotto-regione a sé stante.

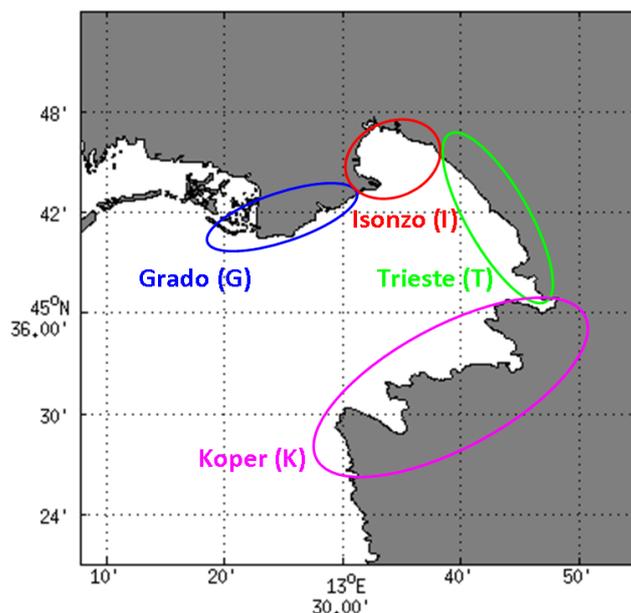


Figura 5.25: Suddivisione della fascia costiera dell'area di studio in quattro sotto-regioni, identificate da differenti colori: Grado (blu), Isonzo (rosso), Trieste (verde) e Koper (viola).

In un primo momento, la dinamica di spiaggiamento delle particelle di inquinante sversato è stata studiata per tutte le simulazioni effettuate. I risultati sono riportati in tabella 5.3. In questo caso, si è ipotizzato un rilascio di inquinante in ognuno dei 27 punti identificati, considerando che le loro posizioni sono più o meno uniformemente distribuite all'interno del Golfo (figura 5.26). Il momento di rilascio non è pertanto il medesimo per i diversi punti, ma corrisponde a quello del drifter sperimentale.

Le caratteristiche di ogni simulazione sono analoghe: 100 drifter sintetici rilasciati in ogni punto e durata di 24 ore dal momento del rilascio. Al termine di ogni simulazione sono state calcolate le percentuali delle particelle differenziate per *status*: 1) In mare - ovvero ancora con possibilità di spostamento - 2) Evaporate - quando è stato utilizzato il greggio medio (medium crude) come inquinante - e 3) Spiaggiate - quando hanno raggiunto la costa. Quest'ultima categoria è stata successivamente divisa nelle quattro sotto-regioni prima descritte (colonne colorate in tabella 5.3); per ogni area è stata calcolata la percentuale di particelle che hanno raggiunto la costa, considerando come totale il valore riportato nella colonna "Spiaggiate" della tabella. Un esempio è mostrato in figura 5.26, realizzato con la simulazione NEW_DiffM_N_NW. Tale simulazione è stata scelta in quanto è stato dimostrato che la diffusione è, tra i parametri random, quello più influente sul trasporto dei drifter sintetici. Le percentuali di particelle spiaggiate per questa simulazione, così come per le altre, sono riportate in tabella 5.3.

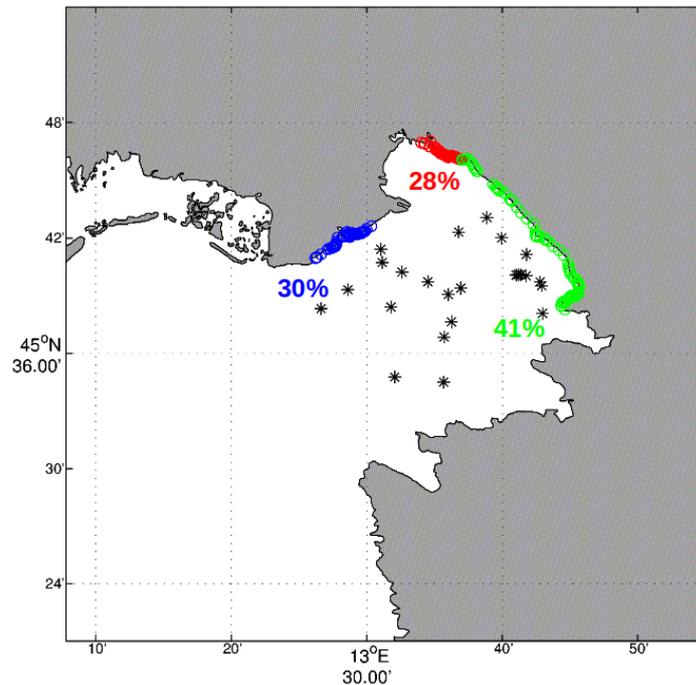


Figura 5.26: Esempio di spiaggiamento delle particelle nelle differenti sotto-regioni del Golfo di Trieste. Il risultato è stato ottenuto con la simulazione NEW_DiffM_N_NW. Gli asterischi neri segnalano la posizione dei 27 punti di rilascio.

In figura 5.26 si osserva una maggioranza di drifter sintetici spiaggiati nella sotto-regione di Trieste (41%), seguita da Grado (30%) e quindi da Isonzo (28%). La sotto-regione di Koper rimane invece completamente pulita (0%). Bisogna tuttavia considerare che le percentuali appena riportate si riferiscono soltanto al 12% di tutti i drifter sintetici rilasciati. L'88% di essi rimane in circolo all'interno del Golfo, come riportato in tabella 5.3.

Analizzando i risultati ottenuti con tutte le simulazioni, si osserva che:

- Nei casi ottenuti con l'inquinante medium crude, il tasso di evaporazione non è trascurabile, infatti evapora circa il 20-30% delle particelle. È stato anche osservato che non ci sono variazioni dovute al vento: la percentuale di particelle evaporate rimane invariata in sua presenza o assenza (escluse piccole variazioni di approssimazioni nel calcolo delle percentuali).
- L'alta percentuale di particelle evaporate sottolinea l'importanza di conoscere il tipo di prodotto sversato in caso di incidente. Per esempio, se sono coinvolte sostanze altamente volatili, la quantità di prodotto che rimane in mare - e che quindi viene sottoposta al processo di dispersione - si riduce notevolmente nelle prime ore in seguito al rilascio. L'evaporazione dei prodotti petroliferi è infatti un processo molto rapido, come già dimostrato in letteratura ([29]).

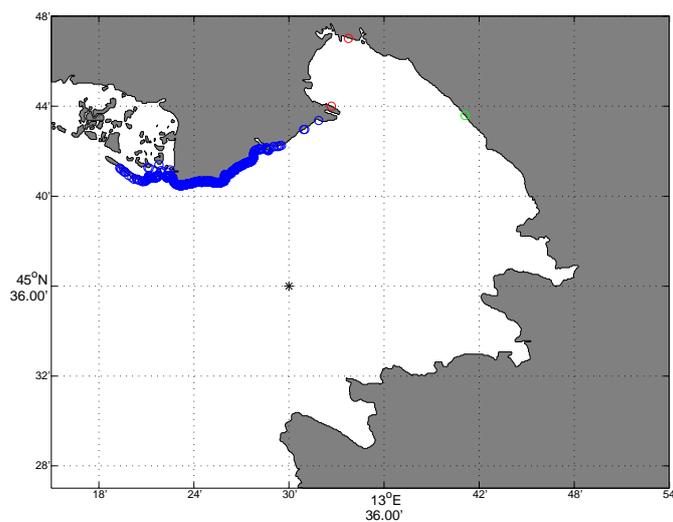
- Il vento influenza notevolmente il comportamento dei drifter sintetici simulati, infatti è già stato illustrato come le loro traiettorie vengano fortemente modificate. Dalla tabella 5.3 emerge anche l'effetto di questa forzante sullo spiaggiamento delle particelle: mediamente solo il 10% dei drifter sintetici raggiunge la costa in assenza di vento; quando viene inserita anche questa forzante, si raggiunge una percentuale media superiore al 55%.
- Rilasciando 100 drifter sintetici in ognuno dei 27 punti di rilascio, la sotto-regione di Trieste risulta essere quella più colpita dallo spiaggiamento delle particelle, con una percentuale media vicina al 50% (percentuale massima: 60%). Seguono l'area di Grado, dove gli spiaggiamenti raggiungono percentuali tra il 20-30%, e quella di Isonzo, con valori tra il 15-20% (escludendo alcuni casi particolari in cui la percentuale arriva al 60%). Infine, la sotto-regione di Koper non viene raggiunta da alcuna particella in nessuno dei casi simulati. Bisogna però considerare che la zona di Koper si trova nella congiungente delle due antenne radar; pertanto i valori appena descritti possono essere imprecisi. Si ritornerà su questo punto nelle conclusioni.

Per studiare la sensitività delle mappe di vulnerabilità, sono stati simulati tre differenti scenari di spiaggiamento dei drifter sintetici, utilizzando gli stessi parametri/forzanti ma spostando il punto dell'ipotetico rilascio di inquinante. In particolare, la dinamica per la simulazione dell'incidente è stata così scelta:

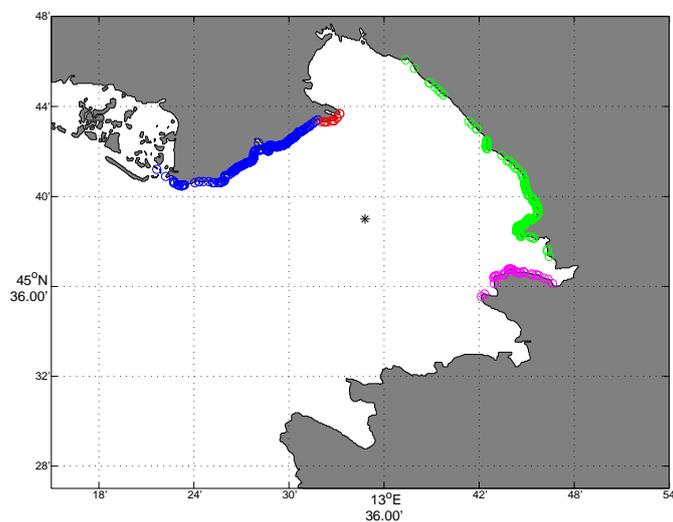
- un singolo punto di rilascio;
- quantità sversata: 1000 drifter sintetici (che corrispondono ad altrettante particelle di inquinante);
- momento di rilascio: 23 aprile 2012, 00.00.00 (UTC);
- durata della simulazione: fino al 30 aprile 2012, 23.00.00 (UTC);
- forzanti/parametri: corrente + diffusione ($8 \text{ m}^2/\text{s}$).

La posizione di rilascio è stata modificata, come osservabile nei pannelli di figura 5.27. Lo spostamento del punto di rilascio ha ovviamente degli effetti sullo spiaggiamento delle particelle di inquinante:

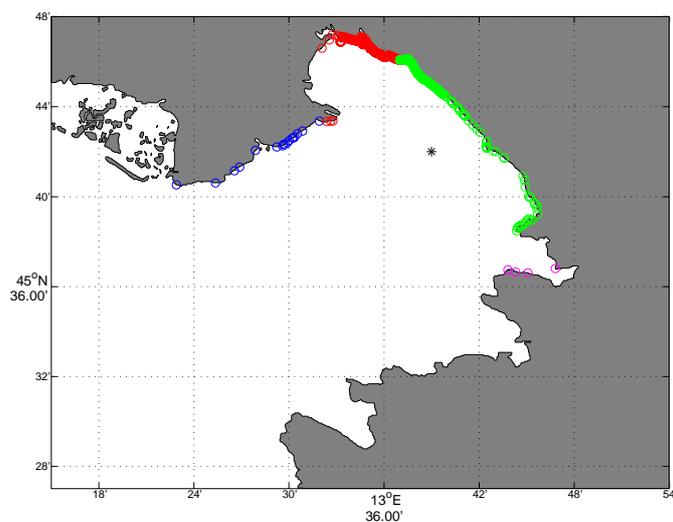
- a) Sversamento vicino all'apertura del Golfo: la zona lagunare di Grado risulta essere l'unica seriamente colpita.
- b) Sversamento al centro del Golfo: i drifter sintetici si spiaggiano nelle aree di Grado, Trieste e Koper, anche se con impatti molto differenti; solo l'area di Isonzo rimane pulita.
- c) Sversamento vicino alla costa settentrionale (non lontano dall'Area Marina Protetta di Miramare): le aree di Isonzo e Trieste, le più prossime al punto di rilascio dell'inquinante, risultano essere le più inquinate.



(a) Test spiaggiamento con sversamento vicino all'apertura del Golfo.



(b) Test spiaggiamento con sversamento al centro del Golfo.



(c) Test spiaggiamento con sversamento vicino alla costa settentrionale.

Figura 5.27: Tre test di ipotetici sversamenti di inquinante all'interno del Golfo, con differente posizione del punto di rilascio: vicino all'apertura del Golfo (a), al centro del Golfo (b) e vicino alla costa settentrionale (c). Le particelle assumono diversi colori in base all'area in cui is spiaggiano, seguendo la suddivisione illustrata in figura 5.25.

Le percentuali di particelle in mare, evaporate o spiaggiate per i tre test appena discussi sono riportate in tabella 5.4. I risultati ottenuti sono paragonabili a quelli della tabella 5.3 e sono qui di seguito commentati:

- Si conferma l'importanza del tasso di evaporazione: si raggiunge il 46% di particelle evaporate. La differenza dei tassi di evaporazione fra le tabelle 5.3 e 5.4 è dovuta al diverso momento di rilascio dei drifter: sono rilasciati in momenti diversi nelle simulazioni di tabella 5.3, mentre il rilascio avviene all'inizio della simulazione per tutti i drifter nei test di tabella 5.4.
- La percentuale di drifter sintetici che raggiungono la costa è sensibilmente superiore a quelle osservate in tabella 5.3; questa differenza si spiega ricordando che il momento di rilascio non è il medesimo nelle due tipologie di test. La permanenza in mare è superiore nei casi a, b e c, quindi non stupisce che un numero maggiore di drifter si spiaggi.
- Analizzando le aree di spiaggiamento, Grado è quella più inquinata nei casi a e b: nel primo, il 100% delle particelle colpisce questa sotto-regione, lasciando le altre intaccate; nel secondo, il 59% di particelle raggiunge quest'area, il 34% Trieste, il 6% Koper e solo il 2% Isonzo. Quest'ultima sotto-regione è invece la più inquinata in seguito ad uno sversamento vicino alla costa settentrionale, com'era prevedibile data la vicinanza al punto di rilascio; le altre zone più colpite sono, in sequenza, Trieste (33%) e Grado (2%).
- Anche modificando la posizione del punto di sversamento, l'area di Koper risulta essere poco o per niente inquinata anche nei test a, b e c appena descritti. Questo risultato è coerente con quanto era stato analizzato con le simulazioni riportate in tabella 5.3.

Tabella 5.3: Risultati percentuali dello *status* delle particelle di inquinante al termine delle simulazioni effettuate con la versione 1.3.6 del modello GNOME. Le percentuali sono suddivise fra le categorie: “In mare”, “Evaporate” e “Spiaggiate”; quest’ultima categoria è poi successivamente distinta nelle percentuali riferite alle singole sotto-regioni in cui era stata precedentemente suddivisa l’area del Golfo. I risultati mostrati in questa tabella sono ottenuti simulando uno sversamento di 100 drifter sintetici nei 27 punti di rilascio identificati nel paragrafo 5.3.2.

NumEsp	CodiceEsp	In mare	Evaporate	Spiaggiate	Particelle spiaggiate per sotto-regione			
					Grado	Isonzo	Trieste	Koper
1	NEW_N_NW	96%	0%	4%	0%	100%	0%	0%
2	NEW_N_MC	74%	23%	3%	0%	100%	0%	0%
3	NEW_UncertM_N_NW	94%	0%	6%	14%	62%	25%	0%
4	NEW_UncertM_N_MC	72%	24%	4%	14%	60%	26%	0%
5	NEW_UncertH_N_NW	92%	0%	8%	22%	28%	50%	0%
6	NEW_UncertH_N_MC	70%	24%	6%	19%	26%	55%	0%
7	NEW_DiffM_N_NW	88%	0%	12%	33%	23%	45%	0%
8	NEW_DiffM_N_MC	68%	23%	10%	30%	28%	41%	0%
9	NEW_DiffH_N_NW	84%	0%	16%	32%	15%	53%	0%
10	NEW_DiffH_N_MC	64%	23%	13%	29%	16%	55%	0%
11	NEW_DiffUncert_N_NW	84%	0%	16%	28%	15%	57%	0%
12	NEW_DiffUncert_N_MC	64%	24%	12%	30%	16%	54%	0%
13	NEW_Y_NW	56%	0%	44%	24%	19%	57%	0%
14	NEW_Y_MC	34%	23%	43%	23%	20%	57%	0%
15	NEW_UncertM_Y_NW	42%	0%	58%	23%	17%	60%	0%
16	NEW_UncertM_Y_MC	31%	24%	45%	23%	18%	59%	0%
17	NEW_UncertH_Y_NW	40%	0%	60%	23%	16%	60%	0%
18	NEW_UncertH_Y_MC	31%	24%	45%	23%	18%	59%	0%
19	NEW_DiffM_Y_NW	42%	0%	58%	24%	16%	59%	0%
20	NEW_DiffM_Y_MC	32%	23%	45%	22%	19%	59%	0%
21	NEW_DiffH_Y_NW	41%	0%	59%	23%	17%	60%	0%
22	NEW_DiffH_Y_MC	32%	23%	46%	22%	18%	59%	0%
23	NEW_DiffUncert_Y_NW	38%	0%	62%	23%	17%	60%	0%
24	NEW_DiffUncert_Y_MC	29%	24%	47%	24%	16%	59%	0%

Tabella 5.4: Tabella costruita come la 5.3, ma ottenuta con i dati dei tre test sopra descritti ed illustrati in figura 5.27. Le lettere identificano il punto di rilascio: vicino all'apertura del Golfo (a), al centro del Golfo (b) e vicino alla costa settentrionale (c). Per ogni punto di rilascio sono state effettuate simulazioni sia con l'inquinante non-weathering che medium crude. I drifter sintetici sono sottoposti alla sola corrente e ad un coefficiente di diffusione pari a $8 \text{ m}^2/\text{s}$.

CodiceEsp	In mare	Evaporate	Spiaggiate	Particelle spiaggiate per sotto-regione			
				Grado	Isonzo	Trieste	Koper
a_NW	0%	0%	100%	100%	0%	0%	0%
b_NW	41%	0%	59%	59%	2%	34%	6%
c_NW	3%	0%	97%	2%	65%	33%	0%
a_MC	0%	46%	55%	100%	0%	0%	0%
b_MC	21%	46%	34%	58%	2%	32%	7%
c_MC	2%	46%	53%	2%	63%	35%	0%

Capitolo 6

Conclusioni

Il lavoro di tesi qui riportato descrive l'applicazione di un approccio numerico per lo studio dei processi di dispersione. La selezione del Golfo di Trieste come area di studio ha permesso l'utilizzo di dati sperimentali raccolti durante il progetto europeo TOSCA: campi di corrente superficiale dei radar costieri e dati di dispersione dai drifter lagrangiani sono stati usati per validare GNOME, uno dei modelli di trasporto più diffusi. Gli obiettivi principali di questo studio sono stati:

1. Valutare la capacità previsionale di GNOME per poterne valutare la sua applicabilità nell'eventualità di un incidente di sversamento di un inquinante.
2. Analizzare la sensitività del modello al variare di forzanti/parametri.
3. Realizzare mappe di vulnerabilità attraverso un'analisi di rischio dell'area costiera del Golfo.

La capacità previsionale del modello è stata misurata per rispondere alla domanda: le simulazioni ottenute con GNOME sono utili per studiare l'evoluzione temporale degli spostamenti di un inquinante? Con questa analisi si vuole valutare la quantità di informazioni che il modello fornisce per prevedere il processo di dispersione di un inquinante. Il guadagno di informazioni G viene calcolato attraverso la differenza fra l'errore di persistenza P e l'errore medio del modello ME : quanto maggiore è il valore di G ad un dato tempo, tanto maggiore sarà il guadagno ottenuto. G deve essere inteso rispetto ad una situazione di totale incapacità di prevedere la possibile traiettoria dell'inquinante sversato.

Le figure 5.14 e 5.15 mostrano i risultati del calcolo di G realizzato in questo studio per il modello di trasporto GNOME. Il guadagno risulta essere notevole (poco meno di 2.5 km) fino a circa 10-12 ore dal momento di rilascio; in questo intervallo di tempo, l'errore medio (ME) prodotto dal modello è decisamente inferiore a quello di persistenza. Per fare un esempio, in caso di un incidente di sversamento potremmo restringere l'area di intervento (es. l'area di posizionamento delle "panne", le barriere di contenimento dell'inquinante) di quasi 2.5 km dopo 10-12 ore di previsioni con GNOME; nelle operazioni SAR, un tale aumento di informazioni è fondamentale per restringere le operazioni di ricerca ad un'area più ristretta.

Negli istanti temporali successivi, mentre ME continua ad aumentare con il tempo, l'errore di

persistenza tende invece a diminuire. Questo andamento è giustificato dal fatto che le traiettorie di molti drifter sono circolari e tendono quindi a riavvicinarsi al loro punto di rilascio. L'andamento decrescente di P dopo circa 12 ore di simulazione determina una riduzione dei valori di G , che dopo 24 ore di simulazione crollano a 0.3 km circa.

Riassumendo, la positività di G durante le 24 ore di simulazione significa che l'utilizzo di GNOME è sempre vantaggioso. Tuttavia, la quantità di informazioni che il modello fornisce è molto variabile nel corso del tempo. Il guadagno è consistente solo per circa 12 ore di simulazione.

Il lavoro ha successivamente previsto una approfondita analisi di sensitività, in modo da identificare le forzanti ed i parametri che influenzano maggiormente il processo di dispersione modellizzato con GNOME. Tale analisi ha permesso di mettere in luce alcuni limiti e criticità che si ritiene necessario sottolineare.

Si ricorda che l'analisi di sensitività è stata applicata ad un sottocampione del set di drifter iniziale, il quale era costituito dalle 56 traiettorie ottenute in seguito al processo di reseeding. Il sottocampionamento è stato realizzato attraverso due differenti criteri: tempo di residenza in mare (almeno 12 ore) e distanza (non superiore al massimo errore medio di 6 km nelle 24 ore di simulazione). Il sottocampione è costituito da un set di 27 drifter.

La sensitività è stata testata realizzando simulazioni con differenti combinazioni di forzanti/parametri, come mostrato in tabella 5.2. Osservando i risultati delle simulazioni, è stato innanzi tutto notato che tutti i drifter sintetici rilasciati rimangono all'interno dell'area del Golfo per l'intera durata della simulazione indipendentemente dalle forzanti o dai parametri settati. In altre parole, non si assiste ad episodi di fuoriscita di drifter sintetici dall'apertura del Golfo. Siccome le simulazioni hanno durata massima di 24 ore ed avvengono nel periodo di in una settimana (dal 23 al 30 aprile 2012), questo risultato è coerente con quanto riportato in letteratura: la permanenza dell'acqua entrante nel Golfo è stimata circa 10-14 giorni.

Sono state in seguito effettuate delle osservazioni, qui di seguito illustrate, su alcune forzanti/parametri utilizzati in questo studio.

In primo luogo, è stato osservato che l'effetto del vento sul trasporto delle particelle è dominante rispetto al processo di avvezione. Il vento modifica fortemente le traiettorie dei drifter sintetici e la distanza fra quest'ultime e le traiettorie sperimentali aumenta in misura non trascurabile. Queste affermazioni seguono quanto osservato in figura 5.19 e quanto analizzato sia attraverso i boxplot sia attraverso il calcolo degli errori E_{max} ed E_{24} . L'ampiezza dei rettangoli dei boxplot rossi (realizzati con vento) è quasi doppia rispetto a quella dei boxplot blu (realizzati senza vento), come mostrato in figura 5.22. L'errore massimo misurato E_{max} assume valori quasi triplicati in presenza di vento: dal minimo di 3.47 km (calcolato, senza vento, per la simulazione con codice 9) si passa ad un massimo di 10.18 km (calcolato, con vento, per la simulazione con codice 24). Il minimo valore di E_{max} trovato con il vento è 8.56 km.

Si deve però considerare che il presente studio è stato realizzato utilizzando unicamente i dati dei drifter CODE, progettati in modo tale da non risentire degli effetti del vento. Il fatto che le traiettorie migliori siano quelle ottenute in assenza di tale forzante è una conferma di tale caratteristica

dei drifter. Quindi, in caso di utilizzo del modello GNOME con dei dati di drifter lagrangiani di tipo CODE, è opportuno evitare l'utilizzo del vento tra le forzanti, che comporterebbe la realizzazione di traiettorie sintetiche ben poco rappresentative di quelle sperimentali. Per poter giudicare il processo di modellizzazione degli effetti del vento in GNOME, sarebbe necessario comparare i risultati delle simulazioni con le traiettorie sperimentali di drifter superficiali. Si vuole far presente che vi sono anche dei modelli di trasporto che utilizzano algoritmi completamente differenti e non richiedono la presenza del vento tra le forzanti. Un esempio è il modello francese ARIANE.

In secondo luogo, l'analisi della sensitività di GNOME alla variazione di forzanti/parametri ha permesso di valutare il ruolo delle diverse forme di trasporto e di individuare quelle più rilevanti nel processo di dispersione. In particolare, ha evidenziato l'importanza del processo di avvezione rispetto a tutte le altre forme di trasporto. È emerso infatti che, soprattutto nei casi senza vento, la distanza fra le traiettorie sintetiche e quelle sperimentali è molto simile fra le diverse simulazioni. I boxplot (figura 5.22) evidenziano chiaramente queste analogie: le simulazioni 1 e 2 (seguendo la numerazione della tabella 5.2) hanno ampiezza dei rettangoli e posizione della mediana quasi del tutto analoghi alle altre simulazioni (3 - 12). Tuttavia, i casi 1 e 2 si differenziano per la ridotta dimensione dei baffi, la cui estensione aumenta con l'introduzione di parametri random. La possibilità di parametrizzare la diffusione turbolenta (con il coefficiente di diffusione) e le incertezze dei dati sperimentali (con il fattore di incertezza) permette di avere informazioni sulla dispersione relativa delle particelle. I parametri random descrivono quindi la distribuzione delle differenti traiettorie sintetiche intorno alla traiettoria media (es. figura 5.23), ma determinano un aumento della distribuzione dei dati a causa della maggiore dispersione dei drifter sintetici. La dimensione dei baffi aumenta da circa 1 km (simulazioni 1 e 2) a 3 km (simulazioni 3 e 4), fino a raggiungere 4 - 5 km (simulazioni 5 - 12).

Anche gli errori E_{max} ed E_{24} indicano che la differenza fra le simulazioni, in assenza di vento, è minima. I due errori sono identici nelle simulazioni 1 - 12, indicando che il massimo errore si riscontra sempre al termine della simulazione, ossia dopo 24 ore. I valori di $E_{max} = E_{24}$ in assenza di vento variano in un range molto piccolo: 3.47 - 3.73 km. Le variazioni sono inferiori a 300 m. Questo significa che basta la conoscenza della corrente per avere una buona informazione sugli spostamenti dell'inquinante; l'aggiunta di parametri random estende le informazioni anche alla dispersione relativa fra le singole particelle di inquinante.

Fra i due parametri random analizzati, diffusione ed incertezza, la prima è quella che influenza maggiormente il risultato. Questa conclusione emerge dai risultati sia qualitativi sia quantitativi. La figura 5.17b, realizzata con entrambi i parametri random, presenta un risultato quasi analogo a quello di figura 5.20, in cui viene utilizzata soltanto la diffusione. La stessa osservazione è stata descritta attraverso i boxplot: la dimensione dei rettangoli, la posizione della mediana e l'ampiezza dei baffi sono pressoché analoghi nel confronto fra le simulazioni 7 - 10 con le simulazioni 11 e 12 (figura 5.22).

I risultati ottenuti con l'analisi di sensitività sono stati tenuti in considerazione durante la realizzazione delle mappe di vulnerabilità. Tali mappe sono state ottenute attraverso un'analisi di rischio, individuando le aree costiere sottoposte ad un maggiore inquinamento in seguito ad un

ipotetico sversamento. Per tale analisi, il Golfo di Trieste è stato precedentemente suddiviso in quattro sotto-regioni, come mostrato in figura 5.25.

Nello studio qui presentato sono stati simulati differenti scenari di ipotetici sversamenti. Entrambi i test - sia con uno sversamento in ognuno dei 27 punti di rilascio e con durata di 24 ore (tabella 5.3 e figura 5.26), sia con un singolo punto di rilascio (la cui posizione varia all'interno del Golfo) e durata di una settimana (tabella 5.4 e figura 5.27) - hanno portato alle seguenti osservazioni:

1. Il processo di evaporazione non può essere trascurato vista l'alta percentuale (da un minimo di 20-30%, fino ad un massimo di quasi 50%) di particelle che evaporano.
L'alta percentuale di particelle evaporate sottolinea l'importanza di conoscere il tipo di inquinante in caso di incidente. Gli inquinanti si differenziano infatti per la maggiore o minore presenza di componenti a basso peso molecolare, e quindi facilmente volatili. Gli idrocarburi sono infatti sostanze in cui il processo di evaporazione avviene molto rapidamente. Una forte evaporazione determina una riduzione della quantità di particelle sottoposte al processo di dispersione e pertanto è una informazione utile per gestire al meglio le attività di intervento.
2. Il tasso di evaporazione non è influenzato in alcun modo dalla presenza/assenza di vento. Questa parametrizzazione, del tutto irrealistica, era deducibile anche dall'analisi dell'equazione (4.2), in cui non compare alcun elemento che tenga conto delle condizioni ambientali presenti al momento del rilascio. Il processo di evaporazione è quindi modellizzato in maniera decisamente semplificata in GNOME.
3. Il vento contribuisce non solo a modificare le traiettorie sintetiche, ma determina un forte aumento della percentuale di particelle spiaggiate: da 10% a 50% circa (dati che emergono solo dal primo test, l'unico in cui è stato testato anche l'effetto del vento).
4. Le sotto-regioni Grado, Isonzo e Trieste sono quelle per cui si registrano le maggiori percentuali di drifter sintetici spiaggiati. Nel primo test, Trieste risulta la più colpita (percentuale media di particelle spiaggiate in quest'area: 50%), seguita da Grado (20-30%) e Isonzo (15-20%). Nel secondo test, l'impatto su queste sotto-regioni è fortemente influenzato dalla posizione di rilascio: Grado è l'area più colpita con un rilascio vicino all'apertura o al centro del Golfo; quando lo sversamento è vicino alla costa settentrionale, i drifter sintetici si spiaggiano soprattutto nella sotto-regione di Isonzo.
5. In entrambi i test, la sotto-regione di Koper viene raggiunta da percentuali estremamente basse (o nulle) di particelle sintetiche. Questo significa che, in caso di incidente le autorità locali dovrebbero inizialmente concentrare risorse e mezzi nelle altre zone, che risultano essere le più colpite. Questa tipologia di informazioni può essere di grande aiuto per le autorità per ottimizzare e velocizzare le operazioni di intervento.
Si deve però ricordare che l'area di Koper si trova lungo la congiungente fra le antenne radar, ossia dove i dati del campo di corrente sono meno precisi.

Si ritiene che il lavoro qui presentato abbia i presupposti per poter essere ampliato nella realizzazione di un sistema di monitoraggio che permetta la raccolta di informazioni per la prevenzione

di possibili impatti ambientali generati da incidenti di sversamenti in mare. Inoltre, i modelli di trasporto come GNOME possono trovare applicazione anche in studi di dispersione di rifiuti (es. materiale plastico), sedimenti ed organismi planctonici, oltre che per le operazioni di emergenza SAR.

Il lavoro sta proseguendo con il confronto dei risultati con un altro modello di trasporto: LTRANS (*Larval TRANSport*). Tale modello nasce per studi di dispersione larvale, ma opportune configurazioni ne permettono il suo utilizzo anche in altre applicazioni, come la dispersione di inquinanti. Un ulteriore sviluppo futuro riguarda lo studio del processo di dispersione non solo in superficie, ma nell'intera colonna d'acqua, grazie all'utilizzo di modelli tridimensionali.

Bibliografia

- [1] International Tanker Owners Pollution Federation (ITOPF). ITOPF Data & Statistics. <http://www.itopf.com/>. [Online; ultimo accesso: dicembre 2013].
- [2] Cheng Y., Li X., Xu Q., Garcia-Pineda O., Andersen O. B., and Pichel W. G. SAR observation and model tracking of an oil spill event in coastal waters. *Marine Pollution Bulletin*, 62:350–363, 2006.
- [3] Farzingohar M., Zelin Z. I., and Yasemi M. Oil spill modeling of diesel and gasoline with GNOME around Rajee Port of Bandar Abbas, Iran. *Iranian Journal of Fisheries Sciences*, 10:35–46, 2010.
- [4] Engie K. and Klinger T. Modeling passive dispersal through a large estuarine system to evaluate marine reserve network connections. *Estuaries and Coasts*, 30:201–213, 2007.
- [5] Pijush K. Kundu and Ira M. Cohen. *Fluid Mechanics (Third Edition)*. Elsevier Academic Press, 2004.
- [6] Franco Mattioli. *Principi Fisici di Oceanografia e Meteorologia*. Editrice Compositori Srl, Bologna, 1993.
- [7] Marcello G. Magaldi. Applicazione del Princeton Ocean Model e del Lagrangian Assessment for Marine Pollution Model per uno studio d’impatto derivante da impianti di maricoltura. Tesi, Università degli Studi di Genova, 2001.
- [8] Andrea Doglioli. LAMP3D. Un modello lagrangiano per lo studio della dispersione di inquinanti in acque costiere. Tesi, Università degli Studi di Genova, 2000.
- [9] P.J.W. Roberts & D.R. Webster. *Turbulent Diffusion*. School of Civil and Environmental Engineering, Georgia Institute of Technology, Atlanta, Georgia.
- [10] Annalisa Griffa. Application of stochastic particle models to oceanographic problems. In R.J. Adler, P. Muller, and B. Rozovskii, editors, *Stochastic Modelling in Physical Oceanography*. Springer, New York, 1996.
- [11] S. Kingsley & S. Quegan. *Understanding Radar Systems*. SciTech Publishing Inc., 1999.

- [12] CODAR Ocean Sensor. The unique nature of HF radar. http://www.codar.com/intro_hf_radar.shtml. [Online; ultimo accesso: dicembre 2013].
- [13] Coastal Observing Research and Development Center. CORDC documents: how HF radar measures ocean currents. <http://cordc.ucsd.edu/projects/mapping/documents/principles.php>. [Online; ultimo accesso: dicembre 2013].
- [14] Rutgers University Institute of Marine and Coastal Sciences. High Frequency radar (HF radar). http://marine.rutgers.edu/cool/education/class/josh/hf_radar.html. [Online; ultimo accesso: dicembre 2013].
- [15] Tracking Oil Spill and Coastal Awareness (TOSCA) project. *Deliverable D4.1.1 - Listing of the Means*. TOSCA, 2011. [<http://it.tosca-med.eu/>].
- [16] National Oceanic and Atmospheric Administration. *General NOAA Operational Modeling Environment (GNOME) Technical Documentation*. NOAA, 2012. [http://response.restoration.noaa.gov/gnome_manual].
- [17] F. Stravisi. Caratteristiche meteorologiche e climatiche del Golfo di Trieste, 2003. Università di Trieste, Dipartimento di Scienze della Terra.
- [18] F. Stravisi, G. Pieri, and P. Berger. Golfo di Trieste: risultati delle misure correntometriche 1951-1954. *Bollettino della Società Adriatica di scienze*, LXV:23-35, 1981.
- [19] F. Stravisi. Some characteristics of the circulation in the Gulf of Trieste. *Thalassia Jugoslavica*, 19:355-363, 1983.
- [20] F. Stravisi and G. Battista. Correntometria costiera nel Golfo di Trieste, 1992. Università degli Studi di Trieste.
- [21] Istituto Superiore per la Ricerca e la Protezione Ambientale. Sversamenti di prodotti petroliferi: sicurezza e controllo del trasporto marittimo. Technical report, ISPRA, 2011.
- [22] Assoportì. Movimenti in principali porti italiani - anno 2012. Technical report, Assoportì, 2012. [<http://www.assoportì.it/statistiche/annuali>].
- [23] E. Mauri, P.M. Poulain, and G. Notarstefano. Spatial and temporal variability of the sea surface temperature in the Gulf of Trieste between January 2000 and December 2006. *Journal of Geophysical Research*, 113(C10012), 2008.
- [24] S. Cosoli, M. Ličer, M. Vodopivec, and V. Malačič. Surface circulation in the Gulf of Trieste (northern Adriatic Sea) from radar, model, and ADCP comparisons. *Journal of Geophysical Research*, 118, 2013. In press - DOI: 10.1002/2013JC009261.
- [25] J. Smagorinsky. General circulation experiments with the primitive equations. *Monthly Weather Review*, 91:99-164, 1963.

- [26] M. Berta, L. Bellomo, M. G. Magaldi, A. Griffa, A. Molcard, J. Marmain, M. Borghini, and V. Taillandier. Estimating Lagrangian transport blending drifters with hf radar data and models: results from the toasca experiment in the Ligurian Current (North Western Mediterranean Sea). *Progress in Oceanography*, 2013. Submitted.
- [27] D.S. Ullman, J. O'Donnell, J. Kohut, T. Fake, and A. Allen. Trajectory prediction using HF radar surface currents: Monte Carlo simulations of predictions uncertainties. *Journal of Geophysical Research*, 111, 2006.
- [28] L. Kuang, A.F. Blumberg, and N. Georgas. Assessing the fidelity of surface currents from a coastal ocean model and HF radar using drifting buoys in the Middle Atlantic bight. *Ocean Dynamics*, 62:1229–1243, 2012.
- [29] American Petroleum Institute. Fate of spilled oil in marine waters: where does it go? What does it do? How do dispersants affect it? an information booklet for decision-makers. Technical report, API, 1999.

Ringraziamenti

Vorrei ringraziare innanzi tutto Marcello, per avermi seguito nel lavoro, per tutto quello che mi ha insegnato e soprattutto per il “come” lo ha fatto. Grazie per essere stato una guida sempre presente. Grazie per aver investito tempo, energie e pazienza nella mia crescita. Grazie anche al Prof. Mazzino, per i suoi preziosi insegnamenti e per la grande disponibilità con cui mi ha sempre seguito.

Grazie ai ricercatori del gruppo CNR-ISMAR di Pozzuolo di Lerici, in particolare grazie ad Annalisa Griffa per i suoi consigli, a Carlo Mantovani per tutte le informazioni che mi ha fornito sui radar, a Mireno Borghini per avermi fatto conoscere Urania e per tutti gli insegnamenti ricevuti durante le campagne oceanografiche, a Maristella Berta per i suggerimenti e per avermi dato utili riferimenti bibliografici.

Grazie a Lucio Bellomo e Riccardo Gerin per le loro consulenze.

Grazie a chi, in questi due anni, è stato vicino pur essendo lontano.