Capitolo 6

Effetto del modello SGS

In questo capitolo l'attenzione non è più focalizzata sugli effetti dello schema numerico adottato per la discretizzazione del termine convettivo nella condizione al contorno e all'interno del dominio, ma è spostata sugli effetti derivanti dal tipo di modello SGS adottato. In tutte le simulazioni riportate è stato utilizzato uno schema numerico centrato nell'intero dominio di calcolo, ad eccezione della zona limitrofa al bordo esterno dove è stato impiegato lo schema upwind, come descritto precedentemente.

6.1 Effetti del modello SGS associato allo schema numerico centrato

Gli effetti relativi all'impiego dei modelli di subgrid di Smagorinsky e DTM sono già stati illustrati nei capitoli precedenti, e precisamente sono quelli riferiti ai casi IV e VIII della tabella 3.1.
Dai risultati ottenuti si evince principalmente che lo schema centrato introduce nel dominio una viscosità numerica piuttosto scarsa per cui la simulazione necessita, per evitare le perturbazioni che nascono nelle zone del domino in cui sono presenti elevati gradienti di velocità, di un modello SGS che sia in grado di supplire a questa carenza da parte dello schema numerico. Per questo motivo il modello di Smagorinsky, caratterizzato da una dissipazione estremamente importante, è quello che presenta, dal punto di vista della soppressione dei disturbi appena accennato, il comportamento più idoneo.

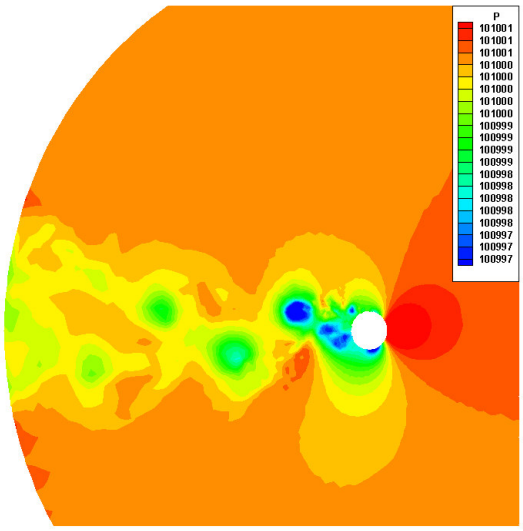

Fig. 6.1: campo di pressione istantaneo dopo 0,1 secondi – CASO IV

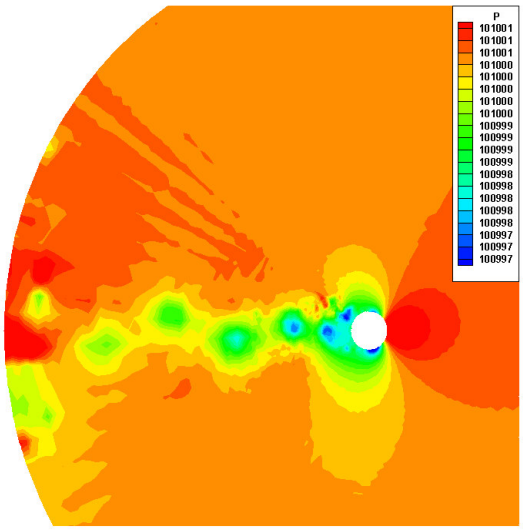

Fig 6.2: campo di pressione istantaneo dopo 2,1 secondi – CASO IV

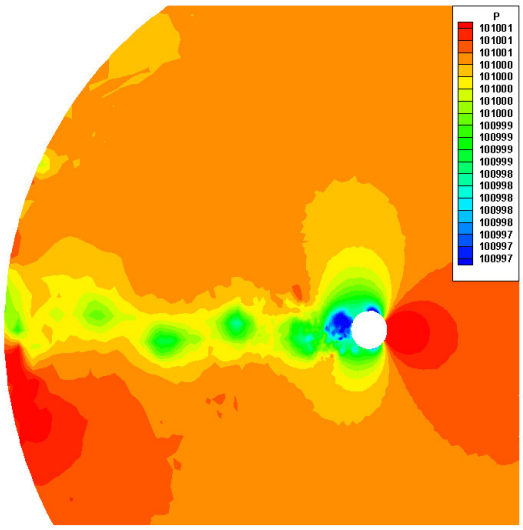

Fig. 6.3: campo di pressione istantaneo dopo 5,1 secondi – CASO IV

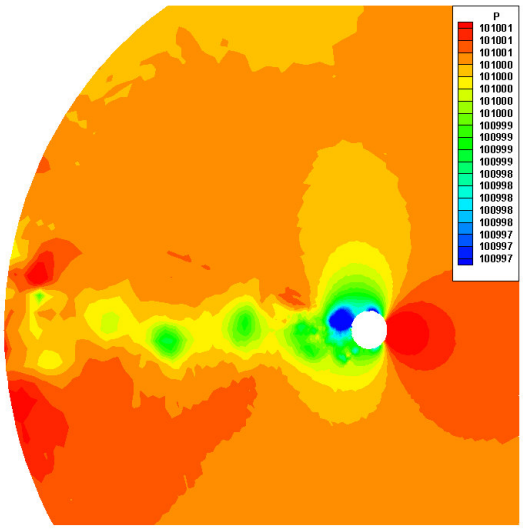

Fig 6.4: campo di pressione istantaneo dopo 7,1 secondi – CASO IV

Nelle figure 6.1, 6.2, 6.3 e 6.4 sono riportati i campi di pressione istantanei in successivi momenti della simulazione: si può vedere che gli isocontorni di pressione non presentano le caratteristiche ondulazioni proprie dello schema centrato riscontrate ad esempio per il DTM.
Ciò significa che il modello di Smagorinsky, come anticipato, è in grado di fornire la dissipazione di subgrid ideale, necessaria ad ovviare all'assenza di quella numerica derivante dall'uso di uno schema centrato per discretizzare il termine non lineare.
Con il modello DTM invece, in cui si determina in modo dinamico il valore dei parametri C e K presenti nella propria formulazione (vedi Cap. 2), l'esame dei campi di pressione istantanei di figura 6.5, 6.6, 6.7 e 6.8 mostra chiaramente le ondulazioni degli isocontorni di pressione che progressivamente si diffondono nel campo e pregiudicano totalmente i fenomeni fisici della scia vorticosa.

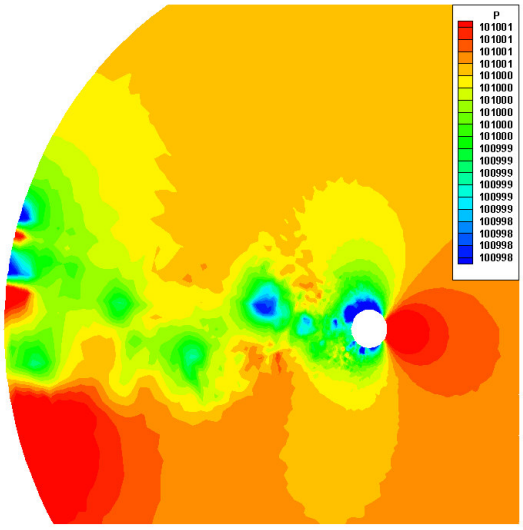

Fig. 6.5: campo di pressione istantaneo dopo 0,15 secondi – CASO VIII

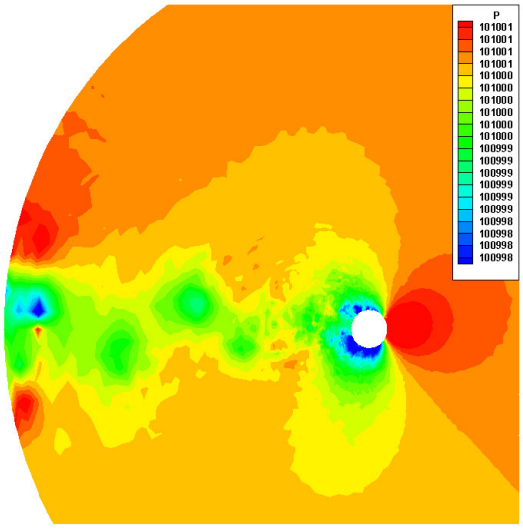

Fig 6.6: campo di pressione istantaneo dopo 0,3 secondi– CASO VIII

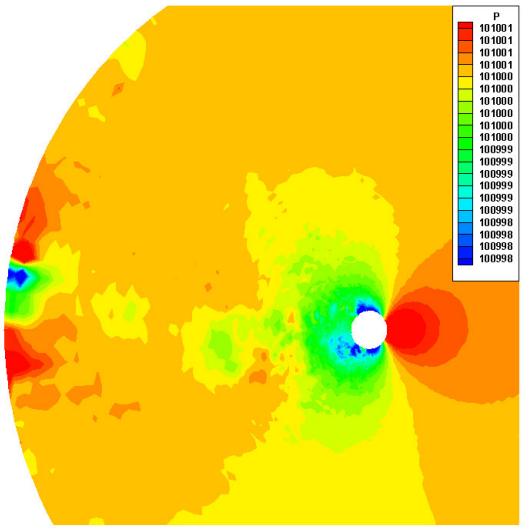

Fig. 6.7: campo di pressione istantaneo dopo 0,6 secondi – CASO VIII

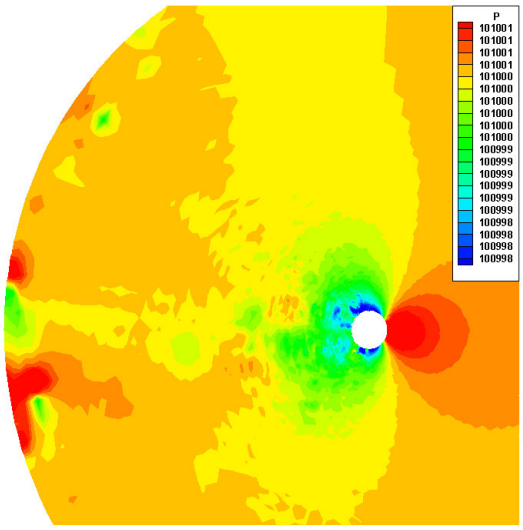

Fig 6.8: campo di pressione istantaneo dopo 0,9 secondi – CASO VIII

Per indagare ulteriormente il comportamento dei modelli con lo schema centrato, sono state condotte altre simulazioni, quelle dei casi IX e X della tabella 3.1, che adottano, come nel caso VIII in cui si utilizza il DTM, modelli SGS dinamici. Il caso IX impiega il modello dinamico classico (DSM), il caso X il modello dinamico misto (DMM).
Nel caso IX il codice di calcolo ha manifestato dopo pochissimo tempo il fenomeno dell'instabilità numerica, come ci si poteva aspettare poiché il parametro *C* determinato dinamicamente può presentare notevoli oscillazioni e picchi locali che portano all'instabilità (rif. [15]). Nel caso X, invece, da questo punto di vista non si è riscontrato nessun problema, per cui la simulazione si è protratta per un tempo sufficiente a fornire risultati statisticamente accettabili.

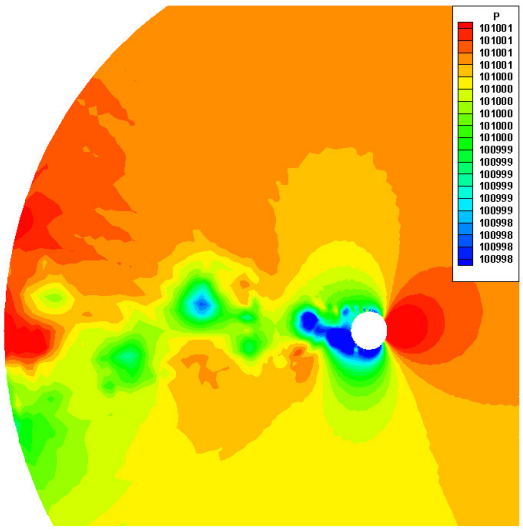

Fig. 6.9: campo di pressione istantaneo dopo 0,15 secondi – CASO IX

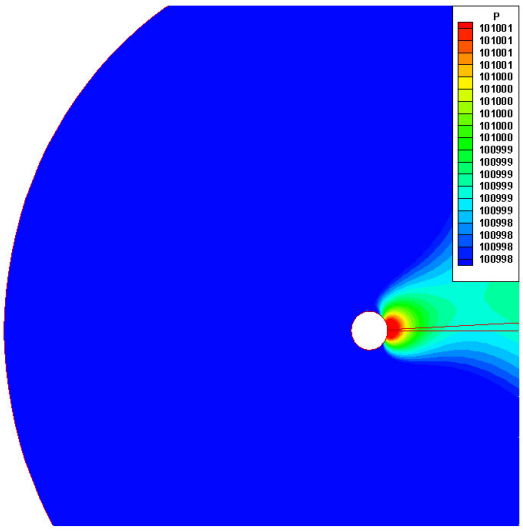

Fig 6.10: campo di pressione istantaneo al verificarsi dell'instabilità – CASO IX

Dall'esame dei campi di pressione istantanei riportati nelle figure 6.11, 6.12, 6.13 e 6.14 si notano, come ovvio, le oscillazioni tipiche dello schema numerico centrato, ma la loro intensità e diffusione è notevolmente minore rispetto al caso VIII relativo al DTM. Si può quindi affermare, a questo punto, che fra i modelli di subgrid dinamici utilizzati quello che meglio si presta all'impiego di uno schema numerico centrato, almeno per quanto riguarda il fenomeno delle oscillazioni e dell'instabilità numerica, è il modello dinamico misto (DMM).

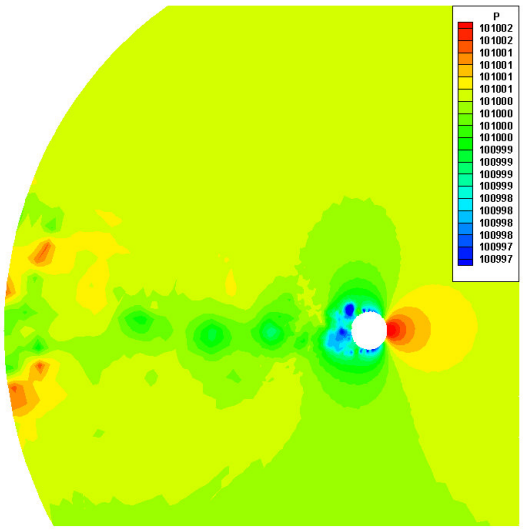

Fig. 6.11: campo di pressione istantaneo dopo 0,6 secondi – CASO X

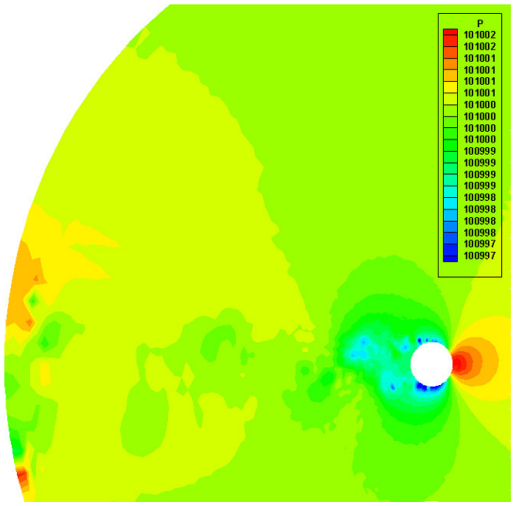

Fig 6.12: campo di pressione istantaneo dopo 1,2 secondi – CASO X

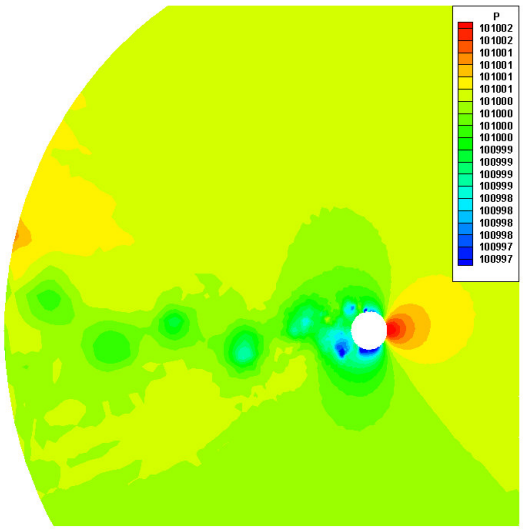

Fig. 6.13: campo di pressione istantaneo dopo 2,4 secondi – CASO X

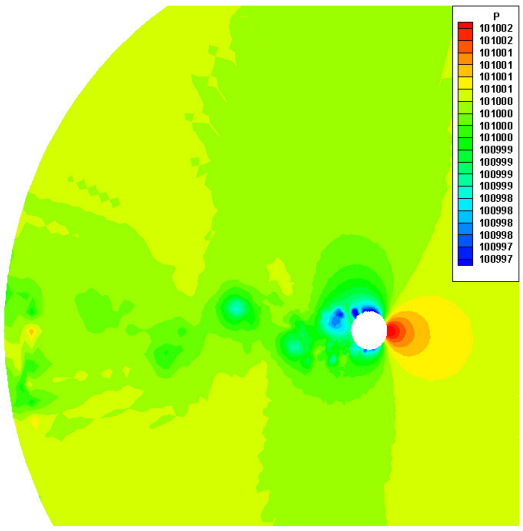

Fig 6.14: campo di pressione istantaneo dopo 3 secondi – CASO X

La causa di questo migliore comportamento potrebbe essere dovuta all'effettivo passaggio di energia dalle piccole alle grandi scale che è strettamente legato alle caratteristiche del modello SGS utilizzato ed in particolare dal peso del termine di Leonard rispetto al termine caratteristico del modello di Smagorinsky. Come già detto tale parametro è calcolato con una procedura dinamica ed il suo valore dipende sia dalla posizione nel campo che dall'istante in cui è calcolato. Probabilmente tale valore è troppo elevato, soprattutto in presenza di uno

schema poco dissipativo come quello centrato, e il passaggio di energia dalle piccole alle grandi scale risulta sovrastimato, il che si manifesta con una diffusa presenza di oscillazioni delle grandezze fisiche analizzate.
Un'altra causa delle oscillazioni potrebbe essere dovuta alla matrice che si ricava nella procedura di minimizzazione del quadrato dell'errore per il calcolo dei parametri caratteristici del modello DTM. Come riportato in letteratura infatti, il modello dinamico misto a due parametri non si comporta molto bene in presenza di pareti solide, ossia la matrice suddetta risulta in tali zone malcondizionata e fornisce un calcolo non corretto dei parametri *C* e *K*.
Fra i modelli dinamici trattati, l'unico che ha prodotto risultati degni d'analisi è il DMM. Tale simulazione è ancora in corso, ed i risultati completi verranno pubblicati successivamente. Da una prima analisi delle statistiche a disposizione si può notare una peggiore riproduzione delle forze agenti sul cilindro nella zona separata, in cui il valore del C_{PB}, pari a -0,5, è notevolmente distante dal dato di riferimento e risulta più alto del valore ottenuto con il modello di Smagorinsky (C_{PB}=0,748). Il coefficiente di resistenza C_D (C_D=0,636) è invece più vicino ai valori sperimentali (C_D=1,1) rispetto al caso IV (C_D=0,398), il che contrasta con quanto generalmente riconosciuto a proposito legame presente fra C_{PB} e C_D, ossia che il C_D è tanto più alto quanto più il C_{PB} è elevato. La causa di questa discrepanza potrebbe essere dovuta all'ancora statisticamente insufficiente durata della simulazione numerica. L'intensità degli r.m.s. del C_L sembra essere più elevata nel caso IV (r.m.s.= 0,41), che presenta valori che rientrano nella norma (r.m.s.= 0,4÷0,6), anche se la frequenza di shedding adimensionalizzata è catturata in modo più preciso nel caso X (St=0,208). Da questo punto di vista entrambi i casi presentano valori non molto in accordo con il dato sperimentale (St=0,19). Infine la separazione risulta posticipata in entrambe le simulazioni svolte, anche se nel caso X (98°) il risultato è più vicino, rispetto al caso IV (106°), agli 88° del dato sperimentale.

6.2 Effetto del modello SGS associato allo schema upwind

In tabella 6.2 sono riportati i valori medi delle principali grandezze analizzate nel caso in cui venga impiegato lo schema upwind in tutto il dominio: il caso III, relativo al modello di Smagorinsky, e, come confronto, le simulazioni riportate in rif. [14] in cui, avvalendosi della stessa griglia di calcolo, sono stati testati i modelli DSM e DTM.

CASI	$<C_D>$	$<C_{PB}>$	$<C_{Pmin}>$	θ	St	r.m.s.	L_R/D
III	0,2878	-0,4701	-0,9749	~103°	0,2388	0,053	1,6
DSM	0,98	-0,96	-1,11	-	0,21	0,38	0,86
DTM	1,17	-1,12	-1,01	-	0,19	0,51	0,77
Exp.	1,1	-1,03	-1,17	~88°	0,19	0,4÷0,6	-

Tabella 6.2

Dai risultati riportati in tabella 6.2 si nota in modo evidente quanto il modello di Smagorinsky, nel caso in cui venga utilizzato assieme ad uno schema caratterizzato da un'elevata dissipazione numerica come lo schema upwind, come già detto in precedenza, non dia risultati soddisfacenti rispetto ai due modelli dinamici poiché, come già detto, oltre a fornire una dissipazione troppo elevata, non è in grado, essendo il parametro *C* costante in

tutto il dominio di calcolo, di adeguare localmente l'effettivo valore di tale dissipazione, né di riprodurre il fenomeno del passaggio di energia dalle piccole alle grandi scale. Nel caso III i valori dei coefficienti di resistenza C_D, di pressione C_P e della pressione di base sono notevolmente più bassi sia di quelli sperimentali che di quelli ottenuti nelle altre simulazioni, il che indica un cattivo comportamento del modello sia nella zona di espansione prima della separazione, sia, soprattutto, nella zona separata. Sono lontani dai valori corretti anche il valore del numero di Strouhal e degli r.m.s. del coefficiente di portanza C_L, il che indica che non è ben riprodotto il fenomeno di separazione dei vortici che è una delle grandezze più facilmente riproducibili anche in simulazioni che in generale non fornivano risultati in buon accordo con quelli di riferimento.
Come si può vedere, il DTM ed il DSM, valutando dinamicamente il valore dei parametri *C* e *K*, sono in buon accordo con i dati sperimentali di riferimento, in particolare il DTM dà risultati migliori nella zona separata, mentre il DSM si comporta meglio nella zona di espansione (vedi rif. [14]), ed entrambi risultano comunque più indicati per la riproduzione del vortex shedding rispetto al modello di Smagorinsky, come indicato dai valori del numero di Strouhal e da quelli dell'r.m.s. del C_L.