



**Politecnico
di Torino**

Politecnico di Torino

Corso di Laurea in Ingegneria Aerospaziale

A.a. 2020/2021

Sessione di Laurea Dicembre 2021

Controllo del vortice di estremità alare mediante getti sintetici

Relatori:

Prof. Giocchino Cafiero

Prof. Gaetano Iuso

Candidato:

Lorenzo Torrente

Correlatore:

Ing. Mirko Zaccara

Abstract

Wingtip vortices of a finite wing are currently a significant problem both for the production of induced drag, which increase consumption, and for the safety of the flight of the following aircrafts. They also create a limitation of air traffic given the separation distances necessary for safety during take-off and landing. The use of synthetic jets to reduce the intensity of these vortices are being studied in recent years. This thesis is focused on the study of the effect of synthetic jets on the wingtip vortices of an unswept rectangular wing at a Reynolds number $Re_c = 1.2 \times 10^5$. The measurements were carried out in a closed-circuit subsonic wind tunnel using the Stereo PIV technique. The effect of the synthetic was tested under four different control cases that foresee the same momentum coefficient but different actuation frequency and jet exit slot geometry. In particular, the two characteristic frequencies of the instability of a wingtip vortex have been chosen, those of Crow and Widnall. In addition to the classic time-averaged analysis, a phase-averaged analysis was also carried out, in order to show the evolution of the vortex under actuation in a period of membrane oscillation. The measurements were made in four different planes downstream of the wing, precisely at 0.1, 0.5, 1 and 2 chords from the trailing edge. The time-averaged analysis revealed a reduction in the vorticity peak, up to a maximum of 65%, and an increase of the vortex radius for all cases. The phase-averaged analysis instead showed the interaction of the synthetic jet with the vortex in the different blowing and suction phases. Finally, the study of the induced drag showed a reduction of C_{D_i} which generally resulted in 30%. The results confirmed that the control of the vortex by synthetic jets can represent a useful means to promote the dissipation of the wingtip vortex and reduce the wake vortex hazard, as well as induced drag.

Sommario

I vortici di estremità di un'ala finita sono ad oggi un problema rilevante sia per la produzione di resistenza indotta, che aumenta i consumi, sia per la sicurezza del volo dei velivoli che seguono. Inoltre creano una limitazione del traffico aereo dato dalle distanze di separazione necessarie per la sicurezza durante le fasi di decollo e atterraggio. L'utilizzo di getti sintetici per ridurre l'intensità di questi vortici è oggetto di studio negli ultimi anni. In questo elaborato è illustrato l'effetto di getti sintetici sui vortici di estremità di un'ala rettangolare a freccia nulla, ad un numero di Reynolds $Re_c = 1.2 \times 10^5$. Le misure sono state effettuate in una galleria del vento subsonica a circuito chiuso mediante tecnica Stereo PIV. È stato testato l'effetto del getto sintetico sotto quattro diversi casi di controllo che prevedono lo stesso coefficiente di momento ma diversa frequenza di attuazione e geometria dello slot di uscita del getto. In particolare sono state scelte le due frequenze caratteristiche dell'instabilità di un vortice di estremità, quelle di Crow e Widnall. Oltre alla classica analisi time-averaged ne è stata effettuata anche una phase-averaged, al fine di mostrare l'evoluzione del vortice sotto attuazione in un periodo di oscillazione della membrana. Le misure sono state condotte in quattro piani differenti a valle dell'ala, e precisamente a 0.1, 0.5, 1 e 2 corde dal bordo di fuga. Dall'analisi time-averaged è emerso per tutti i casi attuati una riduzione del picco di vorticità, fino a un massimo del 65%, e un aumento del raggio del vortice. L'analisi phase-averaged ha invece mostrato l'interazione del getto sintetico con il vortice nel periodo di attuazione del getto. Infine lo studio sulla resistenza indotta ha evidenziato una riduzione del C_{D_i} che in generale è risultato del 30%. I risultati hanno quindi confermato che il controllo del vortice tramite getti sintetici può rappresentare un mezzo utile per promuovere la dissipazione del vortice di estremità e ridurre i rischi derivanti dalla scia, nonché la resistenza indotta.

Indice

1	Introduzione	3
1.1	Fenomenologia del vortice di estremità	5
1.2	Instabilità	7
1.2.1	Instabilità di Crow	7
1.2.2	Instabilità di Widnall	9
1.3	Getti sintetici	9
1.3.1	Cilindro	11
1.3.2	Hump and rump	12
1.3.3	Veicoli	12
1.3.4	Condotti	12
1.3.5	Trasferimenti di calore	12
2	Setup sperimentale	14
2.1	Galleria del vento	14
2.2	Modello	14
2.3	Apparato PIV	16
2.4	Stereo PIV	17
2.4.1	Calcolo della componente fuori dal piano	22
2.4.2	Calibrazione	24
2.4.3	Raddrizzamento dell'immagine	25
2.4.4	La cross-correlazione	25
2.5	Condizioni di misura	27
3	Risultati	30
3.1	Casi baseline	30
3.1.1	Deficit velocità assiale time-averaged	30
3.1.2	Vorticità assiale time-averaged	32
3.1.3	Energia cinetica turbolenta time-averaged	34
3.2	Casi controllati	36
3.2.1	Deficit velocità assiale time-averaged	36
3.2.2	Vorticità assiale time-averaged	36

3.2.3	Velocità tangenziale time-averaged	41
3.2.4	Circolazione time-averaged	47
3.3	Analisi phase-averaged	50
3.4	Resistenza indotta	64
4	Conclusioni	66
	Bibliografia	68

Capitolo 1

Introduzione

I vortici di estremità sono un prodotto indesiderato di un'ala finita. Essi deteriorano sia l'efficienza di un velivolo, aumentando la resistenza indotta, che la sicurezza a causa della scia che producono. La resistenza indotta rappresenta più del 40% di quella totale di un velivolo [1]. Per ovviare a questo, negli ultimi decenni, gli aerei sono stati dotati di dispositivi chiamati "winglets" che contribuiscono ad aumentare l'allungamento alare e quindi ridurre l'intensità dei vortici di estremità. Grazie a questi si è arrivati ad avere una diminuzione della resistenza indotta fino al 20% e quindi un aumento dell'efficienza di circa il 9% [2]. Nonostante l'introduzione di nuove superfici aumenti comunque la resistenza d'attrito, ad oggi le winglets sono i dispositivi più utilizzati per ridurre la resistenza indotta. Per i rotori invece i vortici di estremità sono la causa di rumore e vibrazioni in quanto impattano tra una pala e la successiva. Per questo motivo negli anni sono state studiate soluzioni al fine di deflettere i vortici per non investire le pale che seguono.

Oggi giorno l'industria aeronautica è concentrata sulla riduzione dell'intensità di questi vortici di estremità, con l'obiettivo di aumentare la sicurezza in volo e il traffico aereo. Infatti, un velivolo che viene a trovarsi nella scia di un altro più grande è affetto da rollio indotto, upwash o downwash che causano la perdita del controllo, e questo è molto pericoloso specialmente se avviene vicino al suolo (figura 1.1). Come conseguenza è necessario mantenere una distanza di decollo e atterraggio minima tra un aereo e l'altro che varia in base al peso massimo al decollo (MTOW), e questa distanza di sicurezza limita il numero di voli di un aeroporto. Essendo le winglets ottimizzate per la condizione di crociera, poiché sono una tecnica di controllo passiva, negli ultimi anni si è passati a studiare dei controlli attivi. Questi ultimi, a differenza dei controlli passivi, richiedono una spesa di energia per funzionare e sono adattabili in base alle differenti condizioni di volo.

Siccome il decadimento di un vortice è dominato dalle instabilità di onda lunga e corta, chiamate instabilità di Crow [3] e Widnall [4], il compito dei controlli attivi

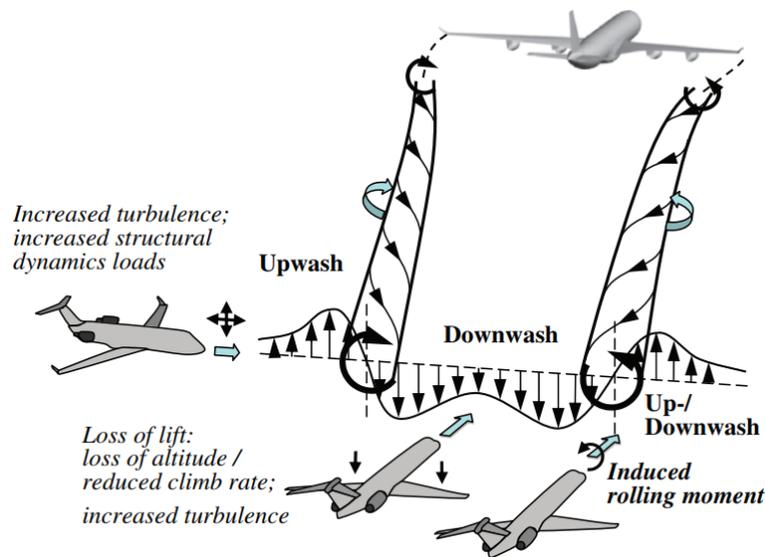


Figura 1.1: Rischi dei vortici nella scia [30].

è quello di smorzare prematuramente queste instabilità e/o aumentare l'estensione del core del vortice trascinando massa al suo interno. Un primo modo per fare ciò sarebbe muovere costantemente le superfici di controllo al fine di produrre una perturbazione che dissipa l'intensità dei vortici. Questo metodo però non è applicabile nella realtà in quanto, oltre a ridurre il comfort dei passeggeri, crea dei cambiamenti ciclici del carico alare che possono provocare danni da fatica. Un altro metodo invece è quello di ricorrere ai getti sintetici, che introducono delle perturbazioni dipendenti dalla frequenza nel core del vortice aumentandone la dissipazione.

Heyes et al. [5] hanno studiato l'effetto del blowing sia costante che pulsato in direzione spanwise. Con blowing costante è stato trovato che il vortice si muove verso l'alto e verso l'esterno dell'estremità alare, osservando inoltre un aumento della diffusione. Questo aumento della diffusione è stato attribuito principalmente all'aumento della turbolenza dovuto all'incremento del difetto di velocità vicino al bordo di fuga. Con un getto pulsato invece, quando il vortice viene eccitato a frequenze vicine a quelle delle instabilità, la sua posizione del centro cambia e l'ampiezza del meandering aumenta. Sono stati anche in grado di ottenere un aumento del raggio del core del vortice, con successiva diminuzione del picco di velocità tangenziale e un aumento del difetto di velocità assiale del core vicino al bordo d'uscita dell'ala.

Margaris e Gursul [6] hanno condotto degli studi PIV sugli effetti dei getti sintetici usando diversi tipi di slot posizionati in prossimità dell'estremità alare.

Essi hanno rilevato che il tasso di riduzione della velocità tangenziale è comparabile a quello ottenuto con blowing costante. Inoltre hanno riscontrato che un'attuazione con getti sintetici ha come risultato un aumento del meandering del vortice e una circolazione che rimane circa costante, al contrario di un blowing costante che invece ne provoca un aumento.

In studi più recenti, Dghim et al. [7] hanno riportato che la scelta di una frequenza di attuazione nel range delle instabilità del vortice porta a una sua diffusione più elevata e a una riduzione della velocità tangenziale. Lo scopo di questa tesi è quello di determinare gli effetti del getto sintetico nel vortice di estremità, in termini di caratteristiche fisiche e geometriche, con differenti geometrie dello slot e alle frequenze di instabilità.

1.1 Fenomenologia del vortice di estremità

I vortici di estremità sono una conseguenza naturale della portanza. Per un'ala che genera portanza, la pressione sul dorso è minore di quella sul ventre e ciò porta il flusso al bordo di uscita a ricircolare dalla zona di alta a quella di bassa pressione. Questo, all'estremità alare, ha come conseguenza la generazione di un vortice, chiamato appunto vortice di estremità. L'unione di questi due fenomeni porta alla nascita di uno shear layer connesso con il rispettivo vortice di estremità in direzione spanwise. Lo shear layer è soggetto a un meccanismo di roll-up dato dalla sua auto-induzione e, insieme a quella del vortice di estremità, porta alla formazione di un unico vortice per entrambe le semiali (figura 1.2).

Questi vortici persistono per un certo tempo e si estendono per decine di aperture alari, prima di scomparire a causa delle instabilità e dei fenomeni atmosferici. Il flusso a valle di un velivolo si può distinguere in quattro regioni (figura 1.3):

1. **Near field** con $x/b \leq 0.5$, zona caratterizzata dalla formazione dei vortici;
2. **Extended near field** con $0.5 \leq x/b \leq 10$ dove il processo di roll-up prende vita unendo i vortici dominanti e arrivando ai due vortici contro-rotanti;
3. **Mid and far field** con $10 \leq x/b \leq 100$ dove la scia si unisce con l'atmosfera circostante e nascono le instabilità;
4. **Dispersion region** con $x/b > 100$ dove le instabilità sono completamente sviluppate e causano l'interazione tra i due vortici fino a che collassano.

I principi fisici che governano questo processo sono la separazione dello strato limite, il roll-up del vortex sheet e le instabilità. Ognuno dei due vortici ha una circolazione proporzionale al peso dell'aereo e alla sua apertura alare.

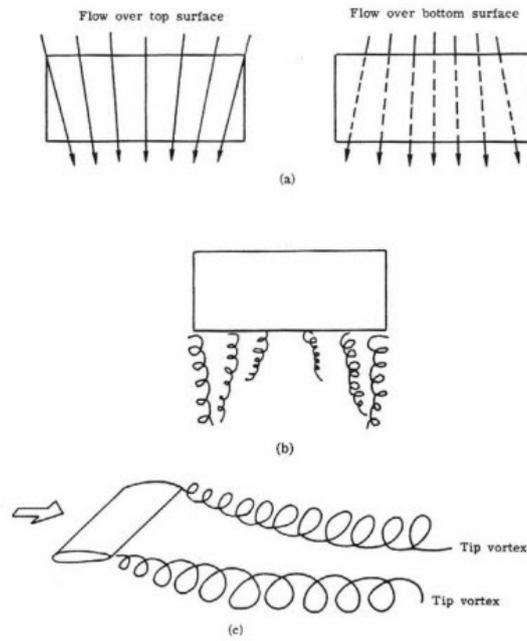


Figura 1.2: Processo di generazione dei vortici [37].

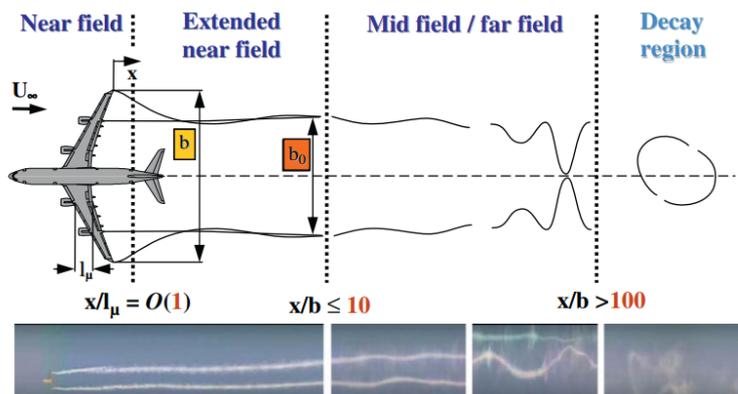


Figura 1.3: Stadi di un vortice [27].

1.2 Instabilità

La nascita di un'instabilità richiede disturbi sia spaziali che temporali sovrapposti al campo di flusso medio di un vortice o di un sistema di vortici [10, 11]. Ciò che determina le caratteristiche del disturbo sono il numero d'onda $k = 2\pi/\lambda$, con λ lunghezza d'onda, e la frequenza angolare $\omega = 2\pi f$, con f frequenza. Lo sviluppo dei vortici di scia è caratterizzato principalmente da due tipi di instabilità: quelli di onda lunga (**Crow**) dove $\lambda/b_0 > 2\pi$ e quelli di onda corta (**Widnall**) dove $\pi/2 > \lambda/b_0 > \pi/4$, con b_0 distanza tra i due vortici. Entrambi i tipi di instabilità sono il risultato della velocità indotta dai due vortici e creano una perturbazione sinusoidale che cresce nel tempo alle due diverse lunghezze d'onda.

1.2.1 Instabilità di Crow

Una caratteristica che si osserva in una coppia di vortici contro-rotanti è una deformazione periodica di onda lunga, che sfocia nel decadimento dei vortici stessi. Questo può essere facilmente osservato nel cielo a valle di aerei che volano ad alta quota, dove i vortici sono visualizzabili grazie alla condensazione (scie di condensazione). Esperimenti e simulazioni numeriche hanno dimostrato che queste deformazioni sinusoidali sono simmetriche rispetto a un piano centrato tra i due vortici e inclinate di 45° rispetto a una linea che li unisce. L'ampiezza di queste oscillazioni cresce fino a che i cuori dei due vortici non si toccano e si sovrappongono. Questo trasforma la coppia di vortici iniziali in una serie di anelli vorticosi tridimensionali, che persistono per un certo tempo. Ci sono tre ingredienti principali che portano a quella che oggi viene chiamata instabilità di Crow (figura 1.4):

1. Una rotazione autoindotta, in direzione opposta a quella del core, il quale rateo dipende dalla grandezza del core e dalla lunghezza d'onda della perturbazione;
2. Il movimento indotto da un altro vortice, assunto imperturbato, che, muovendosi con la coppia, ha la sua deformazione massima nella direzione a 45° ;
3. Il moto combinato dalla perturbazione dei due vortici.

Questo moto induce una rotazione e un allungamento nel piano di perturbazione (quello che contiene l'onda) e dipende dalla lunghezza d'onda λ . L'instabilità nasce quando i tre effetti si annullano e l'onda si mantiene costante con un angolo θ per cui il tasso di allungamento radiale totale è positivo [24]. In figura 1.5 è riportata una rappresentazione schematica.

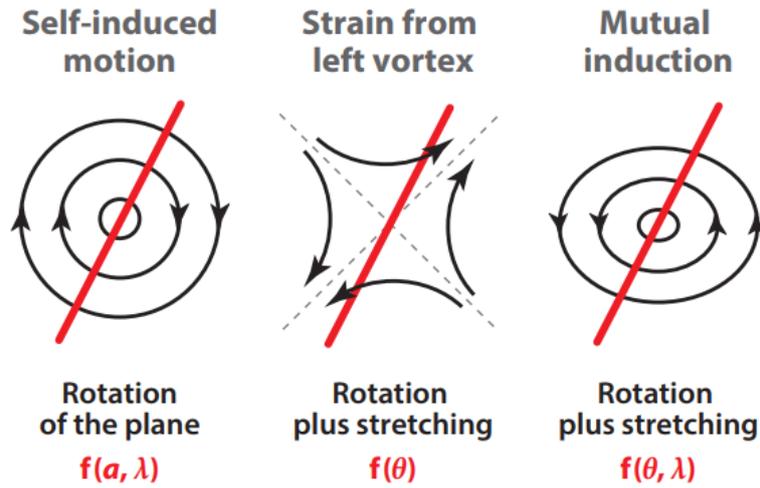


Figura 1.4: Schematizzazione dei diversi meccanismi dell'instabilità di Crow [24].

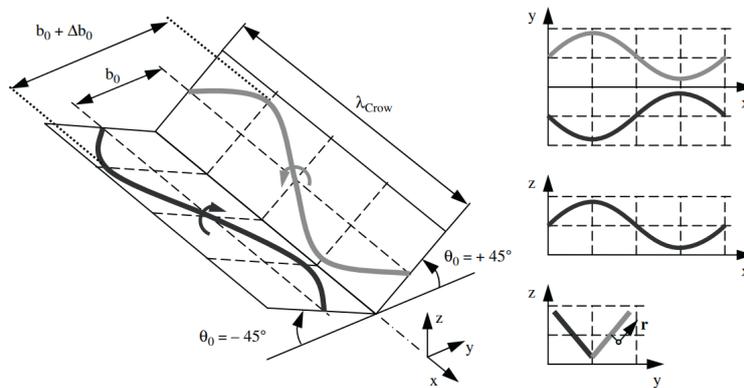


Figura 1.5: Schematizzazione dell'instabilità di Crow [27].

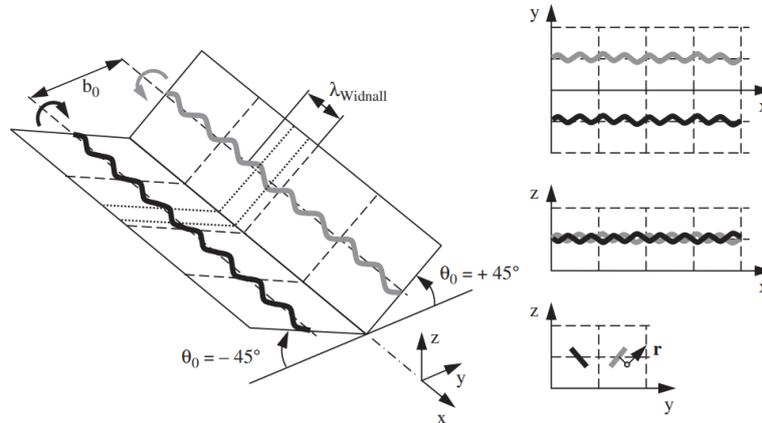


Figura 1.6: Schematizzazione dell'instabilità di Widnall [27].

1.2.2 Instabilità di Widnall

In aggiunta all'instabilità di Crow, una coppia di vortici contro-rotanti è soggetta anche a un'instabilità di onda corta, che in letteratura è chiamata instabilità di Widnall (figura 1.6). Infatti Widnall et al. [33] hanno scoperto che le perturbazioni di una struttura più complessa possono causare la crescita di deformazioni all'interno del core del vortice. Questa crescita si verifica quando la velocità di rotazione del piano contenente la perturbazione causata dal suo moto autoindotto e quegli effetti indotti dalla presenza dell'altro vortice diventa zero. Successivamente la perturbazione viene amplificata dal campo di deformazione dell'altro vortice. Tale instabilità viene spesso definita instabilità ellittica, poiché i flussi bidimensionali con linee di corrente ellittiche diventano instabili in presenza di perturbazioni tridimensionali. Essa è stata osservata sperimentalmente nel caso di coppie di vortici da Leweke et al. [34], che hanno anche scoperto che l'instabilità si sviluppa in opposizione di fase tra i due vortici.

1.3 Getti sintetici

I getti sintetici sono usati nell'ambito del controllo dei flussi. La realizzazione di un getto sintetico richiede diversi componenti che compongono l'attuatore del getto. All'esterno è presente una struttura principale che all'interno contiene una cavità in cui è posta una membrana. La cavità è un volume che contiene temporaneamente il fluido espulso fuori dalla membrana attraverso un orifizio presente sulla struttura principale. La membrana presente all'interno della cavità oscilla con un moto periodico facendo così fuoriuscire il fluido dall'orifizio e creando il getto. Quindi i

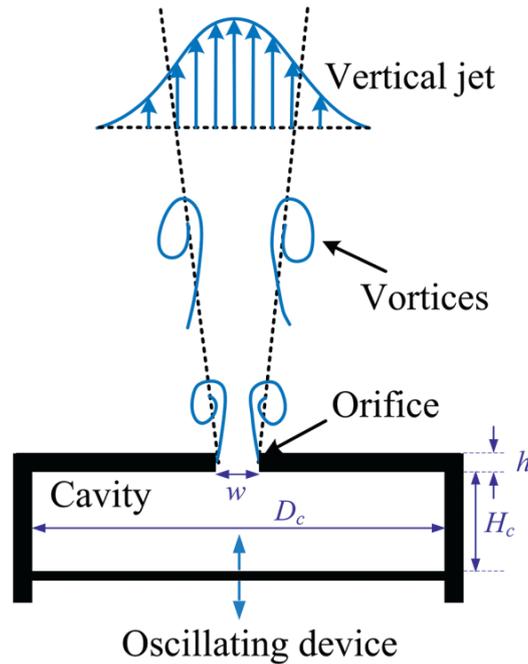


Figura 1.7: Schematizzazione di un getto sintetico [25].

getti sintetici si sviluppano all'uscita di un orifizio con un moto periodico imposto da una membrana montata in una cavità (figura 1.7).

Ci sono diverse possibilità realizzative per quanto riguarda l'attuatore di un getto sintetico, ad esempio utilizzando un attuatore elettromagnetico, piezoelettrico o persino meccanico, come un pistone [35]. Tuttavia, la fenomenologia di formazione del getto sintetico rimane inalterata per tutti questi casi, ed è descritta di seguito.

Durante il primo step la membrana si muove verso l'alto e il fluido fuoriesce dall'orifizio (blowing) formando uno shear layer attorno a esso causato dalla separazione che si viene a creare. Lo shear layer quindi cresce dando vita a delle strutture vorticosi. Il meccanismo di generazione di queste strutture dipende dalle condizioni dello strato limite all'uscita del getto [26]: quando lo strato limite è laminare, lo shear layer che si separa dal bordo dell'orifizio si arrotola e si creano le strutture vorticosi; se invece lo strato limite è turbolento, la vorticità nello shear layer è concentrata in cluster e si formano vortici su larga scala.

Durante il movimento verso il basso invece il fluido al di fuori dell'orifizio viene risucchiato nella cavità (suction), però le strutture vorticosi che si formano nella fase di blowing non ne vengono influenzate in quanto si trovano già molto a valle dell'orifizio. Dunque un getto sintetico ha un flusso di massa netto uguale a zero ma trasferisce quantità di moto. Le caratteristiche del flusso di un getto sintetico

sono governate da tre parametri fondamentali:

- la **stroke length**

$$L = \frac{L_0}{D_0} \quad (1.1)$$

dove L_0 rappresenta la distanza del fluido messo in movimento durante la fase di blowing e D_0 il diametro dell'orifizio. Se la stroke length è piccola, il getto rimarrà molto vicino all'orifizio e verrà risucchiato all'interno della cavità nella fase di suction;

- il **numero di Reynolds**

$$Re = \frac{U_0 D_0}{\nu} \quad (1.2)$$

con U_0 velocità media in un periodo di oscillazione definita come

$$U_0 = \frac{1}{T} \int_0^{\frac{T}{2}} u_{exit}(t) dt \quad (1.3)$$

con T periodo di attuazione e u_{exit} velocità di uscita istantanea del getto al centro dello slot. Esso determina la forza del vortice del getto sintetico, ma non ne influenza la traiettoria. Insieme alla stroke length fornisce informazioni sullo stato del getto sintetico. Per esempio, per un fissato valore di stroke length, all'aumentare del Reynolds il getto passa da laminare a turbolento;

- il **numero di Stokes**

$$St = \frac{f D_0}{U_0} \quad (1.4)$$

dove f è la frequenza di attuazione. Il numero di Stokes ha un ruolo fondamentale nella determinazione del profilo di velocità e da un'indicazione sul processo di roll-up del vortice. È necessario che il numero di Stokes abbia un valore di almeno 10 affinché si formi il getto [25].

Di seguito sono riportati alcuni esempi di applicazione dei getti sintetici [25].

1.3.1 Cilindro

Il vortex shedding attorno a un cilindro è causa di vibrazioni, rumore e aumento della resistenza. Il controllo del vortex shedding è quindi importante per applicazioni ingegneristiche in quanto porta alla riduzione delle caratteristiche appena citate. Con l'uso dei getti sintetici è possibile controllare il flusso attorno a un cilindro, in particolare i due punti di arresto e quello di separazione. Amitay et al. [15] hanno trovato che la massima riduzione della resistenza di un cilindro, circa il 30%, si ottiene quando il getto sintetico è posizionato a un angolo di 100° rispetto alla corrente a monte, ovvero nei pressi del punto di separazione.

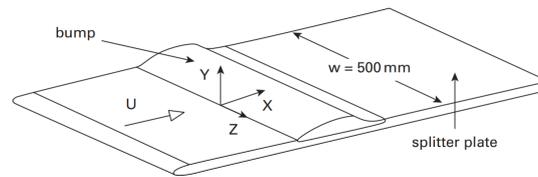


Figura 1.8: Schematizzazione esperimento Wang et al. [16].

1.3.2 Hump and rump

I getti sintetici possono essere usati per controllare la separazione del flusso indotta da un gradiente di pressione avverso. Per esempio Wang et al. [16] hanno studiato questo effetto su una placca piana che presenta una "gobba" sulla superficie (figura 1.8). Senza entrare nel dettaglio di tutte le configurazioni testate, in generale è stato trovato un ritardo nel punto di separazione e un anticipo in quello di riattacco del flusso, con conseguente annullamento del vortice a cui da origine la separazione.

1.3.3 Veicoli

I getti sintetici hanno mostrato anche potenziali applicazioni nei veicoli, inclusi gli UUV (unmanned underwater vehicle) e gli UAV (unmanned aerial vehicle). Per esempio per gli UUV possono essere usati sia per manovrare che come propulsori [19]. Fung e Amitay [20] hanno usato i getti sintetici per manovrare un UAV, riuscendo a modificare il campo di flusso col fine di muovere le superfici di controllo. Shaw et al. [21] hanno invece condotto dei test nella scia di un F16, trovando che è possibile controllarne la posizione e la frequenza di shedding a $M = 0.5$, con conseguente diminuzione dell'intensità delle fluttuazioni di pressione.

1.3.4 Condotti

I getti sintetici sono anche capaci di controllare un flusso in un condotto. Dagli studi di Chen e Wang [17] in un condotto a S è stato riscontrato che il getto sintetico, applicato in certe posizioni, ha la capacità di incrementare il recupero di pressione totale, diminuire la velocità di crossflow e uniformare il flusso all'uscita.

1.3.5 Trasferimenti di calore

In molti campi i trasferimenti di calore sono necessari per il raffreddamento. Esistono molti modi per farlo e uno di questi è il getto sintetico. In particolare, il getto sintetico ha una grande capacità di raffreddamento grazie alle strutture vorticosi che crea. Molti ricercatori hanno studiato l'effetto dei getti sintetici su di

una parete fissa, concentrandosi sul trasferimento di calore e il campo di flusso. Per esempio Xu e Wang [18] hanno riscontrato che per piccole distanze un getto ad alta frequenza ha una maggior capacità di raffreddamento rispetto a uno a bassa frequenza, mentre per lunghe distanze è vero il contrario. In generale i getti sintetici riescono a raffreddare meglio la superficie rispetto a quelli continui.

Capitolo 2

Setup sperimentale

2.1 Galleria del vento

Gli esperimenti sono stati condotti nella galleria del vento subsonica a circuito chiuso ubicata nel laboratorio "M. Panetti" del Dipartimento di Ingegneria Meccanica e Aerospaziale del Politecnico di Torino (figura 2.1). La galleria presenta una camera di prova circolare del diametro di 3 m e lunghezza 5 m, con velocità massima di 90 m/s. Il flusso è messo in movimento da un fan posto subito dopo la camera di prova, composto da 2 dischi di pale rotoriche con 8 pale ciascuno a passo variabile e 2 dischi di pale statoriche, tutti del diametro di 4 m. La potenza installata è di 900 kW fornita da un motore a corrente continua posto esternamente alla galleria. Il flusso circola poi per tutta la galleria, con sezione divergente e palette raddrizzatrici negli angoli per guidarne le rotazioni, fino ad arrivare al convergente prima della camera di prova. All'interno dello stesso si trovano delle reti al fine di ridurre e uniformare la turbolenza. Il rapporto di contrazione è di 2.33 causando l'accelerazione del flusso che entra nella camera di prova.

2.2 Modello

Il modello, posto al centro della camera di prova, è un'ala finita con corda $c = 15$ cm e apertura alare $b = 30$ cm. Il profilo selezionato è un NACA 0015 posto ad un'incidenza $\alpha = -5^\circ$. Esso è sostenuto da un supporto di altezza $h = 104$ cm con corda e profilo identici a quelli del modello. I modelli sono stati ottenuti mediante stampa 3D, in Nylon PA con tecnica selective laser syntering (SLS), mentre il supporto in fibra di carbonio. Inoltre le due parti sono separate, in modo da poter cambiare solo l'ala per le diverse configurazioni.

In particolare sono state provate tre configurazioni: il caso baseline senza slot e due casi con slot di lunghezza 90 mm e altezza rispettivamente di 1.5 e 6 mm



Figura 2.1: Vista dall'esterno della galleria del vento.

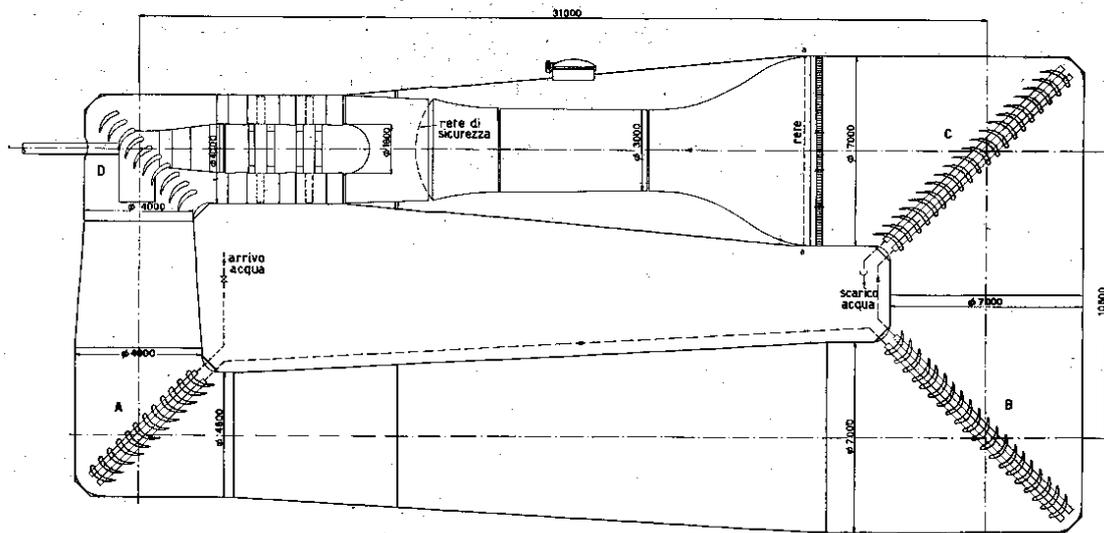


Figura 2.2: Schema della galleria.

(figura 2.3). Anche il supporto a sua volta presenta un condotto che permette al flusso di raggiungere il modello e quindi l'estremità alare. Alla base del supporto è posizionato l'altoparlante che genera il getto sintetico. L'altoparlante è un Alpine X-W12D4 con potenza massima di 900 W ed escursione massima della membrana di 48 mm, ed è collegato a un amplificatore Behringer NX6000D. L'altoparlante e l'amplificatore sono comandati mediante un generatore di segnali periodici, Waveform generator.

2.3 Apparato PIV

Per misurare il campo di velocità è stata usata la tecnica Stereoscopic Particle Image Velocimetry (SPIV). Il flusso è stato inseminato con fumo da discoteca riempiendo la camera di prova della galleria e poi azionando il fan. L'illuminazione è stata fornita da un laser Quantel Evergreen a doppio impulso, Nd:YAG (532 nm, 200 mJ per impulso, <math><10\text{ ns}</math> durata dell'impulso), il cui raggio viene fatto passare attraverso un sistema di ottiche per espanderlo fino ad ottenere una lama di luce con spessore di circa 2 mm. Il tempo tra un impulso laser e l'altro è stato impostato a 20 μs .

Il sistema ottico è composto da due lenti sferiche, una convergente (con focale +250 mm) e l'altra divergente (con focale -63.6 mm), una cilindrica per formare il piano di luce e uno specchio per dirizzarlo verso la camera di prova. Il sistema di laser e lenti è posizionato al di sopra della camera di prova, in modo da garantire

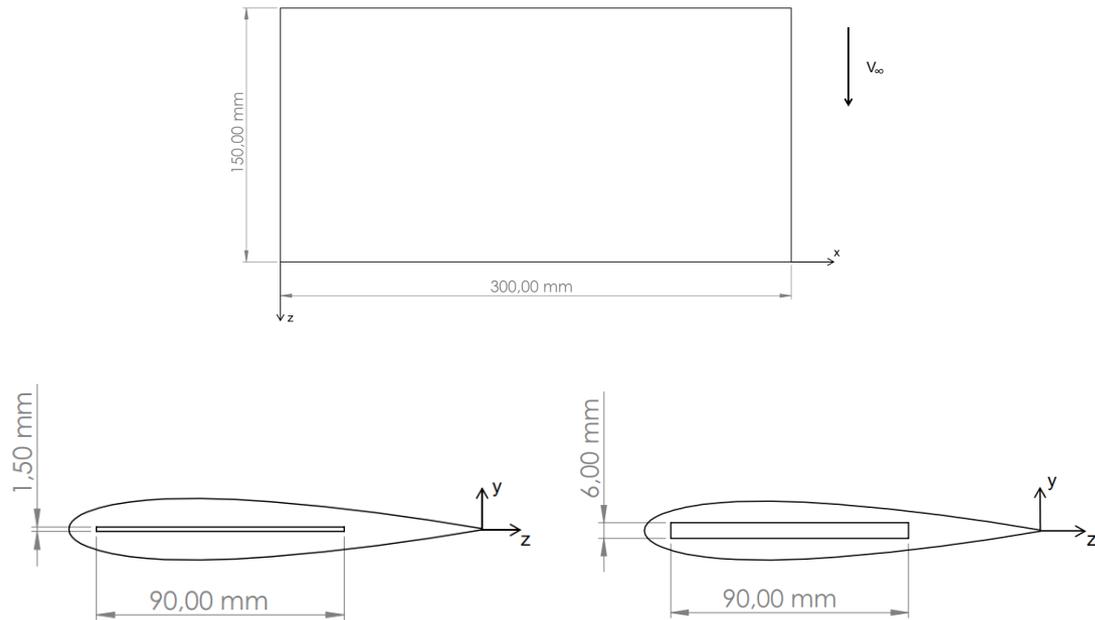


Figura 2.3: Modelli utilizzati per i casi controllati.

il minimo ingombro alle operazioni (figura 2.5). Le immagini sono state acquisite con due telecamere Andor Zyla sCMOS (2160×2560 pixel, risoluzione 16 bit) equipaggiate con due obiettivi Nikon AF Micro-Nikkor 200mm f/4D IF-ED con lunghezza focale di 200mm (figura 2.6). Le telecamere sono state posizionate con un angolo di circa 45° tra l'asse ottico e il piano laser e grazie all'uso di adattatori Scheimpflug è stato possibile eseguire una messa a fuoco sull'intero campo visivo.

In figura 1.8 è riportato il disegno CAD dell'intero setup.

2.4 Stereo PIV

La Particle Image Velocimetry è una tecnica non intrusiva che permette di ottenere istantaneamente un gran numero di vettori velocità all'interno di un piano nel flusso. Al contrario di altre tecniche, la PIV ha un'elevata risoluzione spaziale e consente di visualizzare e quantificare il campo di velocità. Mentre nella PIV planare classica è possibile ricavare solo le due componenti di velocità giacenti nel piano illuminato dalla sorgente laser, con la SPIV si riesce a catturare anche la componente al di fuori del piano mediante una ricostruzione geometrica. Essa richiede tuttavia l'utilizzo di due telecamere, poste con un inclinazione diversa da 90° rispetto al piano illuminato.

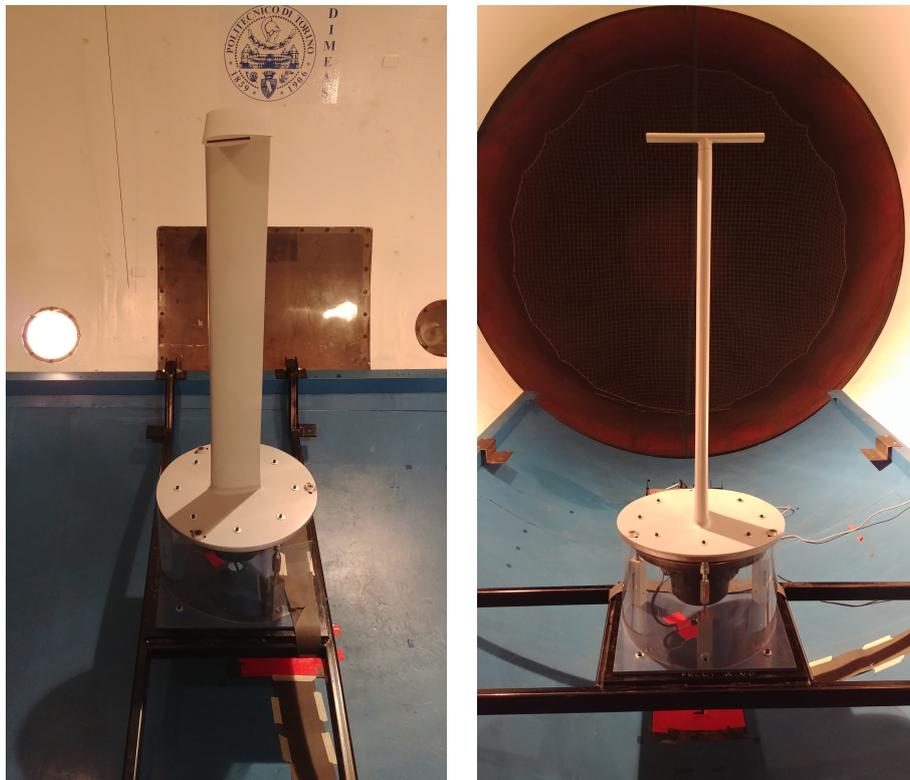


Figura 2.4: Modello installato in galleria.



Figura 2.5: Sistema ottico.



Figura 2.6: Telecamere.

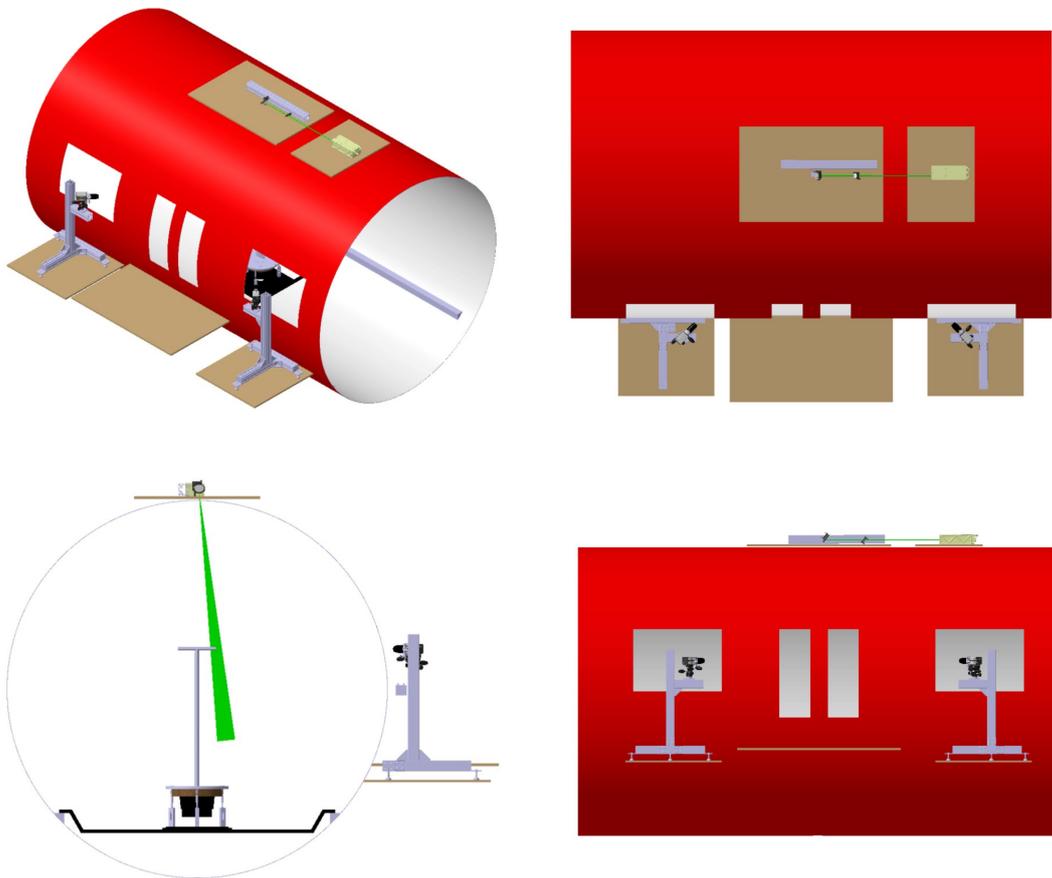


Figura 2.7: Disegno CAD del setup.

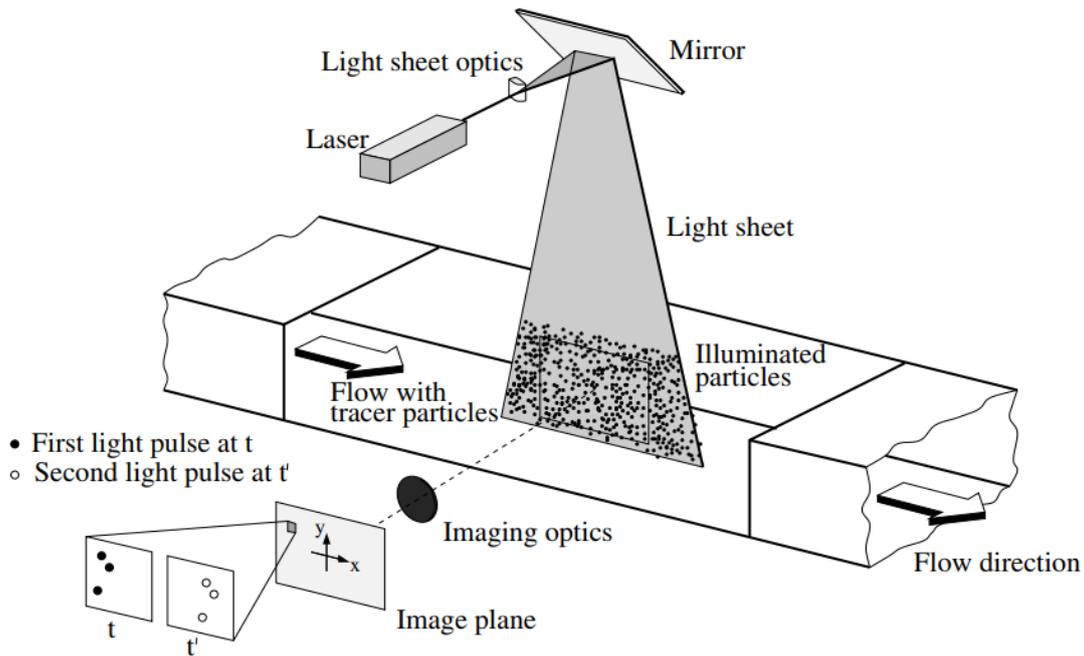


Figura 2.8: Esempio di apparato sperimentale [32].

La tecnica PIV consiste nell'inseminare il flusso con delle particelle e riprendere le immagini. Un fascio laser illumina il campo a intervalli di tempo costanti Δt (che dipende dalla velocità del flusso) e delle telecamere riprendono una coppia di immagini, le quali conterranno la luce riflessa dalle stesse particelle. Ogni immagine viene poi divisa in piccole sotto-aree, chiamate "aree di interrogazione", e per ognuna di queste è possibile calcolare il vettore spostamento tra la prima e la seconda esposizione mediante metodi statistici (auto/cross-correlazione). Questo è valido a patto che le particelle presentino un movimento omogeneo tra le due immagini. Una volta ricavato il vettore spostamento è possibile calcolare la velocità prendendo in considerazione il Δt e il magnification factor.

In figura 2.8 è riportato un esempio di apparato sperimentale per PIV. Alcuni aspetti generali della PIV sono:

- **Misure non intrusive della velocità.** Contrariamente alle altre tecniche di misura come tubi di Pitot o anemometri a filo caldo, la PIV è una tecnica ottica non intrusiva. Questo ne consente le applicazioni in flussi a elevata velocità e strati limite, dove il flusso verrebbe disturbato dalle sonde;
- **Misura della velocità indiretta.** Con la tecnica PIV, così come nella Laser Doppler Velocimetry, la misura della velocità viene fatta attraverso quella di particelle traccianti immerse nel flusso. Nei flussi bifase invece le

particelle sono già presenti all'interno del flusso e spesso non ne è necessaria l'aggiunta di nuove;

- **Misure di campo.** La PIV permette di riprendere immagini di una grande porzione del campo di moto in varie applicazioni in gas o liquidi e di estrarne i vettori velocità. Questa è una caratteristica che la rende unica. Se però la risoluzione spaziale della PIV è molto elevata, ciò non è vero per quella temporale, che è limitata dai vincoli tecnologici;
- **Ritardo nella velocità.** La necessità di inseminare il flusso con delle particelle richiede che queste siano scelte in maniera opportuna per il tipo di esperimento, in modo che queste seguano fedelmente il moto del fluido (particelle piccole seguono meglio il flusso). Il parametro fondamentale per la scelta delle particelle è il numero di Stokes che deve risultare $St \ll 1$. Esso è definito come

$$St = \frac{t_p}{t_0} \quad (2.1)$$

dove t_0 rappresenta un tempo caratteristico del campo di moto mentre t_p è detto relaxing time e rappresenta "il tempo di reazione da parte della particella sotto l'azione della forza agente sulla stessa particella (forza viscosa) per effetto del moto nel campo";

- **Illuminazione.** Per applicazioni nei gas è richiesta una fonte luminosa ad alta potenza, in modo che le particelle traccianti vengano illuminate per essere riprese dal sensore. In questo però influisce anche la dimensione delle particelle, che più grandi sono e più luce rifletteranno, in contrapposizione con il punto precedente. È quindi necessario trovare una via di mezzo nelle loro dimensioni. Per i liquidi invece sono ammesse anche particelle più grandi ed è necessaria meno potenza luminosa;
- **Durata dell'impulso luminoso.** La durata dell'impulso luminoso deve essere breve abbastanza da catturare un'istantanea, al fine di non avere "code" nelle particelle. Il tempo tra un impulso e il successivo invece deve essere abbastanza lungo da avere uno spostamento evidente delle particelle tra le due immagini;
- **Distribuzione delle particelle.** Al contrario di altre tecniche, dove è sufficiente inseminare solo le aree interessate dalla misura, la PIV richiede un'inseminazione uniforme di tutto il campo al fine di ottenere un'ottima valutazione. Anche la densità delle particelle è un parametro fondamentale: essa non deve essere troppo bassa altrimenti il numero di particelle non sarà sufficiente a descrivere bene il campo di moto, nè troppo alta in quanto non sarà possibile distinguere il moto di ogni singola particella;

- **Risoluzione temporale.** Come già detto, la risoluzione temporale è limitata dai vincoli tecnologici. Oggigiorno però, grazie alla PIV time resolved, è possibile ovviare anche a questo problema. Questa tecnica richiede sia laser che camere che siano in grado di lavorare a elevata frequenza;
- **Risoluzione spaziale.** La grandezza di ogni singola area di interrogazione deve essere piccola abbastanza da non avere elevati gradienti di velocità al suo interno. Inoltre determina il numero di vettori velocità indipendenti e quindi la massima risoluzione spaziale della mappa di velocità ottenibile ad una data risoluzione spaziale del sensore.

2.4.1 Calcolo della componente fuori dal piano

Prendendo in considerazione due camere posizionate in una qualsiasi configurazione, l'origine O del sistema deve essere un punto comune a entrambe le camere. Assumendo un sistema di riferimento con gli assi x e y giacenti sul piano e l'asse z uscente, le camere riprenderanno un'area d'interesse ridotta ai punti $L_1 = (x_1, y_1, z_1)$ e $L_2 = (x_2, y_2, z_2)$. Il punto P nel piano laser dove sarà determinato lo spostamento avrà coordinate (x_P, y_P, z_P) , e quindi gli spostamenti avranno componenti (dx_1, dy_1) e (dx_2, dy_2) nelle rispettive direzioni. Essendo lo spessore del laser molto minore della distanza di osservazione, i vettori possono essere assunti giacenti in un piano a spessore zero. Gli angoli che le linee ottiche delle camere formano con il piano laser sono indicati con α e β . In figura 2.9 è riportata una schematizzazione di quanto appena detto.

Gli spostamenti possono quindi essere ricostruiti come [12]:

$$dx = \frac{dx_2 \tan \alpha_1 - dx_1 \tan \alpha_2}{\tan \alpha_1 - \tan \alpha_2} \quad (2.2)$$

$$dy = \frac{dy_2 \tan \beta_1 - dy_1 \tan \beta_2}{\tan \beta_1 - \tan \beta_2} \quad (2.3)$$

$$dz = \frac{dx_2 - dx_1}{\tan \alpha_1 - \tan \alpha_2} = \frac{dy_2 - dy_1}{\tan \beta_1 - \tan \beta_2} \quad (2.4)$$

Queste formule sono applicabili per ogni geometria, in generale però si tende a installare le telecamere alla stessa altezza dell'origine del sistema di riferimento in modo da annullare gli angoli β con conseguente semplificazione delle formule. Usando quindi questa ricostruzione è possibile ricavare gli spostamenti reali dall'immagine attraverso dei vettori, tenendo in considerazione il magnification factor, ovvero quel fattore moltiplicativo che assegna alle distanze dell'immagine delle distanze reali.

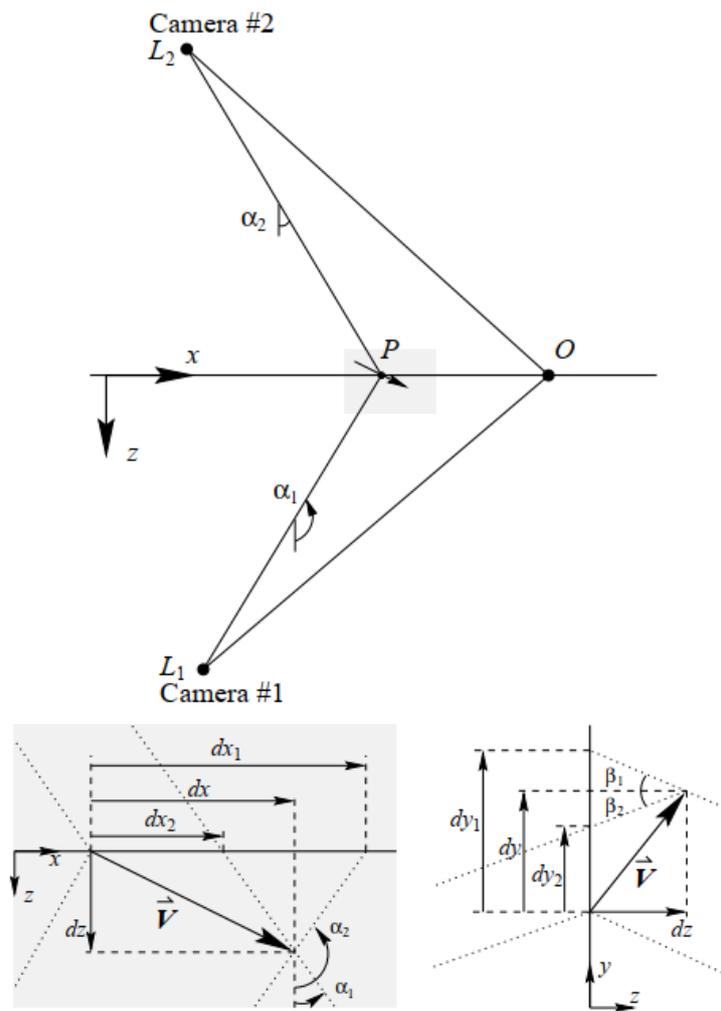


Figura 2.9: Descrizione geometrica [32].



Figura 2.10: Il target di calibrazione.

2.4.2 Calibrazione

La calibrazione è necessaria al fine di ricavare le tre componenti di velocità. L'approccio più usato è quello di misurare la posizione di ogni camera rispetto a un punto noto, in modo da soddisfare la condizione di Scheimpflug (il piano dell'immagine, il piano dell'obiettivo e il piano dell'oggetto per ciascuna delle telecamere devono intersecarsi in una linea comune). Questo si effettua mediante un target di calibrazione (figura 2.10), che presenta un determinato disegno (per esempio dei pallini con spaziatura costante), posizionato esattamente dove si colloca il piano laser. È importante assicurare un perfetto allineamento del fascio al piano sia angolare che di distanza, siccome queste differenze si tradurrebbero in un errore di calibrazione.

Una singola immagine però non è sufficiente per ricavare l'angolo presente tra la camera e il target, informazione necessaria al fine di calcolare la terza componente di velocità. Per far questo è necessario acquisire anche un set di immagini in posizioni note e per questo motivo, come illustrato in figura 2.10, il target è montato su una slitta traslazionale e rotazionale, al fine di assicurare un perfetto allineamento con il fascio laser. L'operazione di calibrazione può essere riassunta essenzialmente in tre fasi:

1. Le immagini di calibrazione vengono cross-correlate con una "maschera" di correlazione. I picchi di correlazione indicano i punti comuni a entrambe le immagini;
2. Dai picchi di correlazione viene ricostruita una griglia rettangolare. Ogni nodo della griglia è assegnato a delle coordinate nello spazio;
3. Dall'equazione (2.5) vengono ricavati i coefficienti che serviranno per la ricostruzione di ciascuna vista delle telecamere.

Se la calibrazione è ben effettuata ne conseguirà un'immagine con un magnification factor M che sarà funzione della posizione. Quanto appena detto è valido a condizione che il target sia posto perfettamente allineato con il piano laser, cosa non facilmente ottenibile nella pratica. Per questo motivo spesso è necessario applicare una correzione, detta disparity. Il risultato della disparity sono dei valori di Δx e Δy che indicano di quanto il target è disallineato rispetto al piano di luce.

2.4.3 Raddrizzamento dell'immagine

Al fine di determinare il magnification factor, è necessario costruire una funzione di mappatura tra l'immagine (X_i, Y_i) e il piano reale (X_0, Y_0) . Questo può essere fatto o in maniera geometrica, dove però è necessaria la conoscenza di parametri non facilmente determinabili che introducono delle non-linearità, oppure tramite un raddrizzamento (dewarping) con un approccio al secondo ordine [13, 14]:

$$\begin{aligned} X_0 &= a_1 X_i^2 + a_2 Y_i^2 + a_3 X_i Y_i + a_4 X_i + a_5 Y_i + a_6 \\ Y_0 &= b_1 X_i^2 + b_2 Y_i^2 + b_3 X_i Y_i + b_4 X_i + b_5 Y_i + b_6 \end{aligned} \quad (2.5)$$

I dodici coefficienti possono essere determinati con il metodo dei minimi quadrati. Il vantaggio di questo metodo è che non è necessario conoscere i parametri dell'immagine e distorsioni e non-linearità vengono eliminate con i termini di ordine più alto.

2.4.4 La cross-correlazione

L'espressione per il campo d'intensità di un immagine può essere scritta come

$$I(\mathbf{x}, \Gamma) = \sum_{i=1}^N V_0(\mathbf{X}_i) \tau(\mathbf{x} - \mathbf{x}_i) \quad (2.6)$$

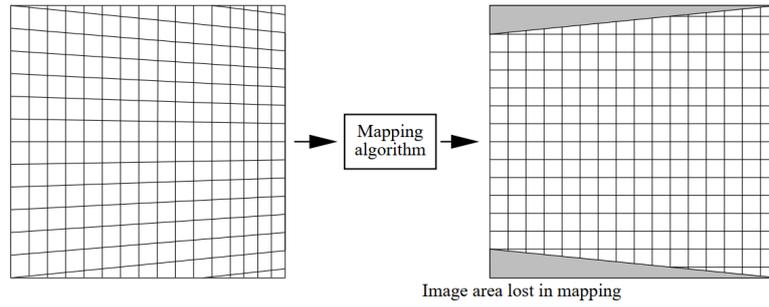


Figura 2.11: Raddrizzamento dell'immagine [32].

dove

$$\mathbf{\Gamma} = \begin{pmatrix} \mathbf{X}_1 \\ \mathbf{X}_2 \\ \cdot \\ \cdot \\ \mathbf{X}_N \end{pmatrix} \quad e \quad \mathbf{X}_i = \begin{pmatrix} X_i \\ Y_i \\ Z_i \end{pmatrix}$$

Come detto in precedenza, le immagini PIV vengono valutate tramite una cross-correlazione di due fotogrammi di una singola esposizione. Assumendo \mathbf{D} uno spostamento costante all'interno di un'area di interrogazione, le particelle al tempo $t' = t + \Delta t$ si troveranno in una posizione

$$\mathbf{X}'_i = \mathbf{X}_i + \mathbf{D} = \begin{pmatrix} X_i + D_X \\ Y_i + D_Y \\ Z_i + D_Z \end{pmatrix} \quad (2.7)$$

e lo spostamento delle particelle nell'immagine sarà

$$\mathbf{d} = \begin{pmatrix} MD_X \\ MD_Y \end{pmatrix} \quad (2.8)$$

Si arriva quindi a scrivere la seguente formula del campo di intensità dell'immagine per la seconda esposizione

$$I'(\mathbf{x}, \mathbf{\Gamma}) = \sum_{j=1}^N V'_0(\mathbf{X}_j + \mathbf{D}) \tau(\mathbf{x} - \mathbf{x}_j - \mathbf{d}) \quad (2.9)$$

dove $V'_0(\mathbf{X})$ rappresenta il volume di interrogazione durante la seconda esposizione.

Considerando stesse condizioni di luce per le due immagini e solite caratteristiche si arriva a scrivere la funzione di cross-correlazione

$$R_{II}(\mathbf{s}, \mathbf{\Gamma}, \mathbf{D}) = \sum_{i,j} V_0(\mathbf{X}_i) V_0(\mathbf{X}_j + \mathbf{D}) R_\tau(\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j + \mathbf{s} - \mathbf{d}) \quad (2.10)$$

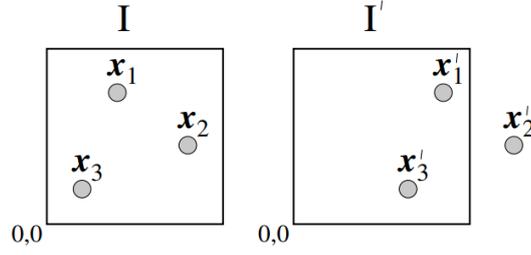


Figura 2.12: Intensità I registrata al tempo t e quella I' al tempo $t' = t + \Delta t$ [32].

dove \mathbf{s} è il vettore di separazione nel piano di correlazione. Distinguendo i termini $i \neq j$ che rappresentano la correlazione di diverse particelle distribuite casualmente, quindi principalmente rumore nel piano di correlazione, e i termini $i = j$ che contengono l'informazione di spostamento desiderata, si ottiene

$$\begin{aligned}
 R_{II}(\mathbf{s}, \boldsymbol{\Gamma}, \mathbf{D}) &= \sum_{i \neq j} V_0(\mathbf{X}_i) V_0(\mathbf{X}_j + \mathbf{D}) R_\tau(\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j + \mathbf{s} - \mathbf{d}) \\
 &+ R_\tau(\mathbf{s} - \mathbf{d}) \sum_{i=1}^N V_0(\mathbf{X}_i) V_0(\mathbf{X}_i + \mathbf{D})
 \end{aligned} \tag{2.11}$$

L'equazione (2.11) può essere scomposta in tre parti (figura 2.13):

$$R_{II}(\mathbf{s}, \boldsymbol{\Gamma}, \mathbf{D}) = R_C(\mathbf{s}, \boldsymbol{\Gamma}, \mathbf{D}) + R_F(\mathbf{s}, \boldsymbol{\Gamma}, \mathbf{D}) + R_D(\mathbf{s}, \boldsymbol{\Gamma}, \mathbf{D}) \tag{2.12}$$

dove $R_D(\mathbf{s}, \boldsymbol{\Gamma}, \mathbf{D})$ rappresenta la componente della funzione di cross-correlazione che corrisponde alla correlazione di immagini di particelle ottenute dalla prima esposizione con immagini di particelle identiche ottenute dalla seconda esposizione. Quindi, per una data distribuzione di particelle all'interno del flusso, il picco di correlazione raggiunge un massimo per $\mathbf{s} = \mathbf{d}$. Pertanto l'ubicazione di questo massimo dà lo spostamento medio nel piano e quindi le due componenti di velocità.

2.5 Condizioni di misura

Tutti gli esperimenti sono stati condotti ad un $Re_c = 1.2 \times 10^5$ con una velocità $V_\infty = 12 \text{ m/s}$. Le misure sono state effettuate in quattro piani differenti: $z/c = 0.1$, $z/c = 0.5$, $z/c = 1$ e $z/c = 2$. L'obiettivo è quello di confrontare il caso baseline con dei casi controllati e diverse geometrie dello slot di uscita del getto facendo variare la frequenza per le due instabilità sopra descritte. Essendo la frequenza per l'instabilità di Crow definita come $\lambda \sim 7b_0$ [27] si ricava nel nostro caso una

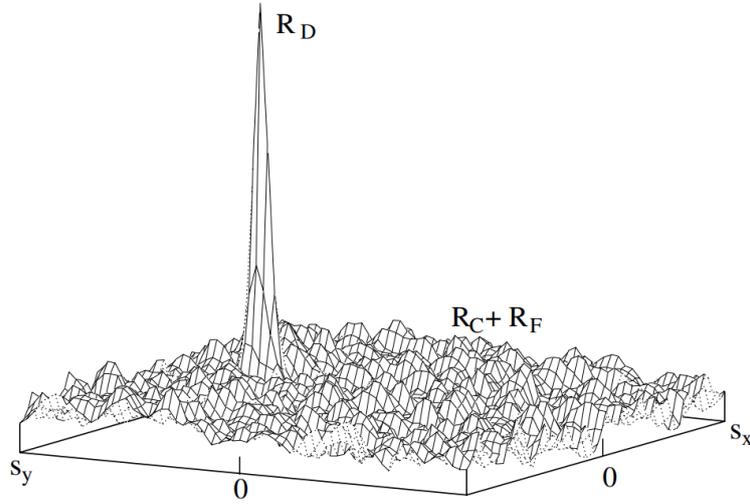


Figura 2.13: Composizione del picco della funzione di cross-correlazione [32].

$f = 6 \text{ Hz}$, mentre per Widnall $\lambda \sim 0.9b_0$ [7] e quindi $f = 44 \text{ Hz}$. Il coefficiente di momento è definito come

$$C_\mu = \frac{A_j \rho_j U_0^2}{A_{(w/2)} \rho_\infty V_\infty^2} \quad (2.13)$$

dove A_j è l'area dello slot, $A_{(w/2)}$ metà superficie alare, ρ_j la densità del getto. Nel corso delle misure il coefficiente di momento è stato mantenuto costante al valore di $C_\mu = 0.002$. La frequenza adimensionale

$$F^+ = \frac{fc}{V_\infty} \quad (2.14)$$

risulta $F^+ = 0.075$ e $F^+ = 0.55$ per le due rispettive frequenze.

Ogni acquisizione è composta da 3750 immagini separate in 15 fasi, quindi con 250 immagini per ogni ciclo. Un ciclo corrisponde all'intero movimento della membrana dell'altoparlante. In figura 2.14 è riportato un esempio della suddetta divisione, dove la funzione seno rappresenta il movimento della membrana suddiviso in 15 fasi dei 360° complessivi. L'acquisizione di tante immagini è necessaria al fine di ottenere una convergenza statistica. Le immagini sono poi state pre-processate al fine di rimuovere il rumore di fondo, processo indicato come rimozione del minimo. La dimensione delle aree di interrogazione usate per il processo è di 96×96 pixel con un overlap a 83.6%.

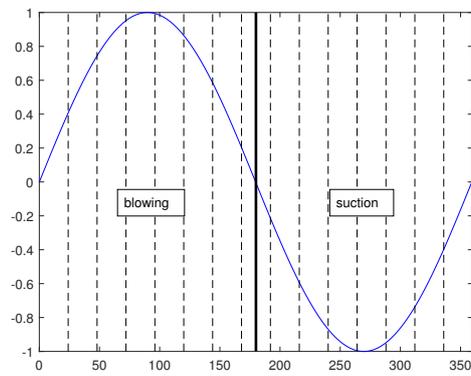


Figura 2.14: Schematizzazione del movimento della membrana dell'altoparlante.

Capitolo 3

Risultati

3.1 Casi baseline

I casi baseline corrispondono alle misure senza attuazione, ovvero con sviluppo naturale del vortice, e saranno usati come confronto per i casi controllati. La linea nera presente in tutte le mappe rappresenta l'ala.

3.1.1 Deficit velocità assiale time-averaged

Nel campo fisico di un vortice il fluido che circonda il core è avvolto da uno strato limite proveniente dalla scia dell'ala. Questo introduce forti perdite viscose e di shear-layer che contribuiscono alla decelerazione del flusso [22]. Spalart [23] ha riscontrato che deve esserci un bilancio tra gli effetti viscosi e le accelerazioni del flusso, per esempio grandi (piccoli) valori di circolazione danno come risultato un eccesso (deficit) di velocità.

Per ali dritte, Bailey et al. [29] hanno dimostrato che nei primi stadi di formazione del vortice, la pressione nel core diminuisce lungo il suo asse generando un gradiente di pressione positivo che accelera il fluido in direzione streamwise. Questo dà come risultato un core simile a un getto con un eccesso di velocità assiale. Più a valle gli effetti viscosi decelerano il flusso producendo un deficit di velocità all'interno del core.

In figura 3.1 è riportato il deficit di velocità assiale adimensionalizzato con la V_∞ per i quattro piani di misura. Come è possibile vedere a $z/c = 0.1$ il vortice comincia a formarsi con lo shear layer che inizia il processo di roll-up e a $z/c = 0.5$ è presente il vortice. Il meccanismo di roll-up continua poi a $z/c = 1$ in quanto lo shear layer è ancora visibile e a $z/c = 2$ il vortice presenta una forma circolare. Come già detto nel core e nello shear layer è presente un deficit di velocità che passa da un massimo di circa 0.15 nel piano $z/c = 0.1$ a uno di circa 0.07 a $z/c = 2$.

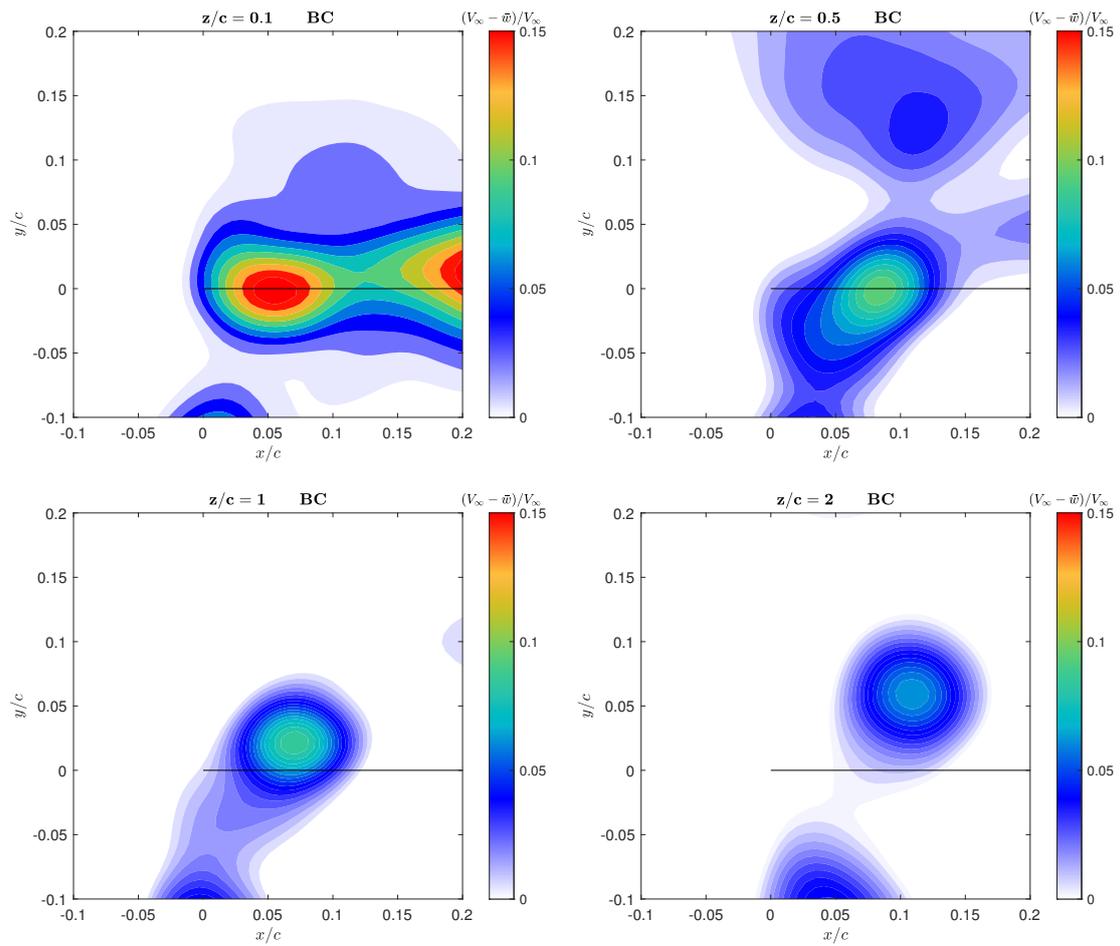


Figura 3.1: Deficit velocità assiale adimensionale caso baseline ad $\alpha = -5^\circ$.

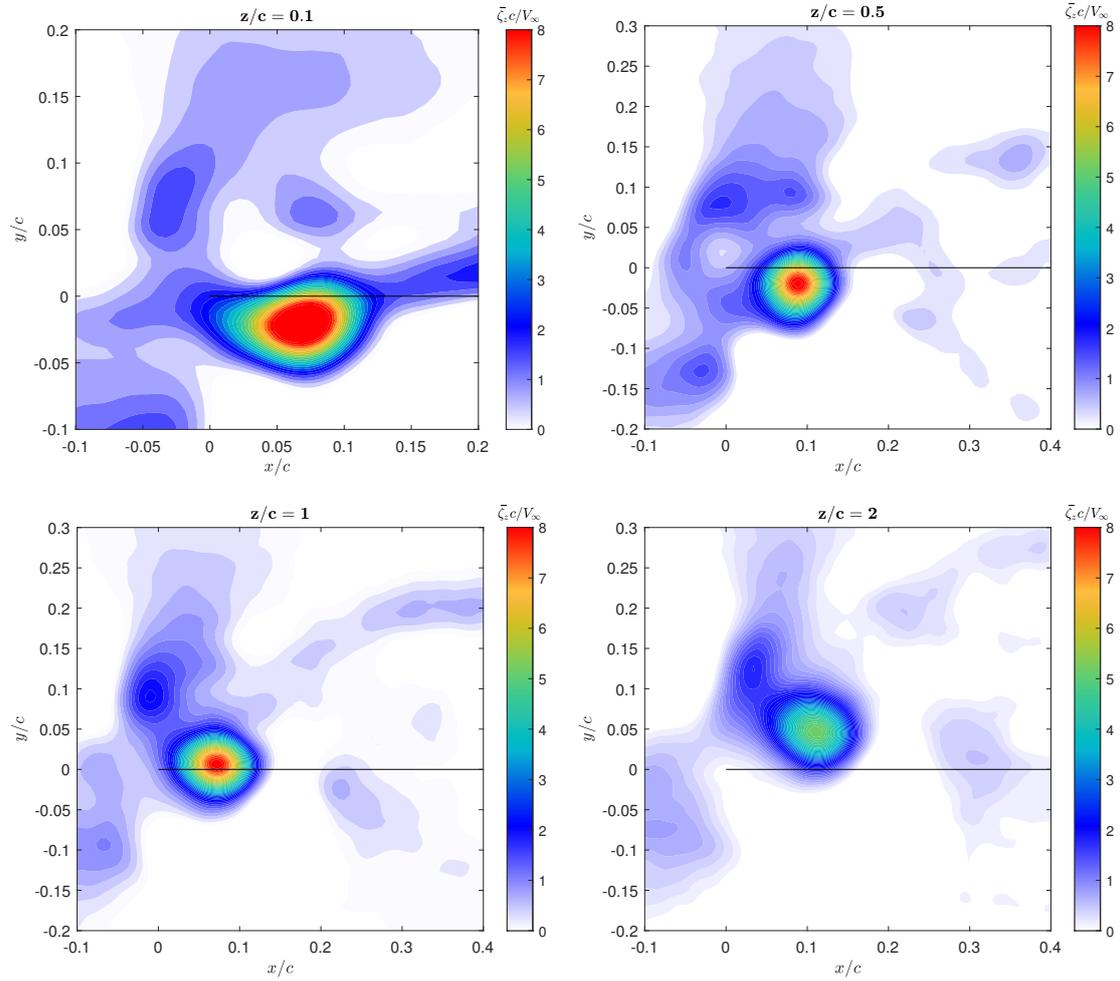


Figura 3.2: Vorticità assiale time-averaged adimensionale caso baseline ad $\alpha = -5^\circ$.

All'esterno la velocità risulta essere quella della corrente indisturbata essendo il deficit uguale a zero.

3.1.2 Vorticità assiale time-averaged

In figura 3.2 è riportata la vorticità assiale time-averaged adimensionale $\bar{\zeta}_z c / V_\infty$, dove

$$\zeta_z = \frac{\partial u}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial x} \quad (3.1)$$

Il processo di roll-up dello shear layer è visibile in tutti e quattro i casi, specialmente a $z/c = 1$, ed è quasi completato nell'ultimo piano di misura. Il roll-up fa sì che la vorticità dello shear layer che lascia il bordo di fuga venga trasportata nel core del

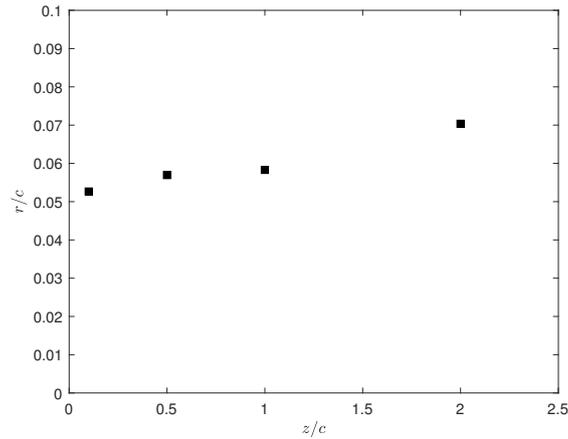


Figura 3.3: r/c caso baseline per i vari z/c .

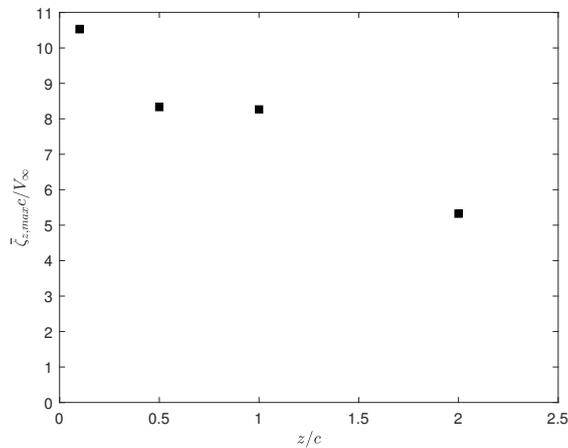


Figura 3.4: Picchi di vorticità adimensionali caso baseline per i vari z/c .

vortice. I valori di vorticità decrescono gradualmente da un massimo nel centro del vortice fino a zero andando verso l'esterno e questo mostra che la diffusione è importante nel core.

In figura 3.3 sono riportati i raggi dei vortici adimensionalizzati rispetto alla corda per i vari piani, dove si può vedere che r/c varia tra circa 0.05 e 0.07, ovvero il vortice si allarga allontanandosi dall'ala. Inoltre il picco di vorticità diminuisce andando verso valle con un andamento quasi lineare, come riportato in figura 3.4. I valori di $\bar{\zeta}_{z,max}c/V_\infty$ passano da 10.51 per il primo piano di misura a 5.31 nell'ultimo, quindi già dopo una distanza di due corde dal bordo di fuga dell'ala la vorticità risulta dimezzata. Questo è spiegato dal fatto che la vorticità aumenta con il roll-up dello shear layer e decresce a causa della diffusione viscosa e turbolenta. Quindi fino a che non si è completato il roll-up la sua influenza sulla vorticità è

maggiore rispetto alla diffusione, ma una volta completato è quest'ultima ad avere la meglio e quindi la vorticità diminuisce fino a far svanire il vortice. Inoltre è possibile notare che il vortice, in questo caso di incidenza negativa, si forma al di sotto dell'ala per poi passare al di sopra allontanandoci dal bordo di fuga.

3.1.3 Energia cinetica turbolenta time-averaged

L'energia cinetica turbolenta (TKE) è caratterizzata dal RMS delle fluttuazioni di velocità ed è definita come

$$k = \frac{1}{2} \left(\overline{(u')^2} + \overline{(v')^2} + \overline{(w')^2} \right) \quad (3.2)$$

dove $V' = V - \bar{V}$ sono le fluttuazioni di velocità lungo i tre assi. Essendo la turbolenza associata alle fluttuazioni di velocità, la TKE ne quantifica l'intensità. In figura 3.5 è riportata la TKE adimensionalizzata. Come si può vedere i valori più alti di k/V_∞^2 sono concentrati nel core del vortice e nello shear layer, con il valore massimo di 0.05 a $z/c = 0.5$. Il fatto che le fluttuazioni siano più intense a $z/c = 0.5$ invece che a $z/c = 0.1$ ci mostra che l'attività turbolenta cresce fino a che domina la turbolenza nel processo di roll-up e poi diminuisce perché la viscosità prende il sopravvento. A $z/c = 2$ i valori di k/V_∞^2 risultano dimezzati rispetto al massimo.

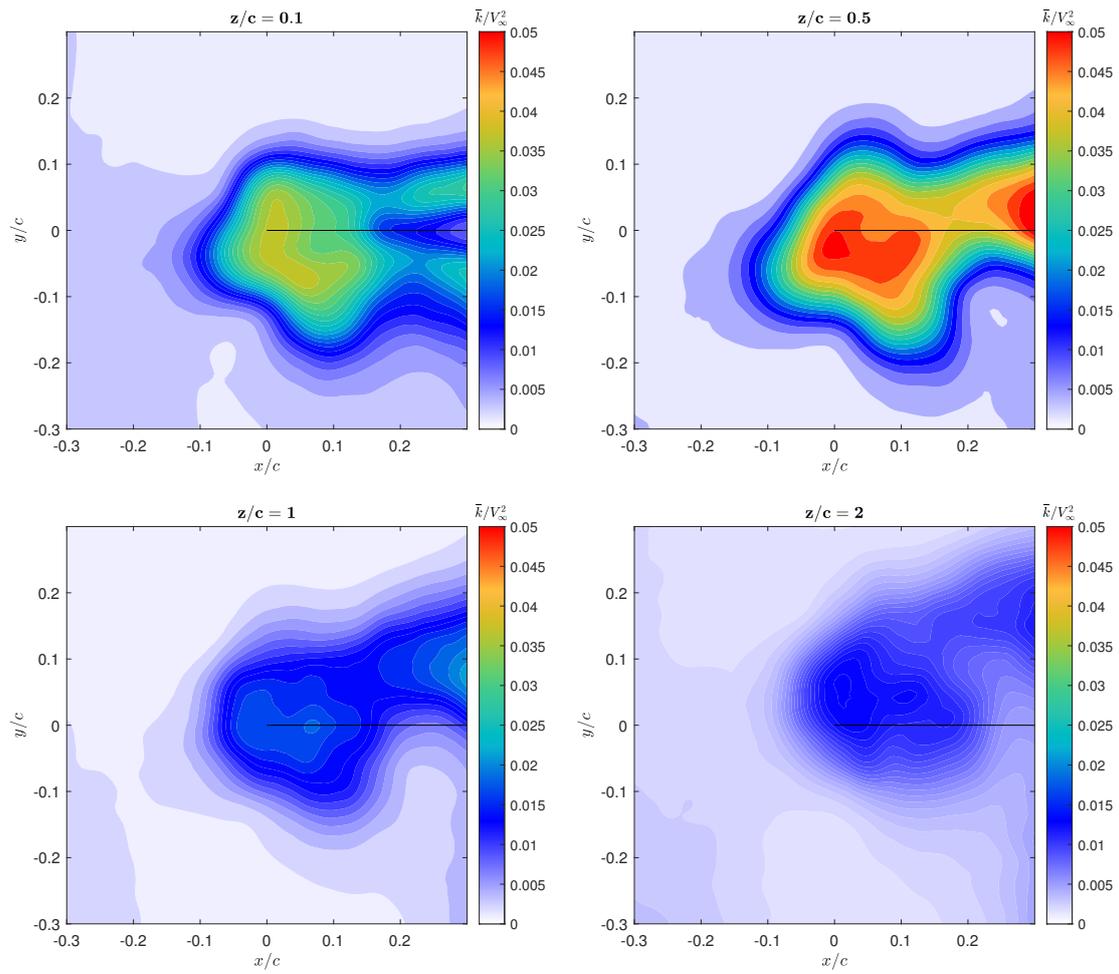


Figura 3.5: TKE adimensionale caso baseline ad $\alpha = -5^\circ$.

3.2 Casi controllati

Di seguito verranno analizzati i casi controllati al fine di confrontare gli effetti delle diverse frequenze di attuazione e geometrie dello slot con il caso baseline. Come già detto sono stati analizzati i casi con $F^+ = 0.075$ (Crow) e $F^+ = 0.55$ (Widnall), mentre il C_μ è stato mantenuto costante al valore di 0.002. Le geometrie prese in considerazione sono quelle che presentano gli slot con altezza di 1.5 mm e 6 mm, che corrispondono a $0.01c$ e $0.04c$, indicati rispettivamente con Ss1.5 e Ss6.0.

3.2.1 Deficit velocità assiale time-averaged

Nelle figure 3.6, 3.7, 3.8 e 3.9 sono riportate le immagini di $(V_\infty - \bar{w})/V_\infty$ per i quattro piani di misura. In alcune di queste mappe (Ss6.0 a $z/c = 0.1$ per entrambe le frequenze e Ss6.0 con $F^+ = 0.55$ a $z/c = 2$) è visibile una zona interessata da un probabile angolo del piano di luce, caratterizzato da un notevole aumento del deficit di velocità. Inoltre in tutte le immagini è presente una struttura secondaria derivante probabilmente dal processo delle immagini e dalle condizioni di illuminazione. L'analisi verrà condotta concentrandoci sulla struttura vorticoso principale.

In generale, come è possibile vedere, si riscontra una diminuzione del deficit di velocità assiale rispetto al caso baseline che è più marcato per il modello Ss1.5 rispetto al Ss6.0. A $z/c = 0.1$ la diminuzione del deficit si verifica solo per Ss1.5, mentre i casi Ss6.0 presentano un aumento. Nel piano $z/c = 0.5$ invece la diminuzione avviene per tutti i casi in esame, e il massimo di circa il 50% si raggiunge con Ss1.5 e $F^+ = 0.55$. Nel piano più a valle la riduzione massima avviene per il caso Ss1.5 con $F^+ = 0.075$ che arriva a toccare circa il 70%, e in tutti gli altri casi è in media del 50%.

Nell'ultimo piano di misura invece si può osservare l'effetto più marcato del getto sintetico, dove la presenza del deficit di velocità assiale per il caso Ss1.5 ad $F^+ = 0.55$ scompare quasi totalmente, effetto non meno marcato anche per l'altra frequenza di attuazione dove la riduzione arriva a toccare un massimo di circa il 90%.

3.2.2 Vorticità assiale time-averaged

Nelle figure 3.10, 3.11, 3.12 e 3.13 sono riportate le mappe di $\bar{\zeta}_z c/V_\infty$ per i quattro piani di misura. La prima cosa che si può facilmente notare è una notevole riduzione della vorticità per ognuno dei casi controllati rispetto al caso baseline, che in media è di circa il 45%, data dall'interazione del getto sintetico con il vortice d'estremità.

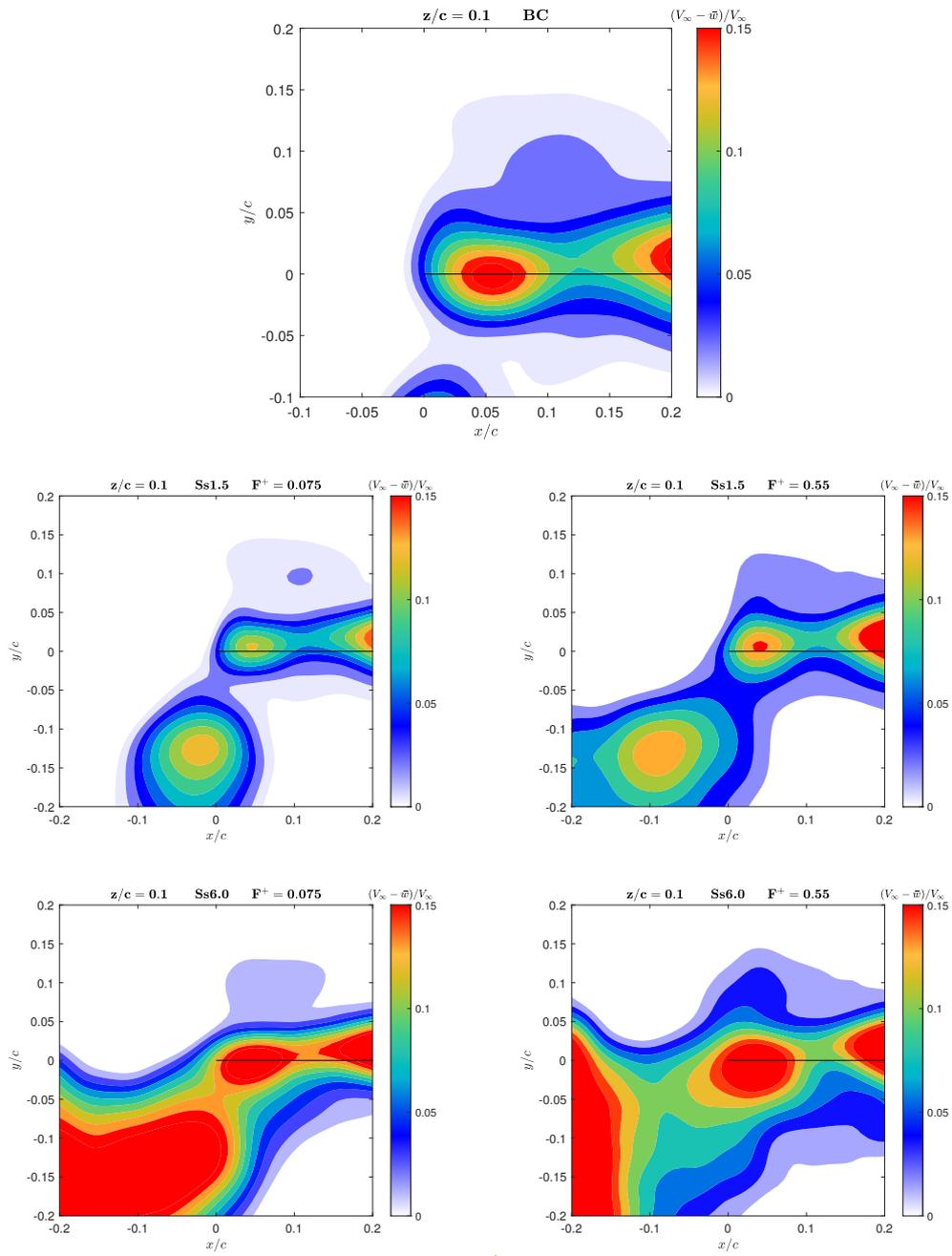


Figura 3.6: Deficit velocità assiale $z/c = 0.1$ ad $\alpha = -5^\circ$.

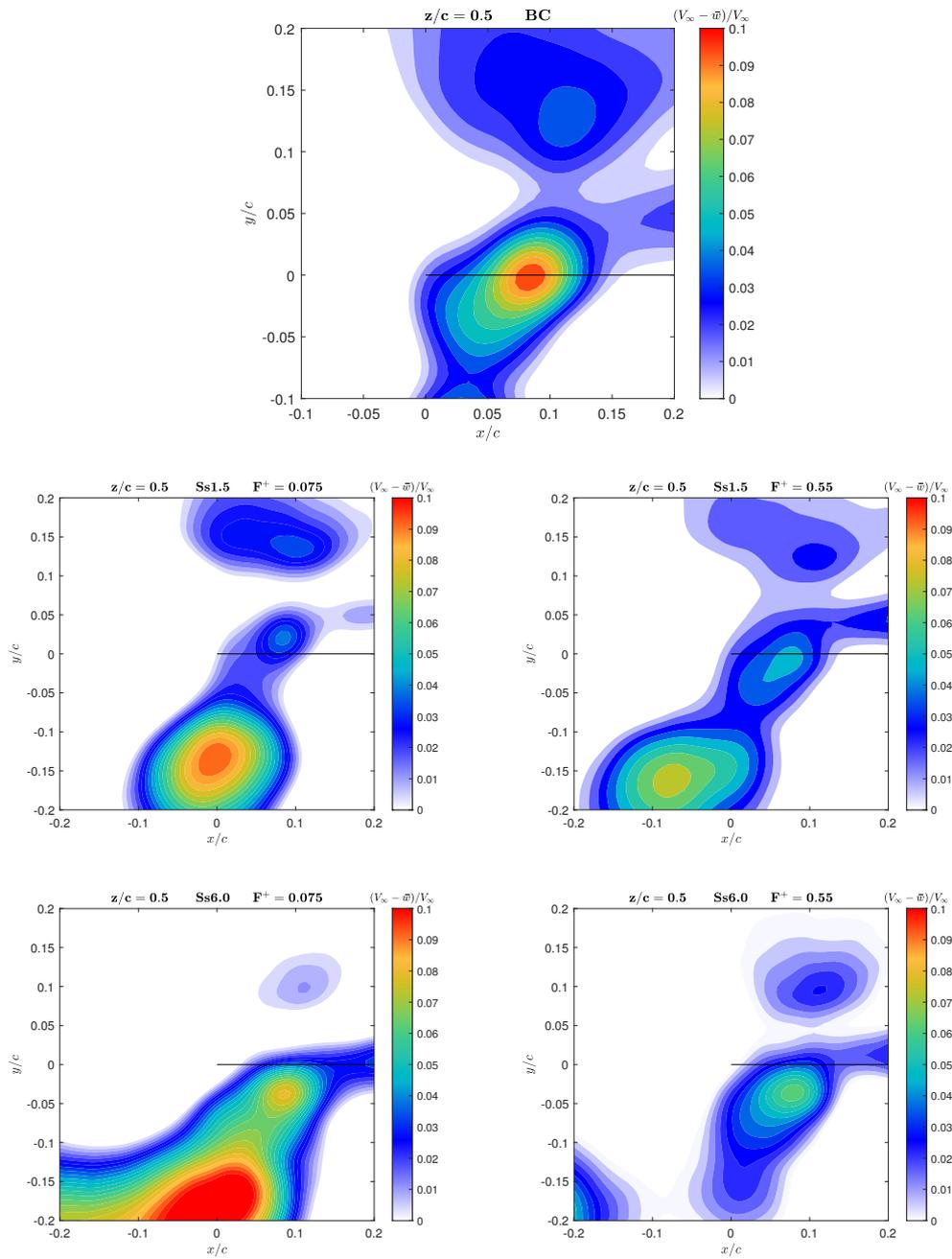


Figura 3.7: Deficit velocità assiale $z/c = 0.5$ ad $\alpha = -5^\circ$.

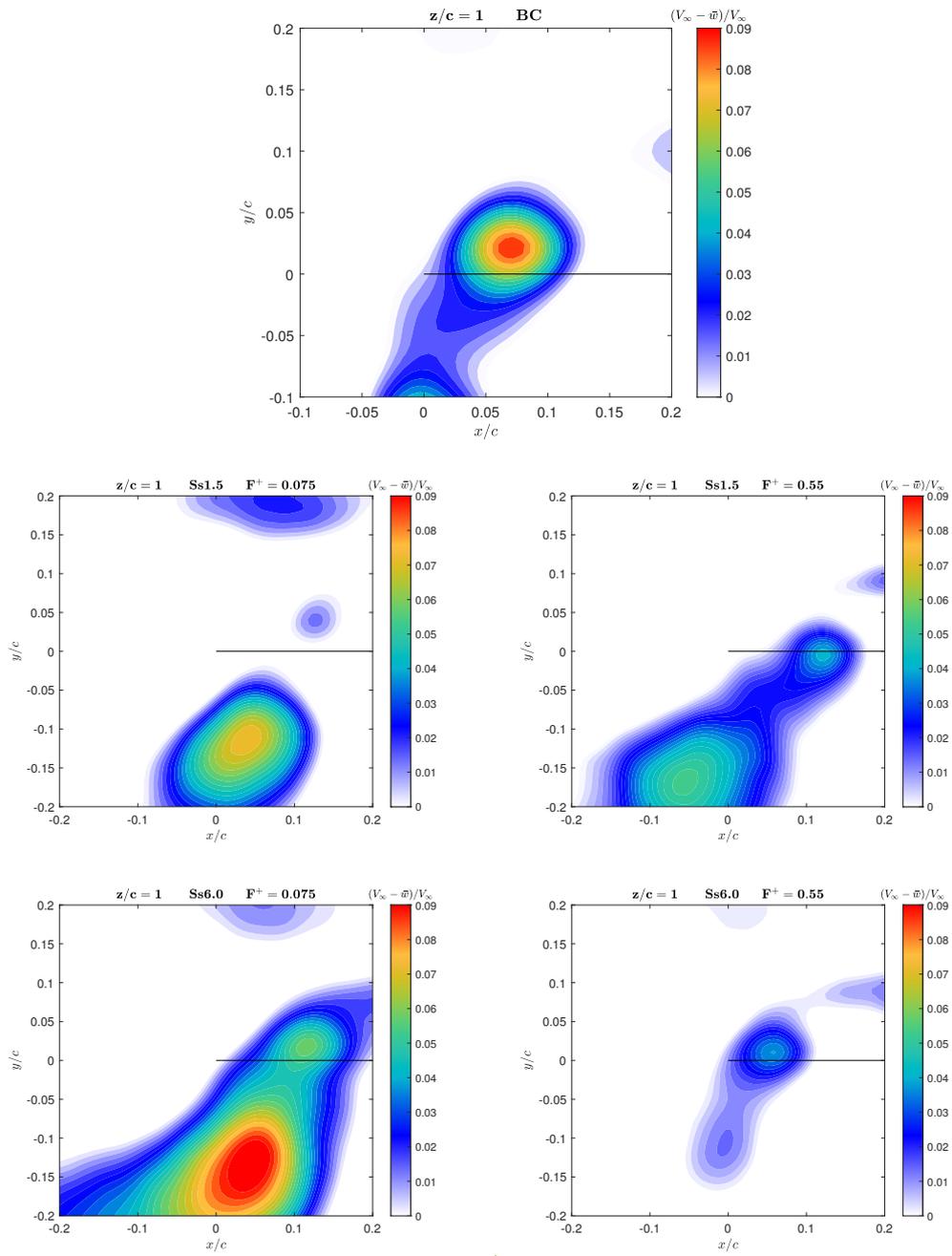


Figura 3.8: Deficit velocità assiale $z/c = 1$ ad $\alpha = -5^\circ$.

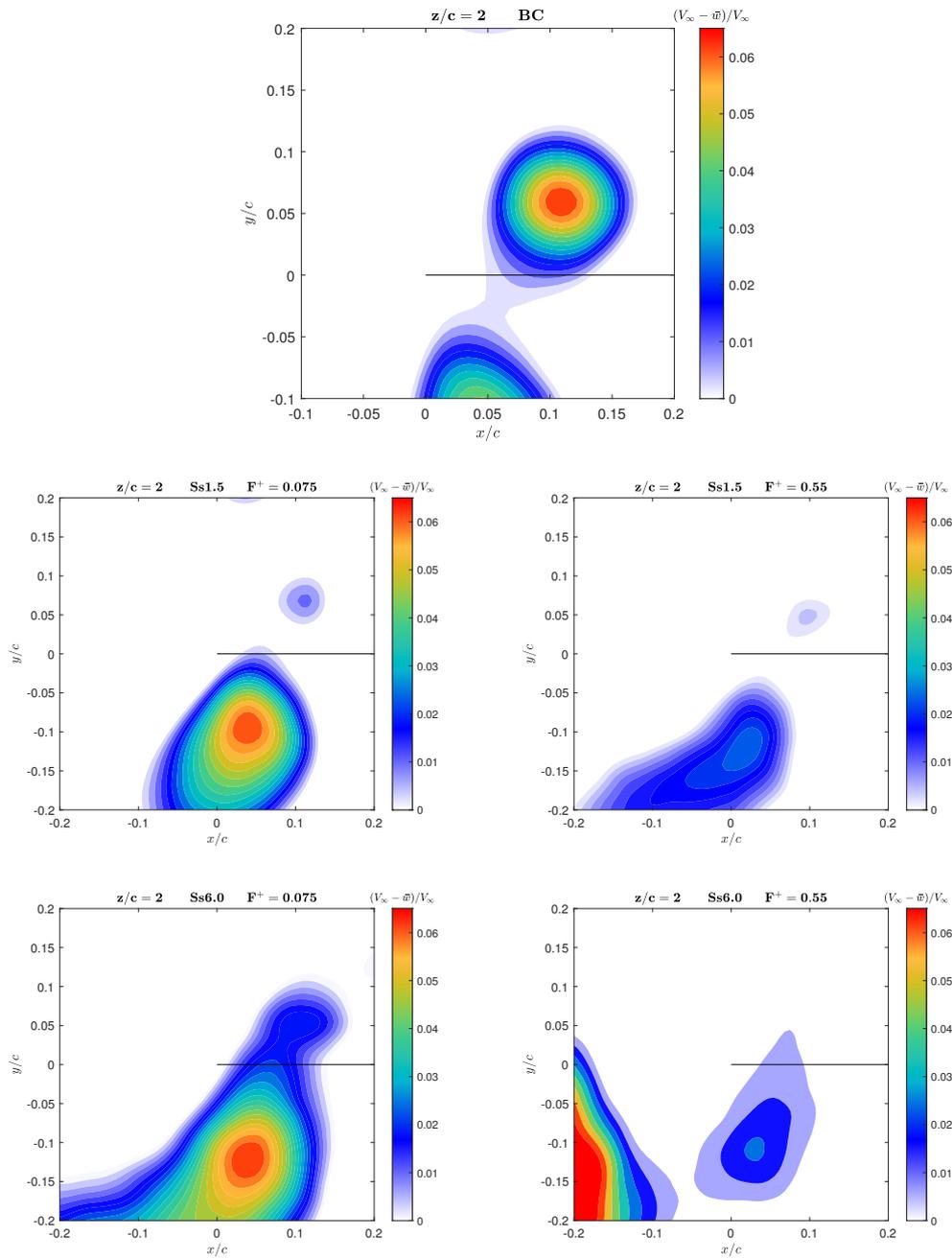


Figura 3.9: Deficit velocità assiale $z/c = 2$ ad $\alpha = -5^\circ$.

Entrando più nel dettaglio, per il piano $z/c = 0.1$ la maggior riduzione si verifica con il modello Ss1.5 e $F^+ = 0.55$, con il 36%, mentre per lo slot Ss6.0 con lo stesso valore di F^+ abbiamo una riduzione del 31%. A $z/c = 0.5$ invece il maggior abbattimento della vorticità si ha con Ss1.5 e $F^+ = 0.075$ con il 55% in meno, mentre con il modello Ss6.0 la riduzione è del 41% per entrambe le F^+ . La stessa situazione si ripete a $z/c = 1$, con percentuali diverse e rispettivamente di 65% e 50%. Nel piano più a valle si ha invece una riduzione del 54% con lo slot Ss1.5 per entrambe le frequenze di attuazione.

Quindi da questi dati si potrebbe dedurre che il miglior risultato in termini di riduzione di vorticità è dato dal modello Ss1.5 con $F^+ = 0.075$. Però questo caso presenta un aumento della riduzione fino a $z/c = 1$ per poi scendere nel piano di misura successivo, e questo potrebbe significare che il caso in questione ha un'effetto marcato in campo vicino ma che andando verso valle decresce rapidamente. Il modello Ss6.0 con $F^+ = 0.55$ invece è l'unico che presenta un aumento costante della riduzione del picco di vorticità, e ciò può far pensare che questo si presti meglio in campo lontano. Inoltre si può vedere in quasi tutte le mappe la presenza di un vortice co-rotante al di sotto del vortice principale dato dal getto sintetico, come spiegato nella sezione 1.3. In aggiunta alla riduzione della vorticità si registra anche un aumento del raggio del vortice, dato dall'iniezione di massa al suo interno da parte del getto sintetico.

I risultati ottenuti possono essere confrontati con quelli in letteratura. Per quanto riguarda la diffusione della vorticità con i casi controllati, sia Dghim et al. [7, 9] che Margaritis et al. [6] hanno rilevato un aumento della regione dove è concentrata la vorticità. Al fine di effettuare un confronto con questi articoli il coefficiente di momento è stato scalato rispettivamente di un fattore 4 e $\pi^2/2$, a causa della diversa definizione usata per il calcolo della velocità di uscita del getto sintetico.

Dghim et al. [9] con un $C_\mu = 0.001$ e $F^+ = 0.96$ hanno riscontrato una diminuzione della vorticità del 22% rispetto al caso baseline a $z/c = 2$, mentre nel nostro caso una $F^+ = 0.55$ con un valore di C_μ doppio ha provocato una riduzione di circa il 50%. Dghim et al. [7] con stesso C_μ ma $F^+ = 0.71$, quindi più bassa rispetto all'altro loro articolo, hanno trovato una riduzione di vorticità del 30% a $z/c = 1$, ovvero più alta rispetto alla precedente. Nel nostro caso invece una $F^+ = 0.55$, nello stesso piano di misura, ha provocato una riduzione del 42%, che risulta ancora più marcata con l'altra frequenza di attuazione, $F^+ = 0.075$ (quindi molto minore rispetto alla precedente), e precisamente del 65%.

3.2.3 Velocità tangenziale time-averaged

La velocità media tangenziale \overline{U}_θ è stata calcolata interpolando i valori di u e v al variare del raggio, usando una griglia in coordinate polari r e θ con origine del si-

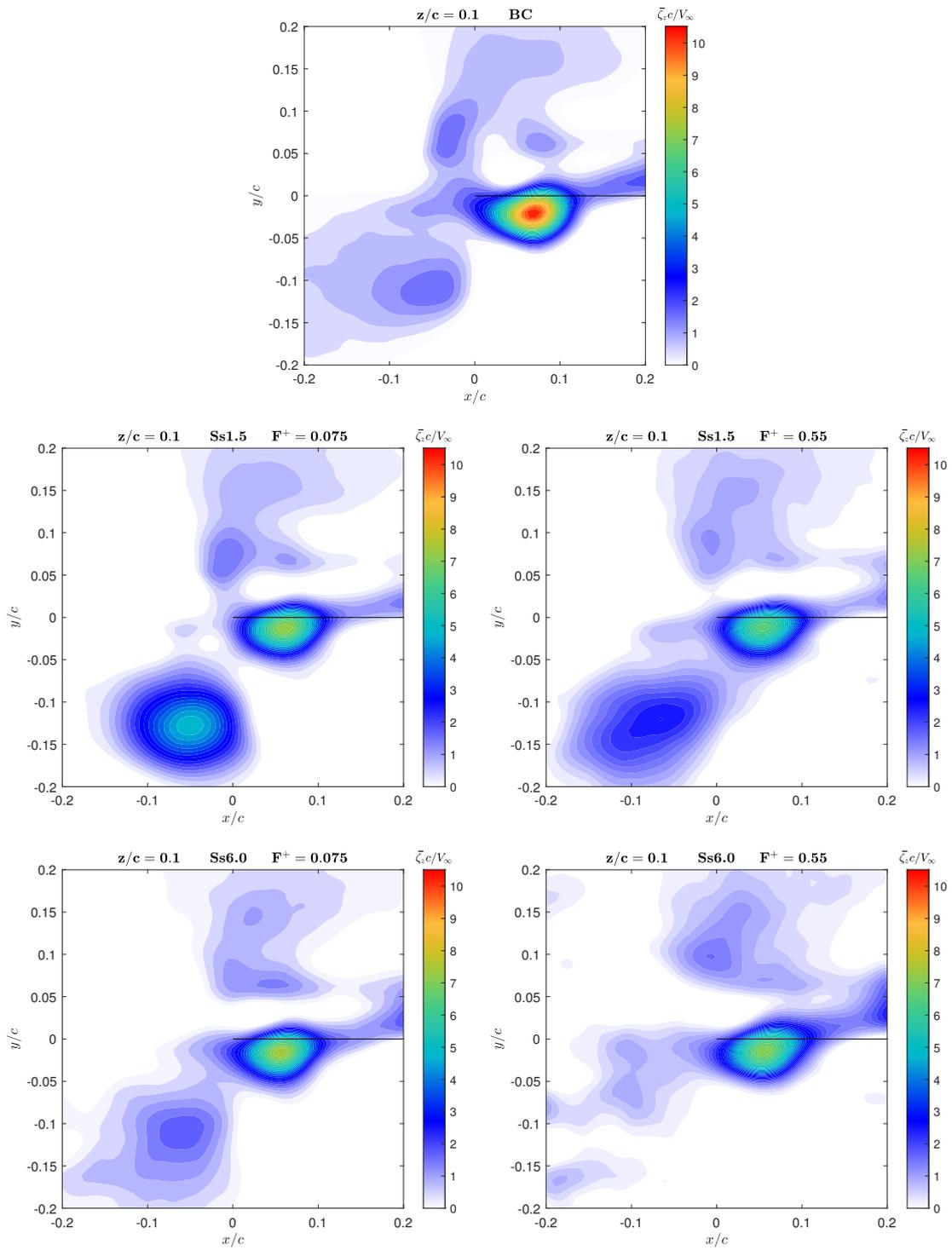


Figura 3.10: Vorticità adimensionale $z/c = 0.1$ ad $\alpha = -5^\circ$.

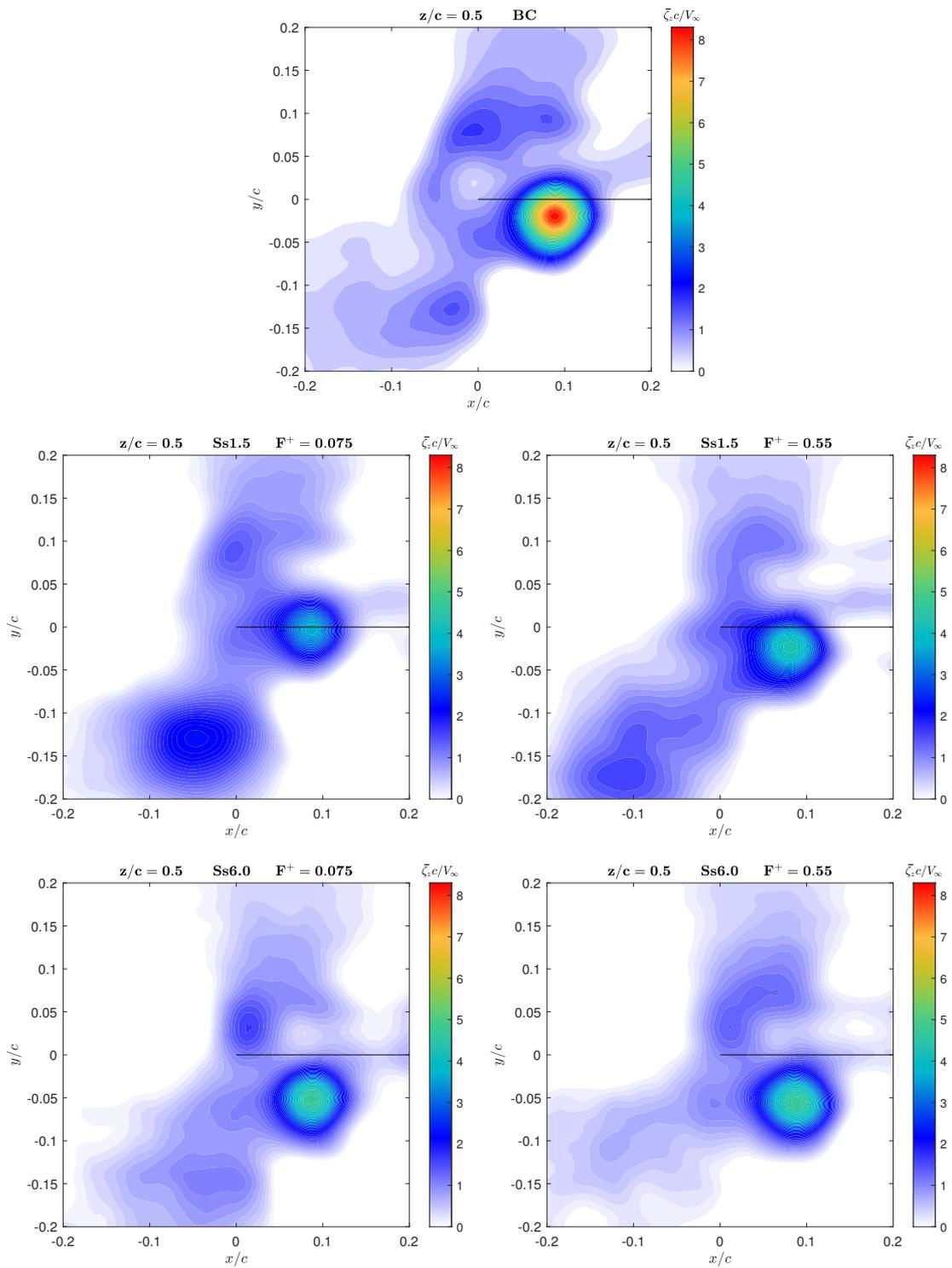


Figura 3.11: Vorticità adimensionale $z/c = 0.5$ ad $\alpha = -5^\circ$.

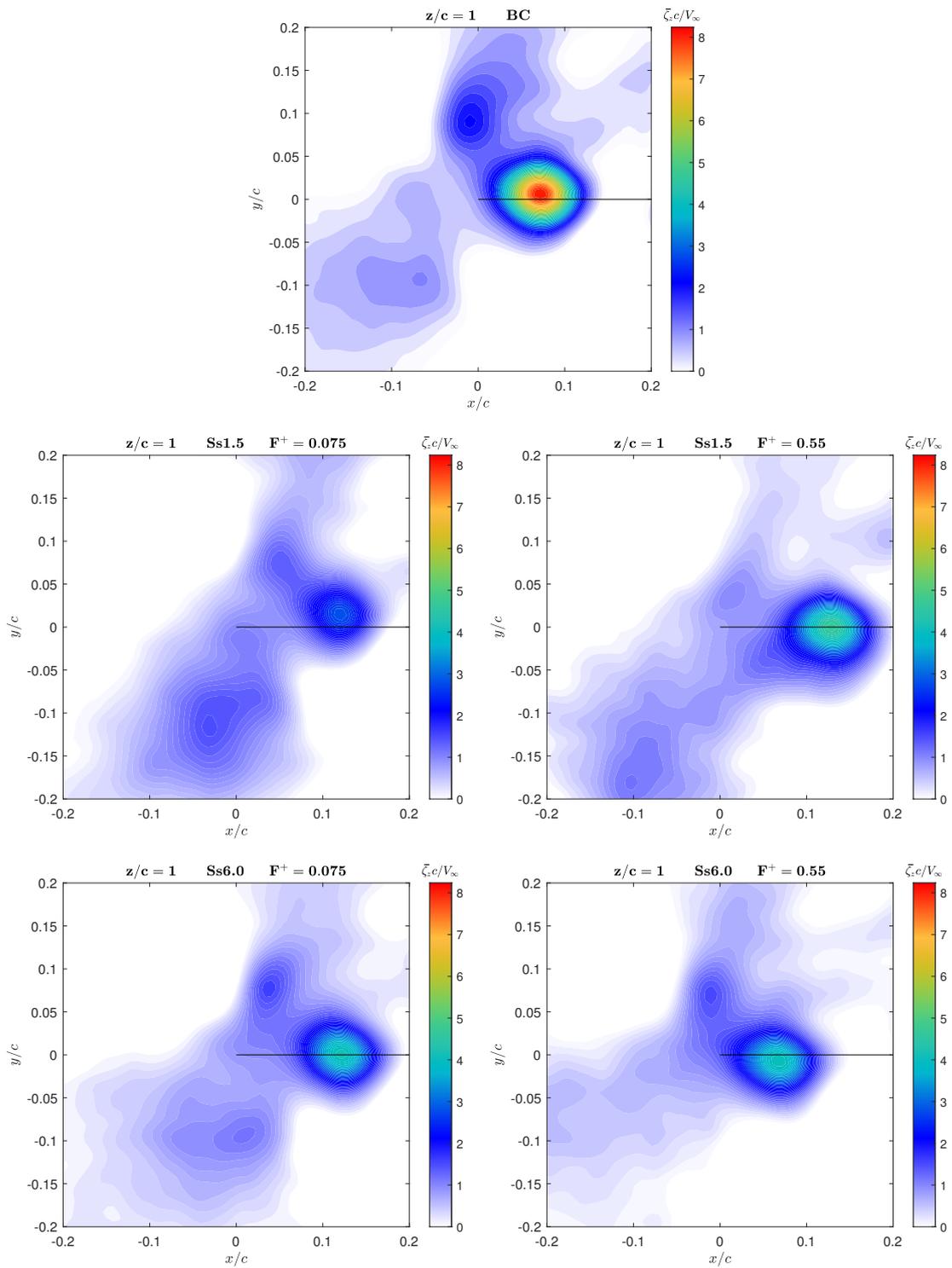


Figura 3.12: Vorticità adimensionale $z/c = 1$ ad $\alpha = -5^\circ$.

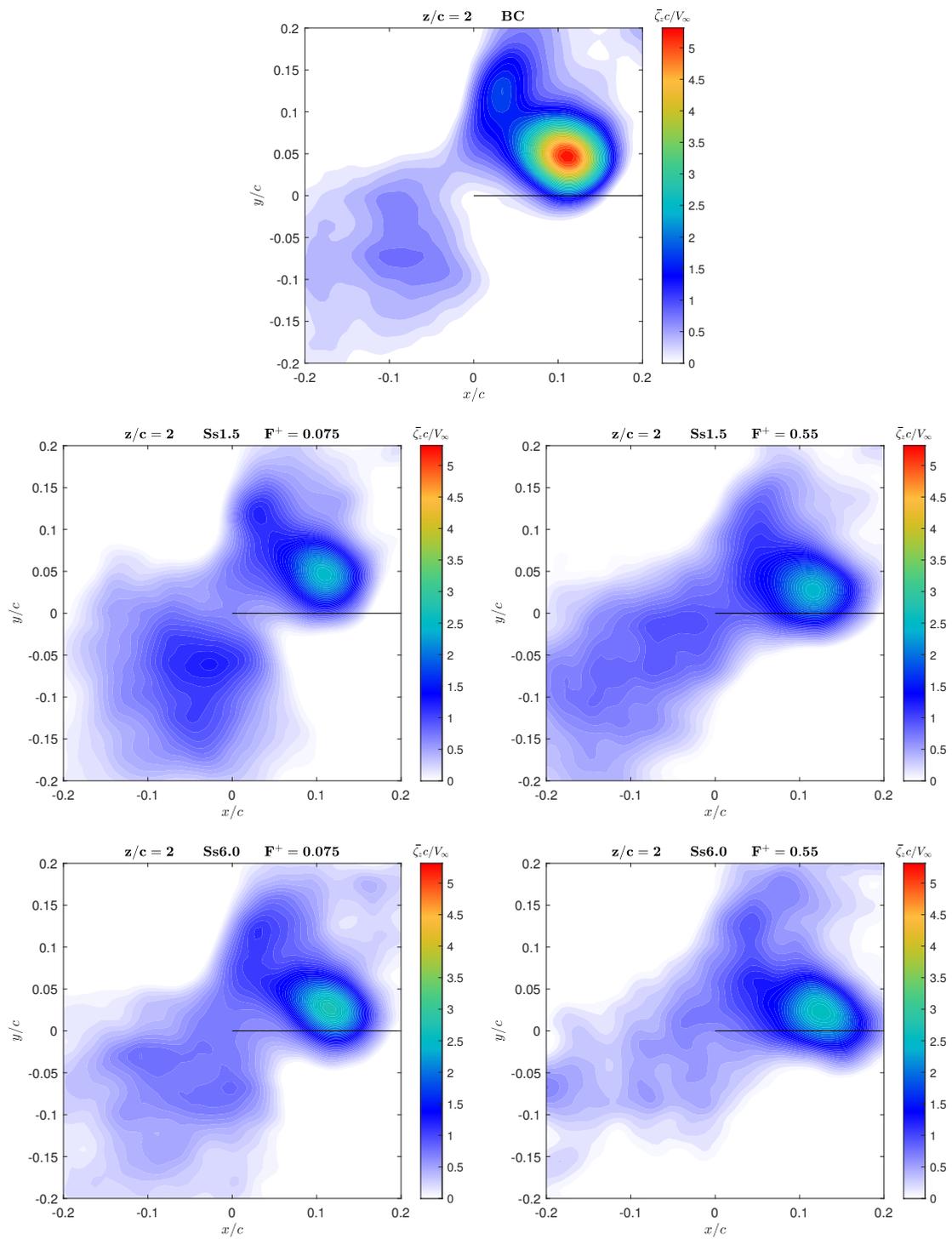


Figura 3.13: Vorticità adimensionale $z/c = 2$ ad $\alpha = -5^\circ$.

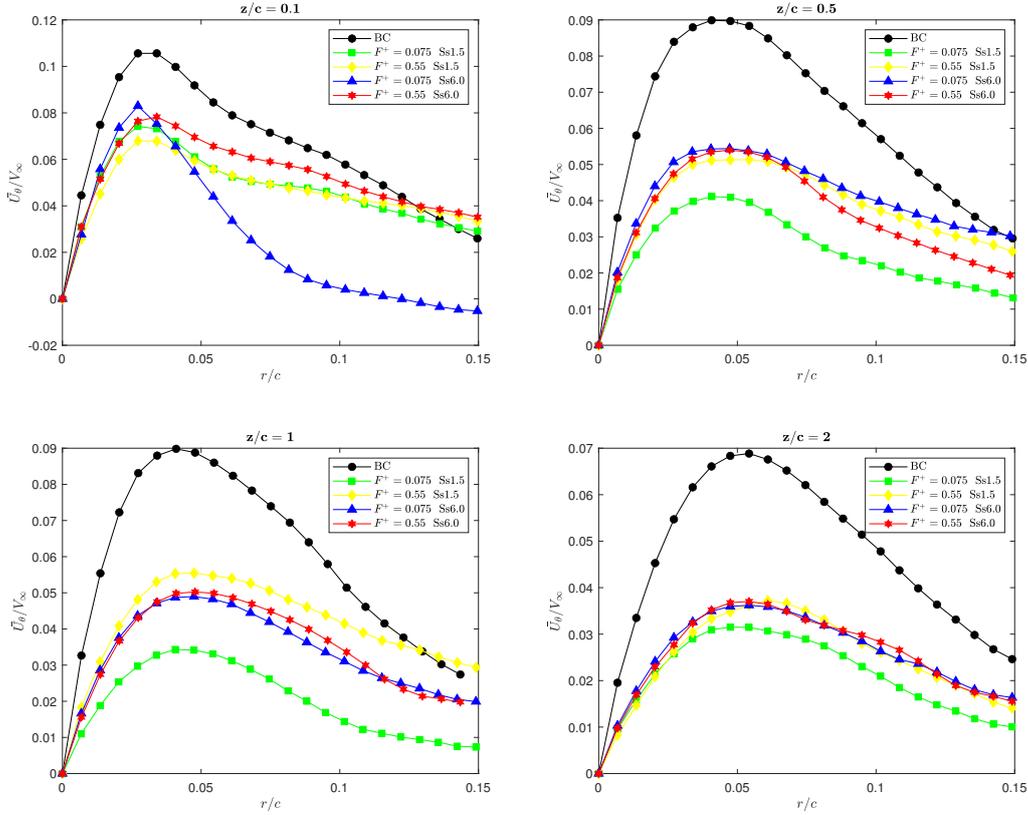


Figura 3.14: Velocità tangenziale adimensionale.

stema di riferimento nel centro del vortice. L'espressione della velocità tangenziale è

$$\bar{U}_\theta = (\bar{v} - v_c) \cos \theta - (\bar{u} - u_c) \sin \theta \quad (3.3)$$

dove u_c e v_c sono le rispettive componenti di velocità al centro del vortice.

In figura 3.14 sono riportati i profili di velocità adimensionali \bar{U}_θ/V_∞ al variare di r/c per i quattro piani di misura. La porzione di r/c che va dall'origine al massimo di \bar{U}_θ si riferisce al core del vortice, mentre la parte restante è la regione esterna. Come ci si può aspettare, i valori più alti di \bar{U}_θ si ritrovano per il caso baseline in tutti i piani. Il valore più alto si verifica a $z/c = 0.1$ con circa 0.11 e andando verso valle il massimo rimane pressoché invariato al valore di 0.9. I casi controllati presentano tutti un valore massimo minore del caso baseline, con una riduzione che va dal 30% per il piano $z/c = 0.1$ al 50% per i piani restanti. Il modello Ss1.5 con $F^+ = 0.075$ è quello che dà la maggior riduzione di \bar{U}_θ , mentre gli andamenti degli altri casi non si discostano molto tra loro, ad eccezione del caso Ss6.0 con $F^+ = 0.075$ nel piano $z/c = 0.1$. Infatti quest'ultimo caso in studio

vede una riduzione di \bar{U}_θ più marcata rispetto agli altri all'esterno del core, con valori che raggiungono lo zero.

A $z/c = 2$ si può notare come i profili nel core del vortice siano quasi collassati tra di loro, e questo ci indica che il processo di roll-up del vortice è quasi completato [8]. In tutti i casi, la diminuzione del picco di \bar{U}_θ è accompagnata da un aumento del raggio del vortice. All'esterno del vortice il profilo di velocità presenta una riduzione quasi lineare fino a raggiungere uno stato asintotico.

Questi risultati sono in accordo con quelli di Dghim et al. [7, 9], dove il picco di velocità tangenziale diminuisce sotto l'attuazione del getto sintetico. Inoltre Dghim et al. [9] hanno rilevato che questo picco diminuisce abbassando la F^+ con C_μ costante, come accade nel nostro caso, specialmente con $Ss1.5$.

3.2.4 Circolazione time-averaged

La circolazione time-averaged è stata calcolata integrando la velocità tangenziale al variare del raggio

$$\bar{\Gamma}(r) = \int_0^{2\pi} \bar{U}_\theta(r) d\theta \quad (3.4)$$

al fine di valutare l'effetto del getto sintetico sulla forza del vortice. In figura 3.15 sono riportati i grafici di $\bar{\Gamma}(r)/cV_\infty$ per i quattro piani di misura. Così come per la velocità tangenziale, anche per la circolazione i valori più elevati si hanno con il caso baseline, e ciò corrisponde a una maggiore inerzia del vortice nei confronti della sua dissipazione rispetto ai casi controllati. Si può anche osservare la zona con valori monotoni crescenti che corrisponde al core del vortice. All'esterno del core, i valori di $\bar{\Gamma}(r)$ per il caso baseline raggiungono un massimo e poi decrescono, mentre per i casi controllati abbiamo un andamento sempre crescente o quasi. Questo può essere attribuito a una maggiore diffusione del vortice che si ha con i casi controllati. Tra i casi controllati, quello che sembra avere un maggior effetto sull'abbattimento del vortice risulta anche qui quello con $Ss1.5$ e $F^+ = 0.075$.

Nelle tabelle 3.1, 3.2, 3.3 e 3.4 sono riassunti i valori dei risultati principali dell'analisi time-averaged.

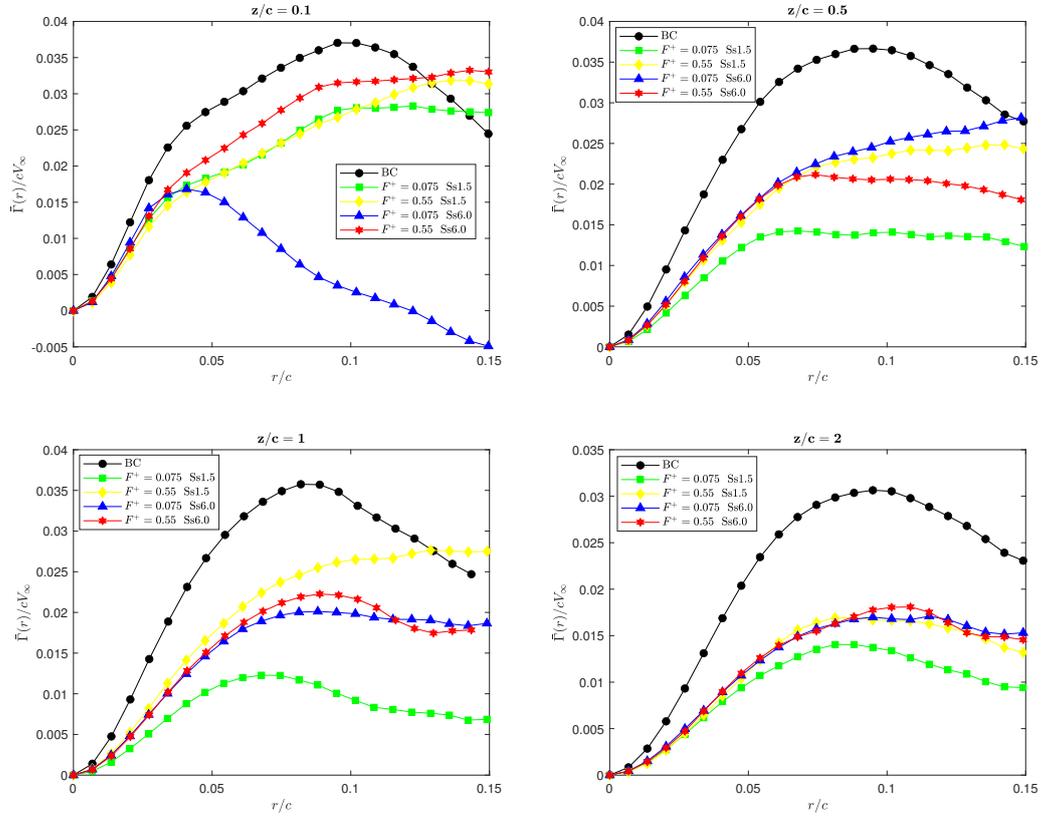


Figura 3.15: Circolazione adimensionale.

Caso	$\bar{\zeta}_{z,max}/\bar{\zeta}_{z,max}^{BC}$	$\bar{\Gamma}/\bar{\Gamma}^{BC}$	r/c
BC	1	1	0.0526
Ss1.5 $F^+ = 0.075$	0.714	0.767	0.0551
Ss1.5 $F^+ = 0.55$	0.639	0.76	0.0577
Ss6.0 $F^+ = 0.075$	0.73	0.753	0.0535
Ss6.0 $F^+ = 0.55$	0.962	0.827	0.0578

Tabella 3.1: $z/c = 0.1$.

Caso	$\bar{\zeta}_{z,max}/\bar{\zeta}_{z,max}^{BC}$	$\bar{\Gamma}/\bar{\Gamma}^{BC}$	r/c
BC	1	1	0.057
Ss1.5 $F^+ = 0.075$	0.448	0.567	0.064
Ss1.5 $F^+ = 0.55$	0.53	0.725	0.0668
Ss6.0 $F^+ = 0.075$	0.587	0.612	0.0581
Ss6.0 $F^+ = 0.55$	0.585	0.715	0.063

Tabella 3.2: $z/c = 0.5$.

Caso	$\bar{\zeta}_{z,max}/\bar{\zeta}_{z,max}^{BC}$	$\bar{\Gamma}/\bar{\Gamma}^{BC}$	r/c
BC	1	1	0.0583
Ss1.5 $F^+ = 0.075$	0.35	0.461	0.0669
Ss1.5 $F^+ = 0.55$	0.578	0.729	0.0655
Ss6.0 $F^+ = 0.075$	0.517	0.613	0.0635
Ss6.0 $F^+ = 0.55$	0.512	0.662	0.0665

Tabella 3.3: $z/c = 1$.

Caso	$\bar{\zeta}_{z,max}/\bar{\zeta}_{z,max}^{BC}$	$\bar{\Gamma}/\bar{\Gamma}^{BC}$	r/c
BC	1	1	0.07
Ss1.5 $F^+ = 0.075$	0.469	0.544	0.076
Ss1.5 $F^+ = 0.55$	0.456	0.702	0.0877
Ss6.0 $F^+ = 0.075$	0.53	0.532	0.071
Ss6.0 $F^+ = 0.55$	0.502	0.667	0.0818

Tabella 3.4: $z/c = 2$.

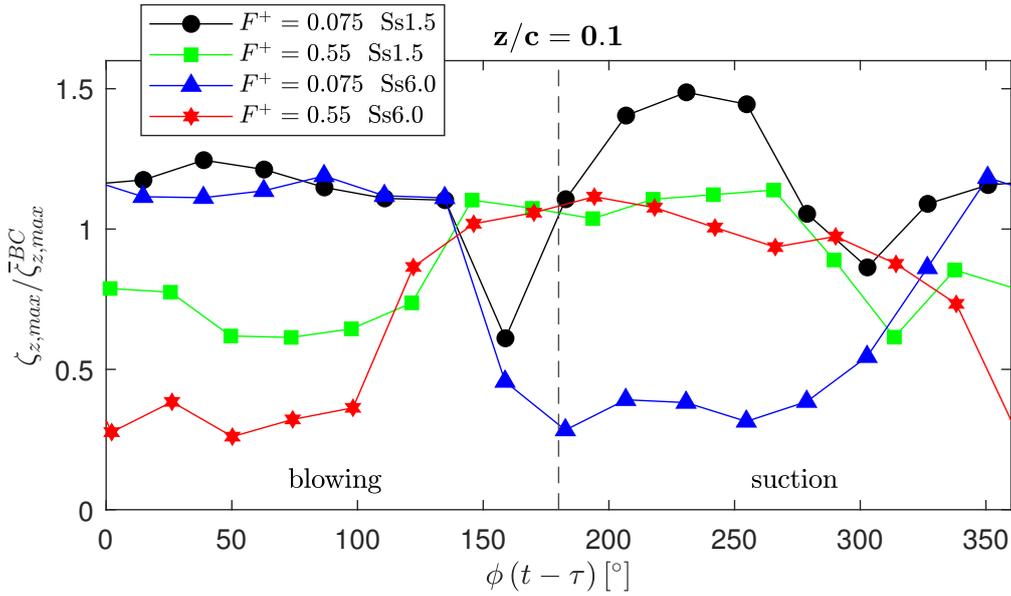


Figura 3.16: Picchi di vorticità adimensionali $z/c = 0.1$.

3.3 Analisi phase-averaged

L'analisi in fase è stata condotta al fine di fornire maggiori informazioni sulla dinamica del vortice sotto l'effetto del getto sintetico. Questa analisi consiste, come già detto, nel dividere in 15 fasi il movimento della membrana dell'altoparlante (da 0 a 360°) e questo ci permette di separare le fasi di blowing e suction per evidenziarne l'influenza sull'evoluzione del vortice di estremità. Per effettuare questo tipo di analisi è stato tenuto conto del ritardo convettivo per ogni piano di misura $\tau = (z/c) \cdot c/V_\infty$ e di quello elettrico per le diverse frequenze di attuazione e slot.

Nelle figure 3.16, 3.17, 3.18 e 3.19 sono riportati i grafici dell'evoluzione dei picchi di vorticità per le 15 fasi e per i quattro piani di misura, adimensionalizzati rispetto alla vorticità massima del caso baseline ($\bar{\zeta}_{z,max}^{BC}$). Come è possibile vedere a tutte le distanze z/c i casi con $F^+ = 0.55$ (Widnall) presentano un andamento simile, con una riduzione del picco di vorticità nella fase di blowing e un aumento in quella di suction. Lo slot Ss6.0 presenta però una riduzione di vorticità più marcata rispetto al Ss1.5, coi valori che raggiungono l'80% nella fase di blowing, mentre per il modello Ss1.5 la riduzione massima è di circa il 50%. Al contrario però, nella fase di suction, si riscontrano dei valori di $\zeta_{z,max} / \bar{\zeta}_{z,max}^{BC}$ che si aggirano in media intorno all'unità, ad eccezione di $z/c = 1$ dove il caso Ss1.5 presenta un aumento del 30%.

Passando invece al caso Ss6.0 con $F^+ = 0.075$ è possibile vedere che presenta

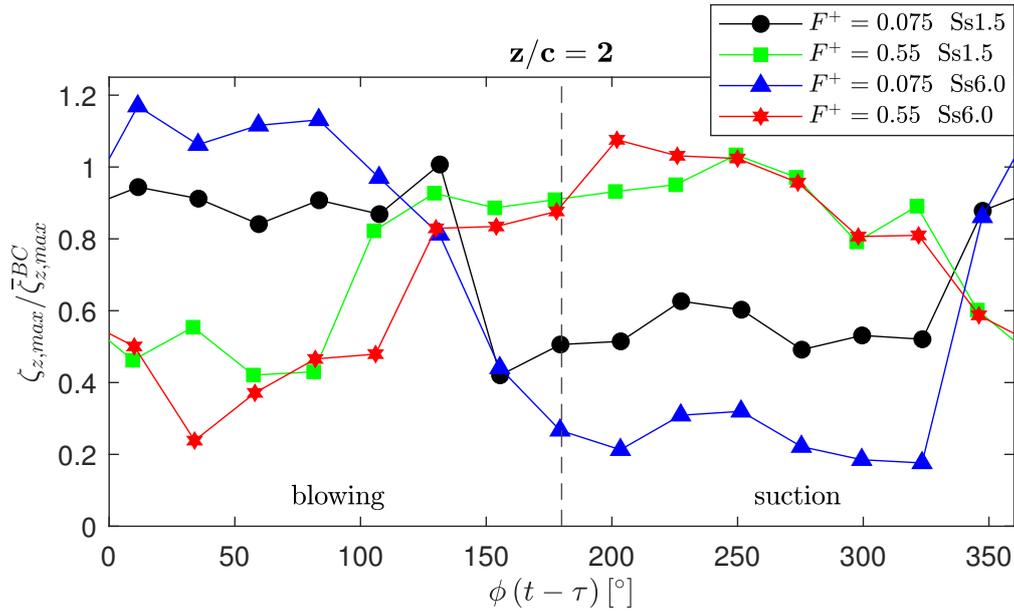


Figura 3.19: Picchi di vorticità adimensionali $z/c = 2$.

un andamento contrario ai due casi appena descritti, ovvero la riduzione del picco di vorticità si verifica nella fase di suction anziché in quella di blowing. Per quanto riguarda i valori non si discostano molto da quelli dello stesso slot con $F^+ = 0.55$, anche se specchiati nel grafico, quindi la riduzione nella fase di suction arriva a toccare circa l'80% in tutti i piani.

L'ultimo caso rimasto, $Ss1.5$ con $F^+ = 0.075$, mostra un comportamento anomalo rispetto ai precedenti. Infatti questo presenta un andamento costante fino a $\phi \simeq 150^\circ$ dove si ha una brusca riduzione del picco di vorticità, per poi risalire fino a $\phi \simeq 250^\circ$ e ridursi nuovamente. Però, escludendo il piano $z/c = 0.1$, è l'unico caso che presenta dei valori di $\zeta_{z,max}/\bar{\zeta}_{z,max}^{BC}$ sempre minori dell'unità.

Insieme alla vorticità è utile analizzare come varia il raggio del vortice dei casi controllati rispetto al caso baseline. Siccome il vortice sotto attuazione risulta deformato, al fine di effettuare un confronto coerente il raggio è stato approssimato come la media dei due semiassi. Le immagini sono riportate nelle figure 3.20, 3.21, 3.22 e 3.23. Come è possibile vedere, il vortice presenta un aumento del raggio considerevole dove si ha una riduzione di vorticità, che supera spesso anche il 100%, e questo aumento è appunto sinonimo di dissipazione.

Per quanto riguarda i dati, a $z/c = 0.1$ le frequenze $F^+ = 0.55$ provocano un aumento del raggio nella fase di blowing che va dal 50% per il modello $Ss6.0$ al 100% per $Ss1.5$, per poi rimanere costante al valore del caso BC nella fase di suction. Il contrario si verifica per l'altra frequenza di attuazione, dove per lo slot $Ss6.0$ si raggiunge un aumento massimo del 325%. Situazione simile si verifica

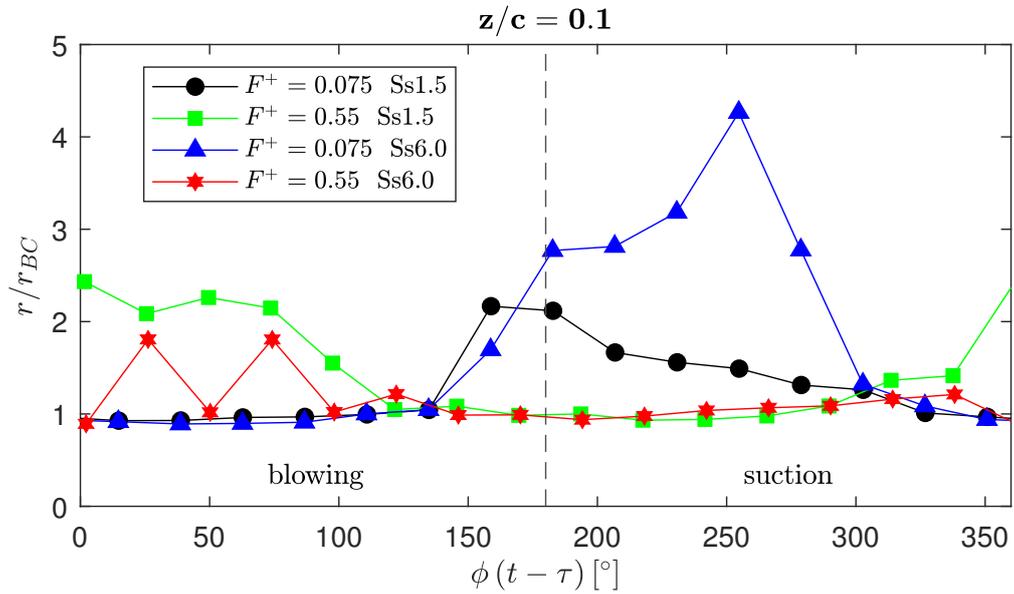


Figura 3.20: Variazione del raggio in fase rispetto al caso *BC* a $z/c = 0.1$. L'errore medio dell'approssimazione è pari al 16%.

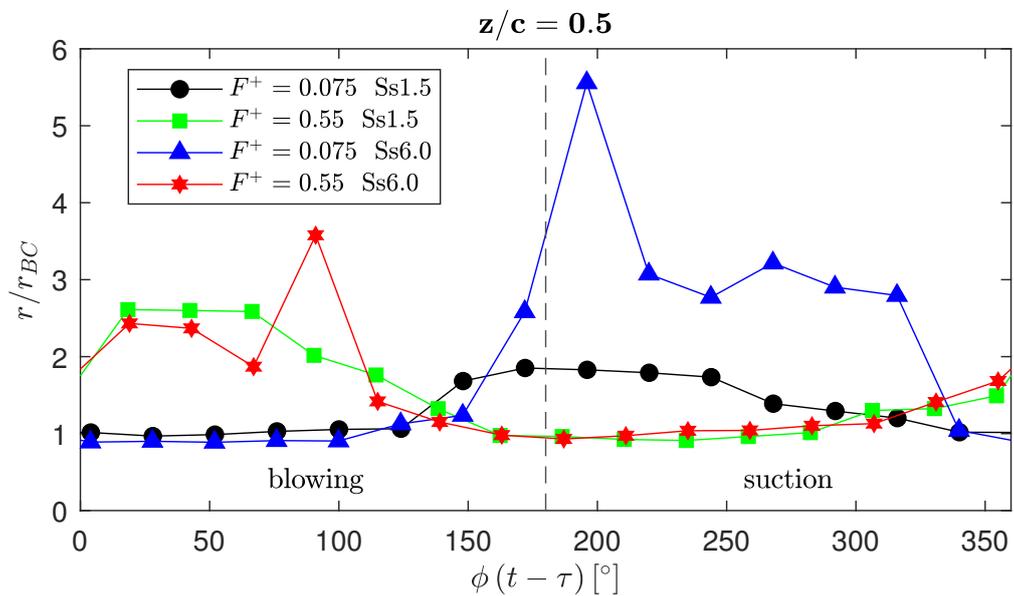


Figura 3.21: Variazione del raggio in fase rispetto al caso *BC* a $z/c = 0.5$. L'errore medio dell'approssimazione è pari al 10%.

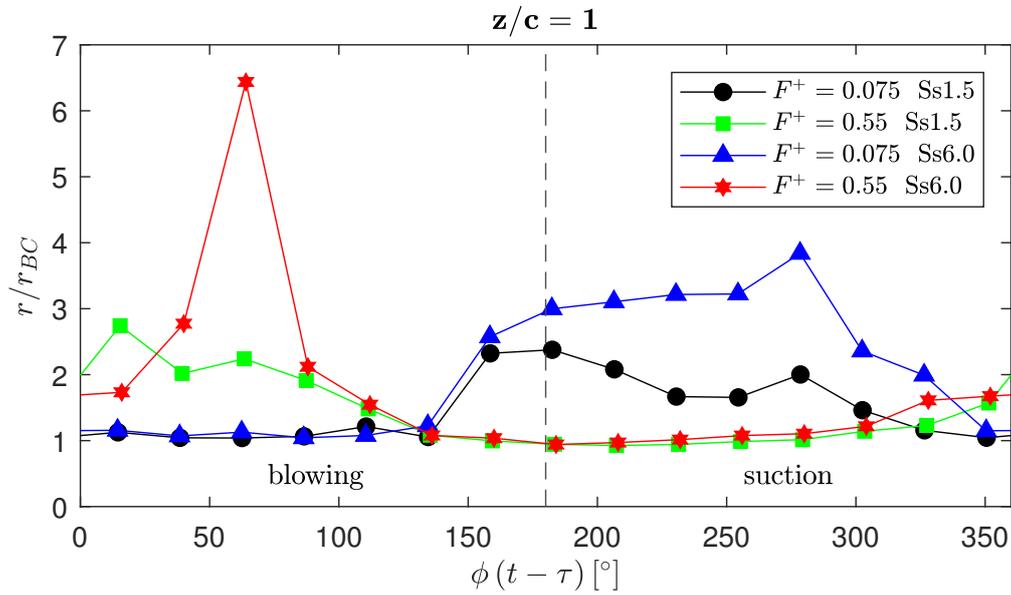


Figura 3.22: Variazione del raggio in fase rispetto al caso BC a $z/c = 1$. L'errore medio dell'approssimazione è pari al 13%.

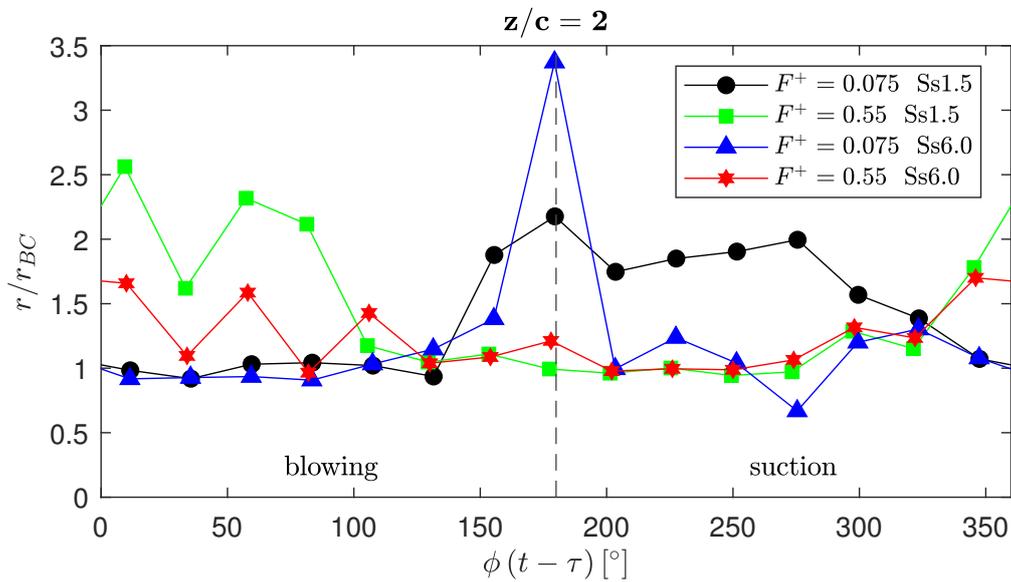


Figura 3.23: Variazione del raggio in fase rispetto al caso BC a $z/c = 2$. L'errore medio dell'approssimazione è pari al 15%.

anche a $z/c = 0.5$. Nel piano più a valle invece il massimo aumento si verifica nella fase di blowing nel caso $Ss6.0$ $F^+ = 0.55$ con addirittura il 540%. A $z/c = 2$ il picco si verifica per il caso $Ss6.0$ $F^+ = 0.55$ nel passaggio dalla fase di blowing a quella di suction. Il caso $Ss1.5$ $F^+ = 0.075$, per tutti i piani, è quello che causa un aumento meno marcato del raggio del vortice, che si aggira intorno al 100%, ma che permane più a lungo rispetto a tutti gli altri.

Nelle figure 3.24, 3.25, 3.26 e 3.27 è riportata l'evoluzione in fase della vorticità sotto l'effetto del getto sintetico nel piano $z/c = 0.5$, al fine di dare un'idea di cosa accade. Non verranno riportati quelli di tutti i piani in quanto l'elaborato verrebbe appesantito dal numero di immagini. Da queste immagini è possibile visualizzare il comportamento del vortice sotto attuazione del getto. Infatti quest'ultimo porta il vortice a spostarsi e compiere un movimento periodico fino a riportarsi alla posizione iniziale. Durante il suo movimento si registra anche una variazione del raggio e della vorticità come illustrato precedente nei diagrammi. La riduzione di vorticità, come si può notare, è più evidente con il modello $Ss6.0$.

Per valutare la variazione della posizione del centro del vortice nelle figure 3.28, 3.29, 3.30 e 3.31 sono riportati i diagrammi del centro del vortice in fase per i quattro piani di misura. Come è possibile notare, l'attuazione del getto sintetico porta il vortice a spostarsi con un movimento periodico che, nella maggior parte dei casi, segue una linea inclinata di 45° . L'unico caso che si distingue dagli altri è il $Ss6.0$ $F^+ = 0.55$ che provoca degli spostamenti massimi più che doppi rispetto agli altri tre, che invece non si distinguono molto tra loro. Per questi infatti si trova uno spostamento massimo sia orizzontale che verticale compreso tra $0.1c$ e $0.15c$ nei primi tre piani di misura e di $0.2c$ nell'ultimo.

Il modello $Ss6.0$ a $F^+ = 0.55$ invece si distingue soprattutto nello spostamento orizzontale, che arriva anche a quasi $0.5c$ nell'ultimo piano di misura. In quest'ultimo caso le posizioni del centro delle fasi 2, 3 e 4 hanno un comportamento anomalo dovuto al fatto che, in queste fasi, il getto ha un'influenza notevole sul vortice, riuscendo ad abatterlo quasi totalmente, e quindi è molto difficile posizionarne esattamente il centro.

Inoltre i casi con $F^+ = 0.55$ presentano il centro del vortice della fase 1 spostato rispetto al centro del caso time-averaged. Infatti è previsto che la fase 1 del vortice si trovi quella posizione per poi spostarsi in quelle successive e tornare nuovamente alla posizione di partenza, come accade nei casi con $F^+ = 0.075$. In realtà la posizione 1 risulta spostata semplicemente per il fatto che i 360° sono stati divisi in 15 fasi e la $F^+ = 0.55$ ha una maggior influenza sullo spostamento del vortice. Se le fasi fossero state di più (per esempio 360) si sarebbe osservato il medesimo andamento che risulta per $F^+ = 0.075$.

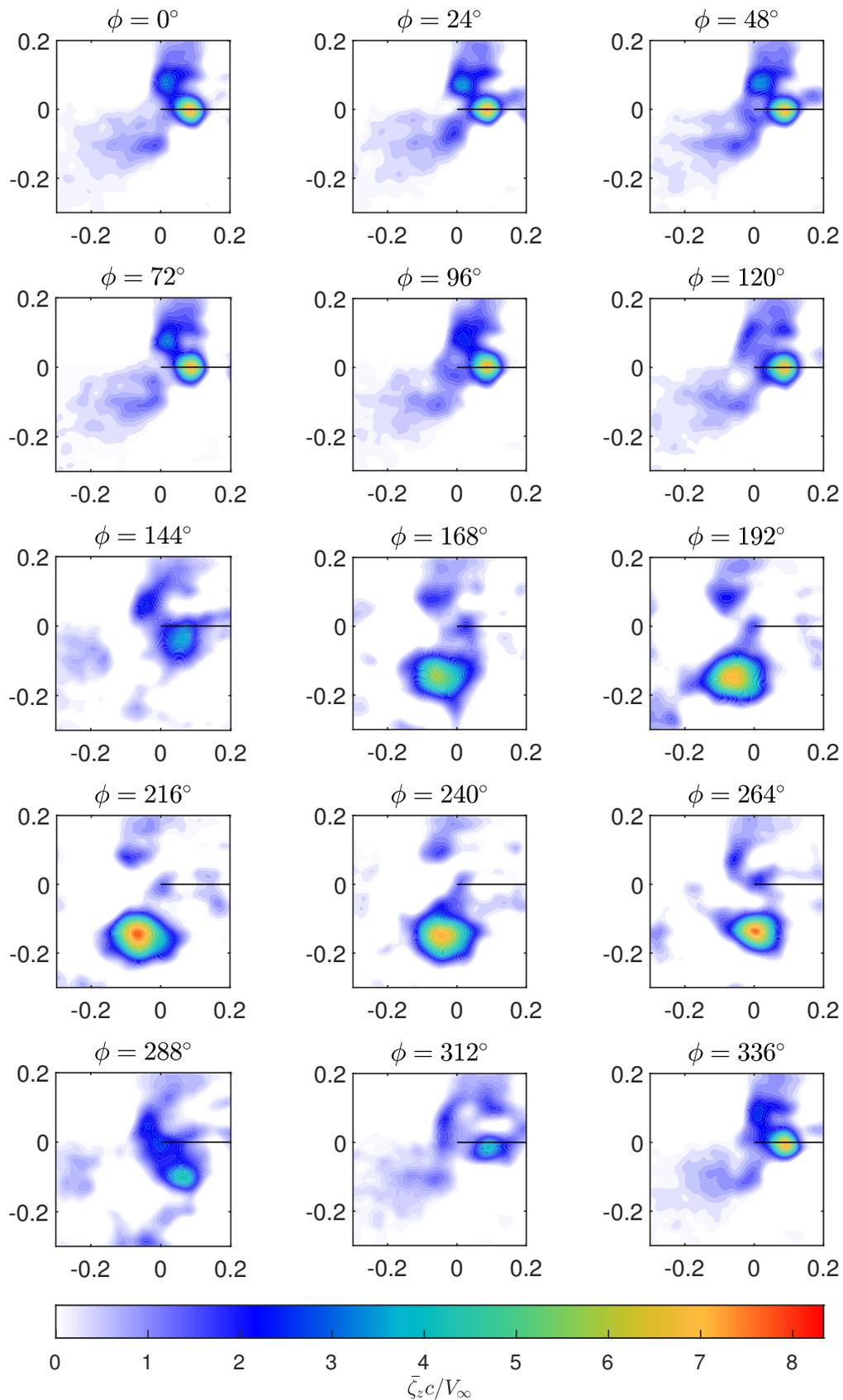


Figura 3.24: Vorticità in fase *Ss1.5*, $F^+ = 0.075$, $z/c = 0.5$ ad $\alpha = -5^\circ$.

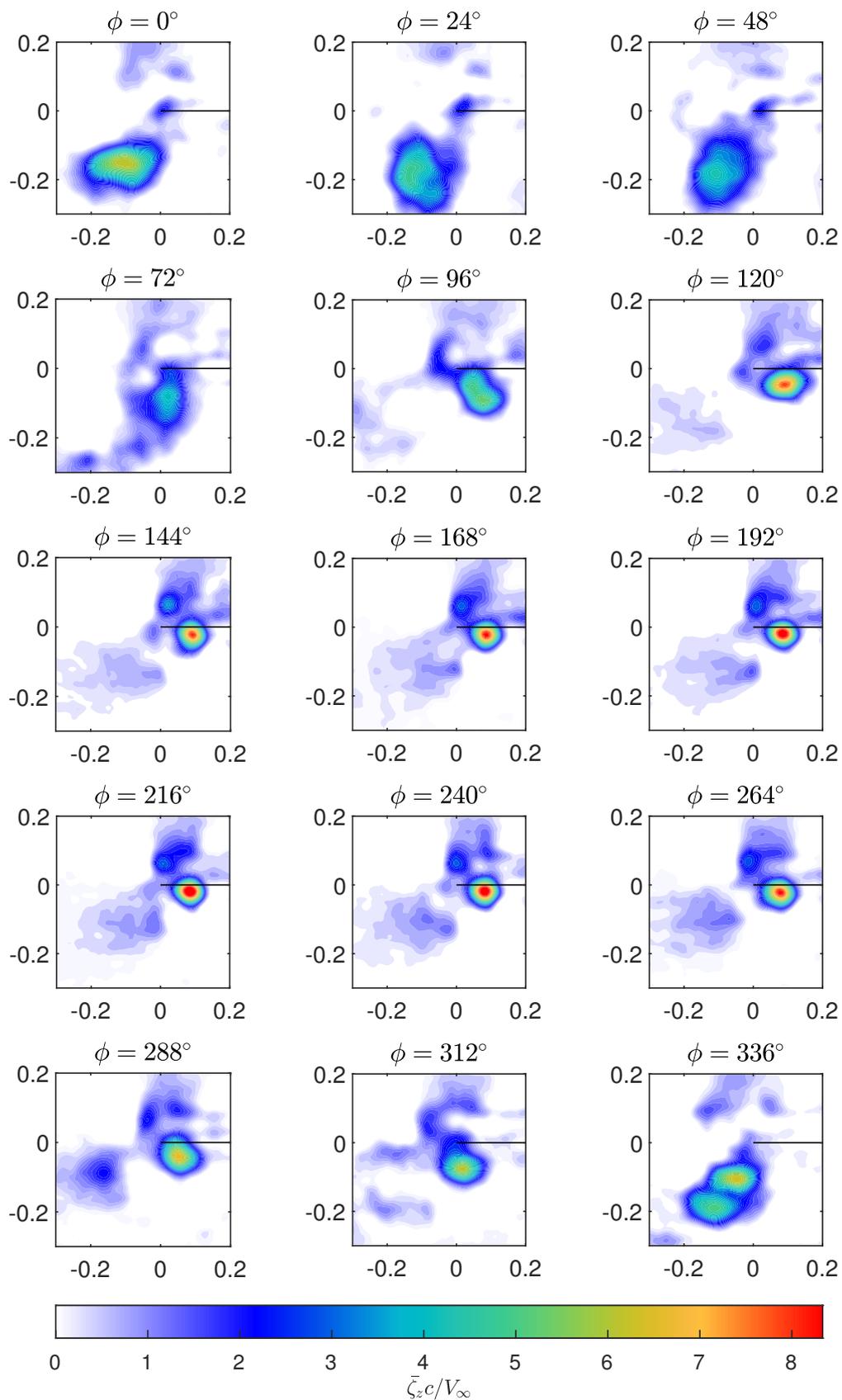


Figura 3.25: Vorticità in fase $Ss1.5$, $F^+ = 0.55$, $z/c = 0.5$ ad $\alpha = -5^\circ$.

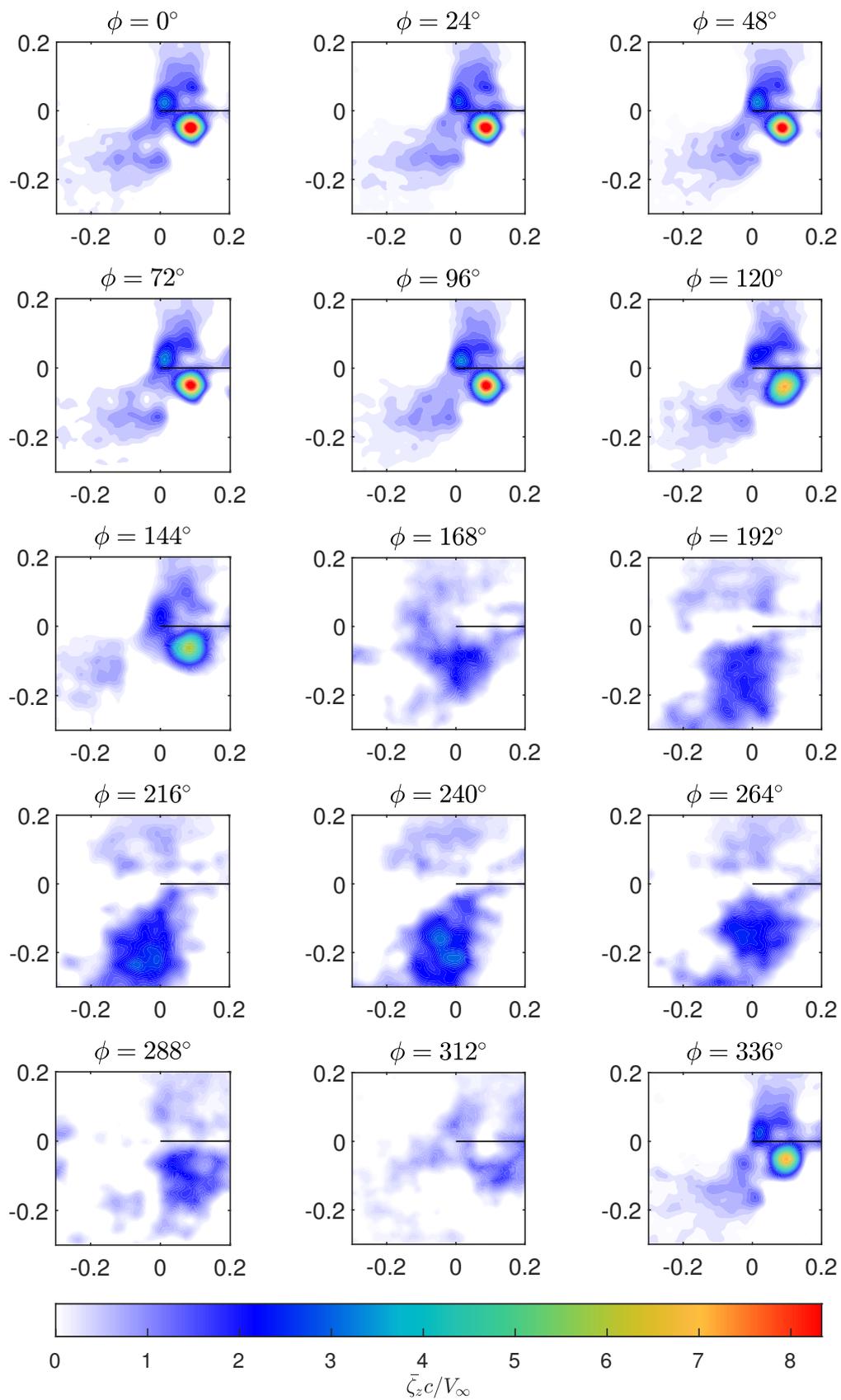


Figura 3.26: Vorticità in fase *Ss6.0*, $F^+ = 0.075$, $z/c = 0.5$ ad $\alpha = -5^\circ$.

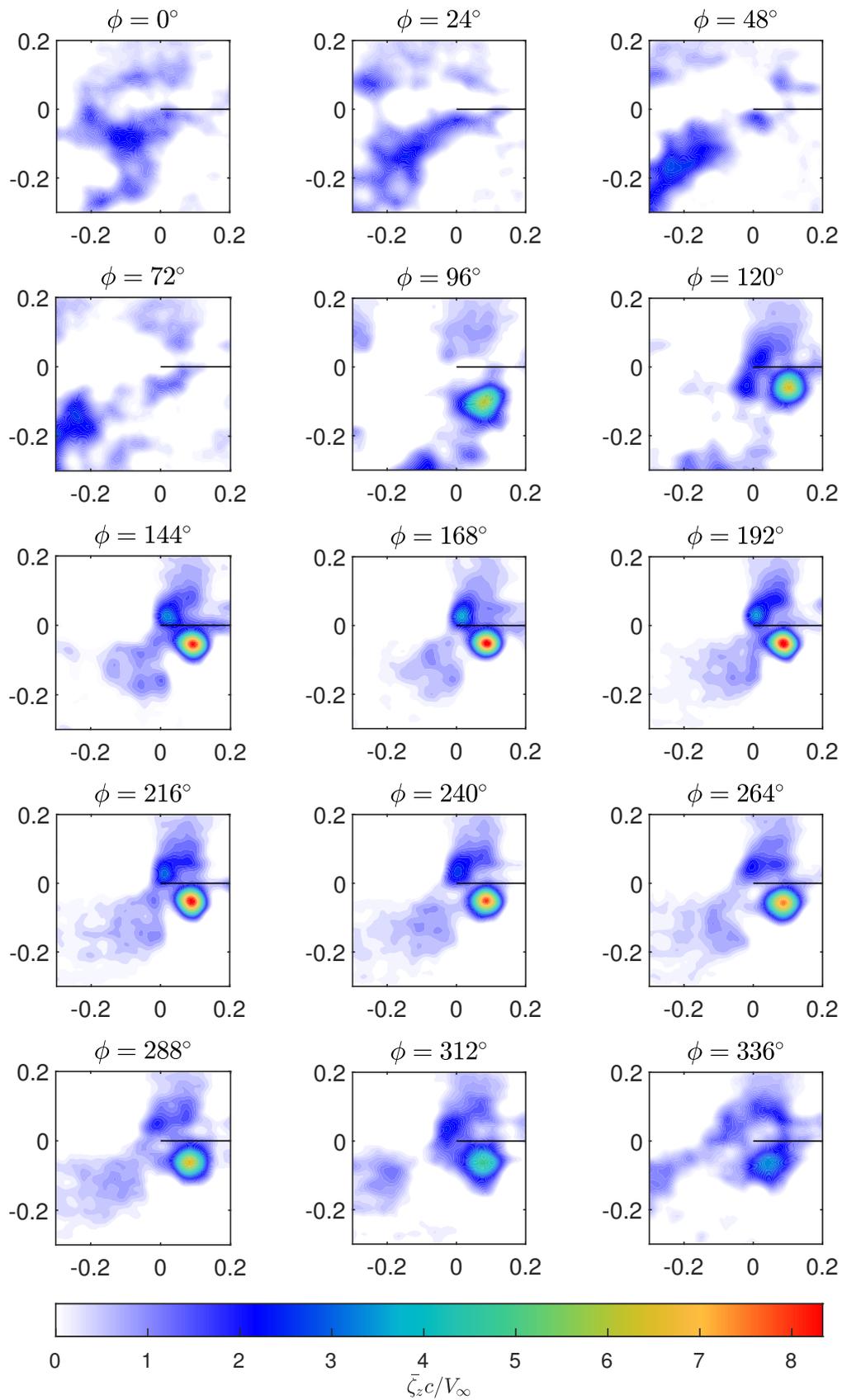


Figura 3.27: Vorticità in fase $Ss6.0$, $F^+ = 0.55$, $z/c = 0.5$ ad $\alpha = -5^\circ$.

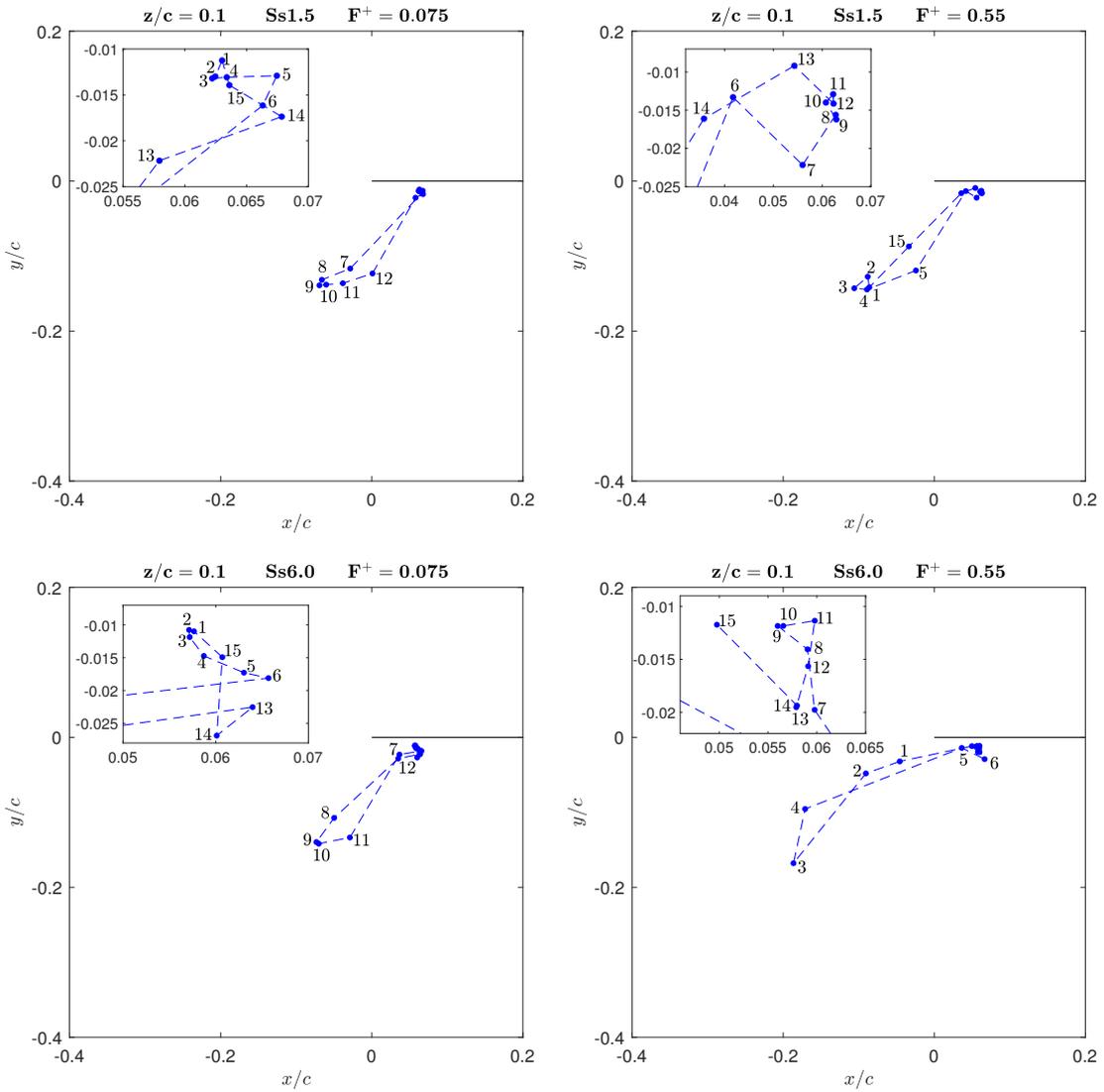


Figura 3.28: Centro del vortice per le varie fasi $z/c = 0.1$ ad $\alpha = -5^\circ$.

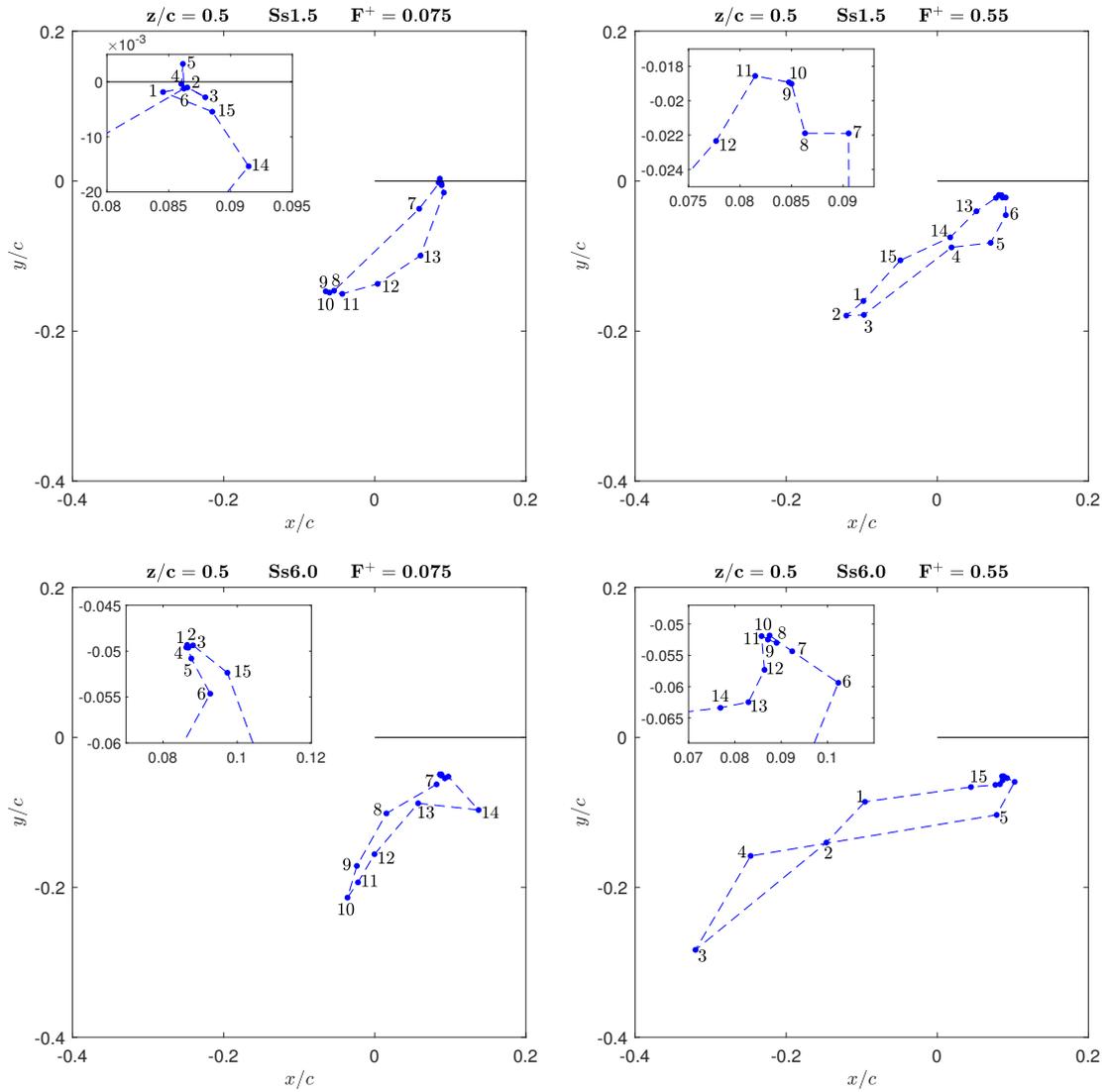


Figura 3.29: Centro del vortice per le varie fasi $z/c = 0.5$ ad $\alpha = -5^\circ$.

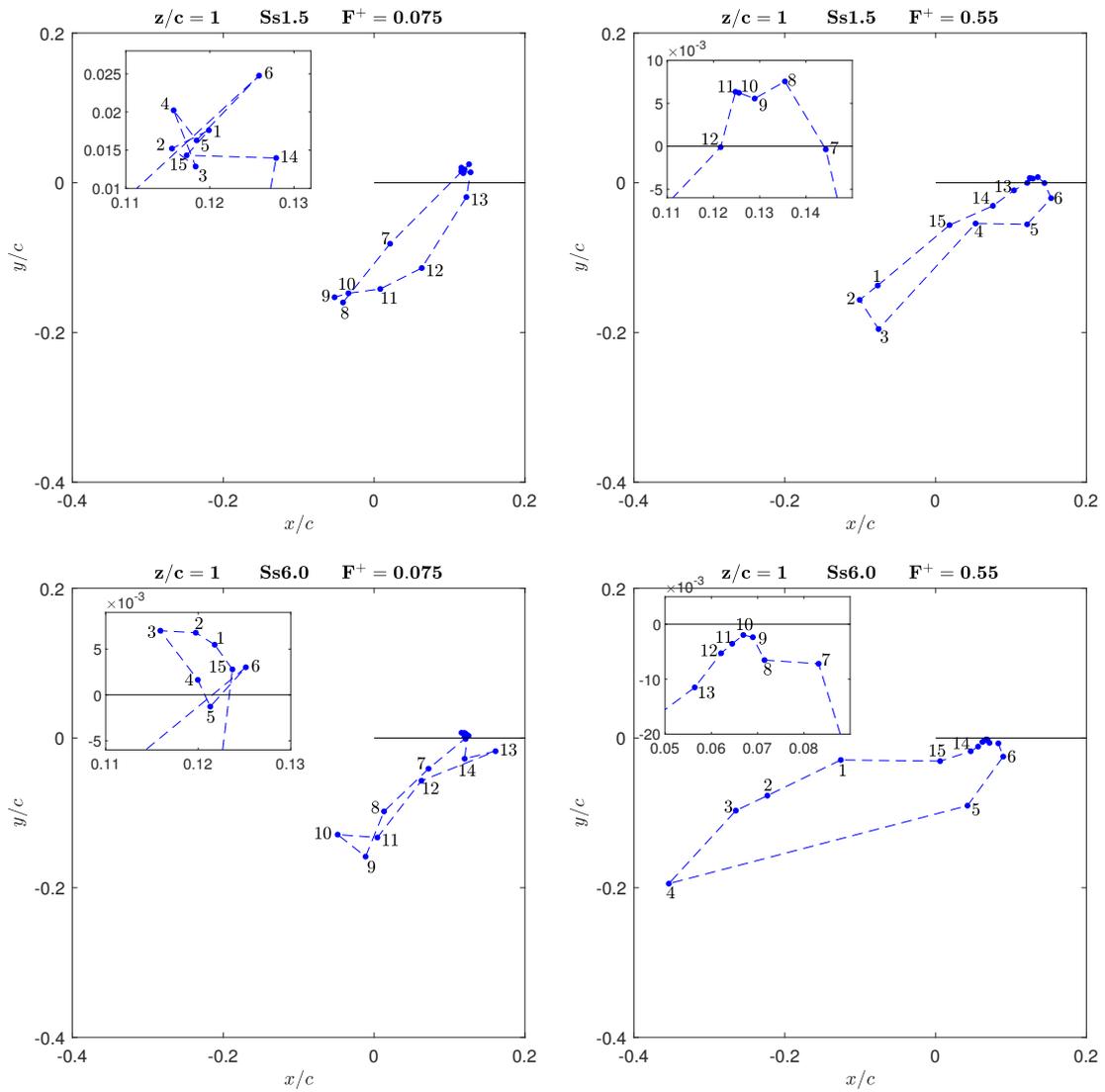


Figura 3.30: Centro del vortice per le varie fasi $z/c = 1$ ad $\alpha = -5^\circ$.

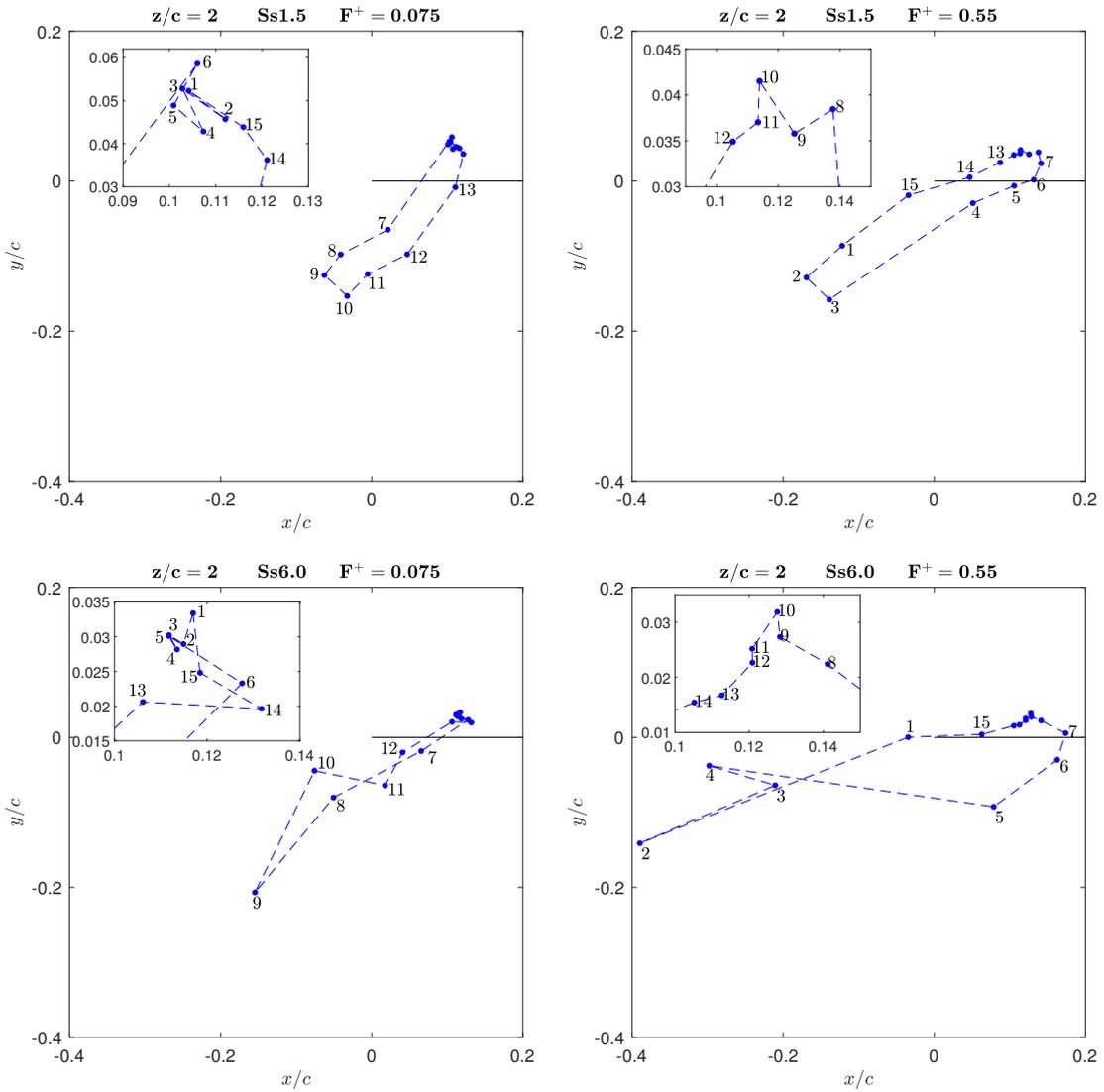


Figura 3.31: Centro del vortice per le varie fasi $z/c = 2$ ad $\alpha = -5^\circ$.

3.4 Resistenza indotta

Il calcolo della resistenza indotta è stato effettuato come illustrato da Cummings et al. [36]. Questo consiste nel calcolo della vorticità ζ e della funzione di corrente ψ attraverso una griglia cartesiana equispaziata a partire dalle componenti di velocità u e v . Di seguito i pedici j e k saranno relativi rispettivamente a righe e colonne della griglia, quindi le diciture $j + \frac{1}{2}$ e $k + \frac{1}{2}$ ai centri cella. La vorticità in ogni centro cella della griglia è approssimata come

$$\zeta_{j+\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}} = \frac{\Gamma_{j+\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}}}{\Delta x \Delta y} \quad (3.5)$$

dove Δx e Δy corrispondono alla spaziatura della cella in direzione orizzontale e verticale rispettivamente, e

$$\begin{aligned} \Gamma_{j+\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}} = & \frac{1}{2}(u_{j,k} + u_{j+1,k})\Delta x \\ & + \frac{1}{2}(v_{j+1,k} + v_{j+1,k+1})\Delta y \\ & - \frac{1}{2}(u_{j+1,k+1} + u_{j,k+1})\Delta x \\ & - \frac{1}{2}(v_{j,k+1} + v_{j,k})\Delta y \end{aligned} \quad (3.6)$$

Per una distribuzione arbitraria di vorticità, la funzione di corrente può essere approssimata come

$$\psi_{j,k} = -\frac{1}{4\pi} \sum_{j_0,k_0} \Gamma_{j_0+\frac{1}{2},k_0+\frac{1}{2}} \log \left((y_{j,k} - y_{j_0+\frac{1}{2},k_0+\frac{1}{2}})^2 + (z_{j,k} - z_{j_0+\frac{1}{2},k_0+\frac{1}{2}})^2 \right) \quad (3.7)$$

Infine la resistenza indotta può essere approssimata con una sommatoria su tutte le celle come

$$D_i = \frac{1}{2}\rho_\infty \sum_{j,k} \frac{1}{4}(\psi_{j,k} + \psi_{j+1,k} + \psi_{j,k+1} + \psi_{j+1,k+1})\Gamma_{j+\frac{1}{2},k+\frac{1}{2}} \quad (3.8)$$

Di conseguenza il coefficiente di resistenza indotta C_{D_i} è calcolato come

$$C_{D_i} = \frac{D_i}{\frac{1}{2}\rho_\infty V_\infty^2 S_{ref}} \quad (3.9)$$

I risultati del C_{D_i} per tutti i casi e piani di misura sono riportati in tabella 3.5. Come è possibile notare, ad eccezione del piano $z/c = 0.1$, in generale l'effetto del getto sintetico comporta una riduzione del C_{D_i} rispetto al caso baseline. Infatti nel

Caso	$z/c = 0.1$	$z/c = 0.5$	$z/c = 1$	$z/c = 2$
<i>BC</i>	0.0025	0.0028	0.0026	0.0017
<i>Ss1.5</i> $F^+ = 0.075$	0.0024	0.0018	0.0015	0.0013
<i>Ss1.5</i> $F^+ = 0.55$	0.0024	0.0020	0.0023	0.0013
<i>Ss6.0</i> $F^+ = 0.075$	0.0027	0.0025	0.0023	0.0018
<i>Ss6.0</i> $F^+ = 0.55$	0.0027	0.0023	0.0019	0.0009

Tabella 3.5: C_{D_i} per i vari casi e piani.

primo piano di misura una leggera riduzione si verifica solo per il modello *Ss1.5*, mentre *Ss6.0* provoca un piccolo aumento del C_{D_i} . Questo aumento però cessa di esistere nel piano subito a valle. Difatti già a $z/c = 0.5$ si registra una diminuzione del C_{D_i} di circa il 32% per il modello *Ss1.5* e del 14% per *Ss6.0*, e gli stessi valori si possono ritrovare anche nel piano subito a valle. Nell'ultimo piano di misura invece l'effetto del getto sintetico sulla resistenza indotta risulta meno marcato, e la riduzione si verifica solo per il modello *Ss1.5*. Inoltre per *Ss6.0* con $F^+ = 0.55$ a $z/c = 2$ è presente un valore anomalo di C_{D_i} , derivato probabilmente dal processo delle immagini.

Da questi risultati si evince quindi che il getto sintetico provoca un leggero aumento del C_{D_i} per il modello *Ss6.0* vicino al bordo di fuga, dato probabilmente dalle velocità che induce, ma in generale si riscontra un effetto alleviante nei confronti della resistenza indotta.

Capitolo 4

Conclusioni

Nel presente elaborato è stato effettuato uno studio sul controllo dei vortici di estremità alare utilizzando getti sintetici. Sono state condotte delle misure mediante tecnica SPIV su un'ala dritta con profilo alare NACA 0015 in quattro piani di misura a valle del bordo di fuga e ad un numero di Reynolds pari a 1.2×10^5 . Il profilo è stato posto ad un'incidenza $\alpha = -5^\circ$, mentre il blowing del getto sintetico è stato effettuato in direzione spanwise attraverso degli slot rettangolari posti alle estremità alari. In particolare sono state testate due geometrie dello slot con due frequenze di attuazione diverse, corrispondenti alle instabilità di Crow ($F^+ = 0.075$) e Widnall ($F^+ = 0.55$), ed effettuate due tipi di analisi, time-averaged e phase-averaged.

Dall'analisi time-averaged è emerso che il vortice sotto attuazione risulta meno intenso e presenta una regione più estesa. A queste distanze, il caso che sembra dare una maggiore riduzione della vorticità è il *Ss1.5* con $F^+ = 0.075$ con un picco di vorticità ridotto del 65% a $z/c = 1$. La riduzione del picco in questo caso però diminuisce nel piano più a valle e questo porterebbe a pensare che il caso in questione ha un'influenza marcata in campo vicino ma il suo effetto svanisce allontanandoci dall'ala. Il caso *Ss6.0* con $F^+ = 0.55$ mostra invece una riduzione crescente andando verso valle e questo porta a pensare che sia il migliore in campo lontano.

Questa affermazione è confermata da una campagna di prove condotte su di un modello simile, per le stesse condizioni di attuazione, ma dove le misure sono state effettuate più a valle, e precisamente a $z/c = 26$, $z/c = 52$ e $z/c = 80$. In particolare è emerso che il modello con lo slot più grande ha un maggiore effetto sulla riduzione della vorticità. Sebbene un'area più piccola implichi velocità di uscita maggiori, a parità di C_μ a dare un maggior effetto sulla riduzione della vorticità non è questa velocità ma l'area del flusso che impatta sul vortice.

Inoltre, con i casi controllati, è stata ottenuta una diminuzione del deficit di velocità assiale che arriva a toccare un massimo del 90% nell'ultimo piano di misura

con il modello *Ss1.5*, e una diminuzione della velocità tangenziale fino a circa il 50% con il medesimo modello e $F^+ = 0.075$. Gli stessi risultati sono stati ottenuti anche per quanto riguarda i valori di circolazione.

Con l'analisi phase-averaged invece è stato mostrato il comportamento del vortice durante un periodo di oscillazione della membrana dell'altoparlante, dividendolo in 15 fasi. Prendendo in considerazione il picco di vorticità per le varie fasi, questo tipo di analisi ha messo in evidenza che per $F^+ = 0.55$ si verifica una riduzione marcata nella fase di blowing e un leggero aumento in quella di suction, mentre per $F^+ = 0.075$ succede l'opposto. Inoltre, a parità di frequenza, lo slot *Ss6.0* presenta una riduzione maggiore rispetto a *Ss1.5* che arriva ad essere anche dell'80%.

La riduzione di vorticità è sempre accompagnata da un aumento del raggio del vortice che si presenta sempre almeno raddoppiato rispetto al caso baseline, sebbene risulti meno energetico, e quindi più pronto alla dissipazione. Per quanto riguarda la posizione del vortice quando è forzato è stato mostrato che si sposta con un moto periodico lungo una linea inclinata di circa 45° per tutti i casi oggetto di studio. L'ampiezza di tale escursione risulta massima nel caso *Ss6.0* con $F^+ = 0.55$ nel piano $z/c = 2$. Inoltre, nel caso *Ss1.5* con $F^+ = 0.55$, nei piani $z/c = 0.5$, $z/c = 1$ e $z/c = 2$ un maggior numero di fasi è interessato da uno spostamento marcato del vortice di estremità.

Infine dall'analisi sulla resistenza indotta è emerso che il getto sintetico provoca una diminuzione del C_{D_i} in tutti i piani di misura tranne che a $z/c = 0.1$, dove per il modello *Ss6.0* si registra un leggero aumento.

Sviluppi futuri

Al fine di verificare l'effettiva validità dei dati ottenuti e delle considerazioni fatte, sarebbe opportuno effettuare un'analisi SPIV lungo tutta la scia, insieme a una di instabilità a partire dai dati sperimentali. Un'altro sviluppo potrebbe essere quello di utilizzare un approccio meno euristico sulla definizione della frequenza di attuazione, ovvero determinare delle frequenze diverse dai dati con tecniche quali algoritmi genetici o deep reinforcement learning.

Dopodiché un esito positivo potrebbe portare alle considerazioni di fattibilità in termini di riduzione di resistenza indotta, quindi di risparmio di carburante, e, come detto all'inizio, di impatto sulla scia nei velivoli che seguono al fine di diminuire la distanza di sicurezza e aumentare il traffico aereo. Tutto questo ovviamente non deve far sì che l'energia spesa per la creazione del getto sintetico costituisca un aumento di consumo al fine di rendere fattibile l'applicazione. Infine, una volta verificati tutti questi dati, i getti sintetici potrebbero realmente essere applicati nei velivoli commerciali creando un beneficio sia per l'ambiente che per il commercio.

Bibliografia

- [1] I. Kroo, *Drag due to lift: concepts for prediction and reduction*, Annu. Rev. Fluid Mech. 33 (1) (2001) 587–617.
- [2] R. T. Whitcomb, *A design approach and selected wind tunnel results at high subsonic speeds for wing-tip mounted winglets*, techreport NASA-TND-8260 (Jul. 1976).
- [3] S. Crow, *Stability theory for a pair of trailing vortices*, AIAA J. 8 (12) (1970) 2172–2179.
- [4] S. Widnall, D. Bliss, A. Zalay, *Theoretical and experimental study of the stability of a vortex pair*, *Aircraft Wake Turbulence and its Detection*, Springer, US, 1971, pp. 305–338.
- [5] A. Heyes, D. Smith, *Spatial perturbation of a wing-tip vortex using pulsed span-wise jets*, Exp. Fluids 37 (1) (2004) 120–127.
- [6] P. Margaritis, I. Gursul, *Wing tip vortex control using synthetic jets*, Aeronaut. J. 110 (1112) (2006) 673–681.
- [7] M. Dghim, M. Ferchichi, R.E. Perez, M. BenChiekh, *Near wake development of a wing tip vortex under the effect of synthetic jet actuation*, Aerosp. Sci. Technol. 54 (2016) 88–107.
- [8] Marouen Dghim, Mohsen Ferchichi, Hachimi Fellouah, *Stereoscopic PIV Investigation of the Effect of Synthetic Jet Actuation on a Wing tip Vortex*, AIAA 2017-3038
- [9] M. Dghim, M. Ferchichi, H. Fellouah, *Mid-wake wing tip vortex dynamics with active flow control*, Experimental Thermal and Fluid Science 98 (2018) 38-55
- [10] Lessen M, Singh PJ, Paillet F, *The stability of a trailing line vortex. Part 1. Inviscid theory.*, Journal of Fluid Mechanics 1974; 63(4): 753–63.

-
- [11] Lessen M, Paillet F, *The stability of a trailing line vortex. Part 2. Viscous theory.*, Journal of Fluid Mechanics 1974; 65(4): 769–79.
- [12] Brucker C 1996 3-D, *scanning particle image velocimetry: technique and application to a spherical cap wake flow*, Appl. Sci. Res. 56 157–79
- [13] Pratt W K 1991, *Digital Image Processing 2nd edn*, New York: Wiley-Interscience p 430
- [14] Jahne B 1997, *Digitale Bildverarbeitung 4th edn*, Berlin: Springer pp 263–5
- [15] Amitay, M., Honohan, A., Trautman, M., and Glezer, A., *Modification of the aerodynamic characteristics of bluff bodies using fluidic actuators*, AIAA Paper 1997–2004
- [16] Wang, J. J., Ba, Y. L., and Feng, L. H., *Experimental investigation on laminar separation control for flow over a two-dimensional bump*, Journal of Turbulence, 2014, 15(4): 221–240
- [17] Chen, Z. J. and Wang, J. J., *Numerical investigation on synthetic jet flow control inside an S-inlet duct*, Science China Technological Sciences, 2012, 55(9): 2578–2584
- [18] Xu, Y. and Wang, J. J., *Recent development of vortex ring impinging onto the wall*, Science China Technological Sciences, 2013, 56(10): 2447–2455
- [19] Mohseni, K., *Pulsatile vortex generators for low-speed maneuvering of small underwater vehicles*, Ocean Engineering, 2006, 33(16): 2209–2223
- [20] Fung, P. and Amitay, M., *Control of a miniducted-fan unmanned aerial vehicle using active flow control*, Journal of Aircraft, 2002, 39(4): 561–571
- [21] Shaw, L. L., Smith, B. R., and Saddoughi S., *Full scale flight demonstration of active flow control of a pod wake*, AIAA Paper 2006–3185
- [22] S. N. Skinner, R. B. Green, and H. Zare-Behtash , *Wingtip vortex structure in the near-field of swept-tapered wings*, Physics of Fluids 32, 095102 (2020)
- [23] P. R. Spalart, *Airplane trailing vortices*, Annu. Rev. Fluid Mech. 30, 107–138 (1998)
- [24] Thomas Leweke, Stéphane Le Dizès, Charles H.K. Williamson, *Dynamics and Instabilities of Vortex Pairs*, Annual Review of Fluid Mechanics 2016 48:1, 507-541

-
- [25] Wang, J., Feng, L. (2018), *Synthetic Jet. In Flow Control Techniques and Applications (Cambridge Aerospace Series, pp. 168-205)*, Cambridge: Cambridge University Press. doi:10.1017/9781316676448.009.
- [26] Toyoda, K. and Hiramoto, R., *Manipulation of vortex rings for flow control*, Fluid Dynamics Research, 2009, 41(5): 051402
- [27] C. Breitsamter, *Wake vortex characteristics of transport aircraft*, Progress in Aerospace Sciences 47 (2011) 89–134.
- [28] Thomas Gerza, Frank Holzzapfel, Denis Darracq, *Commercial aircraft wake vortices*, Progress in Aerospace Sciences 38 (2002) 181–208.
- [29] S. C. C. Bailey, S. Tavoularis, and B. H. K. Lee, *Effects of free-stream turbulence on wing-tip vortex formation and near field*, J. Aircr. 43(5), 1282–1291 (2006)
- [30] Rossow V.J., *Lift-generated vortex wakes of subsonic transport aircraft*, Progress in Aerospace Sciences 1999;35(6):507–660
- [31] Hunecke K., *Structure of a transport aircraft-type near field wake. In: Proceedings of the characterisation and modification of wakes from lifting vehicles in fluids*, AGARD-CP-584; 1996. p. 5-1-5-9
- [32] Markus Raffel, Christian E. Willert, Steve T. Wereley, Jürgen Kompenhans, *Particle Image Velocimetry, A Practical Guide*, Second Edition
- [33] Widnall S. E., Bliss D., Tsai C. Y., *The instability of short waves on a vortex ring*, J. Fluid Mech. 66, 35–47
- [34] Leweke T., Williamson C. H. K., *Cooperative elliptic instability of a vortex pair*, J. Fluid Mech. 360, 85–119
- [35] R. Rimasauskiene, et al., *Experimental research of the synthetic jet generator designs based on actuation of diaphragm with piezoelectric actuator*, Mech. Syst. Signal Process. (2014)
- [36] R.M. Cummings, M.B. Giles, G.N. Shrinivas, *Analysis of the elements of drag in three-dimensional viscous and inviscid flows* In Proceedings of the 14th Applied Aerodynamics Conference, New Orleans, LA, USA, 17–20 June 1996. AIAA Paper 1996-2482-CP
- [37] Pilotfriend, Fixed wing flight training, *Wing vortices*, URL: http://www.pilotfriend.com/training/flight_training/aero/wng_vort.htm