

SIMULAZIONE NUMERICA TRIDIMENSIONALE DEI CAMPI DI MOTO INDOTTI DAL VENTO

Francesco Cioffi¹, Francesco Gallerano¹ y Enrico Napoli²

Sommario:

Nell'articolo viene proposto un modello numerico tridimensionale ai volume finiti, che viene utilizzato per la simulazione di campi di moto indotti dal vento in corpi idrici con batimetria complessa. I risultati numerici sono confrontati con misure sperimentali.

Al fine di verificare gli effetti sul calcolo dei campi idrodinamici di alcune ipotesi semplificative, relative alla distribuzione verticale della pressione e degli sforzi di Reynolds, sono stati quindi condotti alcuni test numerici, dai quali si è evidenziato che l'ipotesi di distribuzione idrostatica delle pressioni, cui si fa ricorso nelle approssimazioni di tipo "quasi-3D", può essere utilizzata per il calcolo dei profili verticali della componente di velocità orizzontale ad una certa distanza dalle pareti, ma conduce a risultati poco corretti in prossimità delle pareti di monte e di valle.

Si è inoltre verificata l'applicabilità del modello algebrico proposto da Tsanis [23], confrontando il profilo parabolico del coefficiente di viscosità turbolenta assunto da questo modello con quello risultante dall'utilizzo del modello $k-\varepsilon$. Tali profili risultano in buon accordo nella maggior parte del dominio considerato, sebbene il modello di Tsanis sovrastimi decisamente le viscosità turbolente in prossimità delle pareti di monte e di valle.

Palabras clave: **FALTA**

INTRODUZIONE

L'azione del vento è estremamente importante per lo sviluppo dei campi di moto in corpi idrici naturali quali laghi, lagune, baie e oceani. A causa della notevole complessità dell'idrodinamica di tali campi di moto, è molto utile, sia nelle simulazioni numeriche che negli esperimenti in laboratorio, fare ricorso ad una configurazione semplificata in cui si considera un canale chiuso (a monte e a valle), in cui l'azione del vento determina l'instaurarsi di una corrente, nella stessa direzione del vento, in prossimità della superficie libera ed una controcorrente di ritorno in prossimità del fondo. Sulla base di questo schema semplificato, sono stati condotti numerosi esperimenti in laboratorio in cui la corrente d'aria sovrastante la massa liquida, necessaria per indurre il moto dell'acqua sottostante, è stata indotta da ventilatori [3, 5, 10,

18, 25]. Un approccio differente è stato seguito da Tsanis e Leutheusser [24], i quali hanno simulato il comportamento di un liquido soggetto all'azione del vento utilizzando un volume d'aria contenuto all'interno di un contenitore chiuso di forma parallelepipedica. In tale schema l'azione di trascinamento del vento è stata riprodotta facendo scorrere il contenitore sotto la superficie piana, mantenuta ferma, che lo delimitava superiormente.

I risultati ottenuti negli esperimenti numerici hanno evidenziato il carattere marcatamente tridimensionale dei campi di moto indotti dal vento, riconoscibile, in particolare, dalla mancanza di bilanciamento delle masse circolanti nelle due direzioni (quella del vento e quella opposta) lungo linee verticali (sebbene, ovviamente, tale bilanciamento sussista, in condizioni stazionarie, sui piani trasversali a tali direzioni). [26].

¹ Dipartimento di Idraulica, Trasporti e Strade, Università degli Studi di Roma 'La Sapienza', Via Eudossiana 18, 00184 Roma

² Dipartimento di Idraulica e Applicazioni Ambientali, University of Palermo

Artículo recibido el 3 de octubre de 2003, recibido en forma revisada el 26 de noviembre de 2004 y aceptado para su publicación el 14 de diciembre de 2004. Pueden ser remitidas discusiones sobre el artículo hasta seis meses después de la publicación del mismo siguiendo lo indicado en las "Instrucciones para autores". En el caso de ser aceptadas, éstas serán publicadas conjuntamente con la respuesta de los autores.

I risultati ottenuti per via sperimentale possono essere utilmente integrati da approcci di tipo numerico. L'utilizzo congiunto di tali approcci consente infatti di ottenere una più completa descrizione dei campi di moto, necessaria per comprendere a fondo l'idrodinamica dei fenomeni considerati. Un'analisi molto dettagliata dei campi di moto indotti dal vento in canali regolari e degli scambi di energia tra la massa d'aria e la corrente liquida sottostante è stato condotto da Andreasson [1], utilizzando il modello di turbolenza con chiusura al secondo ordine proposto da Launder e Shima [19]. In tale studio, tuttavia, è stato utilizzato un modello monodimensionale, assumendo trascurabili le componenti di velocità nelle direzioni verticale e trasversale a quella del vento, insieme a tutte le derivate sui piani orizzontali, rinunciando quindi ad una rappresentazione del carattere tridimensionale del campo di moto.

Numerosi altri approcci numerici hanno fatto ricorso ad un'approssimazione di tipo bidimensionale, risolvendo le equazioni di conservazione della quantità di moto integrate lungo la verticale e assumendo una distribuzione idrostatica per le pressioni [21]. Tali modelli consentono di riprodurre adeguatamente l'idrodinamica dei campi di moto indotti dal vento solo quando la complessità della batimetria ed elevati valori della scabrezza del fondo determinano la prevalenza delle circolazioni orizzontali (vortici detti *topographic gyres*, caratterizzati generalmente da correnti aventi la stessa direzione del vento dove la profondità è minore di quella media del bacino e direzione contraria altrove) rispetto alla circolazione verticale [14]. Negli altri casi, quando sussistono circolazioni verticali quali quelle prima descritte (con una corrente allineata con il vento in prossimità della superficie ed una controcorrente di ritorno in prossimità del fondo), i modelli bidimensionali risultano invece inapplicabili in quanto l'integrazione lungo la verticale delle velocità orizzontali impedisce di cogliere tali ricicli.

I modelli numerici tridimensionali, pur essendo molto onerosi dal punto di vista computazionale, consentono invece di cogliere adeguatamente la complessa struttura dei campi idrodinamici indotti dal vento. Al fine di ridurre gli oneri di calcolo, molto frequentemente si fa ricorso a modelli, basati sull'ipotesi di distribuzione idrostatica delle pressioni (generalmente denominati modelli "quasi-3D" o "multi-strato") [15, 26], in cui la componente verticale delle equazioni di Navier-Stokes mediate alla Reynolds viene sostituita dalla legge di Stevin, mentre le componenti orizzontali vengono utilizzate per calcolare le corrispondenti velocità. La velocità in direzione verticale viene quindi calcolata imponendo il rispetto del principio di conservazione delle masse. I modelli 'quasi-3D' consentono di rappresentare la struttura tridimensionale dei campi di moto indotti dal vento, ma introducono l'ipotesi di distribuzione idrostatica delle pressioni [2]. Sebbene tale ipotesi risulti in generale accettabile per le acque poco profonde, risulta utile verificare quali effetti la sua introduzione determini sui campi di velocità, un obiettivo che può essere conseguito confrontando i risultati ottenuti con un modello compiutamente tridimensionale con quelli dedotti dalla sua semplificazione di tipo "quasi-3D".

In questo articolo viene sviluppato un modello tridimensionale ai volumi finiti, in grado di simulare i campi di moto indotti dal vento in domini dalla morfologia complessa. I risultati numerici vengono confrontati con quelli sperimentali [6] ottenuti in un canale chiuso realizzato in laboratorio, la cui parte inferiore è stata riempita di acqua, mentre l'azione del vento nella parte superiore è stata simulata generando una corrente d'aria utilizzando un aspiratore posto a valle. Le velocità dell'aria sono state misurate utilizzando un tubo di Pitot, mentre quelle dell'acqua sono state acquisite utilizzando un anemometro laser-doppler. L'apparato sperimentale e i risultati dell'analisi sono descritti e discussi nel terzo paragrafo.

Dopo avere "validato" il modello numerico tridimensionale tramite il confronto con i dati sperimentali, si sono introdotte le semplificazioni necessarie per trasformarlo in uno di tipo "quasi-3D", che è stato utilizzato per simulare, utilizzando le stesse condizioni iniziali e al contorno, il suddetto campo di moto, al fine di evidenziare le differenze connesse all'uso dei due diversi approcci e, in particolare, isolare gli effetti del ricorso all'approssimazione idrostatica per le pressioni.

Nello studio dei campi di moto indotti dal vento viene inoltre frequentemente utilizzato un modello di turbolenza di tipo algebrico. Assumendo infatti che il profilo di velocità lungo la verticale abbia una distribuzione di tipo "doppio-logaritmico", è possibile, sulla base di alcune ulteriori semplificazioni, ottenere un profilo verticale di tipo parabolico per il coefficiente di viscosità turbolenta [23]. L'analisi dei dati sperimentali condotta ha permesso di riconoscere che la legge di tipo "doppio-logaritmico" restituisce, a distanze

sufficientemente elevate dalle pareti di monte e di valle, valori in buon accordo con quelli misurati, confermando la validità delle ipotesi su cui si basa la distribuzione di viscosità turbolenta proposta da Tsanis. Il profilo parabolico proposto da Tsanis è stato quindi confrontato con quello ottenuto utilizzando un modello di turbolenza k-ε.

Nel paragrafo seguente è descritto il modello numerico implementato, mentre la sua validazione con risultati sperimentali ed i risultati dei test numerici sono mostrati nel terzo paragrafo e le conclusioni sono tratte nell'ultimo.

2. IL MODELLO NUMERICO

Il modello implementato consente di risolvere le equazioni di Navier-Stokes e di continuità mediate alla Reynolds, che possono essere scritte nella forma:

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + \frac{\partial U_i U_i}{\partial x_j} - \nu \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j \partial x_j} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + g_i = 0 \quad (1)$$

$i = 1, 2, 3$

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2)$$

in cui U_i è la velocità media locale nella direzione dell'asse x_i , P il valore medio locale della pressione, τ_{ij} le correlazioni tra le velocità fluttuanti u_i (il cui prodotto per la densità ρ restituisce l'opposto degli sforzi di Reynolds), g_i la componente nella direzione x_i dell'accelerazione di gravità e ν la viscosità cinematica. Le correlazioni $u_i u_j$ vengono modellate usando l'espressione:

$$\overline{u_i u_j} = -\nu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} k \delta_{ij} \quad (3)$$

in cui ν_t è la viscosità turbolenta, k l'energia cinetica turbolenta e δ_{ij} la funzione *delta di Kronecker*. Il termine isotropo $2/3 k \delta_{ij}$ nell'equazione (3) interviene solo sulle componenti normali degli sforzi e quindi, potendo essere assimilato ad una pressione, viene inserito nel termine che tiene conto del gradiente della pressione nella (1). Per il calcolo della distribuzione spaziale e temporale della viscosità turbolenta si è adottata la formulazione *standard* del modello k-ε [2].

Le equazioni sono state discretizzate nello spazio usando il metodo dei volume finiti [8], basato sulla media di ciascun termine delle equazioni differenziali sul volume delle singole celle di

calcolo, sull'applicazione del lemma di Green agli integrali di volume così ottenuti e, infine, sull'approssimazione dei risultanti integrali di superficie con i prodotti dei valori medi, sulle facce delle celle, delle grandezze coinvolte per le aree delle facce stesse:

$$\frac{1}{\Delta V} \int_{\Delta V} \frac{\partial f}{\partial x_j} dV = \frac{1}{\Delta V} \int_{A_j} f dA_j \cong \frac{1}{\Delta V} \sum_{m=1}^6 f^{(m)} A_j^{(m)} \quad (4)$$

essendo ΔV il volume di una cella di calcolo, A_j la proiezione della superficie di contorno della cella nella direzione ortogonale all'asse j , $A_j^{(m)}$ l'area della proiezione della faccia m -esima della cella sul piano ortogonale alla direzione dell'asse j ed $f^{(m)}$ il valore della generica grandezza f mediato sulla faccia m -esima. I valori $f^{(m)}$ sono stati valutati a partire dall'interpolazione dei valori assunti dalla grandezza f nelle celle più prossime a quella corrente. In particolare, per i termini convettivi, i valori $f^{(m)}$ sono stati ottenuti applicando lo schema upwind QUICK accurato al terzo-ordine.

La discretizzazione dei termini convettivi C_i è stata ottenuta dalle relazioni:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\Delta V} \int_{\Delta V} \frac{\partial U_i U_i}{\partial x_j} dV &= \frac{1}{\Delta V} \int_{A_j} U_i U_j dA_j \cong \\ &\cong \frac{1}{\Delta V} \sum_{m=1}^6 U_i^{(m)} U_j^{(m)} A_j^{(m)} = \frac{1}{\Delta V} \sum_{m=1}^6 U_i^{(m)} F^{(m)} = C_i \end{aligned} \quad (5)$$

in cui $F^{(m)} = U_j^{(m)} A_j^{(m)}$ è la portata che attraversa la faccia m -esima, mentre le derivate seconde (termini diffusivi e parte dei termini turbolenti) sono state calcolate utilizzando l'operatore D_i definito come:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\Delta V} \int_{\Delta V} [v + \langle v_t \rangle] \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j \partial x_j} dV &\cong \\ &\cong \frac{1}{\Delta V} \sum_{m=1}^6 [v + \langle v_t \rangle^{(m)}] \frac{\partial U_i^{(m)}}{\partial n^{(m)}} A^{(m)} = D_i \end{aligned} \quad (6)$$

in cui $n^{(m)}$ indica la direzione ortogonale alla faccia m -esima. Le derivate che compaiono nel secondo membro dell'equazione (6) sono state discretizzate utilizzando la relazione (4), facendo riferimento ad un nuovo volume di controllo, di forma parallelepipedica, il cui centroide giace sulla faccia m -esima: tale volume è ottenuto traslando

due volte la faccia m -esima nella direzione ortogonale alla faccia stessa fino a raggiungere, da una parte, il centroide della cella corrente e, dall'altra, quello della cella adiacente (vedi Fig. 1, in cui si fa riferimento, per semplicità, ad uno schema 2D).

I restanti termini delle equazioni del moto e di continuità sono stati discretizzati secondo le stesse modalità.

La procedura di avanzamento nel tempo è stata basata sull'applicazione di un metodo *fractional-step*, in cui il campo di velocità intermedie (*predictor step*) è stato ottenuto risolvendo l'equazione:

$$U_i^* = U_i^n - \Delta t \left(\frac{3}{2} H_i^n - \frac{1}{2} H_i^{n-1} \right) \quad (7)$$

ottenuta dalla discretizzazione della (3), nella quale si è assunta una distribuzione idrostatica delle pressioni. Nella (7) H_i , pertanto, è dato da:

$$H_i = C_i + D_i + P_{\text{hydr},i} + T_i + g_i \quad (8)$$

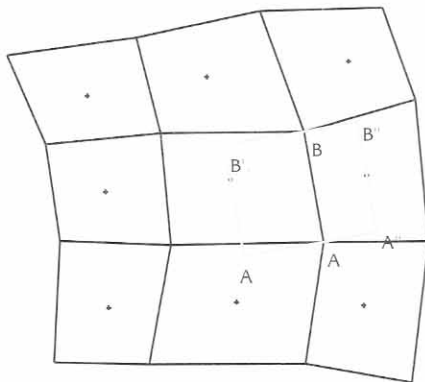


Figura 1. Costruzione del volume di controllo per il calcolo delle derivate seconde.

in cui $P_{\text{hydr},i}$ e T_i indicano, rispettivamente, il gradiente di pressione idrostatica ed i termini turbolenti. Il termine H_i è stato calcolato utilizzando uno schema esplicito Adams-Bashfort, accurato al secondo ordine nel tempo, che richiede il rispetto della condizione di stabilità di Courant.

Il campo intermedio U_i^* ottenuto in un particolare istante della procedura di avanzamento nel tempo non risulta solenoidale, non essendo stata imposto il rispetto dell'equazione di continuità. Si è quindi calcolato un campo di velocità correttivo U_i^c , a rotore nullo, imponendo la condizione $\partial U_i^c / \partial x_i = -\partial U_i^* / \partial x_i$, in modo che la somma

$$U_i^{n+1} = U_i^* + U_i^c \quad (9)$$

consentisse di ottenere il campo di velocità a divergenza nulla nell'istante temporale successivo. Data l'irrotazionalità del campo U_i^c , è possibile definire un potenziale ψ tale che risulti:

$$U_i^c = \frac{\partial \psi}{\partial x_i} \quad (10)$$

per cui si può scrivere l'equazione:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x_i \partial x_i} = - \frac{\partial U_i^*}{\partial x_i} \quad (11)$$

L'equazione di Poisson (11) è stata discretizzata utilizzando le procedure prima indicate, ottenendo quindi la relazione:

$$\sum_{m=1}^6 \frac{\partial \psi^{(m)}}{\partial n^{(m)}} A^{(m)} = - \sum_{m=1}^6 F^{*(m)}; \quad (12)$$

che consente di ottenere i valori della variabile ψ , a partire dai quali, utilizzando le equazioni (9) e (10), si calcolano le U_i^{n+1} . Come facilmente deducibile dalle relazioni (9)-(12), la somma delle portate che attraversano le facce di una cella risulta pari a zero, cosicché l'equazione di continuità risulta rispettata in forma globale.

La posizione della superficie libera, ad ogni iterazione, è stata calcolata sulla base dell'aggiornamento dei volumi delle celle superficiali, effettuato secondo la relazione

$$\Delta V_s^{n+1} = \Delta V_s^n + F_s^{n+1} \Delta t \quad (13)$$

in cui $\Delta V_{s,n}$ è il volume della cella superficiale al termine dell' n -esimo passo temporale e F_s^{n+1} la portata che attraversa la faccia superiore della stessa cella. Questa procedura consente di rispettare esattamente la condizione di conservazione dei volumi dal momento che, ad ogni passo temporale, la variazione del volume del dominio risulta uguale alla differenza tra le portate entranti ed uscenti dal dominio attraverso i contorni laterali.

RISULTATI NUMERICI E CONFRONTO CON I DATI SPERIMENTALI

ESPERIMENTI E SIMULAZIONI NEL CANALE

In questo paragrafo sono mostrati i risultati ottenuti, nella simulazione del moto indotto dal

vento in un canale ed in una vasca quadrata, utilizzando il modello 3D e quello "quasi-3D". Il modello è stato inizialmente "validato" tramite il confronto con i risultati sperimentali ottenuti nel canale, realizzato in laboratorio, mostrato in Figure 2 [6]. Il livello idrico nel canale è stato posto pari a 0.155 m, mentre l'azione del vento è stata simulata inducendo una corrente d'aria nella parte superiore del canale chiuso. Nelle sezioni di ingresso e di uscita dell'aria, allo scopo di realizzare una condizione di flusso pienamente sviluppato, si sono inseriti due filtri a "nido d'ape". Le pareti delimitanti, a monte e valle, la regione occupata dall'acqua sono state inclinate di un angolo di 45°, in modo da ridurre i fenomeni di riflessione del moto ondoso. La velocità dell'aria è stata misurata usando un tubo di Pitot, mentre i profili mediati nel tempo e gli scarti quadratici medi della velocità sono stati ottenuti a partire dalle misure effettuate con un anemometro laser-doppler. L'intervallo di acquisizione per le velocità è stato di 0.008 s, in modo da potere disporre di durate di acquisizione sufficientemente lunghe (10 minuti).

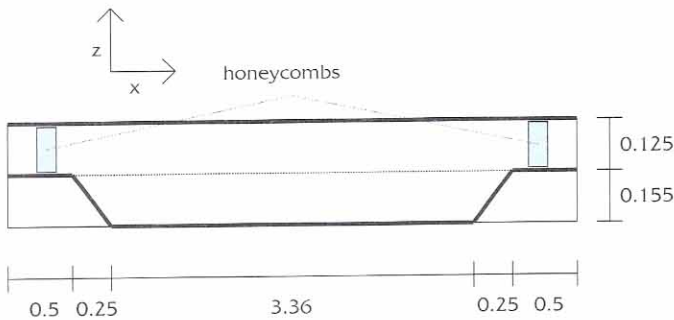


Fig. 2. Apparato sperimentale (lunghezze in metri)

Misure in aria. Le velocità dell'aria sono state misurate, in aggiunta a quelle dell'acqua, al fine di calcolare gli sforzi tangenziali esercitati dalla corrente d'aria sulla superficie libera dell'acqua. In particolare, le velocità dell'aria sono state misurate sul piano verticale longitudinale mediano del canale. Assumendo una distribuzione logaritmica per la velocità media dell'aria, $u = u^*ak^{-1} \ln(z/z_0)$ (in cui z_0 è la scabrezza della superficie libera, k la costante di von Karman e z la distanza dalla superficie libera), si sono calcolate la velocità di attrito u^* e la scabrezza z_0 in alcune sezioni. I valori corrispondenti sono mostrati in Tabella 1, con riferimento alle velocità dell'aria $U_\infty = 3.2$ m/s e $U_\infty = 8.7$ m/s.

Nella sezione di misura più vicina all'ingresso dell'aria ($x = 0.97$ m) si sono rilevati i valori più bassi di u^* , mentre a valle di questa

si può assumere che la corrente d'aria sia ben sviluppata, essendosi ottenuti valori pressoché identici per u^* e z_0 nelle sezioni $x = 1.87$ m e $x = 2.44$ m.

Tabella 1. Velocità di attrito e scabrezze per l'aria nelle sezioni di misura

$U_\infty = 3.2$ m/s			$U_\infty = 8.7$ m/s		
Sezione	u^* (m/s)	z_0 (m)	Sezione	u^* (m/s)	z_0 (m)
$x = 0.97$ m	0.194	$3.04 \cdot 10^{-5}$	$x = 0.97$ m	0.510	$27.4 \cdot 10^{-5}$
$x = 1.87$ m	0.221	$5.11 \cdot 10^{-5}$	$x = 1.87$ m	0.513	$29.3 \cdot 10^{-5}$
$x = 2.44$ m	0.225	$5.22 \cdot 10^{-5}$	$x = 2.44$ m	0.514	$30.5 \cdot 10^{-5}$

Come mostrato in Tabella 1, la scabrezza z_0 della superficie libera risulta crescente nella direzione del moto dell'aria, a causa della presenza del moto ondoso, particolarmente tra le sezioni $x = 0.97$ m e $x = 1.87$ m. I valori misurati di u^* e z_0 sono in buon accordo con quelli ottenuti da altri autori [11]. È stata inoltre osservata in precedenti studi, per bassi valori della velocità del vento U_∞ , una dipendenza lineare della velocità di attrito dell'aria u^* da U_∞ [20], con un fattore di proporzionalità di 0.05, che risulta in buon accordo con il valore di 0.06 ottenuto nelle misure qui riportate. Inoltre, è stata proposta da diversi autori la relazione $u^* = 0.02 U_{1.5}$ per elevate velocità del vento [11, 17, 20], che restituisce valori di u^* prossimi a quelli mostrati in Tabella 1.

Misure in acqua. Nelle Figure 3 e 4 sono mostrate le velocità misurate lungo l'asse verticale mediano della sezione $x = 1.87$ m, con riferimento alle velocità $U_\infty = 3.2$ m/s e $U_\infty = 8.7$ m/s. Nelle figure sono inoltre riportate le leggi doppio-logaritmiche

$$u = -0.02198 \ln(-z) - 0.00363 \ln(h+z) - 0.07437 \quad (14)$$

e

$$u = -0.04565 \ln(-z) - 0.01555 \ln(h+z) - 0.17636 \quad (15)$$

ottenute utilizzando una tecnica ai minimi quadrati, a partire dai dati misurati per $U_\infty = 3.2$ m/s e $U_\infty = 8.7$ m/s ($z = 0$ in superficie e $z = -h$ sul fondo). I valori ottenuti per il coefficiente di Pearson sono 0.9934 e 0.9788, da cui si deduce che le leggi ipotizzate sono in grado di riprodurre adeguatamente i dati misurati (tali leggi logaritmiche verranno utilizzate nel seguito per ottenere una stima delle distribuzioni di viscosità turbolenta).

Le velocità superficiali sono state ottenute rilevando il tempo necessario ad un elemento galleggiante per percorrere una fissata distanza,

ottenendo i valori di 10.2 cm/s e 20.2 cm/s ($\pm 10\%$) per le due velocità del vento considerate. Il rapporto tra tali velocità e la velocità di attrito dell'aria assume, rispettivamente, i valori di 0.4 e 0.52, in buon accordo con quelli ottenuti da altri autori [25, 4].

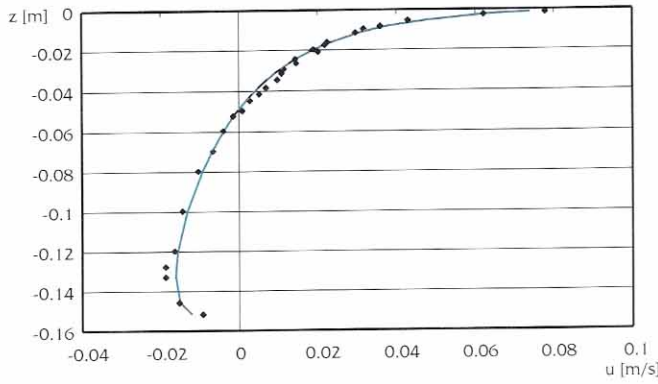


Figura 3. Profilo delle velocità misurate e andamento della legge doppio-logaritmica nell'asse verticale della sezione $x = 1.87 \text{ m}$ ($U_\infty = 3.2 \text{ m/s}$)

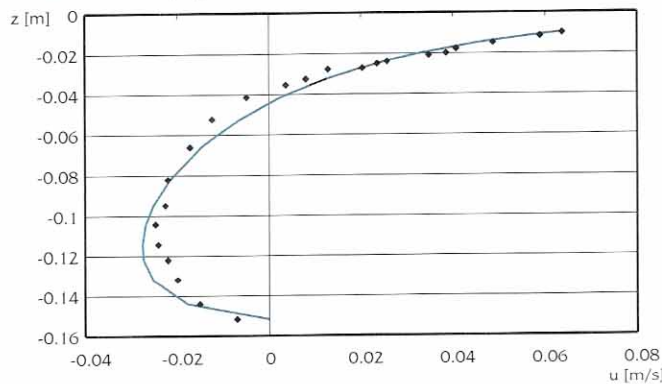


Figura 4. Profilo delle velocità misurate e andamento della legge doppio-logaritmica nell'asse verticale della sezione $x = 1.87 \text{ m}$ ($U_\infty = 8.7 \text{ m/s}$)

Le velocità di attrito in acqua sono state ottenute assumendo una distribuzione logaritmica per la velocità in prossimità della superficie libera, come osservato da diversi autori [5, 17]. I valori ottenuti sono $6.676 \cdot 10^{-3} \text{ m/s}$ e $1.61 \cdot 10^{-2} \text{ m/s}$ per $U_\infty = 3.2 \text{ m/s}$ e $U_\infty = 8.7 \text{ m/s}$, rispettivamente. In Figura 5 sono mostrate su una scala semi-logaritmica le velocità dell'acqua misurate, rese adimensionali attraverso la relazione $u^+ = (u_s - u) / u_s^*$, in funzione della distanza dimensionale dalla superficie libera $y^+ = y u_s^* / \nu$ (essendo u_s la velocità superficiale e y la distanza dalla parete). In Figura 5 sono anche mostrati gli andamenti logaritmici della velocità in parete idraulicamente liscia e scabra (quest'ultima per il valore limite del numero di Nikuradse $\epsilon u_s^* / \nu = 70$), dai quali si rileva che il

profilo di velocità si pone nel regime di transizione tra parete idraulicamente liscia e parete scabra per $U_\infty = 3.2 \text{ m/s}$ e in regime puramente turbolento per $U_\infty = 8.7 \text{ m/s}$.

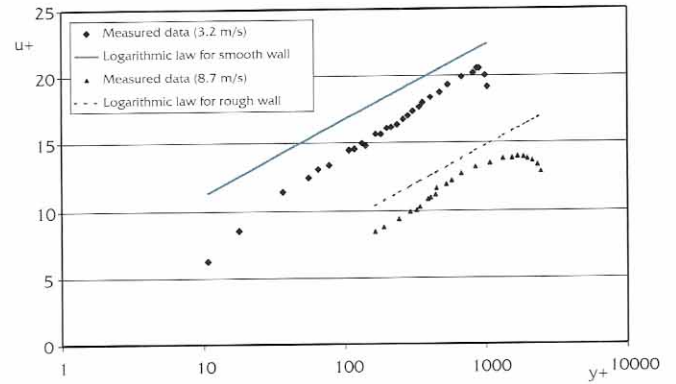


Figura 5. Velocità misurate adimensionali $u^+ = (u_s - u) / u_s^*$ su una scala semi-logaritmica, in funzione della distanza dimensionale dalla superficie libera $y^+ = y u_s^* / \nu$

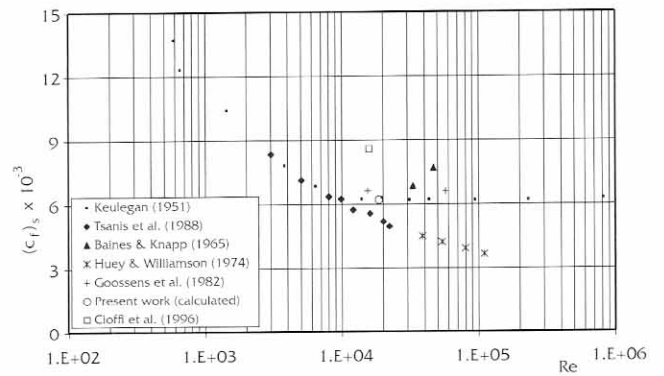


Figura 6. Coefficienti di attrito della superficie libera ottenuti sperimentalmente e numericamente, in funzione del numero di Reynolds.

Confronto tra i risultati numerici e sperimentali. Il dominio di calcolo è stato suddiviso in $64 \times 16 \times 16$ celle esaedriche. In superficie libera si è imposta una velocità di attrito $u_s^* = 6.676 \cdot 10^{-3} \text{ m/s}$, in modo da simulare l'azione del vento nelle condizioni $U_\infty = 3.2 \text{ m/s}$. Nella zona centrale del canale, a sufficiente distanza dalle pareti di monte e di valle, si è ottenuta una velocità superficiale u_s di 0.12 m/s , cui corrisponde il numero di Reynolds di 18600 ($Re = u_s h / \nu$). Essendo stato dimostrato [24] che una corrente quale quella considerata diventa turbolenta per valori del numero di Reynolds maggiori di 6000 , il campo di moto simulato può essere considerato senz'altro turbolento. Il valore ottenuto per il coefficiente di attrito in superficie, $C_f = \tau_s / (\rho u_s^2 / 2) = 2 (u_s^* / u_s)^2 = 0.00619$, è in buon accordo con quelli ottenuti da diversi autori (vedi Figura 6), mentre risulta più basso di quello ottenuto a partire

dalle misure, pari a 0.0087. Tale differenza può essere spiegata con la ridotta accuratezza del metodo utilizzato per rilevare la velocità superficiale dell'acqua nell'esperimento in laboratorio.

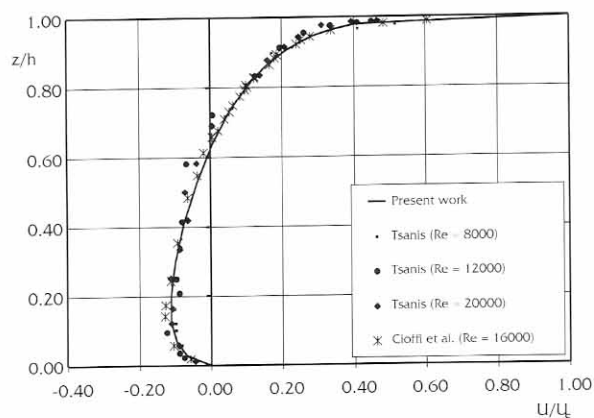


Figura 7. Distribuzione delle velocità mediate nel tempo, ottenute numericamente e sperimentalmente, nell'asse del piano verticale longitudinale mediano.

In Figura 7 sono confrontate le velocità mediate nel tempo misurate e calcolate, nell'asse mediano del piano verticale longitudinale, che risultano in buon accordo. Nella Figura sono anche mostrati i valori ottenuti da Tsanis & Leuthesneur [24] per differenti valori del numero di Reynolds, che evidenziano ancora un buon accordo tra i valori numerici e quelli sperimentali, mostrando la capacità del modello numerico implementato di descrivere con buona accuratezza i campi di moto indotti dal vento.

Come si rileva dalla Figura 8, in cui è mostrato il campo di velocità nel piano verticale longitudinale mediano, le componenti di velocità in direzione verticale sono trascurabili nella maggior parte del dominio considerato, ma risultano significativamente elevate in prossimità delle pareti di monte e di valle, dove si osservano anche i più rilevanti spostamenti della superficie libera.

Confronto dei risultati 3D e 'quasi-3D'. Come precedentemente descritto, le simulazioni sono

state effettuate utilizzando un modello tridimensionale, senza fare ricorso all'ipotesi di distribuzione idrostatica delle pressioni. Poiché tale scelta rende i calcoli particolarmente onerosi, si è inteso verificare, attraverso un confronto con una simulazione "quasi-3D", in cui si fa invece ricorso alla suddetta ipotesi, se l'incremento degli oneri richiesto da un modello 3D sia effettivamente giustificato, per i moti indotti dal vento, dalla maggiore accuratezza dei risultati conseguiti. Alcuni profili della velocità orizzontale nel piano verticale longitudinale mediano, a distanze crescenti dalla parete di monte, ottenuti con il modello "quasi-3D", sono mostrati in Figura 9, in cui sono anche riportati per confronto quelli ottenuti con il modello 3D (tali risultati sono stati ottenuti su un canale parallelepipedo lungo 3.60 m, in cui l'applicazione del modello "quasi-3D" è risultata più semplice che nel canale trapezoidale utilizzato per gli esperimenti e per la validazione del codice). Come ci si poteva facilmente aspettare, nella zona centrale del canale, in cui le componenti verticali della velocità e dell'accelerazione sono trascurabili e quindi l'ipotesi di distribuzione idrostatica delle velocità è giustificata, i risultati ottenuti con i modelli 3D e "quasi-3D" risultano in buon accordo, mentre, al contrario, in prossimità delle pareti di monte e di valle le stime della velocità risultano abbastanza differenti. Poiché tali differenze si verificano dove vengono meno le ipotesi su cui si fonda il modello "quasi-3D", è ragionevole concludere che esse siano dovute ad errori nelle velocità predette da tale modello. Poiché, tuttavia, l'accuratezza del modello 3D non è stata rigorosamente verificata nell'intero dominio, a causa della mancanza di misure in prossimità delle pareti di monte e di valle, si sono effettuate ulteriori simulazioni, i cui risultati sono mostrati in appendice, utilizzando come caso test lo studio di onde di piccola ampiezza, per il quale si dispone della soluzione analitica. Le simulazioni mostrano un ottimo accordo dei risultati del modello 3D con la soluzione analitica e, invece, una pessima *performance* del modello "quasi-3D" dove le ipotesi su cui questo si fonda vengono meno.

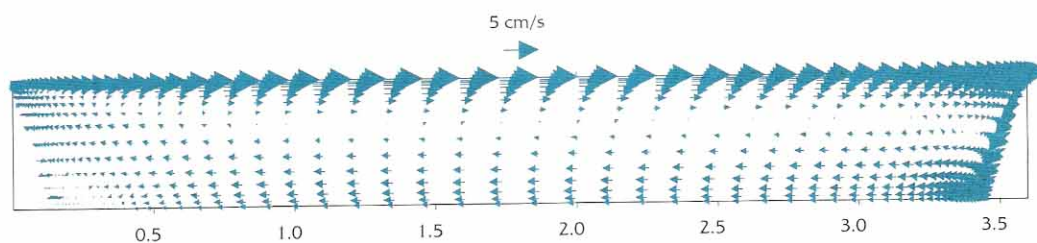


Figura 8. Campo idrodinamico nel piano verticale longitudinale mediano (misure in metri)

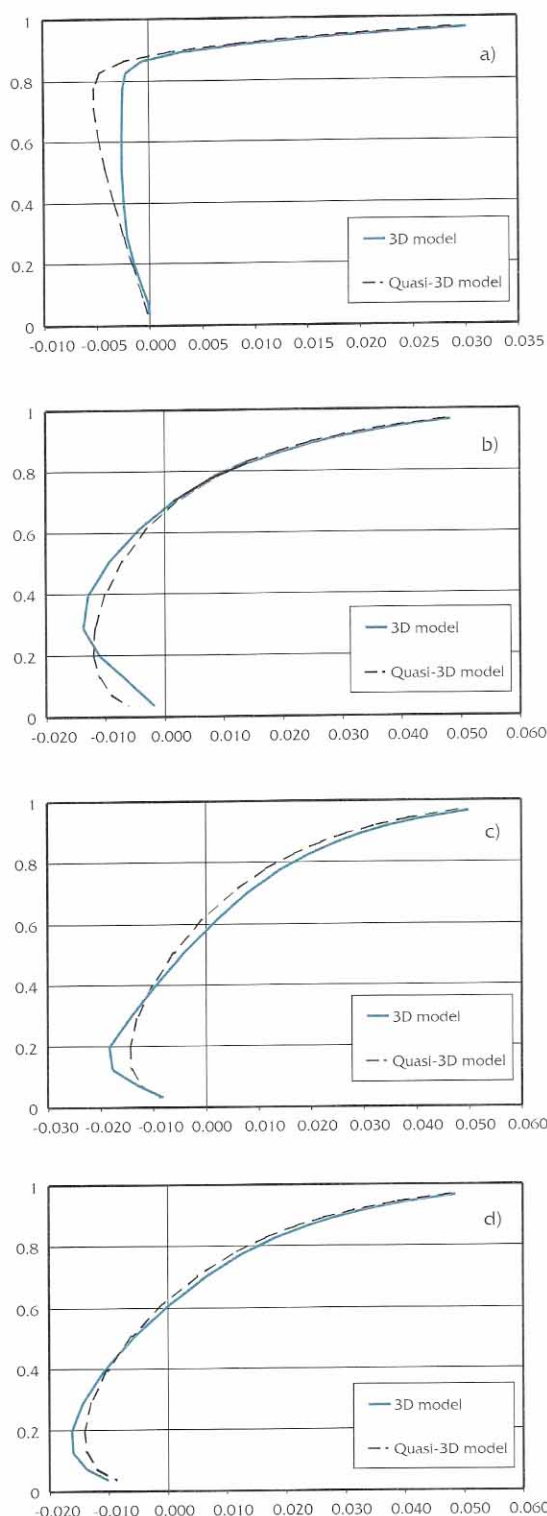


Figure 9. Vertical profiles of the horizontal velocity in the vertical centerplane at different distances from the upstream wall of the channel:
 a) $x = 0.10\text{m}$; b) $x = 0.45\text{ m}$; c) $x = 1.80\text{ m}$;
 d) $x = 3.15\text{ m}$; e) $x = 3.50\text{ m}$.
 Comparison between the values obtained with the fully 3D model and the quasi-3D model.

Si può pertanto concludere che è possibile ridurre sensibilmente gli oneri di calcolo, introducendo l'ipotesi di distribuzione idrostatica delle pressioni, solo quando l'interesse è concentrato sulle regioni del dominio più distanti dalle pareti, mentre è necessario ricorrere ad un'analisi più completa, tenendo conto dell'effettiva distribuzione della pressione, quando si richieda un'accurata descrizione dei campi idrodinamici nell'intero dominio.

Confronto dei modelli di turbolenza. Una stima della distribuzione di viscosità turbolenta ν_t può essere ottenuta a partire dai profili delle velocità misurate nella zona di corrente ben sviluppata. Infatti, in condizioni stazionarie, sull'asse del piano verticale longitudinale mediano si può scrivere l'equazione del moto semplificata

$$-g \frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial z} \left(\nu_t \frac{\partial u}{\partial z} \right) = 0 \quad (16)$$

in cui g è l'accelerazione di gravità, $\partial \eta / \partial x$ l'inclinazione della superficie libera e l'asse z è diretto verticalmente verso l'alto.

Poiché in corrispondenza della superficie libera è

$$\tau_s = \rho u_s^{*2} = \rho \nu_t \frac{\partial u}{\partial z} \quad ; \quad (17)$$

l'integrazione dell'equazione (16) restituisce

$$-g \frac{\partial \eta}{\partial x} z + \nu_t \frac{\partial u}{\partial z} - u_s^{*2} = 0 \quad (18)$$

per cui, ponendo $Z^* = u_s^{*2} / (g \partial \eta / \partial x)$, si ottiene l'espressione

$$\nu_t \frac{\partial u}{\partial z} = u_s^{*2} \left(1 + \frac{z}{Z^*} \right) \quad (19)$$

Dalle equazioni (14) e (15) possono essere quindi calcolate le derivate di u rispetto a z , ottenendo infine la distribuzione verticale di ν_t dall'equazione (19), rappresentata in Figura 10, dopo avere adimensionalizzato ν_t con il prodotto della velocità di attrito in superficie u_s^* e la profondità della corrente h . Le distribuzioni adimensionali della viscosità turbolenta ottenute per i due valori di velocità del vento risultano molto simili, mostrando che, per le condizioni sperimentali esaminate, l'effetto del moto ondoso (assente per $U_\infty = 3.2\text{ m/s}$ e presente, invece, per $U_\infty = 8.7\text{ m/s}$) sulla viscosità turbolenta è quasi trascurabile.

Una distribuzione parabolica della viscosità turbolenta è stata proposta da Tsanis (1989), basata sull'ipotesi che il profilo di velocità abbia una

distribuzione doppio-logaritmica. Nella proposta di Tsanis, per cui la viscosità turbolenta può essere calcolata dalla

$$v_t = (\lambda u^* / h) (z_b - z) (h + z + z_s); \quad (20)$$

devono essere fissati tre coefficienti, λ , z_b e z_s : il primo è un parametro dipendente dall'intensità della turbolenza, che assume valori compresi tra 0.2 e 0.5 [23], mentre z_b e z_s sono legati agli spessore del substrato limite viscoso sul fondo e in prossimità della superficie libera. In Figura 11 è rappresentata la distribuzione di Tsanis, usando i valori di $z_s = 2.2 \cdot 10^{-4} h$ e $z_b = 0.6 \cdot 10^{-4} h$ proposti dallo stesso Tsanis [23] ed i valori di 0.31 e 0.33 per λ (per $U_\infty = 3.2 \text{ m/s}$ e $U_\infty = 8.7 \text{ m/s}$, rispettivamente), tarati in modo da garantire il migliore accordo con le distribuzioni ottenute a partire dai dati sperimentali.

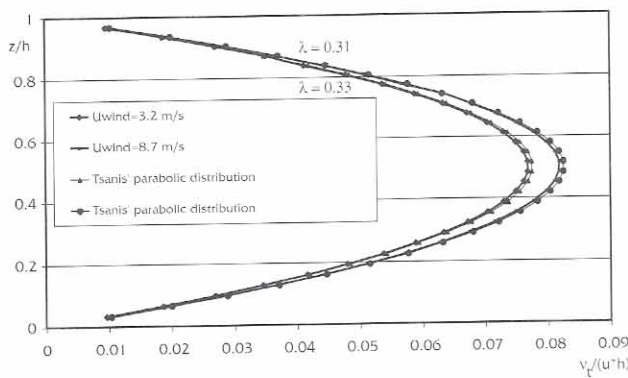


Figura 10 – Profili verticali della viscosità turbolenta adimensionalizzata, per $U_\infty = 3.2 \text{ m/s}$ e $U_\infty = 8.7 \text{ m/s}$.

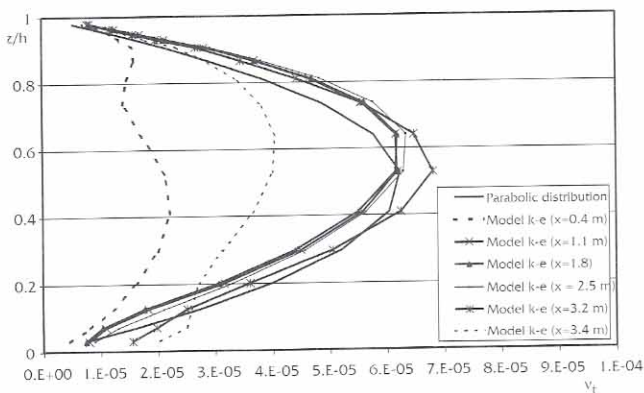


Figura 11 – Distribuzione delle viscosità turbolente nel canale regolare. Confronto tra la distribuzione parabolica [23] e il modello k- ϵ (distanze misurate dalla parete di monte)

Nel modello numerico si è usato il modello di turbolenza k- ϵ nella formulazione *standard*. In Figura 10 sono rappresentati i profili della viscosità turbolenta calcolati numericamente,

a diverse distanze dalla parete di monte del canale, insieme alla distribuzione parabolica. Per quanto riguarda quest'ultima, si è calcolato il valore del parametro λ che garantisce il migliore adattamento con i risultati numerici, che è risultato pari a 0.24, inferiore del 23% circa rispetto a quello ottenuto dai dati misurati (utilizzando i profili delle velocità verticali restituiti dalle equazioni (14) e (15)). Come si vede, la distribuzione parabolica risulta in buon accordo con quella ottenuta numericamente, utilizzando il modello k- ϵ , nella regione centrale del canale (dove le componenti verticali di velocità risultano trascurabili), mentre sovrastima le viscosità turbolente in prossimità delle pareti di monte e di valle. Questi risultati mostrano che la distribuzione parabolica proposta da Tsanis [23] può essere correttamente utilizzata per lo studio dei campi di moto indotti dal vento quando vengono prese in considerazione solo le regioni più distanti dalle pareti, mentre non risulta più adeguata quando l'intero campo di moto è oggetto di interesse.

B. SIMULAZIONI NEL BACINO A PIANTA QUADRATA, CON MORFOLOGIA COMPLESSA

Al fine di confrontare la distribuzione parabolica della viscosità turbolenta con quella ottenuta con il modello k- ϵ , facendo riferimento ad un dominio dalla morfologia più complessa, si sono effettuate ulteriori simulazioni nel bacino a pianta quadrata mostrato in Figura 12. L'azione del vento è stata simulata imponendo sulla superficie libera un valore della velocità d'attrito costante e pari a $u^* = 6.676 \cdot 10^{-3}$ (lo stesso valore utilizzato nel canale). Il dominio è stato discretizzato in $64 \times 20 \times 16$ celle nelle direzioni longitudinale, trasversale e verticale, rispettivamente.

Il campo idrodinamico ottenuto in condizioni stazionarie è, ovviamente, più complesso di quello ottenuto nel canale regolare, dal momento che la controcorrente di ritorno si sviluppa solo nella regione più profonda del bacino (la più distante dalle pareti laterali) (Figura 13 a), mentre la corrente mantiene la stessa distanza del vento, per qualunque profondità, in corrispondenza delle pareti laterali inclinate (Figura 13 b). Tali andamenti sono chiaramente riscontrabili dalla Figura 14, in cui è mostrato il campo di velocità orizzontale alle quote intermedie tra la superficie libera ed il fondo (evidenziate dalla linea tratteggiata in Figura 12), con distanze dal fondo variabili tra 0.1 e 0.5 m.

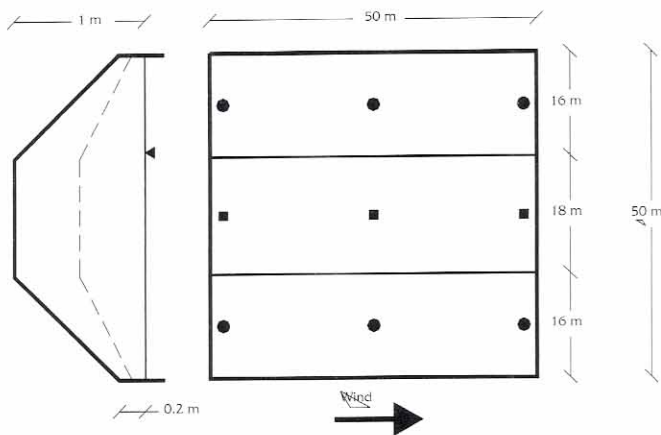


Figura 12. Sezione verticale (sinistra) e pianta (destra) del bacino a pianta quadrata

In Figura 15 sono quindi confrontate le distribuzioni verticali della viscosità turbolenta ottenute con il modello $k-\epsilon$ sul piano verticale longitudinale mediano, a distanze di 1.5 m, 25 m e 48.5 m dalla parete di monte del bacino (indicate dai quadratini neri in Figura 12), con la distribuzione parabolica. Anche in questo caso, come nel canale regolare, il migliore accordo tra i risultati numerici ed il profilo parabolico, nella sezione più distante dalle pareti di monte e di valle (at $x = 25$ m), si è ottenuto per $\lambda = 0.24$. Nel bacino quadrato, tuttavia, l'accordo tra il modello $k-\epsilon$ e la distribuzione parabolica in prossimità del fondo, dove quest'ultima sovrastima la viscosità turbolenta, risulta peggiore di quanto accadeva nel canale regolare. Come già riscontrato anche nel canale regolare, inoltre, la distribuzione parabolica della viscosità turbolenta risulta alquanto differente da quella ottenuta con il modello $k-\epsilon$ in prossimità delle pareti di monte e di valle.

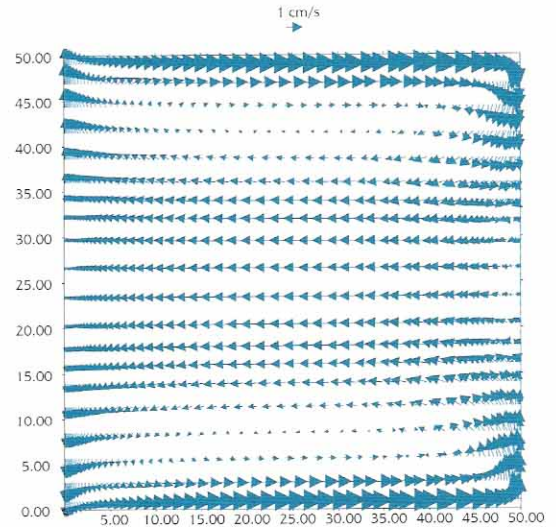


Figura 14. Campo di velocità orizzontale nelle celle poste a quota intermedia tra la superficie libera ed il fondo. Direzione del vento: da sinistra verso destra.

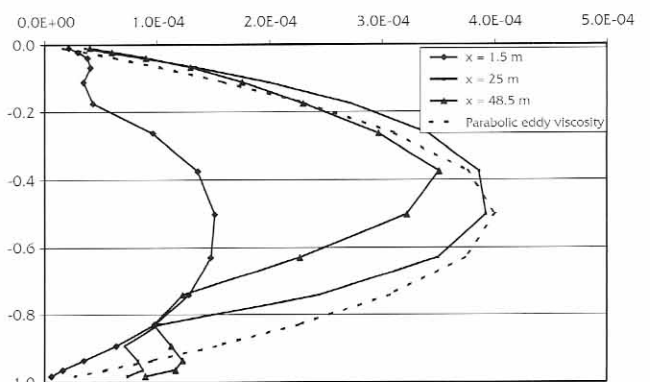


Figura 15. Distribuzioni della viscosità turbolenta ottenute con il modello $k-\epsilon$ e con la legge parabolica sul piano verticale longitudinale mediano (profondità della corrente pari ad 1 m). Le distanze sono misurate a partire dalla parete di monte.

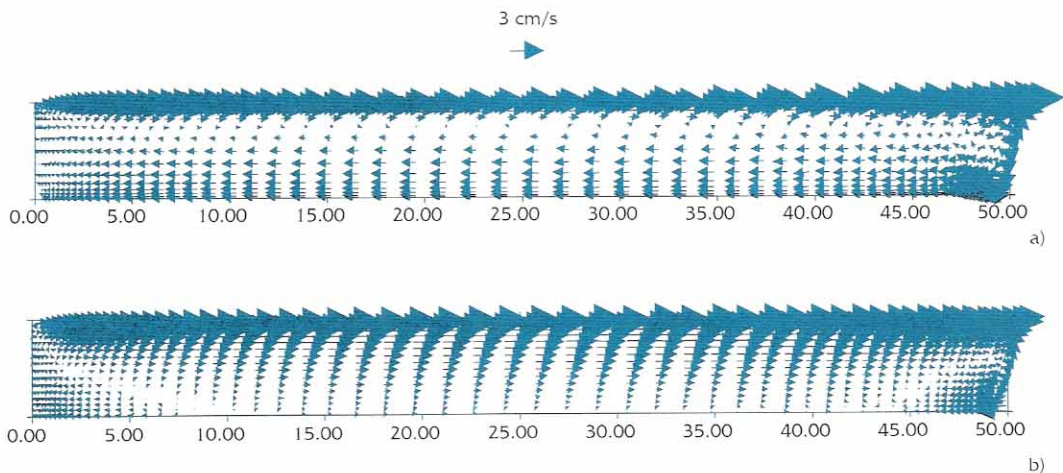


Figura 13. Campi idrodinamici sul piano verticale longitudinale mediano (a) e sul piano verticale longitudinale posto alla distanza di 3 m dalla parete laterale (b)

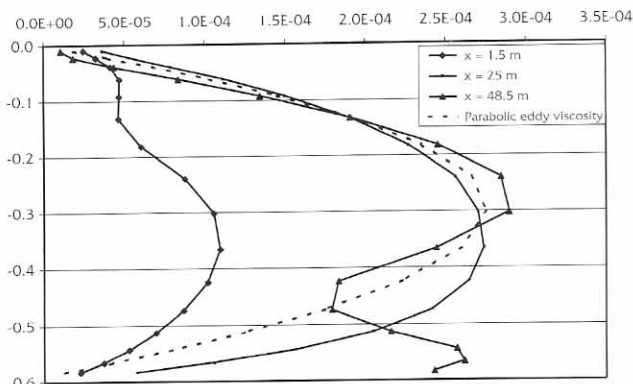


Figure 16. Distribuzioni della viscosità turbolenta ottenute con il modello $k-\epsilon$ e con la legge parabolica sul piano verticale longitudinale posto alla distanza di 8 m dalla parete laterale (profondità della corrente pari ad 0.59 m). Le distanze sono misurate a partire dalla parete di monte.

Analoghi risultati sono stati ottenuti sulle sponde laterali inclinate. In Figura 16 è mostrata, ad esempio, la distribuzione verticale della viscosità turbolenta sul piano verticale longitudinale posto alla distanza di 8 m dalla parete laterale (verticali individuate dai cerchi neri in Figura 12). In figura è ancora mostrata per confronto la distribuzione parabolica, ottenuta utilizzando il valore $\lambda = 0.29$, maggiore di circa il 20 % di quello richiesto sul piano verticale longitudinale mediano, che invece conduceva ad una evidente sottostima della viscosità turbolenta. Tale risultato può essere spiegato tenendo conto delle variazioni subite dalle scale di turbolenza della velocità e della lunghezza nel passare dalla regione centrale del canale a quella più prossima alle pareti, che causano un incremento della viscosità turbolenta nelle regioni meno profonde, di cui il modello parabolico non può tenere conto. Infine, si osserva che la differenza tra i valori ottenuti con il modello $k-\epsilon$ e con la distribuzione parabolica sulle sponde laterali risulta maggiore di quella riscontrata nel piano mediano del bacino anche nella zona più distante dalle pareti di monte e di valle ($x = 25$ m).

CONCLUSIONI

Si è utilizzato un modello numerico 3D per simulare il moto indotto dal vento in un canale ed in un bacino a pianta quadrata dalla morfologia complessa.

E' stata inoltre effettuata un'analisi sperimentale in laboratorio per validare il codice numerico, che ha permesso di verificare che questo risulta in grado di rappresentare adeguatamente le complesse caratteristiche dei moti indotti dal vento,

consentendo di cogliere bene sia il valore del coefficiente di attrito all'interfaccia aria-acqua, sia la distribuzione verticale della velocità orizzontale.

Si sono quindi condotti alcuni test numerici per verificare la eventuale possibilità di utilizzare alcune ipotesi semplificative per lo studio di campi di moto indotti dal vento. In particolare, l'utilizzo dell'ipotesi di distribuzione idrostatica delle pressioni, alla base dei modelli di tipo "quasi-3D", è risultato ragionevolmente accettabile per il calcolo dei profili verticali di velocità a distanza sufficientemente elevata dalle pareti, ma non in prossimità delle pareti di monte e di valle, dove le componenti verticali dell'accelerazione non possono essere trascurate.

Si è inoltre analizzato il modello di turbolenza algebrico proposto da Tsanis [23], confrontando il profilo verticale parabolico della viscosità turbolenta con quello ottenuto utilizzando un modello $k-\epsilon$. Si sono effettuati confronti sia sul canale regolare che sul bacino a pianta quadrata. Il coefficiente di viscosità turbolento ottenuto con il modello $k-\epsilon$ è risultato in buon accordo con l'ipotesi di distribuzione parabolica di Tsanis nella maggior parte del canale, mentre si è osservata una sovrastima delle viscosità turbolente ottenute dalla legge parabolica in prossimità delle pareti di monte e di valle del canale, le cui ragioni sono facilmente comprensibili dal momento che tale legge si basa sull'ipotesi di monodimensionalità del moto, accettabile solo nella zona centrale del canale. Analoghi risultati sono stati ottenuti nel bacino quadrato dove, a causa della morfologia più complessa, si è dovuto variare da un punto all'altro il valore del coefficiente λ che consentisse il migliore accordo tra le due diverse distribuzioni della viscosità turbolenta considerate.

I risultati ottenuti evidenziano che, per lo studio dei campi di moto indotti dal vento in corpi idrici naturali, caratterizzati dalla presenza di batimetrie complesse, la possibilità di utilizzare modelli algebrici, quale quello proposto da Tsanis, deve essere considerata con particolare attenzione, essendo in generale più opportuno ricorrere a modelli più complessi quali, almeno, il modello $k-\epsilon$ cui si è fatto ricorso in questo studio.

APPENDICE

L'analisi delle onde di piccola ampiezza in un fluido non viscoso costituisce un ottimo caso

di studio per evidenziare l'effetto della pressione idrodinamica sull'andamento dei campi di velocità [27]. Il test verrà quindi utilizzato per mostrare l'accuratezza, nell'intero dominio, della rappresentazione del campo di moto conseguita utilizzando il modello 3D e per confrontare le soluzioni ottenute con i modelli 3D e "quasi-3D". Verranno a tal fine mostrati i risultati ottenuti considerando il moto indotto dalla presenza, in una vasca quadrata, di un'onda stazionaria di ampiezza pari allo 0.1% della profondità della vasca. La lunghezza della vasca e la profondità della corrente in condizioni di equilibrio sono state fissate pari a 10 m. Il dominio è stato discretizzato in 20 celle di dimensioni uniformi in entrambe le direzioni orizzontale e verticale, mentre si è utilizzata una sola cella nella direzione trasversale, imponendo condizioni di non aderenza sulle pareti laterali.

Il periodo di oscillazione è risultato pari a $T = 3.586$ s. Nelle Figure 17.a e 17.b sono mostrati i risultati analitici e numerici nel piano verticale all'istante $t = T/4$ (0.8956 s), questi ultimi ottenuti con un passo temporale di durata 10^{-4} s. I risultati sono in ottimo accordo, mostrando l'abilità del modello 3D di riprodurre adeguatamente il moto considerato.

Una stima quantitativa degli errori numerici è data dagli scarti quadratici medi delle differenze tra le soluzioni analitica e numerica, ottenuti dalla relazione

$$RMSE = \sqrt{\frac{\sum_{pqr} V_{pqr} (A_{pqr} - N_{pqr})^2}{\sum_{pqr} V_{pqr}}} \quad (21)$$

in cui A_{pqr} e N_{pqr} sono le soluzioni, rispettivamente, analitica e numerica nella cella pqr e V_{pqr} è il volume della stessa cella. L'evoluzione temporale del termine RMSE è mostrata in Figura 18, che mostra che gli errori sono molto piccoli e rimangono ben confinati dopo 4 periodi dall'inizio della simulazione.

Il periodo di oscillazione del fenomeno, ottenuto applicando il modello quasi-3D, è risultato $T = 2.020$ s, molto inferiore a quello, corretto, restituito dal modello 3D. Tale errore di stima è dovuto alla non applicabilità delle ipotesi su cui è basato il modello quasi-3D. In figura 17.c è infine mostrato il campo di velocità ottenuto all'istante $t = T_{Q3D}/4$ utilizzando il modello quasi-3D. Il pessimo accordo con la soluzione analitica dimostra ancora l'inadeguatezza del modello quasi-3D quando le ipotesi su cui esso è basato vengono meno.

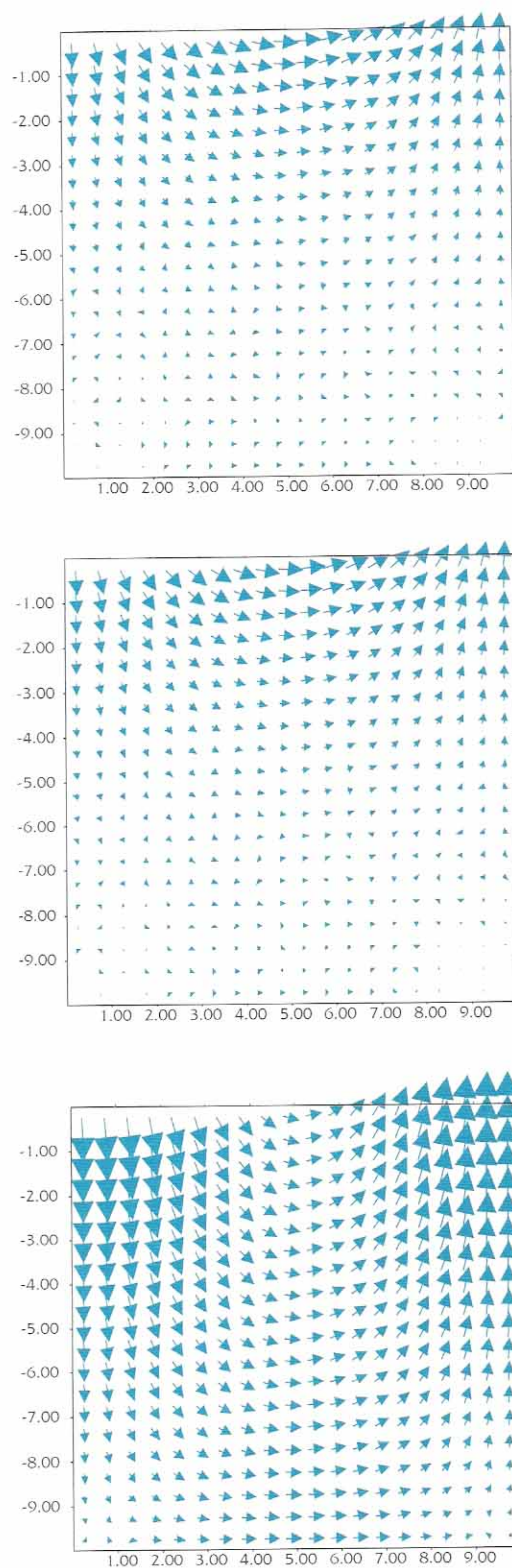


Figura 17. Campi di velocità ottenuti nel caso di studio (onda stazionaria di piccola ampiezza) all'istante $t = T/4$ (casi a e b) e all'istante $t = T_{Q3D}/4$ (caso c): a) soluzione analitica; b) soluzione numerica, modello 3D; c) soluzione numerica, modello quasi-3D

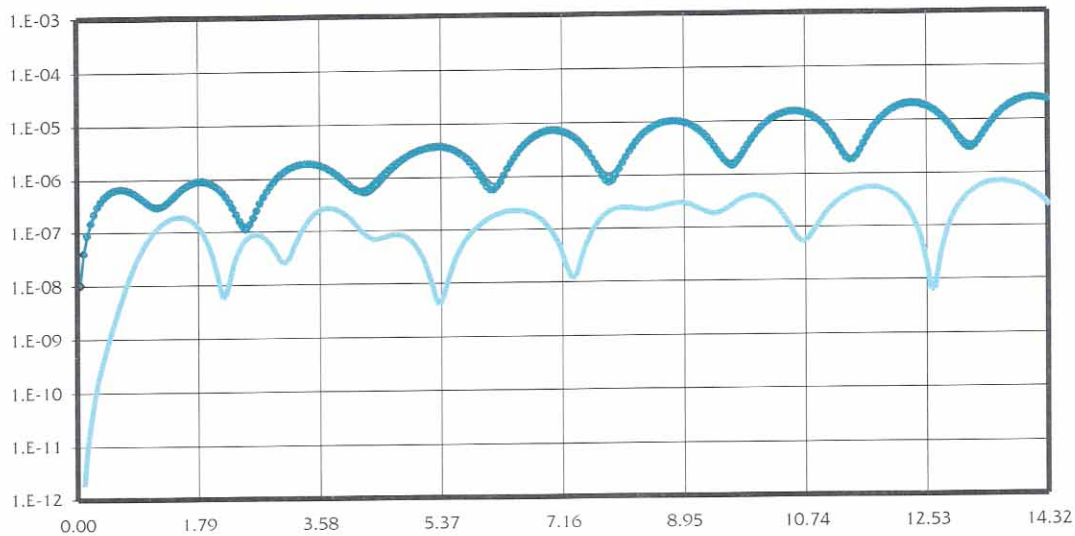


Figura 18. sEvoluzione temporale dello scarto quadratico medio delle velocità u_i e della superficie libera η , 4 periodi. Ordinate in scala logaritmica. Linea con cerchietti: velocità orizzontale; linea sottile: velocità verticale; linea spessa: elevazione della superficie libera.

LISTA DEI SIMBOLI

A_j	proiezione della superficie di contorno delle celle sul piano normale all'asse j
$C_f = \tau_s / (\rho U_s^2 / 2) = 2(u_*^* / U_s)^2$	coefficiente di attrito in superficie
C_i	termini convettivi discretizzati
D_i	termini diffusivi discretizzati
$f^{(m)}$	valore della variabile generica f mediato sulla faccia m -esima
$F^{(m)} = U_j^{(m)} A_j^{(m)}$	portata attraverso la faccia m -esima
g_i	componente dell'accelerazione di gravità nella direzione dell'asse i
H_i	$C_i + D_i + P_{hydr,i} + T_i + g_i$
k	costante di von Karman
P	valore medio locale della pressione
$P_{hydr,i}$	gradienti di pressione idrostatica discretizzati
$Re = u_s h / \nu$	numero di Reynold
T_i	termini turbolenti discretizzati
U_i^c	campo di velocità correttivo
U_i^*	campo di velocità del predictor-step
u_*^s	velocità di attrito in superficie
U_∞	velocità del vento
$u^+ = (u_s - u) / u_*^*$	velocità dell'acqua adimensionalizzata:
u_*^a	velocità di attrito dell'aria
U_i	componente nella direzione dell'asse i della velocità media locale
u_s	velocità dell'acqua in superficie
$y^+ = y u_*^s / \nu$	distanza adimensionale dalla parete
z	distanza dalla superficie libera
z_0	scabrezza della superficie dell'acqua

$\langle v_t \rangle$	valore medio della viscosità turbolenta sull'intero dominio
$A_j^{(m)}$	proiezione della faccia m -esima di una cella di calcolo sul piano normale all'asse j -esimo
ΔV	volume di una cella di calcolo
Ψ	potenziale del campo di velocità correttivo
δ_{ij}	funzione delta di Kronecker
λ, z_b and z_s	parametric della distribuzione parabolica della viscosità turbolenta
ν	viscosità cinematica
ν_t	viscosità turbolenta
τ_{ij}	correlazione tra le velocità fluttuanti u_i

BIBLIOGRAFIA

- Andreasson, P., Energy conversion in turbulent wind-induced countercurrent flow, *J. Hydraul. Res.*, Vol. 30, N. 6, pp. 783-800, 1992
- ASCE Task Committee on Turbulence Models in Hydraulic Computations, Turbulence modeling of surface water flow and transport, *J. Hydr. Engrg.*, ASCE, 114 (3), pp. 970-1073, 1988.
- Baines, W.D. and Knapp, D.J., Wind induced water currents, *J. Hydraul. Div. ASCE*, Vol 91, pp. 205-221, 1965.
- Cheng, Z., Mitsuyasu, H., Laboratory studies on the surface drift current induced by wind and swell. *J. Fluid Mech* 243, 247-259, 1992.
- Cheung, T.K., Street, R., The turbulent layer in water at an air-water interface. *J. Fluid Mech.*, 194, pp.133-151, 1988.

- Cioffi, F., Gallerano, F., Telesca, V., Experimental analysis of wind-induced free-surface flows (in italian). XXV Convegno di Idraulica e Costruzioni Idrauliche, Turin, Sept. 1996.
- El Telbany, M.M., Reynolds, A.J., Turbulence in plane channel flows, *J. Fluid Mech.*, 111, pp.283-318, 1981.
- Gallerano, F., Napoli, E., Sferruzza, V., Three-dimensional simulation of free surface hydrodynamic fields using a finite volume method. 2nd Int. Conference on Hydroinformatics '96, Zurich, 1996.
- Gibson, M.M., Rodi, W., Simulation of free surface effects on turbulence with a Reynolds stress model, *J. Hydraul. Res.*, 27, pp.233-244, 1989.
- Goossens, L.T., van Papeete, H.J.A., Tessel, P.J., Vertical diffusion in air-driven water flows. *J. Hydraul. Div. ASCE*, 108, pp. 995-1009, 1982.
- Hidy, G.M., Plate, E.J., Wind action on water standing in a laboratory channel. *J. Fluid Mech.* 26, pp.651-673, 1966.
- Huey, L.J., Williamson, J.W., Plane turbulent couette flow with zero net flow, *J. Appl. Mech.*, 41, pp. 885-890, 1974.
- Hunt, J.C.R., Turbulence structure and turbulent diffusion near gas-liquid interfaces, in *Gas Transfer at Water Surfaces* (ed. W. Brutsaert and G.H. Jirka), Reidel Publishing, pp. 67-82, 1984.
- Hunter J.R., Hearn C.J., Lateral and vertical variation in wind-driven circulation in long, shallow lakes, *J. Geophysic Res.* 92 (1987), 13,106-113,114
- Jin X., Kranenburg, C. Quasi-3d numerical modeling of shallow-water circulation. *J Hydraul. Div. ASCE*, 119 (4), pp. 458-472, 1993.
- Keulegan, G.H., Wind tides in small closed channels, *Journal of Research, Natl. Bur. Stand. J. Res.*, 46, pp. 356-381, 1951.
- Komori, S., Nagaosa, R., Murakami, Y., Turbulence structure and mass transfer across a sheared air-water interface in wind-driven turbulence. *J. Fluid Mech.*, 249 (1993) 161-183.
- Kranenburg, C., Turbulent surface boundary layer induced by an off-shore wind. *J. of Hydr. Res.*, 25 (1986) 53-65.
- Lauder, B.E., Shima, N., Second moment closure for the near-wall sublayer: development an closure. *J. AIAA*, 27, pp. 1319-1325, 1989.
- Plant, W.J., Wright, J.W., Growth and equilibrium of short gravity waves in a wind-wave tank. *J. Fluid Mech* 82, pp. 767-793, 1977.
- Rodi, W. (1984), Turbulence models and their application in hydraulics - A state of the art review. Inter. Assoc. for Hydraulic Research. Delft.
- Tsanis, I.K., Characteristics of shear induced countercurrent flows, Doctoral Thesis, Univ. of toronto, Toronto, Ontario, Canada, 1986.
- Tsanis, I.K., Simulation of wind-induced water currents, *J. Hydraul. Div. ASCE*, Vol 115, pp. 1113-1134, 1990.
- Tsanis, I.K., Leutheusser, H.J., The structure of turbulent shear induced countercurrent flow, *J. Fluid Mech.* 189, pp. 531-552, 1988.
- Wu, J., Wind-induced drift currents. *J. Fluid Mech.*, 68 (1974) 49-70.
- Wu, J., Tsanis, I.K., Numerical study of wind-induced water currents, *J. Hydraul. Div. ASCE*, Vol 121, pp. 388-395, 1995.
- Wehausen, J.V., Laitone, E.V., Surface waves. In *Flugge S., Encyclopedia of Physics*, vol. 9. Springer: Berlin-Gottingen-Heidelberg, 1960.