

# **POLITECNICO DI TORINO**

Corso di laurea in Ingegneria Civile Indirizzo Idraulica

Tesi di laurea magistrale

## **Simulazione numerica di flussi turbolenti attorno a cilindri porosi**



### **Relatori:**

Prof. Ing. Manes Costantino

Ing. Quaranta Emanuele

### **Candidato:**

Taccia Andrea



# Sommario

Introduzione .....	4
2. Stato dell'arte .....	12
3. Metodologia computazionale: CFD .....	31
3.1 Equazioni RANS .....	35
3.2 Modelli a viscosità turbolenta .....	37
3.3 Modelli a 2 equazioni: k- $\epsilon$ , k- $\epsilon$ RNG, k- $\omega$ e k- $\omega$ SST .....	39
3.4 Procedura .....	43
3.5 Mesh .....	45
4. Risultati .....	48
4.1 Progettazione e sviluppo del modello .....	49
4.2 Validazione mesh.....	53
4.3 Validazione del modello .....	55
4.4 Estensione del campo di ricerca .....	57
4.5 Simulazioni con risoluzione esplicita della geometria .....	60
4.5.1 Struttura della mesh.....	61
4.5.2 Validazione del modello .....	62
5. Conclusioni.....	74
Appendice .....	76
Bibliografia di riferimento.....	81

# Introduzione

Il presente lavoro di tesi prende in esame la questione degli sbarramenti artificiali lungo i corsi d'acqua, focalizzandosi sul passaggio della fauna ittica attraverso esse; passaggio che, se impedito, provocherebbe in primo luogo uno squilibrio dell'habitat naturale e conseguentemente la probabile estinzione di alcune specie ittiche.

Il quadro normativo a livello comunitario si riferisce principalmente alla Direttiva 2000/60/CE (del Parlamento Europeo e del Consiglio del 23 ottobre 2000 che istituisce un quadro per l'azione comunitaria in materia di acque), nota come Direttiva Acque, recepita in Italia con il D.Lgs. 152/2006, che individua la continuità del fiume come elemento qualitativo idromorfologico per la classificazione dello stato ecologico dei corsi d'acqua superficiali. In relazione a tale elemento lo stato di un fiume è elevato se “la continuità non è alterata da attività antropiche ed è possibile la migrazione indisturbata degli organismi acquatici e il trasporto del sedimento”.

L'intervento dell'uomo nell'ambiente fluviale è spesso riconosciuto come causa dominante del degrado dell'ecosistema; ciò è dovuto proprio alla presenza di opere di sbarramento idraulico (briglie, soglie, traverse) che potrebbero risultare invalicabili dalla fauna acquatica di un generico corso d'acqua. Obiettivo di tale Decreto legislativo è quello di garantire la continuità dell'ecosistema fluviale anche in presenza di interruzioni e salti di quota, poiché l'ittiofauna ha necessità di migrare nei diversi periodi dell'anno lungo il corso d'acqua. La mancata

migrazione porta all'isolamento dei nuclei riproduttivi, e questo significa una diminuzione della popolazione ittica, e, in alcuni casi, l'estinzione di alcune specie.

Per ovviare al problema da molti anni esistono delle strutture chiamate comunemente "scale di risalita" o "passaggi per pesci" (*fish ladders* o *fishways*); esse, con gli opportuni criteri di progettazione, sono in grado di permettere la risalita dell'ittiofauna nei pressi di uno sbarramento e possono essere classificate nelle seguenti tipologie:

- Passaggi naturalistici: sono passaggi artificiali progettati in modo tale da rispettare le caratteristiche del corso d'acqua; possono essere considerati, infatti, interventi di riqualificazione fluviale in quanto ricostruiscono una porzione dell'habitat fluviale interrotto dall'opera artificiale. In sostanza ristabiliscono la continuità fluviale in prossimità dello sbarramento, ad esempio mediante un canale by-pass, oppure per mezzo di rampe in pietrame, che simulano la pendenza del corso d'acqua, in totale o parziale sostituzione degli sbarramenti;



**Figura 1** esempio di passaggio naturalistico

- Passaggi tecnici: i più noti sono i passaggi a fenditure verticali e quelli a bacini successivi. Presentano un funzionamento testato dal punto di vista idraulico, ad elevata funzionalità; apparentemente simili ad opere di ingegneria civile sono realizzati in genere mediante l'uso di paratoie o diaframmi. A differenza dei passaggi naturalistici non riproducono le caratteristiche originarie del bacino;
- Strutture speciali: la peculiarità di queste opere (ascensori per pesci, conche, passaggi per anguille, etc.) è quella di permettere il passaggio dei pesci senza ristabilire però la continuità fluviale. Generalmente vengono realizzate in presenza di ostacoli di dimensioni notevoli (dighe), e periodicamente i pesci vengono catturati a valle per essere liberati a monte.



***Figura 2*** esempio di passaggio tecnico

Una delle metodologie più recenti prevede l'inserimento di erba sintetica lungo il passaggio al fine di rallentare la corrente, consentendo un regolare transito di risalita. Tale metodologia, intuitivamente molto semplice e a basso costo realizzativo, è stata presa in considerazione per questo lavoro di tesi.

Nella fase di realizzazione di una scala di risalita occorre focalizzarsi su determinati concetti; in particolare risultano essere importanti i parametri di velocità e turbolenza. Ovviamente in condizioni di correnti con velocità troppo elevate la fauna ittica è impossibilitata a risalire la corrente, perciò punto nevralgico di questo lavoro di tesi è il seguente: come fare ad abbassare localmente queste grandezze, velocità e turbolenza, per permettere il transito ittico. La riduzione di queste grandezze potrebbe essere raggiunta mediante l'inserimento di elementi che aumentano la scabrezza e dunque la resistenza

fluidodinamica. Esistono molti modi per creare questo effetto e in questo caso, come accennato in precedenza, come elemento di scabrezza si è presa in considerazione l'erba sintetica che, posta nelle scale di risalita, modifica opportunamente le caratteristiche della corrente.

Lo schema di riferimento modellistico può essere rappresentato da cilindri, di diversa dimensione che nel complesso simulano la vegetazione distribuita sul terreno. Quello a cui bisogna prestare attenzione è come possono questi cilindri modificare il flusso della corrente, e come simulare ciò tramite un modello tridimensionale. Le ricerche finora effettuate hanno dimostrato che è possibile assumere come modello per rappresentare il patch di vegetazione un singolo cilindro poroso che è funzione della densità del patch vegetativo.

Per le simulazioni numeriche effettuate tramite CFD (computational fluid dynamics) è stato necessario servirsi del software Ansys Fluent in cui le diverse porosità del cilindro poroso rappresentavano le configurazioni reali che può assumere la vegetazione.

Questo lavoro si è basato soprattutto sul confronto tra i risultati ottenuti con le simulazioni di Ansys Fluent e quelli derivanti dalla letteratura scientifica, per questo motivo è stato necessario approfondire lo stato dell'arte relativo alla materia, facendo riferimento alle pubblicazioni scientifiche e agli studi condotti fino ad ora. Essi si focalizzano in particolar modo sull'analisi del coefficiente di resistenza al moto (ovvero il coefficiente di Drag  $C_D$ ), sull'energia cinetica turbolenta e sulla velocità in scia a valle di un patch che simula la vegetazione. Dette pubblicazioni hanno studiato le grandezze appena menzionate in funzione di un parametro definito SVF (Solid volume fraction), ma solo per una

determinata parte del campo di moto, ovvero quella in cui tale parametro assume valori compresi tra 0 e 0,240, più il caso di cilindro solido (SVF = 1), ovvero configurazione che implica una porosità nulla.

Poiché gli studi condotti finora non approfondiscono il campo di moto per quei valori del parametro SVF compresi tra 0,240 e 1, non è ancora chiaro quale sia l'andamento globale del coefficiente di resistenza al moto e il comportamento in tale campo di ricerca inesplorato. Parte dell'obiettivo è stato quindi quello di ampliare detto campo di ricerca, una volta verificato positivamente il modello grazie al confronto dei risultati scientifici ritenuti sufficientemente affidabili.

Sintetizzando, i principali obiettivi sono essenzialmente due:

1. *la validazione del modello*, basato sull'esecuzione delle simulazioni numeriche e sul confronto con i risultati scientifici al fine di valutare l'attendibilità del modello stesso;
2. *l'estensione del campo di ricerca*, ovvero osservare cosa accade nel campo non ancora esplorato attraverso nuove simulazioni numeriche, arrivando a comprendere quale sia la relazione esistente tra il coefficiente di resistenza al moto e la frazione di volume solido SVF (che fornisce un valore sulla porosità della patch).

Un altro punto su cui è opportuno soffermarsi è l'esecuzione delle simulazioni, nonché le differenti modalità con cui son state impostate; essenzialmente possono suddividersi in due tipologie:

- Simulazioni in cui il cilindro è trattato come un mezzo poroso;
- Simulazioni in cui un insieme di elementi cilindrici costituiscono la patch.

Nelle prime la patch è rappresentata idealmente da un cilindro, il quale è effettivamente caratterizzato da una porosità, che varia nelle diverse configurazioni analizzate. Nella seconda tipologia, invece, la patch è rappresentata da un insieme di barrette cilindriche di diametro  $d$  disposte in cerchi concentrici che costituiscono la frazione solida del cilindro, al fine di ricreare la densità desiderata. È abbastanza intuitivo immaginare come queste ultime abbiano avuto un costo computazionale assai più elevato.

Nei prossimi capitoli si affrontano le seguenti tematiche:

- Capitolo 2: Stato dell'arte, ovvero un'analisi della letteratura scientifica di riferimento.
- Capitolo 3: Metodologia computazionale e procedura impiegata.
- Capitolo 4: Esposizione dei risultati ottenuti in simulazione.
- Capitolo 5: Conclusione.



## 2. Stato dell'arte

Questo capitolo verte sulle pubblicazioni scientifiche inerenti allo studio dell'argomento trattato da questa tesi; tali pubblicazioni si basano sui risultati degli esperimenti e delle simulazioni numeriche.

In generale si può affermare che sono stati condotti numerosi studi riguardanti il caso di flusso bidimensionale (Ball, 1996; Chang e Constantinescu, 2015; Chen, 2012, Nicolle and Eames, 2011, Rominger e Nepf, 2011, Zong e Nepf, 2012); al contrario, la letteratura relativa al caso tridimensionale è piuttosto limitata, ed esistono pochi studi sperimentali e simulazioni per quanto concerne il caso 3D.

L'attuale conoscenza degli stati limite turbolenti che interagiscono con ostacoli solidi ha trovato sviluppo in due particolari casi limite:

(a) flussi "disturbati" da una disposizione uniformemente distribuita di elementi dove la dimensione di tale disposizione è comparabile con le caratteristiche della corrente e (b) flussi caratterizzati da ostacoli isolati, come una sfera, un cilindro o un patch di vegetazione di altra forma.

La condizione intermedia, consistente in un flusso turbolento che interagisce con un piccolo numero di ostacoli facenti parte di un gruppo isolato, ha incontrato molta meno attenzione. Esempi di questo genere includono: *boundary layers* atmosferici al di sopra di una patch vegetativa, gruppi di turbine eoliche, turbine in canali marini, elementi di vegetazione in flussi fluviali, e correnti marine che interferiscono con impianti in aree marine. Per questi

esempi di correnti, la stima delle forze di Drag che il flusso esercita sugli elementi e la conoscenza della struttura delle scie di turbolenza che si verificano a valle degli ostacoli possono risultare estremamente importanti in numerose situazioni, come ad esempio, per prevedere la quantità di energia che un gruppo di turbine (eoliche o marine) è in grado di generare (Myers and Bhaj, 2012, Vennell, 2010, 2011), o per lo scambio di anidride carbonica tra la vegetazione e l'atmosfera (Cassiani et al., 2008, Huang et al., 2011, Irvine et al., 1997), o ancora, per la modellazione di un percorso d'acqua con patch costituita da vegetazione (Nepf, 2011, 2012).

L'attuale letteratura relativa a questa classe di studi è incentrata principalmente sul caso degli schemi di cilindri la cui altezza supera la profondità dello strato limite turbolento impattato (Ball et al., 1996, Chang e Constantinescu, 2015, Chen et al., 2012, Nicolle e Eames, 2011, Zong e Nepf, 2012). In tutti questi studi appena citati, il flusso medio attorno alla patch può essere considerato prevalentemente bidimensionale.

In questo contesto, Zong e Nepf (2012) e Chen et al. (2012) hanno studiato le proprietà del flusso attraverso patch circolari di cilindri che intersecano la superficie libera delle correnti a pelo libero (ad esempio simulando patch di vegetazione che emergono dalla superficie libera). Il numero di cilindri e la dimensione delle patch sono stati ampiamente variati e i loro effetti sui flussi intorno e all'interno del patch sono stati studiati mediante tecniche di visualizzazione e misurazioni della velocità. I risultati ottenuti da questi studi mostrano che la scia dietro un ostacolo poroso può variare notevolmente in funzione della densità del medesimo ostacolo.

È stato osservato che a valle del patch vi è una regione stabile di scia in cui le velocità longitudinali si possono considerare approssimativamente uniformi lungo l'asse x. Questa regione è poi seguita da una zona in cui le velocità longitudinali cominciano a incrementare all'aumentare di x.

L'estensione di ciascuna regione aumenta al diminuire della densità dell'ostacolo e il loro sviluppo è associato alla resistenza degli strati di taglio che si formano lungo i lati della patch. Più a valle, a condizione che il patch sia abbastanza denso, i due strati di taglio si uniscono dando origine ad una struttura di flusso assimilabile a una scia di Von Karman, costituita dai caratteristi vortici.

Nicolle e Eames (2011) hanno eseguito una simulazione numerica diretta bidimensionale (DNS) con un meccanismo simile a quello di Zong e Nempf (2012). Le loro simulazioni sono state eseguite con numero di Reynolds relativamente basso e presentano un'analisi non solo delle forze di resistenza, ma anche della struttura di scia all'interno e a valle delle differenti patch. Essi hanno potuto osservare che, a seconda della densità del cilindro, possono essere identificati 3 campi: (a) per basse densità, ciascun cilindro si comporta come un corpo singolo e la scia totale è composta da scie individuali ben identificate, non emerge quindi un comportamento "globale"; (b) per densità medie, si forma a valle dell'ostacolo una scia piuttosto regolare; (c) per densità più elevate, la patch simula il comportamento di un corpo solido, sia in termini di resistenza, sia per quanto riguarda lo sviluppo della scia. Il coefficiente di Drag  $C_D$  trovato in queste simulazioni cresce all'aumentare della frazione solida ma convergerà al valore che avrebbe un cilindro solido con lo stesso diametro della patch per alte densità.

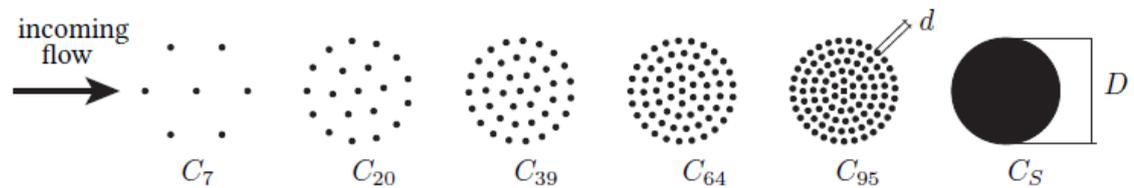
Inoltre, Nicolle e Eames riportano che per densità intermedie, il valore di  $C_D$  è costante.

Risultati simili possono essere trovati in Chang e Constantinescu (2015), i quali hanno effettuato simulazioni LES (un particolare modello matematico che sarà discusso nel seguente capitolo) di flussi a regime laminare in entrata uniforme e  $Re_D$  pari a 10000. In contrasto con Nicolle e Eames (2011), essi non hanno trovato una regione costante per il  $C_D$  a densità intermedie. In effetti, il coefficiente di resistenza è risultato aumentare monotonicamente senza alcun appiattimento intermedio. Nonostante questa discrepanza, il valore del  $C_D$  che riportano era paragonabile ai valori ottenuti precedentemente da Nicolle e Eames (2011).

Tutti gli studi sopra menzionati sono stati limitati alle patch 2-D e, come già affermato, vi sono pochissime informazioni sulle caratteristiche di flusso e trascinamento di gruppi di ostacoli che sono immersi all'interno di strati limite (per brevità, si fa riferimento a questi come patch 3-D). Una tale configurazione è probabilmente incontrata più spesso nelle applicazioni di ingegneria e nell'ambiente naturale rispetto alla sua controparte 2-D e quindi merita di essere analizzata in tutti i dettagli. La differenza di altezza tra lo strato limite e gli ostacoli porta alla formazione di uno strato di taglio aggiuntivo che induce forti caratteristiche tridimensionali al flusso medio, i cui effetti sullo sviluppo di resistenza e sulla scia devono essere chiariti.

A seguire in questo capitolo verranno presentati e discussi i risultati di uno studio sperimentale sui patch 3-D del flusso entrante in cui sono stati generati strati di contorno turbolenti che interferiscono su patch circolari finite costituite

da “cilindretti”. Scopo principale di tale studio è stato analizzare la connessione che può avere la densità della patch sulla resistenza e sulle caratteristiche della scia a valle della stessa.



**Figura 3** Vista piana delle configurazioni utilizzate per le patch con diversi valori di frazione solida

Gli esperimenti sono stati condotti utilizzando patch circolari composte da cilindri di diametro  $d$  con differenti densità del piano (come mostrato in figura 3) e sono state collocate nella linea centrale della galleria del vento. La geometria circolare della patch e i suoi costituenti cilindrici sono stati scelti per rimanere coerenti con gli studi precedentemente fatti e quindi per consentire di delineare le differenze tra i flussi che investono le patch 2-D e 3-D. Inoltre, le caratteristiche aerodinamiche dei cilindri solidi ad altezza finita con sezione trasversale circolare sono ben note (come emerge ad esempio negli studi condotti da Sumner, 2013). Questa ricchezza di conoscenze fornisce un solido punto di riferimento per la caratterizzazione del flusso e della resistenza del caso limite analizzata in questo studio (vale a dire, il caso in cui la frazione di volume solida è pari a 1) e per i singoli costituenti delle patch porose.

Per il caso del cilindro solido è stato realizzato un ostacolo in poliuretano espanso non poroso, con un diametro  $D$  pari a 100 mm e un'altezza  $H$  di 100

mm (rapporto altezza/D pari a 1). Le patch porose invece sono state realizzate con 7, 20, 39, 64 e 95 cilindretti, ognuno caratterizzato da diametro  $d = 5$  mm e un'altezza  $H = 100$  mm; contenuti in un patch di diametro  $D = 100$  mm.

In Nicolle ed Eames (2011), i cilindri sono stati disposti in cerchi concentrici con un cilindro al centro del patch, mentre la distanza tra ogni cerchio concentrico e tra i cilindri appartenenti ad uno stesso cerchio è costante. Le caratteristiche di ciascun patch sono riportate nella tabella sottostante. La densità  $\phi$  è definita come il rapporto dell'area del piano occupata da tutti i singoli cilindri all'interno della patch,  $N_c \pi d^2/4$ , e l'area di base della patch,  $\pi D^2/4$ .

	$C_7$	$C_{20}$	$C_{39}$	$C_{64}$	$C_{95}$	$C_S$
$N_c$	7	20	39	64	95	1
$\phi$	0.0175	0.0500	0.0975	0.1600	0.2375	1
Circles	1	2	3	4	5	NA
Symbol	●	◆	▲	■	▼	◀
$C_D$	0.0994	0.2417	0.3165	0.363	0.3741	0.2061
$C_{Dbulk}$	0.2856	0.6944	0.9093	1.043	1.075	0.5921
$L_r$	3.7	> 8	> 8	7.7	7.3	3.1
$U_\infty$ (m/s)	20.07	20.20	20.16	20.20	20.13	20.26
$U_{bTE}/U_\infty$	–	0.4574	0.3319	0.1859	0.1581	–
$V_{bTE}/U_\infty$	–	0.0074	0.0075	0.0185	0.0283	–
Recirculation bubble	NO	NO	NO	YES	YES	–
$x_{rb}/D$	–	–	–	2.0	1.5	–
$\omega_{zMAX} D/U_\infty$	–	–2.15	–2.79	–3.08	–3.24	–6.54
$y_{\omega zMAX}$	–	0.97	1.04	1.08	1.15	1.01
$\omega_{yMAX} D/U_\infty$	–	1.07	1.62	2.32	2.74	3.38

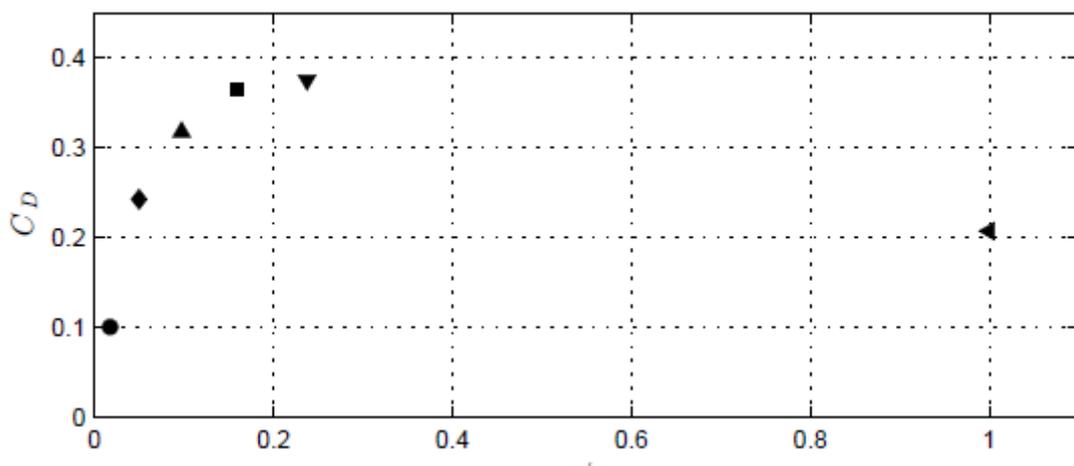
**Tabella 1** Configurazioni e risultati del paper di riferimento

Vengono riportati in tabella 1 i risultati degli esperimenti, analizzati dall'articolo di ricerca [1] “*Characterisation of drag and wake properties of canopy patches immersed in turbulent boundary layers*” di Taddei, Manes e Ganapathisubraman; tale tabella costituirà il paper di riferimento della tesi,

mentre la figura 4 riassume essenzialmente la variazione del  $C_D$  al variare della densità della patch  $\varphi$ .

Si può notare che il coefficiente di resistenza cresce all'aumentare di  $\varphi$  e sembra convergere in un valore di circa 0,37, che tuttavia non corrisponde al coefficiente di trascinamento del caso solido, che è molto più basso. Sorprendentemente, il coefficiente di Drag della patch solida è piuttosto paragonabile al caso C20.

Inoltre, si può rilevare che il  $C_D$  non mostra alcuna regione costante come, al contrario, è stato riportato da Nicolle e Eames (2011) per il caso di patch 2-D.



**Figura 4** *Variazione del coefficiente di Drag con la densità  $\varphi$ , valori reali riportati in tabella 1*

Si noti che il grafico mostra una mancanza di dati per quanto riguarda le densità nell'intervallo  $0,2375 < \varphi < 1$  poiché, negli esperimenti presentati, era fisicamente impossibile costruire patch con  $\varphi > 0,2375$  mantenendo un rapporto costante  $d/D$ . Pertanto, non è stato possibile dedurre conclusioni sul comportamento di  $C_D$  rispetto alla densità all'interno di questo intervallo in

quanto sarebbero state solo speculative. E' inoltre opportuno affermare che è l'influenza di  $Re$  su  $C_D$  è stata giudicata trascurabile, presumibilmente a causa del notevole livello di turbolenza che caratterizza lo strato limite turbolento in entrata.

L'andamento di  $C_D$  (per  $0,0175 < \varphi < 0,2375$ ) può essere considerato simile a quelli riportati da Nicolle e Eames (2011) e Chang e Constantinescu (2015) a densità analoghe. Tuttavia, i valori dei coefficienti di resistenza nel caso presente sono molto più bassi. Questo è dovuto principalmente a due motivi: (a) è risaputo che la resistenza di un ostacolo a dimensione finita è molto più bassa della resistenza di un ostacolo 2-D con la stessa sezione trasversale; (b) ancora più importante, la velocità non dimensionale scelta per calcolare il  $C_D$  è  $U_\infty$ , che corrisponde alla velocità del flusso libero dello strato limite il quale non rappresenta con esattezza flusso effettivo che attraversa le patch.

Se il  $C_D$  viene ricalcolato come

$$C_{D_{bulk}} = \frac{F_D}{1/2 \rho U_{bulk}^2 DH}$$

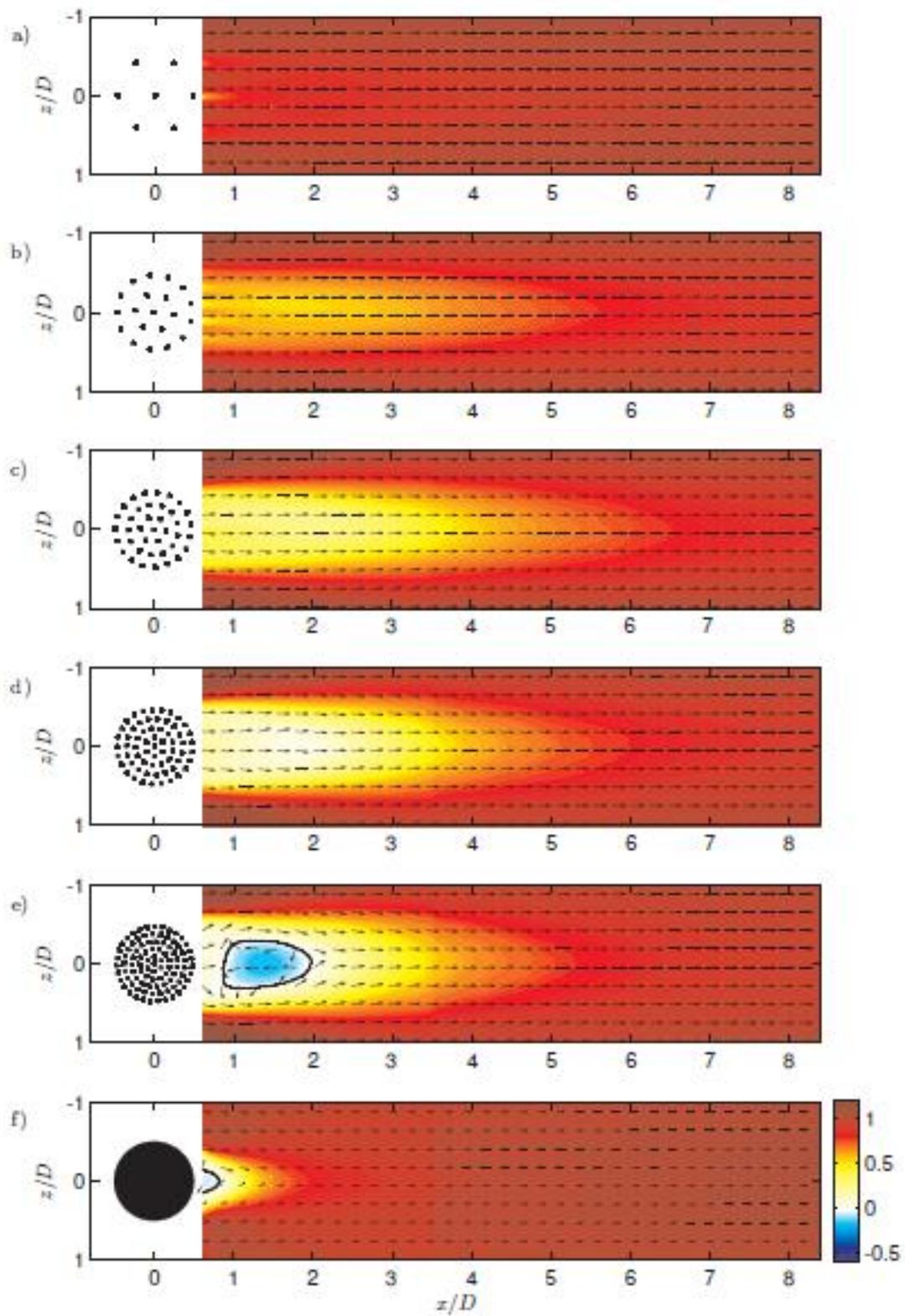
dove  $U_{bulk}$  è la velocità di massa a ridosso della patch, i valori di  $C_{D,bulk}$  diventano molto più vicini a quelli riportati in Nicolle ed Eames (2011) e in Chang e Constantinescu (2015), sebbene ancora significativamente più bassi. Infine, va notato che, in generale, il  $C_D$  di un ostacolo colpito da un flusso turbolento può aumentare se i livelli di turbolenza vengono eliminati (Castro e Robins, 1977). Contrariamente a Nicolle ed Eames (2011) e Chang e Constantinescu (2015), le patch esaminate sono influenzate da uno strato limite completamente turbolento (cioè non un flusso laminare) e quindi questo

potrebbe contribuire a spiegare le differenze osservate nei valori del coefficiente di Drag. Tuttavia, è stato dimostrato che questo contributo, almeno per le patch porose, può essere considerato trascurabile e che le differenze di  $C_D$  tra patch 2D e 3D sono dovute ad un effetto bleeding lungo l'asse verticale.

Partendo dalla prima configurazione, ovvero il caso  $C_7$  (con  $\phi = 0.0175$ ) si può dedurre dalla figura 5 come la scia della patch sia composta da singole scie di cilindri, da cui non emerge alcun comportamento “di gruppo”, per esempio una generazione di una scia turbolenta con scala comparabile al diametro o all'altezza del patch. Risultati analoghi sono stati riportati per una densità di patch simile anche in Nicolle e Eames (2011), Chen et al. (2012) e Chang e Constantinescu (2015) per i flussi 2-D. Le interazioni tra le singole scie di ostacoli multipli, per diversi orientamenti e spaziature sono state studiate in dettaglio da Wang et al. (2013), quindi il caso  $C_7$  non è stato ulteriormente discusso.

Concentrandosi principalmente sulle densità di patch che mostrano un comportamento di gruppo più evidente, si può rilevare che la figura 5 mostra che per densità superiori a  $C_{20}$ , le tracce delle singole scie sulla velocità longitudinale media scompaiono, suggerendo quindi la comparsa di fenomeni di flusso alla scala del diametro del patch. All'interno di questo intervallo di densità, le proprietà delle scie cambiano significativamente al variare di  $\phi$ . La lunghezza di recupero della scia  $L_r$  (cioè la distanza a valle della patch in cui le velocità medie longitudinali recuperano il 90% del loro modulo di velocità originario) diminuisce all'aumentare di  $\phi$  per densità di patch tra  $C_{39}$  e  $C_s$  (configurazione del cilindro pieno). Il campo visivo non è stato abbastanza

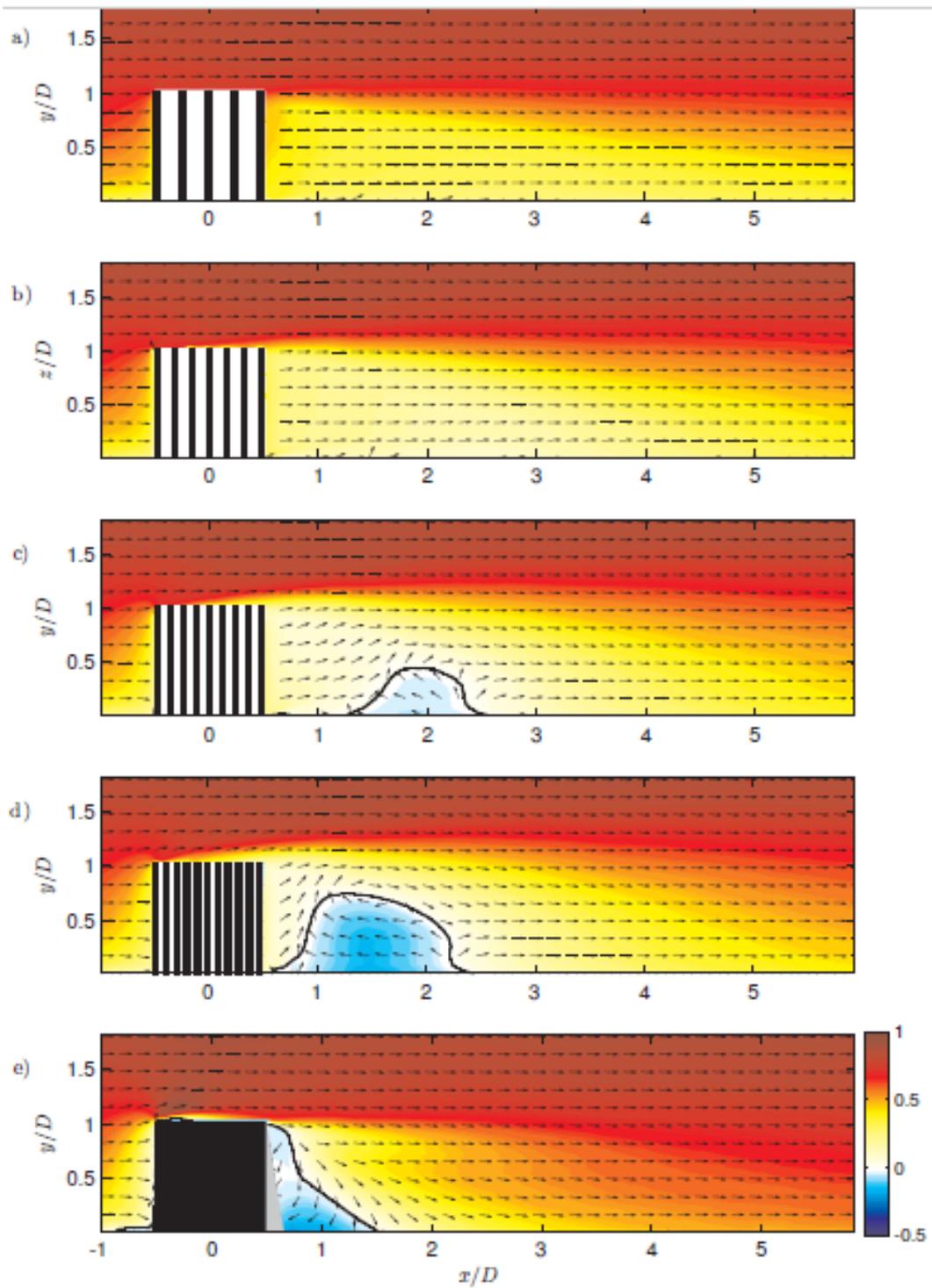
lungo per rilevare la reale lunghezza di recupero per  $C_{20}$  e  $C_{39}$ , che è quindi maggiore di circa 8 diametri patch. Tuttavia, da un'analisi qualitativa di fig. 5, sembra che la scia a valle di  $C_{39}$  recuperi ad una velocità inferiore rispetto a  $C_{20}$ , suggerendo quindi che  $L_r$  potrebbe essere correlato non linearmente a  $\varphi$ . La lunghezza di recupero della scia per il caso solido è molto più breve di tutti gli altri casi, presumibilmente a causa di un maggiore trasferimento della quantità di moto esercitato dagli strati di taglio che si formano attorno alla superficie solida del cilindro pieno.



**Figura 5** Vista piana del campo vettoriale della velocità (componente longitudinale)

La configurazione del cilindro pieno è anche caratterizzata dalla scia più stretta, che a  $x/D = 1$  è limitata tra  $-0,3 < z/D < 0,3$ . Per tutti gli altri casi porosi le estensioni laterali della scia sono contenute in  $-0,6 < z/D < 0,6$ . Ciò suggerisce che la separazione del flusso lungo i lati della patch porosa si verifica più a monte rispetto al cilindro solido. Ciò potrebbe essere dovuto al *bleeding* del fluido lungo la direzione laterale che fissa il punto di separazione lungo i lati della patch. Ciò corrisponde al fatto che, per le patch porose, l'estensione laterale della scia a  $x/D = 1$  è costante, dunque non è dipendente da  $\phi$ . Data la grande estensione laterale delle scie, si ritiene che l'effetto *bleeding* sia in grado di fissare il punto di separazione in corrispondenza del cilindro più esterno delle patch.

Le figure 5 e 6 mostrano che al bordo posteriore delle patch porose, le velocità longitudinali medie sono sempre positive e più è alta la densità più debole è l'effetto *bleeding*, con  $C_s$  che mostra una bolla di ricircolo attaccata al suo bordo posteriore. È interessante notare che gli schemi di ricircolo vengono osservati anche per  $C_{64}$  e  $C_{95}$ , ma, rispetto al caso solido, questi si trovano più a valle. Dunque, le figure 5 e 6 mostrano che più è densa la patch, più sarà vicino al bordo posteriore la posizione della sua bolla di ricircolo. Ciò ha senso poiché lo spostamento della bolla è causato dal *bleeding* del bordo posteriore, che aumenta al diminuire di  $\phi$ . Spostamenti simili nella bolla di ricircolo a valle di corpi porosi sono riportati da Castro (1971) per lastre porose e da Chang e Constantinescu (2015) per patch 2-D.



**Figura 6**  $U/U_\infty$  sul piano verticale  
a)  $C_{20}$ , b)  $C_{39}$  c)  $C_{64}$ , d)  $C_{95}$  and e)  $C_S$

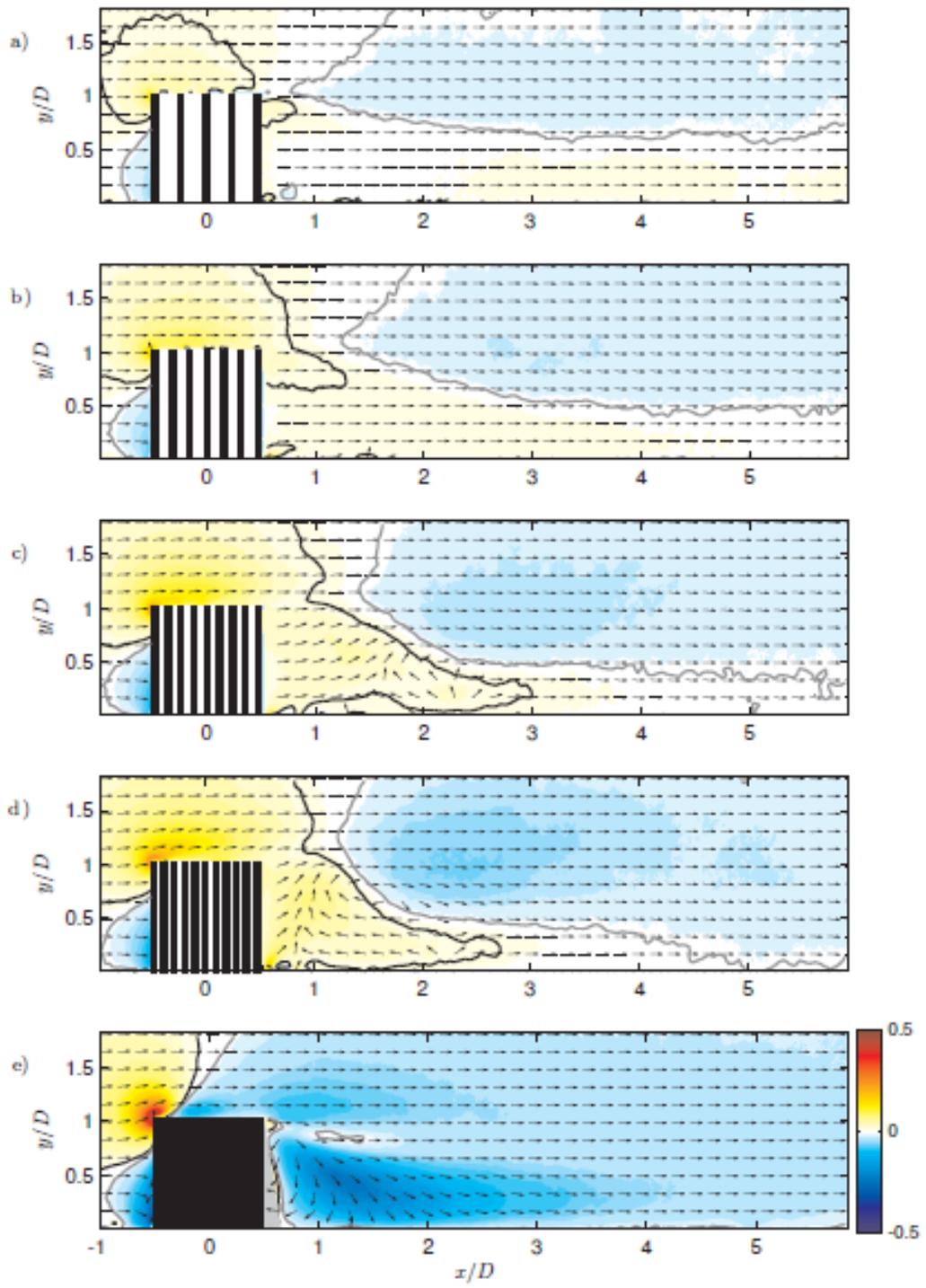
Ulteriori informazioni sulla scia delle patch sono rivelate dalla figura 7, che mostra la componente non dimensionale della velocità verticale  $V/U_\infty$  misurata

nel piano x-y in corrispondenza di  $z=0$  (quindi un piano verticale). Come per le figure 5 e 6, i vettori di velocità unitaria sono rappresentati per indicare la direzione del flusso. Inoltre, come già suggeriva la figura 5, la fig. 7 conferma che, per il caso solido, il flusso si separa sul bordo anteriore del cilindro, si riattacca lungo la sommità e converge verso il basso immediatamente a valle dell'ostacolo. Tra tutti i casi investigati quello relativo al cilindro solido è quello in cui la velocità verticale mostra le variazioni più significative nel campo di flusso. Inoltre,  $V/U_\infty$  ha un picco positivo localizzato in prossimità della cima del bordo superiore, ma diventa negativo immediatamente a valle e rimane tale per quasi tutto il campo visivo. Le figure 6 e 7 mostrano che per il caso solido l'estensione longitudinale della regione di ricircolo non è uniforme lungo  $y$  perché aumenta verso la parete. La bolla si allarga verso la parete, dove gli effetti dell'estremità libera sono meno intensi.

Rispetto al caso solido, le patch porose si comportano in modo molto diverso. I picchi di  $V/U_\infty$  sul bordo d'attacco sono di grandezza inferiore, presumibilmente a causa della permeabilità della patch, che consente ad una parte del fluido di passare attraverso la loro matrice porosa piuttosto che essere completamente deviata verso l'alto. Per lo stesso motivo, la decelerazione del flusso sul bordo anteriore delle patch porose è meno intensa rispetto a quella del caso solido (vedere la figura 6). Coerentemente con questa ipotesi,  $V/U_\infty$  nella parte superiore della parete a monte aumenta di valore all'aumentare di  $\phi$  (figura 7), mentre la velocità longitudinale media  $U/U_\infty$  di fronte alla patch diminuisce all'aumentare di  $\phi$  (figura 6). All'estremità libera delle zone porose, il flusso non si separa e la velocità verticale media  $V$  rimane positiva, indicando che il flusso scorre verso l'alto dall'interno della patch (figura 7). A livello intuitivo, questo

fenomeno può essere attribuito al gradiente di pressione generato dalla differenza di velocità tra il flusso più veloce, il quale si trova immediatamente sopra la patch (che risulterà ad una pressione più bassa) e quello più lento all'interno del patch (pressione più alta).

Pertanto, rispetto al caso solido, sia il *bleeding* verticale che quello sull'estremità finale sono responsabili della bolla di ricircolo che si forma in C<sub>64</sub> e C<sub>95</sub>.



**Figura 7**  $V/U_\infty$  nel piano verticale.

Concludendo, si può affermare che il coefficiente di resistenza di un ostacolo è principalmente influenzato dalla diffusione della sua scia e dall'intensità del deficit di velocità nella scia stessa. Per le patch porose, ci sono tre principali fenomeni di flusso che influenzano la scia rispetto ad un corpo solido: (i) il *bleeding* laterale, (ii) quello verticale e (iii) e infine quello a valle della patch.

Il *bleeding* laterale impedisce il riattacco del flusso lungo i lati delle patch porose contribuendo quindi ad ampliare la scia. L'effetto del *bleeding* verticale (sempre verso l'alto per le patch porose, come osservato in figure 6) è duplice: innanzitutto spinge verso l'alto lo strato di taglio che si forma in corrispondenza della parte superiore della patch allargando quindi la dimensione verticale della scia; e in secondo luogo indebolisce il trascinamento della scia. Quest'ultimo effetto è dovuto alla velocità verticale positiva generata immediatamente a valle della patch, il quale impedisce al limite inferiore dello strato di taglio superiore di svilupparsi verso il basso, e infine, indebolisce il trascinamento del fluido nella scia.

In definitiva si può affermare che sia il *bleeding* laterale che quello verticale contribuiscono a ingrandire le dimensioni della scia lateralmente e verso l'alto o a impedire il trascinamento della stessa. Entrambi gli effetti contribuiscono ad aumentare la resistenza del flusso, il che significa che un aumento dell'effetto *bleeding* contribuisce ad un aumento del coefficiente di Drag della patch. Viceversa, il *bleeding* dell'estremità posteriore risulta avere un effetto opposto. Esso infatti porta la regione di ricircolo (se presente) ad uno spostamento verso valle e diminuisce l'intensità degli strati di taglio che si formano ai lati, i quali contribuiscono a ridurre il  $C_D$ .

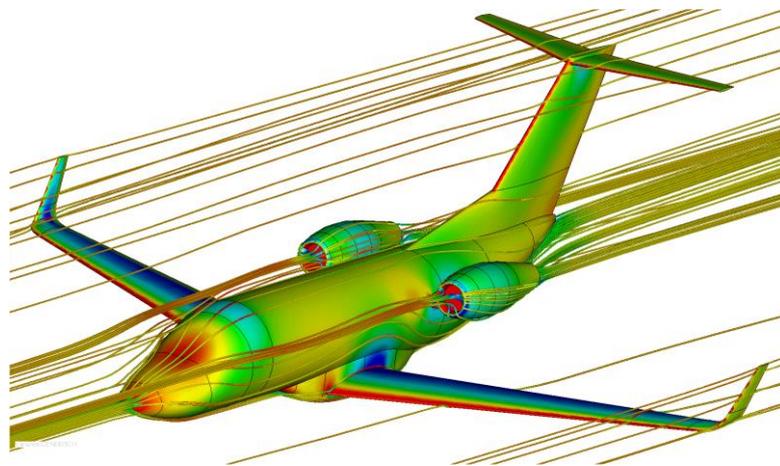
Per quanto riguarda la relazione che sussiste tra densità  $\phi$  della patch, effetto bleeding e coefficiente  $C_D$  si può constatare come un aumento della densità corrisponda ad un maggior effetto bleeding, che a sua volta fa sì che aumenti la resistenza. L'ampiezza laterale della scia sembra che non sia dipesa dalla variazione di  $\phi$ , di conseguenza si può affermare che l'aumento di  $C_D$  sia dovuto prevalentemente all'effetto bleeding verticale. Tuttavia sarebbe erroneo sostenere che il bleeding laterale non influisca in alcun modo sul valore assoluto del coefficiente di resistenza, e che abbia come unico effetto solamente quello di fissare il punto di separazione laterale attorno alla patch.

Il fatto che il  $C_D$  riscontrato nel caso solido sia più basso che negli altri casi investigati può essere spiegato ponendo attenzione agli intensi strati di taglio che si formano attorno alla sua superficie e all'assenza di bleeding laterale e verticale; ciò contribuisce a restringere significativamente la dimensione della scia laterale/verticale e, conseguentemente, a ridurre il coefficiente di resistenza. In definitiva il  $C_D$  del cilindro solido risulta essere molto più basso rispetto a quello di  $C_{95}$ , dove gli effetti del bleeding verticale e laterale sono invece molto forti, e può essere comparato al caso  $C_{20}$ .



### 3. Metodologia computazionale: CFD

Negli ultimi anni la progettazione ha subito un cambiamento notevole. Da una tecnica di progettazione analitica, basata su formule algebriche volte a descrivere la realtà fisica, ci si sta spostando verso una tecnica basata su scenari di simulazione virtuale. Nel campo dell'ingegneria meccanica l'applicazione più diffusa riguarda la modellazione solida; oggi è possibile testare le prestazioni meccaniche di un determinato oggetto in un vero e proprio laboratorio virtuale. In questo clima di evoluzione tecnologica sono dunque nati i software FEM (finite element method) per le analisi strutturali e CFD (computational fluid-dynamics) per le analisi fluidodinamiche.



**Figura 8** rappresentazione grafica ottenuta tramite CFD

I software CFD sono in grado di rappresentare una sorta di galleria del vento virtuale nella quale è possibile riprodurre le leggi fisiche dei fluidi, siano questi liquidi o gassosi, attraverso un opportuno ambiente di simulazione. Lo scopo principale di questi software è quello di dare più informazioni possibili al

progettista in fase di progettazione, col vantaggio di avere la possibilità di simulare condizioni estreme, come ad esempio temperature o pressioni estremamente elevate, o oggetti di dimensioni notevoli. Ne consegue che, con questo tipo di analisi, gli ingegneri sono in grado di individuare la fonte di eventuali problemi che riducono le prestazioni, prendendo in considerazione diverse configurazioni del progetto prima di passare ad uno step successivo.

Questi fattori, uniti alla possibilità di ottenere un buon sviluppo dell'analisi numerica e conseguentemente la risoluzione delle equazioni fondamentali che governano i fenomeni fluidodinamici hanno fatto sì che si sviluppasse la CFD, con le equazioni di Navier-Stokes, di una certa complessità, che trovano soluzioni soddisfacenti in una molteplicità di problemi ingegneristici, nonostante un notevole sforzo computazionale.

Esistono due procedure per affrontare la risoluzione delle equazioni di Navier-Stokes:

- 1) la DNS (Direct Numerical Simulation), a livello concettuale la procedura più semplice, ma con costi computazionali molto elevati, in cui il calcolo si sviluppa sulle equazioni complete per cui tutte le componenti turbolente sono calcolate e di conseguenza non è necessario introdurre alcun modello di turbolenza,
- 2) e la RANS (Reynolds Averaged Navier-Stokes), approccio che considera gli elementi di turbolenza tramite un modello turbolento calibrato come un moto medio con delle fluttuazioni temporali. I tempi sono più ridotti rispetto alla DNS ma sono richiesti delle ulteriori equazioni.

Andando nello specifico, l'approccio costituito dalla Direct Numerical Simulation (DNS) è un approccio completo che sviluppa in forma diretta la risoluzione delle equazioni di Navier-Stokes, senza richiedere alcuna modellistica della turbolenza aggiuntiva in quanto gli aspetti di turbolenza sono inclusi nelle equazioni stesse. E' per questa ragione che i costi di calcolo, funzione della complessità e della strutturazione delle operazioni di calcolo, sono in questo caso estremamente rilevanti.

Attualmente la DNS può essere utilizzata con costi ragionevoli purché il numero di Reynolds risulti relativamente piccolo, mentre le geometrie di contorno entro cui si sviluppa il moto devono essere poco complesse.

L'approccio DNS può presentare quindi diverse limitazioni di carattere tecnico dovute alla complessità insita nelle equazioni e questo ha fatto sì che la ricerca si orientasse verso approcci differenti, riconducibili a simulazioni della turbolenza, rappresentata nelle equazioni, in funzione della "scala" con cui essa si sviluppa all'interno del fenomeno; ovvero che importanza assume la presenza di vortici e quali dimensioni presentano questi ultimi. Queste procedure non risolvono in forma completa le equazioni di Navier-Stokes, tutt'al più tendono a limitarle nei termini ritenuti più rilevanti per il fenomeno in studio.

L'approccio generale consiste nel rimuovere la componente turbolenta dalle equazioni, ovvero quella fluttuante, e successivamente risolvere le equazioni mediate nel tempo. Questa operazione di media, quando è applicata alle equazioni di Navier-Stokes è indicata come RANS (Reynolds Averaged Navier-Stokes).

Si pone come via di mezzo tra questi due metodi (DNS e RANS) la LES, acronimo di Large Eddy Simulation, procedura che simula direttamente il moto del flusso su larga scala (large-scale) e utilizza una modellistica per tenere in conto gli effetti che le turbolenze di piccola scala (small-scale turbulence) inducono sui grandi vortici (large eddies). La LES si basa sostanzialmente su due concetti:

a) le strutture idrodinamiche di larga scala (large scale turbulence = grandi vortici) che sono direttamente dipendenti sia dalla forma geometrica entro cui si muove il fluido sia dalle condizioni al contorno vengono risolte tramite le equazioni di Navier-Stokes in tre dimensioni e in condizioni non stazionarie;

b) la scala più piccola del moto, ovvero le strutture vorticosi minori (small eddies, chiamate anche vortici di Kolmogorov) collegate al moto di larga scala (large scale motion), è tenuta in conto grazie ad un modello a parte.

Teorizzata nel 1963 dal meteorologo americano Joseph Smagorinsky, è ancora oggetto di grande interesse per via dei suoi possibili sviluppi, ma anche perché si pone come un interessante approccio tra metodologia RANS (più rapida ma più approssimativa) e quella DNS (più esatta ma dall'elevato costo computazionale).

Si colloca quindi fra gli estremi rappresentati da DNS in cui tutte le componenti delle fluttuazioni sono calcolate e non è necessario introdurre alcun modello della turbolenza, e dalla metodologia RANS in cui si calcolano solo i campi di velocità medi e tutti gli effetti non permanenti della turbolenza sono considerati tramite un modello di turbolenza; tuttavia l'approccio *LES* è ancora allo stato di ricerca e richiede un impegno di calcolo ancora notevole.

A prescindere dal tipo di approccio impiegato è facile intuire per quale motivo la CFD negli ultimi anni abbia suscitato un certo interesse e abbia incontrato un rapido sviluppo. In termini di costo gli investimenti iniziali richiesti sono relativamente contenuti in quanto sono disponibili ottimi software open-source sviluppati agli elementi finiti. Infine non c'è limite (perlomeno in via teorica) alle dimensioni dei modelli che si possono studiare.

### 3.1 Equazioni RANS

Analizzando nel dettaglio l'approccio RANS, il primo step per ottenere le equazioni consiste nella cosiddetta decomposizione di Reynolds alle quantità che compaiono nelle equazioni di Navier-Stokes. Ad esempio la velocità istantanea viene ridefinita nel seguente modo:

$$u(x,t) = \bar{u}(x) + u'(x,t)$$

dove  $u'(x,t)$  è la componente fluttuante del campo (funzione di t), mentre  $\bar{u}(x)$  risulta essere la componente media della velocità stessa; tale velocità si ottiene attraverso un'operazione di media temporale, ovvero  $\bar{u}(x) =$

$$\lim_{T \rightarrow \infty} \left( \frac{1}{T} \right) \int_0^T u(x,t) dt \quad \text{risultando quindi indipendente dal tempo. Allo stesso}$$

modo si possono ricavare le espressioni relative alle altre quantità coinvolte.

Successivamente si opera una media temporale direttamente sulle equazioni Navier-Stokes così modificate, nel caso di fluido incomprimibile si deducono un'equazione di continuità e una di quantità di moto:

- Equazione di continuità

$$\frac{\partial U_j}{\partial x_j} = 0$$

- Equazione della quantità di moto

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + \frac{\partial (U_i U_j)}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \nu \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right) + \frac{r^R_{ij}}{\rho}$$

dove  $\nu = \mu/\rho$  rappresenta la viscosità cinematica,  $\rho$  la densità,  $p$  la pressione ed  $U$  la velocità.

Tuttavia per la presenza di 6 nuove incognite rappresentate dalle componenti del tensore degli sforzi di Reynolds, le equazioni non costituiscono un sistema chiuso che permetta di determinare i campi di velocità e pressione medie.

Riassumendo quanto detto finora, l'operazione di media temporale sull'equazione di continuità di un fluido incomprimibile permette di ottenere due singole equazioni di continuità per il campo di velocità medio e quello fluttuante. Mentre con l'applicazione dell'operatore di media temporale alla equazione di Navier-Stokes si ottiene una equazione di bilancio della quantità di moto del moto medio, in cui però compare un termine, esprimibile come sforzo aggiuntivo, e in funzione delle velocità fluttuanti.

Analogamente, il tentativo di ricavare equazioni di evoluzione per la temperatura media e per la concentrazione media di sostanze presenti nel flusso, ha fatto sì che si aggiungessero dei termini aggiuntivi contenenti le

quantità fluttuanti: tali termini sono incogniti, di conseguenza le equazioni di evoluzione delle quantità medie non risultano essere ancora in numero sufficiente per poter risolvere il problema, che risulta essere indeterminato. Il tentativo di ottenere delle equazioni per i termini aggiuntivi contenenti le quantità fluttuanti risulta del tutto inconcludente. Ad esempio le equazioni di evoluzione delle singole componenti dello sforzo di Reynolds contengono termini a loro volta incogniti. Pertanto la soluzione delle equazioni per gli sforzi di Reynolds rende ancora più complesso il problema della chiusura. Proprio a causa della non-linearità delle equazioni di Navier-Stokes, scrivere equazioni per momenti di ordine sempre più elevato introduce sempre più incognite senza poter raggiungere un bilancio con le equazioni. Questo problema, tipico dei sistemi di equazioni non lineari, cui viene applicata una decomposizione delle incognite in valori medi e fluttuanti, è chiamato, appunto, problema di chiusura. Per arrivare ad una chiusura del sistema si devono avere delle relazioni di chiusura; pertanto la soluzione è quella di considerare dei modelli per gli sforzi turbolenti, ognuno dei quali presenta diverse ipotesi alla base.

### **3.2 Modelli a viscosità turbolenta**

Nel 1877 il matematico francese Joseph Boussinesq, per risolvere il problema della chiusura, fu il primo a proporre un modello per gli sforzi turbolenti nell'ipotesi di turbolenza sviluppata ad alti numeri di Reynolds, dove convezione e diffusione sono trascurabili, mentre produzione e dissipazione degli sforzi di Reynolds sono in equilibrio. Boussinesq assunse l'ipotesi di similarità tra il moto delle strutture turbolente e quello molecolare; questo porta a considerare gli

sforzi turbolenti come effetti che possono essere assimilati a una viscosità aggiuntiva, variabile da punto a punto, detta viscosità turbolenta  $\mu$ . Due le ipotesi di validità:

- le scale caratteristiche della turbolenza devono essere molto più piccole delle scale del moto medio,
- la turbolenza deve essere isotropa anche in presenza di shear (distribuzione Maxwelliana).

E' importante affermare che l'ipotesi di Boussinesq impone un allineamento tra il tensore degli sforzi di Reynolds ed il tensore velocità di deformazione. I modelli basati su questa ipotesi cadono in difetto in determinati tipi di correnti, come le seguenti:

- correnti con rapide variazioni del tensore velocità di deformazione medio,
- correnti con separazione dello strato limite,
- su superfici curve,
- correnti rotatorie,
- correnti tridimensionali,
- in condotti con flussi secondari.

Di fondamentale importanza per la risoluzione del problema della chiusura risulta quindi essere la determinazione della viscosità turbolenta  $\mu$ . Per la modellazione di tale effetto sono state presentate numerose proposte. Nei modelli a 0 equazioni, per esempio, la viscosità turbolenta viene modellata sulla base di assunzioni empiriche, modello della lunghezza di miscelamento. In questo modo vengono risolte le equazioni RANS per il solo campo mediato.

Differente procedimento, invece, per quanto riguarda i modelli a 1 o 2 equazioni, in cui la viscosità turbolenta viene determinata in funzione della quantità turbolenta (per esempio l'energia turbolenta) per le quali è necessario risolvere dell'equazioni di trasporto-diffusione. Il primo a suggerire il fatto che la turbolenza può essere descritta adeguatamente da due grandezze indipendenti, determinabili quindi mediante equazioni differenziali fu Kolgomorov (1942).

### **3.3 Modelli a 2 equazioni: k- $\epsilon$ , k- $\epsilon$ RNG, k- $\omega$ e k- $\omega$ SST**

Nella fluidodinamica computazionale i modelli a 2 equazioni sono quelli più utilizzati, ed in particolare i più noti risultano essere il modello k- $\epsilon$  ed il modello k- $\omega$ .

Tale tipologia di modellazione si basa su due equazioni, ciascuna relativa a una distinta quantità turbolenta, ottenendo così dei modelli completi che non hanno bisogno di ulteriori funzioni note in maniera analitica. Nella pratica si hanno quindi due variabili, ad ognuna delle quali sarà associata un'equazione. Una prima equazione determinerà l'energia della turbolenza, ed è chiamata energia cinetica turbolenta (k), mentre la seconda indica la dissipazione turbolenta (che a seconda del modello utilizzato può essere indicata con  $\epsilon$  o  $\omega$ ).

Si è soliti utilizzare come prima equazione quella per l'energia cinetica turbolenta. Inoltre, scegliendo il rateo di dissipazione dell'energia cinetica turbolenta è possibile arrivare a definire le seguenti grandezze:

- scala di lunghezza  $\approx \frac{k^{3/2}}{\varepsilon}$
- scala di velocità  $\approx \frac{k}{\varepsilon}$
- scala di tempo  $\approx k^{1/2}$   $\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}$
- viscosità turbolenta  $\nu_T = \frac{C_\mu k^2}{\varepsilon}$

Oltre ai due modelli appena citati se ne aggiungono altri, che partono dalle stesse considerazioni, ma sono stati implementati in una qualche parte, al fine di migliorare il modello a cui si riferisce. Il modello k-ε, ad esempio, è stato implementato nel modello k-ε RNG, di recente sviluppo, il quale porta la viscosità turbolenta ad una nuova formulazione, e considera la dissipazione ε con una nuova equazione di trasporto. Tale modello è quello adoperato dal codice di calcolo ANSYS FLUENT e se ne riportano qua di seguito le due equazioni, prese dalla guida teorica del programma stesso [10].

L'equazione dell'energia cinetica turbolenta k risulta essere pari a:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ (\alpha_k \mu_{eff}) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k + G_h - \rho k - Y_M + S_K$$

Mentre l'equazione di trasporto aggiuntiva per la dissipazione turbolenta ε risulta essere la seguente:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \varepsilon u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ (\alpha_\varepsilon \mu_{eff}) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{K} (G_k + G_{3C} G_b) - C_{2\varepsilon} \frac{\varepsilon^2}{k} - R_\varepsilon + S_\varepsilon$$

dove:

- $G_K$  rappresenta l'energia cinetica turbolenta dovuta alla velocità media

- $G_B$  è l'energia cinetica turbolenta dovuta al galleggiamento
- $Y_M$  rappresenta il contributo della compressibilità
- $S_K$  ed  $S_C$  vengono definiti nel caso ci siano altre fonti generatrici di turbolenza
- $C_{1\varepsilon}$  e  $C_{2\varepsilon}$  sono due coefficienti che assumono diverso valore in funzione delle caratteristiche del flusso
- $\alpha_k$  e  $\alpha_\varepsilon$  rappresentano l'inverso dei numeri di Prandtl per  $k$  ed  $\varepsilon$

Tuttavia è opportuno tenere in considerazione che il modello presentato non è esente da problemi numerici, soprattutto in corrispondenza del bordo dove il termine  $\frac{\varepsilon^2}{k}$  è singolare. D'altra parte risulta essere particolarmente adatto nei casi di correnti completamente turbolente. Per ovviare a questa criticità nasce il modello  $k-\omega$ , che al posto di  $\varepsilon$  considera il rapporto  $\frac{k}{\varepsilon}$ , denominato appunto  $\omega$ . Tale quantità identifica una 'frequenza' del fenomeno turbolento, mentre il suo inverso  $\frac{1}{\omega}$  definisce una scala temporale. Questo modello risulta essere vantaggioso se si considera la riduzione dei problemi numerici e una minore attenzione nella scelta delle costanti, tuttavia presenta il difetto di rimanere particolarmente sensibile ai valori scelti per le condizioni al contorno.

Accanto a questi due modelli "classici" nel tempo se ne sono sviluppati altri, ognuno dei quali tenta di migliorare qualche aspetto del modello standard, come ad esempio il modello  $k-\omega$  SST.

In generale è possibile formulare queste valutazioni: l'applicazione di modelli a 1 equazione è poco conveniente perché non dà risultati sensibilmente migliori rispetto ai modelli algebrici. Inoltre i modelli a 1 equazione richiedono che sia definita per ogni tipo di corrente la lunghezza caratteristica " $l$ ". Tuttavia presentano un vantaggio notevole, ovvero la semplice implementabilità rispetto ai modelli a 2 equazioni.

Il modello  $k-\epsilon$ , nonostante sia il più diffuso tra quelli a due equazioni, è difficile da implementare, deve essere accuratamente calibrato per ogni nuova applicazione, richiede correzioni nello strato limite, e risulta essere assolutamente inadeguato a simulare correnti con gradiente di pressione contrario.

Il modello  $k-\Omega$  presenta invece alcuni vantaggi:

- non richiede correzioni nello strato limite,
- riproduce adeguatamente anche correnti con gradiente di pressione contrario ed intransizione.
- è stato applicato anche a correnti separate e con ricircolo senza modifiche rispetto al modello base.

Questo modello non è però adatto a simulare l'interazione onda d'urto-strato limite e correnti su pareti curve.

### 3.4 Procedura

Viene analizzata adesso in questo paragrafo la procedura operativa standard seguita dalla CFD per la soluzione delle equazioni. Per cominciare è stato fondamentale definire una mesh di calcolo; questo perché l'approccio richiede la discretizzazione del dominio in parti più piccole che vengono chiamate celle elementari (per l'appunto "*mesh*"). Il dominio risulterà quindi una griglia di calcolo su cui dovranno essere risolte le equazioni di Navier-Stokes iterativamente. L'integrazione iterativa fra i risultati dell'analisi fluidodinamica e quelli strutturali ad elementi finiti, permette di valutare non solo gli effetti dei flussi attorno ai solidi ma anche le loro deformazioni, permettendo di valutare approfonditamente anche effetti variabili nel tempo delle pressioni su una superficie.

Esistono due diversi approcci:

- Metodo volumi finiti: è un metodo standard, applicato dalla maggior parte dei codici per CFD. La risoluzione delle equazioni avviene in un volume di controllo discreto
- Metodo elementi finiti: utilizzato per analisi strutturale, ma anche in fluidi con numero di Reynolds particolarmente elevato

Il software utilizzato in questa tesi, ovvero ANSYS FLUENT, adotta il primo di questi due approcci. La procedura operativa può essere riassunta nei seguenti passaggi:

1. Definizione del dominio fisico del problema da analizzare, ovvero la sua geometria.
2. Discretizzazione del volume occupato dal fluido, cioè suddivisione in un gran numero di celle elementari generando una griglia di calcolo o "*mesh*".
3. Definizione del modello fisico, ovvero le equazioni del moto e l'equazione dell'energia. Viene anche definito un modello numerico (metodo di discretizzazione delle equazioni, algoritmi per la risoluzione delle equazioni).
4. Definizione delle condizioni al contorno (proprietà del fluido nel dominio di calcolo). Per problemi non stazionari devono essere definite inoltre le condizioni iniziali.
5. Risoluzione iterativa delle equazioni. Il calcolo viene interrotto una volta raggiunto un certo grado di accuratezza.
6. Visualizzazione dei risultati tramite un post-processore.
7. Estrapolazione e analisi dei risultati.

### 3.5 Mesh

In Fluidodinamica computazionale assume una notevole importanza il concetto di "*mesh*", ovvero la discretizzazione del volume in celle elementari su cui sono risolte in maniera iterativa le equazioni di Navier-Stokes. Per effettuare le dovute simulazioni è stato quindi necessario impostare una determinata griglia di calcolo al fine di ottenere un risultato tanto più preciso quanto fine e particolareggiata è la mesh. Ovviamente una mesh molto fine e dettagliata non fa che aumentare i tempi di calcolo ed elaborazione durante la simulazione del programma rispetto ad una più grossolana.

Tuttavia, se la simulazione è non stazionaria, risulta necessario ridurre il delta temporale. A tal proposito è utile menzionare la condizione di Courant; essa diventa necessaria per la convergenza numerica della soluzione di alcune equazioni alle derivate parziali. È importante affermare che per la tale condizione il passo temporale considerato debba essere più ridotto di un certo intervallo di tempo, altrimenti si riscontrerebbero risultati ampiamente scorretti. A titolo di esempio, se un'onda attraversasse una griglia di calcolo discreta l'intervallo temporale dovrebbero essere minore del tempo necessario all'onda per attraversare due generici punti adiacenti della griglia. Se tale distanza venisse ridotta, il limite superiore dell'intervallo temporale diminuirebbe anch'esso. In altre parole, il dominio analitico, o continuo, deve essere contenuto nel dominio numerico (o discreto) di dipendenza per far sì che lo schema possa trovare l'informazione necessaria volta a creare la soluzione.

Altra precisazione importante riguarda i gradienti; questi ultimi più sono elevati più occorre che la mesh sia fine per far sì che essi vengano catturati con una maggior precisione. Proprio per questo motivo la mesh deve risultare più

particolareggiata verso la parete (o wall), ovvero per la presenza di un gradiente di velocità (poiché in prossimità di un wall la velocità passa da 0 alla velocità  $V$  del fluido). Le mesh possono avere diversi tipi di forma, essenzialmente quadrate o triangolari nell'ambito del 2D, tetraedri, esaedri, parallelepipedi nel 3D. È facile immaginare che una mesh triangolare (o tetraedrica nel caso 3D) permetta, data la sua particolare forma, di coprire superfici (o volumi) più irregolari. Da questo concetto nasce la definizione di mesh ibrida: ovvero la suddivisione del dominio in elementi finiti (mesh) di tipo differente (tetraedriche e cubiche ad esempio). Tale tipologia di mesh caratterizza generalmente le zone di passaggio da griglie poco fitte a quelle molto fitte.

Esiste un'ulteriore suddivisione per tipologia di mesh:

1. Mesh strutturata
2. Mesh non strutturata

In quella strutturata, generalmente non ibrida, ogni cella è identificata da una terna generica, procedendo quindi a una numerazione razionale dei nodi. In quella non strutturata le celle sono organizzate in modo arbitrario, senza essere identificate da una terna, si procede dunque ad una numerazione con un ordine prestabilito tramite una memorizzazione. Tuttavia presenta il vantaggio di essere in grado di riprodurre geometrie complesse, e per questo motivo risulta essere quella più impiegata per i calcoli strutturali.

Altro parametro importante per la caratterizzazione di una mesh è l' "aspect ratio", ovvero il rapporto tra il lato più lungo e quello più corto appartenenti ad una stessa cella. Esso dà un'idea della regolarità della singola cella e per garantire migliori risultati questo deve avere valori prossimi a 1.



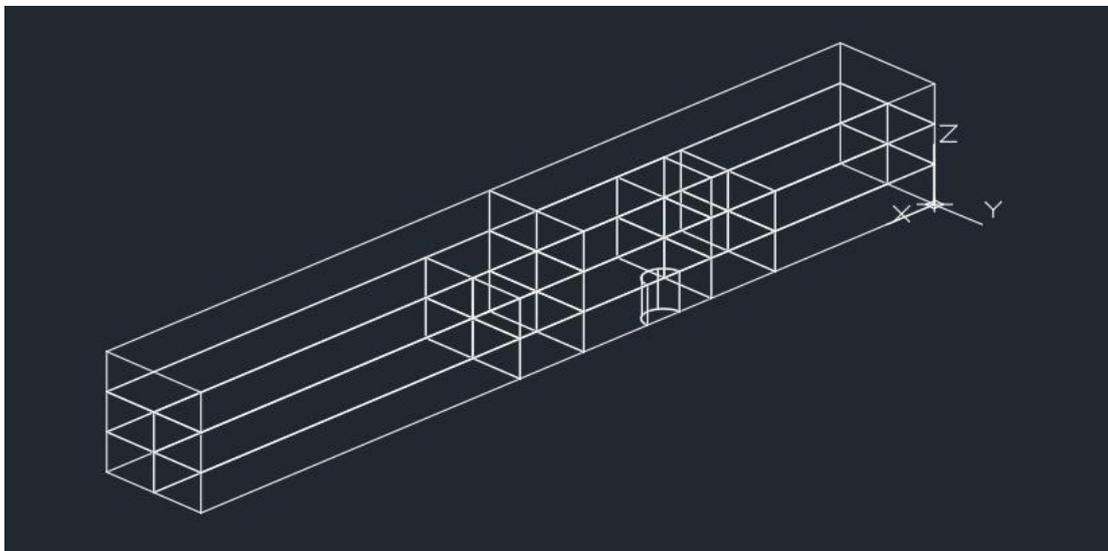
## 4. Risultati

Precedentemente è stata approfondita l'analisi della letteratura scientifica, relativa ad una patch tridimensionale investita da un flusso, tramite la valutazione dei risultati degli esperimenti eseguiti in galleria del vento. In questo capitolo, invece, saranno presentati i risultati delle simulazioni numeriche eseguite nelle diverse configurazioni, e commentati mediante un confronto con la letteratura di riferimento. Dette simulazioni sono state impostate seguendo le stesse condizioni degli esperimenti, al fine di permettere la comparazione dei risultati. Il confronto è stato effettuato focalizzandosi in primo luogo sul coefficiente di resistenza conseguito, ed in secondo luogo sulle rappresentazioni grafiche della velocità in scia a valle della patch.

Come già detto, il codice di calcolo utilizzato per le simulazione numeriche è stato Ansys Fluent; tale software contiene vaste capacità di modellazione fisica necessarie per la modellazione stessa del flusso e della turbolenza per quanto riguarda le applicazioni industriali e per questa ragione, nel capitolo 3, sono state illustrate le caratteristiche dello strumento di calcolo numerico agli elementi finiti individuato nella CFD (Computational Fluid Dynamics), assieme ai modelli teorici che ne reggono il funzionamento.

## 4.1 Progettazione e sviluppo del modello

Per rappresentare l'elemento di vegetazione tridimensionale si è optato per una patch cilindrica avente diametro  $D$  e altezza  $H$  pari a 100 mm, ovvero le stesse dimensioni della patch degli esperimenti riportati nell'articolo di ricerca [1] *Characterisation of drag and wake properties of canopy patches immersed in turbulent boundary layers* di Taddei, Manes e Ganapathisubraman. Lo spazio circostante deve essere sufficientemente ampio in modo da contenere gli effetti del flusso che investe la patch affinché possano essere studiati senza interferenza alcuna; si è considerato dunque un canale della lunghezza di 2,3 m, con il cilindro poroso posto a 0,8 m dalla sezione d'entrata (1,4 m invece lo spazio a valle della patch). Per quanto riguarda la larghezza e l'altezza del canale sono state scelte come dimensioni rispettivamente 60 e 30 cm.

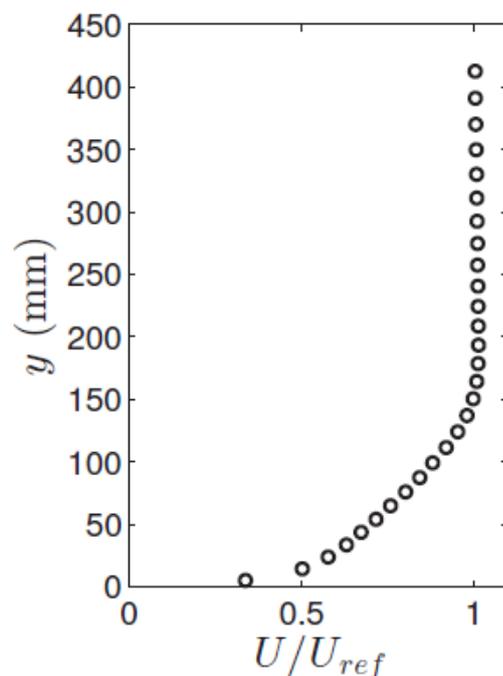


**Figura 9** Geometria del canale di calcolo

Tuttavia una simulazione in 3-D per un volume di queste dimensioni è certamente dispendiosa in termini di tempo, ragione per cui la geometria è stata

dimezzata in senso longitudinale, tagliando di conseguenza il cilindro, come si può vedere in figura 9, e portando la larghezza del canale a 30 cm; ovviamente impostando le opportune condizioni di simmetria nella sezione di mezzeria per dare continuità al volume e al campo di moto. Con questo espediente i costi computazionali sono stati ridotti notevolmente senza compromettere il risultato finale.

Per quanto concerne la velocità, essa è stata impostata con un andamento monotonicamente crescente come mostrato nel diagramma di figura 10 (i valori della velocità  $U$  sono adimensionalizzati), con un valore massimo al pelo libero corrispondente a 20 m/s ( $U_{ref}$ ).



**Figura 10** Profilo della velocità non dimensionale del flusso, tratto da [2] "Turbulent flows interacting with groups of obstacles" di S. Taddei

Il coefficiente  $C_D$  di resistenza al moto (drag coefficient) è indispensabile per calcolare la forza di resistenza che il corpo oppone al movimento del fluido che lo investe, oppure per quantizzare la forza che si oppone al moto del corpo immerso nel fluido; esso è funzione della forma dell'ostacolo, ma anche delle caratteristiche del fluido. Per il calcolo del coefficiente, nel caso di cilindro poroso, si è fatto affidamento alla classica utilizzazione del teorema dell'equilibrio in forma globale.

Definito quindi il volume di controllo di cui si intende studiare l'equilibrio dinamico l'equazione globale presenta la seguente espressione vettoriale:

$$\vec{G} + \vec{\pi} = \dot{m}_2 \vec{V}_2 - \dot{m}_1 \vec{V}_1 + \vec{I}$$

nella quale  $G$  rappresenta il peso del volume del fluido,  $\pi$  indica le forze di superficie al contorno,  $I$  è l'inerzia locale, nulla in caso di moto permanente,  $m_1$  e  $m_2$  rappresentato rispettivamente le quantità di moto entranti e uscenti dal volume di cui si intende studiare l'equilibrio. Note tutte le altre grandezze, è possibile dedurre il valore della forza  $F_D$ , restituita al termine di una simulazione dal software Ansys Fluent, e da questa il coefficiente di Drag  $C_D$ .

L'espressione che lega la forza di resistenza  $F_D$  al coefficiente risulta essere la seguente e già citata nel capitolo 2:  $F_D = \frac{1}{2} \rho V^2 C_D A$

Essa è dunque funzione sia del quadrato della velocità (del corpo in moto nel fluido fermo o, analogamente, del fluido che investe l'ostacolo) sia della superficie del corpo esposta al moto del fluido. La densità fluido è  $\rho$  che in questo caso è l'aria (1,225 kg/m<sup>3</sup>).

Altro aspetto su cui è possibile operare in Ansys Fluent riguarda il modello di turbolenza da impiegare; in questo caso ci si è serviti del modello  $k-\varepsilon$  implementato nella variante RNG, di cui sono state illustrate le peculiarità nel paragrafo 3.3, indicato dalla letteratura scientifica come un modello particolarmente preciso e adatto per analizzare il flusso attraverso un ostacolo. Ad ogni simulazione eseguita è stato associato il valore del coefficiente di resistenza così calcolato, che è quindi funzione della porosità del cilindro, rendendo possibile il confronto con il valore di  $C_D$  ottenuto nel paper di riferimento.

Sostanzialmente il lavoro svolto ha seguito queste fasi:

1. Validazione della mesh: prendendo come riferimento una particolare configurazione del cilindro poroso, sono state fatte più simulazioni per individuare la mesh più appropriata, ovvero quella in grado di garantire un risultato preciso attraverso un intervallo temporale accettabile.
2. Validazione del modello: una volta individuate le misure per una mesh adeguata sono state eseguite le simulazioni per le rimanenti configurazioni e, al termine di esse, è stata verificata l'attendibilità del modello mediante un confronto con la letteratura di riferimento.
3. Ampliamento del campo di ricerca: attraverso nuove simulazioni è stato esteso il campo di validità non analizzato dagli studi sperimentali (valori di SVF compresi tra 0,240 e 1) per valutare l'andamento globale di  $C_D$ .

## 4.2 Validazione mesh

La configurazione di cilindro poroso scelta per la validazione della mesh è stata la numero 5, ovvero quella caratterizzata da un  $SVF = 0,237$  (porosità  $p = 0,763$ ); gli esperimenti descritti in [1] hanno riscontrato un coefficiente di resistenza pari a 0,374 e tale valore è stato il riferimento per la validazione di una mesh ottimale.

Come già accennato l'infittimento della mesh eleva i costi computazionali oltre ad una maggior precisione del risultato, motivo per cui l'infittimento interessa la zona del cilindro, ovvero quella su cui occorre focalizzarsi, lasciando una dimensione piuttosto grossolana lontano dalla patch. Sono di seguito riportati i valori della mesh impiegata solamente in due zone, quella rappresentante l'interno del cilindro, e quella del volume adiacente contenente il cilindro stesso.

Per questa configurazione sono state lanciate quattro simulazioni, ognuna delle quali impostata con differenti mesh ibride:

- Mesh 1: dimensione di 4 mm attorno al cilindro, 2 mm al suo interno.
- Mesh 2: dimensione di 3 mm attorno al cilindro, 2 mm al suo interno.
- Mesh 3: dimensione di 2,5 mm attorno al cilindro, 1,5 mm al suo interno.
- Mesh 4: dimensione di 2 mm attorno al cilindro, 1,5 mm al suo interno.

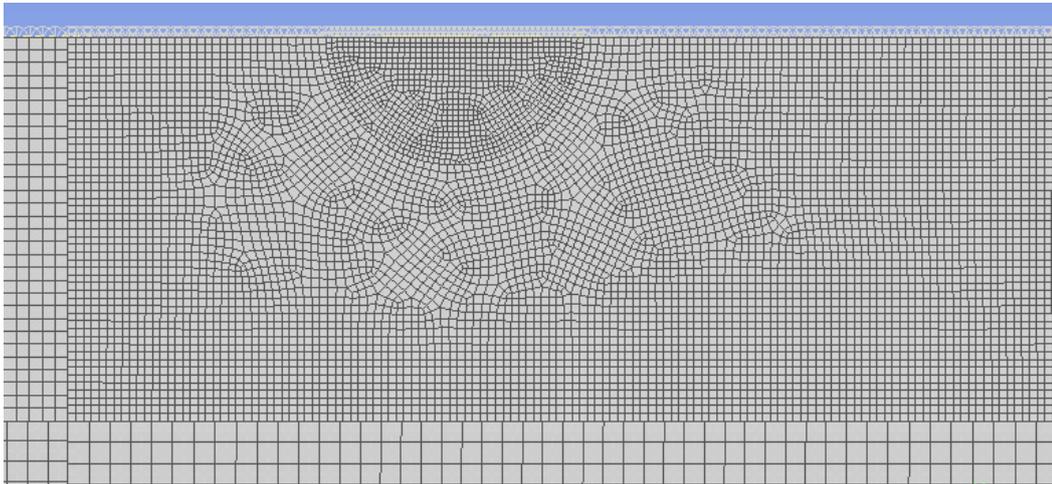
Si riportano in tabella 2 i risultati estrapolati dalle simulazioni. Come si può intuire si possono apprezzare risultati più precisi rendendo la mesh più fine, tuttavia non bisogna sottovalutare la tempistica, di conseguenza una mesh molto particolareggiata risulterebbe essere computazionalmente dispendiosa rispetto al risultato restituito.

Analizzando i coefficienti di Drag è facile intuire come la scelta per la mesh ottimale sia ricaduta sulla numero 3.

Validazione mesh (Coef. Drag $C_D$ )			
mesh 1	mesh 2	mesh 3	mesh 4
0,361	0,367	0,374	0,373
grossolana	→		fine

**Tabella 2** Valori di  $C_D$  ottenuti in funzione della mesh impiegata

Essa ha restituito un valore di  $C_D$  molto attendibile, uniforme a quello di riferimento e con tempistiche accettabili; l'infittimento della mesh, come evince la quarta simulazione, non è necessaria poiché tende a restituire un risultato già riscontrato con la mesh numero 3, di cui si riporta una rappresentazione in figura 11.



**Figura 11** mesh adottata nelle simulazioni

### 4.3 Validazione del modello

Si riportano in questo paragrafo i valori ottenuti dalle simulazioni per le rimanenti configurazioni, vale a dire per SVF = 0,018 - 0,050 - 0,098 - 0,160 - 1,000 (per completezza in tabella 3 è presente anche la simulazione per SVF = 0,237 già trattata per la validazione della mesh).

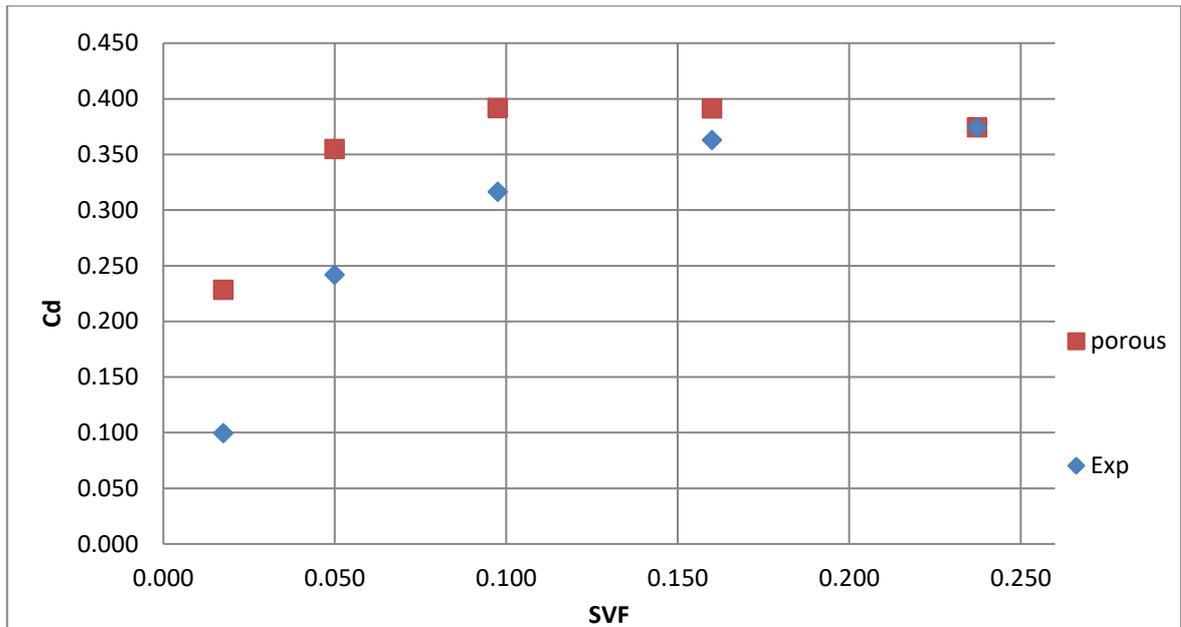
SVF	porosità	Cd_sperimentale	Cd_mesh 3	$\Delta$ Cd
0,018	0,983	0,099	0,228	0,129
0,050	0,950	0,242	0,355	0,113
0,098	0,903	0,317	0,392	0,075
0,160	0,840	0,363	0,391	0,028
0,237	0,763	0,374	0,374	0,000
1,000	0,000	0,206	0,229	0,023

*Tabella 3 tabella riassuntiva – coefficienti di drag in funzione del fattore SVF e differenza con i valori presentati in [1]*

La colonna **Cd\_sperimentale** riporta i valori della letteratura di riferimento [1] ampiamente analizzati nel capitolo 2, mentre la colonna  **$\Delta$  Cd** indica le differenze tra i drag del paper e quelli calcolati con le simulazioni.

Si può notare come l'andamento crescente che caratterizza i valori di riferimento non sia del tutto rispettato nelle simulazioni eseguite, infatti, pur condividendo il valore minimo nella configurazione SVF = 0,018, il picco di  $C_D$  si ha nella terza simulazione (SVF = 0,098) per poi rimanere stabile.

Come appare evidente nel grafico 1, la discrepanza tra i risultati ottenuti e quelli di riferimento è notevole per i valori più bassi di densità (quindi le configurazioni più porose), discrepanza che va a diminuire fino ad annullarsi totalmente nella quinta simulazione (SVF = 0,237).



**Grafico 1** Coefficiente di resistenza in funzione del parametro SVF

In generale si può dire che la tendenza ad allinearsi con l'asintoto  $C_D = 0,380$  è abbastanza rispettato. Anche il valore per la configurazione del cilindro pieno ( $SVF = 1$ ), non rappresentato nel grafico 1 per focalizzarsi principalmente sull'andamento iniziale, ha avuto un riscontro positivo, con una differenza relativamente piccola ( $\Delta C_d = 0,023$ ).

In generale si può dire che il modello strutturato sia sufficientemente adeguato, con valori confrontabili con il paper di riferimento in particolar modo al crescere della densità della patch, ragione per cui si può ritenere positiva la calibrazione del modello impiegato, e, di conseguenza, utilizzare lo stesso modello per un ampliamento del campo di ricerca, andando a simulare le configurazioni con SVF maggiori di 0,250.

## 4.4 Estensione del campo di ricerca

Ritenuti sufficientemente attendibili i risultati ottenuti, si è potuto procedere ad effettuare ulteriori simulazioni, il cui scopo è stato quello di allargare il campo di studio. Infatti in letteratura è disponibile molta ricerca sulla variazione del coefficiente di resistenza al moto e la velocità in scia per valori di SVF compresi tra lo 0 e il 50 %, passando poi direttamente al valore del coefficiente per il caso di cilindro pieno. Molto poco è stato studiato per valori di SVF tra il 50 e il 100%, che risulta essere quindi un campo di vasto interesse per la ricerca.

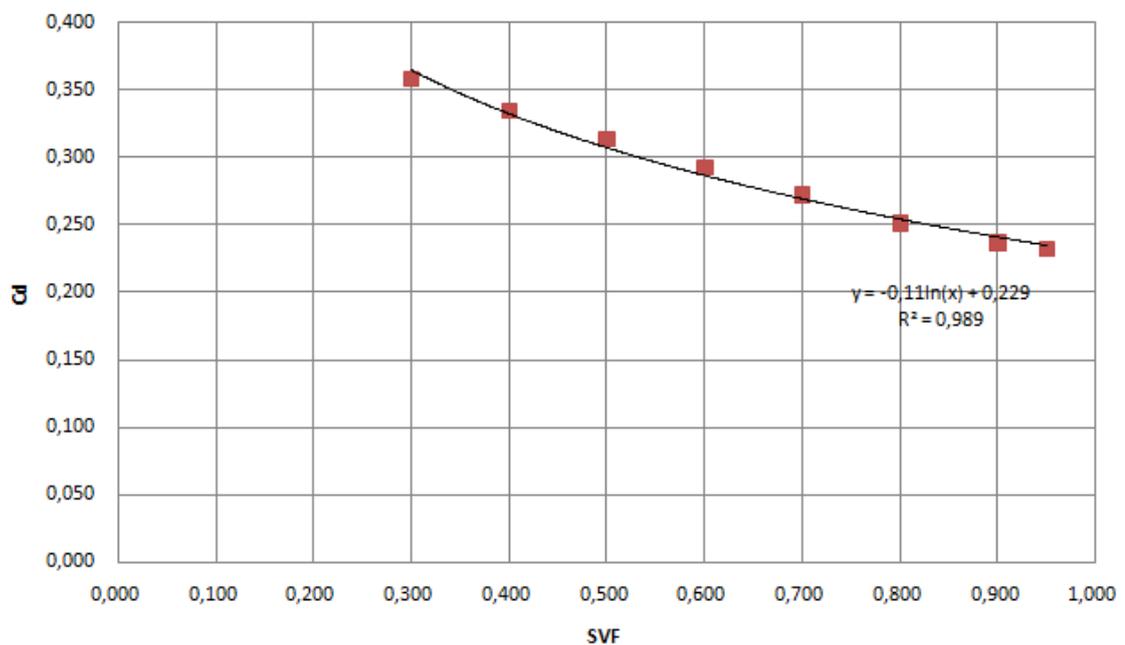
Un ulteriore indicatore del fatto che si possa procedere all'estensione del campo con il modello poroso è fornito dalla simulazione inerente al cilindro pieno, la quale ha restituito un drag del valore di 0,229, congruente al riferimento sperimentale, individuando di conseguenza un andamento che, se confermato dalle simulazioni successive, dovrebbe essere realistico.

Ovviamente, mancando un riferimento sperimentale per tale campo inesplorato, le osservazioni avranno una valenza più speculativa, limitandosi al controllo della curva ottenuta, e alla tendenza che assumerà quest'ultima.

SVF	porosità	Cd_sperimentale	Cd_ottenuto
0,018	0,983	0,099	0,228
0,050	0,950	0,242	0,355
0,098	0,903	0,317	0,392
0,160	0,840	0,363	0,391
0,237	0,763	0,374	0,374
0,300	0,700		0,358
0,400	0,600		0,335
0,500	0,500		0,313
0,600	0,400		0,293
0,700	0,300		0,272
0,800	0,200		0,251
0,900	0,100		0,237
0,950	0,050		0,232
1,000	0,000	0,206	0,229

**Tabella 4** Risultati di  $C_D$  al variare del parametro SVF

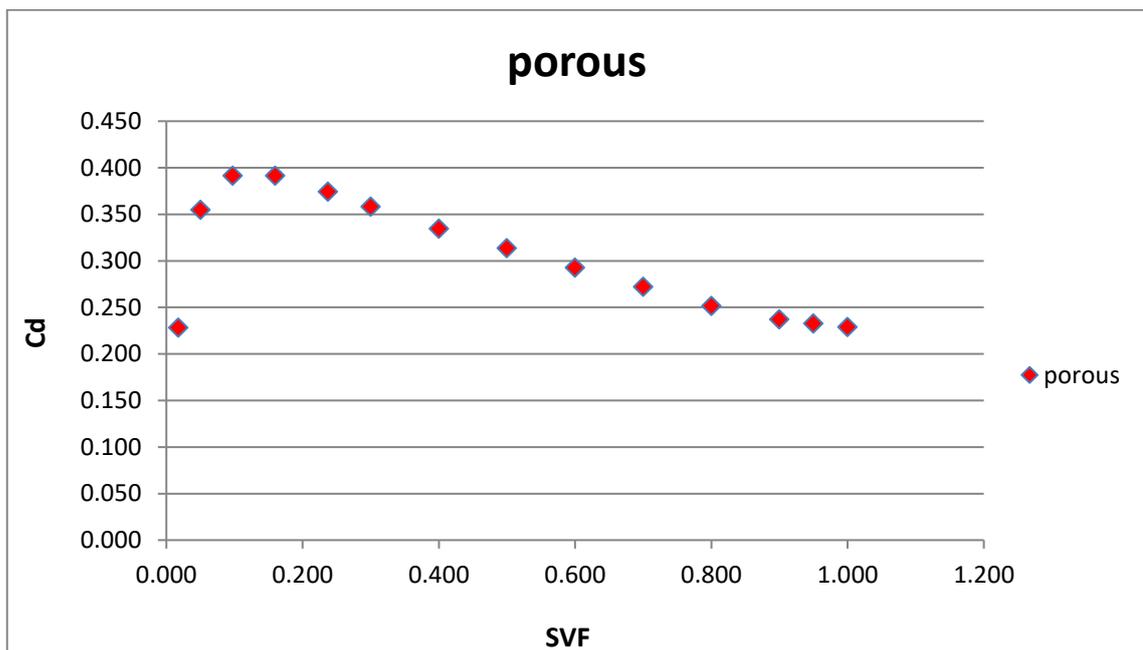
In tabella 4 sono visibili i coefficienti di resistenza ricavati dal nuovo gruppo di simulazioni numeriche, che sono state in totale otto, riguardanti valori di SVF da 0,300 a 0,950; si può osservare che tali risultati ottenuti si susseguono individuando una linea di tendenza precisa.



**Grafico 2** funzione che descrive l'andamento di  $C_D$  al variare di SVF

Questo risultato è da considerare certamente positivo come si può riscontrare nel grafico sopra riportato (grafico 2), in cui si è provato ad individuare una linea di funzione che relaziona tra loro i coefficienti di drag conseguiti, la quale corrisponde all'equazione logaritmica  $y = -0,11 \ln(x) + 0,229$ . Viene riportato inoltre il coefficiente di determinazione  $R^2$ , pari a 0,989, proporzione tra la variabilità dei dati e la correttezza del modello statistico impiegato. Esso, essendo prossimo al valore unitario, si può dire che indica una buona relazione lineare tra il fenomeno analizzato e la sua curva di regressione.

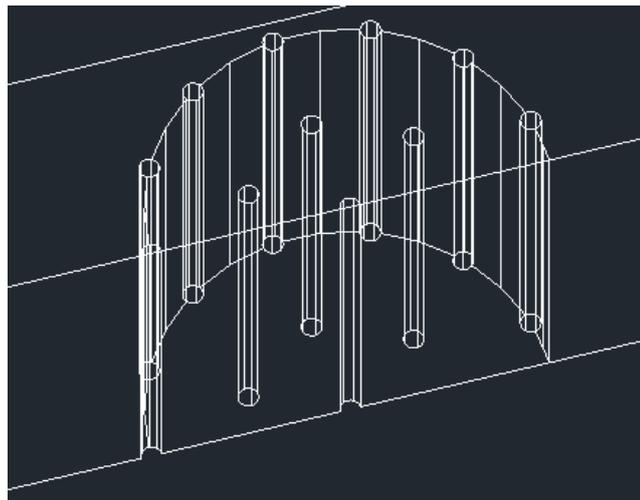
Nel grafico 3 sottostante è possibile notare l'andamento globale del coefficiente di resistenza, ricavato dall'esecuzione di un totale di 14 simulazioni del modello del cilindro poroso.



**Grafico 3** andamento generale di  $C_D$  al variare del parametro SVF con il modello poroso

## 4.5 Simulazioni con risoluzione esplicita della geometria

Constatata la discordanza tra il modello e il riferimento nelle prime due simulazioni, ovvero le due più porose, si è resa necessaria la validazione di un nuovo modello, al fine di indagare su tale discrepanza di risultati. Essa può essere dovuta all'inadeguatezza del modello turbolento scelto, il  $k-\epsilon$ , o ancora alla semplificazione della patch come un mezzo poroso. Tale modello alternativo non si è basato quindi sulla porosità del cilindro investito dal flusso, bensì sulla costruzione geometrica di piccoli cilindri solidi disposti in cerchi concentrici contenuti nella patch, i quali rappresentano in questo caso gli elementi che vanno a costituire l'ostacolo. La figura 12, che rappresenta un particolare della geometria del modello, chiarisce ulteriormente il concetto, con i "cilindretti" che rappresentano la porzione solida della patch, mentre lo spazio tra di esse il volume dei vuoti nonché la parte attraversabile dal fluido.



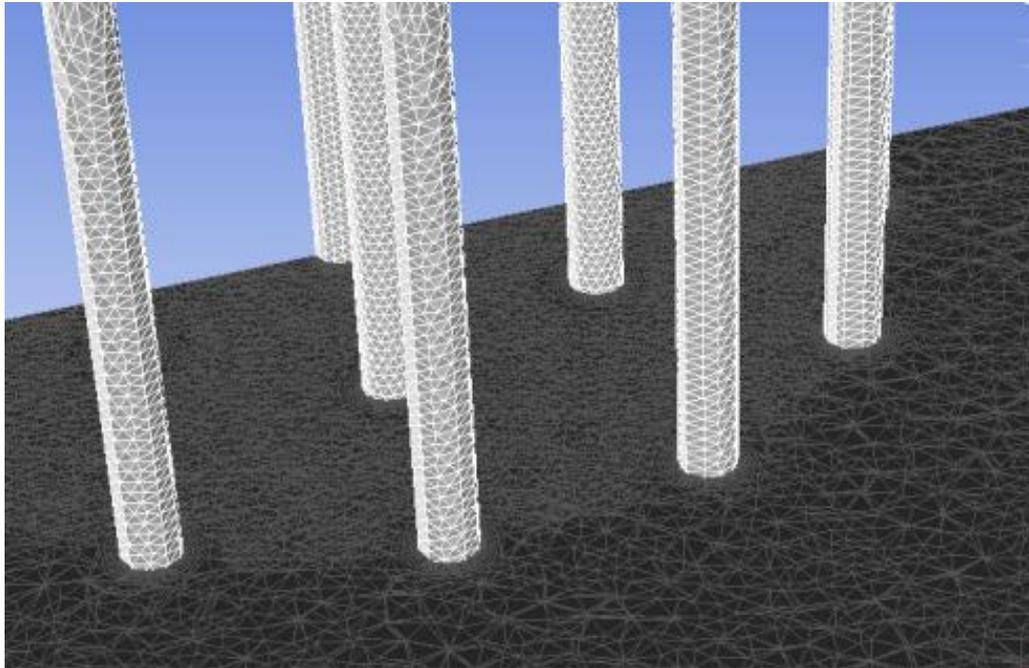
**Figura 12** Geometria della patch costituita da 20 "cilindretti" nel modello alternativo (configurazione  $SVF=0,050$ )

È evidente come la mesh dovrà essere più particolareggiata in prossimità della superficie dei cilindri, al fine di cogliere il *boundary layer* per ottenere un risultato preciso, ed è altrettanto evidente che il costo computazionale è molto più elevato per queste simulazioni, in particolare per le configurazioni a maggior SVF, poiché esse sono caratterizzate da un maggior numero di “cilindretti”. Un fattore interessante di questo modello è senza dubbio il confronto più diretto che si può avere con la letteratura di riferimento, la quale è basata sugli esperimenti di un flusso attraverso una patch, costituita per l'appunto da una disposizione in cerchi concentrici di “cilindretti” di raggio 5 mm; tale dimensione sarà ovviamente quella impostata per le successive simulazioni.

#### **4.5.1 Struttura della mesh**

Per questo modello è stata generata una mesh con dimensione 1,3 mm all'interno del cilindro, mentre all'esterno, nel volume adiacente e contenente la patch, di 2,5 mm. La particolarità di questa mesh è però quella di infittirsi avvicinandosi alle superfici solide dei cilindri, su cui è stata impostata una dimensione minima di 0,25 mm, allo scopo di ottenere il risultato più idoneo possibile, data la complessità delle traiettorie del flusso, il quale attraversa in questo caso una vera e propria disposizione di elementi. Diventa quindi fondamentale adottare una mesh molto fine per analizzare al meglio l'interazione tra i cilindri ed estrapolare la resistenza offerta da essi. In figura 13 si osserva un dettaglio della mesh per l'impostazione della seconda simulazione, ovvero quella relativa alla patch da 20 elementi e frazione solida

pari a 0,050; si vuole evidenziare in particolar modo la differenza con la mesh del modello poroso di figura 11, chiaramente più “grossolana”.



*Figura 13 particolare di mesh nella configurazione con SVF = 0,050*

#### **4.5.2 Validazione del modello**

Notevolmente più costose dal punto di vista computazionale, le simulazioni del nuovo modello hanno avuto una tempistica molto più elevata delle precedenti (con tempi mediamente superiori ai 4/5 giorni per simulazione). I coefficienti di resistenza ricavati dalle ultime simulazioni sono previamente riportati in tabella 5, e con essi i corrispettivi valori del paper di riferimento; dette simulazioni verranno però analizzate singolarmente e confrontate con i diagrammi del report di ricerca [1].

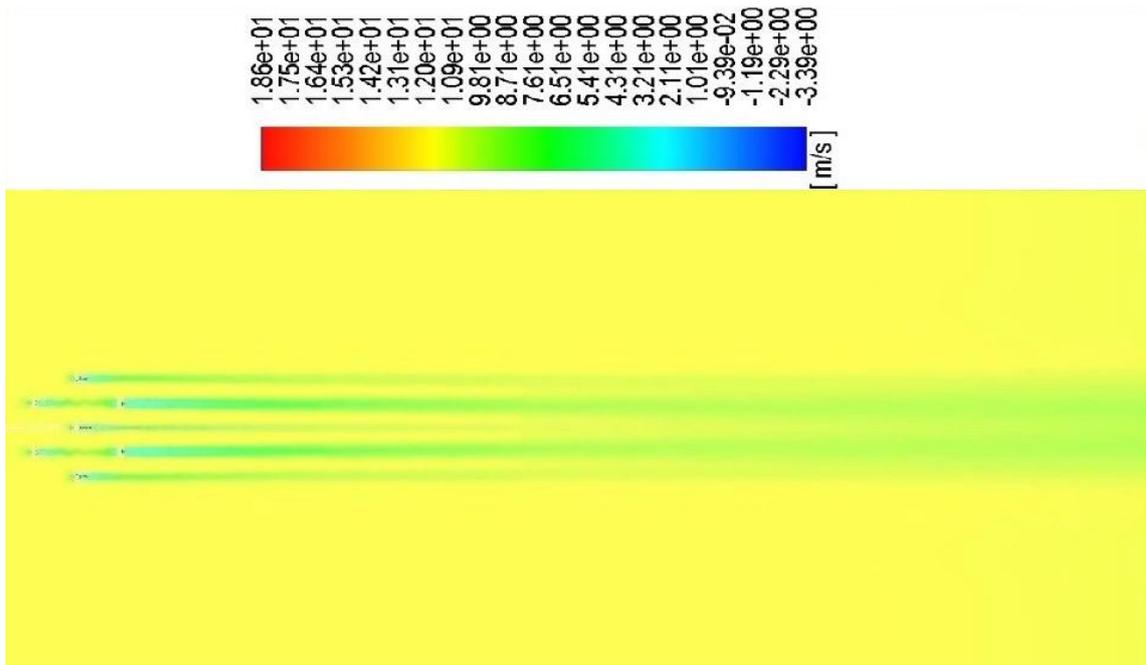
	SVF	porosità	Ncilindri	Cd_sperimentale	Cd_ottenuto
a	0,018	0,983	7	0,099	0,084
b	0,050	0,950	20	0,242	0,208
c	0,098	0,903	39	0,317	0,361
d	0,160	0,840	64	0,363	0,683
e	0,237	0,763	95	0,374	non eseguita
f	1,000	0,000	cilindro solido	0,206	0,2016

**Tabella 5** tabella riassuntiva – coefficienti di drag in funzione di SVF estrapolati con nuovo modello

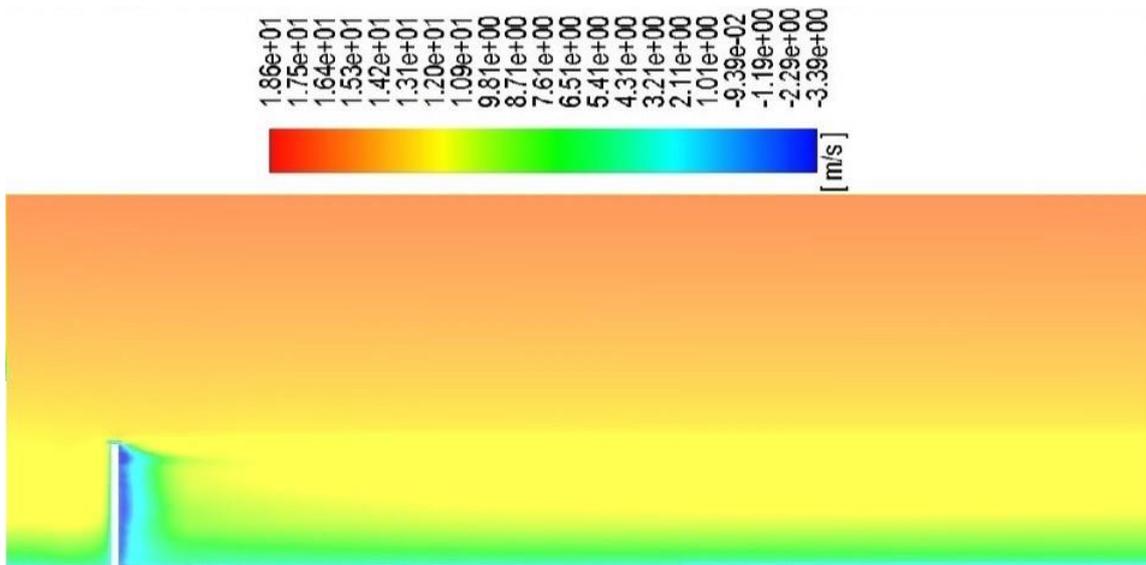
### Simulazione a:

La prima simulazione ha avuto un esito decisamente positivo, trovando un  $C_D$  molto vicino al riferimento sperimentale (vale a dire 0,084), a differenza della corrispondente simulazione del modello poroso, la quale restituiva un valore poco credibile (vedere tabella 3).

In figura 14 è rappresentato il campo della componente longitudinale della velocità (lungo l'asse x) su un piano orizzontale, il quale interseca la patch alla quota  $z = 5$  cm, corrispondente dunque alla metà dell'altezza dei cilindri, in modo tale da essere confrontata con la figura 5 a) relativa alla stessa configurazione (vedere pagina 22). In entrambe le rappresentazioni si evince come tale distribuzione di elementi non costituisce un ostacolo avente un comportamento "globale", ossia la scia della patch risulta composta da singole scie di cilindri. La figura 15 mostra invece le stesse componenti di velocità sul piano verticale nella posizione  $y = 0$  (corrispondente alla mezzeria del canale).



**Figura 14** velocità  $x$  sul piano orizzontale per  $SVF=0,018$

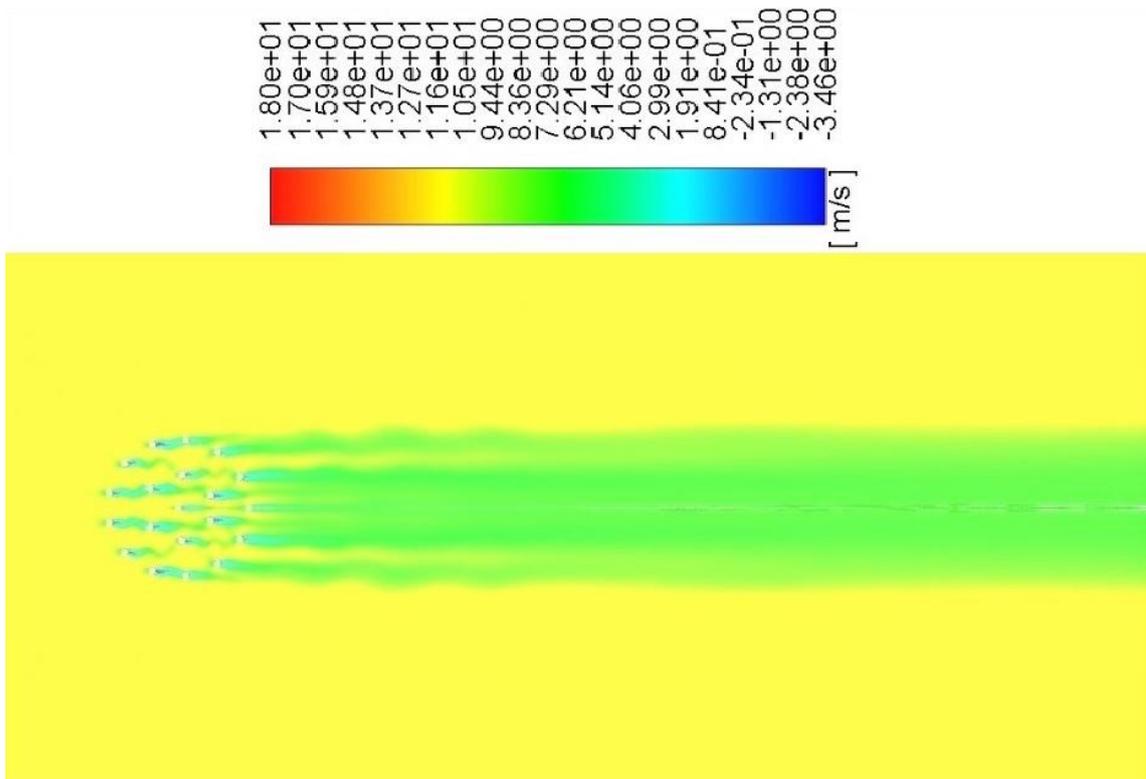


**Figura 15** velocità  $x$  sul piano verticale per  $SVF=0,018$

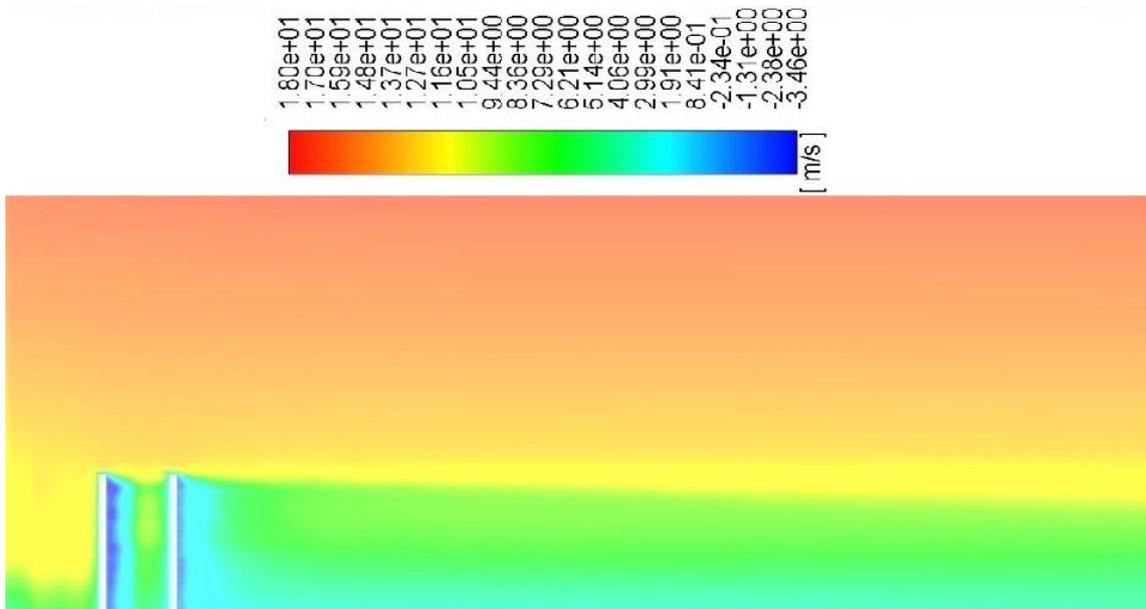
### **Simulazione b:**

La simulazione b ha restituito un risultato altrettanto positivo, con un drag pari a 0,208 contro il 0,242 del paper di riferimento, decisamente un valore più adatto del 0,355 incontrato tramite il modello poroso. Dal punto di vista grafico, osservando la figura 16, si può apprezzare la scomparsa delle singole scie in favore di un'unica scia a valle della patch, punto in comune con il grafico di riferimento a pagina 22 (figura 5 b), il che suggerisce la comparsa di fenomeni di interazione tra i "cilindretti" a partire da questa densità, anche se è opportuno osservare come le scie provenienti dai cilindri ai lati della patch si ricongiungano alla scia "totale" solamente dopo una certa distanza.

Come accaduto per gli esperimenti analizzati in [1] *Characterisation of drag and wake properties of canopy patches immersed in turbulent boundary layers* (Taddei, Manes e Ganapathisubraman), il campo visivo non è stato abbastanza lungo per rilevare la reale lunghezza di recupero per  $C_{20}$ , ovvero la distanza impiegata dal flusso a recuperare almeno il 90% del modulo della velocità originario. Come per la simulazione precedente sono riportati i diagrammi della velocità a valle della patch (componente longitudinale) sia in vista piana che sul piano verticale, rispettivamente in figura 16 e in figura 17.



**Figura 16** velocità x sul piano orizzontale per SVF=0,050

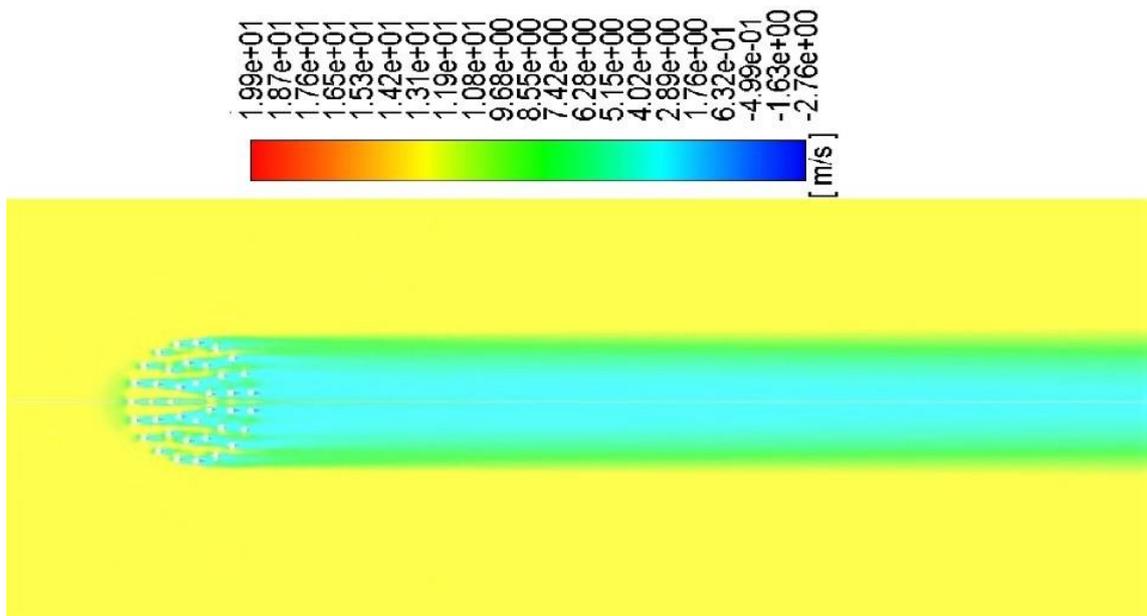


**Figura 17** velocità x sul piano verticale per SVF=0,050

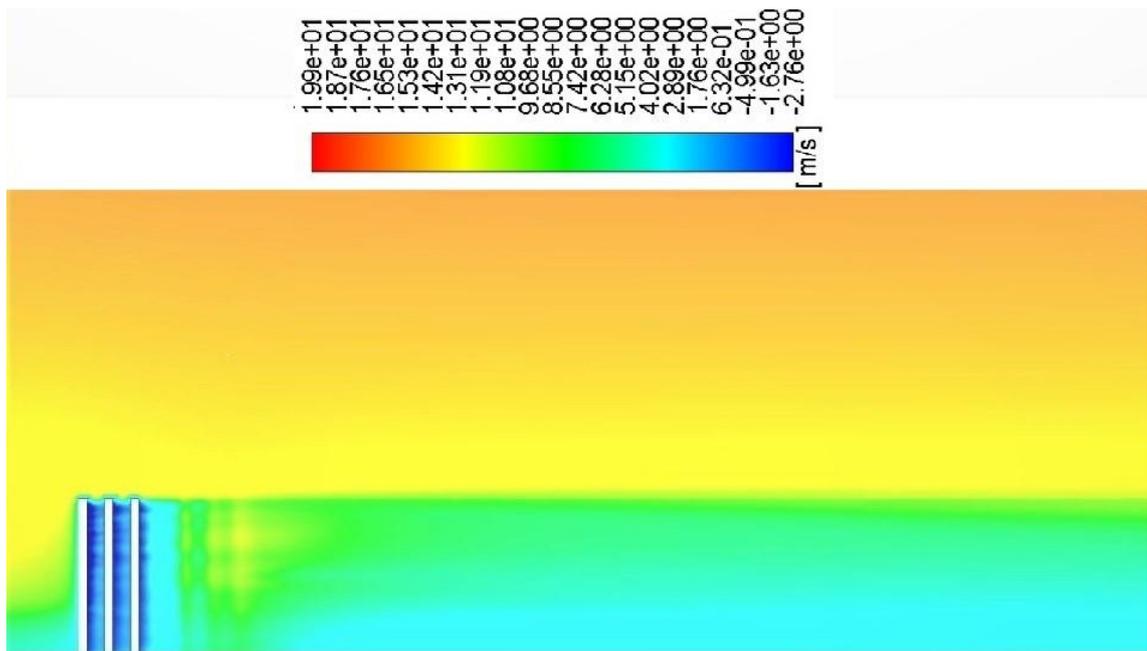
### **Simulazione c:**

La terza simulazione del modello prevedeva una configurazione di 39 cilindretti, raggiungendo una frazione di volume solida del 0,098, e ha ottenuto un coefficiente  $C_D = 0,361$  contro il drag 0,317 sperimentale, migliorando il valore 0,391 del modello strutturato precedentemente.

Simulazione dal costo computazionale molto elevato a causa dei numerosi cilindri disegnati, ha restituito un risultato positivo in linea con il paper di riferimento, ma soprattutto dal punto di vista grafico, poiché si può notare come le velocità a valle della patch siano più basse del caso precedente, il  $C_{20}$ . Ciò suggerisce il fatto che la scia di  $C_{39}$  recuperi ad una velocità inferiore rispetto a  $C_{20}$ , come rilevato dallo studio sperimentale [1].



**Figura 18** velocità x sul piano orizzontale per SVF=0,098

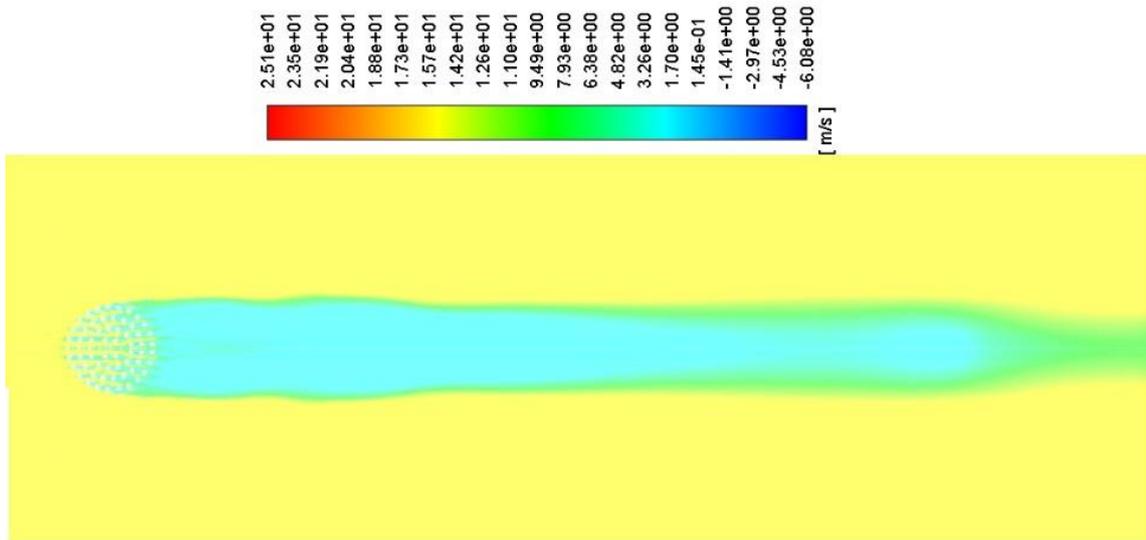


**Figura 19** velocità x sul piano verticale per SVF=0,098

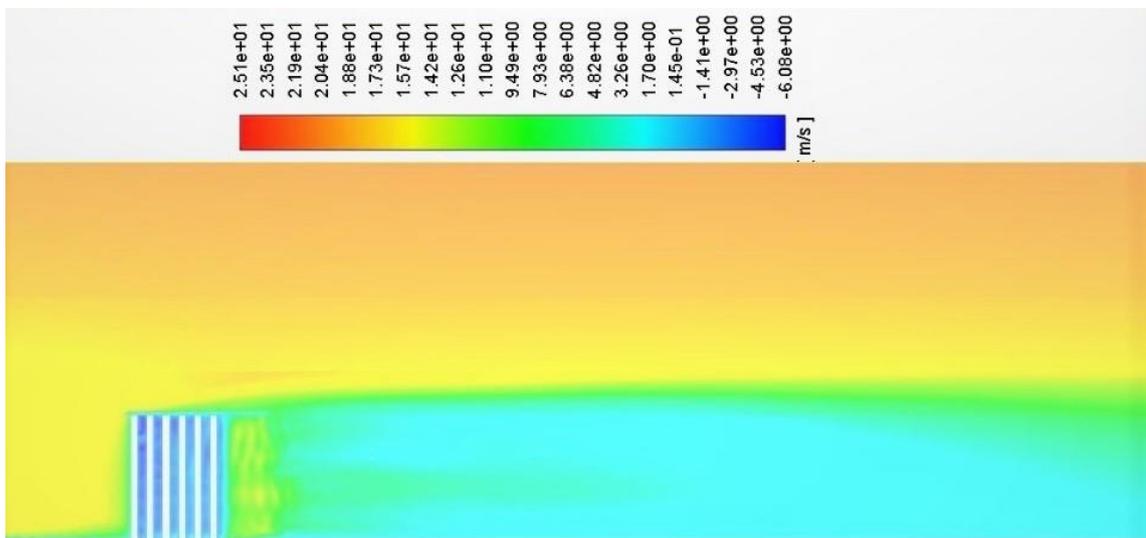
### **Simulazione d:**

La simulazione d è stata senza dubbio la più problematica, sia per il risultato estrapolato, non conforme con quello di riferimento, sia per l'esecuzione della stessa, a causa delle tempistiche molto elevate. Essa prevede infatti una configurazione di ben 64 cilindretti che costituiscono una patch con un SVF = 0,160. A differenza delle altre configurazioni è stata impostata una mesh più fitta nella zona della patch, con dimensione fissata a 0,6 mm (rispetto a 1,3 mm degli altri casi). Il drag ottenuto è di 0,683, valore che non ha nulla a che vedere con il riferimento 0,363 peraltro conforme con la simulazione del modello poroso. La ragione di questa imprecisione si può forse attribuire alla complessità della patch, vista la notevole densità di elementi cilindrici.

In figura 20 è immediato notare come da questa patch si sviluppi una scia con un recupero più rapido di C<sub>39</sub>; L<sub>r</sub> risulta dunque essere minore in questa configurazione, come emerge inoltre nei grafici dell'articolo di riferimento (vedere figura 5 d a pagina 22 per un confronto). Tuttavia è possibile notare in figura 21 la mancanza della piccola bolla di ricircolo a valle della patch visibile invece nel riferimento a pagina 24 (figura 6 c).



**Figura 20** velocità x sul piano orizzontale per SVF=0,160



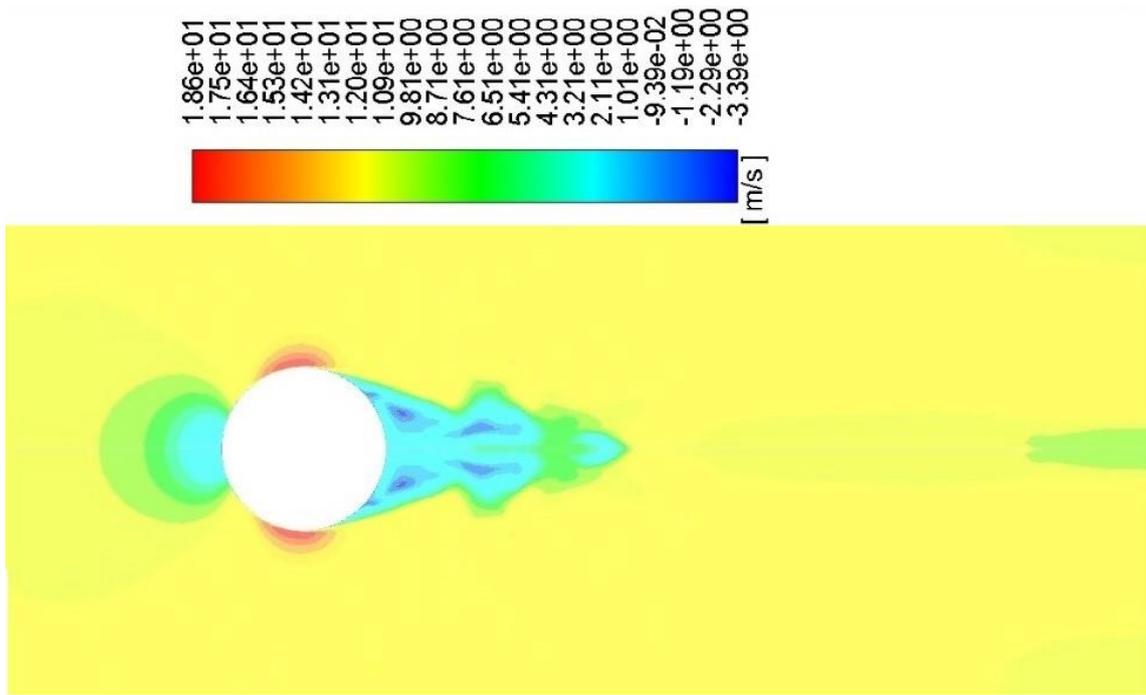
**Figura 21** velocità x sul piano verticale per SVF=0,160

### **Simulazione e:**

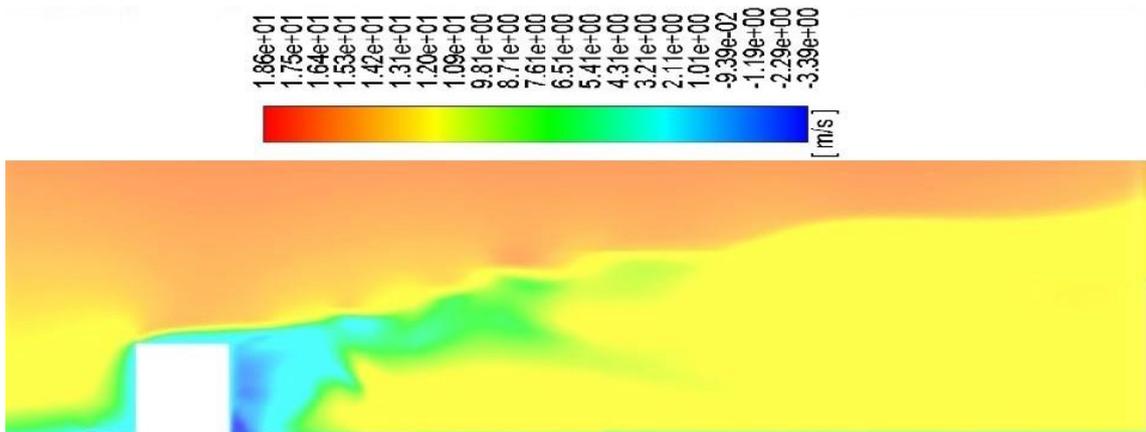
Questa configurazione prevedeva una patch composta da 95 cilindri con SVF uguale a 0,237; tuttavia non è stata eseguita per via degli elevatissimi costi computazionali che avrebbe implicato.

### **Simulazione f:**

L'ultima simulazione di questo lavoro è relativa alla configurazione di cilindro solido, e ha restituito un coefficiente di drag pari a 0,201; di poco inferiore al riferimento sperimentale (0,206) di conseguenza si può considerare tale risultato soddisfacente. Il grafico in figura 22 inoltre, evidenzia come la scia a valle del cilindro solido sia molto breve se confrontata con le altre configurazioni, e questo sembra essere confermato anche dal piano verticale mostrato in figura 23. Tale concetto è ben analizzato nella letteratura di riferimento, e visibile nei corrispettivi diagrammi a pagina 22 (figura 5 *f*) e pagina 24 (figura 6 *e*). La lunghezza di recupero della scia per il caso solido risulta essere la più breve di tutti gli altri casi, e ciò, come già spiegato nel capitolo 2, potrebbe essere dovuto ad un maggiore trasferimento della quantità di moto esercitato attorno alla superficie solida del cilindro pieno, come peraltro si può notare in figura 22.



**Figura 22** velocità x sul piano orizzontale per  $C_s$



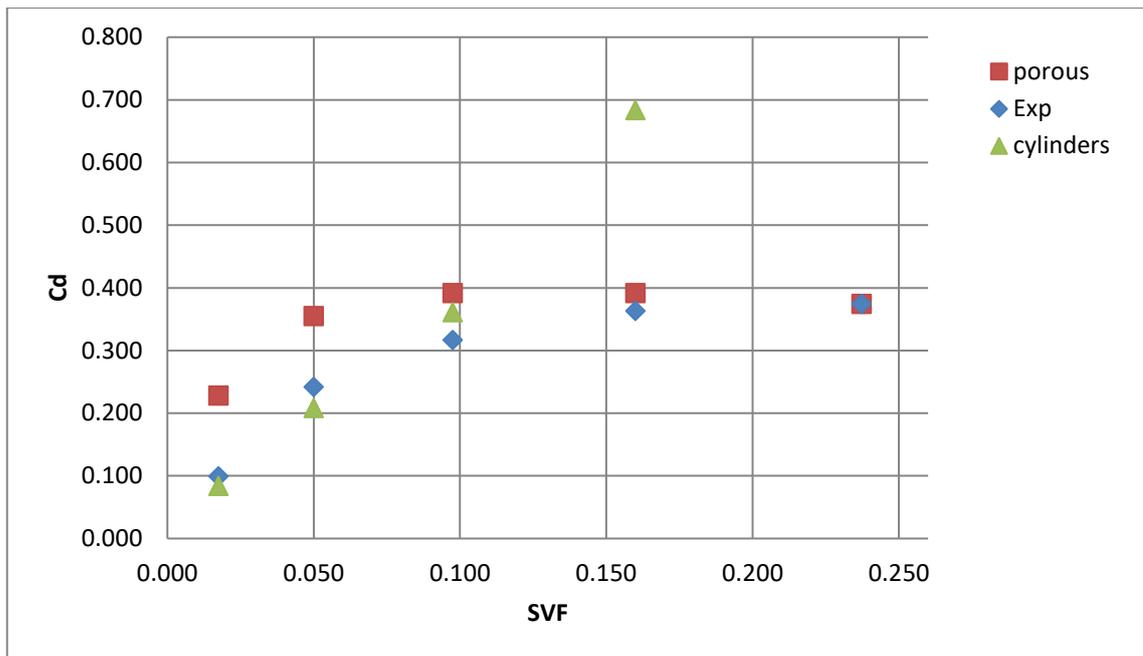
**Figura 20** velocità x sul piano verticale per  $C_s$



## 5. Conclusioni

Il capitolo precedente, punto nevralgico della tesi, è incentrato sulle simulazioni numeriche di due modelli. Con il primo, quello poroso, si aveva l'obiettivo di dare forma ad un modello computazionale in grado di estrapolare risultati conformi a quelli sperimentali, obiettivo riuscito solo in parte data la discrepanza per valori molto bassi di SVF. Il secondo, modello basato sulla ricostruzione geometrica della patch, viene ideato per dare una spiegazione a tale discrepanza. Essa poteva essere motivata dall'inadeguatezza del modello di turbolenza scelto, il  $k-\varepsilon$ , o più semplicemente poteva essere indice di una mancata precisione del modello poroso.

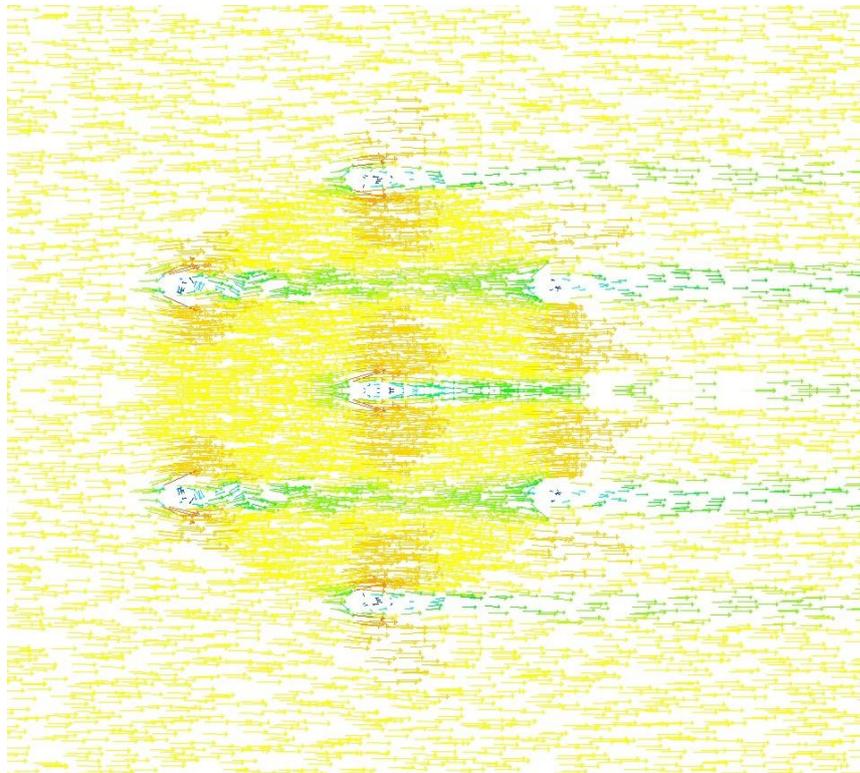
Nel grafico 4 sono riportati i coefficienti di resistenza restituiti dalle simulazioni dei due differenti modelli, incluso il riferimento sperimentale; da qui si può constatare facilmente come il secondo abbia dato risultati positivi per  $SVF < 0,100$  a differenza del primo. Questo può portare a considerare il modello poroso insufficiente, poiché la semplificazione dell'erba sintetica con un mezzo poroso risulta conveniente per valori di  $SVF > 0,150$ , ma per valori inferiori è necessaria una risoluzione con un modello differente, che ripropone la geometria della letteratura di riferimento [1].



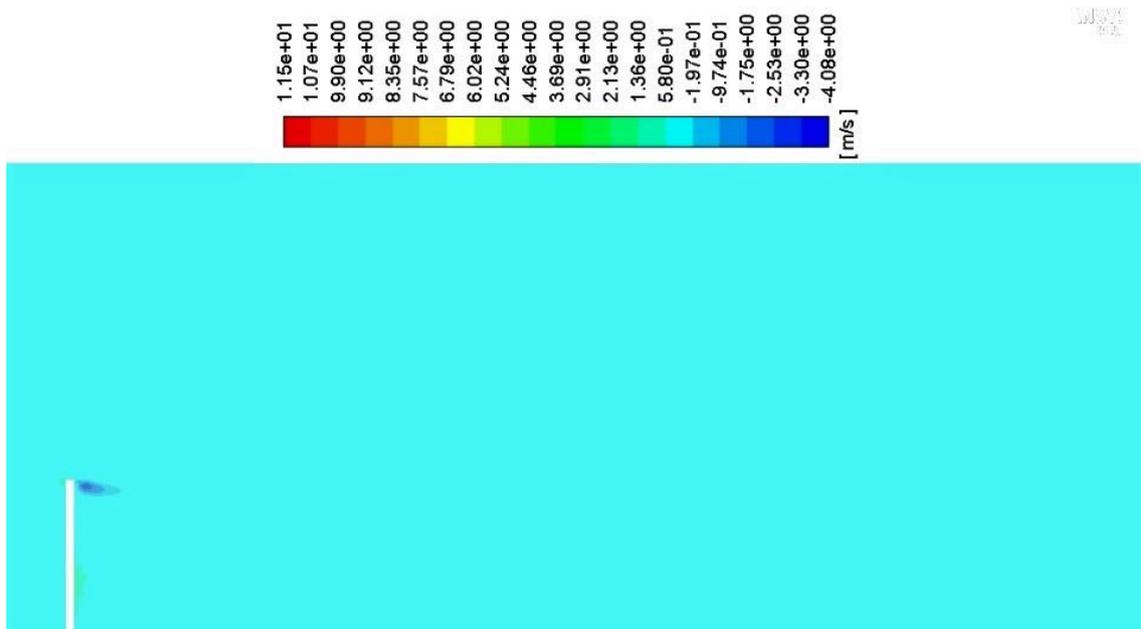
**Grafico 4** valori di  $C_D$  in funzione di SVF per il modello poroso, il modello alternativo e i risultati sperimentali

Tuttavia, il modello che si basa sulla risoluzione esplicita della geometria presenta degli svantaggi evidenti, primo tra tutti l'ingente costo computazionale dovuto ad una mesh che deve essere necessariamente molto fine. In secondo luogo, lo stesso modello risulta inadeguato, a prescindere dalla tempistica, per valori crescenti di SVF a causa di valori considerevolmente elevati e lontani dal riferimento sperimentale.

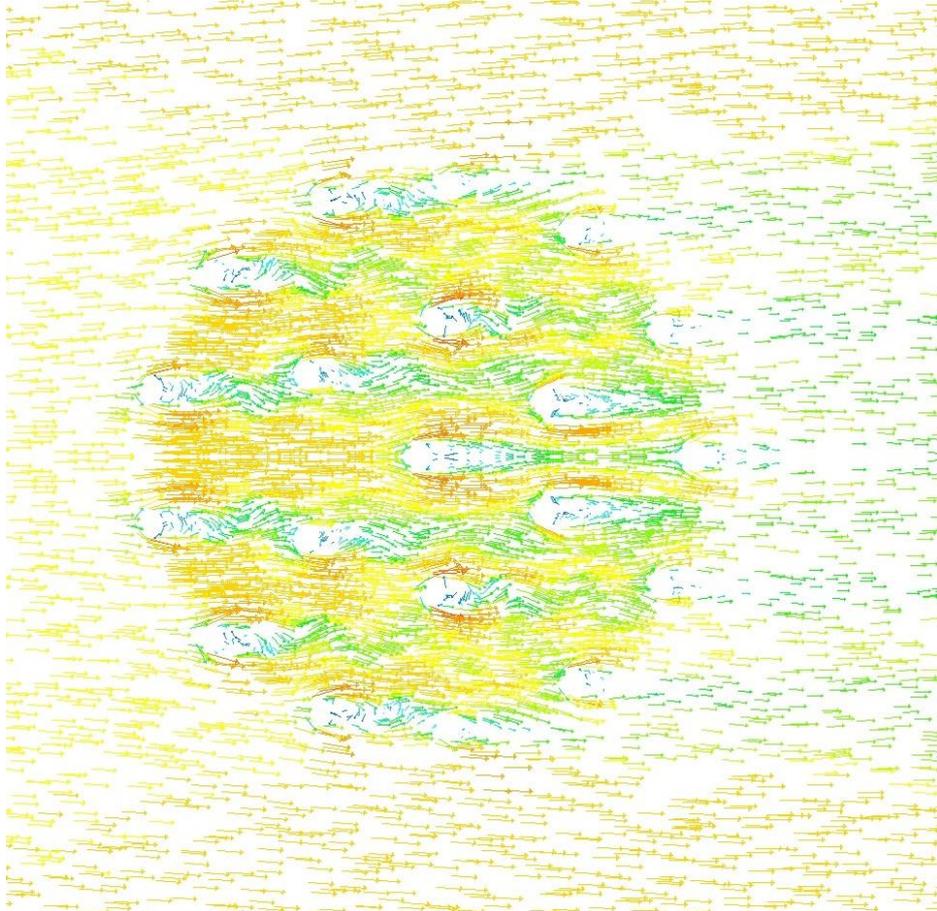
# Appendice



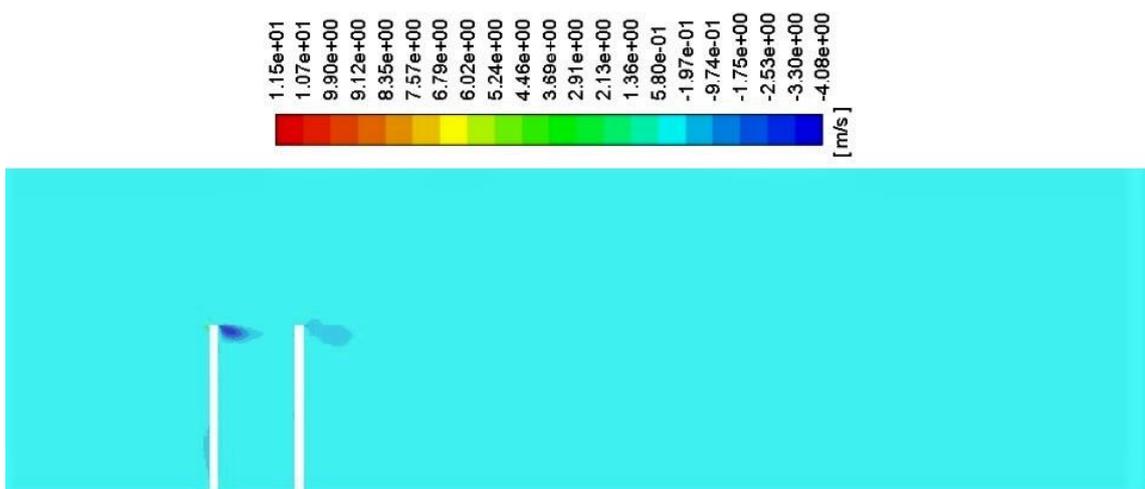
**Figura 21** plot direzione vettori di velocità SVF=0,018



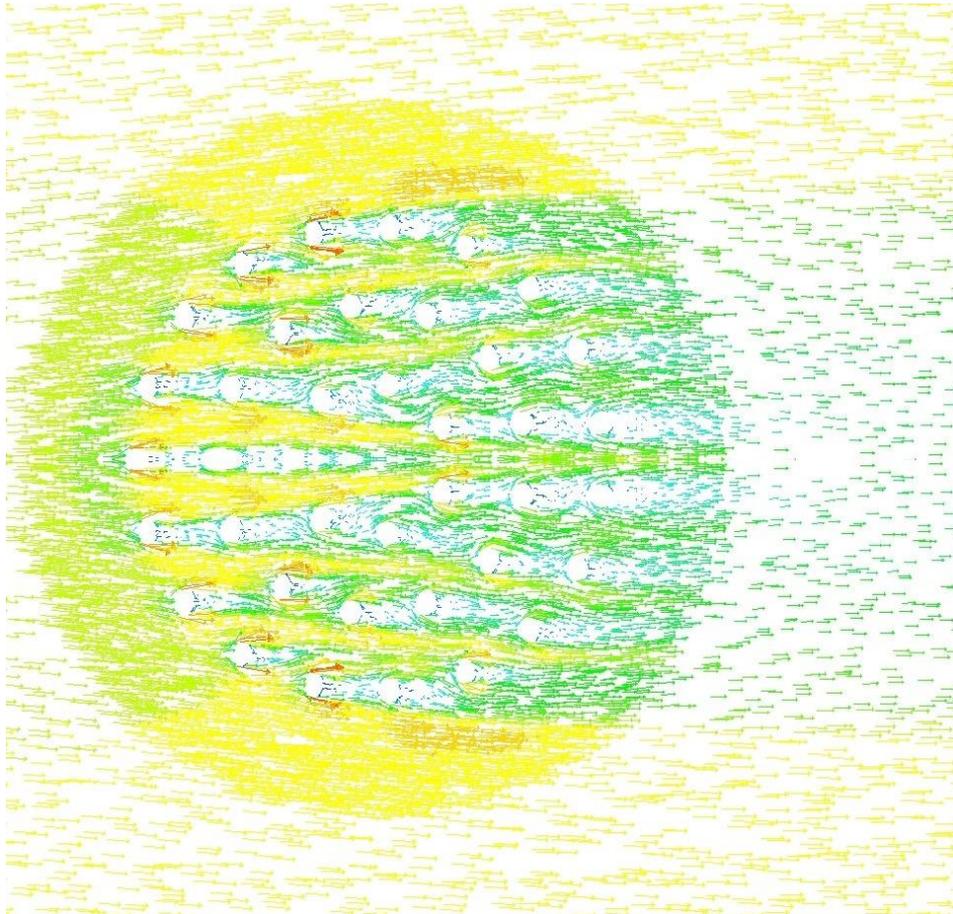
**Figura 22** velocità z sul piano verticale (SVF=0,018)



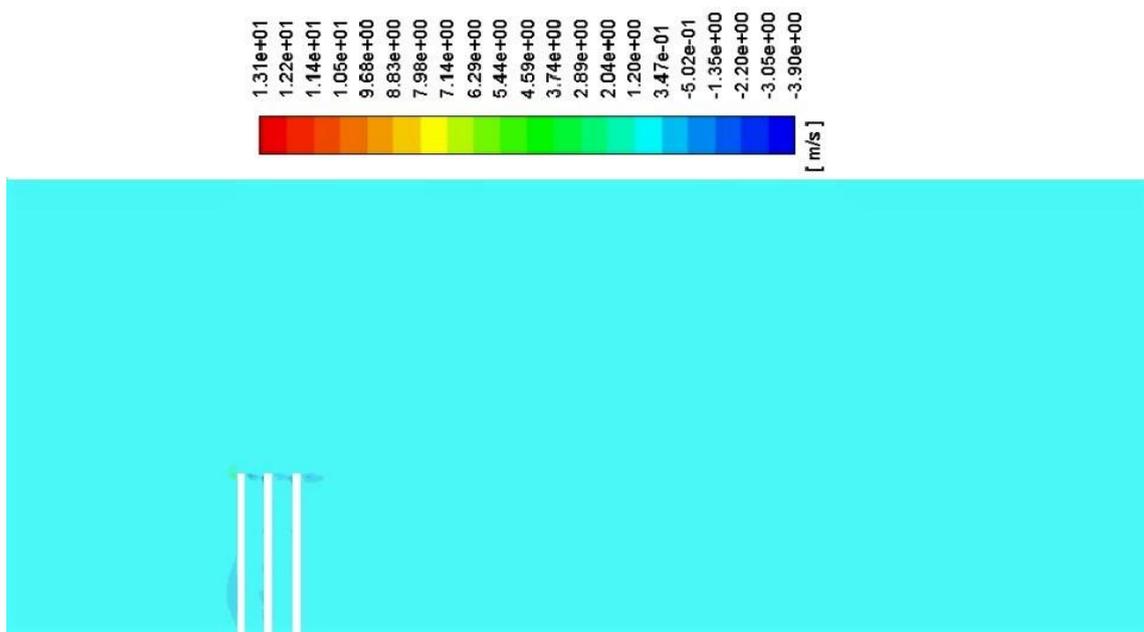
**Figura 23** plot direzione vettori di velocità SVF=0,050



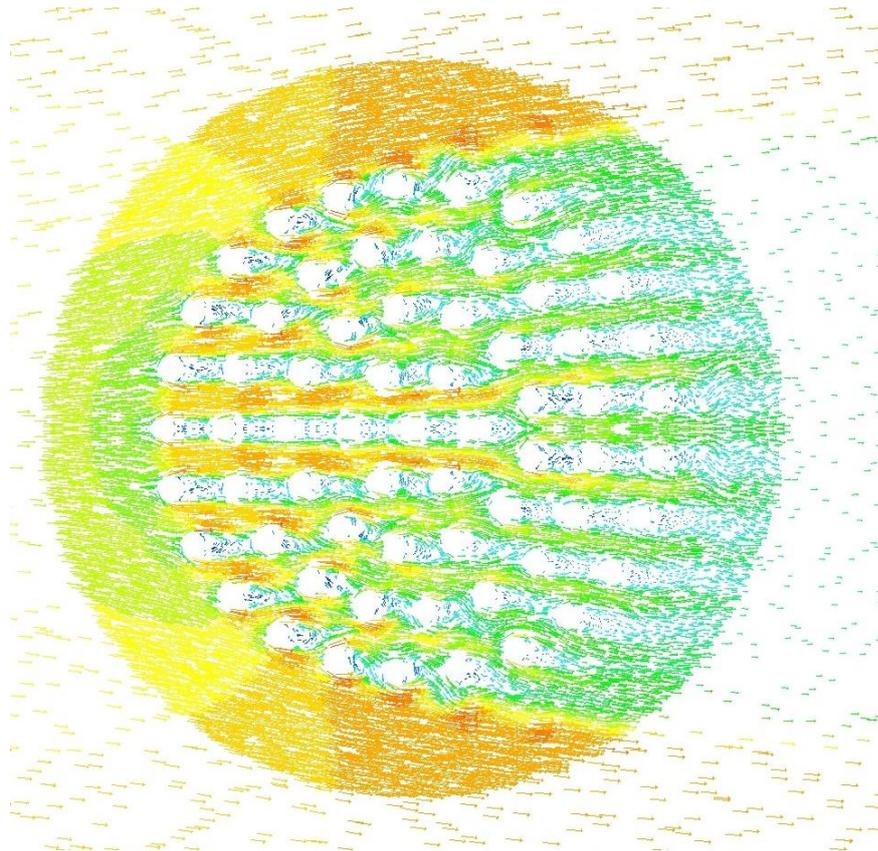
**Figura 24** velocità z sul piano verticale (SVF=0,050)



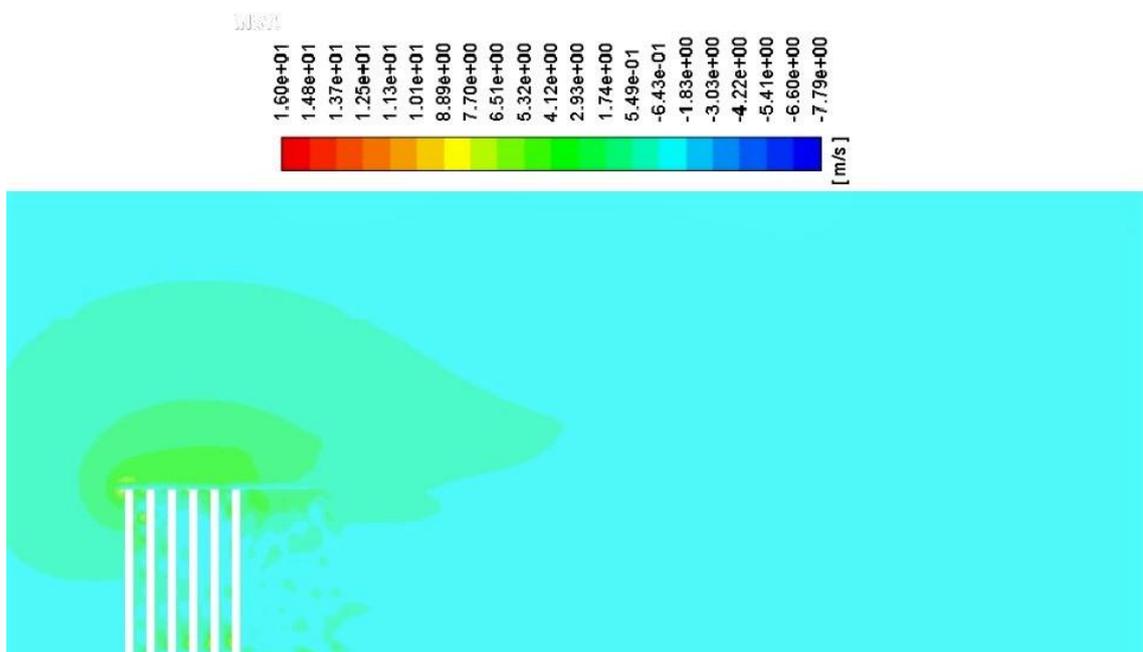
**Figura 25** plot direzione vettori di velocità SVF=0,098



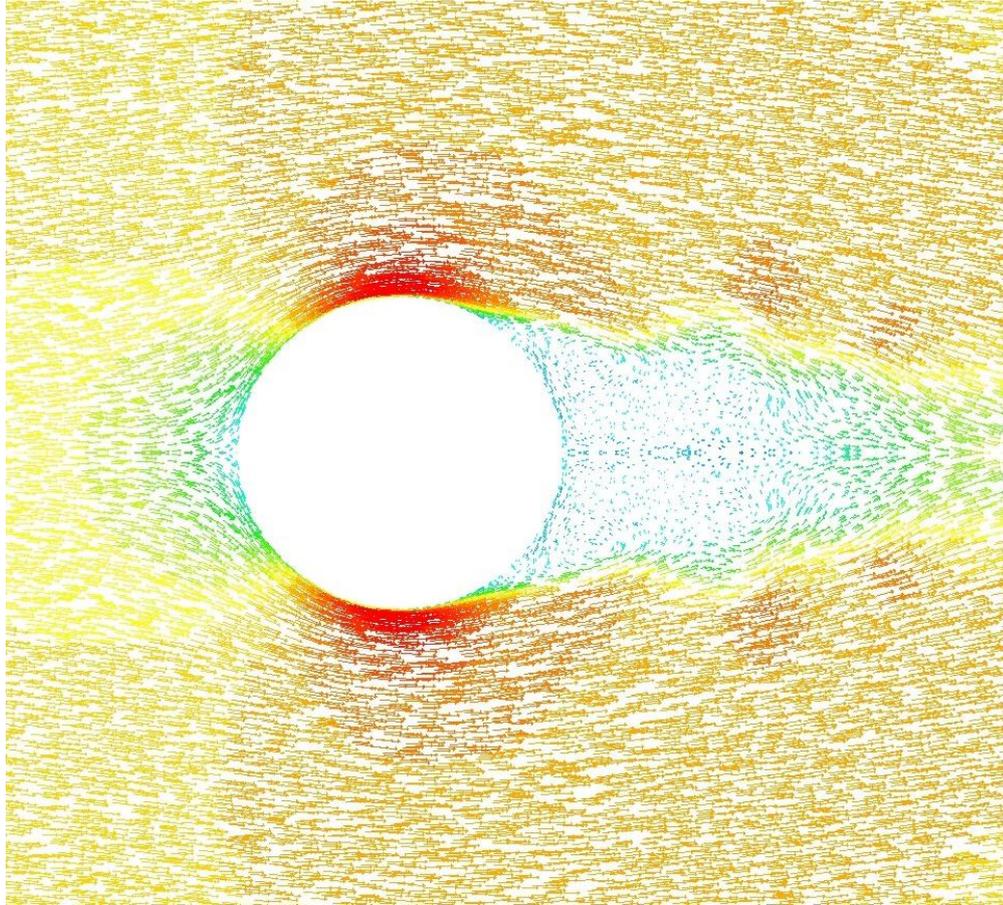
**Figura 26** velocità z sul piano verticale (SVF=0,098)



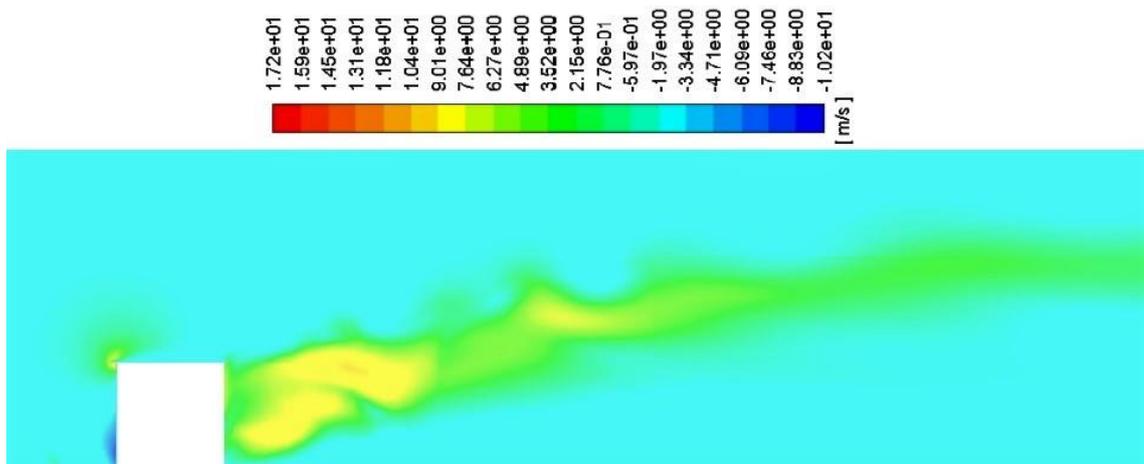
**Figura 27** plot direzione vettori di velocità SVF=0,160



**Figura 28** velocità z sul piano verticale (SVF=0,160)



**Figura 29** plot direzione vettori di velocità SVF=1



**Figura 30** velocità z sul piano verticale (SVF=1)

## Bibliografia di riferimento

- [1] *Characterisation of drag and wake properties of canopy patches immersed in turbulent boundary layers* di Taddei, Manes e Ganapathisubraman
- [2] *Turbulent flows interacting with groups of obstacles* di S. Taddei
- [3] Chang K., Costantinescu G. (2015); *Numerical investigation of flow and turbulence structure through and around a circular array of rigid cylinders*
- [4] P.Yu, Y.Zeng, T.S. Lee, H.X. Bai, H.T. Low (2010); *Wake structure for flow past and through a porous square cylinder*
- [5] Peng Yu , Yan Zeng, Thong See Lee, Xiao Bing Chen, Hong Tong Low (2009); *Steady flow around and through a permeable circular cylinder*
- [6] S. Bhattacharyya, S. Dhinakaran, A. Khalil (2006); *Fluid motion around and through a porous cylinder*
- [7] Mohammad Sadegh Valipour , Saman Rashidi, Masoud Bovand, Reza Masoodi (2012); *Numerical modeling of flow around and through a porous cylinder with diamond cross section*
- [8] Qingyong Zhu, Yaoqin Chen, Huaizhong Yu (2013); *Numerical simulation of the flow around and through a hygroscopic porous circular cylinder*
- [9] Chen Z., Ortiz A., Zong L., Nepf H. (2012); *The wake structure behind a porous obstruction and its implications for deposition near a finite patch of emergent vegetation*