

POLITECNICO DI MILANO

Facoltà di Ingegneria Industriale e dell'Informazione

Corso di Laurea Magistrale in
Ingegneria Aeronautica



Effetti di galleria nelle misure di formazione di ghiaccio su velivoli

Relatore: Prof. Alberto GUARDONE

Co-relatore: Ing. Giulio GORI

Tesi di Laurea di:

Marta ZOCCA Matr. 782878

Anno Accademico 2012 - 2013

Abstract

Wind tunnel testing of ice accretion is simulated numerically to investigate the effects of tunnel blockage on two-dimensional airfoil testing and at the wall-wing interference in three-dimensional wing testing.

The open source OpenFOAM software is used to compute the flow-field and the trajectory of water droplets. The PoliMIce software developed at the Department of Aerospace Science and Technology of Politecnico di Milano is extended to the case of internal flows and applied to the solution of the multi-phase—ice, liquid water and air—flow around the body surface to determine the thickness of the iced layer.

The iced geometry is then updated in the aerodynamic solver to compute the aerodynamic forces, heat transfer and drop trajectories around the iced wing. The iterative process is carried out for the duration of the experiments.

Simulation results compare fairly well with available experiments on ice accretion.

Similarly to dry testing, wind tunnel blockage is found to produce a variation of the effective angle of attack of the airfoil with respect to the free-stream. However, due to the modification of the airfoil shape in time resulting from ice accretion, the blockage correction angle is found here to be a function of time.

The wall-wing interference at the wing tips results in the occurrence of a shadow region where water droplets do not impinge. In the rime ice regime, the shadow region is therefore free of ice. In the mixed rime-glaze ice regime instead, the liquid film over the wing possibly moves towards the end-wall and ice is possibly observed in the shadow region.

Sommario

Nel presente lavoro di tesi vengono simulate numericamente diverse prove di formazione di ghiaccio effettuate in galleria del vento per studiare gli effetti del bloccaggio di galleria sulle prove di profili alari e dell'interferenza tra modello e parete negli esperimenti su ali diritte.

Il software open source OpenFOAM viene utilizzato per calcolare il campo di moto e le traiettorie delle gocce d'acqua. Il software PoliMIce, sviluppato presso il Dipartimento di Scienze e Tecnologie Aerospaziali del Politecnico di Milano, viene qui esteso allo studio di flussi interni e applicato alla soluzione del flusso multifase—ghiaccio, acqua allo stato liquido e aria—attorno alla superficie del corpo per determinare lo spessore dello strato di ghiaccio.

La geometria ghiacciata viene poi riportata al solutore aerodinamico per determinare le forze aerodinamiche, lo scambio termico e le traiettorie delle gocce attorno all'ala ghiacciata. La procedura iterativa viene ripetuta per tutta la durata degli esperimenti.

I risultati delle simulazioni presentano un buon accordo con i risultati degli esperimenti di formazione di ghiaccio disponibili in letteratura.

Analogamente alle prove sperimentali su profili puliti, il bloccaggio di galleria determina una variazione dell'angolo di incidenza effettivo del profilo rispetto alla corrente in volo (aria libera). Tuttavia, a causa della variazione nel tempo della forma del profilo dovuta alla formazione di ghiaccio, si è osservato che l'angolo di incidenza corretto per gli effetti di bloccaggio è funzione del tempo.

Si è osservato come l'interferenza tra il modello e la parete nella zona di incastro produca una regione d'ombra nella quale le gocce di acqua non arrivano. Nel caso di ghiaccio rime, la regione d'ombra resta quindi libera dal ghiaccio. Invece, in condizioni di ghiaccio sia rime che glaze, è possibile che il film liquido scorra fino a raggiungere la zona d'ombra. In questo caso è possibile osservare formazione di ghiaccio anche nella zona d'ombra.

Indice

1	Introduzione	1
1.1	Formazione di ghiaccio su velivoli	1
1.2	Attività sperimentali e simulazioni numeriche per lo studio della formazione di ghiaccio	5
1.3	Obiettivi e struttura della tesi	8
2	Analisi della formazione di ghiaccio su profili alari	9
2.1	Calcolo del campo di moto e delle traiettorie delle gocce d'acqua	9
2.2	Modelli fisici per la previsione dell'accrescimento di ghiaccio	15
2.2.1	Problema di Stefan	16
2.2.2	Modello di Messinger	19
2.2.3	Modello di Myers	20
2.2.4	Un nuovo modello di Myers modificato	26
2.2.5	Applicazione del modello di Myers in condizioni di ghiaccio rime, glaze e misto rime-glaze	33
2.3	Effetti della presenza di ghiaccio sul campo aerodinamico	37
3	Simulazione dell'accrescimento di ghiaccio in galleria del vento con PoliMIce	43
3.1	Struttura del programma	43
3.2	Griglie di calcolo	46
3.2.1	Simulazioni in aria libera	48
3.2.2	Simulazioni in galleria del vento	52
3.3	Calcolo del campo di moto	55
3.3.1	Solutore aerodinamico e modello di turbolenza	55
3.3.2	Condizioni al contorno	58
3.3.3	Esempi di campi di moto calcolati e studio dei risultati al variare della spaziatura di griglia	64
3.4	Calcolo delle traiettorie delle gocce d'acqua	64
3.5	Interfaccia con il solutore aerodinamico e calcolo dell'accrescimento di ghiaccio	70

INDICE

4	Valutazione degli effetti di bloccaggio	75
4.1	Prove sperimentali di riferimento	75
4.2	Strategia di indagine	79
4.3	Risultati numerici	82
4.3.1	Caso N1-2D – Esempio di strategia d’indagine	83
4.3.2	Caso N2-2D – Verifica della validità delle correzioni di galleria al variare del bloccaggio	89
4.3.3	Caso G1-2D – Effetti di galleria per prove di icing di lunga durata	94
5	Effetti tridimensionali di interferenza tra parete e modello	99
6	Conclusioni e sviluppi futuri	107
	Bibliografia	109

Elenco delle figure

1.1	Sensore che regola l'attivazione di un sistema anti-icing	2
1.2	Sistema pneumatico di de-icing	3
1.3	Superfici per il controllo visivo della formazione di ghiaccio sulla superficie esterna del velivolo	3
1.4	Operazione di de-icing a terra prima del decollo	4
1.5	Formazioni di ghiaccio di tipo rime (a) e glaze (b)	5
1.6	Prova di volo in condizioni di formazione di ghiaccio simulate	6
2.1	Sistema di riferimento per il calcolo delle traiettorie e scomposizione della velocità per la singola goccia d'acqua.	11
2.2	Definizione della collection efficiency [21]	13
2.3	Andamento della collection efficiency su un profilo NACA-0012 alle incidenze 0° e 4°.	14
2.4	Influenza di corda del profilo alare (a), velocità di volo (b), diametro delle gocce d'acqua (c), quota e temperatura asintotica (d) sulla collection efficiency per un profilo alare posto a 4° di incidenza [21].	15
2.5	Rappresentazione del sotto-dominio di calcolo con il sistema di riferimento locale [11]	16
2.6	Interfaccia e flussi termici per la condizione di Stefan [11]	17
2.7	Riepilogo flussi termici [14]	18
2.8	Confronto tra i due diversi andamenti di temperatura implementati: in blu quello lineare secondo Myers, in rosso quello modificato [11]	28
2.9	Confronto tra gli spessori limite [11]	29
2.10	Elemento superficiale: versore normale e versori perpendicolari ai bordi [11]	31
2.11	Elemento di superficie: i bordi di uscita sono individuati dai segmenti rossi [11]	31
2.12	Elemento di superficie. I bordi d'entrata sono individuati dai segmenti verdi [11]	32

ELENCO DELLE FIGURE

2.13 Andamento dello spessore limite in condizioni miste rime-glaze (Profilo NACA-0012, $\alpha = 0^\circ$, $V_\infty = 102.8$ m/s, $T_\infty = 261$ K, $LWC = 0.5$ g/m ³ , $MVD = 20$ μ m)	33
2.14 Andamento dello spessore limite in condizioni rime (Profilo NACA-0012, $\alpha = 0^\circ$, $V_\infty = 102.8$ m/s, $T_\infty = 247$ K, $LWC = 0.55$ g/m ³ , $MVD = 20$ μ m)	34
2.15 Andamento dello spessore limite in condizioni glaze (Profilo NACA-0012, $\alpha = 0^\circ$, $V_\infty = 102.8$ m/s, $T_\infty = 269$ K, $LWC = 0.55$ g/m ³ , $MVD = 20$ μ m)	34
2.16 Confronto tra il profilo di ghiaccio calcolato e il dato sperimentale a 7 min di accrescimento (Profilo NACA-0012, $\alpha = 4^\circ$, $V_\infty = 102.8$ m/s, $T_\infty = 262.04$ K, $LWC = 0.55$ g/m ³ , $MVD = 20$ μ m)	35
2.17 Forma dello strato di ghiaccio dopo 1 min di accrescimento in condizioni rime (Profilo GLC-305, $\alpha = 6^\circ$, $V_\infty = 90$ m/s, $T_\infty = 258.15$ K, $LWC = 0.405$ g/m ³ , $MVD = 20$ μ m)	36
2.18 Forma dello strato di ghiaccio dopo 6 min di accrescimento in condizioni glaze (Profilo NACA-0012, $\alpha = 4^\circ$, $V_\infty = 67$ m/s, $T_\infty = 269.3$ K, $LWC = 1$ g/m ³ , $MVD = 20$ μ m)	36
2.19 Forma dello strato di ghiaccio dopo 6 min di accrescimento in condizioni glaze (Profilo NACA-0012, $\alpha = 0^\circ$, $V_\infty = 50$ m/s, $T_\infty = 270$ K) [22]	37
2.20 Effetto della rugosità superficiale introdotta dal ghiaccio dopo 60 s di accrescimento (Profilo GLC-305, $\alpha = 6^\circ$, $V_\infty = 90$ m/s, $P_\infty = 1$ kPa, $T_\infty = 263.15$ K, $MVD = 20$ μ m, $LWC = 0.43$ g/m ³)	39
2.21 Linee di corrente attorno a una formazione di ghiaccio di tipo horn ice. (Profilo NACA-0012, $\alpha = 4.09^\circ$, $V_\infty = 67$ m/s, $P_\infty = 1$ kPa, $T_\infty = 262.04$ K, $MVD = 20$ μ m, $LWC = 1$ g/m ³ , accrescimento di ghiaccio a 360 s)	40
2.22 Linee di corrente attorno a una formazione di ghiaccio di tipo streamwise ice. (Profilo GLC-305, $\alpha = 6^\circ$, $V_\infty = 90$ m/s, $P_\infty = 1$ kPa, $T_\infty = 263.15$ K, $MVD = 20$ μ m, $LWC = 0.43$ g/m ³ , accrescimento di ghiaccio a 300 s)	40
3.1 Struttura logica dell'ambiente di simulazione PolIMIce (per simulazioni bidimensionali)	45
3.2 Struttura logica dell'ambiente di simulazione PolIMIce in seguito all'introduzione della nuova interfaccia con OpenFOAM (per simulazioni tridimensionali)	46
3.3 Sistema di riferimento	48
3.4 Suddivisione in blocchi del dominio di calcolo per le simulazioni 2D in aria libera	49
3.5 Suddivisione in blocchi della O-grid attorno al profilo alare per le simulazioni 2D in aria libera	49
3.6 Griglia di calcolo per le simulazioni 2D in aria libera	50

3.7 Particolare della O-grid attorno al profilo alare per le simulazioni 2D in aria libera	51
3.8 Confronto tra le griglie di calcolo a 0 s e a 22 min e 30 s.	51
3.9 Suddivisione in blocchi del dominio di calcolo per le simulazioni 2D in galleria del vento	53
3.10 Griglia di calcolo per le simulazioni 2D in galleria del vento	53
3.11 Griglia di calcolo per le simulazioni 3D in galleria del vento	54
3.12 Convergenza di <code>simpleFoam</code> valutata sul coefficiente di portanza per la simulazione in aria libera (Profilo GLC-305, $\alpha = 6^\circ$, $V_\infty = 90 \text{ m/s}$, $P_\infty = 1 \text{ kPa}$, $T_\infty = 263.15 \text{ K}$, $MVD = 20 \mu\text{m}$, $LWC = 0.43 \text{ g/m}^3$).	56
3.13 Convergenza di <code>simpleFoam</code> valutata sul coefficiente di portanza per la simulazione 2D in galleria del vento (Profilo GLC-305, $\alpha = 6^\circ$, $V_\infty = 90 \text{ m/s}$, $P_\infty = 1 \text{ kPa}$, $T_\infty = 263.15 \text{ K}$, $MVD = 20 \mu\text{m}$, $LWC = 0.43 \text{ g/m}^3$).	57
3.14 Convergenza di <code>simpleFoam</code> valutata sul coefficiente di portanza per la simulazione 3D in galleria del vento (Profilo GLC-305, $\alpha = 6^\circ$, $V_\infty = 90 \text{ m/s}$, $P_\infty = 1 \text{ kPa}$, $T_\infty = 263.15 \text{ K}$, $MVD = 20 \mu\text{m}$, $LWC = 0.43 \text{ g/m}^3$).	58
3.15 Suddivisione del contorno del dominio per le simulazioni 2D in aria libera	60
3.16 Suddivisione del contorno del dominio per le simulazioni 2D in galleria del vento	62
3.17 Suddivisione del contorno del dominio per le simulazioni 3D in galleria del vento	63
3.18 Influenza della spaziatura di griglia sul coefficiente di portanza e sulla collection efficiency per il caso 2D in aria libera (Profilo GLC-305, $\alpha = 6^\circ$, $V_\infty = 90 \text{ m/s}$, $P_\infty = 1 \text{ kPa}$, $T_\infty = 263.15 \text{ K}$, $MVD = 20 \mu\text{m}$, $LWC = 0.43 \text{ g/m}^3$).	65
3.19 Influenza della spaziatura di griglia sul coefficiente di portanza e sulla collection efficiency per il caso 2D in galleria del vento (Profilo GLC-305, $\alpha = 6^\circ$, $V_\infty = 90 \text{ m/s}$, $P_\infty = 1 \text{ kPa}$, $T_\infty = 263.15 \text{ K}$, $MVD = 20 \mu\text{m}$, $LWC = 0.43 \text{ g/m}^3$).	66
3.20 Profilo GLC-305, $\alpha = 6^\circ$, $V_\infty = 90 \text{ m/s}$, $P_\infty = 1 \text{ kPa}$, $T_\infty = 263.15 \text{ K}$, $MVD = 20 \mu\text{m}$, $LWC = 0.43 \text{ g/m}^3$	67
3.21 Traiettorie delle gocce d'acqua, caso 2D.	68
3.22 Traiettorie delle gocce d'acqua, caso 3D.	69
3.23 Accrescimento di ghiaccio 2D a 120 s (Profilo GLC-305, $\alpha = 6^\circ$, $V_\infty = 90 \text{ m/s}$, $P_\infty = 1 \text{ kPa}$, $T_\infty = 263.15 \text{ K}$, $MVD = 20 \mu\text{m}$, $LWC = 0.43 \text{ g/m}^3$)	72
3.24 Accrescimento di ghiaccio 2D a 1350 s (22 min 30 s). (Profilo GLC-305, $\alpha = 6^\circ$, $V_\infty = 90 \text{ m/s}$, $P_\infty = 1 \text{ kPa}$, $T_\infty = 263.15 \text{ K}$, $MVD = 20 \mu\text{m}$, $LWC = 0.43 \text{ g/m}^3$)	73

ELENCO DELLE FIGURE

3.25	Collection efficiency in tre dimensioni valutata sul modello in galleria del vento	74
3.26	Accrescimento di ghiaccio 3D a 120 s (Profilo GLC-305, $\alpha = 6^\circ$, $V_\infty = 90 \text{ m/s}$, $P_\infty = 1 \text{ kPa}$, $T_\infty = 263.15 \text{ K}$, $MVD = 20 \mu\text{m}$, $LWC = 0.43 \text{ g/m}^3$)	74
4.1	Layout dell'Icing Research Tunnel della NASA [12]	76
4.2	Sistema di ugelli per l'inseminazione del flusso con gocce d'acqua sopralfusa.	76
4.3	Setup sperimentale di riferimento	77
4.4	Caso N1. Griglia di calcolo per le simulazioni in aria libera . . .	83
4.5	Caso N1. Griglie di calcolo per le simulazioni in galleria del vento	84
4.6	Caso N1. Confronto tra la forma del ghiaccio calcolata con <code>PoliMIce</code> e il dato sperimentale [9] a 7 min di accrescimento	84
4.7	Caso N1. Effetto del bloccaggio sulla forma del ghiaccio in galleria del vento valutato con <code>PoliMIce</code>	85
4.8	Caso N1. Confronto tra l'andamento della collection efficiency in aria libera e in galleria del vento a $c/H = 0.2$ all'istante iniziale e dopo 7 min di accrescimento	85
4.9	Caso N1. Andamenti del coefficiente di portanza nel tempo . . .	87
4.10	Errore percentuale sulla correzione numerica del coefficiente di portanza, $c/H = 0.2$	88
4.11	Caso N1. Forma dello strato di ghiaccio in galleria del vento all'angolo di incidenza di riferimento e in aria libera all'angolo di incidenza corretto	88
4.12	Caso N2. Confronto tra la forma del ghiaccio calcolata con <code>PoliMIce</code> e il dato sperimentale [9] a 6 min di accrescimento	89
4.13	Caso N2. Effetto del bloccaggio sulla forma del ghiaccio in galleria del vento valutato con <code>PoliMIce</code>	90
4.14	Caso N2. Confronto tra l'andamento della collection efficiency in aria libera e in galleria del vento a $c/H = 0.2$ all'istante iniziale e dopo 6 min di accrescimento	90
4.15	Caso N2. Forma dello strato di ghiaccio in galleria del vento all'angolo di incidenza di riferimento e in aria libera all'angolo di incidenza corretto, per tutti i valori di bloccaggio	91
4.16	Caso N2. Andamento del coefficiente di portanza nel tempo per la simulazione in aria libera e per tutti i valori di bloccaggio . . .	91
4.17	Caso N2. Andamento del coefficiente di portanza nel tempo per il caso $c/H = 0.2$	92
4.18	Caso N2. Andamento del coefficiente di portanza nel tempo per il caso $c/H = 1/3$	92
4.19	Caso N2. Andamento del coefficiente di portanza nel tempo per il caso $c/H = 0.5$	92

4.20 Caso N2. Andamento del coefficiente di portanza nel tempo per il caso $c/H = 0.7$	93
4.21 Errore percentuale sulla correzione numerica del coefficiente di portanza al variare del bloccaggio	93
4.22 Caso G1. Confronto tra la forma del ghiaccio calcolata con <code>PoliMIce</code> e il dato sperimentale [4] a 22.5 min di accrescimento	95
4.23 Caso G1. Effetto del bloccaggio sulla forma del ghiaccio in galleria del vento valutato con <code>PoliMIce</code>	95
4.24 Caso G1. Confronto tra l'andamento della collection efficiency in aria libera e in galleria del vento a $c/H = 1/3$ all'istante iniziale e dopo 22.5 min di accrescimento	96
4.25 Caso G1. Andamenti del coefficiente di portanza nel tempo	97
4.26 Errore percentuale tra il C_l in galleria del vento e il C_l corretto numericamente, per $c/H = 1/3$	98
5.1 Griglia di calcolo per la simulazione tridimensionale in galleria del vento	100
5.2 Curve di livello delle componenti x e y dello sforzo tangenziale a parete	101
5.3 Distribuzione della collection efficiency sul modello	102
5.4 Forma dello strato di ghiaccio a 120 s, al variare della distanza dalla parete (da 12.5 mm a 40 mm)	104
5.5 Forma dello strato di ghiaccio a 120 s, al variare della distanza dalla parete (da 50 mm a 300 mm)	105
5.6 Accrescimento di ghiaccio a 120 s sulla sezione di mezzeria	106

ELENCO DELLE FIGURE

Elenco delle tabelle

3.1	Condizioni al contorno per le simulazioni 2D in aria libera. . . .	61
3.2	Condizioni al contorno per le simulazioni 2D in galleria del vento	62
3.3	Condizioni al contorno per le simulazioni 3D in galleria del vento	62
4.1	Simulazioni bidimensionali per lo studio degli effetti di bloccaggio, profilo NACA-0012	82
4.2	Simulazioni bidimensionali per lo studio degli effetti di bloccaggio, profilo GLC-305	82

ELENCO DELLE TABELLE

Capitolo 1

Introduzione

1.1 Formazione di ghiaccio su velivoli

La formazione di ghiaccio sui velivoli costituisce sin dai primordi dell'aviazione un pericolo per la sicurezza del volo e continua tuttora a porre interessanti spunti di ricerca e sfide progettuali.

Senza attribuire a quanto segue un significato che vada oltre il mero fine illustrativo, una diminuzione del massimo coefficiente di portanza del 40%, una riduzione dell'incidenza di stallo di 6 ÷ 8 gradi e un aumento di resistenza passiva del 200% sono un'indicazione quantitativa del degrado di prestazioni cui un velivolo è sottoposto a seguito della formazione di ghiaccio sulle sue superfici aerodinamiche.

Decenni di esperienza operativa hanno evidenziato diverse situazioni in cui il ghiaccio si può formare, in volo o a terra, su porzioni anche estese della superficie di un velivolo:

- Formazione di ghiaccio in regioni o componenti non adeguatamente protetti da sistemi antighiaccio
- Formazioni di ghiaccio di dimensioni ridotte che si riscontrano o nella fase iniziale di interazione con la nube, o nell'intervallo di tempo che intercorre tra due fasi successive di azionamento di un sistema di de-icing, o che non vengono eliminate nemmeno dal dispositivo di de-icing
- Ritardo nell'attivazione di un sistema de-icing o di qualunque dispositivo di protezione dalla formazione di ghiaccio
- Formazione di cosiddetto "runback ice" a valle di regioni protette da sistemi anti-icing. Tale situazione si verifica o quando il dispositivo anti-icing non riesce a far evaporare completamente le gocce d'acqua impattate, o a causa di condizioni ambientali particolarmente avverse e non previste in fase di progetto del sistema anti-icing stesso

- Accrescimento di ghiaccio dovuto all'impatto di gocce d'acqua in una zona a valle di quella regione prossima al bordo d'attacco in cui sono presenti dispositivi anti-icing
- Formazione di brina o ghiaccio sulla parte superiore della superficie del velivolo a causa dell'esposizione a terra a condizioni meteorologiche avverse
- Formazione di brina o ghiaccio sul dorso e sul ventre dell'ala di un velivolo fermo a terra, in prossimità dei serbatoi. Tale fenomeno avviene anche a temperature superiori a 0 °C quando l'umidità dell'aria è elevata ed è rimasto nei serbatoi del combustibile che ha subito un forte raffreddamento durante il volo precedente.

La formazione di ghiaccio su un velivolo non causa soltanto un decadimento delle prestazioni aerodinamiche, ma può pregiudicarne la stabilità e la controllabilità. La riduzione del margine di stallo e la drastica diminuzione di efficienza delle superfici di governo possono causare problemi in fasi del volo quali decollo, salita alla quota di crociera, avvicinamento e atterraggio, già di per sé critiche dal punto di vista della sicurezza. Inoltre, le variazioni di momento di beccheggio determinate dalla presenza di ghiaccio sulle superfici aerodinamiche possono avere conseguenze notevoli sul centraggio del velivolo. In aggiunta a tutto ciò, occorre tenere conto anche dell'importante aumento di peso che uno strato di ghiaccio seppur sottile impone alla struttura, a causa dell'elevata densità del ghiaccio.

Data la pericolosità dovuta alla possibile formazione del ghiaccio in volo, la maggioranza dei velivoli è dotata di impianti pneumatici ed elettrici per prevenire e rimuovere l'accumulo di ghiaccio sulle superfici aerodinamiche e sui sensori.

Sui velivoli commerciali più grandi, l'impianto pneumatico utilizza aria calda spillata dai propulsori per mantenere riscaldati i bordi d'attacco delle superfici aerodinamiche e le prese d'aria dei motori stessi, prevenendo così la formazione del ghiaccio. Sistemi anti-icing di questo tipo sono dotati di sensori in grado di monitorare la formazione del ghiaccio ed attivarsi automaticamente in caso di necessità 1.1.

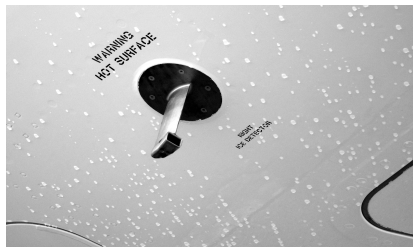


Figura 1.1: Sensore che regola l'attivazione di un sistema anti-icing

Su velivoli commerciali di minori dimensioni e su velivoli di aviazione generale sono diffusi sistemi di de-icing costituiti da camere d'aria di gomma applicate sui bordi d'attacco delle superfici aerodinamiche 1.2. Queste camere d'aria vengono ciclicamente gonfiate e sgonfiate utilizzando aria spillata dai motori per rompere le formazioni di ghiaccio.

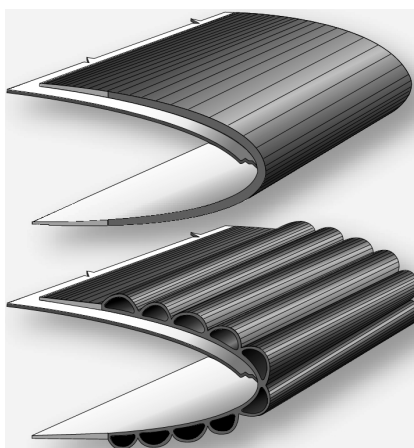


Figura 1.2: Sistema pneumatico di de-icing

Su velivoli di questo tipo non sono generalmente presenti sensori in grado di monitorare automaticamente la formazione del ghiaccio; questa attività viene quindi demandata all'equipaggio che controlla visivamente l'eventuale formazione del ghiaccio su apposite superfici, come quelle illustrate in fig. 1.3.



Figura 1.3: Superfici per il controllo visivo della formazione di ghiaccio sulla superficie esterna del velivolo

Sensori, prese di pressione e vetri della cabina di pilotaggio sono invece dotati di impianti che prevengono la formazione del ghiaccio tramite resistenze elettriche opportunamente alimentate.

Nel caso in cui a terra sussistano condizioni meteorologiche avverse, le superfici aerodinamiche vengono irrorate prima del decollo con liquidi decon-

gelanti che, abbassando la temperatura di congelamento dell'acqua, preven-
gono la formazione del ghiaccio. L'impiego di fluidi decongelanti è necessario
in quanto la potenza generata dai propulsori non sarebbe sufficiente per ali-
mentare anche gli impianti antighiaccio durante le operazioni a terra e negli
istanti iniziali del decollo 1.4.



Figura 1.4: Operazione di de-icing a terra prima del decollo

Sui velivoli militari, ad eccezione di quelli da trasporto tattico, i dispositivi per la prevenzione della formazione di ghiaccio vengono collocati soltanto in corrispondenza dei sensori, delle prese di pressione e dei tettucci, mentre non vengono adottati per prevenire la formazione di ghiaccio sulle superfici alari. Per velivoli di questo tipo, l'esigenza di aumentare il carico bellico, o l'autonomia nel caso di aerei da caccia, è più sentita rispetto all'esigenza di garantire la sostenibilità di un volo prolungato in condizioni di formazione di ghiaccio. Una scelta simile è giustificata dal fatto che, grazie alla potenza dei motori, il velivolo è in grado di effettuare opportune manovre di evasione e portarsi in zone in cui le condizioni atmosferiche non sono critiche.

Il ghiaccio che si può formare in volo nelle più diverse condizioni operative presenta una grande varietà di forme e dimensioni. Una prima classificazione prevede la distinzione tra due diverse tipologie di ghiaccio: *rime* e *glaze*. Ghiaccio di tipo *rime* si forma quando la temperatura dell'aria è inferiore a circa -10 °C e il contenuto d'acqua in atmosfera è basso. Le gocce d'acqua ghiacciano al momento dell'impatto sulla superficie formando uno strato di ghiaccio dall'aspetto opaco che si conforma in maniera abbastanza regolare al contorno della superficie 1.5 (a). Ghiaccio di tipo *glaze*, viceversa, si forma a temperature comprese tra -3 e 0 °C e con un contenuto d'acqua in atmosfera più elevato rispetto al caso *rime*. In queste condizioni, non tutto il calore latente delle gocce d'acqua viene rilasciato al momento dell'impatto, perciò rimane dell'acqua non ghiacciata che scorre lungo la superficie e conferisce a tali formazioni un caratteristico aspetto lucido 1.5 (b). A parità di tempo di esposizione alla nube, le formazioni di ghiaccio di tipo *glaze* sono in generale più estese e irregolari di quelle di tipo *rime* e tipicamente vedono lo sviluppo

di strutture comunemente denominate corna (*horns* in inglese). Tra queste due condizioni estreme si collocano svariate condizioni definite miste.

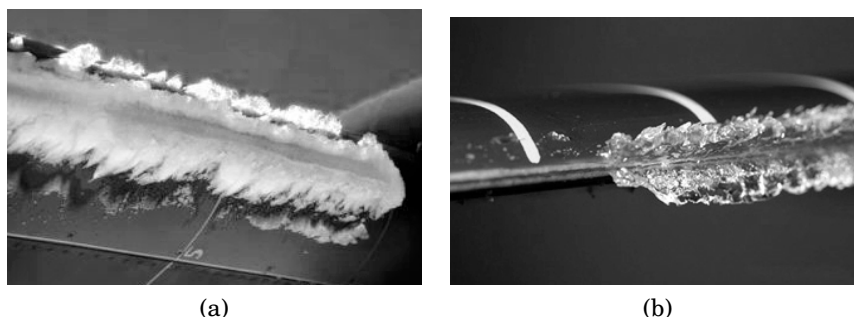


Figura 1.5: Formazioni di ghiaccio di tipo rime (a) e glaze (b)

Nel capitolo 2 verrà introdotta un'ulteriore classificazione delle formazioni di ghiaccio, basata non sulle condizioni ambientali che ne determinano le caratteristiche, bensì sulle conseguenze che esse provocano sul campo aerodinamico attorno alle superfici di interesse.

1.2 Attività sperimentali e simulazioni numeriche per lo studio della formazione di ghiaccio

Una delle prospettive future di maggior interesse per chi si occupa, ciascuno nell'ambito della propria disciplina, di accrescimento di ghiaccio su velivoli, è la realizzazione di sistemi antighiaccio che siano energeticamente efficienti e al contempo in grado di garantire l'operabilità del velivolo in qualunque condizione meteorologica, senza compromettere in alcun modo la sicurezza del volo. La sfida per ricercatori e progettisti è riuscire a definire il processo di accrescimento di ghiaccio in ogni condizione di volo e ambientale per ciascuna superficie di interesse, e dunque stabilire quali siano le formazioni di ghiaccio che comportano i rischi maggiori per la sicurezza del volo. Tale obiettivo può essere perseguito seguendo tre diverse strade: la sperimentazione in volo, la sperimentazione in galleria del vento e la simulazione numerica.

Le prove in volo possono essere suddivise in due categorie principali: le prove in condizioni naturali di formazione di ghiaccio e le prove in condizioni simulate.

Le prime sono richieste nella fase di certificazione di un velivolo per dimostrare l'efficacia dei sistemi antighiaccio e valutare le prestazioni del velivolo in presenza di ghiaccio.

Le seconde, invece, si svolgono con l'intento di simulare le condizioni di volo in cui si possono innescare fenomeni di accrescimento di ghiaccio grazie all'im-

piego di velivoli cisterna che, mediante appositi dispositivi, spruzzano gocce d'acqua sul velivolo oggetto di test 1.6.

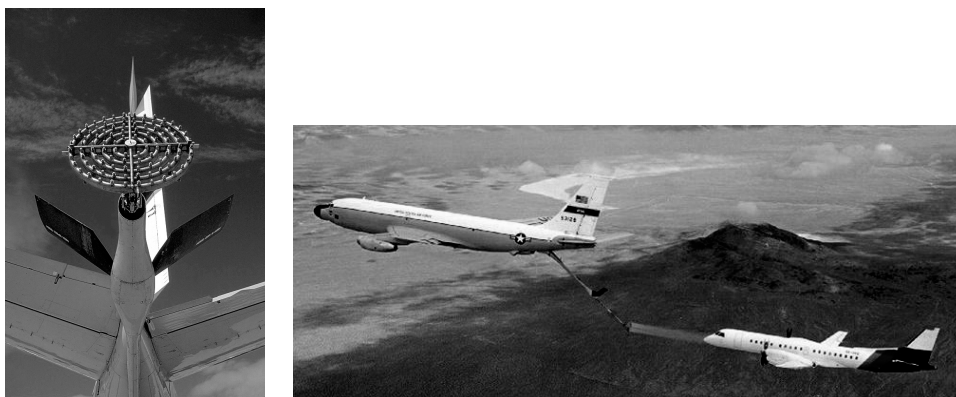


Figura 1.6: Prova di volo in condizioni di formazione di ghiaccio simulate

Entrambe le tecniche presentano diverse limitazioni che ne rendono insostenibile un impiego massiccio sia per lo studio delle caratteristiche fisiche e aerodinamiche dell'accrescimento di ghiaccio, sia per lo sviluppo e la validazione di sistemi antighiaccio.

Una prima limitazione è connessa alla definizione quantitativa della geometria dello strato di ghiaccio: profili di ghiaccio bidimensionali possono essere individuati direttamente in volo mediante stereofotografia, mentre una più dettagliata analisi della forma del ghiaccio può essere svolta soltanto a terra in seguito all'atterraggio.

Oltre a porre evidenti problemi di sicurezza, la necessità di atterrare per poter studiare la forma del ghiaccio limita fortemente il campo di indagine: mentre risulta possibile studiare formazioni di tipo rime, non è possibile studiare le formazioni di ghiaccio più critiche dal punto di vista del degrado delle prestazioni, ossia quelle di tipo glaze, in quanto queste ultime si scioglierebbero in gran parte prima dell'atterraggio.

Se le prove in condizioni simulate rilassano in parte i requisiti sulle condizioni di volo e ambientali in cui svolgere le prove di icing, sorgono per contro altre problematiche legate alla dimensione delle gocce d'acqua, all'evaporazione delle stesse e alla dimensione del getto.

Nonostante tutti gli svantaggi tecnici ed economici legati ai test in volo, essi hanno svolto in passato (specie prima degli anni Ottanta) un ruolo fondamentale: se oggi la classificazione tra i diversi tipi di accrescimento di ghiaccio, le condizioni ambientali in cui tali formazioni hanno origine e il degrado nelle prestazioni aerodinamiche e di controllo ad esse connesse sono da considerarsi un patrimonio assodato è anche grazie ai risultati di test di questo tipo.

Per aggiungere una solida base quantitativa alle pur valide informazioni

qualitative derivanti dai test in volo, la maggior parte degli sforzi si è concentrata nei decenni sullo sviluppo e sulla validazione di tecniche sperimentali e numeriche per prevedere la formazione di ghiaccio, stimare il relativo degrado nelle prestazioni e fornire indicazioni per il progetto di opportune contromisure.

L'inizio di una sistematica attività di sperimentazione in galleria del vento viene fatto risalire agli anni Quaranta, periodo in cui è stata costruita l'*Icing Research Tunnel* (IRT) della NASA presso il Lewis Flight Propulsion Laboratory a Cleveland, Ohio. Fino alla fine degli anni Settanta, quando la CFD è entrata a far parte dei metodi di indagine, l'attività di ricerca, esclusivamente sperimentale, si è focalizzata sulla misura dell'effetto della formazione di ghiaccio sulle prestazioni aerodinamiche e sul controllo del velivolo. L'introduzione di tecniche numeriche di valutazione dell'accrescimento di ghiaccio è scaturita dall'esigenza di disporre di uno strumento di progetto che fosse allo stesso tempo più veloce e meno costoso di una estesa campagna di prove sperimentali, e sufficientemente accurato da consentire la realizzazione di sistemi antighiaccio energeticamente efficienti e al contempo a favore di sicurezza. Dalla fine degli anni Settanta fino ai primi anni Novanta, la necessità di ricavare dati sia per la formulazione di opportuni modelli di calcolo, sia per la validazione dei codici stessi, ha fatto sì che la sperimentazione in galleria del vento diventasse un'attività di supporto alla CFD. Tale attività sperimentale includeva non soltanto l'acquisizione di dati sulle prestazioni dei profili alari, ma anche i primi studi sulle caratteristiche fisiche del campo di moto attorno ai profili ghiacciati.

La stima delle prestazioni delle superfici aerodinamiche ghiacciate è tuttavia tornata a essere l'oggetto principale della ricerca in seguito a un grave incidente aereo avvenuto nel 1994 a Roselawn, Indiana, che ha visto la perdita di un ATR72 durante un holding in condizioni di pioggia ghiacciata. La causa dell'incidente è stata attribuita a un tipo di formazione di ghiaccio, mai studiato in precedenza, caratterizzato da una spiccata tridimensionalità e da conseguenze potenzialmente catastrofiche sulle prestazioni del velivolo. Formazioni di ghiaccio di questo tipo nascono a seguito dell'interazione delle superficie del velivolo con una nube contenente gocce d'acqua sopraffusa di grosso diametro (*Supercooled Large Droplets*, SLD).

Attualmente, le attività di ricerca in campo sperimentale e numerico sono mosse dall'interesse verso l'investigazione di ogni possibile condizione operativa in cui si possa verificare la formazione di ghiaccio, in modo tale da individuare quali siano le condizioni più critiche per la sicurezza del volo. Studiare uno spettro il più possibile ampio di condizioni operative comprende anche studiare numericamente o sperimentalmente l'accrescimento di ghiaccio sui profili di corrente impiego nelle varie classi di velivoli, e non solo su profili base quali i profili NACA. Infine, le più recenti tecniche sperimentali consentono un'analisi sempre più attenta delle caratteristiche fisiche del campo di moto attorno ai profili ghiacciati: come si vedrà nel corso del presente lavoro di tesi,

disporre di una solida conoscenza dei fenomeni che governano il flusso attorno a una superficie ghiacciata è fondamentale soprattutto per ottenere dalle misure di prestazioni svolte in galleria del vento stime quanto più possibile realistiche del degrado di prestazioni al vero.

1.3 Obiettivi e struttura della tesi

Il presente lavoro si inserisce in un progetto di ricerca attualmente in corso al Politecnico di Milano, riguardante lo studio numerico della formazione di ghiaccio su velivoli.

In un lavoro di tesi recentemente svolto al Politecnico di Milano [11] è stato sviluppato `PoliMIce`, un ambiente di simulazione per lo studio della formazione di ghiaccio su velivoli completi. Esso consiste in un programma di calcolo scritto in linguaggio `C++` che, basandosi sulla conoscenza del campo di moto e della distribuzione delle gocce d'acqua sulla superficie del corpo ottenuti con un solutore aerodinamico esterno, calcola l'accrescimento di ghiaccio sulla superficie di interesse risolvendo il flusso multifase a parete.

Attraverso la simulazione numerica di prove di formazione di ghiaccio su profili alari in galleria del vento, questo lavoro si propone di quantificare gli effetti del bloccaggio e di studiare gli effetti sulla formazione di ghiaccio di quella particolare regione di flusso che si instaura in corrispondenza della giuntura tra il modello e la parete ad esso adiacente.

Dal momento che i dati ricavati dagli esperimenti in galleria del vento vengono utilizzati per stimare le prestazioni dei velivoli in presenza di ghiaccio in condizioni operative, occorre verificare se le correzioni di galleria applicate alla configurazione pulita possano ben rappresentare le prestazioni del profilo alare anche a seguito della formazione di ghiaccio.

I fenomeni fisici che stanno alla base dell'accrescimento di ghiaccio e le ripercussioni che esso ha sul campo di moto attorno alla superficie di interesse vengono descritti nel capitolo 2, insieme alla metodologia più comunemente adottata nell'analisi della formazione di ghiaccio su profili alari ed ali.

L'implementazione di tale metodologia in `PoliMIce` e la sua applicazione allo studio numerico della formazione di ghiaccio in galleria del vento sono oggetto del capitolo 3.

Nel capitolo 4 viene illustrata la strategia di indagine adottata per lo studio numerico degli effetti di bloccaggio con `PoliMIce` e viene discussa, sulla base dei risultati ottenuti, l'influenza della presenza delle pareti sulla forma dello strato di ghiaccio e sulle prestazioni dei profili alari.

Il capitolo 5 tratta infine l'effetto dell'interferenza tra modello e parete adiacente sulla formazione di ghiaccio nella regione immediatamente prossima alle estremità del modello.

Capitolo 2

Analisi della formazione di ghiaccio su profili alari

Nel Capitolo 1 sono state descritte le principali conseguenze che la formazione di ghiaccio ha sulla condotta del volo ed è stata introdotta una prima classificazione tra le varie tipologie di accrescimento.

In questo capitolo, i fenomeni fisici che stanno alla base dell'accrescimento di ghiaccio, e le ripercussioni che esso ha sul campo di moto attorno alla superficie di interesse vengono descritti più in dettaglio seguendo l'approccio più comunemente adottato nell'analisi numerica della formazione di ghiaccio su profili alari.

2.1 Calcolo del campo di moto e delle traiettorie delle gocce d'acqua

Studiare la formazione di ghiaccio in volo significa simulare accuratamente, al progredire del tempo, il processo di accrescimento di ghiaccio che avviene quando un velivolo si trova a volare in una nube contenente gocce d'acqua sovrappresse oppure in presenza di precipitazioni quali pioggia o pioviggine ghiacciate. Tale studio comincia con la determinazione delle leggi di moto delle gocce d'acqua che impattano contro la superficie di interesse.

L'approccio di più frequente impiego nei codici di calcolo è la classica formulazione lagrangiana in cui l'equazione differenziale che rappresenta il bilancio delle forze agenti sulla goccia (inerzia, resistenza aerodinamica, gravità e galleggiamento) viene integrata nel tempo a partire da un istante iniziale in cui le gocce si trovano a una distanza di $5 \div 7$ corde a monte del corpo, fino ad un istante in cui le gocce o hanno impattato sulla superficie, o si sono allontanate da quest'ultima senza avere impattato.

I parametri fisici di primaria importanza nel calcolo delle traiettorie delle gocce d'acqua sono le dimensioni delle gocce, il contenuto d'acqua nella nube e la geometria della superficie interessata dall'impatto.

Per le simulazioni di accrescimento di ghiaccio, il contenuto d'acqua della nube è tipicamente definito dal parametro *Liquid Water Concentration* (LWC), che esprime i grammi d'acqua contenuti in un metro cubo d'aria, e la dimensione delle gocce d'acqua è data o da un singolo valore considerato rappresentativo, detto *Median Volume Diameter* (MVD), oppure da una distribuzione di probabilità, delle quali quella più utilizzata è la distribuzione *D di Langmuir* [13].

L'influenza delle dimensioni e della forma della superficie del corpo solido sull'impatto delle gocce si manifesta tipicamente secondo le seguenti modalità: superfici piccole o allungate tendono a raccogliere più ghiaccio e hanno limiti di impatto che si estendono più a valle rispetto a superfici più grandi o più tozze, in quanto il campo aerodinamico nella regione di bordo d'attacco non riesce a deviare a sufficienza le gocce d'acqua allontanandole dal corpo.

La dimensione delle gocce d'acqua è tuttavia il parametro più importante che interviene nel calcolo delle traiettorie. Se il range di dimensioni di maggiore interesse per la simulazione dell'accrescimento di ghiaccio è quello che è richiesto studiare nell'ambito delle operazioni di certificazione, ossia $10 \div 50 \mu\text{m}$ di diametro, per poter analizzare condizioni di volo in presenza di pioviggine o anche di pioggia ghiacciata occorre estendere tale range fino a, rispettivamente, $400 \mu\text{m}$ e $1000 \mu\text{m}$. Le gocce di più grosso diametro caratteristiche di regimi di pioviggine e di pioggia ghiacciata sono comunemente chiamate *Supercooled Large Droplets* (SLD).

Nel moto delle gocce di diametro più piccolo, la resistenza aerodinamica prevale sulle forze di inerzia e sulla gravità, perciò le gocce tendono a seguire fedelmente le linee di corrente. Inoltre, le velocità di tali gocce in seguito all'impatto di tali gocce sul corpo si possono ritenere trascurabili.

Al crescere della dimensione delle gocce, le forze di inerzia, proporzionali al cubo del raggio della goccia, dominano sulla resistenza, proporzionale invece al quadrato del raggio. Il risultato è che le gocce tendono a seguire di meno le linee di corrente e a impattare in quantità maggiore sulla superficie, con conseguente maggiore massa catturata e limiti di impatto che si estendono più a valle. Inoltre, le velocità di impatto delle SLD sulla superficie non possono più essere ritenute trascurabili. Altra problematica associata alle SLD è la possibilità che le gocce si rompano sia prima dell'impatto contro il corpo, sia a seguito dell'interazione con la superficie. Nel primo caso, la rottura della goccia è causata dagli sforzi tangenziali della corrente. Nel secondo caso, invece, l'interazione con la superficie può fare sì che la goccia rimbalzi oppure che si distenda e si rifletta anularmente con gocce di minori dimensioni. Qualunque sia la sua causa, la rottura della goccia e la perdita di massa ad essa associata vanno tenute in conto qualora si desideri simulare il comportamento di gocce di grosso diametro.

Sebbene accennato in questa sede per completezza, l'analisi dell'accrescimento di ghiaccio in presenza di SLD non è oggetto del presente lavoro. Il range di dimensioni indagato è quello $10 \div 50 \mu\text{m}$ e il diametro delle gocce d'acqua viene sempre assunto come costante e pari al MVD. In queste condizioni, è lecito formulare le seguenti ipotesi [21]:

- Le gocce d'acqua sono approssimabili come sfere rigide
- Eventuali collisioni e coalescenze tra gocce d'acqua sono trascurabili
- È possibile ignorare gli effetti della turbolenza
- Le uniche forze agenti sulle gocce sono resistenza aerodinamica, gravità e galleggiamento
- La concentrazione di gocce d'acqua è sufficientemente bassa da non influenzare il campo di moto circostante e da consentire di trattare il campo aerodinamico e le gocce d'acqua come sistemi indipendenti.

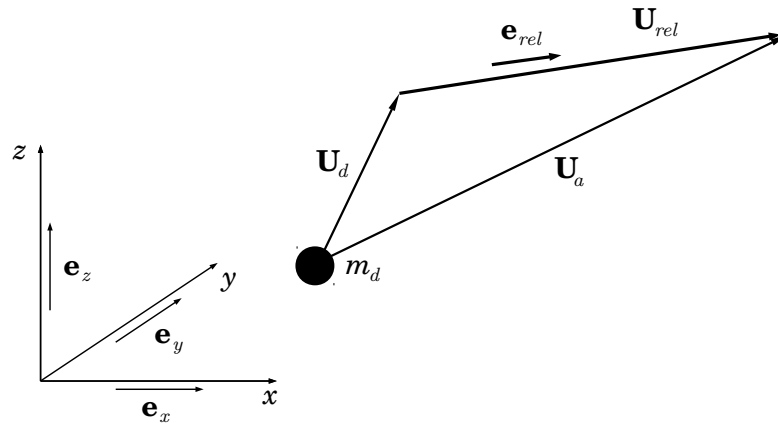


Figura 2.1: Sistema di riferimento per il calcolo delle traiettorie e scomposizione della velocità per la singola goccia d'acqua.

Partendo da tali ipotesi, è possibile ricavare le equazioni di moto delle gocce d'acqua che, integrate, forniscono le leggi orarie delle stesse. Con riferimento alla figura 2.1, le equazioni di moto per una goccia d'acqua di massa m_d si possono scrivere come:

$$m_d \frac{d\mathbf{U}_d}{dt} = \mathbf{F}_a + \mathbf{F}_g \quad (2.1)$$

dove:

- m_d è la massa della goccia. Essendo la goccia sferica, essa si calcola come:

$$m_d = \frac{4}{3} \rho_d \pi r_d^3 \quad (2.2)$$

in cui ρ_d è la densità della goccia, 1000 kg/m^3 nel caso di gocce d'acqua

- \mathbf{U}_d è il vettore velocità della goccia d'acqua:

$$\mathbf{U}_d = \begin{pmatrix} u_d \\ v_d \\ w_d \end{pmatrix} \quad (2.3)$$

- \mathbf{U}_a è il vettore velocità locale dell'aria:

$$\mathbf{U}_a = \begin{pmatrix} u_a \\ v_a \\ w_a \end{pmatrix} \quad (2.4)$$

- \mathbf{U}_{rel} è la velocità relativa tra la velocità della goccia d'acqua e quella dell'aria:

$$\mathbf{U}_{rel} = \mathbf{U}_d - \mathbf{U}_a = \begin{pmatrix} u_{rel} \\ v_{rel} \\ w_{rel} \end{pmatrix} = U_{rel} \mathbf{e}_{rel} \quad (2.5)$$

- \mathbf{F}_a è la forza aerodinamica agente sulla goccia:

$$\mathbf{F}_a = -\frac{1}{2} \rho_a A_d C_D U_{rel}^2 \mathbf{e}_{rel} = -\frac{1}{2} \rho_a A_d C_D U_{rel}^2 \begin{pmatrix} \mathbf{e}_{rel} \cdot \mathbf{e}_x \\ \mathbf{e}_{rel} \cdot \mathbf{e}_y \\ \mathbf{e}_{rel} \cdot \mathbf{e}_z \end{pmatrix} \quad (2.6)$$

in cui ρ_a è la densità dell'aria, A_d è la sezione frontale della goccia d'acqua e C_D il coefficiente di resistenza della goccia. Quest'ultimo si calcola come:

$$C_D = \begin{cases} \frac{24}{\text{Re}_d} (1 + 0.15 \text{Re}_d^{0.687}) & \text{Re}_d < 1000 \\ 0.4 & \text{Re}_d > 1000 \end{cases} \quad (2.7)$$

dove Re_d è il numero di Reynolds associato alla goccia d'acqua:

$$\text{Re}_d = \frac{U_{rel} d_d}{\nu} \quad (2.8)$$

\mathbf{F}_a è essenzialmente un contributo di resistenza.

- \mathbf{F}_g è il contributo di gravità e galleggiamento:

$$\mathbf{F}_g = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ -m_d g \left(1 - \frac{\rho_a}{\rho_d}\right) \end{pmatrix} \quad (2.9)$$

Partendo dalla conoscenza delle traiettorie delle gocce d'acqua, in particolare delle posizioni iniziali e finali delle gocce, occorre quantificare la frazione della massa d'acqua presente nella nube che impatta con il corpo solido, detta *collection efficiency*.

Si faccia riferimento alla fig. 2.2 (a). All'istante iniziale, due gocce d'acqua si trovano a una distanza δz , mentre all'istante dell'impatto tale distanza è δs , in generale diversa da δz . In modo analogo, nel caso tridimensionale (fig. 2.2 (b)), un preciso numero di gocce d'acqua individua all'istante iniziale una superficie dA_∞ e all'istante di impatto una superficie dA_i , in generale diversa da dA_∞ . In entrambi i casi, la massa d'acqua presa in esame è sempre la medesima al variare del tempo. Di conseguenza, la collection efficiency può essere definita in termini di rapporto tra due densità lineari nel caso bidimensionale:

$$\beta = \frac{\delta z}{\delta s} \quad (2.10)$$

e tra due densità superficiali nel caso tridimensionale:

$$\beta = \frac{dA_\infty}{dA_i} \quad (2.11)$$

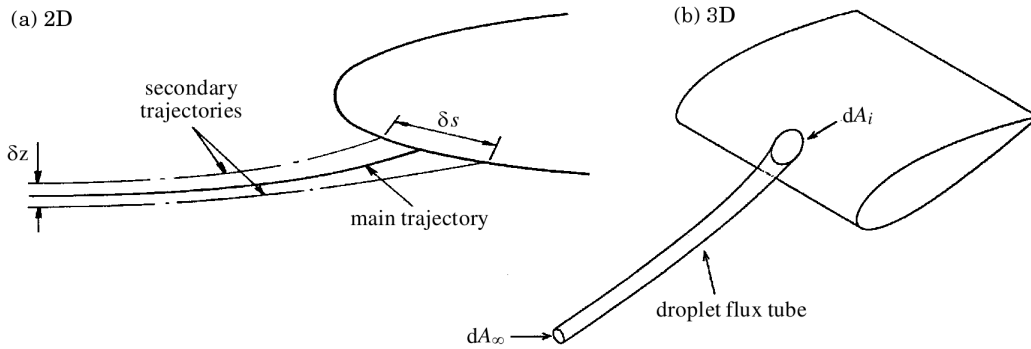


Figura 2.2: Definizione della collection efficiency [21]

La collection efficiency per un profilo alare ha l'andamento rappresentato in fig. 2.3, con un picco attorno al punto di ristagno e valori sempre più prossimi a zero procedendo verso valle, sia sul dorso, sia sul ventre. In fig. 2.3, s/c indica l'ascissa curvilinea scalata rispetto alla corda del profilo, con origine nel bordo d'attacco. I punti appartenenti al dorso corrispondono ai valori negativi di s/c , quelli appartenenti al ventre ai valori positivi.

La collection efficiency dipende principalmente dalle dimensioni e dalla forma del corpo (minore è il raggio di naso del profilo, maggiore quantità d'acqua che si deposita e quindi la collection efficiency), dall'incidenza, dalla velocità di volo e dal diametro delle gocce d'acqua. Pressione e temperatura esercitano invece un'influenza minore. L'effetto di corda del profilo alare, velocità di volo, diametro delle gocce d'acqua, quota e temperatura asintotica sulla collection efficiency è riassunto in fig. 2.4, tratta da [21]. Il caso studiato è quello di un profilo alare posto a un'incidenza di 4° . Si noti che la convenzione di segno per s/c in fig. 2.4 è opposta a quella adottata in fig. 2.3.

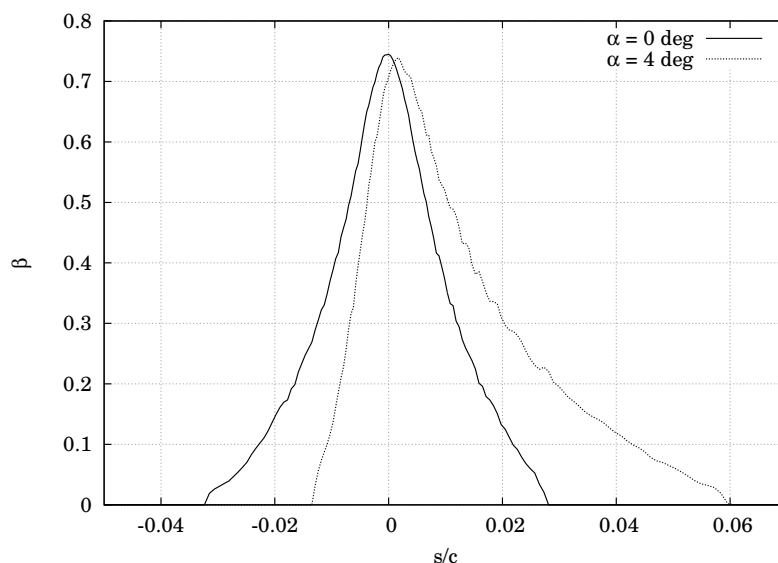


Figura 2.3: Andamento della collection efficiency su un profilo NACA-0012 alle incidenze 0° e 4° .

La determinazione delle traiettorie delle gocce d'acqua e il successivo calcolo della collection efficiency, tuttavia, sono possibili soltanto se si conosce il campo di velocità dell'aria attorno alla superficie di interesse.

Nei programmi per la previsione dell'accrescimento di ghiaccio esistenti, sviluppati nei diversi centri di ricerca (LEWICE, ICECREMO, FENSAP-ICE, TRAJICE, MULTICE per citarne alcuni), le strategie per il calcolo del campo di moto sono molteplici: in alcuni casi il solutore aerodinamico è integrato nel modulo per il calcolo delle traiettorie delle gocce d'acqua, mentre in altri casi esso è un programma indipendente, che può anche essere costituito da un software dedicato. Anche il modello di corrente adottato, e dunque il metodo di calcolo scelto, varia da programma a programma: si passa dall'utilizzo di metodi a pannelli con opportune correzioni di strato limite alla soluzione delle equazioni di Navier-Stokes.

La scelta del metodo numerico per il calcolo del campo aerodinamico è tuttora oggetto di dibattito. Il metodo scelto dovrebbe essere in grado di trattare geometrie complesse, sia quella di partenza, sia quella modificata dalla presenza di ghiaccio, e di cogliere gli aspetti fisici connessi alla formazione di ghiaccio, quali bolle di separazione, regioni di controcorrente ed effetti legati alla rugosità superficiale del ghiaccio stesso. Se un metodo a pannelli, pur con associata modellazione dei fenomeni viscosi, può soddisfare l'esigenza di trattare geometrie complesse, un calcolo basato sulle RANS può essere in grado di simulare i fenomeni aerodinamici che avvengono sulle superfici ghiacciate, specie in presenza di formazioni di ghiaccio particolarmente irregolari.

La strategia adottata per il calcolo del campo di moto e delle traiettorie

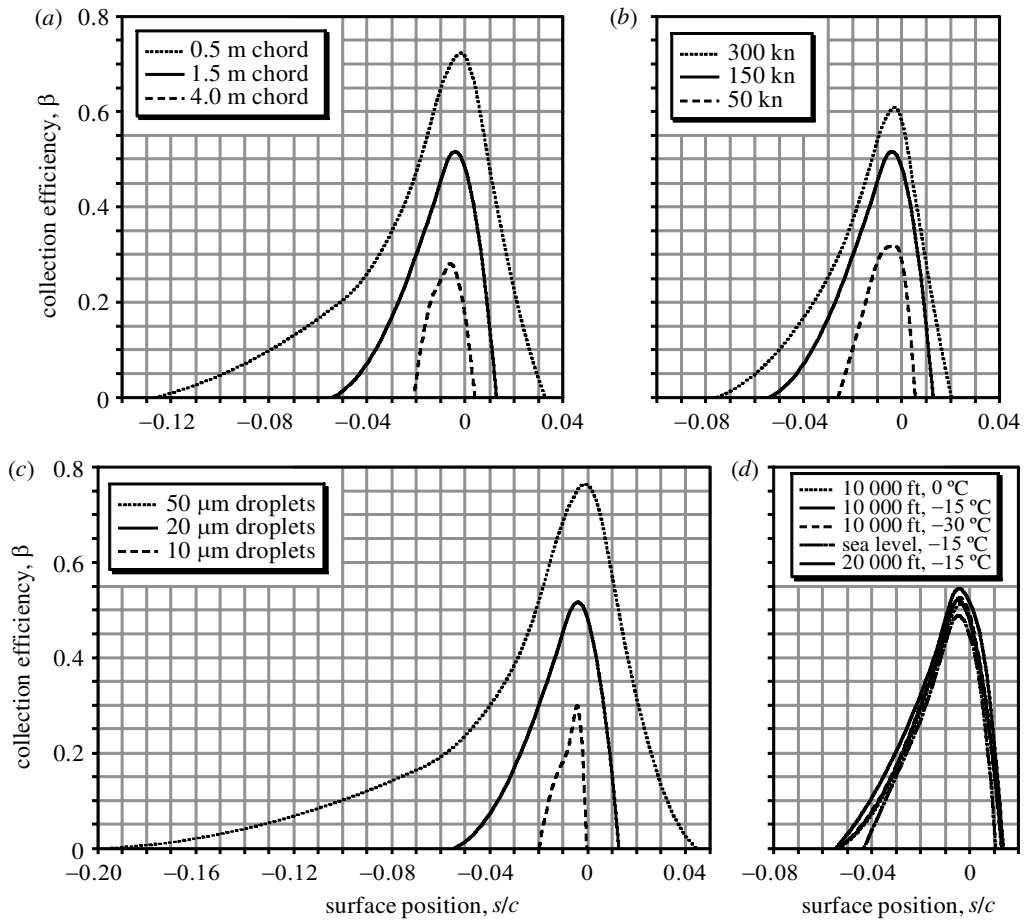


Figura 2.4: Influenza di corda del profilo alare (a), velocità di volo (b), diametro delle gocce d’acqua (c), quota e temperatura asintotica (d) sulla collection efficiency per un profilo alare posto a 4° di incidenza [21].

nell’ambiente di simulazione `PoliMIce` è descritta nel capitolo 3. Essa prevede l’utilizzo di due differenti solutori presenti all’interno di un software CFD open source, `OpenFOAM`, che svolgano il primo il calcolo del campo di moto modellato mediante RANS stazionarie, mentre il secondo il calcolo delle traiettorie delle gocce d’acqua.

2.2 Modelli fisici per la previsione dell’accrescimento di ghiaccio

In questo paragrafo, tratto in larga misura da [11], vengono illustrati i principali modelli per la previsione dell’accrescimento di ghiaccio e viene presentato il modello implementato in `PoliMIce`. Quest’ultimo presenta, rispetto ai

modelli reperibili in letteratura, alcune modifiche che verranno discusse nel paragrafo 2.2.4.

Il prototipo di tutti quei problemi che riguardano il fenomeno della fusione o del congelamento di una sostanza, o che, come la diffusione o le reazioni chimiche, ne sono matematicamente equivalenti, va sotto il nome di *problema di Stefan* [7].

Il generico dominio è scomposto in volumi di controllo elementari, poligoni nel caso tridimensionale e segmenti nel caso bidimensionale. La singola cella di calcolo viene ottenuta proiettando verso l'interno del dominio gli elementi superficiali in direzione della normale locale. Per ognuna di queste celle si suppone la presenza di acqua in fase liquida e solida e che le due fasi siano separate da un'interfaccia di spessore infinitesimo, in corrispondenza della quale avviene il passaggio di stato.

Il dominio di calcolo per la singola cella è quindi:

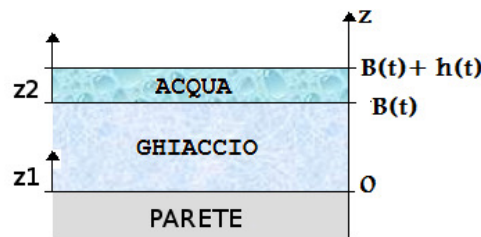


Figura 2.5: Rappresentazione del sotto-dominio di calcolo con il sistema di riferimento locale [11]

Dalla figura 2.5 si può notare l'assunzione di un doppio sistema di riferimento in cui le due coordinate z_1 e z_2 , dirette lungo la normale locale, individuano rispettivamente la distanza di un punto dalla parete e la distanza di un punto rispetto alla superficie del ghiaccio. Nella figura vengono definite le variabili:

- B , spessore del ghiaccio misurato a partire dalla parete.
- h , spessore del film liquido misurato a partire dalla superficie del ghiaccio.

2.2.1 Problema di Stefan

I risultati del lavoro di Stefan possono essere riassunti in un sistema di quattro equazioni differenziali riferite ad un volume di controllo mono-dimensionale del tipo descritto precedentemente (figura 2.5) e riportate qui di seguito:

- Equazione di diffusione per la temperatura all'interno dello strato di ghiaccio

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{K_i}{\rho_i C_{p_i}} \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \quad (2.12)$$

dove T è la temperatura valutata in un punto all'interno dello spessore del ghiaccio, mentre la conducibilità termica K_i , la densità ρ_i e il calore specifico a pressione costante C_{p_i} sono le proprietà termodinamiche proprie del ghiaccio, come indicato dal pedice i (ice).

- Equazione di diffusione per la temperatura all'interno del film liquido

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = \frac{K_w}{\rho_w C_{p_w}} \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} \quad (2.13)$$

dove θ è la temperatura di un punto interno al film liquido, e analogamente a prima K_w , ρ_w e C_{p_w} sono rispettivamente la conducibilità termica, la densità e il calore specifico a pressione costante dell'acqua, indicata dal pedice w (water).

- Equazione di conservazione della massa

$$\dot{m}_{fr} + \dot{m}_h = \dot{m}_d \quad (2.14)$$

dove \dot{m}_{fr} è la portata massica riferita alla frazione d'acqua che congela, \dot{m}_h è la portata massica d'acqua che rimane all'interno della cella in fase liquida mentre \dot{m}_d rappresenta la portata massica d'acqua associata ad un flusso proveniente dall'esterno.

- Equazione di bilancio che descrive il cambiamento di fase tra acqua e ghiaccio, detta *condizione di Stefan*, nella quale il flusso di calore netto uscente dall'interfaccia, vista come un dominio di spessore infinitesimo, viene eguagliato al flusso di calore necessario al cambio di fase

$$\dot{Q}_{change} = \dot{Q}_{up} + \dot{Q}_{down} \quad (2.15)$$

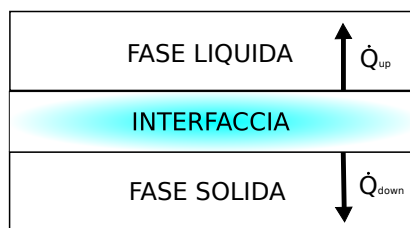


Figura 2.6: Interfaccia e flussi termici per la condizione di Stefan [11]

Nel seguito si vedrà come tutti i modelli per la previsione dell'accrescimento di ghiaccio nascano sulla base di questo sistema di equazioni. Le differenze tra i vari modelli, derivanti dall'assunzione di opportune ulteriori ipotesi sulla fisica del problema, consistono principalmente in un diverso modo di rappresentare i flussi termici e gli scambi di massa.

Viene data ora una descrizione generale di questi dei flussi termici (si veda anche la fig. 2.7):

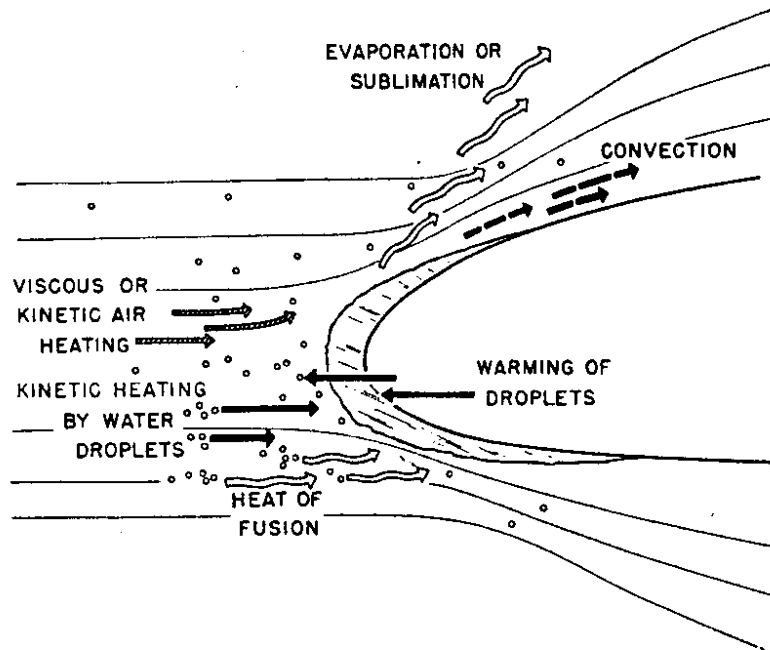


Figura 2.7: Riepilogo flussi termici [14]

- \dot{Q}_l , associato al rilascio o all'assorbimento di calore latente durante il congelamento o la fusione:

$$\rho_i L_F \frac{\partial B}{\partial t} A \quad (2.16)$$

in cui L_F è il calore latente di fusione dell'acqua mentre A indica l'area, o la lunghezza dell'elemento, della superficie.

- \dot{Q}_k , associato al rilascio di energia cinetica in seguito all'impatto delle gocce sulla superficie. Ha espressione:

$$\frac{1}{2} (\beta LWC V_\infty A) V_\infty^2 \quad (2.17)$$

dove il prodotto di β , LWC e V_∞ , che dimensionalmente è una portata massica, è indice di quanta dell'acqua in sospensione nell'atmosfera finisce effettivamente nel volume di controllo nell'unità di tempo.

- \dot{Q}_a , potenza associata al calore generato per attrito dell'aria:

$$\frac{1}{2} \frac{R_c h_c A V_\infty^2}{C_{p_{air}}} \quad (2.18)$$

R_c è il *fattore di recupero*, un parametro correttivo necessario a tenere conto degli effetti di comprimibilità dell'aria, $C_{p_{air}}$ è il calore specifico a pressione costante dell'aria mentre h_c è il coefficiente di scambio termico convettivo, parametro dipendente dal regime di moto del fluido.

- \dot{Q}_c , termine relativo allo scambio di calore, nell'unità di tempo, dovuto alla convezione:

$$h_c(T - T_{air}) A \quad (2.19)$$

- \dot{Q}_e , potenza termica dovuta a evaporazione, o sublimazione nel caso di ghiaccio rime:

$$\chi [e(T) - e(T_{air})] A \quad (2.20)$$

$e(T)$ è la funzione di evaporazione, la quale, ricevuta in ingresso la temperatura superficiale, restituisce la pressione di vapore. Il modello di Myers presentato nel paragrafo 2.2.3 ne prevede un'approssimazione lineare, mentre all'interno di `PoliMIce` è prevista da parte dell'utente una scelta tra tre diversi modelli. χ è il coefficiente di evaporazione o di sublimazione.

- \dot{Q}_d , è il flusso termico dovuto al calore latente rilasciato dalle gocce in seguito all'impatto con la parete. Queste possono infatti trovarsi ad una temperatura sensibilmente diversa da quella superficiale e pertanto il loro effetto viene modellato come:

$$(\beta LWC V_\infty) C_{p_w} (T - T_{air}) A \quad (2.21)$$

2.2.2 Modello di Messinger

Riprendendo l'approccio adottato da Stefan, Messinger propone, nella prima metà degli anni Cinquanta, un nuovo modello [14] basato su un bilancio energetico: il calore scambiato con l'aria dalla superficie, sia essa direttamente il ghiaccio nel caso rime o l'acqua nel caso glaze, viene eguagliato alla produzione di calore latente dovuta all'accrescimento del ghiaccio:

$$\dot{Q}_l = \dot{Q}_c + \dot{Q}_e + \dot{Q}_d - \dot{Q}_k - \dot{Q}_a \quad (2.22)$$

Come ipotesi principale, sia per l'acqua sia per il ghiaccio, viene assunto un andamento della temperatura costante e pari al valore di equilibrio con l'ambiente. Questa si rivela una pesante limitazione del modello poiché impedisce un passaggio regolare tra le due differenti possibili tipologie di ghiaccio: la frazione di massa che congela passa istantaneamente dal valore unitario del caso rime al suo valore finale nel caso glaze introducendo così una discontinuità nella geometria. In realtà la frazione di massa che solidifica decresce monotonicamente, come dimostrato dagli studi di Stefan, e quindi il suo comportamento non può essere rappresentato correttamente da questo modello.

Un'altra pesante limitazione, dovuta al considerare gli strati di acqua e ghiaccio isotermi, è che non possono essere considerati gli effetti della conduttività termica. Si introduce quindi una sorgente di errore intrinseca che porta ad un'errata modellazione degli scambi di calore.

Nel caso di ghiaccio glaze, l'alto grado di mescolamento, dovuto allo scorrimento e all'impatto di gocce, giustifica sicuramente la validità dell'ipotesi sopra presentata, almeno per quanto riguarda il film liquido; ciò però non può valere per lo strato congelato.

La parete è rappresentata come una superficie isolata, per cui anche su di essa gli effetti di conduzione sono trascurati. Non permettendo scambio di calore all'interfaccia ghiaccio-acqua (figura 2.6), quindi considerando il termine \dot{Q}_{down} nullo, implicitamente viene richiesto che in questa regione $\dot{Q}_{change} = \dot{Q}_{up}$. Dal momento che il termine di flusso termico attraverso il ghiaccio è generalmente una quantità positiva, ne consegue che le previsioni del modello di Messinger rivelano sempre una sottostima della realtà.

2.2.3 Modello di Myers

Myers, alla fine degli anni Novanta, riprende il lavoro di Messinger rilassando alcune delle ipotesi precedentemente adottate, estendendo la teoria al caso multidimensionale ed introducendo per la prima volta gli effetti di diffusione interna al ghiaccio e la presenza di acqua allo stato liquido [15].

Vengono qui descritte le approssimazioni sfruttate nel modello di Myers multidimensionale:

- Acqua e ghiaccio con proprietà termiche e fisiche costanti ed indipendenti dalla temperatura
- Parete in equilibrio termico con l'ambiente al tempo iniziale. La parete ha quindi temperatura pari a quella dell'aria e costante nel tempo
- Il cambio di fase si verifica solamente quando viene raggiunta la temperatura di congelamento in corrispondenza della superficie del ghiaccio
- Gocce di acqua disperse in atmosfera con temperatura costante e pari a quella ambientale
- Film liquido considerato di spessore infinitesimo. Pertanto, la temperatura al suo interno è costante e pari a quella di congelamento
- Dinamica dello scorrimento del film liquido sulla superficie non modellata. Il trasporto di massa viene ricavato partendo dall'equazione di conservazione della massa del problema di Stefan, imponendo lo spessore del film liquido costante nel tempo.

Il problema di Stefan è quindi risolto imponendo specifiche condizioni, iniziali e al contorno, che sono diretta conseguenza delle ipotesi adottate:

- Assenza di ghiaccio o acqua sulla superficie all'istante iniziale

$$B(0) = h(0) = 0 \quad (2.23)$$

- Temperatura continua all'interfaccia con il film liquido e pari alla temperatura di congelamento. Questa condizione è valida naturalmente solo nel caso si abbia la formazione di ghiaccio glaze

$$T(t, B) = \theta(t, 0) = T_{freezing} \quad (2.24)$$

- Equilibrio termico all'interfaccia parete-ghiaccio

$$T(t, 0) = T_{wall} \quad (2.25)$$

- Bilancio di flussi termici all'interfaccia ghiaccio-aria nel caso rime

$$K_i \frac{\partial T}{\partial z_1} \Big|_B = \frac{\dot{Q}_a + \dot{Q}_k + \dot{Q}_l - (\dot{Q}_c + \dot{Q}_s + \dot{Q}_d)}{A} \quad (2.26)$$

Nel caso glaze, la condizione all'interfaccia acqua-aria diventa

$$K_w \frac{\partial T}{\partial z_2} \Big|_h = \frac{\dot{Q}_a + \dot{Q}_k - (\dot{Q}_c + \dot{Q}_e + \dot{Q}_d)}{A} \quad (2.27)$$

Per le espressioni dei flussi termici qui introdotti si faccia riferimento al paragrafo 2.2.1. Il sistema di equazioni che governa il problema appena esposto risulta quindi essere:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{K_i}{\rho_i C_{p_i}} \frac{\partial^2 T}{\partial z_1^2} \\ \frac{\partial \theta}{\partial t} = \frac{K_w}{\rho_w C_{p_w}} \frac{\partial^2 \theta}{\partial z_2^2} \\ L_F \rho_i \frac{\partial B}{\partial t} = K_i \frac{\partial T}{\partial z_1} - K_w \frac{\partial \theta}{\partial z_2} + \frac{\dot{Q}_{out} - \dot{Q}_{in}}{A} \\ \rho_i \frac{\partial B}{\partial t} + \rho_w \frac{\partial h}{\partial t} = \beta LWCV_\infty \end{array} \right. \quad (2.28)$$

\dot{Q}_{out} e \dot{Q}_{in} sono i flussi di calore associati allo scambio di massa tra celle adiacenti.

Leggi di accrescimento

Al fine di ricavare la legge di accrescimento per il ghiaccio *rime* si impone, nel sistema (2.28), l'assenza di scorrimento di acqua sulla superficie: vengono posti nulli il termine h , la sua derivata temporale e i flussi di calore associati allo

scambio di massa tra celle adiacenti, \dot{Q}_{out} e \dot{Q}_{in} . Osservando la quarta equazione del sistema (2.28), che esprime la conservazione della massa, è possibile ricavare per integrazione diretta la legge temporale di accrescimento:

$$B(t) = \int_0^t \frac{\beta \text{LWC} V_\infty}{\rho_{ri}} dt = \frac{\beta \text{LWC} V_\infty}{\rho_{ri}} t \quad (2.29)$$

dove ρ_{ri} indica la densità del ghiaccio nel caso rime.

Nel caso di ghiaccio *glaze*, è necessario considerare anche i termini associati alla presenza del film liquido. La soluzione è ricavabile sostituendo nella condizione di Stefan l'equazione di conservazione della massa e quelle di diffusione del calore, nel ghiaccio e nel film liquido. Si ottiene quindi un'espressione che fornisce il rateo di accrescimento, ovvero la variazione di spessore nel tempo:

$$\frac{\partial B}{\partial t} = \frac{1}{\rho_{gi} L_F} \left(\frac{K_i (T_{Freezing} - T_{wall})}{B} + \frac{\dot{Q}_c + \dot{Q}_e + \dot{Q}_{out} + \dot{Q}_d - \dot{Q}_a - \dot{Q}_k - \dot{Q}_{in}}{A} \right) \quad (2.30)$$

dove ρ_{gi} indica la densità del ghiaccio nel caso *glaze*.

Per determinare i termini \dot{Q}_{in} e \dot{Q}_{out} è necessario calcolare prima le portate massiche \dot{m}_{in} e \dot{m}_{out} , dal momento che il flusso di calore è associato al trasporto di massa per mezzo della relazione $\dot{Q} = \dot{m} C_{pw} \Delta T$. Dall'equazione di continuità si ha che

$$\dot{m}_{out} = \dot{m}_{in} + \dot{m}_d - \dot{m}_{fr} - \dot{m}_e \quad (2.31)$$

dove i termini indicano rispettivamente: \dot{m}_{out} la portata massica uscente, \dot{m}_{in} quella entrante, \dot{m}_d quella generata dall'impatto di gocce sul profilo, \dot{m}_{fr} quella associata al cambio di fase che diventa ghiaccio e \dot{m}_e quella che invece è sottratta al dominio per evaporazione. I termini a destra sono esprimibili per mezzo delle seguenti relazioni:

$$\left\{ \begin{array}{l} \dot{m}_{in} = \sum_{k=1}^n \dot{m}_{out}(t - \Delta t_i) \\ \dot{m}_{fr} = \rho_{gi} A \frac{\partial B}{\partial t} \\ \dot{m}_d = V_\infty \text{LWC} \beta A \\ \dot{m}_e = \frac{\dot{Q}_e}{L_E} \end{array} \right.$$

Nell'espressione di \dot{m}_{in} , n indica il numero di celle adiacenti a quella considerata, in quanto la portata massica entrante corrisponde alla sommatoria di tutte le portate massiche uscenti dalle celle adiacenti all'istante temporale precedente (Δt_i indica infatti l'intervallo temporale con cui si calcola l'accrescimento di ghiaccio).

Ricavando \dot{m}_{out} e sostituendo la sua espressione all'interno dell'equazione che determina il rateo di accrescimento, si ottiene l'espressione finale:

$$\frac{\partial B}{\partial t} = \frac{1}{\rho_{gi}(L_F + \Delta TC_{pw})} \left(\frac{K_i(T_{Fr} - T_{wall})}{B} + \frac{\dot{Q}_c + \dot{Q}_e + \dot{Q}_d - \dot{Q}_a - \dot{Q}_k}{A} + \Delta TC_{pw} \left(\frac{\dot{Q}_e}{AL_E} - V_\infty LWC \beta \right) \right) \quad (2.32)$$

Dal momento che ΔT rappresenta la differenza tra la temperatura di congelamento e quella del film liquido, se per quest'ultimo vale l'ipotesi di temperatura costante e pari a quella di congelamento, si ha che $\Delta T = 0$ e quindi l'equazione si semplifica ulteriormente. Ottenuto il rateo di accrescimento lo spessore viene quindi calcolato tramite l'espressione:

$$B_{k+1} = B_k + \left. \frac{\partial B}{\partial t} \right|_k \Delta t_i \quad (2.33)$$

Integrando l'equazione di bilancio di massa, si ricava infine l'espressione che indica il valore dello spessore del film liquido presente:

$$h = \left(\frac{\beta LWC V_\infty}{\rho_w} \right) (t - t_g) - \left(\frac{\rho_{gi}}{\rho_w} \right) (B - B_g) \quad (2.34)$$

Spessore limite B_g

Ottenute due diverse leggi temporali di accrescimento per i casi rime e glaze, occorre stabilire un criterio che permetta di decidere correttamente quale delle due leggi applicare.

Per stabilire tale criterio, è necessario trovare lo spessore limite tale per cui possa essere ancora soddisfatta la condizione di Stefan nel caso in cui il rateo di accrescimento e lo spessore del film liquido siano nulli. Partendo quindi dalla conservazione della massa con $h = 0$ si hanno le seguenti due equazioni:

$$\begin{cases} L_F \rho_i \frac{\partial B}{\partial t} = K_i \frac{\partial T}{\partial z_1} - K_w \frac{\partial \theta}{\partial z_2} \\ \rho_i \frac{\partial B}{\partial t} = \beta LWC V_\infty \end{cases}$$

Ricavando $\frac{\partial B}{\partial t}$ dalla seconda equazione e sostituendolo nella prima, si giunge a:

$$L_F \beta LWC V_\infty = K_i \frac{\partial T}{\partial z_1} - K_w \frac{\partial \theta}{\partial z_2} \quad (2.35)$$

Sostituendo in quest'ultima il termine $\frac{\partial T}{\partial z_1}$ ricavabile dalla soluzione della corrispondente equazione di diffusione per la temperatura, si ottiene:

$$L_F \beta \text{LWC} V_\infty = K_i \frac{T_{\text{Freezing}} - T_{\text{wall}}}{B_g} + \frac{(\dot{Q}_c + \dot{Q}_d + \dot{Q}_e - \dot{Q}_a - \dot{Q}_k)}{A} \quad (2.36)$$

dalla quale, esplicitando il termine B_g , si ricava l'espressione finale dello spessore limite:

$$B_g = \frac{AK_i (T_{\text{Freezing}} - T_{\text{wall}})}{AL_F \beta \text{LWC} V_\infty - (\dot{Q}_c + \dot{Q}_d + \dot{Q}_e - \dot{Q}_a - \dot{Q}_k)} \quad (2.37)$$

Questo spessore limite è definito per ogni singolo elemento superficiale e dipende dai valori locali di collection efficiency, temperatura superficiale, coefficiente di scambio termico convettivo e fattore di recupero. A seconda del valore di questi parametri, lo spessore limite può assumere valori sia positivi che negativi e può dare origine ad asintoti verticali. Dal confronto tra lo spessore di ghiaccio presente in una determinata cella e il suo valore limite B_g , è possibile stabilire quale set di equazioni utilizzare (rime o glaze):

- $B_g < 0$ indica l'impossibilità di formazione di ghiaccio.
- $B < B_g$ con $B_g > 0$ individua la possibilità di accrescimento di ghiaccio di tipo rime.
- $B > B_g$ con $B_g > 0$ indica formazione di ghiaccio di tipo glaze.

L'adozione di questo criterio fa sì che sia possibile un passaggio regolare dalla condizione rime a quella glaze, con decadimento monotono, nel tempo, della frazione di acqua che congela.

Calcolo dei profili di temperatura

Per quanto riguarda l'andamento della temperatura nello spessore nel ghiaccio, viene ipotizzato un comportamento lineare. Pertanto, il profilo di temperatura può essere ricavato a partire dallo sviluppo in serie arrestato al primo ordine della prima equazione del problema di Stefan:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{K_i}{\rho_{ri} C_{p_i}} \frac{\partial^2 T}{\partial z_1^2} \quad (2.38)$$

Per ottenere la soluzione asintotica, si definiscono una scala di spessore tipica \hat{B} e una scala temporale \hat{t} che ne deriva secondo la relazione

$$\hat{t} = \left(\frac{\rho_{ri}}{\beta \text{LWC} V_\infty} \right) \hat{B} \quad (2.39)$$

Utilizzando queste due scale, è possibile adimensionalizzare l'equazione di diffusione per ottenere la forma

$$\frac{\partial^2 \tilde{T}}{\partial \tilde{z}_1^2} = \frac{\beta \text{LWC} V_\infty C_{p_i} \hat{B}}{K_i} \frac{\partial \tilde{T}}{\partial \tilde{t}} = \epsilon \frac{\partial \tilde{T}}{\partial \tilde{t}} \quad (2.40)$$

dove le quantità adimensionali sono indicate dal simbolo \sim . Se $\varepsilon \ll 1$, l'equazione può essere risolta nella forma in serie di potenza di ε , ipotesi valida quando è rispettata la seguente relazione

$$\hat{B} \ll \frac{K_i}{\beta LWC V_\infty C_{p_i}} \quad (2.41)$$

Nella forma dimensionale il problema è quindi definito da

$$\frac{\partial^2 T}{\partial z_1^2} = 0 \quad (2.42)$$

Integrando due volte e imponendo l'equilibrio termico all'interfaccia tra ghiaccio e parete (quest'ultima ha conduttività termica infinita e massa termica molto grande), e il rispetto del bilancio di flussi termici all'interfaccia tra ghiaccio e aria

$$\left\{ \begin{array}{l} T(t, 0) = T_{wall} \\ \left. \frac{\partial T}{\partial z_1} \right|_B = \frac{1}{K_i} (\dot{Q}_a + \dot{Q}_k + \dot{Q}_l - \dot{Q}_c - \dot{Q}_s - \dot{Q}_d) \end{array} \right.$$

si ottiene l'equazione che determina la temperatura all'interno dello spessore di ghiaccio di tipo rime

$$T = T_{wall} + \frac{\dot{Q}_a + \dot{Q}_k + \dot{Q}_l - \dot{Q}_c - \dot{Q}_d - \dot{Q}_s}{AK_i} z_1 \quad (2.43)$$

Myers propone una correzione dell'ultima espressione scritta, che includa gli effetti dello spessore del ghiaccio qualora quest'ultimo non possa più essere ritenuto infinitesimo:

$$T = T_{wall} + \frac{\dot{Q}_a + \dot{Q}_k + \dot{Q}_l - \dot{Q}_c - \dot{Q}_d - \dot{Q}_s}{A \left(K_i + \frac{B}{A(T_{wall} - T_a)} (\dot{Q}_c + \dot{Q}_d + \dot{Q}_s) \right)} z_1 \quad (2.44)$$

Nel caso di ghiaccio glaze il problema è simile, ma cambiano leggermente le condizioni al contorno utilizzate. Per ipotesi, infatti, la temperatura all'interfaccia ghiaccio-acqua, ove avviene il cambio di fase, è sempre considerata pari a quella di congelamento. Si ha pertanto

$$\left\{ \begin{array}{l} \theta(t, 0) = T_{Freezing} \\ \left. \frac{\partial \theta}{\partial z_2} \right|_h = \frac{1}{AK_i} (\dot{Q}_a + \dot{Q}_k - \dot{Q}_c - \dot{Q}_e - \dot{Q}_d) \end{array} \right.$$

e di conseguenza l'andamento della temperatura in presenza del film liquido può essere calcolato per mezzo di due diverse espressioni, una per lo spessore di ghiaccio l'altra per il film liquido

$$T = T_{wall} + \left[\frac{T_{freezing} - T_{wall}}{B} \right] z_1 \quad (2.45)$$

$$\theta = T_{freezing} + \frac{\dot{Q}_a + \dot{Q}_k - \dot{Q}_c - \dot{Q}_e - \dot{Q}_d}{AK_w} z_2 \quad (2.46)$$

La seconda equazione in realtà non viene utilizzata nel modello matematico del problema: lo spessore del film è assunto infinitesimo e pertanto la temperatura al suo interno è costante e pari a quella di congelamento. Analogamente al caso rime, Myers ne fornisce un'espressione corretta per gli effetti di spessore non infinitesimo:

$$\theta = T_{freezing} + \frac{\dot{Q}_a + \dot{Q}_k - \dot{Q}_c - \dot{Q}_e - \dot{Q}_d}{A \left(K_w + \frac{h}{A(T_{freezing} - T_a)} (\dot{Q}_c + \dot{Q}_d + \dot{Q}_e) \right)} z_2 \quad (2.47)$$

2.2.4 Un nuovo modello di Myers modificato

Il modello matematico sviluppato da Myers tiene conto della presenza del film liquido e delle corrispettive portate massiche, nel caso multidimensionale, solamente per il calcolo del rateo di accrescimento. Il calcolo dello spessore limite B_g è effettuato considerando solamente la portata di acqua derivante dall'impatto di gocce sulla superficie e non prevede quindi una modellazione del problema nel caso in cui una cella di tipo rime si trovi accanto ad una di tipo glaze dalla quale riceve in ingresso una determinata quantità di liquido. A partire dal problema di Stefan nel caso multidimensionale, il set di equazioni del modello di Myers è stato modificato in [11] per tenere conto di questa possibilità.

Le ipotesi di partenza sono le stesse adottate da Myers e la condizione per determinare il limite di spessore rime è l'annullamento della portata massica uscente dal dominio della singola cella.

Nel caso rime si considera l'equazione di conservazione della massa

$$A\rho_{ri} \frac{\partial B}{\partial t} + A\rho_w \frac{\partial h}{\partial t} = \dot{m}_d + \dot{m}_{in} - \dot{m}_{out} - \dot{m}_s \quad (2.48)$$

Annullando la derivata temporale di h , poiché per ipotesi lo spessore del film è infinitesimo e costante nel tempo, e il termine di trasporto massico uscente, si giunge alla forma:

$$\frac{\partial B}{\partial t} = \left[\frac{\dot{m}_d + \dot{m}_{in} - \dot{m}_s}{A\rho_{ri}} \right] \quad (2.49)$$

la quale, sostituito il termine di flusso di massa uscente per sublimazione, restituisce

$$B = \left[\frac{\beta LWC V_\infty A + \dot{m}_{in} - \dot{Q}_s L_s^{-1}}{A\rho_{ri}} \right] t \quad (2.50)$$

Per quanto riguarda la formulazione del caso glaze, tutto rimane formalmente invariato rispetto al modello di partenza.

Un'altra importante differenza introdotta nel modello consiste in una diversa approssimazione adottata per rappresentare l'andamento della temperatura nello spessore di ghiaccio. Myers impone una variazione lineare del tipo:

$$T(z_1) = T_{Wall} + \frac{(T_{Freezing} - T_{Wall})}{B} z_1 \quad (2.51)$$

Nel nuovo modello è previsto invece l'utilizzo di una funzione di forma non lineare: questa decisione è stata presa con l'obiettivo di rappresentare al meglio l'alta conducibilità e l'elevata inerzia termica della parete, conseguenza dell'ipotesi di temperatura costante, che si traduce in un flusso termico infinito su di essa. La temperatura all'interno del ghiaccio, nel caso glaze, ha un andamento del tipo:

$$T(z_1) = a\sqrt{z_1} + b \quad (2.52)$$

con condizioni al contorno

- $T(0) = T_{Wall}$
- $T(B) = T_{Freezing}$

Risolvendo il sistema di equazioni che nasce dall'imposizione delle condizioni al contorno, si ricava il profilo di temperatura all'interno del ghiaccio:

$$T(z_1) = T_{Wall} + \frac{(T_{Freezing} - T_{Wall})}{\sqrt{B}} \sqrt{z_1} \quad (2.53)$$

La sua derivata, valutata all'interfaccia ghiaccio-acqua, vale:

$$\left. \frac{\partial T}{\partial z_1} \right|_B = \frac{(T_{Freezing} - T_{Wall})}{2B} \quad (2.54)$$

Con il nuovo profilo di temperatura imposto, il rateo di accrescimento risulta dato da:

$$\frac{\partial B}{\partial t} = \frac{1}{\rho_g L_F} \left[k_i \frac{(T_{Freezing} - T_{Wall})}{2B} + \frac{(\dot{Q}_c + \dot{Q}_e + \dot{Q}_d - \dot{Q}_k - \dot{Q}_a)}{A} \right] \quad (2.55)$$

Si può notare come il primo termine nelle parentesi quadre appaia adesso scalato di un fattore 0.5 rispetto alle equazioni originarie. Come conseguenza di ciò, si ottengono valori inferiori del rateo di accrescimento temporale del ghiaccio: dal momento che il modello di Myers fornisce generalmente una sovrastima dei risultati, l'introduzione di un andamento non lineare della temperatura permette di ottenere risultati numerici che mostrano un accordo migliore con la realtà.

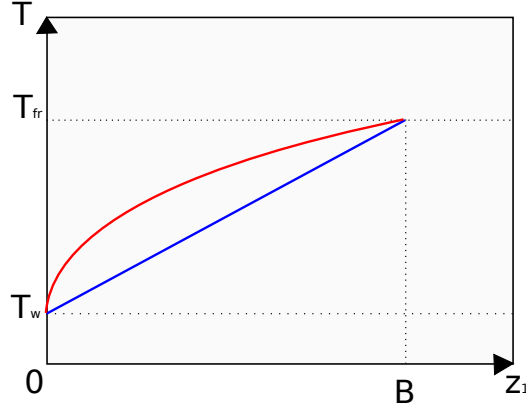


Figura 2.8: Confronto tra i due diversi andamenti di temperatura implementati: in blu quello lineare secondo Myers, in rosso quello modificato [11]

Lo spessore limite B_g è ricavato, analogamente al modello di Myers, a partire dalle due equazioni:

$$\begin{cases} \dot{Q}_{fr} = \dot{Q}_{up} + \dot{Q}_{down} \\ \dot{m}_{fr} + A\rho_w \frac{\partial h}{\partial t} = \dot{m}_d + \dot{m}_{in} - \dot{m}_{out} - \dot{m}_s \end{cases}$$

Eliminando i termini secondo le ipotesi adottate, risulta il seguente sistema:

$$\begin{cases} L_F \rho_i \frac{\partial B}{\partial t} = K_i \frac{\partial T}{\partial z_1} + \frac{\dot{Q}_{up}}{A} \\ A\rho_i \frac{\partial B}{\partial t} = A\beta LWC V_\infty + \dot{m}_{in} - \dot{m}_s \end{cases}$$

dal quale, sostituendo la seguente espressione per \dot{Q}_{up}

$$\dot{Q}_{up} = \dot{Q}_c + \dot{Q}_s + \dot{Q}_d - \dot{Q}_k - \dot{Q}_a \quad (2.56)$$

e la derivata spaziale di T precedentemente calcolata, è possibile ricavare:

$$L_f \left(\beta LWC V_\infty + \frac{\dot{m}_{in}}{A} - \frac{\dot{Q}_s}{AL_s} \right) = K_i \frac{(T_{Freezing} - T_{Wall})}{2B_g} + \frac{\dot{Q}_{up}}{A} \quad (2.57)$$

da cui:

$$B_g = \frac{AK_i (T_{Freezing} - T_{wall})}{2 [L_f (\beta LWC V_\infty A + \dot{m}_{in} - \dot{Q}_s L_s^{-1}) - (\dot{Q}_c + \dot{Q}_s + \dot{Q}_d - \dot{Q}_k - \dot{Q}_a)]} \quad (2.58)$$

Rispetto a quanto predetto dall'analogia equazione proposta da Myers, in questo caso si hanno valori limite inferiori che implicano il precoce insorgere di

ghiaccio glaze. In figura 2.9 si riporta un confronto tra i due andamenti di B_g per il caso bidimensionale di un profilo NACA-0012 ad incidenza nulla. Le due curve dello spessore limite sono calcolate in funzione della collection efficiency (riportata nella stessa figura), a sua volta funzione dell'ascissa curvilinea del profilo, centrata nel punto di ristagno.

Per quanto riguarda lo spessore del film liquido, è stata ricavata un'espres-

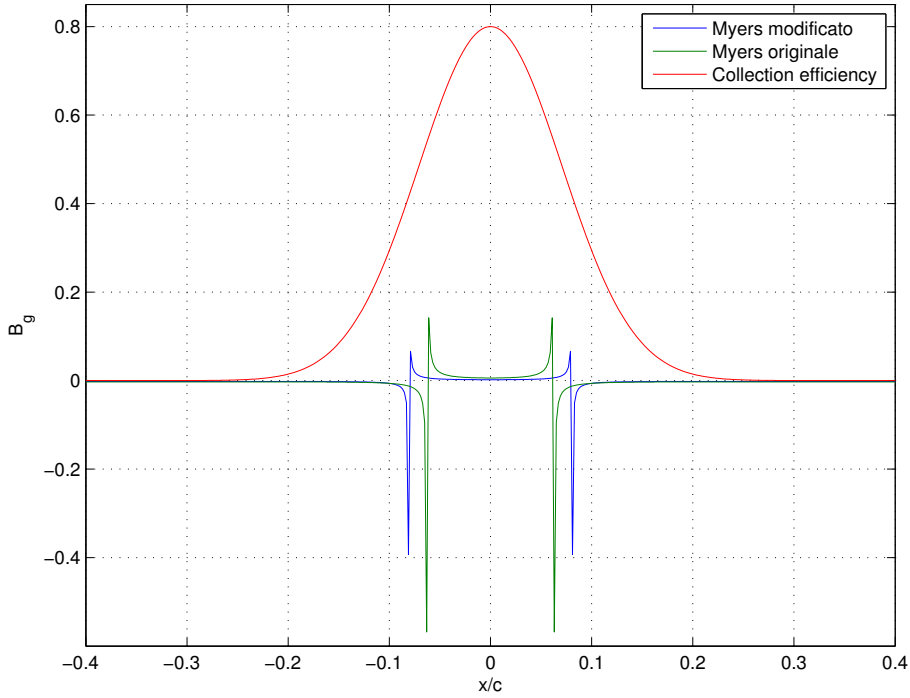


Figura 2.9: Confronto tra gli spessori limite [11]

sione formalmente identica a quella proposta da Myers.

Partendo dall'equazione di continuità, valutata considerando i termini noti costanti durante l'intervallo temporale:

$$\rho_i \frac{\partial B}{\partial t} + \rho_w \frac{\partial h}{\partial t} = \dot{m}_d + \dot{m}_{in} - \dot{m}_{out} - \dot{m}_e = cost = \bar{C} \quad (2.59)$$

si ottiene la seguente forma:

$$\int_{t_g}^t \rho_i \frac{\partial B}{\partial t} + \rho_w \frac{\partial h}{\partial t} dt = \bar{C}_k t + A \quad (2.60)$$

Spezzando e risolvendo il termine sotto integrale si giunge a a:

$$[\rho_w h(t)]|_{t_g}^t = - [\rho_i B(t)]|_{t_g}^t + \bar{C}_k t + A \quad (2.61)$$

$$\rho_w h(t) - \rho_w h(t_g) = \rho_i B(t_g) - \rho_i B(t) + \overline{C_k} t + A \quad (2.62)$$

Essendo noto dai calcoli il valore $B(t)$ all'istante di tempo attuale ed essendo noto che $h(t_g)$, ovvero lo spessore del film all'istante in cui si ha passaggio da ghiaccio rime a glaze, è nullo, è immediatamente ricavabile il valore della costante di integrazione $A = -\overline{C_k} t_g$. L'equazione finale per ricavare lo spessore del film liquido è:

$$h(t) = \frac{\dot{m}_d + \dot{m}_{in} - \dot{m}_{out} - \dot{m}_e}{\rho_w} (t - t_g) + \frac{\rho_i}{\rho_g} (B(t) - B(t_g)) \quad (2.63)$$

Il dato ricavato è puramente indicativo poiché, per le ipotesi adottate, h è sempre assunto infinitesimo durante il calcolo dell'accrescimento. Ne è stata comunque ricavata l'espressione, coerentemente con le ipotesi adottate in questo nuovo modello, seguendo un procedimento analogo a quello proposto da Myers.

Il risultato di ciò è quindi una legge temporale per l'altezza del film liquido che si dimostra potenzialmente in contrasto con l'ipotesi di spessore infinitesimo. Questa espressione potrebbe essere utilizzata per rilassare l'ipotesi di temperatura costante all'interno del film liquido, ricavando una funzione che ne esprima l'andamento in funzione della distanza dalla superficie del ghiaccio. Inoltre, dallo spessore del film dipendono anche gli scambi di massa tra celle, quindi il dato h è necessario quando la dinamica del film liquido debba essere modellata in maniera accurata. L'ipotesi di spessore infinitesimo può tuttavia ritenersi verificata quando oggetto di studio sono casi di interesse aeronautico.

Nel caso di superfici in movimento, questo strato liquido, oltre che sotto l'effetto della forza di gravità, risulta soggetto anche all'azione della corrente esterna. Nel caso specifico dei velivoli, quest'ultima gioca un ruolo predominante. Lo scorrimento provocato dalle forze esterne è caratterizzato da dinamiche molto complesse da modellare, specie nel caso in cui le superfici risultino, come nel caso di formazioni di ghiaccio, particolarmente irregolari. La scelta di considerare lo spessore del film liquido come infinitesimo si traduce in una semplificazione delle equazioni che governano il problema. Dall'equazione di bilancio di massa (2.64) è possibile ricavare la quantità d'acqua \dot{m}_{out} che, non congelando, è costretta ad uscire dalla cella.

$$\rho_i \frac{\partial B}{\partial t} + \rho_w \frac{\partial h}{\partial t} = \dot{m}_d + \dot{m}_{in} - \dot{m}_{out} - \dot{m}_e \quad (2.64)$$

L'ipotesi h costante permette di annullare la sua derivata temporale, riducendo così l'equazione alla forma

$$\dot{m}_{out} = \dot{m}_d + \dot{m}_{in} - \rho_i \frac{\partial B}{\partial t} - \dot{m}_e \quad (2.65)$$

Tutti i termini che vi compaiono, tranne \dot{m}_{in} , sono calcolati a partire dai flussi termici o possono essere calcolati conoscendo le condizioni di volo.

Il valore di \dot{m}_{in} è invece un dato che deve essere ricavato dalla soluzione al passo temporale precedente e necessita dell'applicazione di un apposito algoritmo, in grado di determinare lo scambio di massa tra celle adiacenti.

Per prima cosa è necessario conoscere, per ogni cella, la direzione lungo la quale il film viene spinto sotto l'effetto delle forze aerodinamiche; questo dato viene estrapolato dal campo aerodinamico. E' necessario poi capire, nel caso di confini multipli, come la massa in uscita venga distribuita tra le celle adiacenti.

Per fare questo sono stati individuati, per ogni cella, i bordi di uscita e di ingresso: una volta calcolato il versore appartenente al piano dell'elemento e normale allo spigolo (figura 2.10), viene svolto il prodotto scalare tra tale versore e il versore della velocità esterna allo strato limite, estrapolata dal campo di moto. Si andrà quindi a studiare il prodotto scalare ottenuto: se si ha $\mathbf{b}_n \cdot \hat{\mathbf{V}}_e > 0$ il bordo rappresenta un confine di uscita, viceversa un bordo d'entrata. Nella fig. 2.11 si riporta un generico elemento visto dall'alto; i bordi di uscita sono evidenziati in rosso. Ottenuta, per ogni elemento superficiale, la

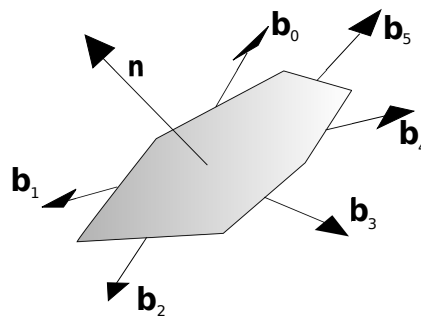


Figura 2.10: Elemento superficiale: versore normale e versori perpendicolari ai bordi [11]

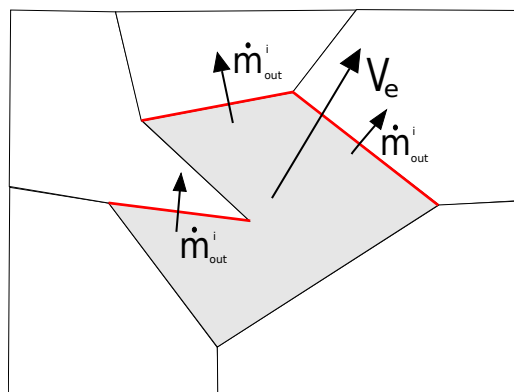


Figura 2.11: Elemento di superficie: i bordi di uscita sono individuati dai segmenti rossi [11]

lista dei bordi di uscita, questi vengono proiettati sulla retta perpendicolare al vettore velocità della corrente esterna. Dalla somma dei segmenti ottenuti in seguito alla proiezione, si è in grado di stimare la lunghezza della frontiera attraverso cui si ha l'uscita di massa. L'espressione per il calcolo di tale lunghezza è qui di seguito riportata:

$$L_{eq} = \sum_{i=1}^{N_b} (\mathbf{b}_i \cdot \hat{\mathbf{v}}_e) l_i \quad (2.66)$$

dove l_i rappresenta la lunghezza del bordo i -esimo e N_b il numero di bordi d'uscita.

Ipotizzando che la densità lineare di portata massica uscente sia costante sul segmento equivalente appena calcolato, è possibile utilizzare la regola della leva per ricavare la frazione di \dot{m}_{out} che viene scambiata attraverso ogni singolo bordo.

$$\dot{m}_{out}^i = (\mathbf{b}_i \cdot \hat{\mathbf{v}}_e) \frac{l_i}{L_{eq}} \dot{m}_{out} \quad (2.67)$$

A questo punto sono stati ricavati i flussi di massa in uscita attraverso ogni bordo di ogni elemento superficiale. Rimane da determinare il valore di \dot{m}_{in} e questo viene fatto sommando tra loro le frazioni di massa provenienti dalle celle confinanti (figura 2.12). Da notare il fatto che il calcolo dei flussi di veloci-

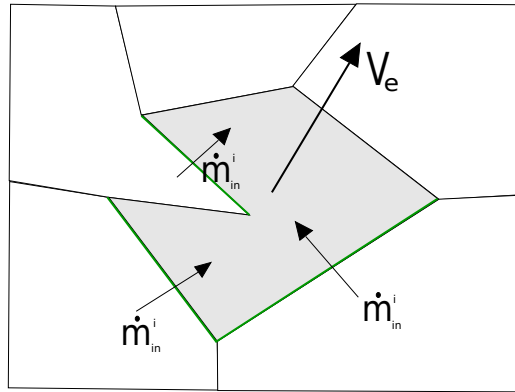


Figura 2.12: Elemento di superficie. I bordi d'entrata sono individuati dai segmenti verdi [11]

tà è indipendente dal modulo del vettore velocità; l'informazione che interessa è infatti la sola direzione locale del flusso esterno allo strato limite. Nel caso tridimensionale, l'informazione relativa alla direzione locale del flusso si ricava a partire dalla direzione dello sforzo tangenziale a parete.

2.2.5 Applicazione del modello di Myers in condizioni di ghiaccio rime, glaze e misto rime-glaze

Le simulazioni numeriche svolte nell'ambito del presente lavoro hanno evidenziato tre diversi tipi di andamento dello spessore limite sui profili alari, a seconda del regime di formazione di ghiaccio individuato dalle condizioni di volo e ambientali di volta in volta analizzate. Mentre l'andamento dello spessore limite relativo a condizioni miste rime-glaze (fig. 2.13) è coerente con quello mostrato nel paragrafo 2.2.4, in casi di formazione di ghiaccio puramente rime o puramente glaze, lo spessore limite presenta gli andamenti riportati nelle fig. 2.14 e 2.15.

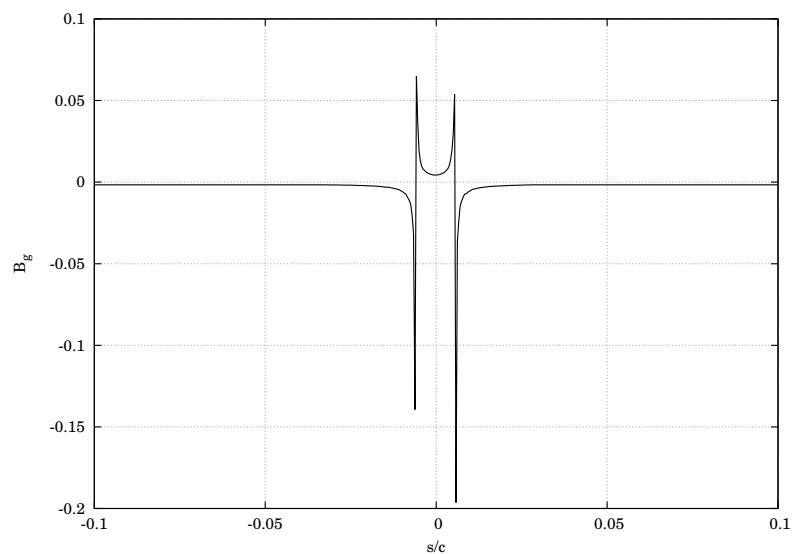


Figura 2.13: Andamento dello spessore limite in condizioni miste rime-glaze (Profilo NACA-0012, $\alpha = 0^\circ$, $V_\infty = 102.8$ m/s, $T_\infty = 261$ K, $LWC = 0.5$ g/m³, $MVD = 20$ μ m)

Gli spessori limite rappresentati nelle fig. 2.13, 2.14 e 2.15 sono stati ottenuti studiando il caso di un profilo NACA-0012 posto a incidenza nulla a una velocità di 102.8 m/s, al variare di T_∞ ed LWC. I tre andamenti presentati non sono tuttavia da considerarsi come informazioni di validità limitata al caso studiato, ma rappresentano gli andamenti tipici che si riscontrano applicando il modello di Myers a condizioni di formazione di ghiaccio di tipo rime, glaze e misto rime-glaze.

La forma dello strato di ghiaccio determinata numericamente presenta un buon accordo con i risultati sperimentali soltanto in condizioni miste rime-glaze, ossia nelle stesse condizioni in cui l'andamento dello spessore limite risulta coerente con quello previsto dal modello di Myers (fig. 2.16).

Qualora ci si discosti da tale range di condizioni di volo e ambientali, l'accordo con i risultati sperimentali peggiora sensibilmente.

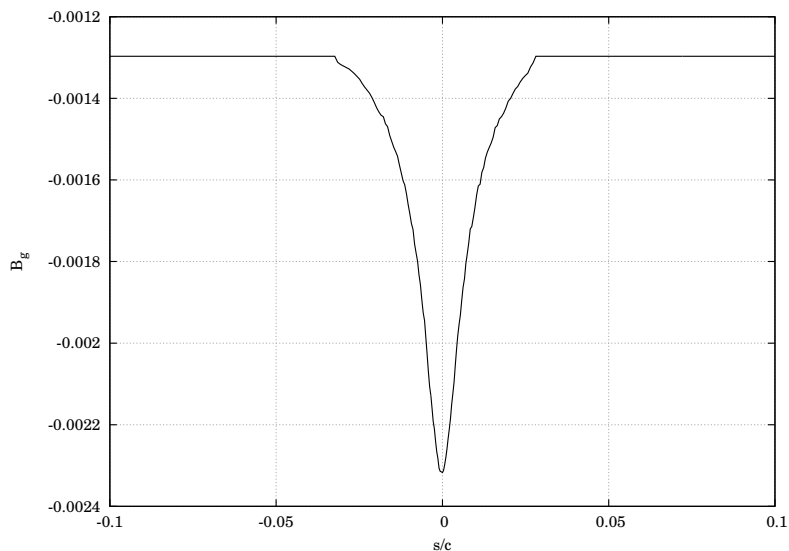


Figura 2.14: Andamento dello spessore limite in condizioni rime (Profilo NACA-0012, $\alpha = 0^\circ$, $V_\infty = 102.8$ m/s, $T_\infty = 247$ K, $LWC = 0.55$ g/m³, $MVD = 20$ μ m)

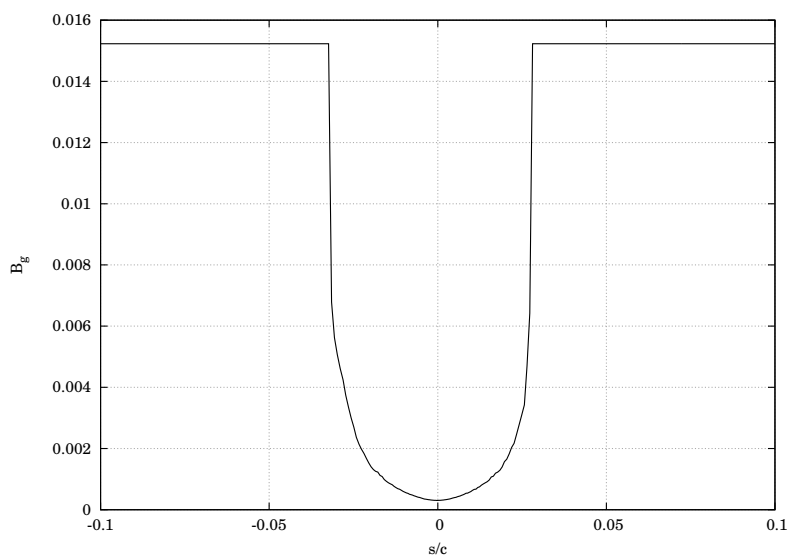


Figura 2.15: Andamento dello spessore limite in condizioni glaze (Profilo NACA-0012, $\alpha = 0^\circ$, $V_\infty = 102.8$ m/s, $T_\infty = 269$ K, $LWC = 0.55$ g/m³, $MVD = 20$ μ m)

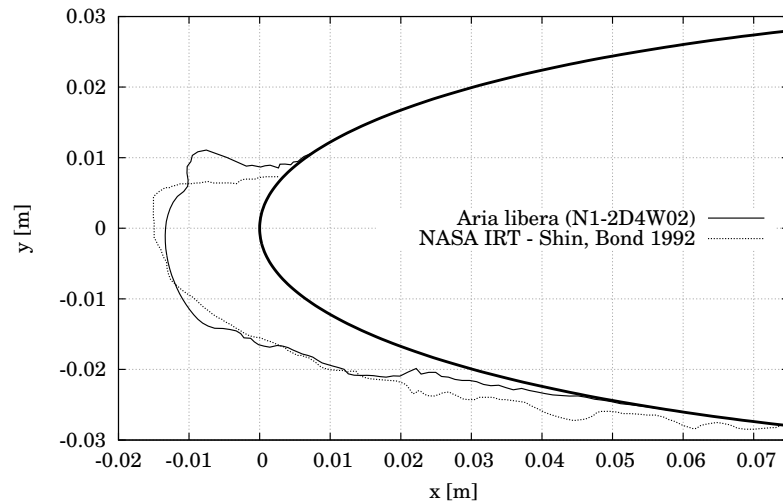


Figura 2.16: Confronto tra il profilo di ghiaccio calcolato e il dato sperimentale a 7 min di accrescimento (Profilo NACA-0012, $\alpha = 4^\circ$, $V_\infty = 102.8$ m/s, $T_\infty = 262.04$ K, $LWC = 0.55$ g/m³, $MVD = 20$ μ m)

In condizioni di ghiaccio rime, lo spessore limite rimane sempre negativo. Tale condizione dovrebbe indicare l'impossibilità di formazione di ghiaccio sul profilo alare. In realtà, il ghiaccio si forma ugualmente e il profilo del ghiaccio calcolato numericamente presenta evidenti irregolarità anche nelle fasi iniziali dell'accrescimento (fig. 2.17).

In condizioni glaze, lo spessore limite, che indica lo spessore a partire dal quale si ha il passaggio da ghiaccio rime a ghiaccio glaze, risulta sempre positivo. Lo spessore dello strato di ghiaccio calcolato in queste condizioni risulta molto inferiore a quello determinato sperimentalmente, come mostrato in fig. 2.18.

Una forma del tutto analoga dello strato di ghiaccio (fig. 2.19) è stata ottenuta da Myers applicando il modello allo studio della formazione di ghiaccio di tipo glaze su un profilo NACA-0012, in condizioni di prova simili a quelle in cui è stato ottenuto il profilo di fig. 2.18 [22].

Per poter studiare l'accrescimento di ghiaccio in condizioni di volo diverse da quelle che forniscono l'andamento dello spessore limite di fig. 2.9, è necessario apportare opportune modifiche al modello attualmente implementato in *PoliMIce*. La possibilità di rimuovere l'ipotesi di spessore infinitesimo del film liquido è già stata presentata al paragrafo 2.2.4. Essa consentirebbe di trattare la dinamica del film e di studiare gli scambi termici che avvengono al suo interno. Un'ulteriore modifica potrebbe riguardare di nuovo la funzione di forma utilizzata per definire la temperatura all'interno dello strato di ghiaccio. Sia nel caso di profilo lineare, sia nel caso di profilo parabolico, il flusso termico associato al profilo di temperatura ipotizzato passa da un valore elevato/infinito a parete a un valore piccolo/nulla a una distanza dal profilo pari

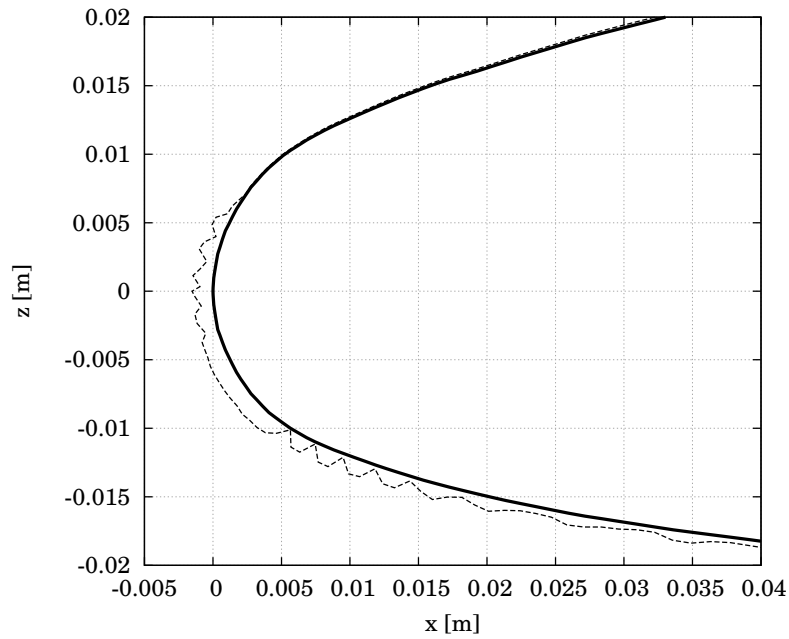


Figura 2.17: Forma dello strato di ghiaccio dopo 1 min di accrescimento in condizioni rime (Profilo GLC-305, $\alpha = 6^\circ$, $V_\infty = 90$ m/s, $T_\infty = 258.15$ K, $LWC = 0.405$ g/m³, $MVD = 20$ μ m)

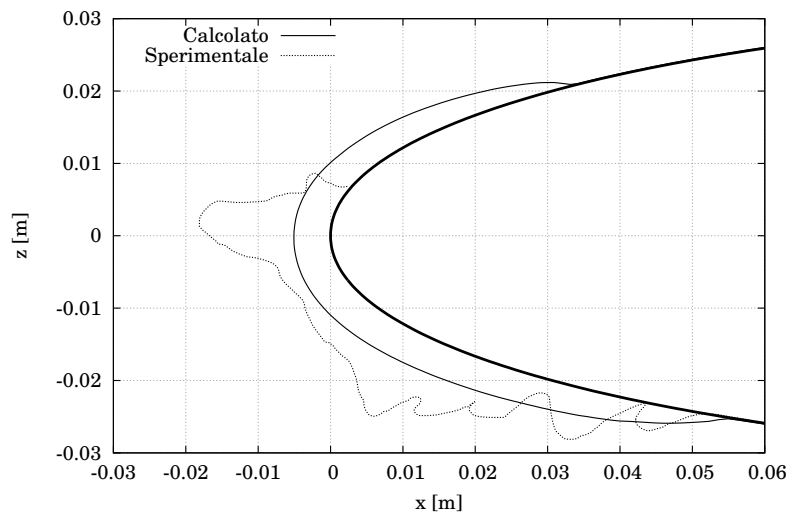


Figura 2.18: Forma dello strato di ghiaccio dopo 6 min di accrescimento in condizioni glaze (Profilo NACA-0012, $\alpha = 4^\circ$, $V_\infty = 67$ m/s, $T_\infty = 269.3$ K, $LWC = 1$ g/m³, $MVD = 20$ μ m)

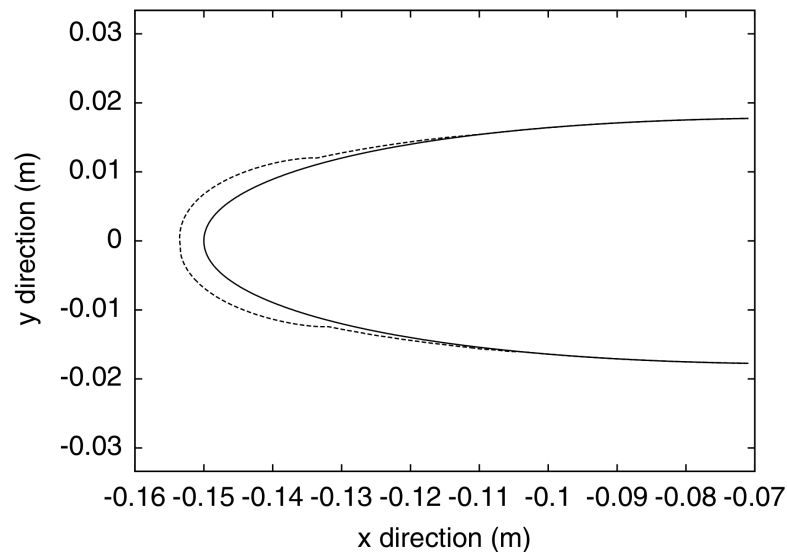


Figura 2.19: Forma dello strato di ghiaccio dopo 6 min di accrescimento in condizioni glaze (Profilo NACA-0012, $\alpha = 0^\circ$, $V_\infty = 50$ m/s, $T_\infty = 270$ K) [22]

allo spessore dello strato di ghiaccio. Oltre a non rappresentare fedelmente le condizioni reali, questo fatto può causare problemi di natura numerica quando lo spessore di ghiaccio è molto piccolo.

2.3 Effetti della presenza di ghiaccio sul campo aerodinamico

Nelle fasi iniziali dell'accrescimento, il ghiaccio introduce sulla superficie pulita una rugosità che, ai numeri di Reynolds tipici del volo, ha una altezza maggiore dello spessore locale dello strato limite. Oltre a contribuire all'ispessimento dello strato limite, la rugosità può causarne una transizione anticipata e favorire l'innescarsi di una separazione in prossimità del bordo di uscita. Questi effetti modificano le distribuzioni di sforzo d'attrito e di pressione e causano complessivamente un aumento di resistenza e una riduzione della massima portanza.

Un'accurata simulazione degli istanti iniziali di formazione di ghiaccio è critica sia per il progetto e la validazione di sistemi antighiaccio efficienti, sia per la valutazione del degrado delle prestazioni aerodinamiche derivante o da un ritardato azionamento di un sistema anti-icing o dall'esposizione alla nube nel periodo di tempo che intercorre tra due periodi di funzionamento successivi di un sistema di de-icing. Si tenga conto che, prima di attivare sistemi pneumatici di de-icing, è richiesta la presenza di uno strato di ghiaccio spesso almeno

1 mm, anche se talvolta, per un funzionamento più efficiente, si raccomanda di lasciar formare 5 mm o addirittura 1 cm di ghiaccio.

La fig. 2.20 mostra come uno strato di ghiaccio di 1 mm, formatosi nell'arco di 1 minuto, influenzi il campo di moto. In particolare, le linee di corrente e le curve di livello del modulo della velocità della configurazione pulita vengono confrontate con quelle del profilo ghiacciato. A titolo indicativo, la riduzione del picco di supervelocità sul naso del profilo registrata in questo caso dopo soli 60 s di accrescimento è del 2%.

La maggior parte degli sforzi di ricerca si è tuttavia concentrata negli anni sullo studio di quelle formazioni di ghiaccio che si sviluppano a seguito di una prolungata interazione con la nube. Tale interesse si spiega con l'ovvia considerazione che strati di ghiaccio di dimensioni ragguardevoli e talvolta di forma molto irregolare incidono in modo estremamente sensibile sulle prestazioni delle superfici aerodinamiche. La ricerca su questo tema ha permesso di formulare una classificazione delle formazioni di ghiaccio basata sugli effetti che esse hanno sul campo aerodinamico. Le formazioni di ghiaccio analizzate in questo lavoro di tesi sono ottenute in condizioni miste rime-glaze e presentano caratteristiche intermedie tra quelli che vengono definiti *horn ice* e *streamwise ice*.

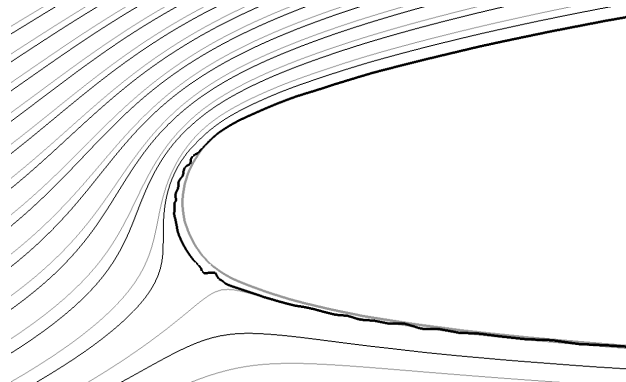
Nella prima categoria ricadono tutte quelle formazioni di ghiaccio che presentano le caratteristiche corna tipiche dei casi glaze (fig. 2.21), mentre nella seconda rientrano formazioni di ghiaccio di tipo rime che tendono a conformarsi maggiormente al contorno del profilo (fig. 2.22).

La principale caratteristica che determina l'aerodinamica di un profilo interessato da una formazione di ghiaccio di tipo horn è la bolla di separazione che si forma a valle delle corna (o di una sola protuberanza, nel caso di accrescimenti asimmetrici). Tale bolla ha effetto sulla distribuzione di pressione globale sul profilo e presenta molte somiglianze con le bolle di separazione laminari che si formano sui profili puliti.

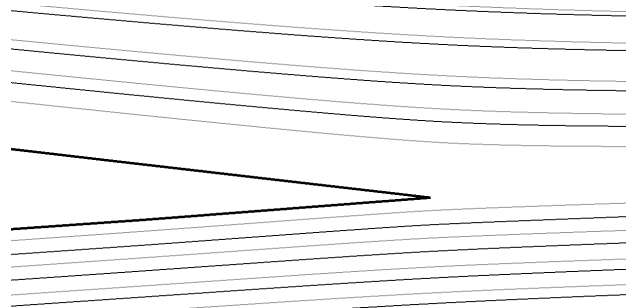
Su un profilo pulito, una bolla di separazione laminare si forma quando lo strato limite laminare incontra un gradiente avverso di pressione sufficientemente forte da causare una separazione. Su un profilo ghiacciato, lo strato limite separa in corrispondenza della sommità della protuberanza, a causa del gradiente di pressione prodotto dalla pronunciata irregolarità del contorno. La lunghezza della bolla di separazione posta sul dorso a valle della protuberanza aumenta al crescere dell'angolo di incidenza, tanto che, a partire da un determinato angolo di incidenza, lo strato limite rimane separato fino al bordo d'uscita.

Le prestazioni dei profili sono molto sensibili all'altezza delle corna e alla loro posizione sulla superficie del profilo, poiché da tali parametri dipende la conformazione della regione di separazione. La forma delle corna, invece, esercita un'influenza minore.

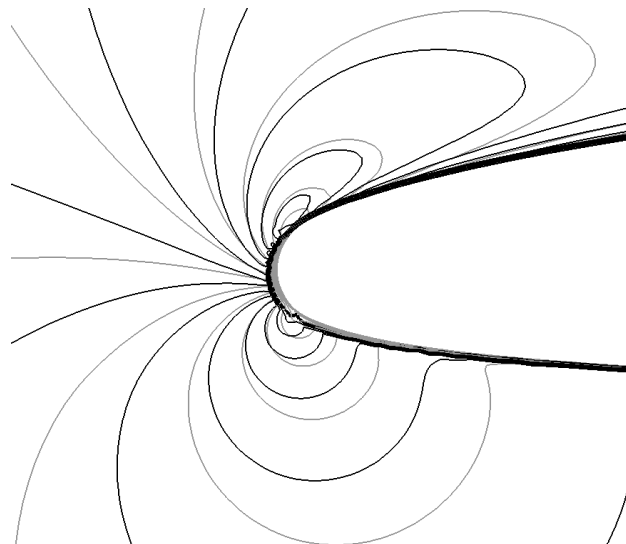
Le bolle di separazione più estese e quindi i più importanti decadimenti nelle prestazioni si hanno per corna alte e posizionate sul dorso, appena a valle del



(a) Regione di bordo d'attacco. Linee di corrente nelle configurazioni pulita e ghiacciata



(b) Regione di bordo d'uscita. Linee di corrente nelle configurazioni pulita e ghiacciata



(c) Regione di bordo d'attacco. Curve di livello del modulo della velocità nelle configurazioni pulita e ghiacciata

Figura 2.20: Effetto della rugosità superficiale introdotta dal ghiaccio dopo 60 s di accrescimento (Profilo GLC-305, $\alpha = 6^\circ$, $V_\infty = 90$ m/s, $P_\infty = 1$ kPa, $T_\infty = 263.15$ K, $MVD = 20$ μm , $LWC = 0.43$ g/m³)

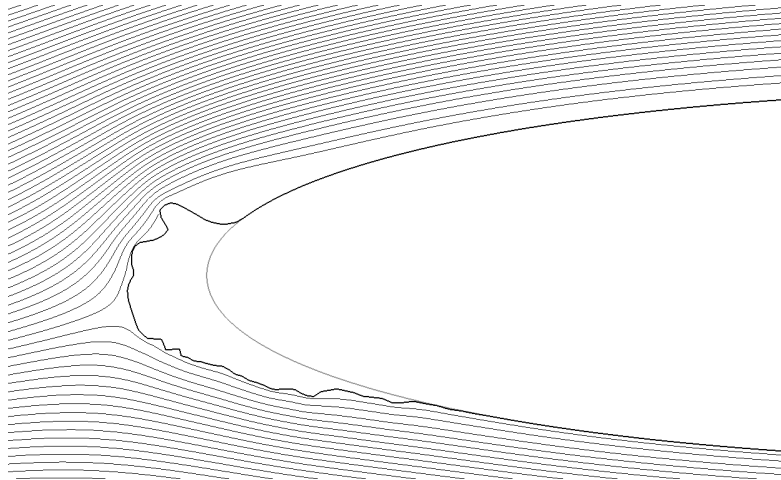


Figura 2.21: Linee di corrente attorno a una formazione di ghiaccio di tipo horn ice. (Profilo NACA-0012, $\alpha = 4.09^\circ$, $V_\infty = 67$ m/s, $P_\infty = 1$ kPa, $T_\infty = 262.04$ K, $MVD = 20$ μm , $LWC = 1$ g/m³, accrescimento di ghiaccio a 360 s)

bordo d'attacco.

Dal momento che il punto di separazione può essere identificato con l'estremità del corno, la rugosità superficiale gioca in questo caso un ruolo poco significativo sullo sviluppo dello strato limite.

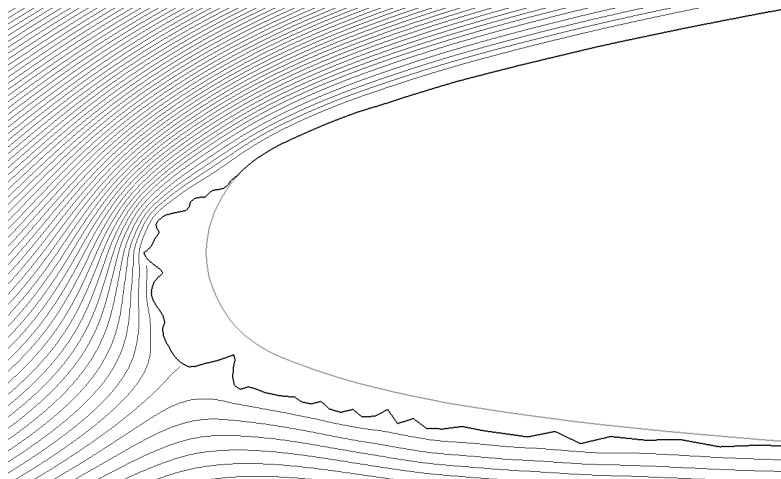


Figura 2.22: Linee di corrente attorno a una formazione di ghiaccio di tipo streamwise ice. (Profilo GLC-305, $\alpha = 6^\circ$, $V_\infty = 90$ m/s, $P_\infty = 1$ kPa, $T_\infty = 263.15$ K, $MVD = 20$ μm , $LWC = 0.43$ g/m³, accrescimento di ghiaccio a 300 s)

Formazioni di ghiaccio di tipo streamwise sono caratteristiche dei regimi di ghiaccio rime. Dal momento che in tali condizioni le gocce ghiacciano all'impatto con la superficie del corpo, le prime formazioni di ghiaccio seguono

il contorno del profilo. Al progredire del tempo, tuttavia, il ghiaccio può accrescere in modo non altrettanto conforme al contorno del profilo, dando al limite luogo alla formazione di corna.

In ogni caso, le bolle di separazione associate a formazioni di ghiaccio di tipo streamwise tendono a essere molto meno estese di quelle viste nel caso di horn ice, e quindi ad avere un'influenza più ridotta sulle prestazioni.

La bolla di separazione non è più la caratteristica dominante del flusso attorno al profilo. Altri fattori, come la separazione al bordo d'uscita, la forma dello strato di ghiaccio e la rugosità superficiale possono avere importanti conseguenze sulle prestazioni.

La separazione dello strato limite non è più legata a un punto preciso sulla superficie del ghiaccio; è tuttavia possibile identificare una regione critica ai fini della separazione, situata in corrispondenza della "giunzione" tra lo strato di ghiaccio e la superficie pulita. Lo stato dello strato limite in tale regione dipende da molti parametri, tra cui l'angolo di incidenza, la rugosità superficiale e il numero di Reynolds. In ogni caso, la regione di flusso separato che si registra su formazioni di ghiaccio di tipo streamwise è molto meno estesa rispetto al caso di horn ice e il decadimento nelle prestazioni che ne consegue è in generale molto più ridotto.

Restano da analizzare gli effetti dei numeri di Mach e di Reynolds sull'aerodinamica dei profili ghiacciati, fondamentali per la determinazione delle prestazioni dei velivoli in condizioni operative a partire dalle misure svolte in galleria del vento su modelli in scala.

In numerosi studi [10] si è osservata la ridotta influenza del numero di Reynolds sulle prestazioni dei profili ghiacciati: a governare la separazione non è tanto il numero di Reynolds, quanto la geometria dello strato di ghiaccio sul profilo. Ciò vale in misura maggiore per quelle formazioni di ghiaccio di tipo horn ice viste in precedenza, mentre non è del tutto vero per lo streamwise ice. In quest'ultimo caso, il numero di Reynolds potrebbe avere influenza maggiore sulle misure, in quanto il punto di separazione dello strato limite è fissato dalla geometria.

Per quanto riguarda gli effetti del numero di Mach, si osserva che, nel caso di profili ghiacciati, la comprimibilità del flusso comincia a influenzare le misure già a numeri di Mach di circa 0.10, mentre tipicamente, nel caso di profili puliti, effetti simili si hanno a numeri di Mach più elevati, pari a $0.20 \div 0.25$ [10].

Nel presente paragrafo si sono sottolineate le principali conseguenze che l'accrescimento di ghiaccio ha sul campo di moto attorno a un profilo alare. Per una discussione più completa su questo tema si rimanda a [10] e [2].

Capitolo 3

Simulazione dell'accrescimento di ghiaccio in galleria del vento con PoliMIce

Nel Capitolo 2, insieme a una rassegna degli aspetti fenomenologici legati all'accrescimento di ghiaccio, si è illustrata la metodologia di analisi della formazione di ghiaccio su cui è basato l'ambiente di simulazione PoliMIce. L'implementazione di tale metodologia in PoliMIce e la sua applicazione allo studio della formazione di ghiaccio in galleria del vento sono oggetto del presente capitolo.

Al fine di illustrare le procedure di simulazione e al contempo verificare i risultati ottenuti, si fa riferimento per tutto il capitolo a un problema di cui sono reperibili in letteratura [4] dati sperimentali in termini di forma dello strato di ghiaccio e coefficienti di portanza e resistenza. Si tratta di un profilo GLC-305 di corda 0.9144 m, che è stato utilizzato presso l'Icing Research Tunnel della NASA per studiare l'accrescimento di ghiaccio a 2 min e a 22 min e 30 s, nelle seguenti condizioni di volo e ambientali:

α [deg]	V_∞ [m/s]	T_∞ [K]	P_∞ [Pa]	MVD [μm]	LWC [g/m^3]
6	90	263.15	10^5	20	0.43

Lo studio numerico della formazione di ghiaccio viene svolto con PoliMIce in tre diversi domini: in aria libera in due dimensioni e in galleria del vento in due e tre dimensioni.

3.1 Struttura del programma

Lo sviluppo di un ambiente di simulazione in grado di calcolare l'accrescimento di ghiaccio su profili alari (nel caso bidimensionale) o su ali (nel caso tridimensionale) ricavando informazioni da un solutore aerodinamico esterno

è stato oggetto di un precedente lavoro di tesi [11]. Si rimanda a tale lavoro per una spiegazione esaustiva degli aspetti implementativi, per concentrarsi in questa sede sulla struttura logica del programma, schematizzata in fig. 3.1.

Fornita in ingresso la geometria iniziale, il programma genera la griglia di calcolo che, insieme ai dati di volo, alle condizioni ambientali e alle caratteristiche della nube viene inviata al solutore aerodinamico. Quest'ultimo determina il campo di moto e calcola le traiettorie delle gocce d'acqua presenti nella nube. A partire dai risultati del solutore aerodinamico, il programma calcola la collection efficiency, il coefficiente di scambio termico convettivo, il fattore di recupero e la velocità esterna allo strato limite per ogni cella di calcolo adiacente alla superficie. I parametri così ottenuti vengono passati al modulo `PolimIce` per il calcolo dell'accrescimento di ghiaccio¹ che, per ogni cella superficiale, risolve il problema di Stefan descritto nel paragrafo 2.2.1. Noto lo spessore di ghiaccio, la geometria di partenza viene aggiornata e la soluzione locale del problema di Stefan salvata su file.

La modifica della geometria causata dalla formazione di ghiaccio porta inevitabilmente alla modifica del campo aerodinamico esterno come discusso nel paragrafo 2.3. Specie quando oggetto di studio sono formazioni di ghiaccio particolarmente irregolari, oppure il tempo di simulazione è molto lungo (alcuni minuti), calcolare l'accrescimento di ghiaccio utilizzando i parametri ricavati a partire dal campo di moto iniziale costituisce un'approssimazione inaccettabile. Per questo motivo è stata implementata una procedura iterativa che consente, a prefissati intervalli di tempo, di inviare la geometria aggiornata al solutore aerodinamico e ottenere di conseguenza un aggiornamento del campo aerodinamico.

Il programma sviluppato in [11] era tuttavia in grado di trattare soltanto superfici aerodinamiche molto semplici assegnate per punti e una classe ristretta di domini di calcolo. Al fine di studiare numericamente la formazione di ghiaccio in galleria del vento, e più in generale di estendere l'applicabilità di `PolimIce` a superfici e domini tridimensionali arbitrari, si è reso necessario modificare il codice di calcolo per superare tali limitazioni.

Per quanto riguarda le simulazioni bidimensionali su profili alari, si è scelto, nell'ambito del presente lavoro di tesi, di preservare la struttura appena descritta e di apportare opportune modifiche al solo blocco preposto alla generazione della griglia di calcolo. Il programma è ora in grado di simulare la formazione di ghiaccio su qualunque profilo alare, in aria libera oppure in una galleria del vento avente una camera di prova con sezione longitudinale rettangolare.

Una modifica sostanziale alla struttura logica originale del programma è stata invece introdotta nella nuova interfaccia tra `OpenFOAM` e `PolimIce` sviluppata in collaborazione con Giulio Gori del Dipartimento di Scienze e Tec-

¹`PolimIce` è propriamente il nome del modulo per il calcolo dell'accrescimento di ghiaccio, ma talvolta viene utilizzato anche per indicare l'intero ambiente di simulazione.

nologie Aerospaziali del Politecnico di Milano (fig. 3.2). Tale interfaccia è in grado di trattare geometrie complesse ed è stata utilizzata in tutto il presente lavoro per elaborare i campi di moto tridimensionali e simulare le relative formazioni di ghiaccio. Dal momento che il programma riceve in ingresso non più una geometria definita analiticamente per punti, ma una generica griglia di calcolo (purché convertita nel formato interno di OpenFOAM), la limitazione sulla geometria della superficie da trattare è stata rimossa. La griglia superficiale su cui valutare i parametri di accrescimento e simulare la formazione di ghiaccio viene ricavata a partire dalla griglia fornita in ingresso. L'implementazione di un algoritmo di deformazione della griglia iniziale consente inoltre di aggiornare il campo di moto a istanti di tempo prefissati.

Per automatizzare il funzionamento integrato tra il solutore aerodinamico e il modulo per il calcolo dell'accrescimento di ghiaccio è stato sviluppato un protocollo di dialogo in ambiente Linux, che è stato applicato a tutte le simulazioni presentate in questo lavoro.

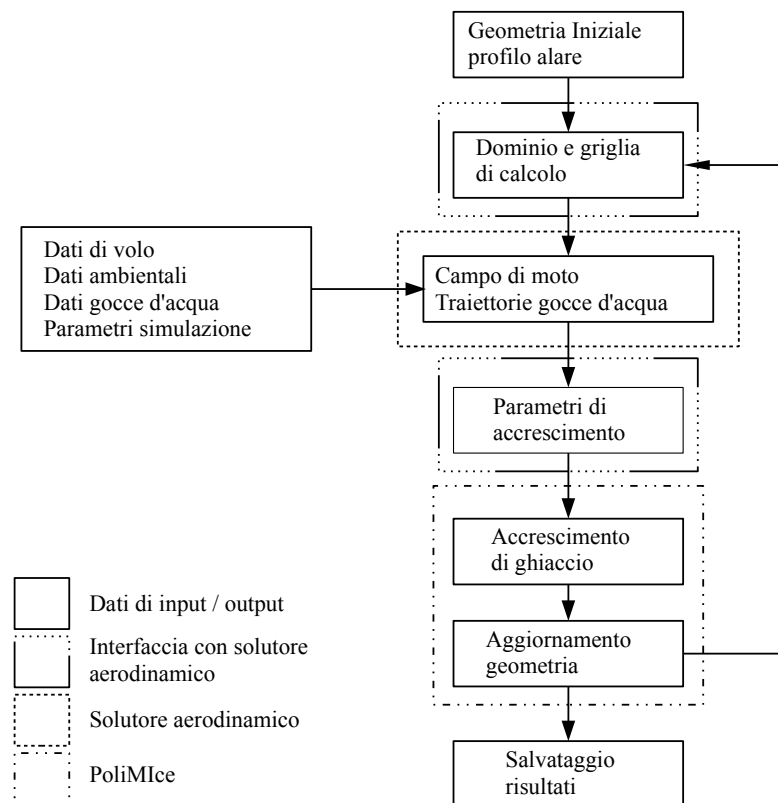


Figura 3.1: Struttura logica dell'ambiente di simulazione PoliMIce (per simulazioni bidimensionali)

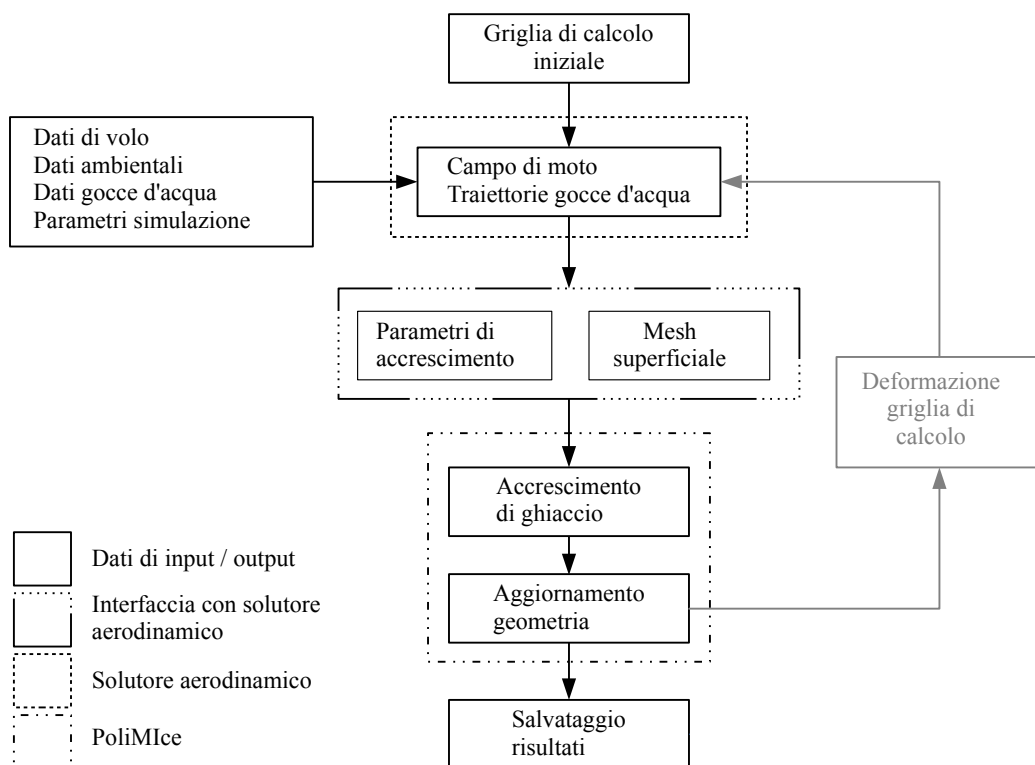


Figura 3.2: Struttura logica dell'ambiente di simulazione `PolIMIce` in seguito all'introduzione della nuova interfaccia con `OpenFOAM` (per simulazioni tridimensionali)

3.2 Griglie di calcolo

Come anticipato nelle note introduttive al presente capitolo, lo studio numerico della formazione di ghiaccio nel caso assunto come riferimento viene condotto, a parità di condizioni di volo e ambientali, in tre domini diversi: in aria libera in due dimensioni e in galleria del vento in due e tre dimensioni. Per ciascun dominio di calcolo considerato, il calcolo del campo di moto e delle traiettorie delle gocce d'acqua con `OpenFOAM` richiede la predisposizione di una griglia di calcolo adatta al modello di corrente e al solutore aerodinamico adottati. Avendo scelto di rappresentare il campo di moto mediante le equazioni RANS accoppiate con un modello di turbolenza (si veda il paragrafo 3.3), le griglie generate sono tutte strutturate, multiblocco, a esaedri e con spaziatura non uniforme. Lo strumento utilizzato per definire tali griglie è `blockMesh`, uno dei generatori di griglie interni a `OpenFOAM`.

Dal punto di vista procedurale, ciò che differenzia una simulazione in galleria del vento, bidimensionale o tridimensionale, da una simulazione in aria libera, è la geometria del caso, ossia la griglia di calcolo, e l'imposizione delle

condizioni al contorno e dei parametri in ingresso per la simulazione (dati di volo, dati ambientali, caratteristiche della nube). Per questioni di omogeneità, ma anche per ridurre al minimo i rischi di errore in fase di preparazione delle simulazioni, si è sviluppata una procedura per la definizione della griglia di calcolo comune a tutti i tipi di dominio analizzati: una routine scritta in linguaggio C++ legge da file le coordinate del profilo alare, la geometria del dominio e i parametri che definiscono la spaziatura della griglia e scrive il file `blockMeshDict` necessario a `blockMesh` per generare la griglia di calcolo. Il fatto che `OpenFOAM` sia in grado di gestire soltanto griglie di calcolo tridimensionali, e che dunque, anche nel caso bidimensionale, sia necessario fornire una dimensione in apertura seppur molto piccola alla griglia, ha reso immediata l'applicazione della procedura sopra descritta alla generazione della griglia in galleria del vento nel caso tridimensionale: data la semplicità della geometria trattata, ossia un'ala diritta che si estende per tutta l'apertura della camera di prova, è stato sufficiente estrarre la griglia bidimensionale fornendo in input alla routine l'apertura desiderata e la relativa spaziatura. Per dettagli sul funzionamento di `blockMesh` si rimanda alla guida per l'utente di `OpenFOAM` [23].

Le principali differenze tra una simulazione in galleria del vento e una simulazione in aria libera sono da identificarsi nella geometria del dominio e nelle condizioni al contorno da imporre. Poiché queste, macroscopiche, differenze, si è scelto di mantenere identiche nei due casi le caratteristiche della griglia di calcolo almeno nella regione più prossima al profilo, con l'intento di eseguire un confronto quanto più possibile veritiero tra i coefficienti aerodinamici e la forma dello strato di ghiaccio calcolati nei diversi domini.

In tutte le simulazioni bidimensionali, sia in aria libera, sia in galleria del vento, la griglia di calcolo viene ricreata ad ogni istante temporale in cui si desidera calcolare il campo di moto con la geometria aggiornata. Ciò viene svolto semplicemente inviando in ingresso alla routine per la generazione del file `blockMeshDict` le coordinate aggiornate del profilo alare. L'operazione di generazione della griglia tramite l'utilità `blockMesh` richiede un tempo irrisorio, perciò non si è provveduto, per casi bidimensionali studiati, alla predisposizione di un algoritmo di deformazione della griglia.

Deformare la griglia di calcolo ad ogni aggiornamento della geometria si è invece rivelata l'unica strada efficiente per gestire il problema della generazione della griglia di calcolo ai diversi istanti di tempo nel caso tridimensionale. Ciò sia in termini di tempi di calcolo, sia di potenzialità di utilizzo dell'intera piattaforma `PoliMIce`. L'utilizzo di un algoritmo di deformazione della griglia di calcolo, unito alla capacità di `OpenFOAM` di convertire nel proprio formato interno le griglie generate con tutti i più comuni software dedicati allo scopo, permette di estendere il campo di applicabilità dell'ambiente di simulazione a ogni tipo di geometria. Un algoritmo di deformazione della griglia da accoppiare a `OpenFOAM` e a `PoliMIce` è stato recentemente sviluppato al Politecnico di Milano, ma nel presente lavoro di tesi non è stato utilizzato, in

quanto per cogliere gli effetti che l'interferenza tra le pareti della galleria e il modello provoca sulla formazione di ghiaccio è stata sufficiente una simulazione di breve durata per cui fosse necessario il calcolo del campo di moto al solo istante iniziale.

Nota. Prima di illustrare i dettagli sulle singole griglie di calcolo e l'impostazione dei casi in OpenFOAM, è necessario precisare quale sia il sistema di riferimento adottato in tutte le simulazioni presentate in questo lavoro. Esso è rappresentato in fig. 3.3. È importante sin da subito osservare che, mentre nei casi in aria libera la corda del profilo alare è allineata con l'asse x e il vettore velocità V_∞ è inclinato di un angolo α rispetto a quest'ultimo, nei casi in galleria del vento l'asse x assume il significato di asse di galleria, perciò il vettore velocità è allineato con l'asse x e la corda del profilo è inclinata di un angolo α rispetto al medesimo asse.

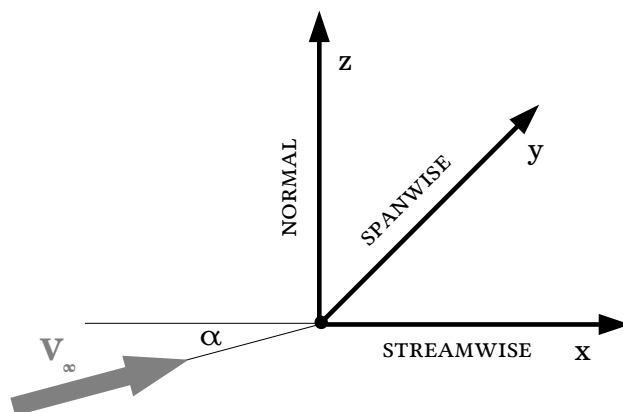


Figura 3.3: Sistema di riferimento

3.2.1 Simulazioni in aria libera

Per le simulazioni in aria libera si è adottata una griglia di tipo a C. La decomposizione in blocchi del dominio di calcolo è rappresentata in fig. 3.4, mentre in fig. 3.5 è fornito un particolare della regione immediatamente prossima al profilo alare, in cui una ulteriore suddivisione in blocchi si è rivelata vantaggiosa sia per raffinare in modo efficiente la griglia in prossimità del profilo e nella regione di scia, sia per ottenere una qualità di griglia complessivamente accettabile anche a seguito di formazioni di ghiaccio di spessore dell'ordine del 5% della corda.

Il raggio del bordo di inflow e la lunghezza del blocco di scia sono pari a 15 corde, mentre il raggio del blocco interno posto in prossimità del profilo è pari a metà corda.

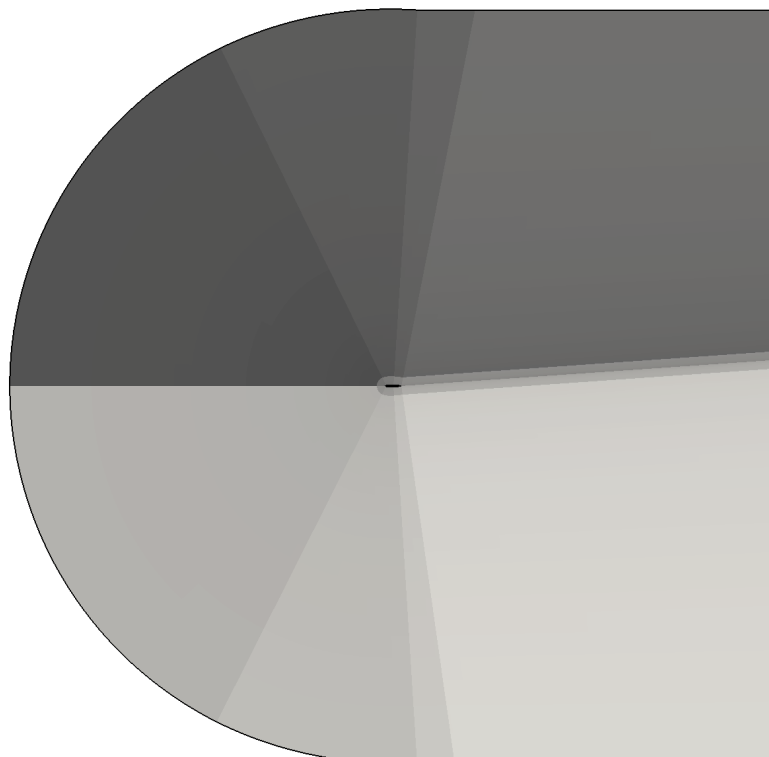


Figura 3.4: Suddivisione in blocchi del dominio di calcolo per le simulazioni 2D in aria libera

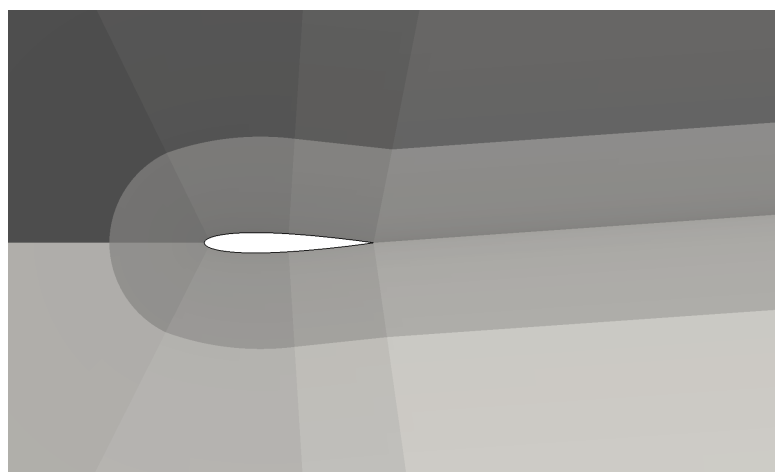


Figura 3.5: Suddivisione in blocchi della O-grid attorno al profilo alare per le simulazioni 2D in aria libera

Essendo la corda del profilo alare allineata con l'asse x , ed essendo di fondamentale importanza per la determinazione dei coefficienti aerodinamici un

calcolo quanto più possibile accurato del campo di moto nella regione di scia, il blocco di scia è inclinato rispetto all'asse x di un angolo pari all'angolo di incidenza.

Le fig. 3.6 e 3.7 mostrano la griglia di calcolo attorno al profilo pulito, mentre nella fig. 3.8 si ha un confronto tra la griglia attorno al profilo pulito e quella attorno al profilo ghiacciato (accrescimento a 22 min e 30 s) nella regione di bordo d'attacco.

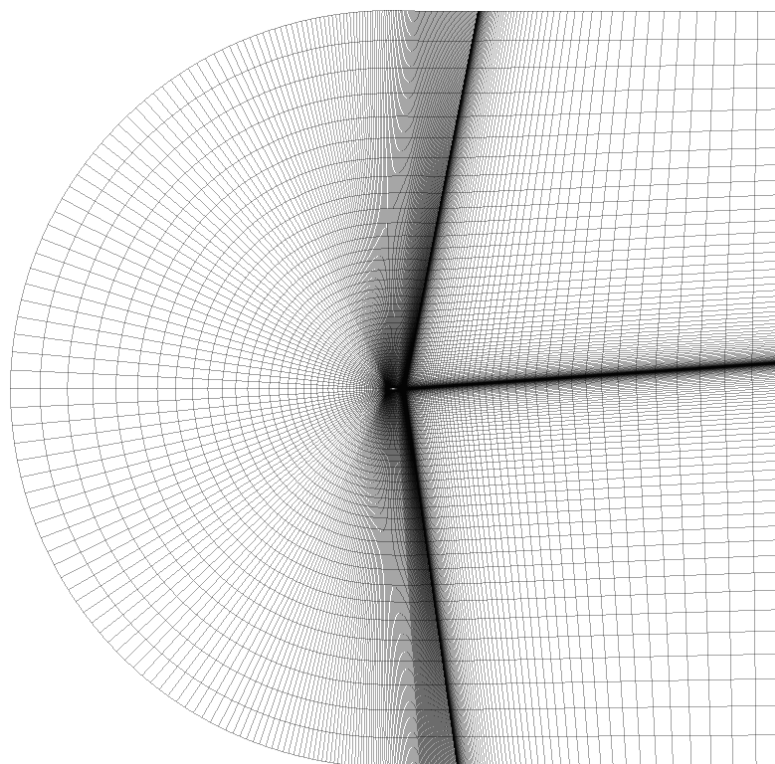


Figura 3.6: Griglia di calcolo per le simulazioni 2D in aria libera

La scelta del livello di raffinamento della griglia è stata frutto di un compromesso tra diversi fattori.

Innanzitutto, il tempo di calcolo richiesto per simulare l'accrescimento di ghiaccio dopo un tempo dell'ordine dei minuti (nel presente lavoro sono state studiate formazioni di ghiaccio a 6 min, 7 min e 22 min e 30 s) può risultare più o meno lungo a seconda della lunghezza dell'intervallo di tempo che intercorre tra un aggiornamento del campo di moto e il successivo. Dal momento che la lunghezza dell'intervallo di aggiornamento del campo aerodinamico può avere un'influenza anche importante sulla forma dello strato di ghiaccio (tipicamente, tempi di aggiornamento più lunghi fanno sì che il profilo del ghiaccio presenti evidenti irregolarità non fisiche, come mostrato in uno studio parametrico svolto in [11]), si è scelto di ricalcolare il campo di moto ogni 5 o 10 s.

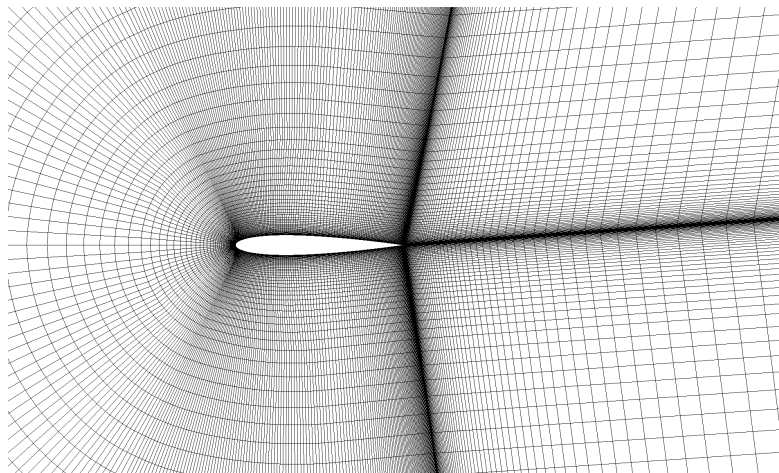


Figura 3.7: Particolare della O-grid attorno al profilo alare per le simulazioni 2D in aria libera

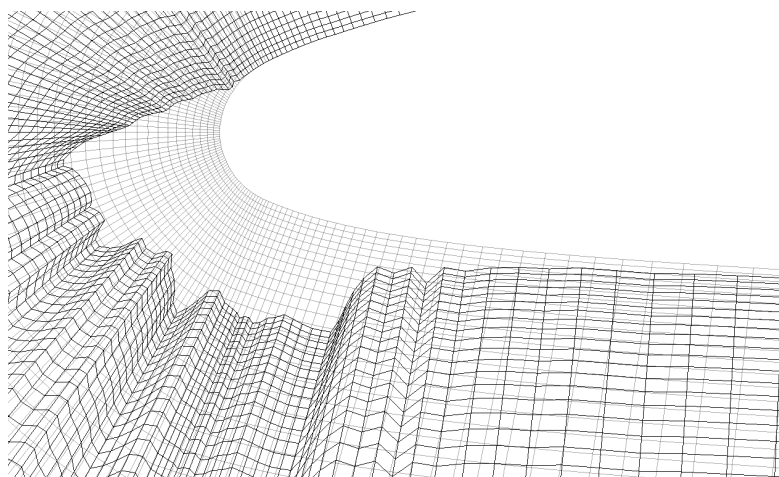


Figura 3.8: Confronto tra le griglie di calcolo a 0 s e a 22 min e 30 s.

Per contro, tale scelta ha fatto sì che per ogni caso studiato fosse necessario calcolare anche più di 200 volte il campo di moto attorno al profilo.

Secondo, il tipo di calcolo dello strato limite da eseguire dipende dal livello di raffinamento della griglia in direzione normale al profilo. Un buon compromesso tra accuratezza del risultato, qualità della griglia a seguito della formazione di ghiaccio e convergenza del solutore aerodinamico è stato ottenuto scegliendo di porre la prima cella in direzione normale al profilo all'interno della regione logaritmica, a una distanza da parete pari a circa 300 unità viscosse e utilizzare delle opportune wall functions per esprimere le quantità turbolente a parete (le caratteristiche del solutore aerodinamico, il modello di turbolenza adottato e le condizioni al contorno sono oggetto del paragrafo 3.3).

Ricordando che un'unità viscosa, definita come:

$$y^+ = \frac{u_\tau y}{\nu}, \quad \text{dove } u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}$$

è una grandezza dipendente dalla soluzione del campo di moto, è necessario stimarne seppur approssimativamente il valore prima di conoscere la soluzione per poter stabilire la corretta spaziatura della griglia in direzione normale al profilo. Per fare ciò si è utilizzato uno strumento della NASA disponibile in rete [24] che, noto il numero di Reynolds della corrente media e la relativa lunghezza di riferimento, restituisce una stima della spaziatura della griglia in direzione normale alla superficie, in modo tale da porre una cella al di sotto di uno specificato numero di unità di viscosità.

L'adozione di una griglia risolta di strato limite in cui la dimensione della prima cella fosse tale da collocarla all'interno del substrato viscoso ($y^+ = 1$) si è invece rivelata particolarmente problematica sia per quanto riguarda la convergenza del solutore aerodinamico, sia per la comparsa di elementi eccessivamente "skew" a seguito della formazione di ghiaccio, con conseguente scaldamento della qualità della griglia. Tali difficoltà connesse all'utilizzo di una griglia risolta di strato limite, unite al fatto che i parametri di accrescimento maggiormente dipendenti dal campo di moto entro lo strato limite, ossia coefficiente di scambio termico convettivo e fattore di recupero, sono stati posti costanti, hanno avvalorato la scelta sopra discussa di porre la prima cella all'interno della regione logaritmica e servirsi di opportune wall functions per modellare il comportamento del flusso a parete.

Complessivamente, la griglia per il calcolo del campo di moto in aria libera è costituita da 44180 celle. La griglia superficiale necessaria a `PoliMIce` per il calcolo dell'accrescimento di ghiaccio è invece formata dagli 800 pannelli in cui il profilo alare viene discretizzato.

3.2.2 Simulazioni in galleria del vento

Nonostante l'evidente differenza di geometria del dominio di calcolo, tutte le considerazioni svolte nel precedente paragrafo in merito alla griglia per il caso in aria libera si possono applicare alle griglie per le simulazioni in galleria del vento.

Nelle fig. 3.9 e 3.10 sono rappresentate rispettivamente la suddivisione in blocchi del dominio di calcolo bidimensionale e la griglia all'istante iniziale.

La fig. 3.11 mostra invece la griglia di calcolo tridimensionale, che è una semplice estrusione di quella bidimensionale.

Le dimensioni della camera di prova simulata sono quelle dell'Icing Research Tunnel della NASA, galleria del vento in cui sono stati ottenuti i dati sperimentali di volta in volta confrontati con i risultati di `PoliMIce`. Fa eccezione la regione di scia, che è stata allungata per meglio simularne il comportamento. Ad essa si è attribuita una lunghezza pari a 10 corde anziché

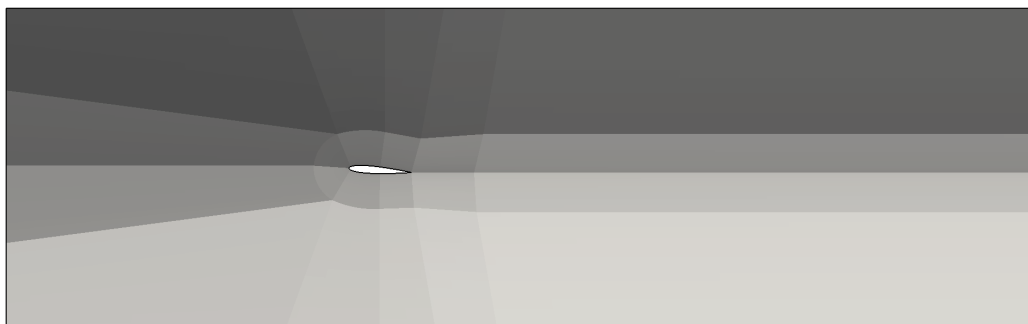


Figura 3.9: Suddivisione in blocchi del dominio di calcolo per le simulazioni 2D in galleria del vento

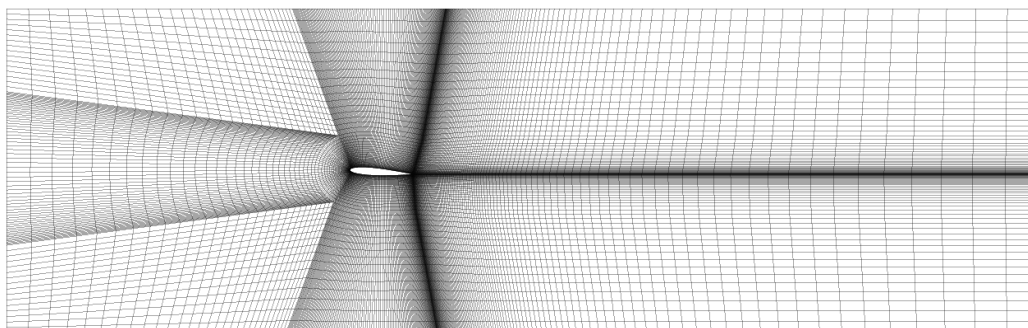


Figura 3.10: Griglia di calcolo per le simulazioni 2D in galleria del vento

la reale dimensione della camera di prova. Tale modifica non è da intendersi come una forzatura in quanto, fisicamente, equivale a permettere lo sviluppo della scia anche in un tratto del divergente.

Un'altra assunzione di natura fisica adottata in tutte le simulazioni in galleria del vento e che si riflette in alcune caratteristiche della griglia di calcolo consiste nel trattare le pareti superiore e inferiore della camera di prova come piani di simmetria, o in modo equivalente come pareti su cui imporre la sola condizione di non penetrazione. Tale assunzione è giustificata dal fatto che nella maggior parte delle gallerie del vento l'effetto dello strato limite sulle pareti superiore e inferiore viene corretto o mediante tecniche di controllo dello strato limite, o tramite svariate soluzioni costruttive tra cui, ad esempio, la disposizione delle pareti superiore e inferiore in maniera leggermente divergente rispetto all'asse di galleria procedendo verso valle nella direzione della corrente. L'effetto di tutto ciò sulla griglia di calcolo è l'opportunità di utilizzare una spaziatura più lasca in prossimità delle pareti superiore e inferiore, in quanto non è necessario simulare su di esse lo strato limite.

Anche nel caso tridimensionale lo strato limite sulle pareti superiore e inferiore non è stato considerato. Tuttavia, lo studio dello strato limite sulle pareti laterali è indispensabile ai fini della valutazione dell'interferenza tra

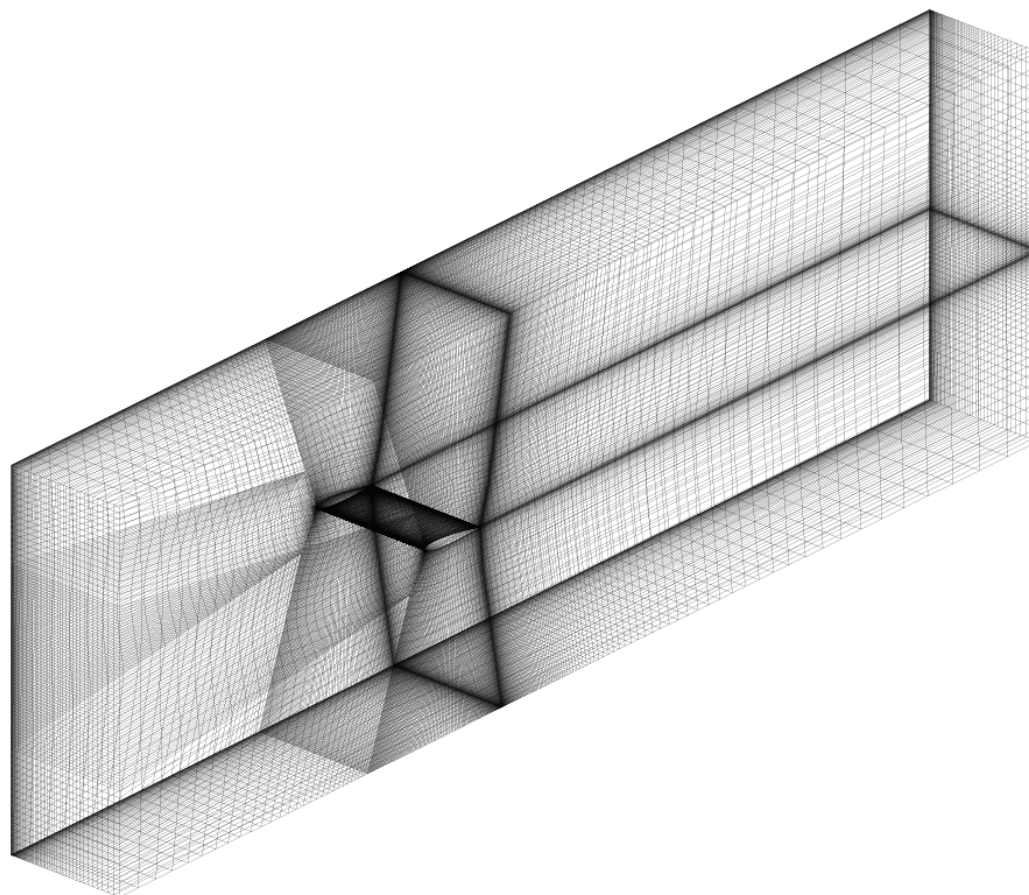


Figura 3.11: Griglia di calcolo per le simulazioni 3D in galleria del vento

parete e modello e degli effetti che essa ha sulla formazione di ghiaccio. Dato che nelle prove sperimentali di riferimento svolte presso l'Icing Research Tunnel della NASA i modelli di profilo alare montati in galleria sono fissati ad entrambe le pareti, si è sfruttata la simmetria di tale configurazione e si è studiato il campo di moto ponendo un piano di simmetria in corrispondenza della sezione di mezzeria del modello. Di conseguenza, si è studiato lo strato limite soltanto su una delle due pareti laterali, quella a cui corrisponde la spaziatura più fitta della griglia (fig. 3.11).

La griglia bidimensionale per il calcolo del campo di moto nel caso in galleria del vento è costituita da 27856 celle, mentre quella tridimensionale da 2005632 celle. Le corrispondenti griglie superficiali sono formate nel caso bidimensionale dagli 800 pannelli con cui il profilo alare viene discretizzato, mentre nel caso bidimensionale essa comprende tutti gli elementi della parete su cui si studia lo strato limite (27856), più gli elementi appartenenti alla superficie del modello (21456), per un totale di 49312 elementi.

3.3 Calcolo del campo di moto

Nel precedente paragrafo relativo alle griglie di calcolo (3.2), con l'intento di discutere le scelte operate in fase di generazione della griglia, sono state delineate le peculiarità fisiche delle correnti oggetto di studio. Il presente paragrafo tratta il modello di corrente e il solutore aerodinamico adottati per il calcolo dei campi di moto (par. 3.3.1), descrive le condizioni al contorno e l'impostazione dei casi (par. 3.3.2) e mostra infine alcuni esempi di campi di moto bidimensionali e tridimensionali calcolati (par. 3.3.3).

3.3.1 Solutore aerodinamico e modello di turbolenza

Il calcolo del campo di moto a ciascun istante temporale in cui si è scelto di aggiornare il campo aerodinamico si è svolto con il software open source OpenFOAM [23], utilizzando il solutore aerodinamico `simpleFoam` accoppiato con il modello di turbolenza di Spalart-Allmaras.

Il solutore scelto è adatto allo studio di correnti viscosse incompressibili e stazionarie e determina il campo di moto risolvendo RANS stazionarie accoppiate a un modello di turbolenza mediante una discretizzazione spaziale ai volumi finiti. L'accoppiamento tra velocità e pressione è gestito tramite l'algoritmo SIMPLE, acronimo di *Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations*. Esso consiste in una procedura iterativa il cui obiettivo è determinare un campo di velocità sempre più prossimo al soddisfacimento del vincolo di incompressibilità, correggendo ad ogni iterazione la guess iniziale posta sul campo di pressione. Per una descrizione completa dell'algoritmo si rimanda a [18].

In tutte le simulazioni eseguite nel presente lavoro di tesi, la convergenza della soluzione allo stato stazionario si è valutata monitorando l'andamento dei coefficienti aerodinamici al progredire delle iterazioni, in particolare del coefficiente di portanza. La convergenza si è ritenuta avvenuta nel momento in cui, raggiunto un valore costante del C_l , tale valore si sia mantenuto inalterato per un numero elevato di iterazioni (almeno 1000). Si vedano a tale proposito le fig. 3.12, 3.13 e 3.13 relative alla convergenza valutata sul coefficiente di portanza per le simulazioni in aria libera e in galleria del vento, bidimensionali e tridimensionali.

Per la modellazione della turbolenza si è utilizzato il modello di Spalart-Allmaras nella formulazione presentata in [16], che si differenzia da quella originale del modello [17] per un diverso trattamento delle condizioni al contorno ai bordi di inflow. Il modello di Spalart-Allmaras è un modello a una equazione per la viscosità turbolenta sviluppato appositamente per applicazioni aerodinamiche, che ben si adatta anche allo studio di quelle regioni di flusso separato quasi sempre presenti sulle superfici ghiacciate. L'equazione modello per la viscosità turbolenta è un'equazione di trasporto in termini di una variabile $\tilde{\nu}$ che si ottiene dalla viscosità turbolenta ν_t tramite multipli-

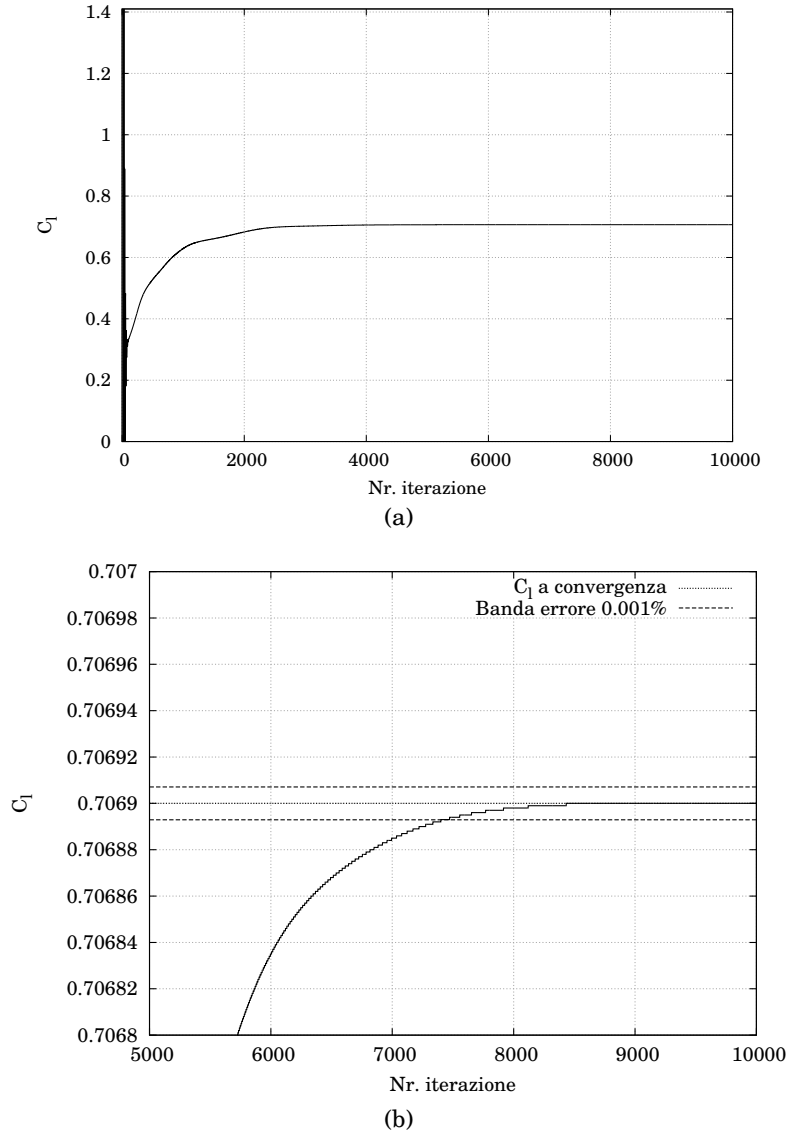


Figura 3.12: Convergenza di `simpleFoam` valutata sul coefficiente di portanza per la simulazione in aria libera (Profilo GLC-305, $\alpha = 6^\circ$, $V_\infty = 90 \text{ m/s}$, $P_\infty = 1 \text{ kPa}$, $T_\infty = 263.15 \text{ K}$, $MVD = 20 \mu\text{m}$, $LWC = 0.43 \text{ g/m}^3$).

cazione per una opportuna costante. Seguendo [20], la complessa equazione modello per \tilde{v} può essere scritta come un'equazione nella forma:

$$\frac{\tilde{D}\tilde{v}}{\tilde{D}t} = \nabla \cdot \left(\frac{\tilde{v}}{\sigma_v} \nabla \tilde{v} \right) + \mathcal{S}_v \quad (3.1)$$

in cui $\frac{\tilde{D}\tilde{v}}{\tilde{D}t}$ indica la rapidità di variazione di \tilde{v} seguendo la corrente media e \mathcal{S}_v è un termine di sorgente che a sua volta dipende dalle viscosità laminaire

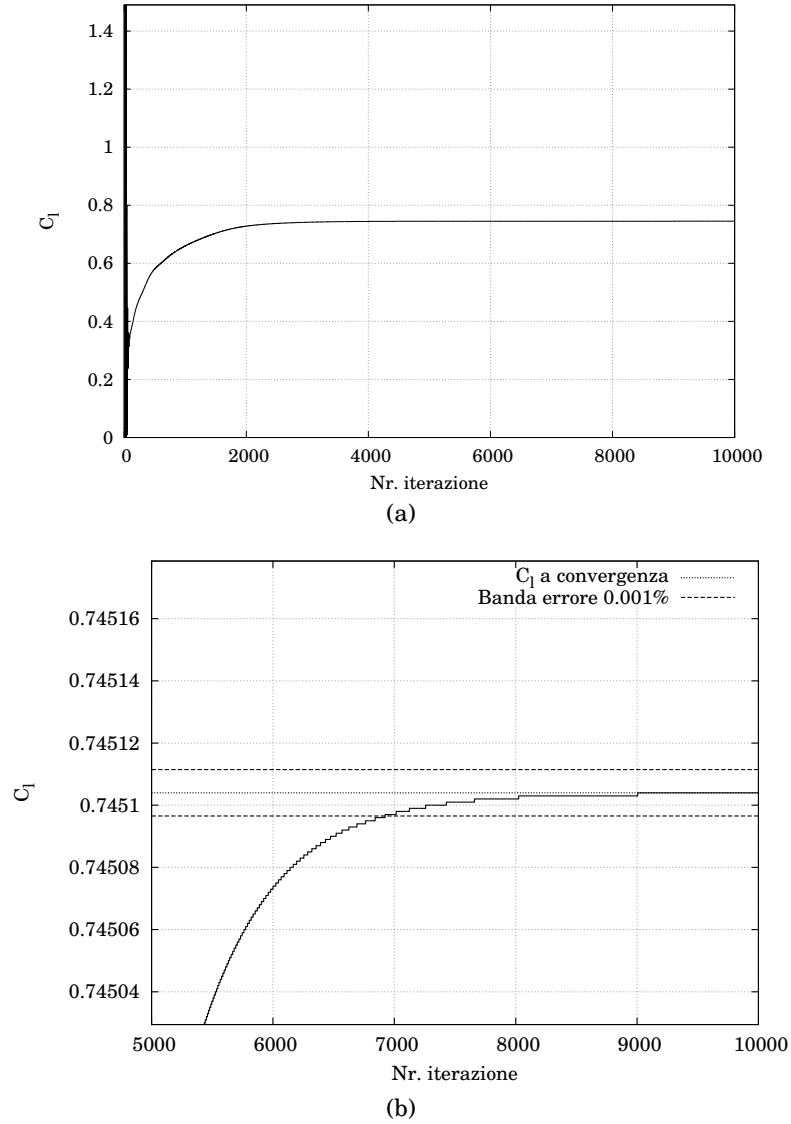


Figura 3.13: Convergenza di `simpleFoam` valutata sul coefficiente di portanza per la simulazione 2D in galleria del vento (Profilo GLC-305, $\alpha = 6^\circ$, $V_\infty = 90 \text{ m/s}$, $P_\infty = 1 \text{ kPa}$, $T_\infty = 263.15 \text{ K}$, $MVD = 20 \mu\text{m}$, $LWC = 0.43 \text{ g/m}^3$).

e turbolenta, dalla vorticit  media, da $|\nabla\tilde{v}|$ e dalla distanza dalla parete pi  vicina al punto in cui l'equazione   valutata. Il legame tra v_t e \tilde{v}   dato dalla relazione:

$$v_t = f_{v1}\tilde{v} \quad (3.2)$$

La costante f_{v1} si calcola come:

$$f_{v1} = \frac{\chi^3}{\chi^3 + c_{v1}^3} \quad (3.3)$$

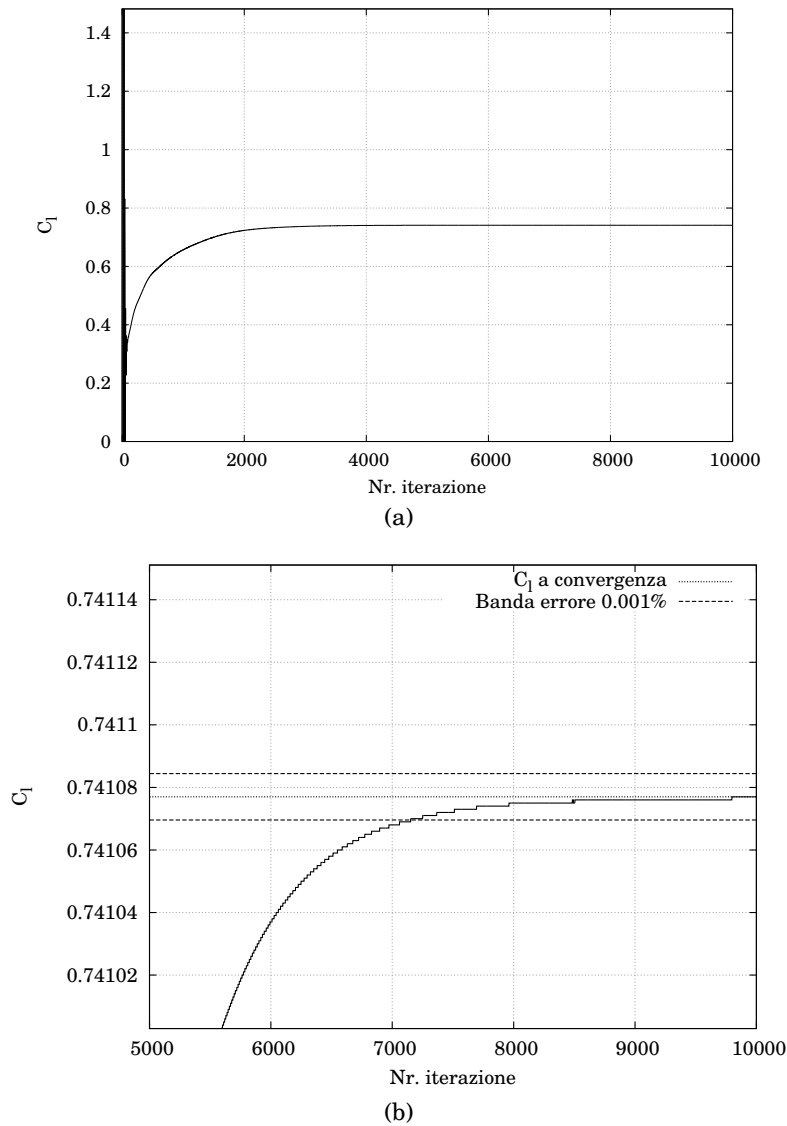


Figura 3.14: Convergenza di `simpleFoam` valutata sul coefficiente di portanza per la simulazione 3D in galleria del vento (Profilo GLC-305, $\alpha = 6^\circ$, $V_\infty = 90 \text{ m/s}$, $P_\infty = 1 \text{ kPa}$, $T_\infty = 263.15 \text{ K}$, $MVD = 20 \mu\text{m}$, $LWC = 0.43 \text{ g/m}^3$).

dove c_{v1} è una costante del modello pari a 7.1, e $1 < \chi < 10$ per flussi esterni ([16, 3]).

3.3.2 Condizioni al contorno

Le condizioni al contorno devono essere imposte per velocità \mathbf{u} , pressione P , viscosità turbolenta ν_t e per la variabile $\tilde{\nu}$ del modello di Spalart-Allmaras. Nel-

la notazione di OpenFOAM, tali variabili sono indicate rispettivamente come U , p , nut e nuTilda .

Ricordando di nuovo che uno degli obiettivi del presente studio è confrontare le prestazioni dei profili ghiacciati in aria libera e in galleria del vento, appare chiaro il fatto che quanti più parametri si riescono a mantenere omogenei tra le diverse simulazioni, tanto più valido risulterà il confronto. Per questo motivo, i valori delle variabili \mathbf{u} , P , v_t e \tilde{v} in corrispondenza del bordo di inflow della galleria del vento sono stati posti pari ai valori asintotici che le medesime variabili assumono nel caso in aria libera.

Mentre i valori asintotici di pressione e velocità sono assegnati come dati del problema e sono pari a P_∞ e V_∞ , i valori di v_t e \tilde{v} per la corrente indisturbata in aria libera o per la corrente al bordo di inflow della galleria del vento vanno stimati in modo opportuno, in quanto sia i valori dei coefficienti aerodinamici, sia le proprietà di convergenza della soluzione sono molto sensibili ai valori imposti a v_{t_∞} e \tilde{v}_∞ . La formulazione del modello di Spalart-Allmaras presentata in [16] prevede l'imposizione delle seguenti condizioni al contorno per la variabile \tilde{v} :

$$\begin{aligned}\tilde{v}_{\text{wall}} &= 0 \\ 3v_{t_\infty} &< \tilde{v}_\infty < 5v_{t_\infty}\end{aligned}\tag{3.4}$$

Le linee guida per stimare v_{t_∞} sono fornite in [3]:

$$v_{t_\infty} = \sqrt{\frac{3}{2}}IV_\infty l\tag{3.5}$$

dove I e l indicano rispettivamente l'intensità di turbolenza e la lunghezza di mescolamento. Quest'ultima si può ottenere mediante la relazione approssimata

$$l = 0.07c\tag{3.6}$$

in cui c , che indica la corda del profilo alare, è assunta come lunghezza di riferimento.

In tutti i casi studiati, l'intensità di turbolenza, intesa come rapporto tra il valore RMS delle fluttuazioni turbolente e il modulo della velocità di riferimento del campo medio, è stato posto pari allo 0.1%, nonostante l'intensità di turbolenza del flusso all'interno dell'Icing Research Tunnel sia dello 0.5%. L'imposizione di un valore più basso dell'intensità di turbolenza si è reso necessario per poter garantire alle simulazioni in aria libera e in galleria del vento pari proprietà di convergenza (la convergenza delle simulazioni in aria libera con un livello di turbolenza più elevato hanno mostrato maggiori difficoltà nella convergenza della soluzione) e valori stimati del coefficiente di portanza quanto più possibile aderenti a quelli ottenuti sperimentalmente.

Posti $\chi = 2.5$, $\tilde{v}_\infty \approx 4v_{t_\infty}$ e noto $c_{v1} = 7.1$, combinando le eq. (3.2) e (3.3) con le (3.4) si ottengono le stime finali dei valori di \tilde{v}_∞ e v_{t_∞} adottate per tutti i casi

studiati:

$$\begin{aligned}\tilde{v}_\infty &= 0.000342929 \cdot V_\infty c \\ v_{t_\infty} &\approx \frac{\tilde{v}_\infty}{24}\end{aligned}\tag{3.7}$$

A parete si è posto $\tilde{v}_{\text{wall}} = 0$, mentre si è richiesto il calcolo del valore di $v_{t_{\text{wall}}}$ tramite l'utilizzo della wall function `nutSpalartAllamrasWallFunction`.

Le condizioni al contorno applicate al singolo campo di moto sono identiche a ogni istante di tempo per cui il campo di moto viene aggiornato.

Simulazioni in aria libera

La fig. 3.15 mostra la suddivisione del contorno del dominio in quattro regioni, mentre in tab. 3.1 sono riportate le condizioni al contorno applicate al caso bidimensionale in aria libera.

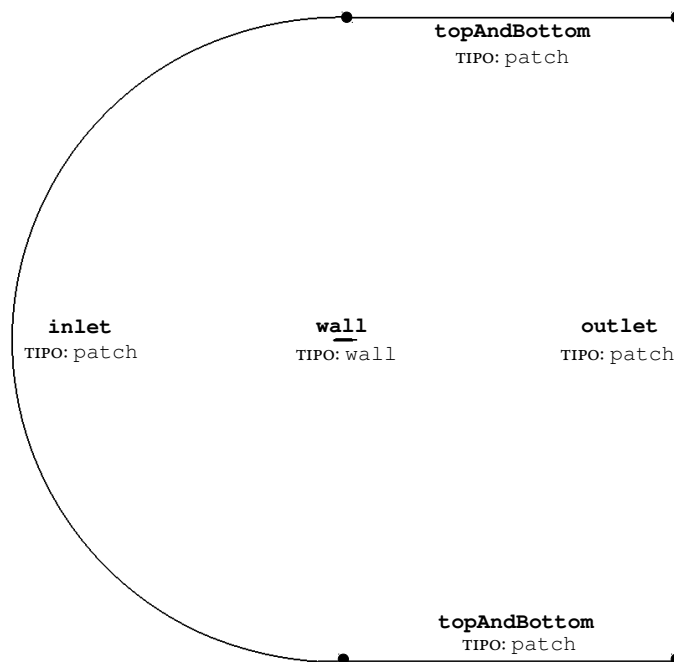


Figura 3.15: Suddivisione del contorno del dominio per le simulazioni 2D in aria libera

Come si nota dalla fig. 3.15, a ogni tratto del contorno è associato un tipo, che rappresenta la modalità con cui OpenFOAM tratta quella particolare porzione di contorno. In questo caso, i tipi di contorno utilizzati sono due:

- `patch`: tipo base, senza informazioni topologiche e geometriche specifiche, solitamente utilizzato per rappresentare bordi di inflow o di outflow

Contorno	U	p	nuTilda	nut
inlet	freeStream uniform ($V_\infty \cos \alpha$ 0 $V_\infty \sin \alpha$)	freeStreamPressure	freeStream uniform \tilde{v}_∞	freeStream uniform $\nu_{t\infty}$
outlet	freeStream uniform ($V_\infty \cos \alpha$ 0 $V_\infty \sin \alpha$)	freeStreamPressure	freeStream uniform \tilde{v}_∞	freeStream uniform $\nu_{t\infty}$
topAndBottom	freeStream uniform ($V_\infty \cos \alpha$ 0 $V_\infty \sin \alpha$)	freeStreamPressure	freeStream uniform \tilde{v}_∞	freeStream uniform $\nu_{t\infty}$
wall	fixedValue uniform (0 0 0)	zeroGradient	fixedValue uniform 0	Wall function uniform 0

Tabella 3.1: Condizioni al contorno per le simulazioni 2D in aria libera.

- **wall**: tipo associato alle pareti su cui occorre applicare la condizione di perfetta adesione ed eventualmente modellare la turbolenza. Nel caso in cui si debba studiare il flusso turbolento in corrispondenza della parete, specificare il tipo **wall** consente di salvare la distanza tra la parete e i centri delle celle ad essa adiacenti come parte integrante del contorno stesso

Le tipologie di condizioni al contorno imposte sono:

- **fixedValue**: specifica il valore della grandezza
- **zeroGradient**: pone uguale a zero il gradiente della grandezza in direzione normale al tratto di contorno su cui la condizione è definita
- **freeStream**: se la direzione del flusso di massa attraverso il tratto di contorno è entrante, pone la condizione **fixedValue** per la velocità e **zeroGradient** per la pressione. Vale il contrario se il flusso di massa è uscente
- **nutSpalartAllamrasWallFunction**: calcola con un metodo iterativo il valore di ν_t a parete

Simulazioni in galleria del vento

La suddivisione del contorno del dominio nei casi bidimensionale e tridimensionale in galleria del vento e le condizioni al contorno applicate a ciascuna regione di contorno sono riportate nelle fig. 3.16 e 3.17 e nelle tab. 3.2 e 3.3.

Oltre ai tipi di contorno **patch** e **wall**, già descritti nel caso in aria libera, si identifica, nel caso in galleria del vento, il contorno di tipo **symmetryPlane**: esso rappresenta un piano di simmetria, e su di esso viene imposta la simmetria delle variabili del campo di moto (condizione al contorno **symmetryPlane**).

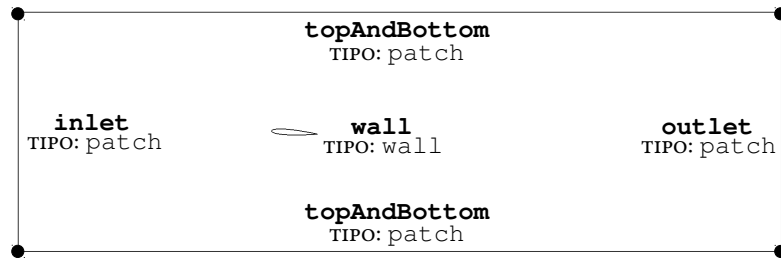


Figura 3.16: Suddivisione del contorno del dominio per le simulazioni 2D in galleria del vento

Contorno	U	p	$\nu\tilde{tilda}$	$\nu\tilde{t}$
inlet	fixedValue uniform (V_∞ 0 0)	zeroGradient	fixedValue uniform $\tilde{\nu}_\infty$	fixedValue uniform $\nu_{t\infty}$
outlet	zeroGradient	fixedValue uniform P_∞	zeroGradient	zeroGradient
topAndBottom	slip	slip	slip	slip
wall	fixedValue uniform (0 0 0)	zeroGradient	fixedValue uniform 0	<i>Wall function</i> uniform 0

Tabella 3.2: Condizioni al contorno per le simulazioni 2D in galleria del vento

Contorno	U	p	$\nu\tilde{tilda}$	$\nu\tilde{t}$
INFLOW	fixedValue uniform (V_∞ 0 0)	zeroGradient	fixedValue uniform $\tilde{\nu}_\infty$	fixedValue uniform $\nu_{t\infty}$
OUTFLOW	zeroGradient	fixedValue uniform P_∞	zeroGradient	zeroGradient
TOP	slip	slip	slip	slip
BOTTOM	slip	slip	slip	slip
SYMMETRY	symmetryPlane	symmetryPlane	symmetryPlane	symmetryPlane
SIDEWALL	fixedValue uniform (0 0 0)	zeroGradient	fixedValue uniform 0	<i>Wall function</i> uniform 0
MODEL	fixedValue uniform (0 0 0)	zeroGradient	fixedValue uniform 0	<i>Wall function</i> uniform 0

Tabella 3.3: Condizioni al contorno per le simulazioni 3D in galleria del vento

La condizione al contorno *slip* applicata alle pareti superiore e inferiore impone, per le grandezze scalari, valore nullo del gradiente in direzione normale alla porzione di contorno, mentre per le grandezze vettoriali (la velocità) impone la condizione di non penetrazione. Imporre una condizione *slip* su un particolare tratto del contorno equivale di fatto a considerare quel tratto di contorno come un piano di simmetria.

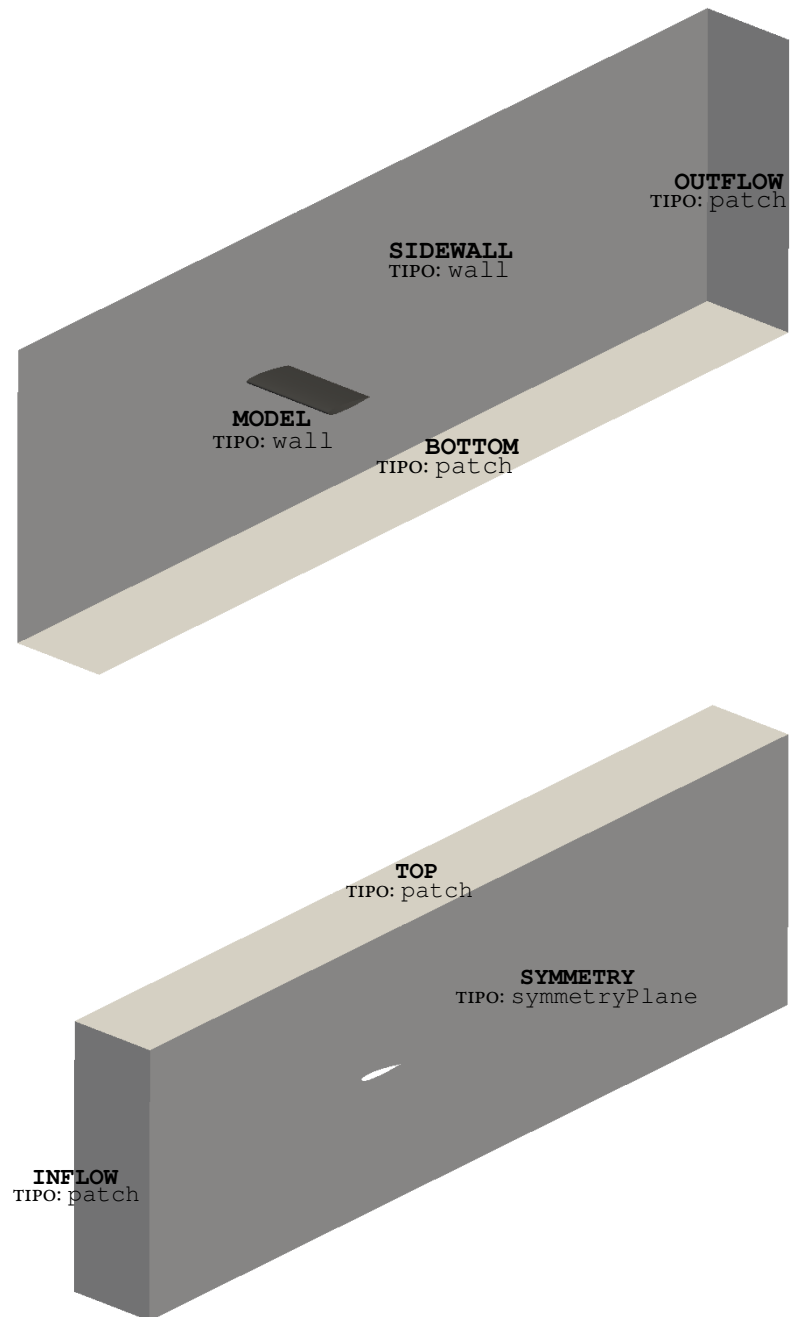


Figura 3.17: Suddivisione del contorno del dominio per le simulazioni 3D in galleria del vento

3.3.3 Esempi di campi di moto calcolati e studio dei risultati al variare della spaziatura di griglia

Nel paragrafo 3.2 si è discusso di come la scelta della spaziatura griglia possa avere conseguenze molto importanti sui tempi di calcolo, in quanto può essere necessario ripetere la risoluzione del campo di moto per un numero molto elevato di istanti di tempo. Nelle fig. 3.18 e 3.19 vengono confrontati il coefficiente di portanza a convergenza e l'andamento della collection efficiency ottenuti con due diversi livelli di raffinamento della griglia.

Si osserva che, in entrambi i casi, l'adozione di una griglia più lasca non porta a un decadimento apprezzabile della qualità del risultato e, inoltre, tale accorgimento consente di ridurre significativamente i tempi di calcolo, rendendoli circa la metà a parità di risorse di calcolo impiegate. Per questo motivo, si è scelto di utilizzare le griglie da 44180 e da 27856 celle rispettivamente per le simulazioni in aria libera e in galleria del vento.

La griglia tridimensionale in galleria del vento si ottiene mediante una semplice estrusione in apertura della griglia bidimensionale da 27856 celle.

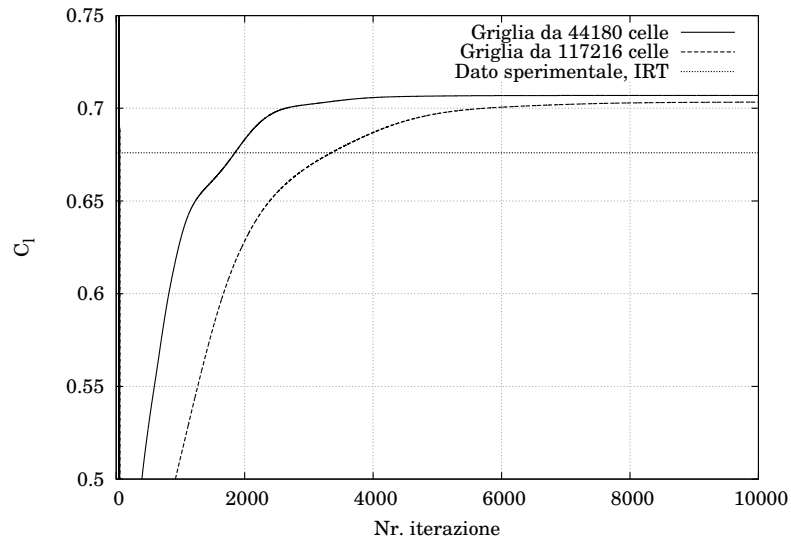
Nel seguito vengono mostrati esempi di campi di moto calcolati all'istante iniziale della simulazione dell'accrescimento di ghiaccio. Essi sono i campi di moto a partire dai quali si calcola l'accrescimento di ghiaccio fino al nuovo aggiornamento della geometria.

3.4 Calcolo delle traiettorie delle gocce d'acqua

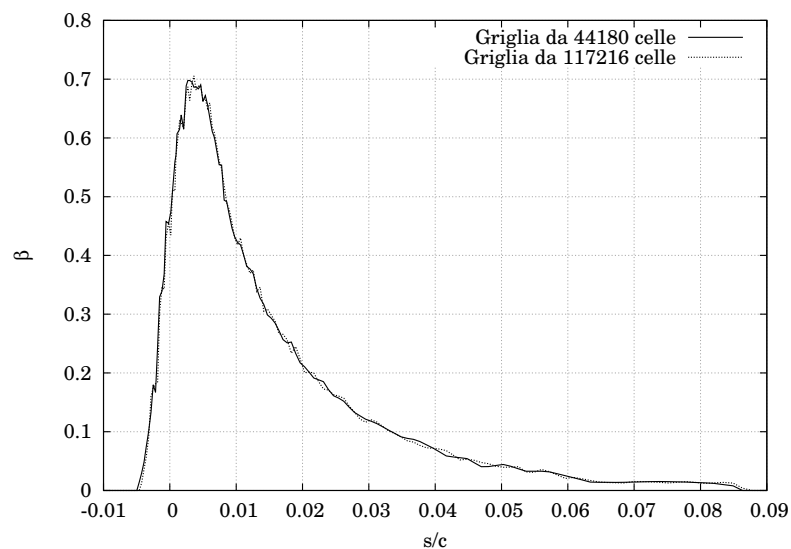
La formulazione lagrangiana per il calcolo delle traiettorie delle gocce d'acqua trattata nel paragrafo 2.1 viene ora applicata allo studio dell'impatto delle gocce contro la superficie aerodinamica di interesse, con lo scopo di definire i limiti di impatto che determinano l'accrescimento di ghiaccio.

Sia per il caso bidimensionale, sia per quello tridimensionale, il calcolo delle traiettorie delle gocce d'acqua viene svolto utilizzando il solutore `uncoupledKinematicParcelFoam` di OpenFOAM. Noti il campo aerodinamico, le posizioni iniziali occupate dalle gocce d'acqua e le proprietà geometriche e fisiche delle stesse, `uncoupledKinematicParcelFoam` integra numericamente le traiettorie delle gocce d'acqua della nube. Il prefisso *uncoupled* nel nome del solutore sta ad indicare che il campo di moto viene semplicemente assunto come condizione iniziale per il calcolo delle traiettorie delle gocce d'acqua, senza che venga in alcun modo tenuta in conto l'influenza che la presenza della nube esercita sul campo di moto stesso.

Il solutore in esame è in grado di trattare diverse tipologie di interazione tra corpo solido e gocce d'acqua. Tuttavia, dovendo studiare soltanto casi in cui il diametro delle gocce è tanto piccolo da giustificare l'assunzione di velocità terminale di impatto nulla, si è scelta l'interazione di tipo `stick`. Quest'ultima prevede che le gocce assumano velocità nulla al momento dell'impatto



(a)



(b)

Figura 3.18: Influenza della spaziatura di griglia sul coefficiente di portanza e sulla collection efficiency per il caso 2D in aria libera (Profilo GLC-305, $\alpha = 6^\circ$, $V_\infty = 90 \text{ m/s}$, $P_\infty = 1 \text{ kPa}$, $T_\infty = 263.15 \text{ K}$, $MVD = 20 \mu\text{m}$, $LWC = 0.43 \text{ g/m}^3$).

contro la superficie solida e che dunque rimangono ferme sulla superficie del corpo a seguito dell'impatto.

La nube iniziale è costituita sia in due, sia in tre dimensioni, da una distribuzione equispaziata di gocce. Nel primo caso, le gocce sono disposte parallelamente all'asse z , mentre nel secondo esse vanno a disporsi in un piano normale all'asse x .

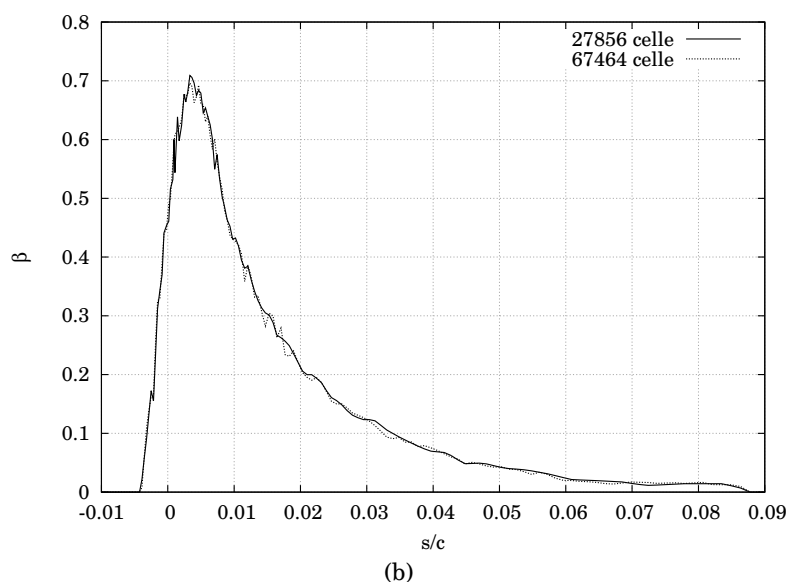
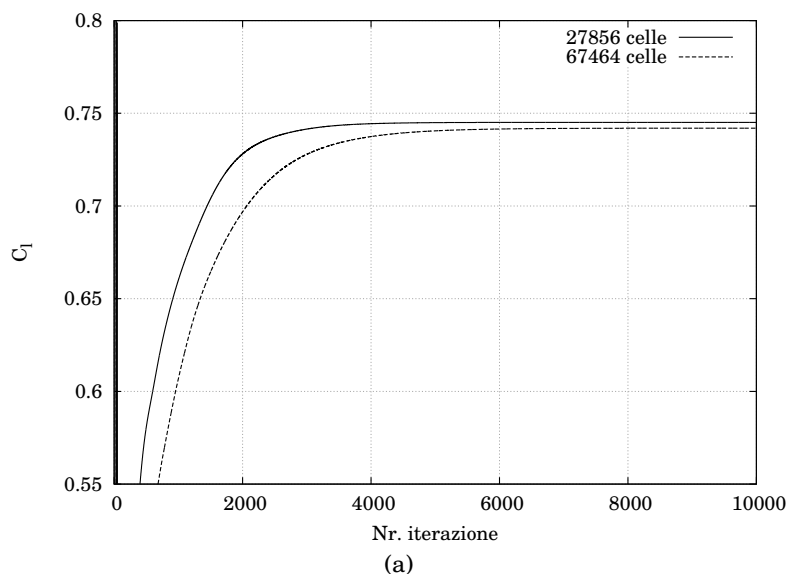


Figura 3.19: Influenza della spaziatura di griglia sul coefficiente di portanza e sulla collection efficiency per il caso 2D in galleria del vento (Profilo GLC-305, $\alpha = 6^\circ$, $V_\infty = 90 \text{ m/s}$, $P_\infty = 1 \text{ kPa}$, $T_\infty = 263.15 \text{ K}$, $MVD = 20 \mu\text{m}$, $LWC = 0.43 \text{ g/m}^3$).

La fig. 3.21 (a) riporta l'evoluzione nel tempo della posizione delle gocce d'acqua nel caso bidimensionale, da cui si può notare come le gocce che hanno impattato il profilo rimangono ferme sulla superficie, mentre quelle che non hanno impattato proseguono a valle con la velocità che compete alla regione di campo di moto attraversata.

Le fig. 3.21 (b), (c), (d) mostrano invece come variano i limiti di impat-

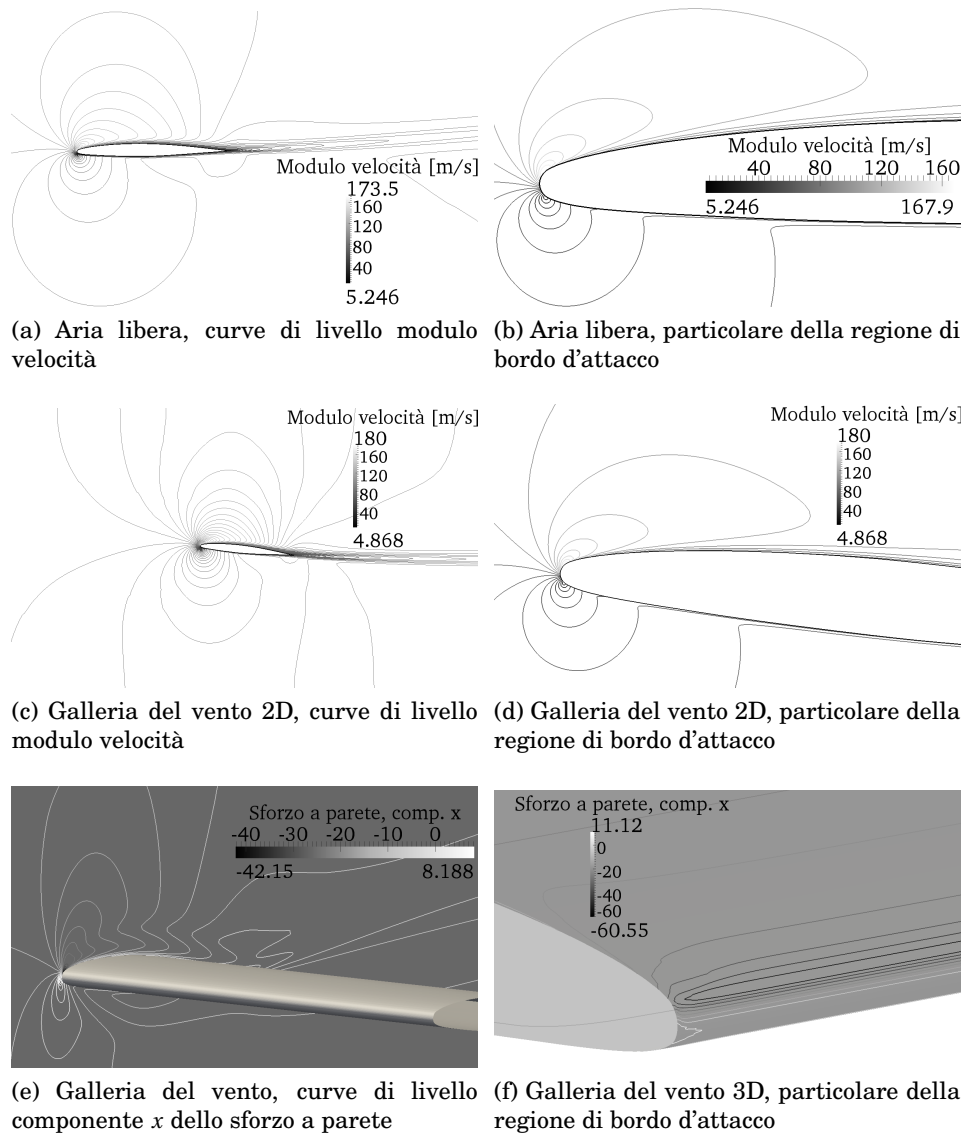
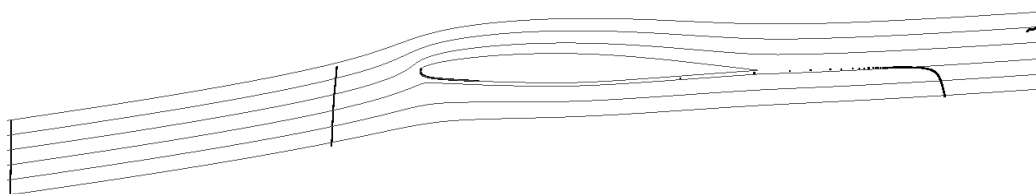


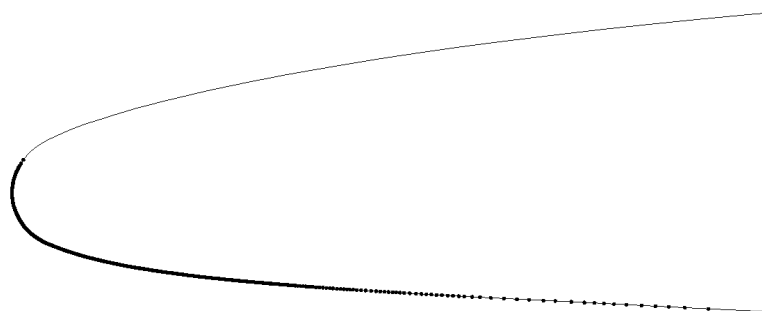
Figura 3.20: Profilo GLC-305, $\alpha = 6^\circ$, $V_\infty = 90 \text{ m/s}$, $P_\infty = 1 \text{ kPa}$, $T_\infty = 263.15 \text{ K}$, $MVD = 20 \mu\text{m}$, $LWC = 0.43 \text{ g/m}^3$

to delle gocce sul profilo a seguito della formazione di ghiaccio, rispetto alla configurazione iniziale pulita.

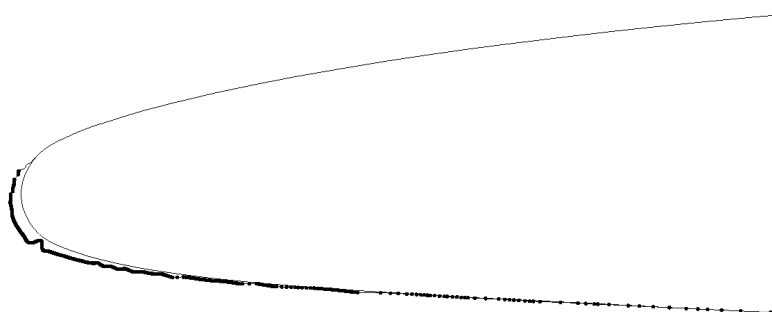
La sequenza di immagini in fig. 3.22 rappresenta infine la posizione delle gocce nelle prime fasi del calcolo e all'istante finale nel caso tridimensionale in galleria del vento.



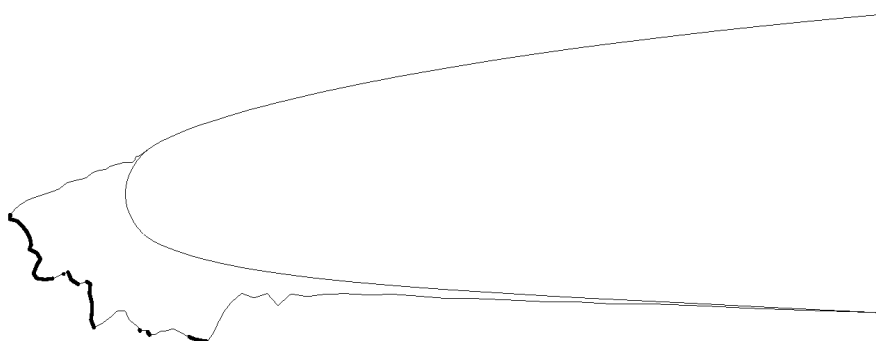
(a) Posizione delle gocce d'acqua agli istanti di tempo 0.01 s, 0.02 s, 0.04 s (istante finale)



(b) Limiti di impatto delle gocce d'acqua sul profilo pulito ($t = 0 s$)

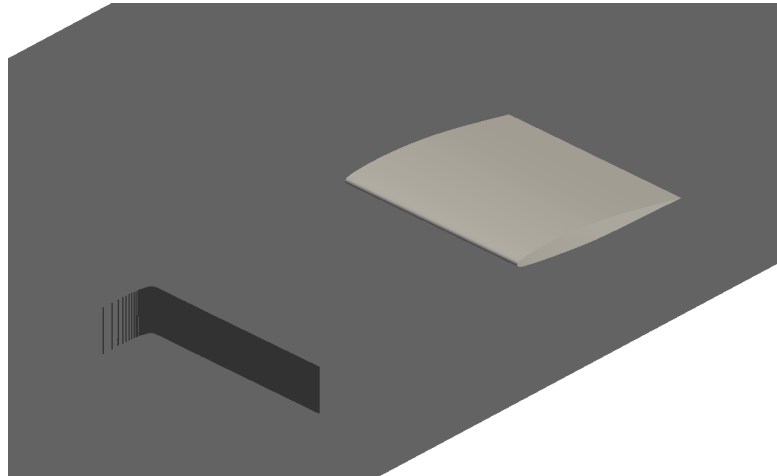


(c) Limiti di impatto delle gocce d'acqua sul profilo ghiacciato ($t = 120 s$)

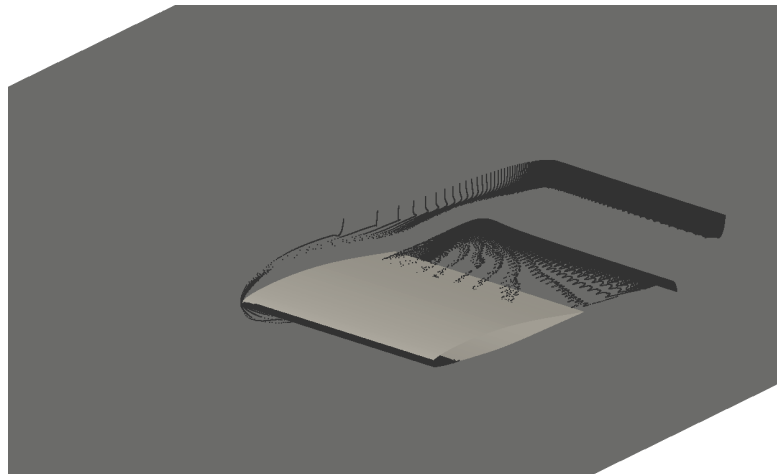


(d) Limiti di impatto delle gocce d'acqua sul profilo ghiacciato ($t = 1350 s$)

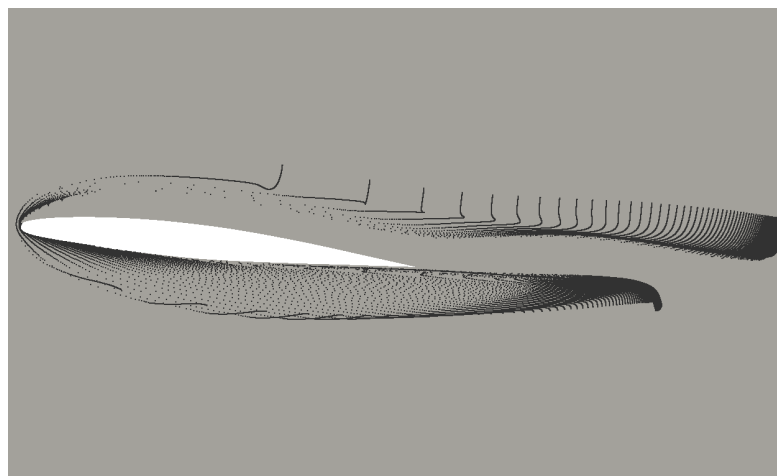
Figura 3.21: Traiettorie delle gocce d'acqua, caso 2D.



(a) Posizione delle gocce d'acqua all'istante di tempo 0.01 s



(b) Posizione delle gocce d'acqua all'istante finale, 0.04 s



(c) Posizione delle gocce d'acqua all'istante finale, 0.04 s. Vista laterale.

Figura 3.22: Traiettorie delle gocce d'acqua, caso 3D.

3.5 Interfaccia con il solutore aerodinamico e calcolo dell'accrescimento di ghiaccio

Come già discusso nel paragrafo 3.1, noti il campo di moto e la posizione di ciascuna goccia d'acqua ad ogni istante di tempo, è possibile calcolare i parametri necessari allo studio dell'accrescimento di ghiaccio, ossia collection efficiency, velocità esterna allo strato limite (u_e , in alternativa, sforzo a parete), coefficiente di scambio termico convettivo e fattore di recupero.

Per le motivazioni discusse al paragrafo 2.2.5, nel presente lavoro vengono studiate formazioni di ghiaccio in regime misto rime-glaze. In tali condizioni, si è visto come l'imposizione di valori costanti per coefficiente di scambio termico convettivo e fattore di recupero non influenzi in modo significativo la forma dello strato di ghiaccio. Tale modo di procedere trova conferma anche in [2], in cui tuttavia si sottolinea come considerare coefficiente di scambio termico convettivo e fattore di recupero costanti costituisca un'ipotesi inadeguata nel caso in cui si debbano studiare formazioni di ghiaccio di tipo glaze. In tutti i casi studiati, il coefficiente di scambio termico convettivo viene posto pari a $1000 \text{ W/m}^2\text{K}$ e il fattore di recupero pari a 0.8. La scelta di considerare costanti il coefficiente di scambio termico convettivo e il fattore di recupero rimane comunque una scelta obbligata qualora sia necessario studiare correnti tridimensionali su superfici alari. Infatti, non esistono in letteratura modelli in grado di fornire un andamento di tali grandezze in funzione delle variabili del campo di moto.

La collection efficiency, la velocità esterna allo strato limite nei casi bidimensionali e lo sforzo a parete nei casi tridimensionali sono valutati su ciascuna faccia superficiale che costituisce la griglia di calcolo superficiale su cui il modulo `PoliMIce` calcola l'accrescimento di ghiaccio. Nel caso bidimensionale, le facce superficiali si riducono ai pannelli con cui il profilo alare viene discretizzato.

Nel caso bidimensionale, la collection efficiency viene calcolata applicando la definizione vista nel paragrafo 2.1 a coppie di gocce d'acqua seguite nel loro moto a partire dall'istante iniziale fino al momento dell'impatto.

Nel caso tridimensionale, tuttavia, risulta molto complesso tenere traccia del moto di singole gocce d'acqua. La collection efficiency viene perciò espressa come rapporto tra due densità superficiali:

$$\beta = \frac{\rho_{A_i}}{\rho_{A_\infty}} \quad (3.8)$$

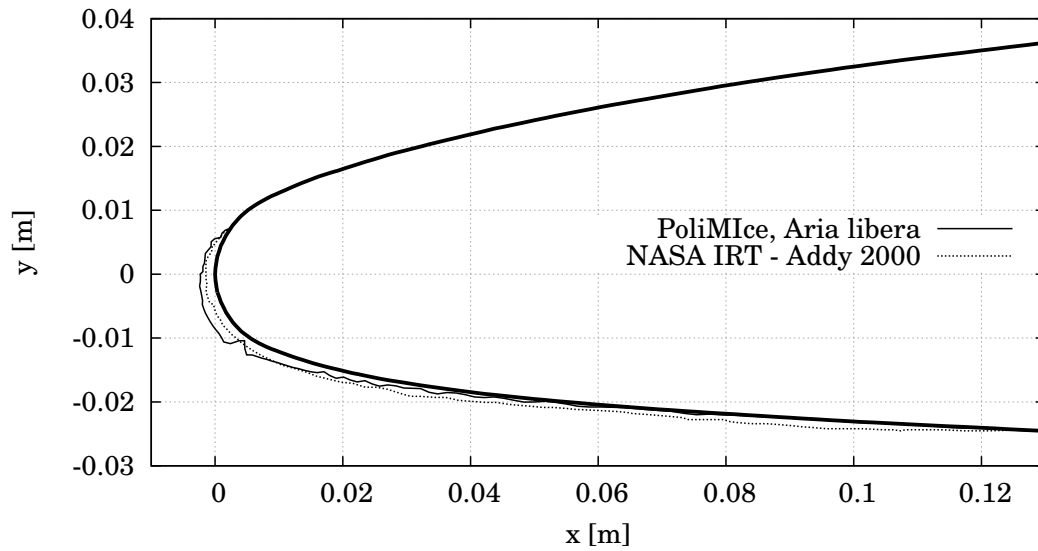
dove ρ_{A_i} è la densità superficiale che si ottiene dal rapporto tra la massa d'acqua che impatta su una faccia superficiale e l'area della medesima faccia, mentre ρ_{A_∞} è la densità superficiale della nube iniziale, data dal rapporto della massa totale della nube per la superficie individuata dalla distribuzione iniziale delle gocce d'acqua nel piano (y, z) .

Tutte le informazioni necessarie al calcolo della collection efficiency sono o dati del problema, o vengono fornite in output da OpenFOAM in seguito al calcolo delle traiettorie delle gocce d'acqua.

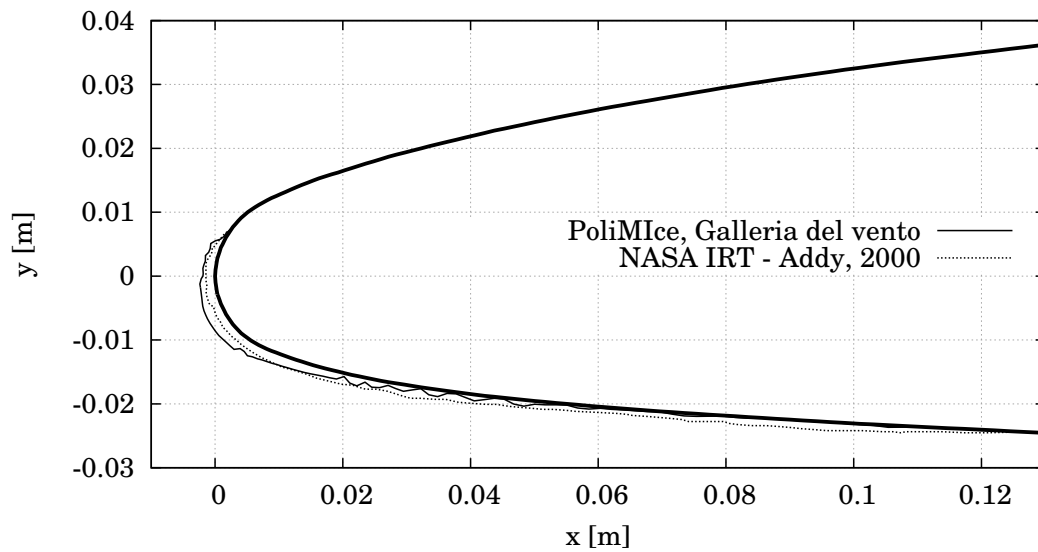
La velocità esterna allo strato limite viene calcolata, nel caso bidimensionale, analizzando lo strato limite sul profilo alare e andando a confrontare, muovendosi di cella in cella in direzione normale a parete, il valore locale della pressione totale con quello della pressione atmosferica. La velocità esterna allo strato limite che viene fatta corrispondere a un determinato pannello sulla superficie del profilo è la velocità che si registra nella prima cella di calcolo in cui non vale più la condizione di pressione atmosferica maggiore della pressione totale locale.

Nel caso tridimensionale, invece, lo sforzo a parete viene calcolato mediante l'utility `wallShearStress` di OpenFOAM. Lo sforzo a parete è valutato su ciascuna faccia appartenente al contorno del dominio.

Il modulo `PoliMIce` legge da file i valori della collection efficiency, del coefficiente di scambio termico convettivo, del fattore di recupero e della velocità esterna allo strato limite (o dello sforzo a parete) e calcola l'accrescimento di ghiaccio sulla base del modello descritto al paragrafo 2.2. Esempi di calcolo di formazione di ghiaccio con `PoliMIce` sono forniti in fig. 3.23 e 3.24. Il caso considerato è il caso preso come riferimento in tutto il presente capitolo. La forma del profilo di ghiaccio calcolata numericamente viene confrontata con risultati sperimentali disponibili in letteratura [4]. L'accrescimento di ghiaccio a 120 s mostra una sovrastima dello spessore del ghiaccio nella regione di ristagno, sia nel caso bidimensionale, sia nel caso tridimensionale. L'accordo con il dato sperimentale nella regione di ristagno risulta invece migliore nella simulazione a 22.5 min.

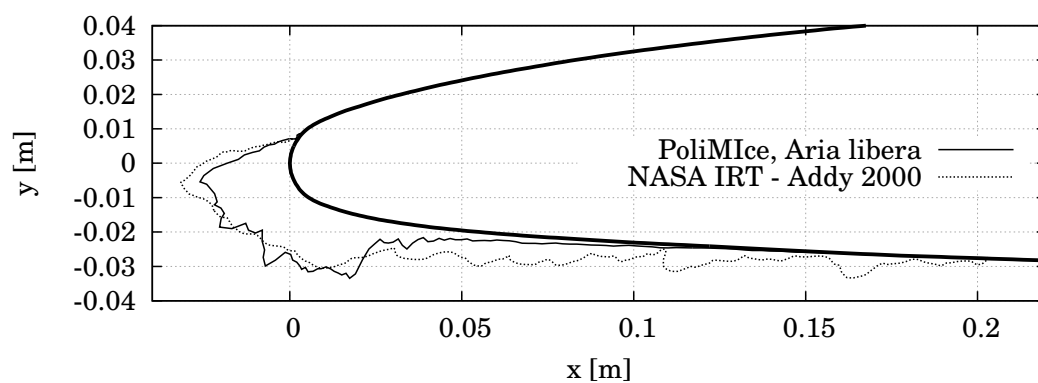


(a) Simulazione in aria libera

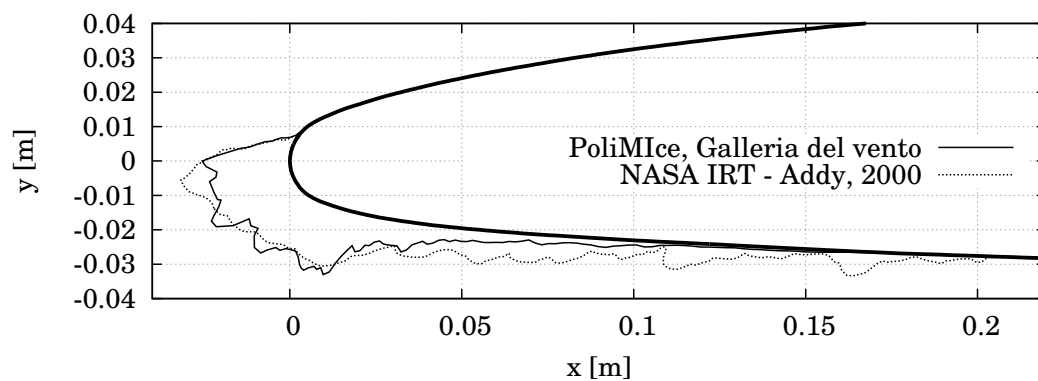


(b) Simulazione in galleria del vento

Figura 3.23: Accrescimento di ghiaccio 2D a 120 s (Profilo GLC-305, $\alpha = 6^\circ$, $V_\infty = 90 \text{ m/s}$, $P_\infty = 1 \text{ kPa}$, $T_\infty = 263.15 \text{ K}$, $MVD = 20 \mu\text{m}$, $LWC = 0.43 \text{ g/m}^3$)



(a) Simulazione in aria libera



(b) Simulazione in galleria del vento

Figura 3.24: Accrescimento di ghiaccio 2D a 1350 s (22 min 30 s). (Profilo GLC-305, $\alpha = 6^\circ$, $V_\infty = 90 \text{ m/s}$, $P_\infty = 1 \text{ kPa}$, $T_\infty = 263.15 \text{ K}$, $MVD = 20 \mu\text{m}$, $LWC = 0.43 \text{ g/m}^3$)

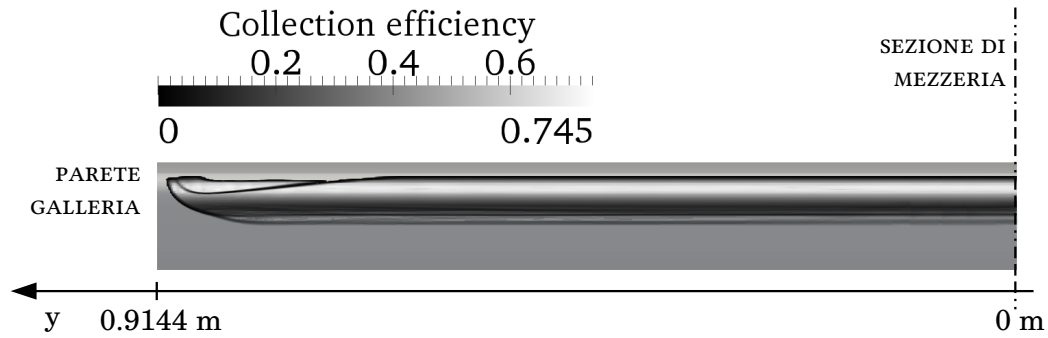


Figura 3.25: Collection efficiency in tre dimensioni valutata sul modello in galleria del vento

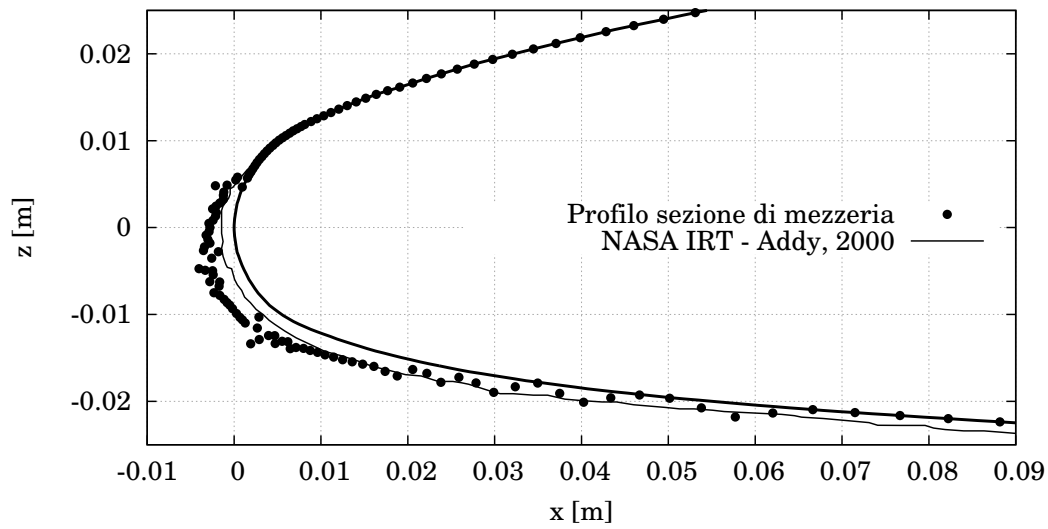


Figura 3.26: Accrescimento di ghiaccio 3D a 120 s (Profilo GLC-305, $\alpha = 6^\circ$, $V_\infty = 90 \text{ m/s}$, $P_\infty = 1 \text{ kPa}$, $T_\infty = 263.15 \text{ K}$, $MVD = 20 \mu\text{m}$, $LWC = 0.43 \text{ g/m}^3$)

Capitolo 4

Valutazione degli effetti di bloccaggio

Nel paragrafo 1.2 si è visto che, nell'ambito delle attività di ricerca sulla formazione di ghiaccio, la sperimentazione in galleria del vento costituisce uno strumento fondamentale sia per la stima del degrado di prestazioni che un profilo subisce in presenza di ghiaccio, sia per lo studio delle caratteristiche fisiche del campo di moto su profili e ali a seguito dell'accrescimento.

Sebbene fortemente auspicabile, non è mai possibile riprodurre perfettamente in galleria del vento le stesse condizioni di moto e ambientali incontrate in volo. Oltre a tutte le problematiche di scalatura connesse con l'impiego negli esperimenti di modelli di scala più piccola rispetto ai componenti al vero, la caratteristica più evidente che contraddistingue il flusso in galleria del vento è la presenza delle pareti.

Un accenno all'influenza dei numeri di Reynolds e di Mach sulle prestazioni dei profili alari puliti e ghiacciati è stato svolto nel paragrafo 2.3, mentre nel presente capitolo viene valutata numericamente con `PoliMIce` l'influenza della presenza delle pareti sulla forma dello strato di ghiaccio e sulla misura delle prestazioni dei profili alari.

4.1 Prove sperimentali di riferimento

Le prove sperimentali di accrescimento di ghiaccio cui si fa riferimento nel presente capitolo e in quello successivo sono state condotte presso l'Icing Research Tunnel della NASA.

L'IRT è una galleria del vento refrigerata, a circuito chiuso e camera di prova chiusa, il cui layout è rappresentato in fig. 4.1.

La camera di prova è lunga 6.10 m, alta 1.83 m e larga 2.74 m. La velocità raggiungibile in camera di prova è di 192 m/s e il sistema di raffreddamento consente di abbassare la temperatura fino a -40 °C.

La galleria è dotata di un sistema di ugelli (fig. 4.2) capaci di simulare una

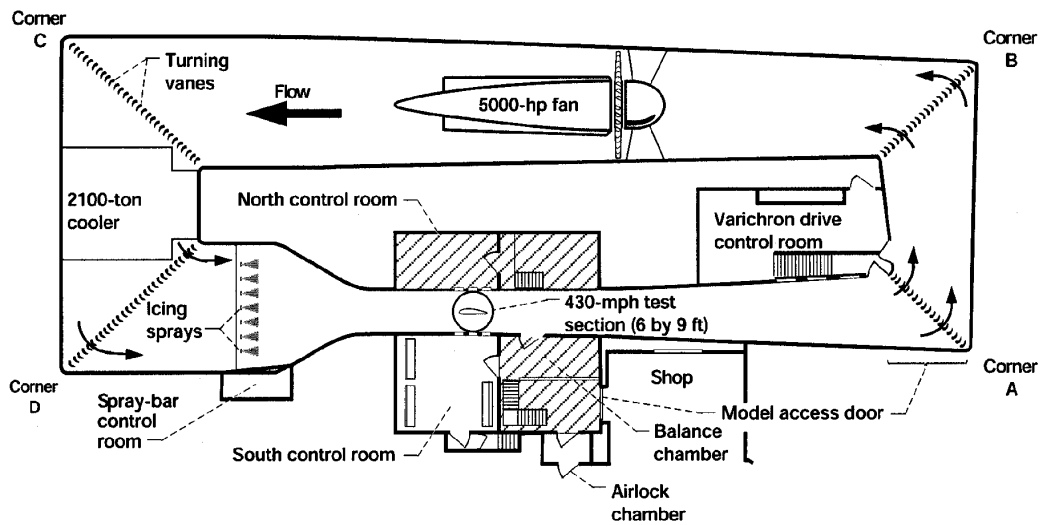


Figura 4.1: Layout dell'Icing Research Tunnel della NASA [12]

nube di estensione $1.22 \text{ m} \times 1.83 \text{ m}$, costituita da gocce d'acqua sopraffusa aventi MVD compresi tra $15 \text{ e } 50 \mu\text{m}$ e LWC variabili tra $0.2 \text{ e } 2.5 \text{ g/m}^3$.

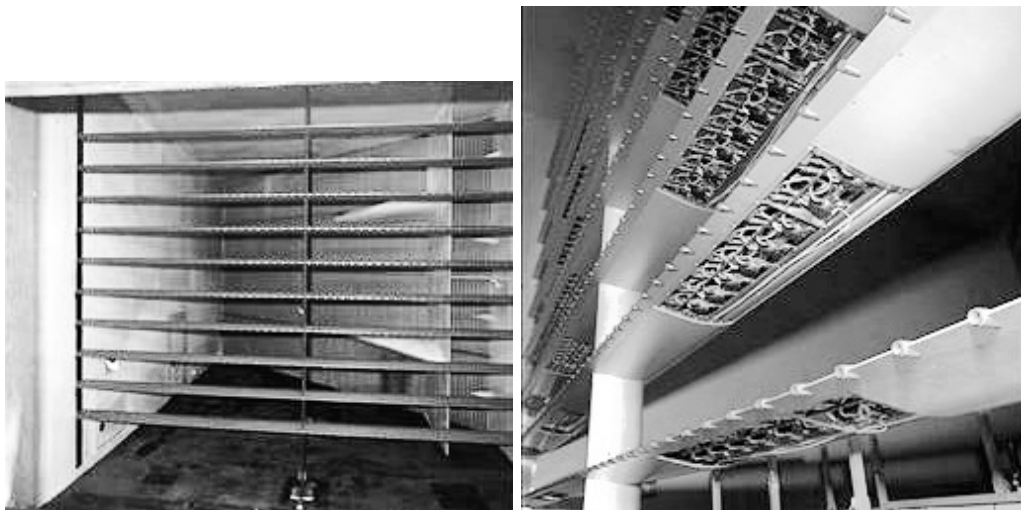


Figura 4.2: Sistema di ugelli per l'inseminazione del flusso con gocce d'acqua sopraffusa.

I dati sperimentali con cui i risultati numerici vengono di volta in volta confrontati sono stati acquisiti in due diverse campagne sperimentali, la prima svolta all'inizio degli anni Novanta su profili NACA-0012 [9] e la seconda qualche anno più tardi nell'ambito del cosiddetto *Modern Airfoils Program* della NASA [5] su profili GLC-305 [4].

In entrambi i casi, i modelli dei profili alari sono montati verticalmente all'interno della camera di prova e collegati a entrambi gli estremi a una bilancia esterna per la misura di portanza, resistenza e momento di beccheggio (fig. 4.3).



Figura 4.3: Setup sperimentale di riferimento

Per quanto riguarda i soli effetti di galleria, una prova di questo tipo può essere considerata, di fatto, una prova “bidimensionale”. Il fatto che il modello si estenda con corda costante da parete a parete consente di trascurare la presenza di eventuali vortici di estremità (e del relativo downwash), rendendo così necessario tenere conto soltanto di effetti bidimensionali come galleggiamento orizzontale, bloccaggio solido, bloccaggio di scia e curvatura delle linee di corrente in corrispondenza delle pareti.

Le problematiche da tenere in considerazione quando si eseguono prove di accrescimento di ghiaccio in galleria del vento sono molteplici. Tra queste, si possono citare la disuniformità della nube simulata e l'elevato livello di turbolenza in camera di prova causato alla presenza del sistema di ugelli deputato all'inseminazione della corrente con le gocce d'acqua sopralfusa. La criticità maggiore associata alle prove di icing in galleria del vento è tuttavia costituita dal fatto che la forma del modello cambia nel tempo, e con essa le caratteristiche del campo aerodinamico. Questo fatto influenza sia le scelte operate in fase di preparazione del modello e del setup sperimentale, sia, successivamente, l'analisi dei risultati.

Tipicamente, prove di carattere bidimensionale pensate per effettuare misure su profili puliti vedono la realizzazione di modelli con la corda maggiore possibile: la priorità è massimizzare il numero di Reynolds di prova, compati-

bilmente con la potenza installata. Aumentare la corda del profilo comporta, per contro, rendere più significativa l'interferenza con le pareti della galleria.

Il fatto che la formazione di ghiaccio modifichi le caratteristiche del campo di moto al progredire del tempo rende più complicata la scelta della corda del modello da realizzare. Tale scelta deve risultare da un compromesso tra più esigenze contrastanti:

- Le prestazioni del profilo pulito sono fortemente dipendenti dal numero di Reynolds. Di conseguenza, quantificare il degrado di prestazioni subito dal profilo in seguito alla formazione di ghiaccio richiede, a monte, l'aver stabilito correttamente le prestazioni del profilo pulito.
- Se provare modelli di corda maggiore porta ad avere meno incertezze nella scalatura dei risultati, in quanto la prova risulta svolta a un numero di Reynolds più alto, si ha per contro una maggiore influenza delle pareti sulla corrente in galleria del vento.
- Per ottenere un numero di Reynolds di prova più elevato, è possibile aumentare, oltre alla corda, anche la velocità in camera di prova. Aumentare la velocità porta a sua volta a una contaminazione dei risultati: nel caso di profili ghiacciati, la comprimibilità del flusso comincia a influenzare le misure già a numeri di Mach di circa 0.10, mentre tipicamente, nel caso di profili puliti, effetti simili si hanno a numeri di Mach più elevati, pari a $0.20 \div 0.25$ [10].
- Per le motivazioni discusse al paragrafo 2.3, le prestazioni dei profili ghiacciati tendono ad avere una dipendenza meno marcata dal numero di Reynolds rispetto alle prestazioni dei profili puliti.

Nelle primissime campagne sperimentali, che risalgono agli anni Cinquanta e Sessanta, si tendeva a privilegiare il fatto di ottenere un elevato numero di Reynolds anziché minimizzare l'interferenza delle pareti. Chiaramente, però, l'eccessiva interferenza con le pareti limitava l'utilizzabilità dei risultati ottenuti, specie ad elevati angoli di incidenza.

Nonostante gli esperimenti presi in esame nel presente lavoro siano stati eseguiti quarant'anni più tardi, il fatto che siano state scelte per i profili NACA-0012 e GLC-305 due lunghezze di corda tra loro molto diverse (rispettivamente 0.533 m e 0.914 m) porta a pensare che, tuttora, un compromesso ottimale tra ottenimento di un elevato numero di Reynolds di prova e contenimento degli effetti di parete non sia ancora stato individuato.

Negli esperimenti svolti sul profilo NACA-0012 e descritti in [9], la scelta è ricaduta su una lunghezza di corda (0.533 m) che consentisse di limitare il più possibile l'interferenza delle pareti. Per contro, tale scelta ha portato ad avere numeri di Reynolds di prova di poco superiori a 2 milioni, troppo bassi per una accurata stima delle prestazioni del profilo in volo.

Nelle prove più recenti effettuate sul profilo GLC-305 [4], la scelta di una corda di 0.9144 m ha voluto rappresentare il miglior compromesso tra le diverse esigenze. Nonostante ciò, i risultati di tali prove sono ugualmente affetti da tutti i fattori limitanti precedentemente discussi: basso numero di Reynolds ($5.248 \cdot 10^6$), effetti di parete ed effetti di comprimibilità ($M_\infty = 0.26$).

4.2 Strategia di indagine

Come già più volte ricordato, il fatto che in galleria del vento si abbia un flusso confinato da pareti solide incide sia sulla forma dello strato di ghiaccio, sia sulle prestazioni del profilo alare. Obiettivo del presente studio è quantificare tale interferenza.

Data la natura delle prove sperimentali di riferimento, lo studio numerico degli effetti di bloccaggio viene svolto considerando il problema come bidimensionale, il che equivale ad assumere come rappresentativo il comportamento della corrente in una sezione della galleria posta in corrispondenza della mezzeria.

Un parametro utile a quantificare l'entità del bloccaggio offerto dalle pareti è il rapporto tra la lunghezza della corda del profilo alare e l'altezza (o la larghezza, essendo il modello montato in verticale come in fig. 4.3) della camera di prova. Nelle prove sperimentali assunte come riferimento, tale rapporto assume due valori diversi: $c/H = 0.2$ per il profilo NACA-0012 di corda 0.533 m e $c/H = 1/3$ per il profilo GLC-305 di corda 0.9144 m. Nel capitolo 3 si è sottolineata in diverse occasioni la necessità di rendere quanto più possibile omogenei i parametri passati in ingresso alle simulazioni in aria libera e in galleria del vento, al fine di ottenere dal confronto tra prestazioni e contorno esterno dello strato di ghiaccio l'effetto netto del bloccaggio di galleria (o perlomeno della differenza di geometria del dominio di calcolo). Tenendo presente ciò, per ogni set di condizioni di volo e ambientali analizzato, l'effetto del bloccaggio viene studiato eseguendo:

- una simulazione in aria libera all'angolo di incidenza di riferimento
- una o più simulazioni in galleria del vento alla medesima incidenza, al variare del rapporto c/H
- una o più simulazioni in aria libera agli angoli di incidenza corretti numericamente per gli effetti di galleria.

Confrontare le forme di ghiaccio ottenute nei vari casi è immediato.

Maggiore attenzione richiede invece lo studio dell'effetto del bloccaggio sulle prestazioni del profilo. Tale studio viene condotto monitorando, per ogni simulazione svolta, l'andamento del coefficiente di portanza al progredire del tempo di accrescimento $C_l(t)$. Per ogni caso analizzato, vengono proposti i

seguenti confronti, con l'intento di ricavare da ciascuno un preciso spunto di carattere fisico:

- Confronto tra le curve $C_l(t)$ ottenute da:
 - Simulazione in aria libera
 - Simulazioni in galleria del vento svolte per i diversi valori del rapporto c/H

L'angolo di incidenza è il medesimo per tutte le simulazioni ed è pari al suo valore di riferimento. Da tale confronto si possono osservare eventuali discrepanze nell'andamento delle curve $C_l(t)$ al variare del bloccaggio e si può apprezzare la differenza in valore assoluto tra il coefficiente di portanza che si registra in aria libera e quello che si ottiene in galleria del vento per un determinato valore del bloccaggio.

- Confronto tra le curve $C_l(t)$ ottenute da:
 - Simulazione in aria libera
 - Simulazione in galleria del vento per il valore di riferimento del rapporto c/H
 - Applicazione delle correzioni di galleria standard riportate in [19] ai coefficienti di portanza ottenuti dalla simulazione in galleria del vento

Le correzioni di galleria standard servono per stimare, partendo dai coefficienti di portanza misurati in galleria del vento, i valori di C_l che competono al profilo alare in aria libera a pari assetto e condizioni ambientali. Mentre si rimanda a [19] per una descrizione esaustiva di tali correzioni, viene qui riportata la formula utilizzata per correggere il coefficiente di portanza per gli effetti del bloccaggio solido e per gli effetti della curvatura delle linee di corrente in prossimità delle pareti superiore e inferiore della galleria del vento:

$$C_{l_c} = C_{l_{n.c.}} (1 - 2\varepsilon_{bs} - \sigma) \quad (4.1)$$

dove C_{l_c} e $C_{l_{n.c.}}$ indicano rispettivamente i coefficienti di portanza corretto e non corretto, ε_{bs} è il coefficiente di bloccaggio solido, σ è dato da:

$$\sigma = \frac{\pi^2}{48} \frac{c^2}{H^2}$$

e Λ è un fattore di forma che dipende dal modello installato. I valori di Λ per profili NACA sono riportati in [6], mentre per altri profili alari si calcola secondo quanto indicato da [8].

Tale confronto mette dunque in luce la validità della correzione di galleria standard al variare del tempo di accrescimento.

- Confronto tra le curve $C_l(t)$ ottenute da:
 - Simulazione in galleria del vento svolta per i valori di riferimento di angolo di incidenza e di rapporto c/H
 - Simulazione in aria libera all'angolo di incidenza corretto numericamente per gli effetti di galleria. Tale correzione si basa sui coefficienti di portanza che risultano dal calcolo del campo di moto con OpenFOAM: l'angolo di incidenza corretto per gli effetti di galleria è l'angolo di incidenza in aria libera a cui è associato il coefficiente di portanza calcolato all'istante iniziale in galleria del vento.

Poiché i valori di C_l all'istante iniziale sono identici (o almeno, sono uguali a meno dell'errore legato all'aver ipotizzato una curva di portanza perfettamente lineare), questo confronto permette di valutare se una correzione esatta all'istante iniziale mantiene la propria validità anche all'avanzare del tempo.

4.3 Risultati numerici

Nel presente lavoro sono stati studiati tre diversi casi corrispondenti ad altrettanti set di condizioni di volo e ambientali (si vedano le tab. 4.1 e 4.2). A causa delle limitazioni del modello di accrescimento di ghiaccio attualmente implementato in `PolimIce`, tutti e tre i casi rappresentano condizioni miste rime-glaze. In tale range di condizioni, si ha un buon accordo con i dati sperimentali, sia per tempi di simulazione brevi (6, 7 minuti), sia per tempi di simulazione più lunghi (22.5 minuti.)

I risultati ottenuti e le osservazioni che da questi si possono trarre sono presentati caso per caso nei tre paragrafi seguenti.

Caso	α [deg]	c/H	V_∞ [m/s]	T_∞ [K]	P_∞ [Pa]	MVD [μm]	LWC [g/m ³]	T_{test} [s]	ΔT_{aero} [s]
N1-2D4F	4	–	102.8	262.04	10 ⁵	20	0.55	420	10
N1-2D4W02 *	4	0.2	102.8	262.04	10 ⁵	20	0.55	420	10
N1-2D4W03	4	0.3333	102.8	262.04	10 ⁵	20	0.55	420	10
N1-2D4W05	4	0.5	102.8	262.04	10 ⁵	20	0.55	420	10
N1-2D4W07	4	0.7	102.8	262.04	10 ⁵	20	0.55	420	10
N1-2D4FC02	4.09	–	102.8	262.04	10 ⁵	20	0.55	420	10
N2-2D4F	4	–	67	262.04	10 ⁵	20	1	360	10
N2-2D4W02 *	4	0.2	67	262.04	10 ⁵	20	1	360	10
N2-2D4W03	4	0.3333	67	262.04	10 ⁵	20	1	360	10
N2-2D4W05	4	0.5	67	262.04	10 ⁵	20	1	360	10
N2-2D4W07	4	0.7	67	262.04	10 ⁵	20	1	360	10
N2-2D4FC02	4.09	–	67	262.04	10 ⁵	20	1	360	10
N2-2D4FC03	4.46	–	67	262.04	10 ⁵	20	1	360	10
N2-2D4FC05	4.48	–	67	262.04	10 ⁵	20	1	360	10
N2-2D4FC07	4.97	–	67	262.04	10 ⁵	20	1	360	10

Tabella 4.1: Simulazioni bidimensionali per lo studio degli effetti di bloccaggio, profilo NACA-0012

Caso	α [deg]	c/H	V_∞ [m/s]	T_∞ [K]	P_∞ [Pa]	MVD [μm]	LWC [g/m ³]	T_{test} [s]	ΔT_{aero} [s]
G1-2D6F	6	–	90	263.15	10 ⁵	20	0.43	1350	5
G1-2D6W03 *	6	0.3333	90	263.15	10 ⁵	20	0.43	1350	5
G1-2D6FC03	6.36	–	90	263.15	10 ⁵	20	0.43	1350	5

Tabella 4.2: Simulazioni bidimensionali per lo studio degli effetti di bloccaggio, profilo GLC-305

4.3.1 Caso N1-2D – Esempio di strategia d'indagine

Il primo caso trattato è quello di un profilo NACA-0012 di corda 0.533 m, sottoposto alle seguenti condizioni:

α [deg]	V_∞ [m/s]	T_∞ [K]	P_∞ [Pa]	MVD [μm]	LWC [g/m ³]
4	102.8	262.04	10^5	20	0.55

Il tempo totale di accrescimento è di 7 min e il campo di moto viene ricalcolato ogni 10 s.

I domini di calcolo analizzati sono quello in aria libera (fig. 4.4) e quattro diversi domini in galleria del vento, associati ciascuno a un diverso valore del rapporto c/H (4.5). Il rapporto c/H di riferimento è 0.2.

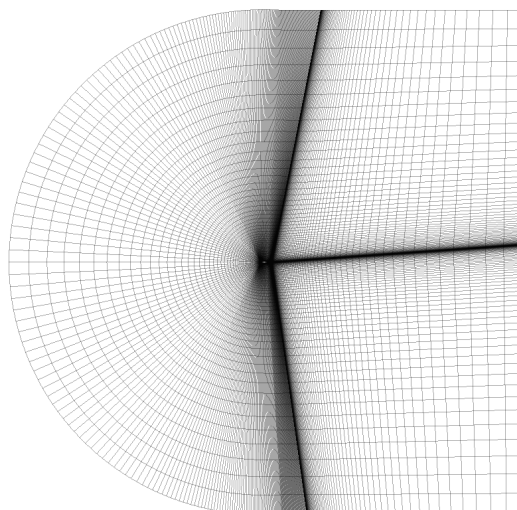


Figura 4.4: Caso N1. Griglia di calcolo per le simulazioni in aria libera

In fig. 4.6, le formazioni di ghiaccio calcolate con `PoliMIce` vengono confrontate con i dati sperimentali forniti in [9]. I profili di ghiaccio confrontati con il dato sperimentale sono quelli ottenuti rispettivamente dalle simulazioni in aria libera e in galleria del vento al rapporto c/H di riferimento, ossia 0.2. In entrambi i casi, l'accordo con il dato sperimentale è molto buono in una regione abbastanza estesa attorno alla zona di ristagno.

In fig. 4.7 sono riportate le forme assunte dallo strato di ghiaccio al variare del bloccaggio. Si nota come i profili di ghiaccio siano praticamente sovrapposti nella regione di ristagno, mentre si discostino leggermente l'uno dall'altro nella zona immediatamente a valle. Un comportamento simile si nota anche nella fig. 4.8, in cui vengono confrontati gli andamenti della collection efficiency in aria libera e in galleria del vento agli istanti iniziale e finale. Mentre non

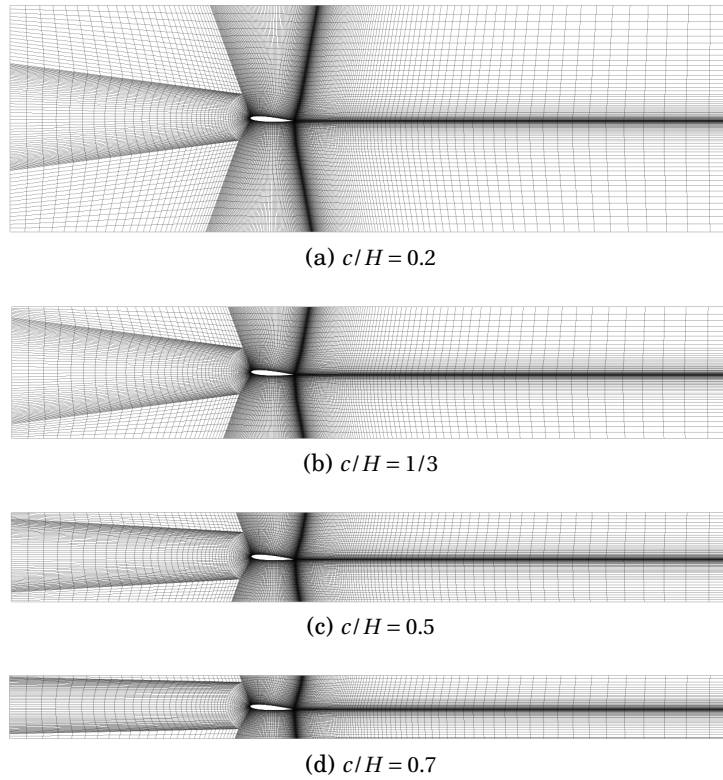


Figura 4.5: Caso N1. Griglie di calcolo per le simulazioni in galleria del vento

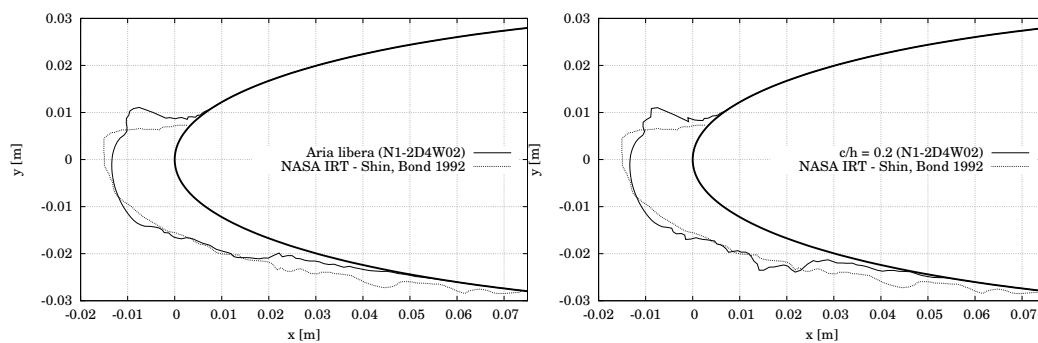


Figura 4.6: Caso N1. Confronto tra la forma del ghiaccio calcolata con PolimIce e il dato sperimentale [9] a 7 min di accrescimento

si riscontrano apprezzabili differenze tra gli andamenti della collection efficiency all'istante iniziale (fig. 4.8 (a)), dal grafico relativo all'istante finale (fig. 4.8 (b)) si nota come gli scostamenti maggiori tra l'andamento della collection efficiency in aria libera e in galleria del vento si verificano sul dorso e sul ventre del profilo a valle della regione di ristagno.

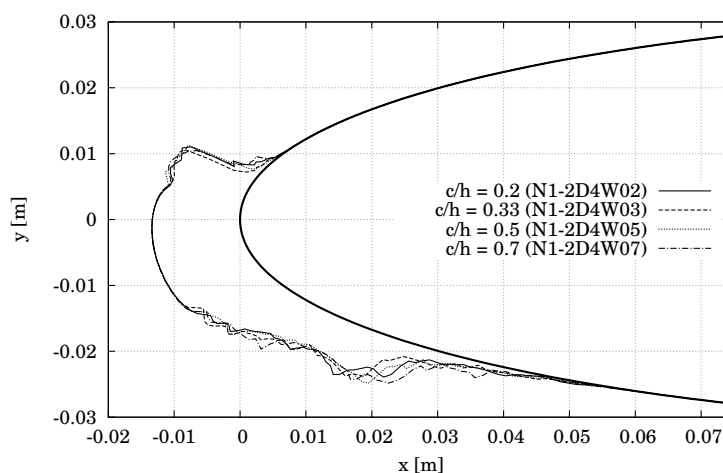


Figura 4.7: Caso N1. Effetto del bloccaggio sulla forma del ghiaccio in galleria del vento valutato con PolIMIce

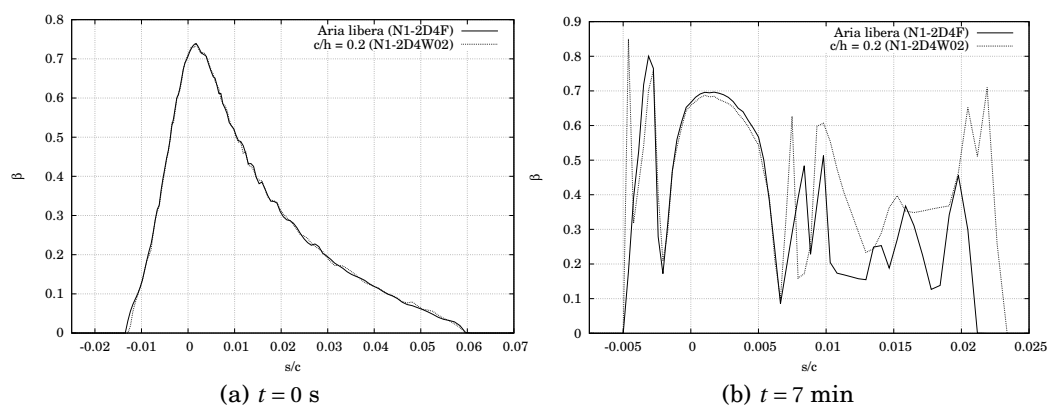
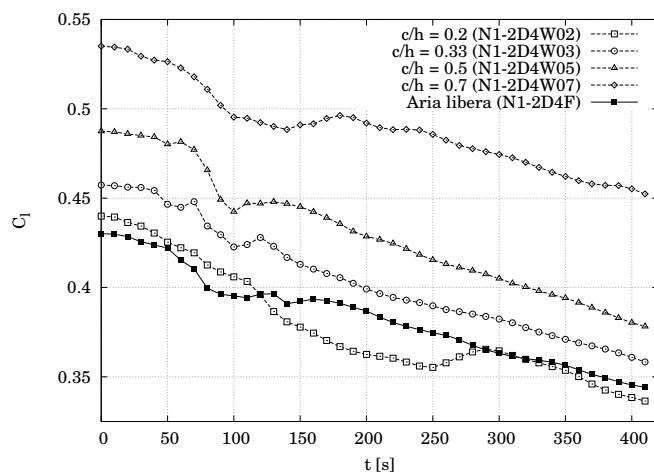


Figura 4.8: Caso N1. Confronto tra l'andamento della collection efficiency in aria libera e in galleria del vento a $c/H = 0.2$ all'istante iniziale e dopo 7 min di accrescimento

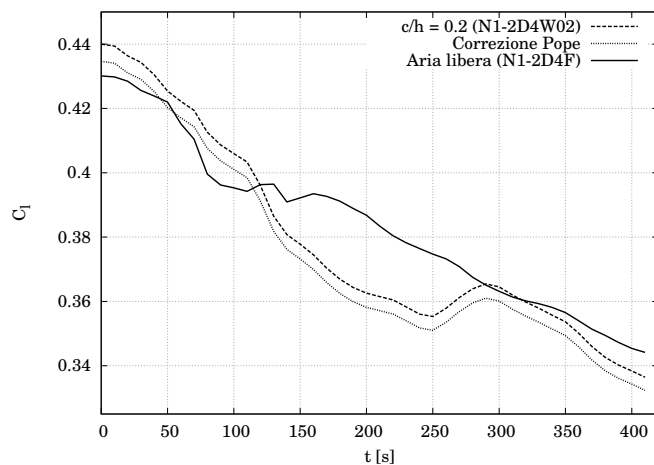
I tre diversi confronti tra gli andamenti dei coefficienti di portanza discussi nel paragrafo 4.2 sono riportati in fig. 4.9. Si osserva che sia la correzione standard (fig. 4.9 (b)), sia la correzione numerica (4.9 (c)) applicate alla geometria pulita forniscono una buona approssimazione del coefficiente di portanza

del profilo ghiacciato in aria libera soltanto nelle prime fasi dell'accrescimento. Lo stesso non si può affermare per i valori corretti a istanti di tempo maggiori. Ciò si nota in modo particolare nella fig. 4.10, in cui è riportato l'andamento nel tempo dell'errore percentuale che si commette applicando a tutti gli istanti di tempo la correzione numerica dell'angolo di incidenza valutata all'istante iniziale.

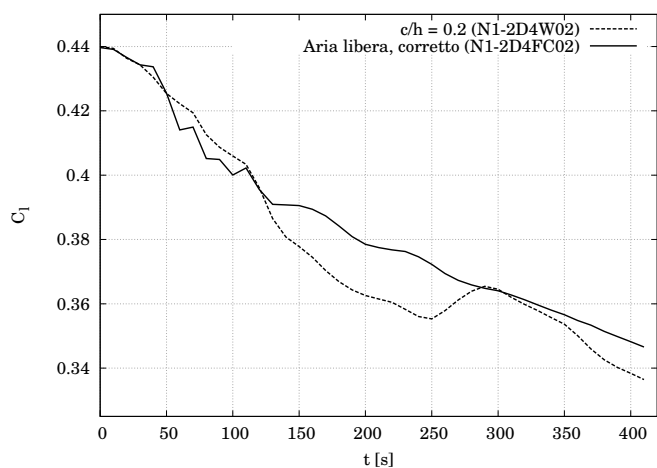
Oltre che per i coefficienti di forza stimati, i risultati ottenuti nelle simulazioni in galleria del vento all'angolo di incidenza di riferimento e in aria libera all'angolo di incidenza corretto differiscono anche per la forma finale dello strato di ghiaccio (fig. 4.11).



(a) $C_L(t)$ non corretti



(b) Correzione standard



(c) Correzione numerica

Figura 4.9: Caso N1. Andamenti del coefficiente di portanza nel tempo

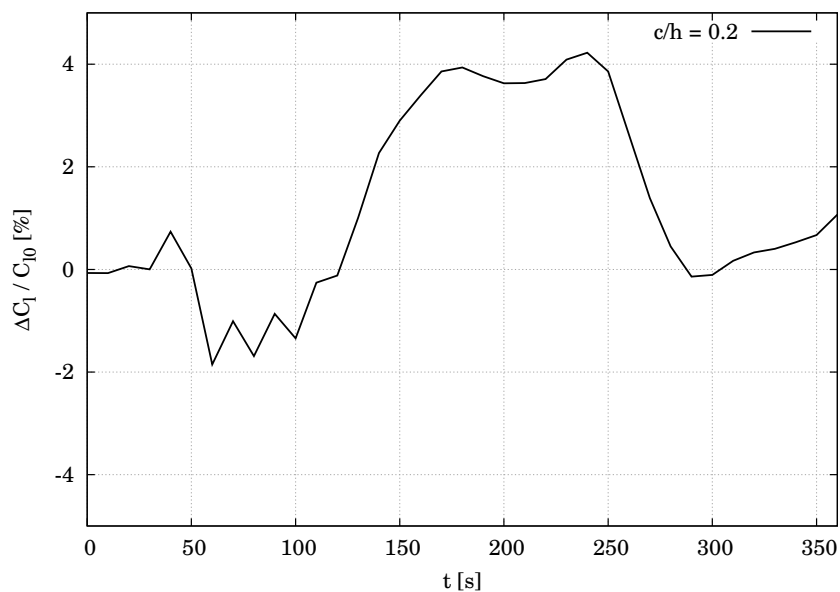


Figura 4.10: Errore percentuale sulla correzione numerica del coefficiente di portanza, $c/H = 0.2$

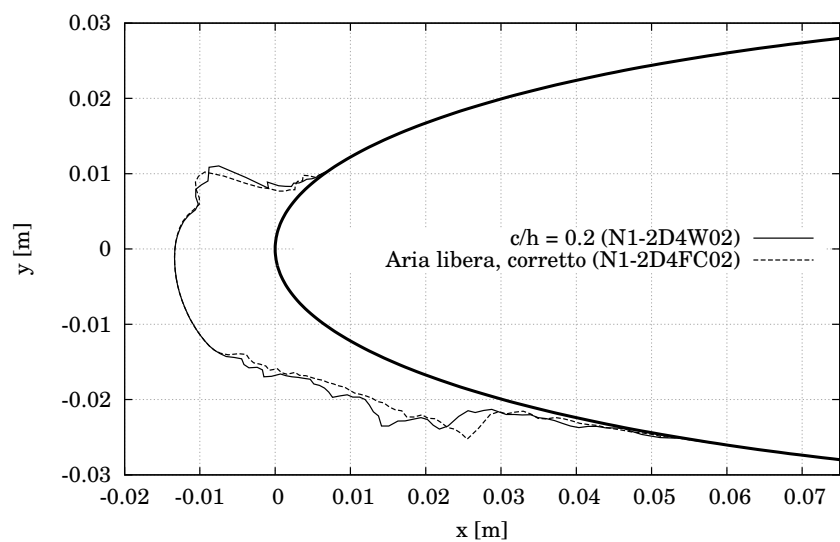


Figura 4.11: Caso N1. Forma dello strato di ghiaccio in galleria del vento all'angolo di incidenza di riferimento e in aria libera all'angolo di incidenza corretto

4.3.2 Caso N2-2D – Verifica della validità delle correzioni di galleria al variare del bloccaggio

Il secondo caso studiato è sempre un profilo NACA-0012 di corda 0.533 m posto a un'incidenza di 4° . La velocità più bassa, combinata a un LWC più elevato, fanno sì che questo caso si avvicini di più a un regime di glaze ice che non di rime ice:

α [deg]	V_∞ [m/s]	T_∞ [K]	P_∞ [Pa]	MVD [μm]	LWC [g/m^3]
4	67	262.04	10^5	20	1

Il tempo totale di accrescimento è di 6 min e il campo di moto viene ricalcolato ogni 10 s.

Le stesse considerazioni svolte nel paragrafo precedente in merito ai domini di calcolo e all'influenza del bloccaggio sulla forma dello strato di ghiaccio e sulla collection efficiency possono essere replicate per il caso in esame (si vedano le fig. 4.12, 4.13 e 4.14).

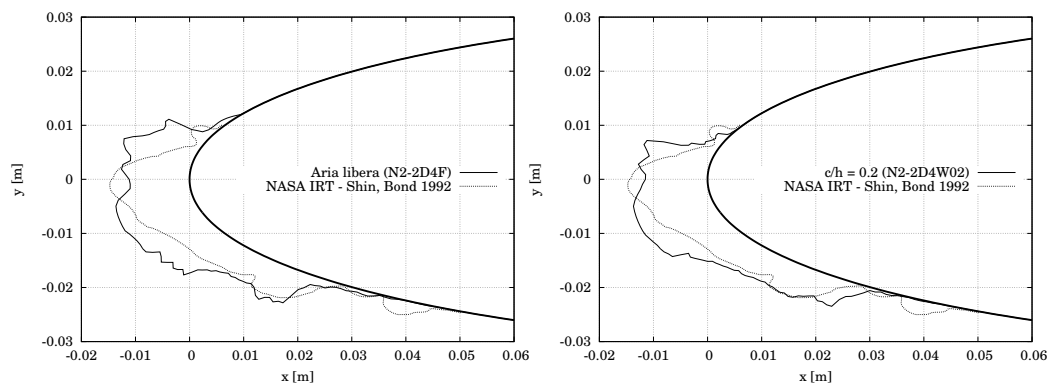


Figura 4.12: Caso N2. Confronto tra la forma del ghiaccio calcolata con PolimiIce e il dato sperimentale [9] a 6 min di accrescimento

Mentre nel caso precedente la validità delle correzioni standard e numerica al progredire del tempo è stata valutata soltanto per il valore di riferimento del rapporto c/H , si è scelto per questo caso di ripetere l'analisi per tutti i valori del bloccaggio. Questo per verificare che l'indicazione ricavata dal precedente studio — ossia che le correzioni applicate alla configurazione pulita costituiscono una buona approssimazione del comportamento del profilo ghiacciato in aria libera soltanto nelle prime fasi di accrescimento — non fosse legata a un particolare valore del bloccaggio. I risultati riportati nelle fig. 4.15, 4.16, 4.17, 4.18, 4.19 e 4.20 confermano tale tendenza e, sebbene non si possano trarre conclusioni di carattere generale partendo dall'analisi di un numero così limitato di casi, si osserva come lo scostamento tra le condizioni “esatte” e quelle “corrette” non presenti mai uno schema comune.

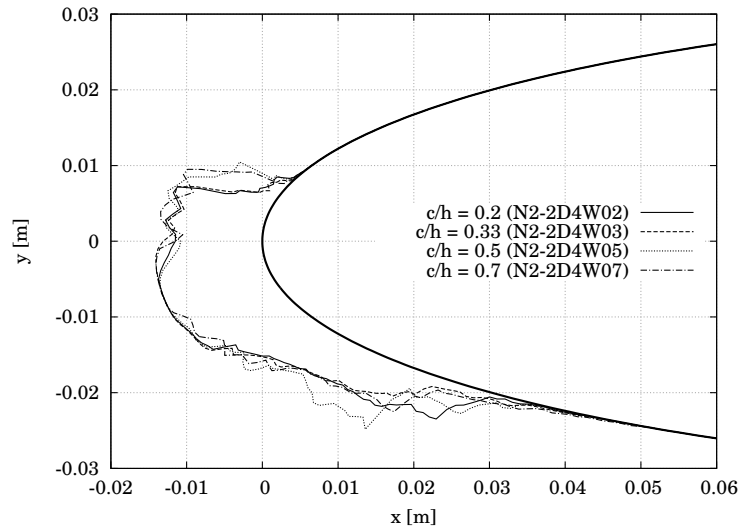


Figura 4.13: Caso N2. Effetto del bloccaggio sulla forma del ghiaccio in galleria del vento valutato con PolIMIce

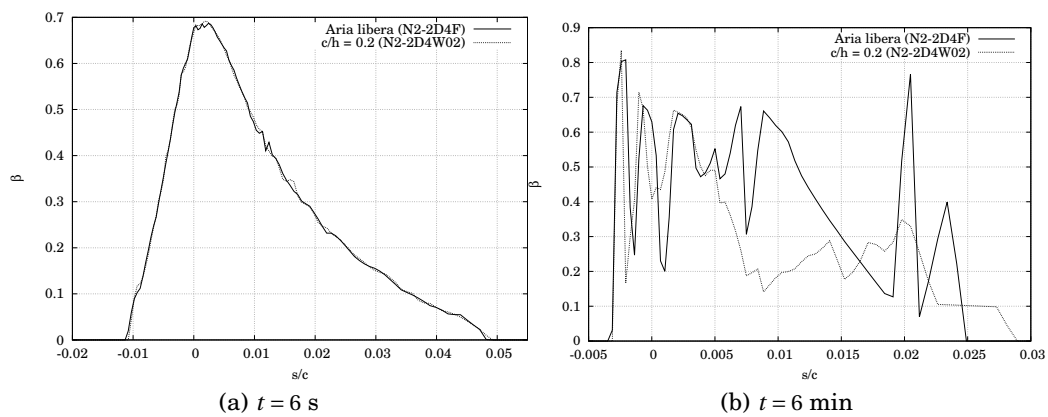


Figura 4.14: Caso N2. Confronto tra l'andamento della collection efficiency in aria libera e in galleria del vento a $c/H = 0.2$ all'istante iniziale e dopo 6 min di accrescimento

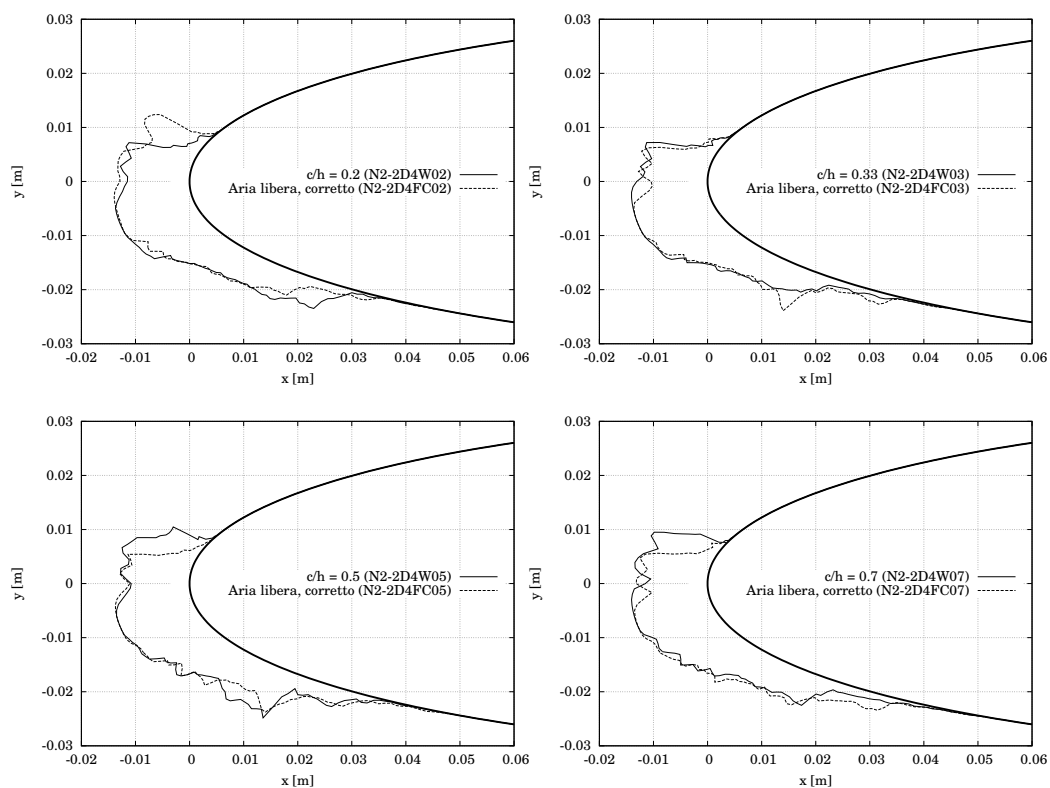


Figura 4.15: Caso N2. Forma dello strato di ghiaccio in galleria del vento all'angolo di incidenza di riferimento e in aria libera all'angolo di incidenza corretto, per tutti i valori di bloccaggio

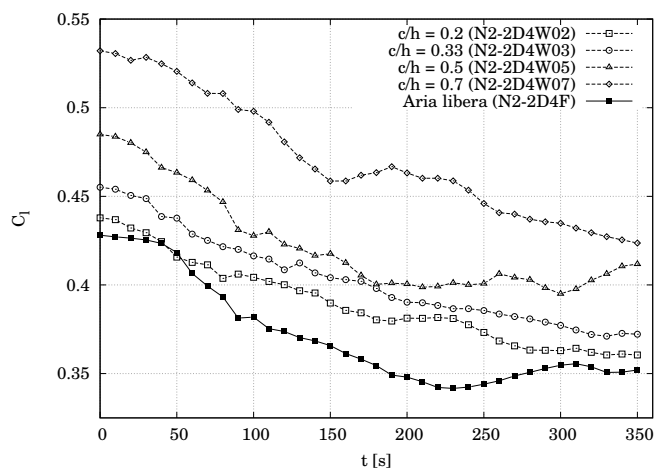


Figura 4.16: Caso N2. Andamento del coefficiente di portanza nel tempo per la simulazione in aria libera e per tutti i valori di bloccaggio

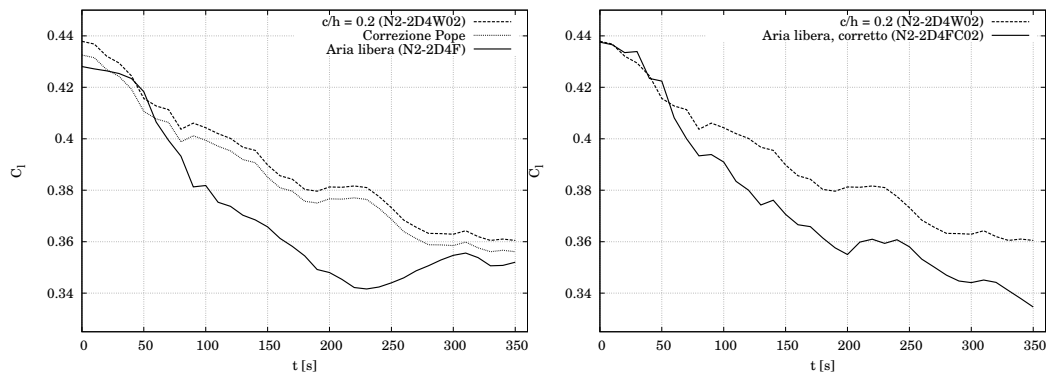


Figura 4.17: Caso N2. Andamento del coefficiente di portanza nel tempo per il caso $c/H = 0.2$

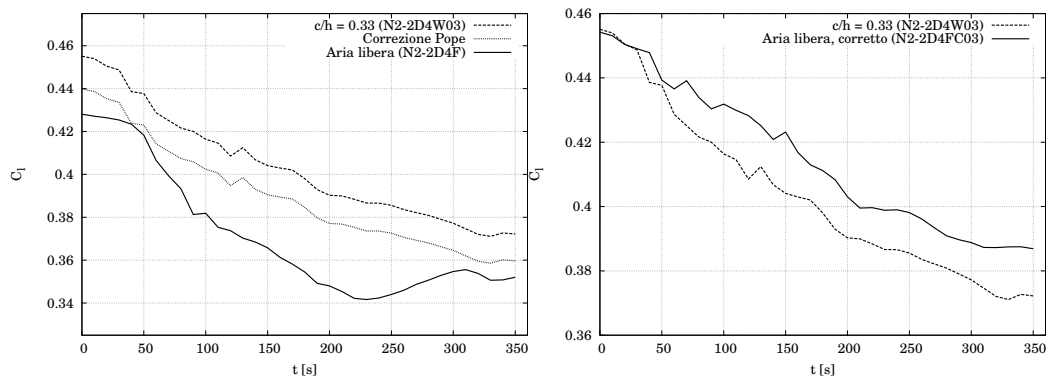


Figura 4.18: Caso N2. Andamento del coefficiente di portanza nel tempo per il caso $c/H = 1/3$

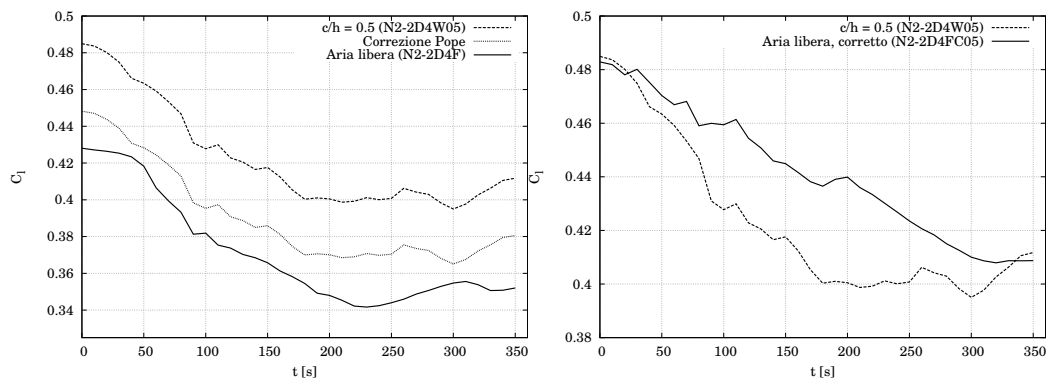


Figura 4.19: Caso N2. Andamento del coefficiente di portanza nel tempo per il caso $c/H = 0.5$

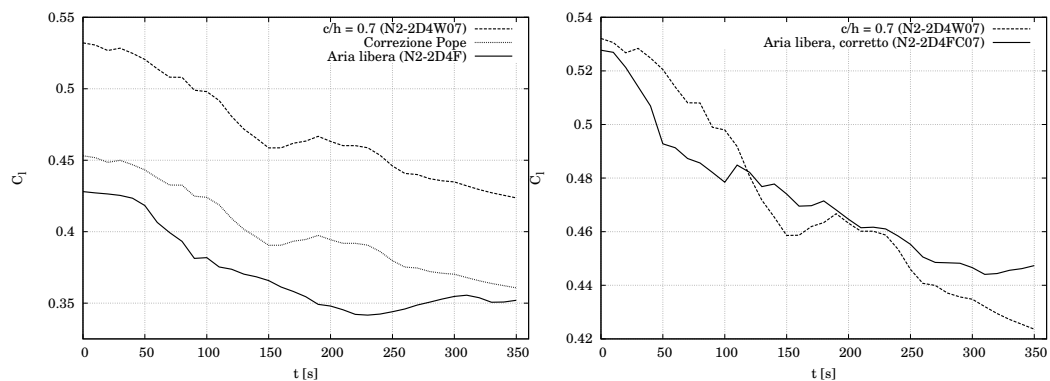


Figura 4.20: Caso N2. Andamento del coefficiente di portanza nel tempo per il caso $c/H = 0.7$

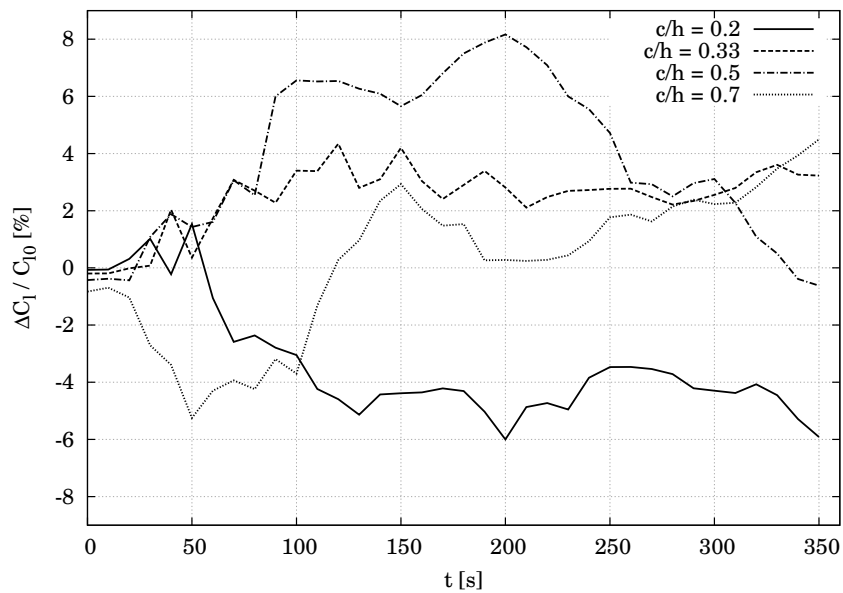


Figura 4.21: Errore percentuale sulla correzione numerica del coefficiente di portanza al variare del bloccaggio

4.3.3 Caso G1-2D – Effetti di galleria per prove di icing di lunga durata

L'ultimo caso analizzato è il caso già ampiamente discusso nel cap. 3 del profilo GLC-305 di corda 0.914 m, caratterizzato dalle seguenti condizioni di volo e ambientali:

α [deg]	V_∞ [m/s]	T_∞ [K]	P_∞ [Pa]	MVD [μm]	LWC [g/m ³]
6	90	263.15	10 ⁵	20	0.43

Il tempo totale di accrescimento è di 22.5 min (1350 s) e il campo di moto viene ricalcolato ogni 5 s. Essendo cambiata la lunghezza della corda rispetto ai due casi dei profili NACA, il rapporto c/H di riferimento è ora 1/3.

La peculiarità del presente caso non risiede tanto nel diverso valore del bloccaggio di riferimento, quanto nella lunga durata della simulazione (22.5 min). È dunque interessante notare come tutte le osservazioni svolte in merito ai due casi precedenti possano essere applicate anche in questa situazione (fig. 4.22, 4.23, 4.24, 4.25).

Il particolare andamento del coefficiente di portanza che si registra negli ultimi 7 minuti di simulazione (fig. 4.25) conferma quanto già osservato nel caso N2 in merito all'impossibilità di individuare un'andamento anche solo qualitativo dei coefficienti di forza nel tempo al variare della geometria del dominio.

Infine, confrontando gli andamenti nel tempo dell'errore percentuale sulla stima del coefficiente di portanza ottenuti in questo caso (fig. 4.26) e nei casi precedenti, si nota come l'errore commesso possa essere per difetto o per eccesso e possa portare per alcuni valori del bloccaggio a sbagliare la stima del coefficiente di portanza anche dell'8%. Ciò costituisce una approssimazione inaccettabile ai fini della stima delle prestazioni dei velivoli.

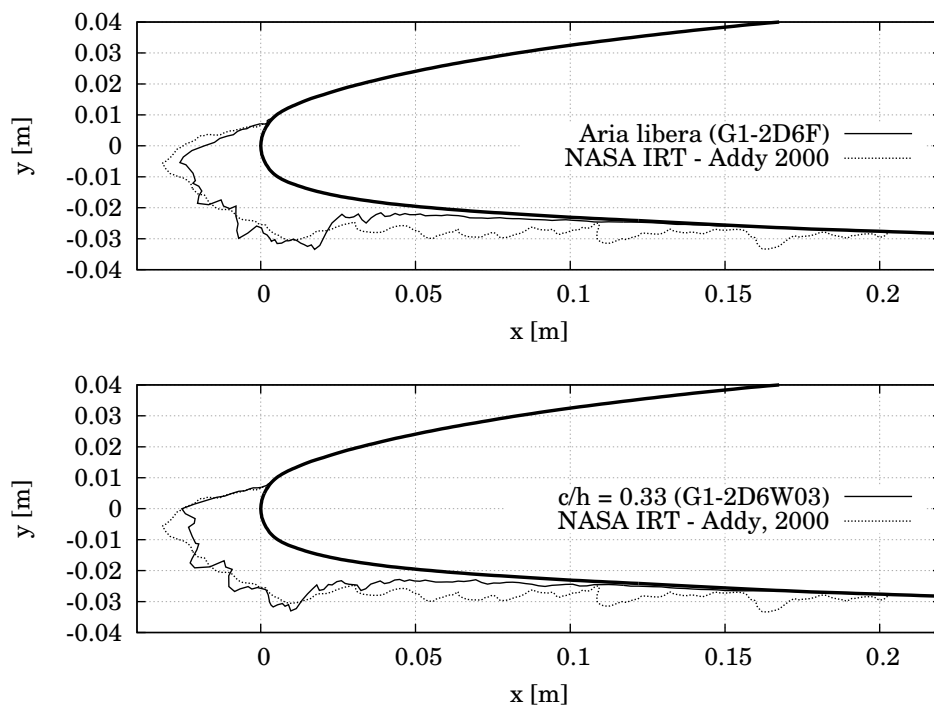


Figura 4.22: Caso G1. Confronto tra la forma del ghiaccio calcolata con PoliMIce e il dato sperimentale [4] a 22.5 min di accrescimento

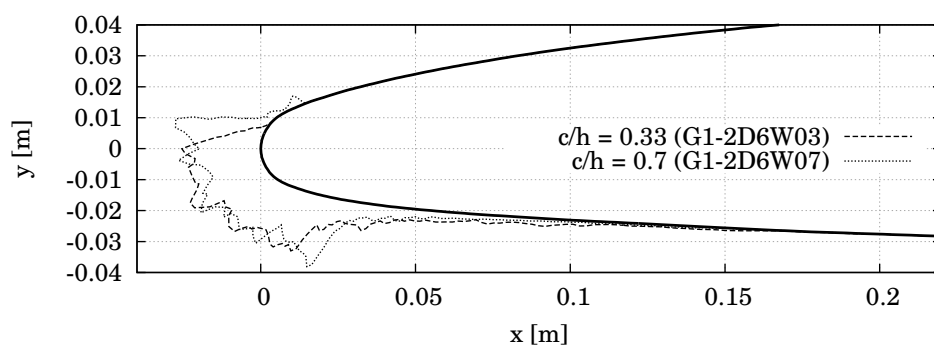


Figura 4.23: Caso G1. Effetto del bloccaggio sulla forma del ghiaccio in galleria del vento valutato con PoliMIce

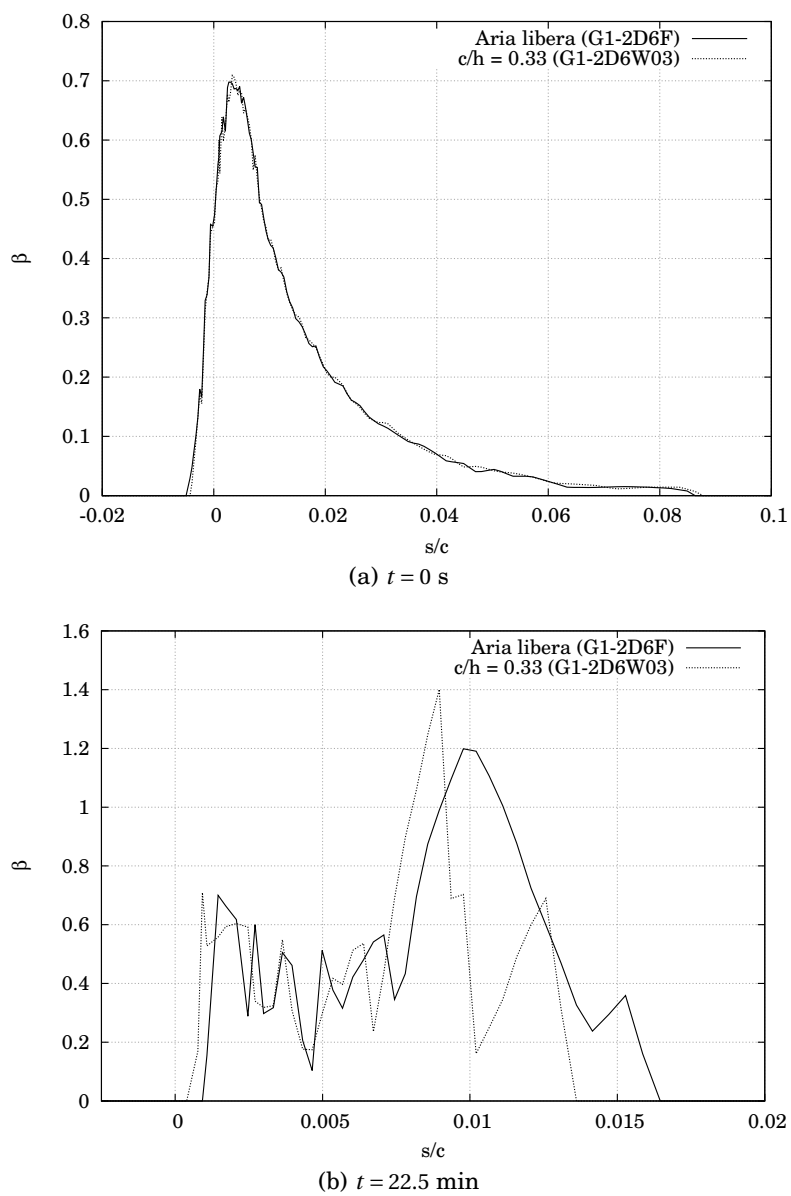
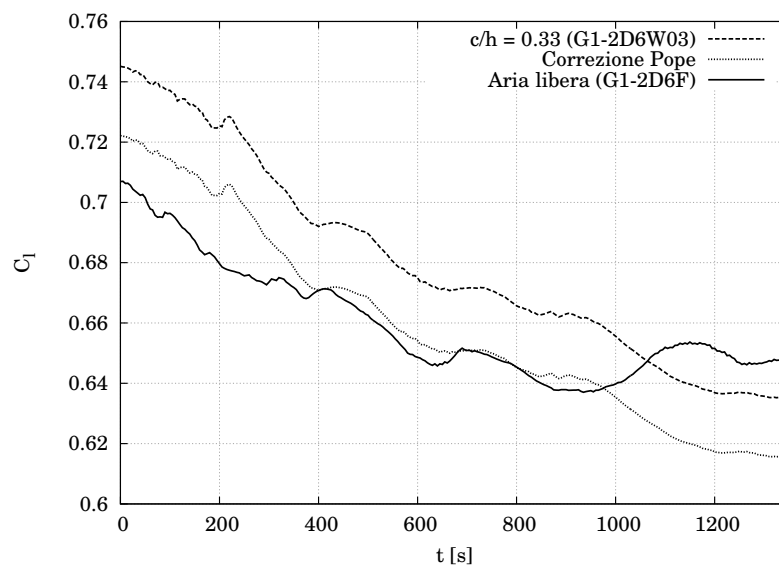
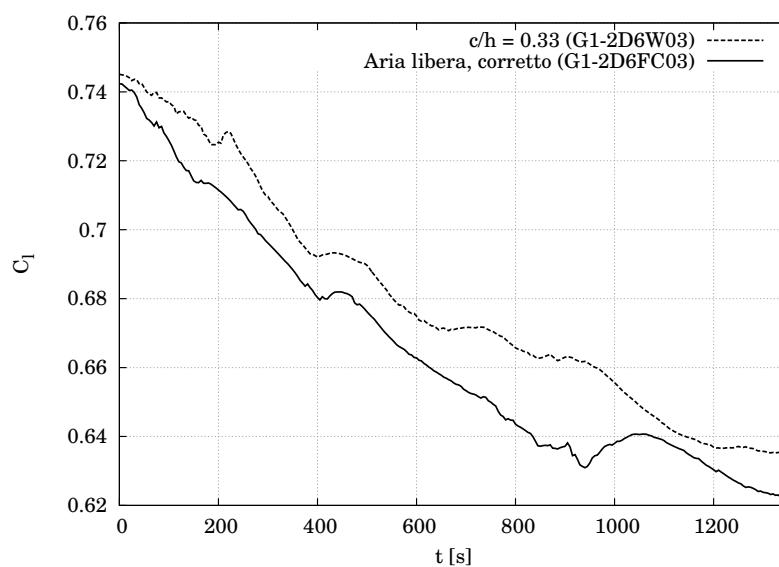


Figura 4.24: Caso G1. Confronto tra l'andamento della collection efficiency in aria libera e in galleria del vento a $c/H = 1/3$ all'istante iniziale e dopo 22.5 min di accrescimento



(a) Correzione standard



(b) Correzione numerica

Figura 4.25: Caso G1. Andamenti del coefficiente di portanza nel tempo

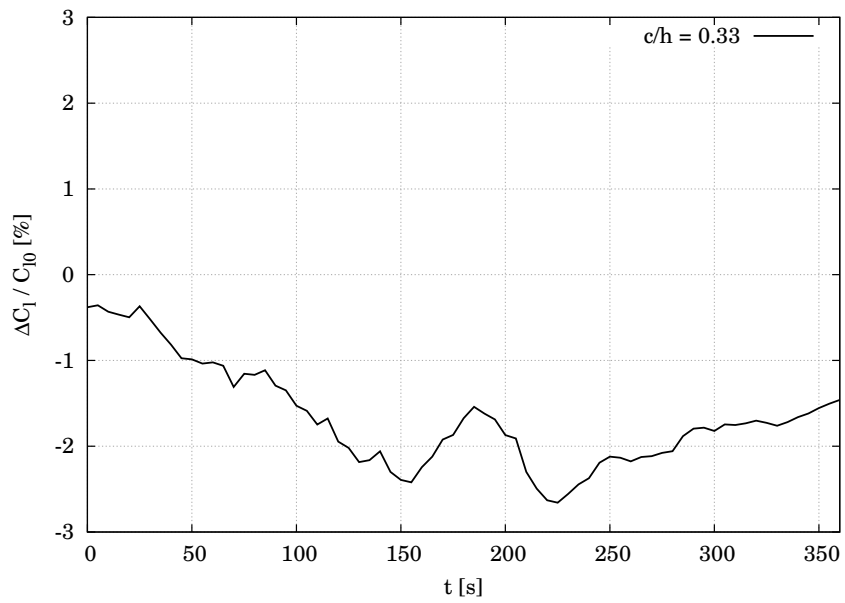


Figura 4.26: Errore percentuale tra il C_l in galleria del vento e il C_l corretto numericamente, per $c/H = 1/3$

Capitolo 5

Effetti tridimensionali di interferenza tra parete e modello

Nel capitolo 4 si è visto come la variazione di forma del profilo alare causata dall'accrescimento di ghiaccio produca una variazione nel tempo dell'angolo di incidenza effettivo dovuto al bloccaggio di galleria. Ciò, come si è visto, introduce importanti errori nella stima delle prestazioni dei profili ghiacciati. Infatti, una correzione seppur accurata applicata alla configurazione pulita non si rivela altrettanto adeguata a rappresentare i coefficienti aerodinamici del profilo in seguito alla formazione di ghiaccio.

Nel precedente capitolo si è svolto uno studio bidimensionale delle correnti in aria libera e in galleria del vento. Se ciò ha permesso di analizzare separatamente gli effetti del bloccaggio, ha tuttavia escluso dall'analisi un altro importante fattore che può influenzare in modo sensibile le misure delle prestazioni dei profili ghiacciati in galleria del vento: si tratta dell'interferenza tra lo strato limite che si sviluppa sul modello e quello in corrispondenza della parete della galleria ad esso adiacente. Tale effetto si riesce a cogliere soltanto effettuando una simulazione tridimensionale della corrente in galleria del vento.

La corrente in prossimità della giuntura tra modello e parete presenta un comportamento molto più complesso rispetto alla corrente praticamente bidimensionale che si trova sulla sezione di mezzeria, ed è molto più soggetta alla separazione. A causa dell'interazione tra gli strati limite su modello e parete, la separazione in tale regione può avvenire in presenza di gradienti di pressione avversi meno forti di quelli che porterebbero alla separazione in una sezione del modello prossima all'asse di galleria. Ciò risulta ancora più evidente quando oggetto di indagine sono profili ipersostentati [2].

Per lo studio dell'interferenza tra parete e modello, si è analizzato il caso, peraltro già discusso nei capitoli 3 e 4, di un profilo GLC-305 di corda 0.914 m

posto nella camera di prova dell'Icing Research Tunnel della NASA, sotto le seguenti condizioni di prova:

α [deg]	V_∞ [m/s]	T_∞ [K]	P_∞ [Pa]	MVD [μm]	LWC [g/m ³]
6	90	263.15	10 ⁵	20	0.43

La simulazione numerica in oggetto riproduce il setup sperimentale descritto nel paragrafo 4.1. Il modello del profilo, di corda costante, ha apertura pari a quella della camera di prova, ossia 1.83 m. Come già sottolineato nel capitolo 3, la simmetria di tale configurazione viene sfruttata per generare la griglia di calcolo soltanto in metà dominio. La simmetria delle variabili del campo di moto viene invece imposta mediante l'adozione di opportune condizioni al contorno in corrispondenza della sezione di mezzeria (si veda il paragrafo 3.3.2). La griglia di calcolo utilizzata è riportata in fig. 5.1.

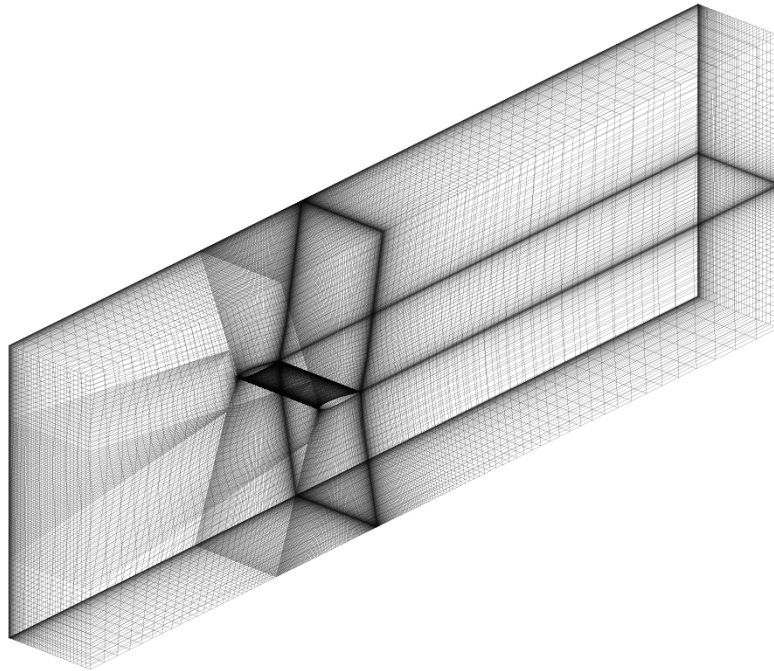
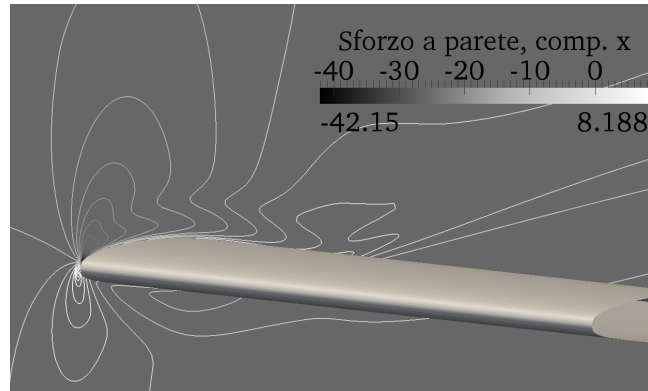


Figura 5.1: Griglia di calcolo per la simulazione tridimensionale in galleria del vento

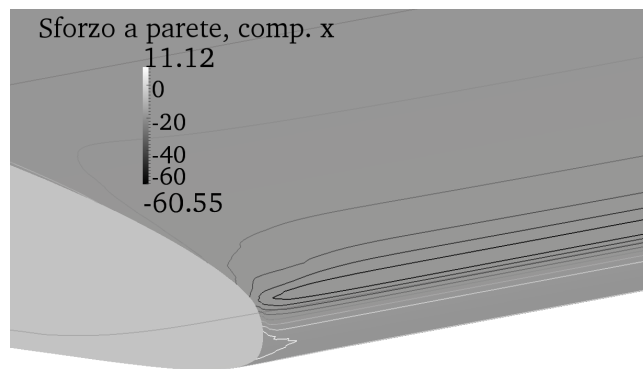
Il sistema di riferimento adottato è quello di fig. 3.3. L'origine degli assi è posta sul piano di simmetria, in corrispondenza del bordo d'attacco del profilo. Di conseguenza, le stazioni $y = 0$ m e $y = 0.914$ m identificano, rispettivamente, il piano di simmetria e la parete "solida" della galleria.

Dal campo di moto calcolato, e dalle distribuzioni di sforzo tangenziale a parete mostrate in fig. 5.2 si evince come, in prossimità della giuntura tra

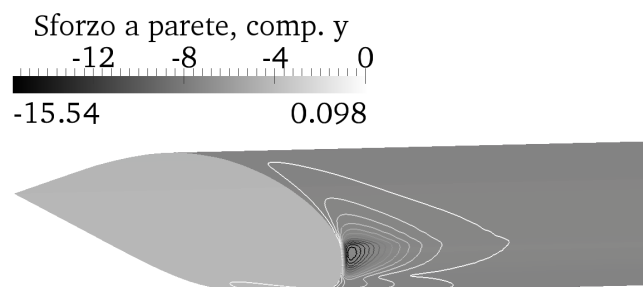
parete e modello, vi sia una regione in cui la corrente presenta una velocità normale alla parete e diretta verso l'interno della galleria.



(a) τ_{wx} sulla parete laterale della galleria del vento



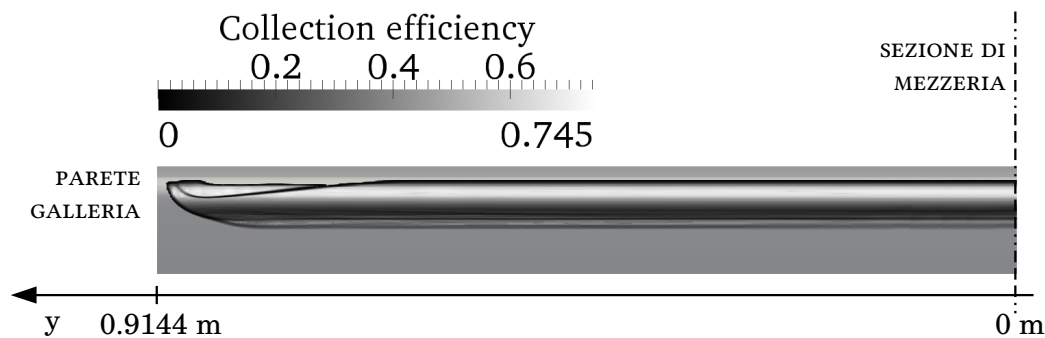
(b) τ_{wx} sul modello nella regione vicino alla parete



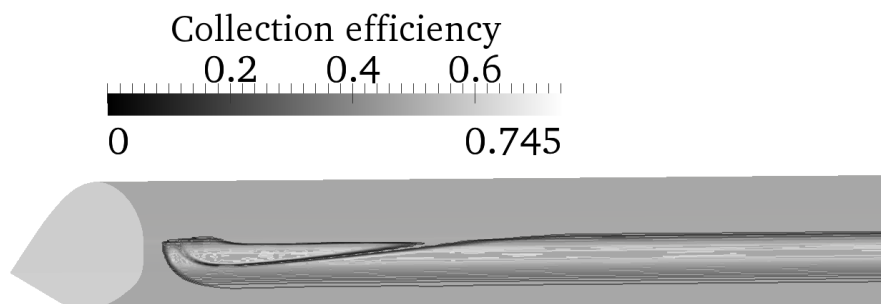
(c) τ_{wy} sul modello nella regione vicino alla parete

Figura 5.2: Curve di livello delle componenti x e y dello sforzo tangenziale a parete

La collection efficiency ricavata studiando il moto di una nube di circa 2 milioni di gocce che si estende per tutta l'apertura del dominio è riportata in fig. 5.3.



(a) Distribuzione della collection efficiency in apertura



(b) Curve di livello della collection efficiency nella regione vicino alla parete

Figura 5.3: Distribuzione della collection efficiency sul modello

Dalla distribuzione globale della collection efficiency in apertura (fig. 5.3 (a)) si nota la forte disuniformità della medesima nella regione vicino a parete, disuniformità che si riduce avvicinandosi alla sezione di mezzeria. La fig. 5.3 (b), che fornisce un particolare della distribuzione della collection efficiency vicino a parete, rivela la presenza di una zona d'ombra su cui le gocce d'acqua non impattano. Tale fenomeno è da ricondurre sia al particolare comportamento della corrente alla giuntura tra parete e modello, sia al fatto che gocce d'acqua di piccolo diametro come quelle considerate in questo caso seguono fedelmente l'andamento della corrente.

Nel caso in esame, i valori di temperatura e LWC sono tali da rendere le condizioni di prova abbastanza vicine a un regime di ghiaccio rime. In presenza di un ridotto scorrimento del film liquido a parete, la distribuzione della collection efficiency appena vista si riflette abbastanza fedelmente sulla variazione in apertura della forma dello strato di ghiaccio, come mostrato nelle fig. 5.4 e 5.5. La prima apprezzabile formazione di ghiaccio si riscontra a una distanza di circa 1 cm da parete, mentre una forma di ghiaccio simile a quella che si osserva sulla sezione di mezzeria si ritrova a circa 30 cm da parete, cioè a circa 1/6 dell'apertura totale del modello.

Per lo studio del presente caso, l'accrescimento di ghiaccio a 120 s viene calcolato sulla base del campo di moto e delle traiettorie delle gocce d'acqua

valutati all'istante iniziale. Per cogliere gli effetti dell'interferenza tra parete e modello, si è infatti ritenuto sufficiente svolgere una simulazione di breve durata, che non rendesse necessario l'utilizzo di un algoritmo di deformazione della griglia di calcolo. La scelta del tempo di accrescimento, 120 s, deriva dall'avere a disposizione il dato sperimentale relativo alla forma dello strato di ghiaccio sulla sezione di mezzeria [4].

Nella fig. 5.6, il profilo del ghiaccio sulla sezione di mezzeria che risulta dalla simulazione tridimensionale in esame viene confrontato con il dato sperimentale (fig. 5.6 (a)) e con la forma dello strato di ghiaccio ottenuta dalla simulazione bidimensionale presentata al paragrafo 4.3.3 (fig. 5.6 (b)).

Dal confronto con il dato sperimentale si ritrova la medesima sovrastima dello spessore di ghiaccio già evidenziata in fig. 3.23, sovrastima che nel caso bidimensionale si riduce con l'avanzare del tempo di simulazione (fig. 3.24).

Dal confronto con il profilo di ghiaccio bidimensionale a 120 s si nota invece un'ottima corrispondenza tra le simulazioni numeriche e il dato sperimentale. Dal momento che nella simulazione bidimensionale discussa al paragrafo 4.3.3 il campo di moto e le traiettorie delle gocce d'acqua vengono aggiornati ogni 5 s, mentre nel caso tridimensionale in esame campo di moto e traiettorie delle gocce d'acqua sono valutati all'istante iniziale, il profilo del ghiaccio bidimensionale mostrato in fig. 5.6 (b) è stato ricalcolato prendendo come riferimento i dati aerodinamici calcolati all'istante iniziale. La sovrastima dello spessore del ghiaccio notata in precedenza non è dunque da imputare alla scelta di non aggiornare l'aerodinamica per l'intera durata della simulazione.

Il confronto con il dato sperimentale viene svolto soltanto per la sezione di mezzeria, in quanto non sono disponibili in letteratura dati sperimentali relativi alla forma del ghiaccio in prossimità dell'intersezione tra parete e modello. Come già fatto notare al paragrafo 4.1, la nube di gocce d'acqua sopraffusa simulata nell'Icing Research Tunnel della NASA non si estende per tutta l'apertura della camera di prova e il modello di profilo alare è soggetto all'impatto con le gocce d'acqua soltanto in una regione lontana dalle estremità.

Lo studio tridimensionale presentato in questo capitolo ha mostrato come il particolare comportamento della corrente in prossimità della giuntura tra modello e parete della galleria del vento influenzi l'impatto delle gocce d'acqua sul modello e di conseguenza la formazione di ghiaccio.

Sebbene questo aspetto non sia stato analizzato numericamente nel presente lavoro, si fa notare per completezza come l'interferenza tra parete e modello in galleria del vento sia uno degli aspetti più critici da tenere in considerazione nella misura delle prestazioni di profili alari ghiacciati, o più in generale di ali e piani di coda. Un adeguato controllo dello strato limite sulle pareti della galleria adiacenti al modello è infatti fondamentale per poter ottenere una stima accurata del massimo coefficiente di portanza e studiare le condizioni di ingresso in stallo non uniformi in apertura tipiche delle superfici portanti di corrente impiego aeronautico.

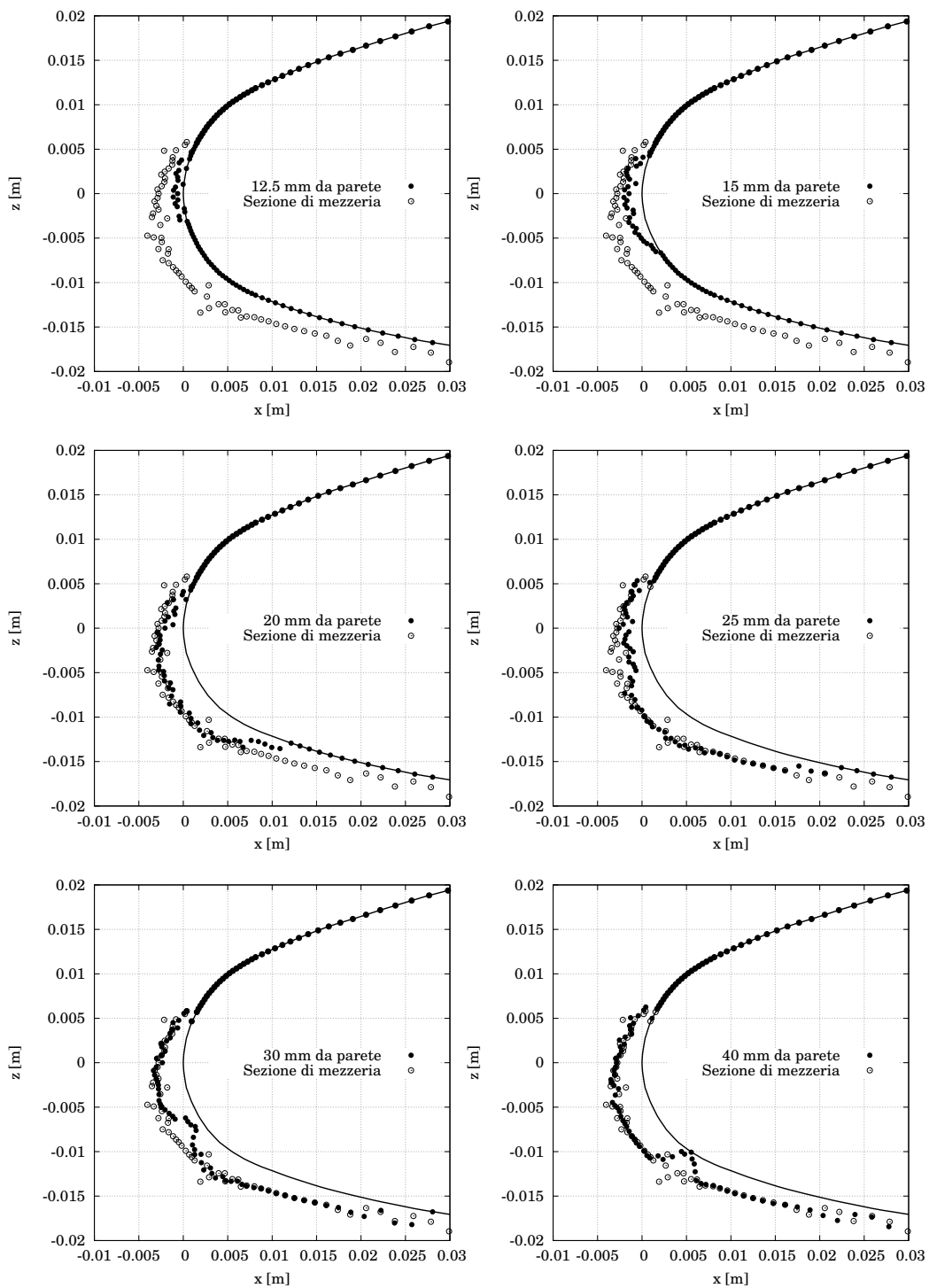


Figura 5.4: Forma dello strato di ghiaccio a 120 s, al variare della distanza dalla parete (da 12.5 mm a 40 mm)

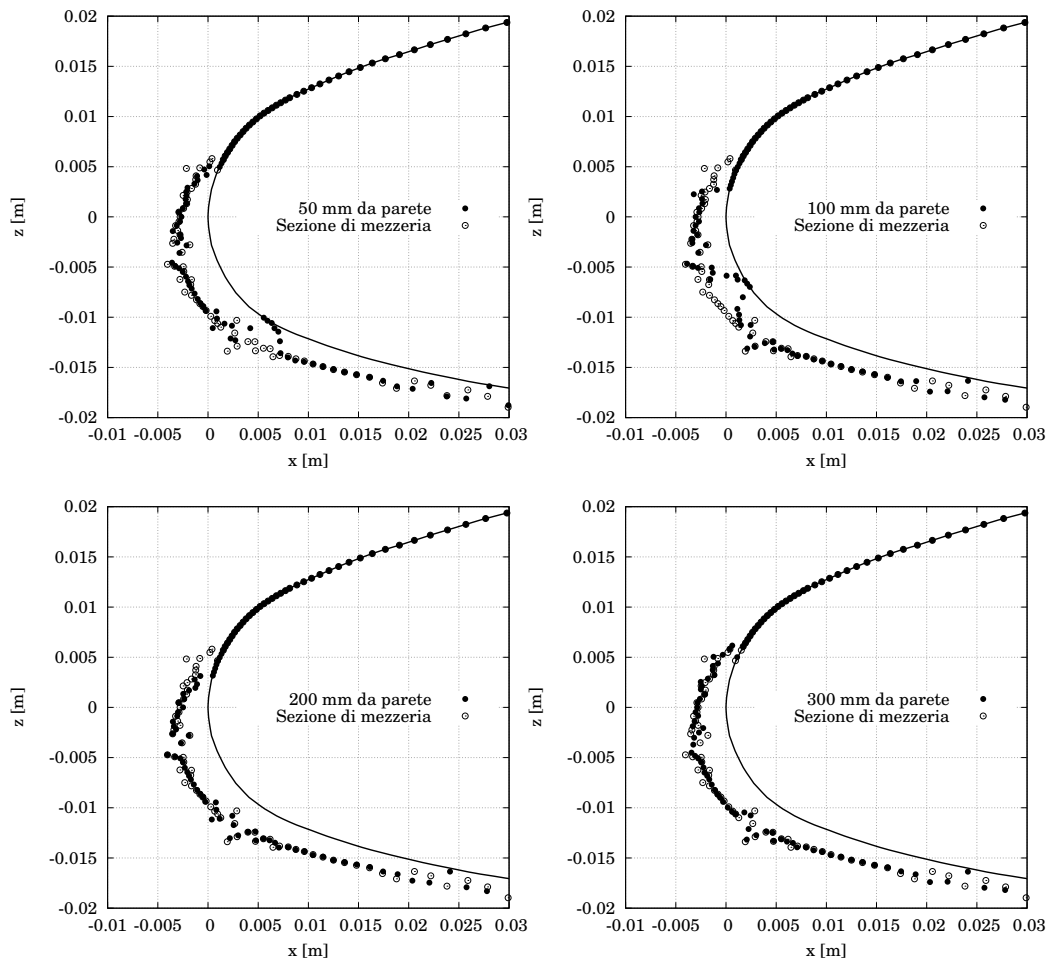
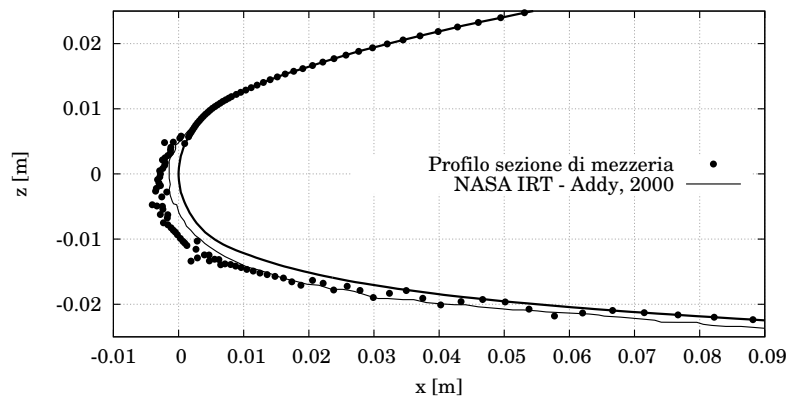
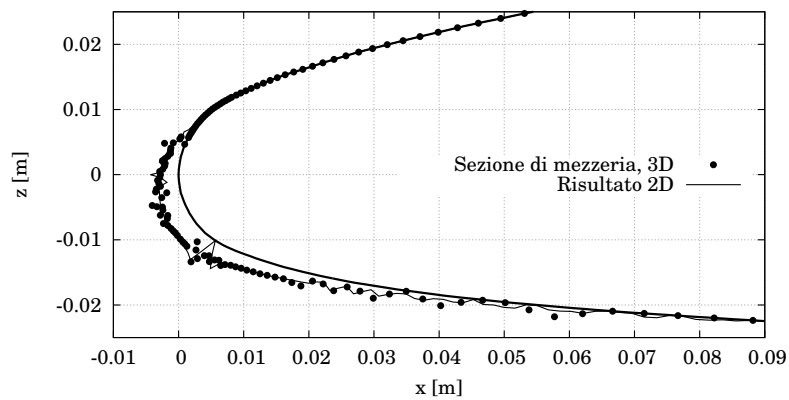


Figura 5.5: Forma dello strato di ghiaccio a 120 s, al variare della distanza dalla parete (da 50 mm a 300 mm)



(a) Confronto tra accrescimento 3D calcolato e dato sperimentale



(b) Forma del ghiaccio sulla sezione di mezzeria derivante dalla simulazione 3D a confronto con il profilo di ghiaccio 2D

Figura 5.6: Accrescimento di ghiaccio a 120 s sulla sezione di mezzeria

Capitolo 6

Conclusioni e sviluppi futuri

In questo lavoro di tesi sono stati analizzati gli effetti di galleria sulla formazione di ghiaccio su profili alari e ali diritte.

A questo scopo, è stato modificato il codice di accrescimento di ghiaccio PoliMIce, sviluppato al Dipartimento di Scienze e Tecnologie Aerospaziali del Politecnico di Milano, per estenderne il campo di applicabilità alla simulazione di correnti interne. I risultati ottenuti con il codice di accrescimento sono stati confrontati con risultati sperimentali in condizioni miste di ghiaccio rime e glaze. I risultati numerici sono in buon accordo con quelli sperimentali con la sola eccezione di particolari condizioni di volo, caratterizzate da temperature di ristagno lontane da quelle per le quali è stato sviluppato il modello di Myers. In particolare, per temperature di ristagno prossime a quella di congelamento o molto inferiori ad essa, il modello di Myers fornisce risultati errati in termini di spessore limite, un parametro del modello che viene utilizzato per determinare l'eventuale presenza di un film liquido. Questo importante limite del modello, che ne impedisce l'applicazione a condizioni di volo molto diverse da quelle per le quali è stato sviluppato, è stato osservato per la prima volta nel presente lavoro di tesi.

Sono state condotte simulazioni bidimensionali in volo (aria libera) e in galleria del vento per diversi valori del coefficiente di bloccaggio di galleria, definito come il rapporto tra la corda del modello e l'altezza della camera di prova. Pur non essendo possibile fornire indicazioni di carattere generale, dato il numero limitato di casi studiati e la restrizione della presente analisi a sole condizioni miste rime-glaze, è stata osservata per la prima volta una non trascurabile dipendenza dei coefficienti di forza dal tempo della prova. È stato osservato come, pur partendo all'istante iniziale con una correzione di galleria che consenta di ottenere meno dell'1% di errore sulla stima del coefficiente di portanza in condizioni di volo (aria libera), si arrivi in alcuni istanti di tempo a sbagliare la stima del coefficiente di portanza anche del 10%. Il fatto che le sole correzioni di galleria comportino errori del 10% sulla stima del coefficiente di portanza dei profili ghiacciati costituisce, ai fini della stima delle

prestazioni dei velivoli, un'approssimazione inaccettabile. Purtroppo, l'errore commesso non è sempre solo per difetto o sempre solo per eccesso. Di conseguenza, non è stato possibile definire una dipendenza anche solo qualitativa della variazione nel tempo dei coefficienti di forza con il valore del coefficiente di bloccaggio della galleria, e quindi non è stato possibile nemmeno stabilire a priori se l'errore commesso possa essere o meno a favore della sicurezza.

Per valutare gli effetti di interferenza tra il modello e le pareti di galleria, sono state effettuate simulazioni tridimensionali della prova sperimentale, con particolare riguardo all'interferenza tra lo strato limite prodotto sull'ala e quello delle pareti di galleria nella regione di incastro modello-parete. Le simulazioni numeriche identificano una cosiddetta zona d'ombra in prossimità dell'incastro, dove le gocce di acqua non impattano direttamente a causa dell'interazione tra i due strati limite. Un simile fenomeno è stato osservato in un precedente lavoro di tesi nella zona di incastro ala/fusoliera nel corso di simulazioni di icing su un velivolo completo [1] e quindi potrebbe avere un ruolo rilevante nella simulazione di accrescimento di ghiaccio su velivoli completi e sulla sperimentazione in galleria di ali diritte e a freccia.

Per quanto riguarda gli sviluppi futuri, il presente lavoro di tesi ha evidenziato la necessità di migliorare il modello di accrescimento per estenderne l'uso a condizioni di volo lontane da quelle per le quali è stato sviluppato da Myers. In particolare, si pensa che una modifica del modello di film che fornisce lo spessore limite possa rimuovere queste limitazioni del modello di Myers. In particolare, si stima che ulteriori miglioramenti possano essere ottenuti rilassando l'ipotesi di spessore infinitesimo per il film liquido, prevedendo quindi l'inserimento di termini che permettano di modellarne la dinamica e l'eventuale distacco e che ammettano un gradiente di temperatura non nullo al suo interno. Questi accorgimenti dovrebbero portare ad una maggiore accuratezza delle simulazioni di accrescimento, soprattutto nella zona di runback, e permettere la simulazione dei rivulets o di situazioni post de-icing nel caso in cui non sia disponibile un dispositivo fully-evaporative.

La dipendenza dei coefficienti di forza dal tempo di prova, identificata per la prima volta nell'ambito del presente lavoro di tesi, richiede una rivalutazione dei dati sperimentali fino ad ora raccolti al fine di valutarne la dipendenza dal bloccaggio di galleria e può fornire una linea guida per la scelta di future prove di icing. Un lavoro di revisione dei dati sperimentali richiederà un utilizzo intensivo degli strumenti di simulazione numerica per la valutazione delle opportune correzioni di galleria.

Un ultimo aspetto che è stato identificato come rilevante nell'ambito di questa tesi è relativo agli effetti tridimensionali sulla formazione di ghiaccio in prossimità dell'incastro ala/fusoliera o ala/parete di galleria. È ipotizzabile che la tridimensionalità della corrente possa avere effetti rilevanti per ali a freccia in condizioni miste di ghiaccio rime e glaze, non considerate nel presente lavoro, a causa dello scorrimento del film liquido sulla superficie dell'ala.

Bibliografia

- [1] M. Bernasconi. “Sviluppo di un ambiente di simulazione per l’accrecimento di ghiaccio su velivoli completi”. Tesi di Laurea Magistrale. Politecnico di Milano, 2013.
- [2] A. Khodadoust F. T. Lynch. “Effects of ice accretions on aircraft aerodynamics”. In: *Progress in Aerospace Sciences* 37 (2001), 669–767.
- [3] *Guidelines for Specification of Turbulence at Inflow Boundaries*. URL: http://www.esi-cfd.com/esi-users/turb_parameters/.
- [4] Jr. H. E. Addy. *Ice Accretions and Icing Effects for Modern Airfoils*. Technical Publication NASA TP–2000-210031. 2000.
- [5] M. D. Potapczuk D. W. Sheldon H. E. Addy Jr. *Modern Airfoil Ice Accretions*. Technical Memorandum NASA TM-107423. 1997.
- [6] W. G. Vincenti H. J. Allen. *Wall interference in a two-dimensional-flow wind tunnel, with consideration of the effect of compressibility*. NACA Report 782. 1948.
- [7] J. M. Hill. *One dimensional Stefan problem: an introduction*. Longman Scientific & Technical, 1987.
- [8] L. S. Stivers Jr. I. H. Abbott A. E. Von Doenhoff. *Summary of airfoil data*. NACA Report 824. 1945.
- [9] T. H. Bond J. Shin. *Experimental and Computational Ice Shapes and Resulting Drag Increase for a NACA 0012 Airfoil*. Technical Memorandum NASA TM-105743. 1992.
- [10] L. A. Blumenthal M. B. Bragg A. P. Broeren. “Iced-airfoil aerodynamics”. In: *Progress in Aerospace Sciences* 41 (2005), 323–362.
- [11] G. Gori M. Garabelli. “PoliMIce: un ambiente di simulazione per la previsione dell’accrecimento di ghiaccio su velivoli”. Tesi di Laurea Magistrale. Politecnico di Milano, 2013.
- [12] G. T. Vu H. W. Yeong C. S. Bidwell M. D. Breer T. J. Bencic M. Papadakis K. E. Hung. *Experimental Investigation of Water Droplet Impingement on Airfoils, Finite Wings and an S-Duct Engine Inlet*. Technical Memorandum NASA TM–2002-211700. 2002.

BIBLIOGRAFIA

- [13] S. C. Wong K. E. Hung G. T. Vu C. S. Bidwell M. Papadakis A. Rachman. *Experimental Study of Supercooled Large Droplet Impingement Effects*. FAA Technical Report DOT/FAA/AR-03/59. 2003.
- [14] B. L. Messinger. “Equilibrium Temperature of an Unheated Icing Surface as a Function of Air Speed”. In: *Journal of the Aeronautical Sciences* (1953), pp. 29–42.
- [15] T. G. Myers. “Extension to the Messinger Model for Aircraft Icing”. In: *AIAA Journal* 39.2 (2001), pp. 211–218.
- [16] *NASA Langley Research Center Turbulence Modeling Resource*. URL: <http://turbmodels.larc.nasa.gov/>.
- [17] S. R. Allmaras P. R. Spalart. “A One-Equation Turbulence Model for Aerodynamic Flows”. In: *Recherche Aerospaciale* 1 (1994), pp. 5–21.
- [18] S. V. Patankar. *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*. McGraw Hill, 1980.
- [19] J. B. Barlow W. H. Rae Jr. A. Pope. *Low-speed wind tunnel testing, 3rd Edition*. John Wiley & Sons, Inc., 1999.
- [20] S. B. Pope. *Turbulent flows*. Cambridge University Press, 2000.
- [21] J. T. Cansdale R. W. Gent N. P. Dart. “Aircraft icing”. In: *Philosophical Transactions of The Royal Society A* 358 (2000), pp. 2873–2911.
- [22] J.P.F. Charpin T. G. Myers. “Extension to the Messinger Model for Aircraft Icing”. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 47 (2004), pp. 5483–5500.
- [23] *The OpenFOAM Foundation*. URL: <http://www.openfoam.org/>.
- [24] *Viscous Grid Spacing Calculator*. URL: <http://geolab.larc.nasa.gov/APPS/YPlus/>.