

POLITECNICO DI MILANO

Facoltà di Ingegneria Industriale

Corso di Laurea in
Ingegneria Aeronautica



PoliMIce: un ambiente di simulazione per la previsione dell'accrescimento di ghiaccio su velivoli

Relatore: Prof. Alberto GUARDONE

Tesi di Laurea di:

Mattia GARABELLI Matr. 765204

Giulio GORI Matr. 765278

Anno Accademico 2012 - 2013

Ringraziamenti

E' difficile scrivere i ringraziamenti per molti motivi, principalmente perché sono molte le persone che mi hanno accompagnato in questo lungo percorso e rischierei sicuramente di tralasciare qualcuno. In primis vorrei ringraziare il Prof. *Alberto Guardone* per la grande disponibilità e cortesia dimostrata in tutto questo anno, dando preziosi consigli sia durante lo sviluppo del lavoro descritto qui di seguito sia durante la stesura della presente tesi. Vorrei ringraziare anche *Giulio*, con cui ho condiviso questo progetto e con cui ho lavorato fianco a fianco ogni giorno durante tutti questi mesi, è stata sicuramente un'esperienza importante. Un grazie a tutti i ragazzi che hanno condiviso con me questo lungo percorso universitario, chi fin dai primi giorni o chi durante gli anni: un particolare ringraziamento va a *Nicola*, che ho conosciuto fin da subito e che mi ha sopportato in tutti questi 6 anni dandomi preziosi aiuti e consigli, poi *Alef, Angio, Artu, Boga, Cigo, Dima, Foranz, Fred Foss, Gilly, Luca, Marco, Mich, Piera, Roberto* e *Simo* i quali ho avuto il piacere di conoscere ed apprezzare durante questi anni. Un ulteriore ringraziamento speciale va a chi, in questi anni, ha vissuto con me questa nuova esperienza nella quotidianità, passando, sicuramente, momenti e serate indimenticabili, i miei mitici coinquilini: *Galdo, Andre, Chiara, Gloria, Noe* e *Vale*. Ringrazio anche chi ora non è più presente nella mia vita ma che comunque in bene e in male ha contribuito a far restare in me ricordi indelebili. Ringrazio anche tutti i miei più cari amici e tutte le persone importanti che fanno parte della mia vita e che mi hanno aiutato e sostenuto in questi anni, *soprattutto in questi ultimi mesi*. Un ringraziamento a due amici speciali: *Federico*, con il quale ho vissuto e sul quale posso contare per ogni cosa e in ogni istante, seppur ora sia lontano, e *Giada*, l'amica di sempre, che conosco da una vita, che mi ha sempre dato e mi darà preziosi consigli. Ultimi ma più importanti sono i ringraziamenti alla mia *famiglia*, in particolare ai miei genitori, *Fabrizio* e *Mara*, senza il loro prezioso aiuto non potrei essere qui oggi. Mi hanno incoraggiato e sostenuto sia moralmente che economicamente in tutti questi anni, mi scuso con loro se spesso non mi sono comportato nel modo migliore ma se oggi sono qui e sono riuscito a raggiungere questo traguardo è solo grazie a Loro.

Mattia

Prima di tutto vorrei ringraziare la mia famiglia, mia mamma Silvia, il mio babbo Alessandro e mio fratello Carlo, per avermi dato la possibilità di raggiungere questo importante traguardo, per avermi sempre sostenuto durante tutti questi anni e per avermi sempre incoraggiato nelle scelte. Senza il loro costante impegno e i loro sacrifici la salita sarebbe stata senz'altro più ripida.

Un ringraziamento particolare è rivolto al prof. Alberto Guardone, per avermi guidato nella giusta direzione e per essere sempre stato cortese e disponibile durante la realizzazione di questo lavoro.

Grazie a Mattia, fianco a fianco abbiamo affrontato e superato tutte le difficoltà incontrate lungo la strada ed insieme possiamo finalmente festeggiare il raggiungimento di questo importante traguardo.

Un ringraziamento speciale va poi a tutte le persone che ho incontrato in questi lunghi anni trascorsi al Politecnico di Milano: Marco, Simo, Gilly, Eleonora, Nicola, Mitch, Boga, Alef, gli irriducibili della sala calcolo, Roberto, Piera e Joe, con i quali ho potuto condividere questi ultimi mesi di permanenza al Poli, ed ognuna delle altre persone che ho avuto occasione di conoscere durante questa bellissima esperienza.

Vorrei ringraziare in particolar modo la famiglia di Marco, per avermi sempre accolto in casa loro con grande generosità e per avermi dato sostegno morale durante le lunghe giornate di studio trascorse con Marco in mansarda.

Infine vorrei ringraziare gli amici, quelli che conosco da sempre e quelli che invece conosco da pochi anni, insieme a tutti loro ho trascorso bellissimi momenti che hanno alleviato il peso della dura vita universitaria e della lontananza da casa.

Giulio

Abstract

A new framework for the prediction of ice accretion over aeronautical surfaces has been developed, this project has been called PoliMIce. In this thesis a new mathematical model for the icing has been proposed and it is implemented in PoliMIce. A public interface allows to use several CFD solvers for the aerodynamic studies. In the present work OpenFOAM is considered as the default solver for the solution of the aerodynamic field and to compute the lagrangian trajectories of the water droplets. This interface calculates also the parameters needed by the mathematical icing model which are: the collection efficiency, the convective heat transfer coefficient, the recovery factor and the external velocity of the boundary layer.

Ice accretion causes a different geometry of aeronautical surface, so also a different aerodynamic field. It has been necessary to develop in PoliMIce an iterative routine that calculates the ice accretion, the new geometry, the new aerodynamic field and the new water droplets' trajectories and that repeats these steps each specified time interval.

To verify the accuracy of PoliMIce, numerical results are supplied: NACA 0012 airfoils are studied for the 2D case, while finite span straight wings and OneraM6 wings are studied for the 3D case.

Sommario

Nell'ambito di questo lavoro è stato sviluppato un nuovo ambiente per la simulazione dell'accrescimento di ghiaccio su superfici di interesse aeronautico denominato PoliMIce. E' stato anche proposto un nuovo modello matematico per la previsione del fenomeno dell'icing, implementato nella stessa piattaforma.

L'ambiente creato possiede un'interfaccia pubblica che permette l'accoppiamento con diversi solutori CFD per il calcolo aerodinamico attorno al corpo. Nel presente lavoro di tesi è stato utilizzato come solutore il software libero OpenFOAM, sia per il calcolo del campo di moto che per il calcolo lagrangiano delle traiettorie delle gocce d'acqua. La stessa interfaccia prevede anche il calcolo dei parametri necessari al modello di accrescimento quali: collection efficiency, coefficiente di scambio termico convettivo, velocità esterna dello strato limite e fattore di recupero.

La formazione di ghiaccio genera una modifica della superficie del velivolo e quindi una variazione delle sue caratteristiche aerodinamiche. Si è quindi sviluppata una procedura iterativa, interna a PoliMIce, che si occupa di aggiornare, ad intervalli di tempo prestabiliti, il campo di moto attorno alla nuova geometria.

Al fine di verificare l'accuratezza del metodo proposto, vengono presentati dei risultati sia per il caso bidimensionale, per un profilo NACA0012, che per il caso tridimensionale, per un'ala dritta ad apertura finita ed un'ala OneraM6.

Indice

1	Introduzione	1
2	Modelli per la previsione dell'accrescimento di ghiaccio	7
2.1	Problema di Stefan	8
2.2	Modello di Messinger	11
2.3	Modello di Myers	12
2.3.1	Leggi di accrescimento	13
2.3.2	Spessore limite B_g	15
2.3.3	Calcolo dei profili di temperatura	17
2.4	Un nuovo modello di Myers modificato	19
3	PoliMIce	29
3.1	Diagramma di flusso	29
3.2	Classi	31
3.2.1	PoliMIceElements	32
3.2.2	PoliMIceSolution	32
3.2.3	PoliMIceGrid	33
3.2.4	PoliMIceProblem	34
4	Analisi del campo aerodinamico	37
4.1	Campo aerodinamico in due dimensioni	37
4.1.1	Geometria del profilo NACA	37
4.1.2	Dominio e griglia di calcolo	39
4.2	Campo aerodinamico in tre dimensioni	42
4.2.1	Geometria dell'ala	42
4.2.2	Dominio e griglia di calcolo	42
4.3	Calcolo del campo di moto, condizioni iniziali e al contorno	46
4.4	Calcolo delle traiettorie delle gocce d'acqua	50
5	Elaborazione del campo aerodinamico e interfaccia con PoliMIce	57
5.1	Calcolo della collection efficiency	58

5.1.1	Collection efficiency in due dimensioni	59
5.1.2	Collection efficiency in tre dimensioni	61
5.1.3	Studi parametrici bidimensionali	63
5.2	Velocità esterna allo strato limite	66
5.3	Coefficiente convettivo e fattore di recupero	67
5.3.1	Modello per il calcolo del coefficiente convettivo	67
5.3.2	Calcolo approssimato del coefficiente convettivo nel caso bi- dimensionale	70
5.3.3	Calcolo del fattore di recupero	72
5.4	Deformazione della geometria	72
6	Risultati numerici e sperimentali a confronto	77
6.1	NACA0012: caso 1	78
6.2	NACA0012: caso 2	86
6.3	NACA0012: caso 3	92
6.4	NACA0012: caso 4	97
6.5	Ala dritta ad apertura finita: caso 1	100
6.6	Ala dritta ad apertura finita: caso 2	102
6.7	Ala OneraM6: caso 1	105
6.8	Ala OneraM6: caso 2	108
7	Conclusioni e sviluppi futuri	111
A	Struttura della procedura e dei file	115
A.1	File di ingresso	115
A.2	Geometria e parametri caratteristici per l'accrescimento di ghiaccio	118
A.3	File di uscita PoliMIce	118
A.4	Funzionamento integrato al solutore aerodinamico	119

Elenco delle figure

1.1	Esempio di accrescimento di ghiaccio su di un'ala	2
1.2	Esempi di formazione di ghiaccio rime e glaze	2
1.3	Esempio di sistema anti-icing: schiuma	3
2.1	Rappresentazione del sotto-dominio di calcolo con il sistema di riferimento locale	8
2.2	Interfaccia e flussi termici per la condizione di Stefan	9
2.3	Confronto tra i due diversi andamenti di temperatura implementati: in blu quello lineare secondo Myers, in rosso quello utilizzato in questo lavoro	21
2.4	Confronto tra gli spessori limiti	23
2.5	Elemento superficiale: versore normale e versori perpendicolari ai bordi	25
2.6	Elemento di superficie: i bordi di uscita sono individuate dai segmenti rossi	26
2.7	Elemento di superficie. I bordi di uscita sono individuate dai segmenti rossi	27
3.1	Diagramma di flusso della piattaforma PoliMIce	30
3.2	Diagramma di flusso per il codice di accrescimento in PoliMIce	31
4.1	Geometria profilo NACA4412	39
4.2	Tipologia di dominio 2D	40
4.3	Griglia di calcolo bidimensionale	41
4.4	Griglia di calcolo bidimensionale, bordo d'attacco del profilo	41
4.5	Ala dritta: rappresentazione in punti	42
4.6	Geometria ala OneraM6	43
4.7	OneraM6: rappresentazione in punti	43
4.8	Dominio di calcolo tridimensionale	44
4.9	Blocchi della griglia di calcolo tridimensionale	44
4.10	Griglia di calcolo: Ala dritta	45
4.11	Griglia di calcolo: OneraM6	45

4.12	Andamento tipico del coefficiente di portanza in dipendenza del numero di iterazioni effettuate	46
4.13	Campo di moto: esempio campo di velocità NACA0012 ad incidenza di 4° , U_∞ 129 m/s, p_∞ 10^5 Pa	48
4.14	Campo di moto: esempio campo di pressione NACA0012 ad incidenza di 4° , U_∞ 129 m/s, p_∞ 10^5 Pa	49
4.15	Campo di moto: campo di velocità, ala OneraM6 ad incidenza nulla, U_∞ 50 m/s, p_∞ 10^5 Pa	49
4.16	Campo di moto: campo di pressione, ala OneraM6 ad incidenza nulla, U_∞ 50 m/s, p_∞ 10^5 Pa	50
4.17	Scomposizione velocità della singola goccia d'acqua	51
4.18	Calcolo delle traiettorie: distribuzione equispaziata iniziale bidimensionale delle gocce d'acqua	53
4.19	Calcolo delle traiettorie: distribuzione equispaziata iniziale bidimensionale delle gocce d'acqua	53
4.20	Calcolo delle traiettorie: particelle nella posizione iniziale, caso 2D .	54
4.21	Calcolo delle traiettorie: particelle nella posizione iniziale, caso 3D .	54
4.22	Calcolo delle traiettorie: impatto delle particelle($t = 0.03$ s), caso 2D	55
4.23	Calcolo delle traiettorie: impatto delle particelle($t = 0.08$ s), caso 3D	55
5.1	Flusso logico dell'interfaccia di PoliMIce	57
5.2	Collection efficiency: calcolo bidimensionale	59
5.3	Collection efficiency: distribuzione 'a scalini', NACA0012 ad incidenza nulla	60
5.4	Collection efficiency: distribuzione mediata sulle celle, NACA0012 ad incidenza nulla	60
5.5	Collection efficiency: confronto con dati sperimentali	61
5.6	Collection efficiency: calcolo tridimensionale	62
5.7	Collection efficiency: confronto a diverse velocità asintotiche	64
5.8	Collection efficiency: confronto variando la corda del profilo	64
5.9	Collection efficiency: confronto a diversa incidenza	65
5.10	Collection efficiency: confronto variando il diametro delle particelle considerate	65
5.11	Velocità esterna: procedura di calcolo	67
5.12	Vettore di spostamento del nodo, $\Delta \hat{r}$, è dato dal risultante dei vettori normali di ogni singolo pannello a cui il nodo appartiene. . .	73
5.13	Posizione finale del nodo in seguito all'aggiunta dello spessore di ghiaccio, nel caso bidimensionale	74
5.14	Criterio di convessità/concavità	75
6.1	NACA0012, caso 1: accrescimento di ghiaccio da 0 a 120 secondi . .	79

6.2	NACA0012, caso 1: confronto risultati a 60 secondi	80
6.3	NACA0012, caso 1: confronto risultati a 120 secondi	81
6.4	NACA0012, caso 1: confronto risultati a 120 secondi con i risultati sperimentali	82
6.5	NACA0012, caso 1: confronto risultati con aerodinamica aggiornata a tempi diversi, accrescimento a 60 secondi	85
6.6	NACA0012, caso 1: confronto risultati con aerodinamica aggiornata a tempi diversi, accrescimento a 120 secondi	85
6.7	NACA0012, caso 1: confronto risultati a velocità asintotiche diverse, 40 secondi	86
6.8	NACA0012, caso 1: accrescimento di ghiaccio da 0 a 120 secondi . .	87
6.9	NACA0012, caso 1: confronto risultati a 60 secondi	88
6.10	NACA0012, caso 1: confronto risultati a 120 secondi	89
6.11	NACA0012, caso 1: confronto risultati a 120 secondi con i risultati sperimentali	90
6.12	NACA0012, caso 2: andamento del C_L in funzione al tempo di simulazione	91
6.13	NACA0012, caso 2: geometria irregolare	92
6.14	NACA0012, caso 3: accrescimento di ghiaccio da 0 a 120 secondi . .	93
6.15	NACA0012, caso 3: confronto risultati a 60 secondi	94
6.16	NACA0012, caso 3: confronto risultati a 120 secondi	95
6.17	NACA0012, caso 3: confronto risultati a 120 secondi con i risultati sperimentali	96
6.18	NACA0012, caso 4: accrescimento di ghiaccio da 0 a 690 secondi . .	98
6.19	NACA0012, caso 4: confronto risultati a 690 secondi con i risultati sperimentali	99
6.20	Ala dritta, caso 1: collection efficiency, istante iniziale	100
6.21	Ala dritta, caso 1: accrescimento ghiaccio 20, 40 e 60 secondi	101
6.22	Ala dritta, caso 2: accrescimento ghiaccio 20, 40 e 60 secondi	103
6.23	Ala dritta, caso 2: confronto 2D e 3D collection efficiency, radice . .	104
6.24	Ala dritta, caso 2: confronto 2D e 3D collection efficiency, estremità	104
6.25	Ala OneraM6, caso 1: collection efficiency, istante iniziale	105
6.26	Ala OneraM6, caso 1: accrescimento ghiaccio 20, 40 e 80 secondi . .	106
6.27	Ala OneraM6, caso 1: confronto collection efficiency 2D e 3D, radice	107
6.28	Ala OneraM6, caso 1: confronto collection efficiency 2D e 3D, estre- mità	108
6.29	Ala OneraM6, caso 2: accrescimento ghiaccio, 20 secondi	109
7.1	Esempio di accrescimento di ghiaccio su di un corpo	112

Capitolo 1

Introduzione

La formazione di ghiaccio, sulle superfici alari (figura 1.1) o sulle gondole motore dei velivoli, rappresenta un problema che può portare all'insorgere di situazioni di malfunzionamento e di pericolo. Il manifestarsi di tale fenomeno ha effetti negativi che impattano direttamente sul comportamento aerodinamico con conseguente degrado delle prestazioni; l'elevata densità del ghiaccio unita all'estensione delle zone interessate portano ad ingenti aumenti di peso che possono dare origine a problemi di bilanciamento e stabilità del velivolo.

Rilevante è il problema dell'accrescimento di ghiaccio nei motori: questo può causare irregolarità dovute alla nascita di instazionarietà nella corrente con conseguente malfunzionamento e, in alcuni casi, stallo del compressore. La formazione non omogenea di ghiaccio sulle pale delle eliche o delle giranti del compressore può portare ad un loro sbilanciamento con l'insorgere di carichi strutturali aggiuntivi. Nel caso in cui, da queste, se ne verifichi il distacco, l'elevata velocità di rotazione può proiettare i pezzi di ghiaccio verso le altre superfici del velivolo, o verso parti interne del motore, danneggiandole.

E' possibile inoltre che si verifichino anomalie strumentali, limitazioni o bloccaggi del movimento delle superfici di controllo oppure variazioni della posizione del baricentro, con problemi di centraggio e di stabilità del velivolo.

Per quanto detto il ghiaccio rappresenta quindi una seria minaccia alla sicurezza e all'incolumità dei passeggeri e nella storia dell'aviazione sono molti, purtroppo, i casi di incidenti aerei la cui causa può essere ricondotta a questa problematica.

Il ghiaccio si forma quando il velivolo attraversa regioni dell'atmosfera caratterizzate dalla presenza di un'elevata quantità d'acqua sotto forma di gocce in sospensione che, in condizioni ambientali di bassa temperatura, impattano la superficie dello stesso velivolo. In base alla dimensione di queste particelle le regioni possono essere classificate in pioggia, nebbia o in uno dei tanti tipi di nuvola. A seconda delle diverse condizioni ambientali e di volo possono formarsi due tipologie di ghiaccio (figure 1.2): rime o glaze [18]. Il primo, caratterizzato da un aspetto



Figura 1.1: Esempio di accrescimento di ghiaccio su di un'ala

opaco, ha densità inferiore e assenza di acqua, si presenta a temperature molto basse e in presenza di un basso contenuto d'acqua nell'aria. Il secondo invece, lucido alla vista, è caratterizzato dalla presenza di film liquido dovuta al fatto che le gocce d'acqua non congelano istantaneamente dopo aver impattato la superficie.



Figura 1.2: Esempi di formazione di ghiaccio rime, a sinistra, e glaze, a destra

Molte sono le soluzioni adottate dai vari costruttori al fine di salvaguardare la sicurezza del velivolo ed evitare l'insorgere di questo fenomeno.

Due sono gli approcci considerati [23]: il primo consiste nell'uso sistemi definiti anti-icing [13], il cui scopo altro non è che evitare a priori la formazione di ghiaccio. Sotto questa categoria vanno soluzioni quali resistenze elettriche locate sulla superficie dell'ala, aria calda spillata dai compressori e fatta circolare nei cassoni alari al fine di aumentare la temperatura della superficie dall'interno, schiume

(figura 1.3), gel e saponi che vengono spruzzati al di sopra delle zone critiche in aeroporto, prima del decollo. Si presenta però un problema ambientale in quanto le sostanze spruzzate sopra l'aereo in seguito vengono rilasciate nell'atmosfera.



Figura 1.3: Esempio di sistema anti-icing: schiuma

Il secondo approccio è quello dei cosiddetti sistemi di de-icing i quali, a differenza dei sistemi anti-icing, entrano in funzione solamente dopo che una certa quantità di ghiaccio si è formata ed hanno il compito di rimuoverla. Sotto questa categoria vanno i sistemi pneumatici di bordo di attacco, dove sacche di gomma vengono gonfiate con aria spillata dal compressore, con il fine di spaccare la lastra di ghiaccio, oppure i sistemi vibranti dove elettro-calamite fanno sì che le superfici comincino ad oscillare permettendo così il distacco della massa congelata. L'utilizzo di questi dispositivi comporta generalmente un grande dispendio di energia con l'ovvia conseguenza di un drastico aumento dei consumi.

Da un punto di vista ingegneristico si pone la sfida di ottimizzare questi strumenti e le procedure per il loro impiego, al fine di garantire un migliore utilizzo delle risorse energetiche a disposizione dell'aeroplano.

Il primo passo è quindi quello di creare strumenti che permettano di prevedere in quali situazioni sia possibile la formazione di ghiaccio e in quale zone dell'aeroplano il fenomeno si manifesti in maniera critica. Questo permette di progettare soluzioni ingegneristiche atte a garantire la sicurezza dei passeggeri con il minore dispendio di energia possibile. L'obiettivo di questo lavoro di tesi è quindi quello di sviluppare un codice di calcolo che simuli l'accrescimento di ghiaccio su superfici

generiche e permetta uno studio più approfondito di tale fenomeno.

Il presente lavoro nasce dall'esperienza ricavata da una tesi precedentemente svolta [1] al Politecnico di Milano in ambiente Matlab. Si propone di migliorare i risultati ottenuti attraverso l'adozione di modelli fisico-matematici più dettagliati ed è pensato per la futura implementazione di ulteriori miglioramenti.

A questo scopo è stato sviluppato, in linguaggio di programmazione C++, un nuovo codice di calcolo per lo sviluppo di un ambiente di simulazione della previsione di formazione di ghiaccio denominato PoliMIce. All'interno di questo lavoro è stata prevista una modellazione elementare dello scorrimento del film liquido sulla superficie ed è stata ampliata la funzionalità permettendo la risoluzione del problema anche attorno a generiche superfici tridimensionali.

Il solutore aerodinamico, che prima consisteva nel calcolo a potenziale per il campo di moto, è stato sostituito da un'interfaccia, sempre in linguaggio C++, che permetta l'utilizzo del software libero OpenFOAM. Quest'ultimo si occupa di calcolare il campo di moto e le traiettorie, tramite un approccio lagrangiano, delle gocce d'acqua sospese in atmosfera, al fine di determinare la distribuzione d'acqua derivante dall'impatto delle stesse sulla superficie. In particolare, per questo studio, non è stata modellata la dinamica dell'impatto, considerando le gocce d'acqua come sfere indeformabili. E' previsto inoltre all'interno della stessa interfaccia il calcolo dei parametri, dipendenti dal campo aerodinamico, necessari al modello di accrescimento, quali collection efficiency, coefficiente di scambio termico convettivo, velocità esterna dello strato limite e fattore di recupero.

La tesi presentata qui di seguito è stata così strutturata: nel secondo capitolo vengono presentati i principali modelli per la previsione di accrescimento del ghiaccio disponibili, dandone una breve descrizione e introducendo le ipotesi fondamentali su cui si basano. Viene poi proposto un nuovo modello, derivante dai precedenti, cercando di ottenere una migliore correlazione con i dati sperimentali e numerici presenti in letteratura.

Il terzo capitolo è dedicato alla descrizione della struttura dati e delle funzioni sviluppate e implementate nel codice per lo sviluppo della piattaforma PoliMIce. L'accrescimento di ghiaccio è fortemente dipendente dalle caratteristiche della corrente attorno alla superficie considerata, nel quarto capitolo viene affrontato il problema dell'accrescimento di ghiaccio dal punto di vista aerodinamico, descrivendo la procedura che permette di ricavare la soluzione del campo di moto e le traiettorie lagrangiane delle gocce d'acqua presenti nello stesso.

Il quinto capitolo descrive l'interfaccia sviluppata tra il codice di accrescimento e OpenFOAM introducendo un breve elenco delle classi sviluppate e descrivendo la procedura teorica di elaborazione dei dati ottenuti dal solutore aerodinamico al

fine di ricavare i parametri necessari per il calcolo dell'accrescimento. Successivamente vengono presentati degli studi parametrici di queste quantità, mostrando come essi variano in funzione delle caratteristiche geometriche, delle condizioni di volo e di quelle ambientali. Infine, dal momento che il ghiaccio ha come conseguenza diretta quella di modificare la forma del corpo, viene descritto l'algoritmo utilizzato per deformare la geometria.

Il sesto capitolo è composto da un elenco di risultati, sia bidimensionali che tridimensionali, e il loro confronto con studi sperimentali o numerici (di altri codici) disponibili in letteratura: sulla base di questo confronto è stato possibile validare il codice. Sempre in questo capitolo vengono proposti alcuni studi parametrici riguardanti l'influenza che gli intervalli temporali adottati, di aggiornamento dell'aerodinamica e dell'accrescimento di ghiaccio, esercitano sulle previsioni finali.

Capitolo 2

Modelli per la previsione dell'accrescimento di ghiaccio

In questo capitolo viene riportata una breve descrizione della storia dei modelli per la previsione di accrescimento di ghiaccio. Una prima formulazione matematica rigorosa, riguardante il cambio di fase di una sostanza, è stata fornita nel 1889 da J. Stefan, lo stesso fenomeno era già stato però affrontato da importanti studiosi quali di Neumann, B. P. Clapeyron e G. Lamè.

A partire dai lavori di Stefan, che erano prevalentemente indirizzati allo studio della formazione di ghiaccio nei mari polari, è stato definito il prototipo di tutti quei problemi che riguardano il fenomeno della fusione o del congelamento di una qualsiasi sostanza, o che ne sono matematicamente equivalenti (come la diffusione o le reazioni chimiche), che vanno oggi sotto il nome di *Problemi di Stefan* [9]. Nel seguito verranno presentati i modelli sviluppati su questa base, in particolare il primo modello presentato da Messinger nel 1953 [12] e una successiva evoluzione formulata da Myers alla fine degli anni 90. Viene poi proposto un innovativo modello per la predizione dell'accrescimento di ghiaccio definito all'interno di questo lavoro di tesi. Questo nuovo modello è derivante a sua volta dal modello di Myers ed è implementato all'interno dell'ambiente PoliMIce.

Per prima cosa è opportuno fornire una descrizione del problema da un punto di vista della modellazione fisica, esplicitando le variabili che lo caratterizzano e presentando le ipotesi su cui concettualmente si basa la modellazione.

Il generico dominio è scomposto in volumi di controllo elementari, di forma più semplice e di più facile manipolazione. A partire da una discretizzazione della superficie in poligoni nel caso tridimensionale o del contorno in 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 sia in fase liquida che solida, sotto

forma di ghiaccio, 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:

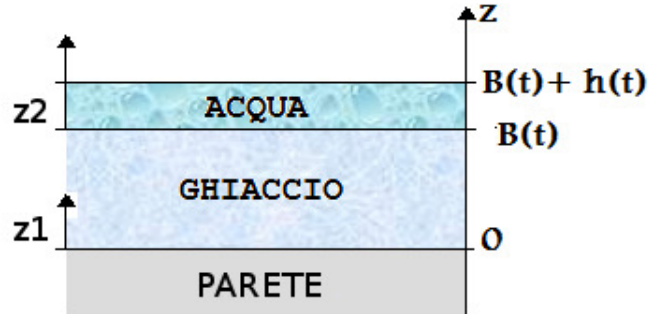


Figura 2.1: Rappresentazione del sotto-dominio di calcolo con il sistema di riferimento locale

Dalla figura 2.1 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, dove è presente l'interfaccia.

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.

2.1 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 2.1) e riportate qui di seguito:

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

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{K_i}{\rho_i C_{p_i}} \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \quad (2.1)$$

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

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

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = \frac{K_w}{\rho_w C_{p_w}} \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} \quad (2.2)$$

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

$$\dot{m}_{fr} + \dot{m}_h = \dot{m}_d \quad (2.3)$$

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

$$\dot{Q}_{change} = \dot{Q}_{up} + \dot{Q}_{down} \quad (2.4)$$

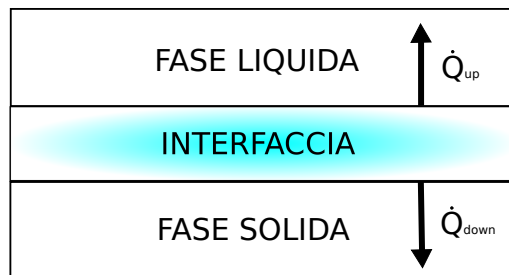


Figura 2.2: Interfaccia e flussi termici per la condizione di Stefan

Nel seguito si vedrà come tutti i modelli per la previsione dell'accrescimento di ghiaccio nascono 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:

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

$$\rho_i L_F \frac{\partial B}{\partial t} A \quad (2.5)$$

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:

$$\frac{1}{2} (\beta LWC V_\infty A) V_\infty^2 \quad (2.6)$$

dove β , *Collection Efficiency*, è un parametro adimensionale indice della quantità d'acqua, proveniente dal dominio esterno, che si deposita sulla superficie in seguito all'impatto delle gocce d'acqua. LWC , *Liquid Water Content*, ha le dimensioni di una densità ed esprime la quantità d'acqua presente nell'atmosfera, sotto forma di gocce in sospensione, in rapporto all'unità di volume. Il prodotto di β , LWC e V_∞ , ovvero la velocità della corrente asintotica in cui il corpo è immerso, restituisce l'indice di quanta dell'acqua in sospensione nell'atmosfera finisce effettivamente nel volume di controllo nell'unità di tempo e, dimensionalmente, ha la grandezza di una portata massica su superficie dell'elemento, si ha quindi che il termine tra parentesi è dimensionalmente una portata massica.

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

$$\frac{1}{2} \frac{R_c h_c A V_\infty^2}{C_{p_{air}}} \quad (2.7)$$

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:

$$h_c (T - T_{air}) A \quad (2.8)$$

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

$$\chi [e(T) - e(T_{air})] A \quad (2.9)$$

$e(T)$ è la funzione di evaporazione, la quale, ricevuta in ingresso la temperatura superficiale, restituisce la pressione di vapore. Myers ne utilizza

un'approssimazione lineare; nel presente lavoro sono stati considerati tre diversi modelli che possono essere scelti di volta in volta dall'utente. 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:

$$(\beta LWC V_\infty) C_{pw} (T - T_{air}) A \quad (2.10)$$

2.2 Modello di Messinger

Riprendendo l'approccio adottato da Stefan, Messinger [12] propone, nella prima metà degli anni '50, un nuovo modello. Questo è basato su un bilancio energetico il quale prevede che il calore scambiato con l'aria dalla superficie, sia essa direttamente il ghiaccio nel caso rime o l'acqua nel caso glaze, venga eguagliato alla produzione di calore latente dovuta all'accrescimento del ghiaccio:

$$\dot{Q}_l = \dot{Q}_c + \dot{Q}_e + \dot{Q}_d - \dot{Q}_k - \dot{Q}_a \quad (2.11)$$

Come ipotesi principale, sia per l'acqua che 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 poichè impedisce un passaggio regolare tra le due differenti possibili tipologie di ghiaccio: la frazione di massa che congela passa istaneamente 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, introducendo 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 sicuramente 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 5.1), 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 generalmen-

te una quantità positiva, ne consegue che le previsioni del modello di Messinger rivelano sempre una sottostima della realtà come anche affermato in [16].

2.3 Modello di Myers

Myers, alla fine degli anni '90, 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 [16].

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

$$B(0) = h(0) = 0 \tag{2.12}$$

- Condizione sulla superficie del ghiaccio, dove si impone la continuità della temperatura all'interfaccia con il film liquido, fissandone il valore pari a quello di congelamento. Questa condizione è valida naturalmente solo nel caso si abbia la formazione di ghiaccio glaze

$$T(t, B) = \theta(t, 0) = T_{freezing} \tag{2.13}$$

- Condizione all'interfaccia parete-ghiaccio dove si assume uno stato di equilibrio termico

$$T(t, 0) = T_{wall} \quad (2.14)$$

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

$$K_i \frac{\partial T}{\partial z_1} \Big|_B = \frac{\dot{Q}_a + \dot{Q}_k + \dot{Q}_l - (\dot{Q}_c + \dot{Q}_s + \dot{Q}_d)}{A} \quad (2.15)$$

mentre nel caso glaze la condizione all'interfaccia acqua-aria diventa

$$K_w \frac{\partial T}{\partial z_2} \Big|_h = \frac{\dot{Q}_a + \dot{Q}_k - (\dot{Q}_c + \dot{Q}_e + \dot{Q}_d)}{A} \quad (2.16)$$

Per le espressioni dei flussi termici qui introdotti si faccia riferimento alla parte iniziale di questo capitolo. Il sistema di equazioni che governa il problema appena esposto risulta quindi essere:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{K_i}{\rho_i C_{p_i}} \frac{\partial^2 T}{\partial z_1^2} \\ \frac{\partial \theta}{\partial t} = \frac{K_w}{\rho_w C_{p_w}} \frac{\partial^2 \theta}{\partial z_2^2} \\ L_F \rho_i \frac{\partial B}{\partial t} = K_i \frac{\partial T}{\partial z_1} - K_w \frac{\partial \theta}{\partial z_2} + \frac{\dot{Q}_{out} - \dot{Q}_{in}}{A} \\ \rho_i \frac{\partial B}{\partial t} + \rho_w \frac{\partial h}{\partial t} = \beta LWCV_\infty \end{array} \right. \quad (2.17)$$

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

2.3.1 Leggi di accrescimento

Al fine di ricavare la legge di accrescimento per il ghiaccio rime si impone, nel sistema 2.17, l'assenza di scorrimento di acqua sulla superficie: il termine h è posto nullo, come anche la sua derivata temporale e come anche 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 2.17, quella di conservazione della massa, è possibile ricavare per integrazione diretta la legge temporale di accrescimento che risulta:

$$B(t) = \int_0^t \frac{\beta \text{LWC}V_\infty}{\rho_{ri}} dt = \frac{\beta \text{LWC}V_\infty}{\rho_{ri}} t \quad (2.18)$$

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

Nel caso in cui si abbiano invece condizioni ambientali per cui si verifica la formazione di ghiaccio glaze è necessario considerare anche i termini associati alla presenza di acqua che scorre. Il problema risulta essere più complesso e la soluzione è ricavabile sostituendo l'equazione di conservazione della massa e quelle di diffusione del calore, nel ghiaccio e nel film liquido, nella condizione di Stefan. Otteniamo quindi un'espressione che fornisce il rateo di accrescimento, ovvero la variazione di spessore nel tempo:

$$\frac{\partial B}{\partial t} = \frac{1}{\rho_{gi} L_F} \left(\frac{K_i (T_{Freezing} - T_{wall})}{B} + \frac{\dot{Q}_c + \dot{Q}_e + \dot{Q}_{out} + \dot{Q}_d - \dot{Q}_a - \dot{Q}_k - \dot{Q}_{in}}{A} \right) \quad (2.19)$$

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

$$\dot{m}_{out} = \dot{m}_{in} + \dot{m}_d - \dot{m}_{fr} - \dot{m}_e \quad (2.20)$$

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:

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

In particolare per \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

massicce uscenti delle 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:

$$\frac{\partial B}{\partial t} = \frac{1}{\rho_{gi}(L_F + \Delta TC_{pw})} \left(\frac{K_i(T_{Fr} - T_{wall})}{B} + \frac{\dot{Q}_c + \dot{Q}_e + \dot{Q}_d - \dot{Q}_a - \dot{Q}_k}{A} \right) + \Delta TC_{pw} \left(\frac{\dot{Q}_e}{AL_E} - V_\infty LWC\beta \right) \quad (2.21)$$

Da notare che il termine \dot{m}_{in} compare due volte, nell'espressione di \dot{m}_{out} e nell'equazione del rateo, e pertanto si elide. 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:

$$B_{k+1} = B_k + \left. \frac{\partial B}{\partial t} \right|_k \Delta t_i \quad (2.22)$$

In ultimo luogo Myers ricava, integrando l'equazione di bilancio di massa, l'espressione che indica il valore dello spessore del film liquido presente:

$$h = \left(\frac{\beta LWC V_\infty}{\rho_w} \right) (t - t_g) - \left(\frac{\rho_{gi}}{\rho_w} \right) (B - B_g) \quad (2.23)$$

2.3.2 Spessore limite B_g

Abbiamo ottenuto quindi due diverse leggi temporali di accrescimento, una per il caso glaze e una per il rime, ma rimane il problema di stabilire un criterio che permetta di decidere correttamente quale delle due leggi applicare.

Secondo Myers, 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:

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

Sostituendo l'espressione di $\frac{\partial B}{\partial t}$ ricavabile dalla seconda nella prima si giunge a:

$$L_F \beta \text{LWCV}_\infty = K_i \frac{\partial T}{\partial z_1} - K_w \frac{\partial \theta}{\partial z_2} \quad (2.24)$$

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

$$L_F \beta \text{LWCV}_\infty = K_i \frac{T_{Freezing} - T_{wall}}{B_g} + \frac{(\dot{Q}_c + \dot{Q}_d + \dot{Q}_e - \dot{Q}_a - \dot{Q}_k)}{A} \quad (2.25)$$

Dalla quale, esplicitando il termine B_g otteniamo l'espressione finale dello spessore limite:

$$B_g = \frac{AK_i (T_{Freezing} - T_{wall})}{AL_F \beta \text{LWCV}_\infty - (\dot{Q}_c + \dot{Q}_d + \dot{Q}_e - \dot{Q}_a - \dot{Q}_k)} \quad (2.26)$$

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 dare origine ad asintoti verticali.

E' proprio questa quantità a fornire il criterio che stabilisca quale set di equazioni utilizzare (rime o glaze), Myers propone quindi di confrontare lo spessore di ghiaccio presente nella cella con il suo valore limite B_g e comportarsi come descritto qui di seguito:

- $B_g < 0$, condizione che indica l'impossibilità di formazione di ghiaccio.
- $B < B_g$ con $B_g > 0$, condizione che individua la possibilità di accrescimento di ghiaccio di tipo rime.
- $B > B_g$ con $B_g > 0$, condizione per cui si crea ghiaccio glaze.

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

2.3.3 Calcolo dei profili di temperatura

Per quanto riguarda l'andamento della temperatura nello spessore nel ghiaccio viene ipotizzato un comportamento lineare pertanto, a partire dalla prima equazione del problema di Stefan

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{K_i}{\rho_{ri} C_{pi}} \frac{\partial^2 T}{\partial z_1^2} \quad (2.27)$$

il profilo di temperatura può essere ricavato a partire dall'espansione in serie di questa equazione, ritenendo sufficientemente accurato uno sviluppo arrestato al primo ordine. Per ottenere la soluzione asintotica si definisce una scala di altezza tipica \hat{B} e una scala temporale \hat{t} che ne deriva secondo la relazione

$$\hat{t} = \left(\frac{\rho_{ri}}{\beta L W C V_\infty} \right) \hat{B} \quad (2.28)$$

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

$$\frac{\partial^2 \tilde{T}}{\partial \tilde{z}_1^2} = \frac{\beta L W C V_\infty C_{pi} \hat{B}}{K_i} \frac{\partial \tilde{T}}{\partial \tilde{t}} = \varepsilon \frac{\partial \tilde{T}}{\partial \tilde{t}} \quad (2.29)$$

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

$$\hat{B} \ll \frac{K_i}{\beta L W C V_\infty C_{pi}} \quad (2.30)$$

Nella forma dimensionale il problema è quindi definito da

$$\frac{\partial^2 T}{\partial z_1^2} = 0 \quad (2.31)$$

Integrando due volte e imponendo le seguenti condizioni al contorno

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

che rappresentano rispettivamente l'imposizione dell'equilibrio termico all'interfaccia ghiaccio-parete, dove quest'ultima ha conduttività termica infinita e massa termica molto grande, e il rispetto del bilancio di flussi termici all'interfaccia

ghiaccio-aria. Ciò conduce all'equazione che determina la temperatura all'interno dello spessore di ghiaccio di tipo rime.

$$T = T_{wall} + \frac{\dot{Q}_a + \dot{Q}_k + \dot{Q}_l - \dot{Q}_c - \dot{Q}_d - \dot{Q}_s}{AK_i} z_1 \quad (2.32)$$

Myers inoltre propone un'espressione simile in cui è presente una correzione che ha il compito di includere gli effetti dello spessore del ghiaccio quand'anche il suo valore non possa più essere ritenuto infinitesimo.

$$T = T_{wall} + \frac{\dot{Q}_a + \dot{Q}_k + \dot{Q}_l - \dot{Q}_c - \dot{Q}_d - \dot{Q}_s}{A \left(K_i + \frac{B}{A(T_{wall} - T_a)} (\dot{Q}_c + \dot{Q}_d + \dot{Q}_s) \right)} z_1 \quad (2.33)$$

Nel caso di ghiaccio glaze il problema è simile ma cambiano leggermente le condizioni al contorno utilizzate. Per ipotesi infatti l'interfaccia ghiaccio-acqua, ove avviene il cambio di fase, è sempre considerata di temperatura 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

$$T = T_{wall} + \left[\frac{T_{freezing} - T_{wall}}{B} \right] z_1 \quad (2.34)$$

$$\theta = T_{freezing} + \frac{\dot{Q}_a + \dot{Q}_k - \dot{Q}_c - \dot{Q}_e - \dot{Q}_d}{AK_w} z_2 \quad (2.35)$$

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

$$\theta = T_{freezing} + \frac{\dot{Q}_a + \dot{Q}_k - \dot{Q}_c - \dot{Q}_e - \dot{Q}_d}{A \left(K_w + \frac{h}{A(T_{freezing} - T_a)} (\dot{Q}_c + \dot{Q}_d + \dot{Q}_e) \right)} z_2 \quad (2.36)$$

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, in questo lavoro di tesi è stato ricavato un set di equazioni leggermente modificate che tengono 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 quella di portata massica uscente dal dominio della singola cella nulla.

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

$$A\rho_{ri}\frac{\partial B}{\partial t} + A\rho_w\frac{\partial h}{\partial t} = \dot{m}_d + \dot{m}_{in} - \dot{m}_{out} - \dot{m}_s \quad (2.37)$$

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

$$\frac{\partial B}{\partial t} = \left[\frac{\dot{m}_d + \dot{m}_{in} - \dot{m}_s}{A\rho_{ri}} \right] \quad (2.38)$$

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

$$B = \left[\frac{\beta LWCV_\infty A + \dot{m}_{in} - \dot{Q}_s L_s^{-1}}{A\rho_{ri}} \right] t \quad (2.39)$$

Per quanto riguarda la formulazione del caso glaze formalmente tutto rimane 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 [16] impone una variazione lineare del tipo:

$$T(z_1) = T_{Wall} + \frac{(T_{Freezing} - T_{Wall})}{B} z_1 \quad (2.40)$$

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:

$$T(z_1) = a\sqrt{z_1} + b \quad (2.41)$$

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 che è quindi rappresentato dall'espressione

$$T(z_1) = T_{Wall} + \frac{(T_{Freezing} - T_{Wall})}{\sqrt{B}}\sqrt{z_1} \quad (2.42)$$

la cui derivata, valutata all'interfaccia ghiaccio-acqua, vale:

$$\left. \frac{\partial T}{\partial z_1} \right|_B = \frac{(T_{Freezing} - T_{Wall})}{2B} \quad (2.43)$$

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

$$\frac{\partial B}{\partial t} = \frac{1}{\rho_g L_F} \left[k_i \frac{(T_{Freezing} - T_{Wall})}{2B} + \frac{(\dot{Q}_c + \dot{Q}_e + \dot{Q}_d - \dot{Q}_k - \dot{Q}_a)}{A} \right] \quad (2.44)$$

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

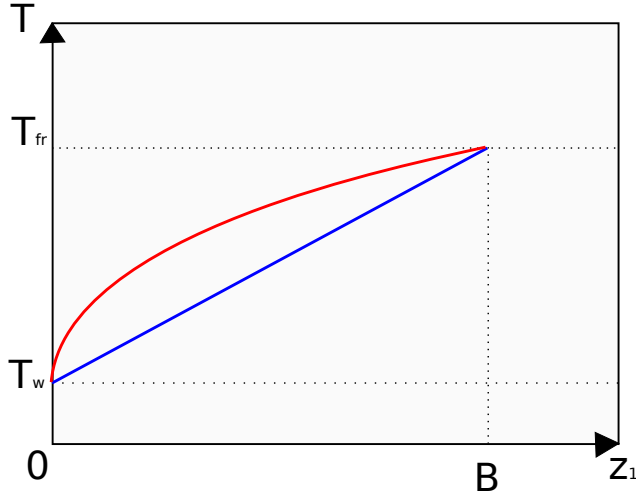


Figura 2.3: Confronto tra i due diversi andamenti di temperatura implementati: in blu quello lineare secondo Myers, in rosso quello utilizzato in questo lavoro

momento che il modello di Myers, come scritto anche in [24], fornisce generalmente una sovrastima dei risultati, l'introduzione di un andamento non lineare della temperatura risulta essere di importanza rilevante. Questo permette di ottenere risultati numerici che mostrano un accordo migliore con la realtà.

Lo spessore limite B_g è ricavato, analogamente al metodo 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:

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

dal quale, sostituendo l'espressioni della derivata spaziale di T e dove il termine \dot{Q}_{up} è dato dalla seguente espressione

$$\dot{Q}_{up} = \dot{Q}_c + \dot{Q}_s + \dot{Q}_d - \dot{Q}_k - \dot{Q}_a \quad (2.45)$$

è possibile ricavare:

$$L_f \left(\beta \text{LWCV}_\infty + \frac{\dot{m}_{in}}{A} - \frac{\dot{Q}_s}{AL_s} \right) = K_i \frac{(T_{Freezing} - T_{Wall})}{2B_g} + \frac{\dot{Q}_{up}}{A} \quad (2.46)$$

che rimaneggiata porta all'espressione modificata di B_g riportata qui di seguito:

$$B_g = \frac{AK_i (T_{Freezing} - T_{Wall})}{2 \left[L_F \left(\beta \text{LWCV}_\infty A + \dot{m}_{in} - \dot{Q}_s L_s^{-1} \right) - \left(\dot{Q}_c + \dot{Q}_s + \dot{Q}_d - \dot{Q}_k - \dot{Q}_a \right) \right]} \quad (2.47)$$

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 2.4 si riporta un confronto tra i due andamenti di B_g per il caso bidimensionale di un profilo NACA0012 ad incidenza nulla. Le due curve dello spessore limite sono calcolate in funzione della *collection efficiency* (riportata nella stessa figura) che a sua volta è funzione dell'ascissa curvilinea del profilo, centrata nel punto di ristagno.

Per quanto riguarda lo spessore del film liquido è stata ricavata un'espressione formalmente identica a quella proposta da Myers. Partendo dall'equazione di continuità, valutata considerando i termini noti costanti durante l'intervallo temporale:

$$\rho_i \frac{\partial B}{\partial t} + \rho_w \frac{\partial h}{\partial t} = \dot{m}_d + \dot{m}_{in} - \dot{m}_{out} - \dot{m}_e = cost = \overline{C} \quad (2.48)$$

si ottiene la seguente forma:

$$\int_{t_g}^t \rho_i \frac{\partial B}{\partial t} + \rho_w \frac{\partial h}{\partial t} dt = \overline{C}_k t + A \quad (2.49)$$

Spezzando e risolvendo il termine sotto integrale giungiamo a:

$$[\rho_w h(t)]|_{t_g}^t = - [\rho_i B(t)]|_{t_g}^t + \overline{C}_k t + A \quad (2.50)$$

$$\rho_w h(t) - \rho_w h(t_g) = \rho_i B(t_g) - \rho_i B(t) + \overline{C}_k t + A \quad (2.51)$$

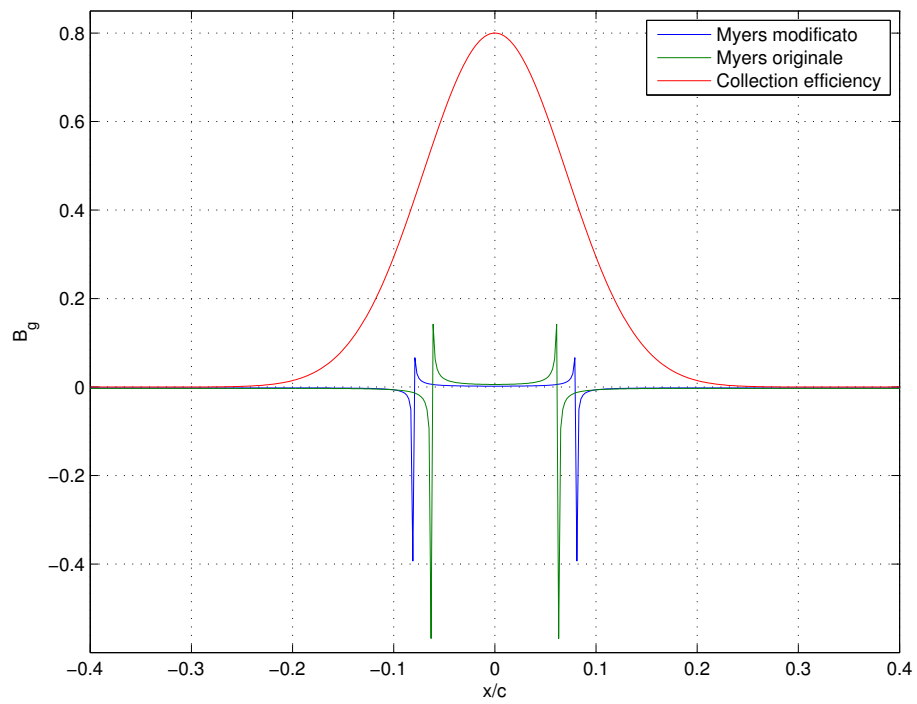


Figura 2.4: Confronto tra gli spessori limiti

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 $A = -\overline{C}t_g$, restituendo così l'equazione finale per ricavare lo spessore del film liquido:

$$h(t) = \frac{\dot{m}_d + \dot{m}_{in} - \dot{m}_{out} - \dot{m}_e}{\rho_w} (t - t_g) + \frac{\rho_i}{\rho_g} (B(t) - B(t_g)) \quad (2.52)$$

Il dato ricavato è puramente indicativo poichè 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. Per quanto riguarda questo lavoro di tesi, rivolto allo studio del fenomeno in campo aeronautico, l'ipotesi di spessore infinitesimo può ritenersi sempre verificata.

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 che nel caso specifico dei velivoli gioca un ruolo predominante. Queste forze esterne ne provocano lo scorrimento che è però caratterizzato da dinamiche molto complesse da modellare, specie nel caso in cui le superfici risultino particolarmente irregolari come quelle che rappresentano formazioni di ghiaccio.

La scelta di considerare lo spessore del film liquido infinitesimo si traduce in una semplificazione delle equazioni che governano il problema. Dall'equazione di bilancio di massa (2.53) è possibile ricavare la quantità d'acqua \dot{m}_{out} che, non congelando, è costretta ad uscire dalla cella.

$$\rho_i \frac{\partial B}{\partial t} + \rho_w \frac{\partial h}{\partial t} = \dot{m}_d + \dot{m}_{in} - \dot{m}_{out} - \dot{m}_e \quad (2.53)$$

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

$$\dot{m}_{out} = \dot{m}_d + \dot{m}_{in} - \rho_i \frac{\partial B}{\partial t} - \dot{m}_e \quad (2.54)$$

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 2.5), viene svolto il prodotto scalare tra lo stesso 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, altrimenti un bordo d'entrata. Nella figura di seguito (2.6) si riporta un generico elemento visto dall'alto in cui vengono riportati i bordi di uscita in rosso.

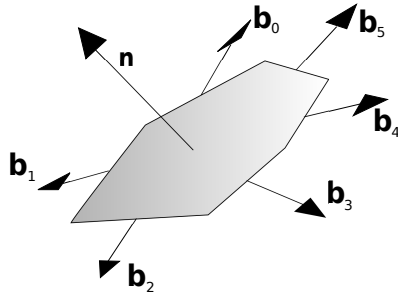


Figura 2.5: Elemento superficiale: versore normale e versori perpendicolari ai bordi

Ottenuta, per ogni elemento superficiale, la lista dei bordi di uscita, questi vengono proiettati sulla retta perpendicolare al versore 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 suo calcolo è qui di seguito riportata, l_i rappresenta la lunghezza del bordo i -esimo e N_b il numero di bordi d'uscita:

$$L_{eq} = \sum_{i=1}^{N_b} (\mathbf{b}_i \cdot \hat{\mathbf{V}}_e) l_i \quad (2.55)$$

Ipotizzando una densità lineare di portata massica uscente costante sul segmento equivalente appena calcolato, è possibile utilizzare la regola della leva per

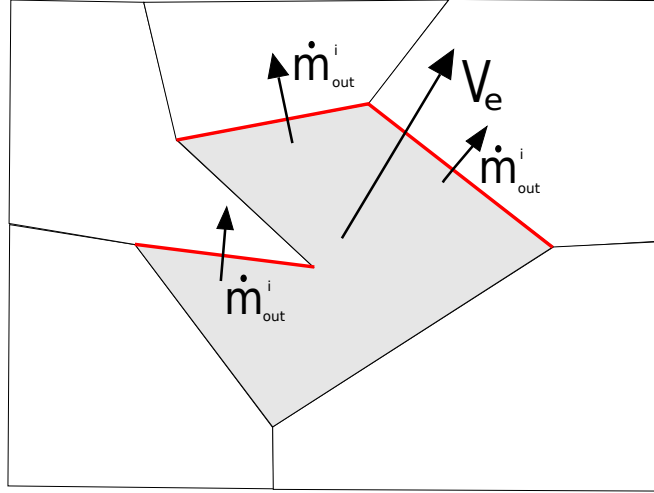


Figura 2.6: Elemento di superficie: i bordi di uscita sono individuate dai segmenti rossi

ricavare la frazione di \dot{m}_{out} che viene scambiata attraverso ogni singolo bordo.

$$\dot{m}_{out}^i = \left(\mathbf{b}_i \cdot \hat{\mathbf{V}}_e \right) \frac{l_i}{L_{eq}} \dot{m}_{out} \quad (2.56)$$

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 2.7).

Da notare il fatto che il calcolo dei flussi di velocità è indipendente dal modulo del vettore velocità e che nelle formule sopra presentate ci si riferisce sempre al suo versore poichè l'informazione che interessa è solamente la direzione locale del flusso esterno allo strato limite. Uno sviluppo futuro potrebbe essere quello di implementare equazioni che permettano di descrivere in maniera più dettagliata la dinamica del film liquido, permettendo così di rilassare l'ipotesi di spessore infinitesimo.

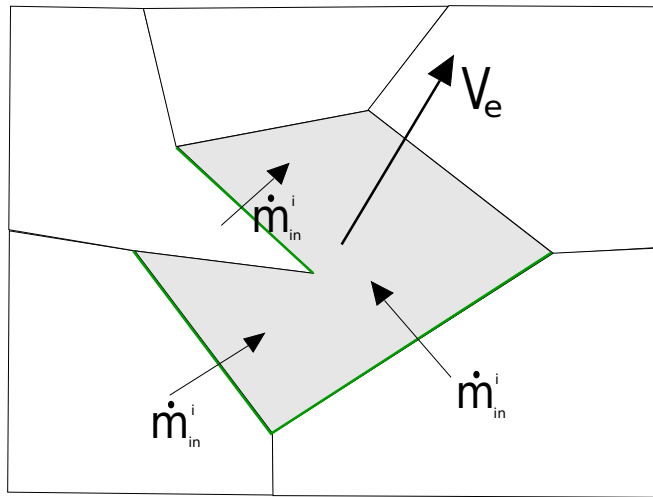


Figura 2.7: Elemento di superficie. I bordi di uscita sono individuate dai segmenti rossi

Capitolo 3

PoliMIce

Il nuovo modello matematico, precedentemente introdotto nella sezione 2.4, è stato implementato in un nuovo codice per la simulazione numerica della previsione dell'accrescimento di ghiaccio.

I risultati del codice sono stati poi confrontati sia con risultati prodotti da software analoghi, ma di validità consolidata nel tempo come il codice LEWICE [21], della NASA, sia con risultati di prove sperimentali. La piattaforma sviluppata nell'ambito di questo lavoro di tesi è stata battezzata *PoliMIce*: si tratta di un codice modulare, scritto in linguaggio C++, pensato per essere interfacciato con un solutore aerodinamico esterno per il calcolo dei parametri necessari al modello e derivanti dal flusso attorno alla superficie aeronautica considerata. Nel presente lavoro di tesi è stato utilizzato OpenFOAM per la risoluzione del campo di moto e il calcolo delle traiettorie delle gocce d'acqua presenti in atmosfera. Insieme al codice sono stati sviluppati protocolli di dialogo in ambiente Linux, necessari per il funzionamento integrato tra il codice di accrescimento e il solutore aerodinamico.

3.1 Diagramma di flusso

L'accrescimento di ghiaccio sulla superficie del velivolo causa una modifica della geometria e, di conseguenza, del campo aerodinamico che si sviluppa attorno. È stato quindi necessario implementare una procedura iterativa che preveda il calcolo dell'accrescimento di ghiaccio e l'aggiornamento delle quantità necessarie al modello di accrescimento implementato. I dati in ingresso vengono così processati seguendo lo schema di flusso logico di seguito presentato (figura 3.1). Come evidenziato nello schema, si hanno quattro differenti tipi di informazioni in entrata al sistema che descrive PoliMIce:

- Blocco geometria, contiene tutte le informazioni che descrivono la geometria della superficie aeronautica che si vuole studiare.

- Blocco dei dati di volo, ovvero velocità e angolo di attacco.
- Blocco dei dati ambientali, tutte le informazioni necessarie a condurre la simulazione, ovvero parametri come pressione, umidità relativa e temperatura atmosferica.
- Blocco dei dati temporali, in questo box sono contenute le informazioni che identificano il tempo totale di simulazione e i vari sottointervalli di calcolo in cui questo è diviso (intervallo di aggiornamento dell'accrescimento di ghiaccio e intervallo di aggiornamento del campo aerodinamico e di tutte le quantità derivanti).

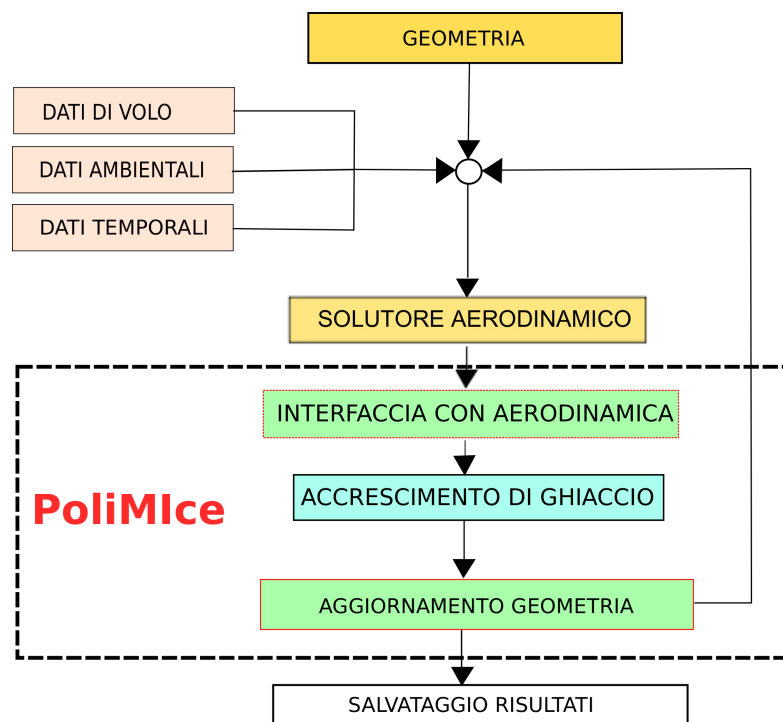


Figura 3.1: Diagramma di flusso della piattaforma PoliMIce

I dati in ingresso vengono inviati al solutore aerodinamico che si preoccupa di risolvere il campo di moto e di calcolare le traiettorie delle gocce d'acqua presenti nello stesso campo. I risultati ottenuti vengono poi elaborati in modo da ottenere i seguenti parametri: collection efficiency, coefficiente di scambio termico convettivo, fattore di recupero e velocità esterna allo strato limite per ogni cella di calcolo adiacente alla superficie. Tutti questi dati, formattati opportunamente in un file di testo, vengono dati in ingresso al codice atto al calcolo dell'accrescimento di ghiaccio, il quale si occupa di risolvere, per ogni singola cella superficiale, il corrispettivo

problema di Stefan restituendo in uscita la soluzione locale corrispondente all'istante di tempo considerato. Lo spessore del ghiaccio che formatosi viene sommato alla geometria iniziale che, dopo essere stata processata da una serie di algoritmi aventi la funzione di regolarizzare e semplificare i contorni, viene nuovamente inviata al solutore aerodinamico, creando così il processo iterativo introdotto all'inizio del capitolo il quale avrà durata ben specifica secondo le esigenze del caso in esame.

All'interno della parte di PoliMice atta al calcolo dell'accrescimento, il flusso di dati segue il seguente schema logico:

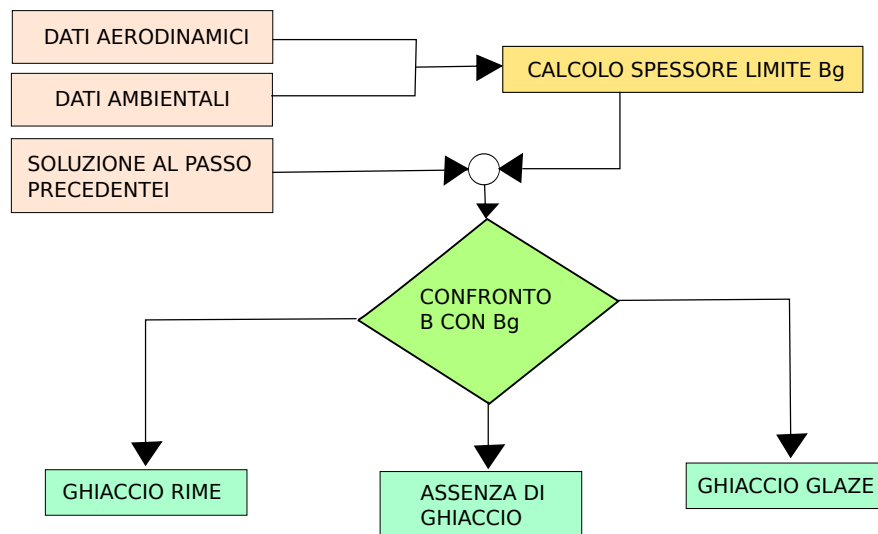


Figura 3.2: Diagramma di flusso per il codice di accrescimento in PoliMice

3.2 Classi

Durante lo sviluppo di PoliMice si ha avuto la necessità di creare specifici oggetti, classi, dotati di funzionalità atte a rendere più agevole la programmazione e a migliorare la leggibilità del codice. Quattro sono le classi implementate in PoliMice nella parte di codice riguardante il calcolo dell'accrescimento di ghiaccio:

- *PoliMiceElements*
- *PoliMiceSolution*
- *PoliMiceGrid*
- *PoliMiceProblem*

3.2.1 PoliMiceElements

Questa classe è stata creata con l'intento di avere oggetti rappresentativi degli elementi superficiali della geometria considerata. La classe si compone di due attributi pubblici:

1. Nv , numero di vertici appartenenti all'elemento
2. $vertex$, doppio puntatore per mezzo del quale verranno individuate le componenti del vettore posizione di ogni vertice

Un costruttore e quattro funzioni membro pubbliche:

1. $surface()$, restituisce la misura della superficie dell'elemento (area del poligono nel 3D o lunghezza del segmento nel 2D).
2. $borderLength(border)$, solo nel caso tridimensionale, restituisce la lunghezza del bordo indicato in ingresso.
3. $normal(n)$, dato in ingresso un vettore n bi/tri-dimensionale, la funzione vi scrive dentro le componenti del vettore normale alla superficie, calcolato per mezzo della regola della mano destra, osservando il verso con cui sono ordinati i vertici dell'elemento
4. $borderNormal(n, border)$, dati in ingresso un vettore bi/tri-dimensionale e l'indice del bordo interessato, la funzione scrive in n le componenti del vettore appartenente al piano dell'elemento, normale allo spigolo indicato

3.2.2 PoliMiceSolution

PoliMiceSolution è un metadato creato per contenere tutte le informazioni riguardanti la soluzione del problema dell'accrescimento di ghiaccio. Gli attributi in essa contenuti ricalcano più o meno quelli salvati per colonne nel file $t_Solution.txt$ in uscita¹ e sono tutti pubblici. Riepilogandoli sono:

1. β , Collection Efficiency
2. h , spessore del film liquido
3. B , spessore del ghiaccio

¹ t come prefisso indica l'istante di tempo a cui corrisponde la soluzione descritta dallo stesso file, se si facesse riferimento all'istante temporale pari a 10 secondi il file sarà denominato $10_Solution.txt$

4. B_g spessore limite rime-glaze
5. $TempSurf$, temperatura sulla superficie del ghiaccio
6. $TempWall$, temperatura a parete
7. Q_w , flusso di calore a parete
8. R_a , rugosità superficiale
9. $MassIn$, massa in ingresso dal film liquido
10. $MassOut$, massa in uscita dal film liquido
11. $Rate$, rateo di accrescimento glaze

Le funzioni membro sono invece due e sono il costruttore e la funzione *print()* che è necessaria a stampare a video tutti gli attributi del singolo elemento di calcolo.

3.2.3 PoliMiceGrid

Questa è la classe creata per rappresentare geometrie, bidimensionali o tridimensionali, rappresentate come un insieme di oggetti PoliMiceElements. E' composta solamente da attributi e membri pubblici e a questa classe sono delegati i compiti di caricamento e salvataggio delle geometrie. La stessa classe è inoltre dotata della possibilità di creazione delle stesse limitatamente a semplici tipologie aeronautiche: nella fattispecie è possibile creare profili alari e ali tridimensionali a partire da profili NACA 4 cifre e attraverso parametri come il taper ratio, lo sweepback angle o il twisting angle. Nel presente lavoro di tesi non si fa però uso di questa funzionalità, in quanto la creazione della geometria della superficie pulita all'istante iniziale è delegata al blocco di interfaccia tra il solutore aerodinamico e lo stesso PoliMice qui descritto.

Gli attributi che caratterizzano questa classe sono:

1. *name*, stringa contenente il nome della geometria
2. *elements*, puntatore a oggetto di tipo PoliMiceElements nel quale verranno memorizzate tutte le informazioni sugli elementi superficiali
3. *nodes*, doppio puntatore a double che indica le due o tre componenti del vettore posizione di ogni singolo nodo appartenente alla griglia
4. *Ne*, numero totale di elementi

5. Nn , numero totale di nodi
6. Nd , numero di dimensioni spaziali, due o tre

Le funzioni membro di PoliMIceGrid sono:

1. *loadtxt(name1, name2)*, riceve in ingresso le stringhe contenenti il nome dei file da caricare, rispettivamente un file di tipo *NODES.txt* e uno di tipo *CONNECTIVITY.txt*
2. *savetxt(name1, name2)*, riceve in ingresso le stringhe contenenti il nome da attribuire ai file in salvataggio, rispettivamente il file *NODES.txt* e *CONNECTIVITY.txt*
3. *create(name, type)*, crea la geometria attribuendo il nome inserito, a partire da un profilo NACA del tipo specificato, ulteriori parametri come il numero di nodi, la corda e ciò che riguarda l'ala tridimensionale devono essere cambiati manualmente all'interno dello script prima della compilazione poichè questa classe, per motivi di tempo, manca ancora di interfacce per la loro gestione.
4. *getname()*, semplice funzione che permette all'utente di inserire manualmente il nome della geometria
5. *ProxElement(index, border)*, funzione che restituisce l'indice dell'elemento adiacente all'elemento indicato in ingresso, lungo il bordo specificato

3.2.4 PoliMIceProblem

PoliMIceProblem è specifica per la risoluzione del problema dell'accrescimento di ghiaccio e al suo interno contiene tutto ciò necessario al calcolo dello spessore di ghiaccio che si forma sulla superficie aeronautica considerata. Questa classe è inoltre in grado di compiere operazioni finalizzate alla correzione di problemi geometrici derivanti dalla modifica della posizione dei nodi della griglia in seguito alla formazione di ghiaccio. I molti attributi non sono qui riportati, ma consistono principalmente in tutta la serie di parametri termodinamici che caratterizzano l'aria, l'acqua e il ghiaccio. Per citarne alcuni fanno parte di questa categoria i calori specifici, i coefficienti di diffusione termica, la densità, le temperature caratteristiche. Oltre a questi sono presenti i dati ambientali che vengono caricati dal file *input_data.txt*.

E' presente anche un'istanza di tipo PoliMIceGrid all'interno della quale viene caricata la griglia superficiale e un puntatore ad un oggetto di tipo PoliMIceSolution dove verranno salvati i risultati. Anche le funzioni membro sono numerose ma alcune più di altre sono meritevoli di maggiore attenzione:

1. *PoliMIceProblem()*, è il costruttore che si occupa di assegnare i corrispettivi valori alle variabili termodinamiche. L'utente che voglia modificare tali parametri deve intervenire su questa parte di codice
2. *init_solution()*, si occupa di allocare la memoria destinata a memorizzare i dati della soluzione e la inizializza, andando ad imporre su ogni elemento le temperature a parete, azzerando le altre variabili e calcolando, secondo i dati disponibili, lo spessore limite B_g
3. *ice_accretion(time, dt)*, è il cuore del solutore, al suo interno vengono richiamate in cascata molte delle altre funzioni membro. Il suo compito è quello di calcolare per ogni elemento, nell'ordine, lo spessore di ghiaccio che si forma al tempo specificato dal parametro in ingresso *time*, le temperature sulla superficie e alla fine di richiamare la funzione che calcola gli scambi di massa tra elementi.
4. *RimeLimit(index)*, dato in ingresso l'indice dell'elemento interessato, la funzione restituisce lo spessore limite rime-glaze B_g
5. *RimeTemperature(index, z)*, calcola la temperatura nell'elemento indicato dall'indice, a una distanza dalla parete z , nel caso di ghiaccio rime
6. *GlazeWaterHeight(index, time)*, calcola lo spessore del film liquido sull'elemento indicato, al tempo *time*
7. *GlazeTemperature(index, z)*, restituisce la temperatura nel caso di ghiaccio glaze
8. *GlazeRateAccretion(index)*, calcola il rateo di accrescimento temporale nel caso glaze
9. *WaterVapourPressureGG(T)* e *IceVapourPressureGG(T)* calcolano la pressione di vapore, nel caso di interfaccia acqua-aria e ghiaccio-aria, in funzione della temperatura, secondo il modello di GoffGratch
10. *FluxMass()*, si occupa di calcolare gli scambi di massa tra elementi, causati dallo scorrimento del film liquido sulla superficie
11. *GeometrySmoothing(name1, name2)*, determina la nuova geometria, modificata dalla presenza di ghiaccio.
Al suo interno applica algoritmi finalizzati a scovare l'insorgere di eventuali incongruenze geometriche dovute all'avanzamento del fronte solido e, dove necessario, apporta le dovute correzioni. Le stringhe in ingresso specificano i nomi con cui verranno salvati i nuovi file contenenti la lista di nodi e la connettività

Capitolo 4

Analisi del campo aerodinamico

Prima di calcolare la formazione di ghiaccio sulla superficie di un velivolo, è necessario studiare il campo di moto attorno a quest'ultima. Per il calcolo del flusso attorno alla geometria aeronautica considerata, nel presente lavoro di tesi, è stato utilizzato come solutore aerodinamico OpenFOAM. Lo stesso software è stato poi utilizzato per il passo successivo della procedura precedentemente descritta (figura 3.1), ovvero lo studio delle traiettorie delle gocce d'acqua presenti nella corrente precedentemente calcolata. Sia per il campo di moto che per le traiettorie delle gocce d'acqua è stato necessario definire un dominio ed una griglia di calcolo ad esso associata: per il caso bidimensionale si è fatto uso del generatore di griglie interno al solutore CFD mentre per il caso tridimensionale si è utilizzato un software esterno, quale ICEM Ansys CFD. Vengono descritte in questo capitolo le procedure per la creazione delle griglie di calcolo, il calcolo del campo di moto e il calcolo delle traiettorie.

4.1 Campo aerodinamico in due dimensioni

4.1.1 Geometria del profilo NACA

Nel caso bidimensionale si sono considerati profili NACA a 4 cifre. Prima di definire il dominio e la griglia di calcolo, è necessario rappresentare la geometria del profilo scelto, a questo scopo è stato definito un semplice codice in linguaggio C++. Viene inizialmente discretizzata la linea media del profilo, non considerando la curvatura, e calcolato lo spessore del profilo, rispettivamente del dorso e del ventre, tramite la seguente equazione:

$$z_t = \pm c \frac{t}{0.2} \left(0.2969 \sqrt{\frac{x}{c}} - 0.1260 \frac{x}{c} - 0.3516 \left(\frac{x}{c} \right)^2 + 0.2843 \left(\frac{x}{c} \right)^3 - 0.1036 \left(\frac{x}{c} \right)^4 \right) \quad (4.1)$$

Il \pm sta ad indicare la distinzione tra dorso e ventre (+ per il dorso e - per il ventre).

Viene, in un secondo momento, quindi studiata la linea media considerando la curvatura, definita dalle seguenti espressioni:

$$z_c = \begin{cases} \frac{m}{p^2}x \left(2p - \frac{x}{c}\right) & x < p \cdot c \\ \frac{m}{(1-p)^2}(c-x) \left(1 + \frac{x}{c} - 2p\right) & x \geq p \cdot c \end{cases} \quad (4.2)$$

Le coordinate che descrivono il profilo sono quindi:

- Dorso:

$$\begin{aligned} x_U &= x - z_t \cdot \sin(\theta) \\ z_U &= z_c - z_t \cdot \cos(\theta) \end{aligned}$$

- Ventre:

$$\begin{aligned} x_L &= x + z_t \cdot \sin(\theta) \\ z_L &= z_c - z_t \cdot \cos(\theta) \end{aligned}$$

dove θ corrisponde a:

$$\arctan\left(\frac{dy_c}{dx}\right) = \begin{cases} \frac{m}{p^2} \left(2p - 2\frac{x}{c}\right) & x < p \cdot c \\ \frac{m}{(1-p)^2} \left(2p - 2\frac{x}{c}\right) & x \geq p \cdot c \end{cases} \quad (4.3)$$

La geometria (riportata in figura 4.1) viene così salvata all'interno di un file di testo nominato *0_NODES*. Le coordinate dei punti vengono inserite in ordine antiorario partendo dal bordo d'uscita, essendo il caso bidimensionale non è presente la coordinata y^1 mentre il prefisso 0, nel nome del file, sta ad indicare che è la geometria iniziale ($t = 0$). Viene anche generato un file denominato *0_CONNECTIVITY*, il quale contiene su ogni riga l'indice dei due nodi che delimitano ogni singolo pannello superficiale con cui viene discretizzato il profilo NACA considerato².

¹Come si nota in figura 4.1 i due assi considerati sono l'asse x e l'asse z , con asse y uscente dal foglio

²La numerazione dei nodi della discretizzazione parte dall'indice 0

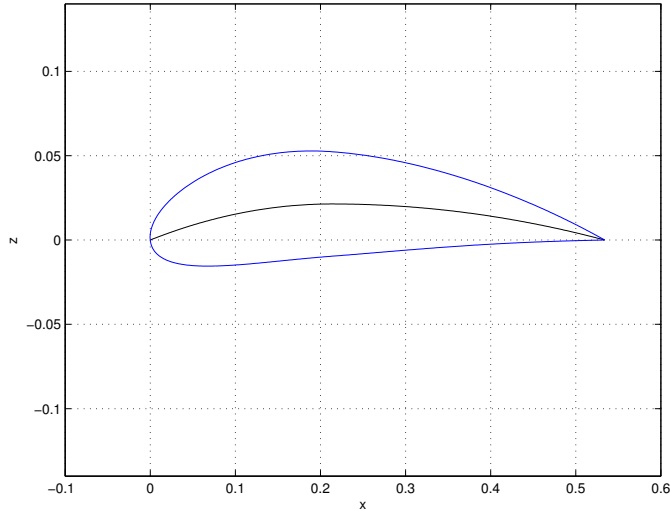


Figura 4.1: Geometria profilo NACA4412

4.1.2 Dominio e griglia di calcolo

Per il caso bidimensionale, si è scelto di considerare un tipologia di griglia strutturata denominata C-grid, il dominio è riportato in figura 4.2.

La struttura della griglia di calcolo è formata da 6 blocchi e sviluppata lungo gli assi x e z . Il codice C++ creato ha lo scopo di generare il file *blockMeshDict* ovvero il file che viene letto in ingresso dalla routine che genera la griglia di calcolo implementata all'interno di OpenFOAM. Questo file ha il compito di indicare le patch, i vertici di quest'ultime e i blocchi che compongono il dominio di calcolo. Definisce inoltre le tipologia delle patch presenti. Si è scelto di suddividere il contorno del dominio in 4 parti principali: *Inlet*, *Outlet*, *TopAndDown* (ovvero i lati superiore ed inferiore) e *Wall* (ovvero il profilo). Alle prime tre parti è associato il tipo *patch*³ mentre al profilo il tipo *wall*.

I dati geometrici necessari in ingresso saranno quindi il raggio del semicerchio che individua l'*Inlet* (ovvero la semi-altezza del dominio), la lunghezza della parte a monte del profilo (downstream) e la profondità lungo l'asse y del dominio. Quest'ultima è necessaria in quanto OpenFOAM accetta solo griglie di calcolo tridimensionali, viene quindi impostata una profondità piccola (solitamente mille volte più piccola dell'altezza del dominio) e vengono definite due facce normali all'asse y , *Front* e *Back*, alle quali viene associato il tipo di patch *empty*.

Quest'ultima parte, la creazione del file *blockMeshDict*, viene svolta ad ogni istan-

³*Patch* è un tipo di patch base, senza informazioni topologiche e geometriche specifiche, solitamente usato per contorni di *Inlet* o *Outlet* in OpenFOAM

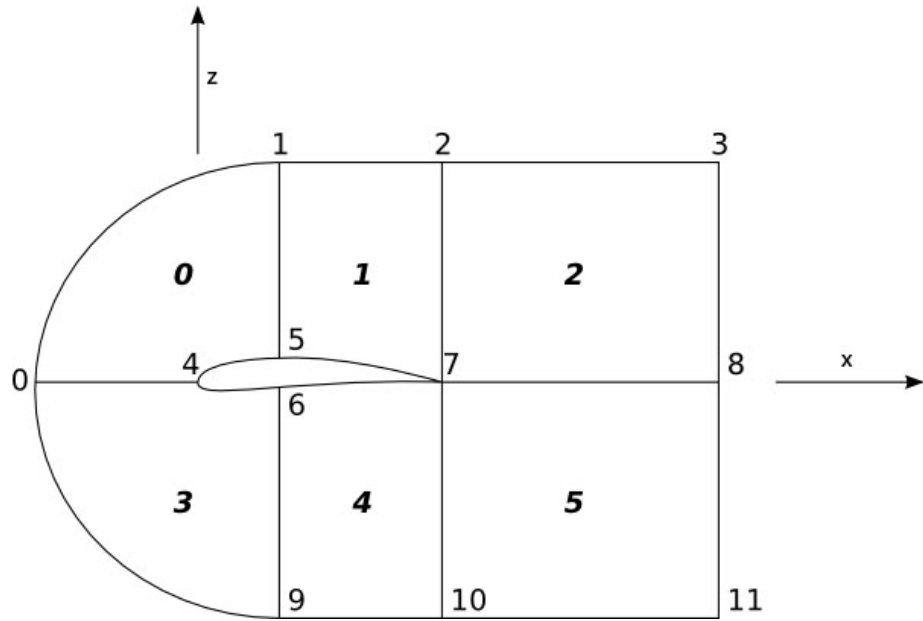


Figura 4.2: Tipologia di dominio 2D

te temporale per il quale si voglia ri-calcolare il campo di moto con la geometria aggiornata, mentre la prima parte, la generazione della geometria del profilo, viene svolta solo all'istante iniziale. Agli istanti successivi, per i quali si deve ri-calcolare l'aerodinamica, la geometria del profilo viene caricata leggendo i punti contenuti nel file di testo *t_NODES*, dove t identifica l'istante di tempo: se si vuole caricare per esempio la geometria all'istante di tempo pari 20 secondi il file si chiamerà *20_NODES*. Viene riportato nelle figure seguenti (4.3 e 4.4) un esempio di griglia di calcolo associata al dominio sopra descritto, le celle andranno ad infittirsi avvicinando al profilo, in quanto vi è lo strato limite.

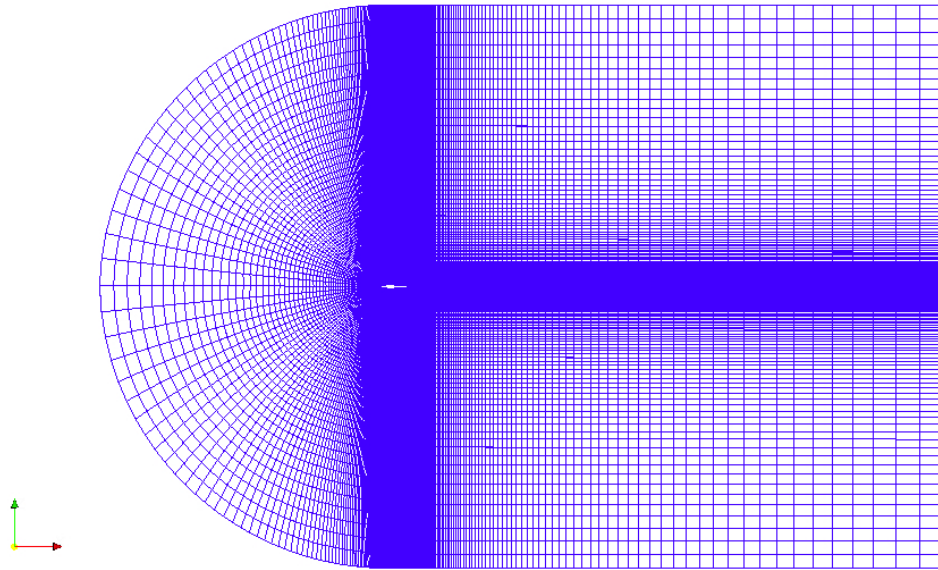


Figura 4.3: Griglia di calcolo bidimensionale

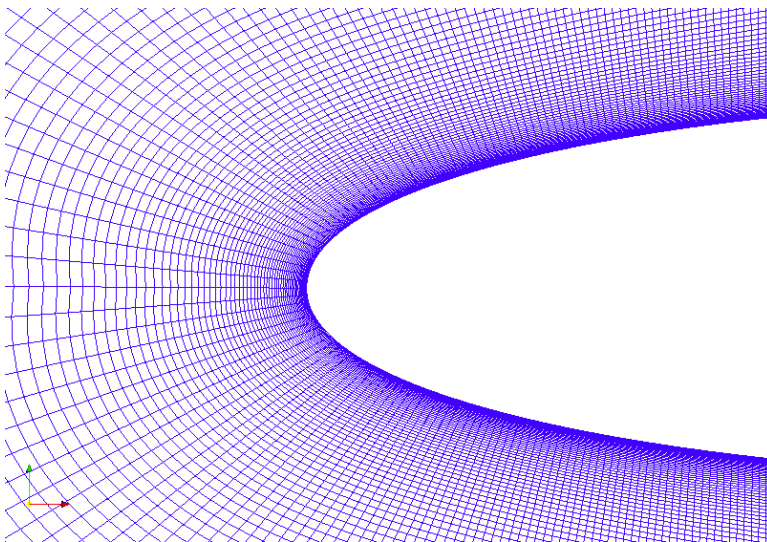


Figura 4.4: Griglia di calcolo bidimensionale, bordo d'attacco del profilo

4.2 Campo aerodinamico in tre dimensioni

4.2.1 Geometria dell'ala

Nel caso tridimensionale sono sottoposte allo studio dell'accrescimento di ghiaccio due differenti tipologie di ala, per la creazione del dominio e della griglia di calcolo per entrambe le tipologie si è fatto uso del software ICEM Ansys. Si è deciso di definire la superficie dell'ala a pannelli, suddividendola quindi, lungo la corda e lungo l'apertura alare, in punti (in particolare si sono discretizzate in circa 30000 nodi le superfici aeronautiche considerate).

E' stata inizialmente considerata un'ala ad apertura finita con angolo di freccia nullo e taper ratio unitario, in figura 4.5 viene riportata l'ala rappresentata per punti, saranno proprio questi che varieranno posizione in seguito alla definizione della nuova geometria successiva all'accrescimento di ghiaccio.

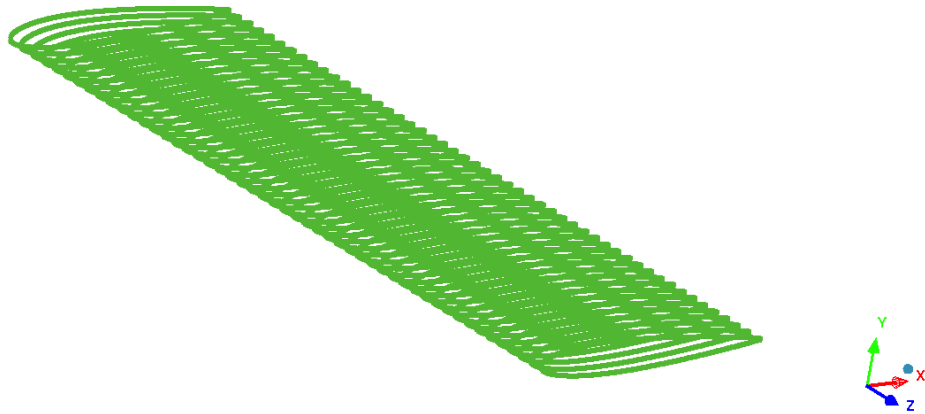


Figura 4.5: Ala dritta: rappresentazione in punti

Si è scelta poi una tipologia ad ala caratterizzata da rastremazione e angolo di freccia non nullo, ovvero si è studiato il flusso e l'accrescimento per un'ala OneraM6, la quale è caratterizzata dai dati geometrici in figura 4.6. Nella figura 4.7 viene riportata l'OneraM6 rappresentata per punti.

4.2.2 Dominio e griglia di calcolo

Analogamente al caso bidimensionale, è stata creata una griglia di calcolo C-grid tridimensionale. Il dominio corrisponde quindi a quello riportato in figura 4.8, è composto da *Inlet*, da *Outlet*, dall'ala (l'unica parte del dominio a cui corrispondono caratteristiche solide, quindi *Wall*), dal piano di simmetria (il piano

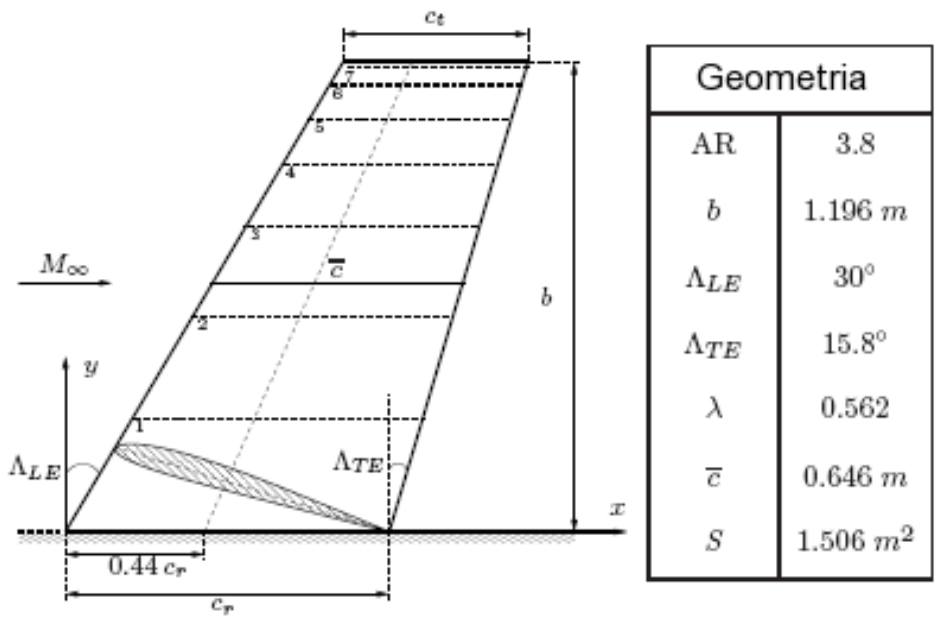


Figura 4.6: Geometria ala OneraM6

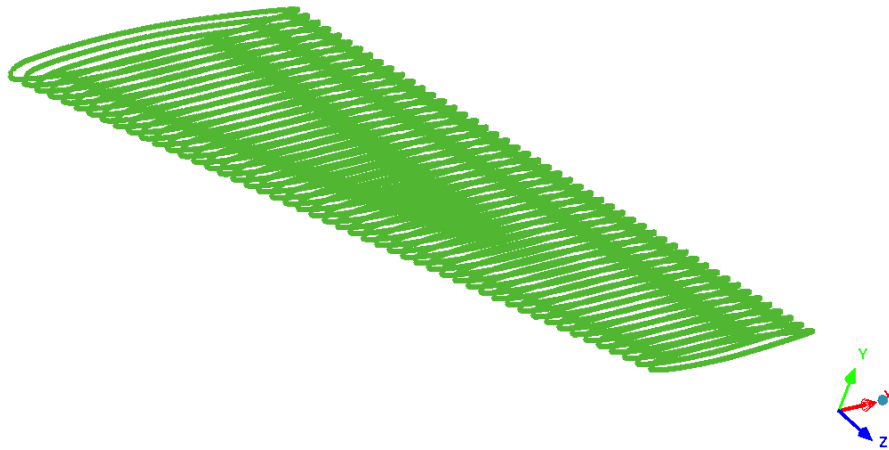


Figura 4.7: OneraM6: rappresentazione in punti

corrispondente alla radice dell'ala) e da *Farfield*, ovvero tutta la superficie asintotica rimanente.

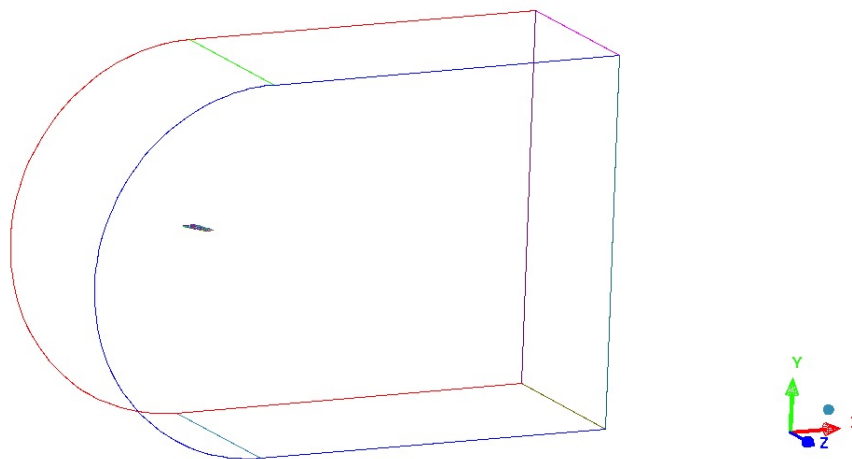


Figura 4.8: Dominio di calcolo tridimensionale

La griglia che si è creata è una griglia strutturata composta da soli esaedri, sono stati definiti quindi i diversi blocchi (in particolare 22) attorno alla superficie, come specificato in figura 4.9.

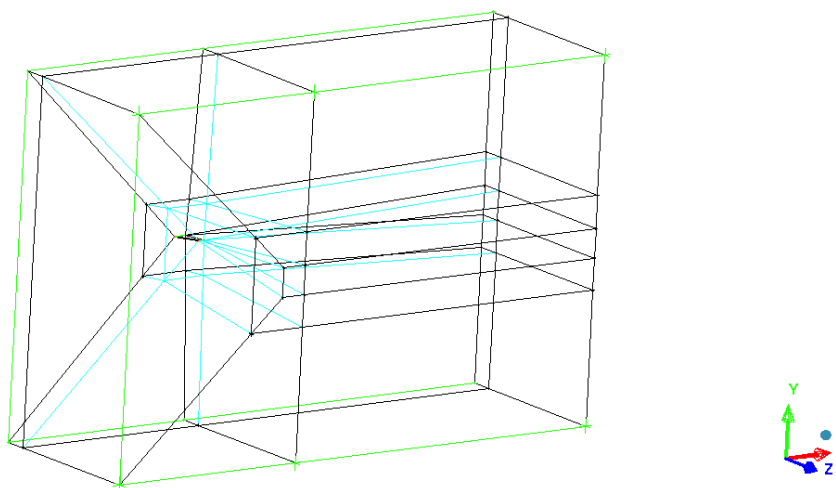


Figura 4.9: Blocchi della griglia di calcolo tridimensionale

Come descritto in precedenza si è scelto di creare la griglia di calcolo ad ogni istante di tempo per cui si vuole calcolare l'aerodinamica anziché utilizzare un

algoritmo di deformazione applicato alla griglia iniziale. Si è quindi sviluppato un codice atto alla creazione di un file Replay, ovvero un file (scritto in uno specifico linguaggio definito dal software ICEM) che deve essere eseguito dallo stesso programma generatore di griglia e che permette la creazione della superficie, del dominio e della griglia automaticamente, caricando la geometria da specifici file di testo, ordinati correttamente. Le griglie di calcolo create (in figura 4.10 e in figura 4.11) sono composte da circa 7 milioni di celle e sono caratterizzate da un raffinamento delle celle avvicinandosi alla superficie dell'ala e all'interno della scia.

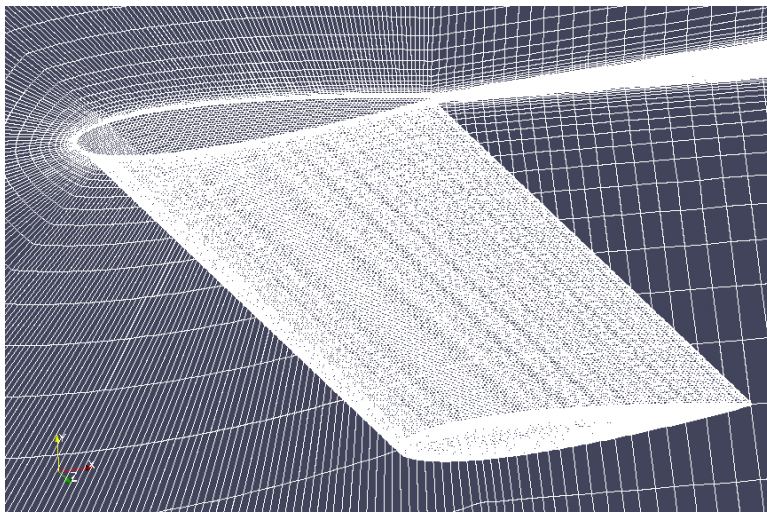


Figura 4.10: Griglia di calcolo: Ala dritta

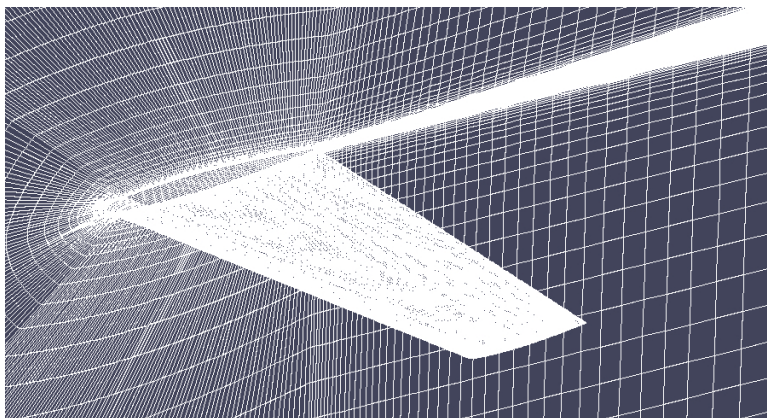


Figura 4.11: Griglia di calcolo: OneraM6

4.3 Calcolo del campo di moto, condizioni iniziali e al contorno

Il campo di moto viene calcolato ad ogni intervallo di tempo fissato Δt_F , scelto opportunamente studiando la qualità dei risultati ottenuti. Nel capitolo 6.1, che presenterà i risultati raggiunti, vi è uno studio parametrico dell'accrescimento al variare di Δt_F , si può notare come un elevato intervallo di tempo comporta una perdita di qualità e regolarità della soluzione. Questo intervallo di tempo Δt_F è diverso da quello con cui viene calcolato l'accrescimento del ghiaccio (Δt_i , solitamente pari all'unità temporale). Il solutore scelto, tra i presenti in OpenFOAM per il calcolo del flusso attorno al profilo, è *simpleFoam*, un solutore incomprimibile stazionario per fluidi viscosi ed è stato ad ogni Δt_F eseguito fino al raggiungimento della convergenza della soluzione. Come criterio di convergenza si è scelto di studiare l'andamento dei coefficienti aerodinamici, in particolare del coefficiente di portanza ritenendo la convergenza raggiunta quando il C_L risulta costante. Si riporta un tipico andamento del C_L in corrispondenza del numero d'iterazione del solutore⁴ (figura 4.12).

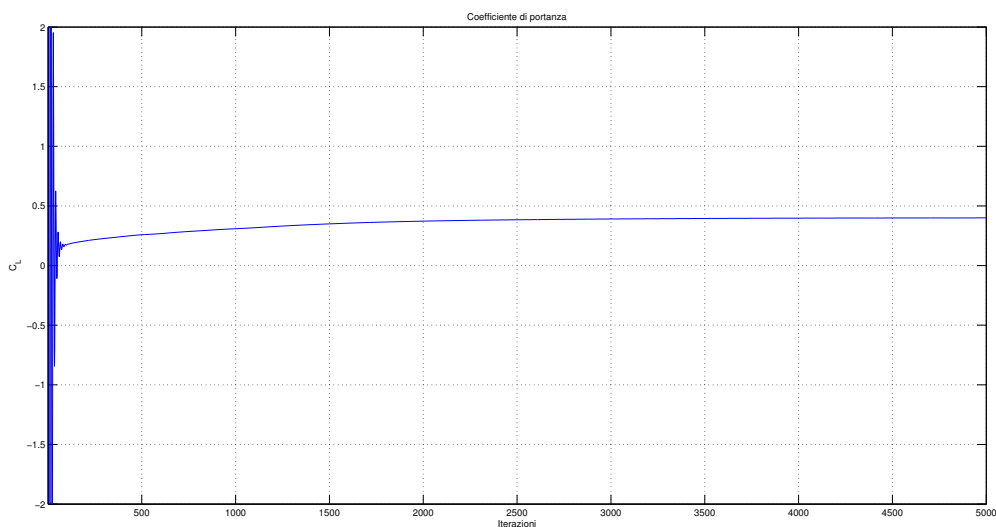


Figura 4.12: Andamento tipico del coefficiente di portanza in dipendenza del numero di iterazioni effettuate

⁴Il caso in esempio corrisponde ad un profilo alare NACA0012 con incidenza pari a 4° . Il coefficiente di portanza stimato è quindi circa pari a 0.41 [17].

Le condizioni iniziali ed al contorno per il singolo calcolo aerodinamico sono uguali ad ogni istante di tempo per cui si calcola il nuovo campo di moto. Per la trattazione delle componenti turbolente del flusso si è scelto di utilizzare il modello RANS $K - \omega$ SST (Shear Stress Transport) per il caso bidimensionale del profilo alare. Quest'ultimo è un modello di turbolenza a due equazioni che unisce gli aspetti positivi del modello $K - \epsilon$ con quelli del modello $K - \omega$. Si comporta infatti come il primo nella regione di flusso libero, dove il modello $K - \omega$ risulta molto sensibile alle proprietà turbolente del flusso, e come il secondo nello strato limite. Le condizioni iniziali e al contorno devono essere imposte per la velocità U , la pressione p , ω e K :

- *Velocità*: per Inlet, Outlet e TopAndDown vengono imposte condizioni al contorno di tipo *freestream*⁵ con componenti di velocità pari a quelle della corrente asintotica. Per il profilo invece sono imposte condizioni di tipo *fixedValue* con componenti di velocità nulle (per la condizione di no-slip).
- *Pressione*: per la pressione è imposta la condizione di *freestreampressure* per Inlet, Outlet e TopAndDown mentre di *zeroGradient*⁶ per il profilo.
- ω : le condizioni che sono imposte per ω , come riporta [17], sono di tipo *freestream* a cui è associato un valore che rispetti per il dominio esterno la seguente relazione:

$$\frac{U}{L} < \omega_{ext} < 10 \frac{U}{L} \quad (4.4)$$

Sulla parete solida (in questo caso il profilo) sono state utilizzate wall function, in particolare *omegaWallFunction*.

- K : le condizioni che sono imposte per K , come riporta [17], sono di tipo *freestream* a cui è associato un valore che rispetti per il dominio esterno la seguente relazione:

$$10^{-5} \frac{U^2}{Re_L} < K_{ext} < 10^{-1} \frac{U^2}{Re_L} \quad (4.5)$$

Sulla parete solida sono state utilizzate wall function, in particolare *kqR-WallFunction*.

Per il caso tridimensionale è stato adottato un modello di turbolenza *Spalart-Allmaras* in seguito all'insorgere di difficoltà nella convergenza della soluzione con

⁵*freestream* è una tipologia di condizione al contorno derivata; fa riferimento al flusso di massa, se nella patch corrispondente il flusso entra viene imposta una condizione di *fixedValue* mentre se il flusso sta uscendo una condizione di *zeroGradient*

⁶Il gradiente normale della pressione è nullo

il modello di turbolenza utilizzato nel caso bidimensionale ($K - \omega SST$). Spalart-Allmaras è un modello composto da una sola equazione riguardante la viscosità turbolenta che si addice molto bene allo studio del flusso attorno a superfici di interesse aeronautico.

In questo caso oltre alle condizioni al contorno e iniziali (analoghe al caso bi-dimensionale) per pressione e per velocità, sono necessaria anche condizioni per la *viscosità turbolenta* $\tilde{\nu}$, variabile per la quale è scritta l'equazione del modello Spalart-Allmaras. La condizione rispettata, come riporta [17], è la seguente:

$$3\nu < \tilde{\nu}_{farfield} < 5\nu \quad (4.6)$$

dove ν corrisponde alla viscosità cinematica dell'aria nelle condizioni atmosferiche considerate. In corrispondenza dell'ala sono state considerate le wall function, in particolare utilizzata *nutkWallFunction*.

Raggiunta la soluzione stazionaria a convergenza, il campo trovato è il campo di moto iniziale con cui si calcola l'accrescimento di ghiaccio fino all'aggiornamento della geometria, dopo Δt_F secondi, e al calcolo della nuova corrente. Vengono riportati di seguito esempi di campi di velocità (figure 4.13 e 4.15) e campi di pressione (figure 4.14 e 4.16) calcolati.

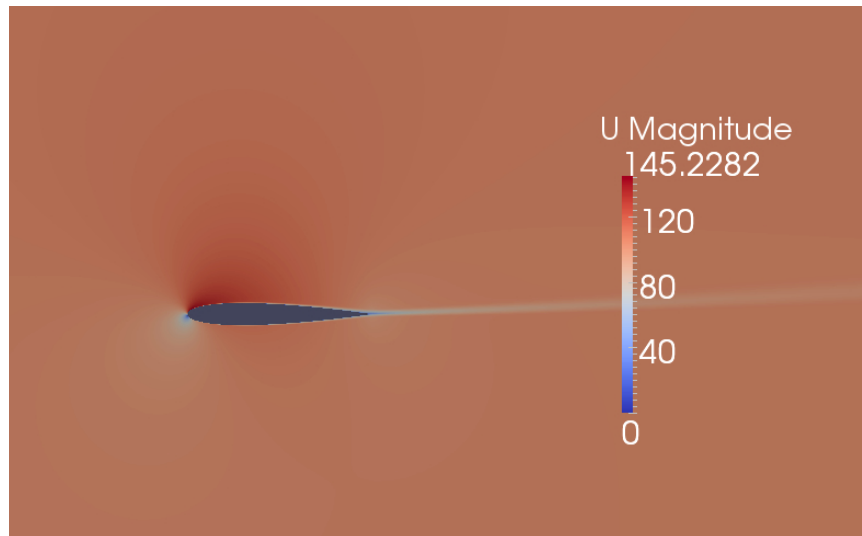


Figura 4.13: Campo di moto: esempio campo di velocità NACA0012 ad incidenza di 4° , U_∞ 129 m/s, p_∞ 10^5 Pa

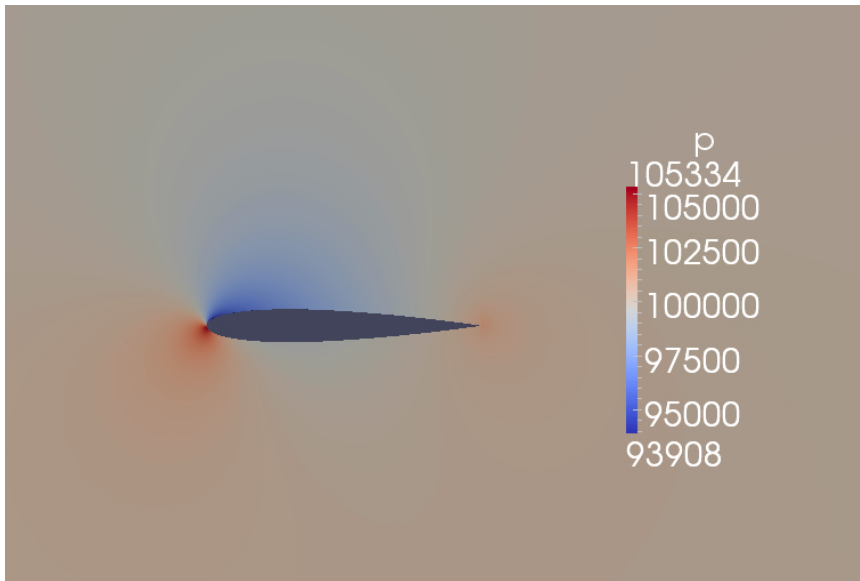


Figura 4.14: Campo di moto: esempio campo di pressione NACA0012 ad incidenza di 4° , U_∞ 129 m/s, p_∞ 10^5 Pa

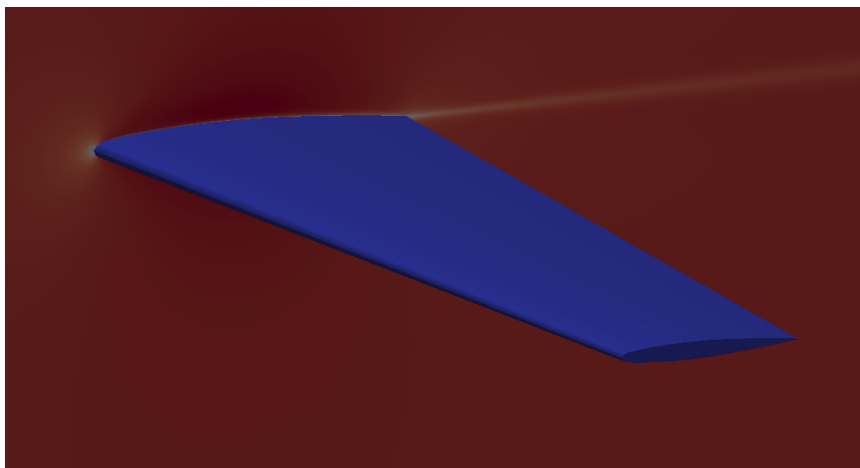


Figura 4.15: Campo di moto: campo di velocità, ala OneraM6 ad incidenza nulla, U_∞ 50 m/s, p_∞ 10^5 Pa

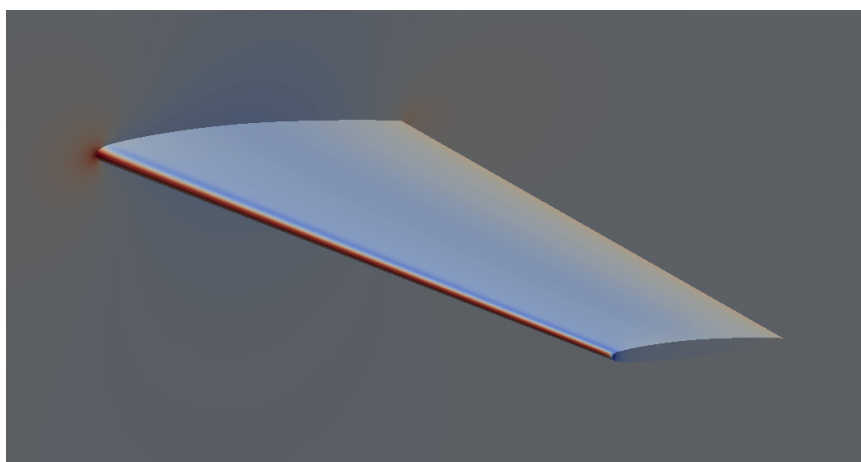


Figura 4.16: Campo di moto: campo di pressione, ala OneraM6 ad incidenza nulla, U_∞ 50 m/s, p_∞ 10^5 Pa

4.4 Calcolo delle traiettorie delle gocce d'acqua

Una volta calcolato il flusso attorno alla superficie aeronautica considerata, è possibile studiare il moto delle gocce d'acqua per definire i limiti d'impatto che caratterizzano l'accrescimento di ghiaccio, individuati dalle sole particelle impattanti il corpo. Esistono due approcci principali per la definizione delle traiettorie, come riporta [11]: il primo è la classica formulazione lagrangiana dove le traiettorie vengono definite a partire da uno specifico punto a monte del corpo, mentre il secondo è l'approccio euleriano dove viene studiata la frazione di volume d'acqua nelle celle che compongono il dominio di calcolo dando direttamente traccia della collection efficiency. In entrambe le soluzioni è comunque necessario il calcolo del campo di moto. In questo lavoro di tesi è stato scelto di utilizzare la formulazione lagrangiana sia per il caso bidimensionale che tridimensionale. Per questo scopo viene utilizzato il solutore di OpenFOAM *uncoupledKinematicParcelFoam*.

Le ipotesi introdotte sono le seguenti:

- Le gocce sono sferiche e non si deformano
- Non vi sono collisioni e coalescenze tra gocce d'acqua
- Le uniche forze che influenzano le gocce d'acqua sono di tipo aerodinamico e gravitazionale
- La concentrazione di gocce d'acqua è sufficientemente piccola da non influenzare il campo di moto

Viene ora descritto il calcolo teorico delle traiettorie lagrangiane. La massa della singola particella è:

$$m_d = \rho_w V \quad (4.7)$$

Dove V è il volume della particelle ed è pari, essendo considerate gocce d'acqua sferiche, a

$$V = \frac{4}{3}\pi r^3 \quad (4.8)$$

Nel caso in esame abbiamo particelle d'acqua quindi con una densità pari a 1000 Kg/m^3 (ρ_w). La massa dell'intera nube, composta da n_d particelle, è quindi semplicemente:

$$m_c = n_d m_d \quad (4.9)$$

Per la singola goccia d'acqua si ha quindi una velocità relativa V_{rel} tra la velocità dell'aria V_a e la velocità della stessa goccia V_d , come illustrato in figura 4.17 per il caso bidimensionale.

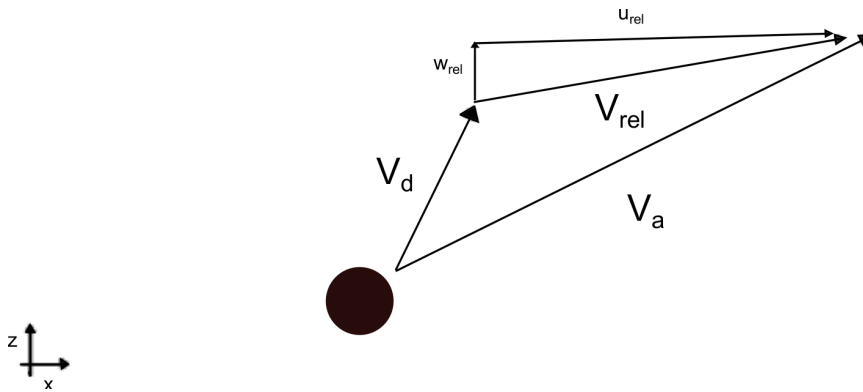


Figura 4.17: Scomposizione velocità della singola goccia d'acqua

La forza aerodinamica a cui è sottoposta la stessa particella sarà quindi:

$$F_a = \frac{1}{2}\rho_a C_D A_d V_{rel}^2 \quad (4.10)$$

L'equazione di moto bidimensionale è risolta lungo x e lungo z (in quanto il dominio nel caso bidimensionale si sviluppa lungo questi assi come descritto nella sezione 4.1.2) scomponendo la V_{rel} nelle sue due componenti u_{rel} e w_{rel} e quindi ricavando:

$$F_a^x = \frac{1}{2}\rho_a C_D A_d u_{rel}^2 \quad (4.11)$$

$$F_a^z = \frac{1}{2}\rho_a C_D A_d w_{rel}^2 \quad (4.12)$$

L'equazioni di moto lungo i due assi considerati saranno quindi le seguenti:

$$\begin{cases} \frac{du_d}{dx} = \frac{F_a^x}{m_d} \\ \frac{dw_d}{dz} = \frac{F_a^z + F_g}{m_d} \end{cases} \quad (4.13)$$

Dove u_d e w_d sono le due componenti della velocità della goccia, mentre F_g è la forza di gravità definita dalla seguente espressione:

$$F_g = m_d g \left(1 - \frac{\rho_a}{\rho_w} \right) \quad (4.14)$$

Il coefficiente di resistenza aerodinamica ha due espressioni differenti a seconda che il numero di Reynolds associato alla goccia d'acqua ($Re_d = V_{rel}d/\nu$) sia minore o maggiore di un valore critico pari a 1000, nel dettaglio si ha:

$$\begin{cases} C_D = \frac{24}{Re_d} (1 + 0.15 Re_d^{0.687}) & Re_d < 1000 \\ C_D = 0.4 & Re_d > 1000 \end{cases} \quad (4.15)$$

Analogamente si ha per il caso tridimensionale utilizzando l'opportuna orientazione degli assi riportata in precedenza nella sezione 4.2.2.

Dal punto di vista del calcolo numerico, tramite il solutore di OpenFOAM, in presenza del corpo solido, definito dalla geometria in esame, esistono tre tipologie di impatto tra particella e superficie:

- *stick*: quando le particelle impattano la parte solida assumono velocità nulla e rimangono situate sulla superficie del corpo.
- *rebound*: quando le particelle impattano la parte solida vengono rimbalzate e reimmesse interamente nel campo di moto, possono essere impostati i parametri elasticità e resitution coefficient.
- *escape*: quando le particelle impattano la parte solida vengono rimosse dal dominio di calcolo.

In questo progetto si è chiaramente scelta l'interazione di tipo *stick*.

Per il calcolo delle traiettorie, deve quindi essere definita una distribuzione di particelle iniziale all'interno del dominio: per il caso bidimensionale si è scelta una distribuzione equispaziata di particelle, lungo l'asse z , a monte del profilo; mentre, per il caso tridimensionale, una distribuzione sempre equispaziata di particelle lungo l'asse y e l'asse z andando a definire una superficie. Le distribuzioni iniziali vengono riportate nelle figure seguenti (4.18 e 4.19).

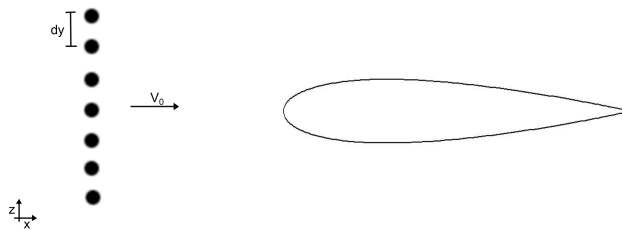


Figura 4.18: Calcolo delle traiettorie: distribuzione equispaziata iniziale bidimensionale delle gocce d'acqua

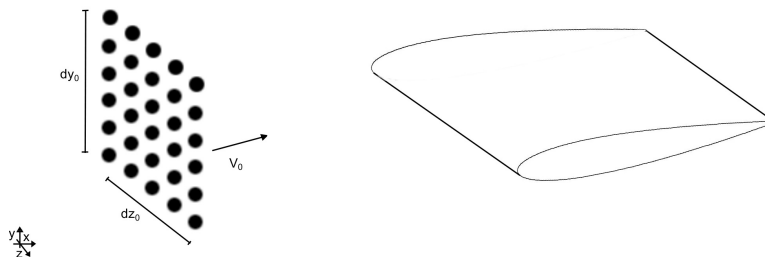


Figura 4.19: Calcolo delle traiettorie: distribuzione equispaziata iniziale tridimensionale delle gocce d'acqua

Risolto il calcolo delle traiettorie, il comportamento delle gocce d'acqua è il seguente: all'istante iniziale si trovano all'infinito ed hanno velocità iniziale pari alla velocità asintotica (come viene riportato nelle figure 4.20 e 4.21⁷), dopo alcuni centesimi di secondo alcune particelle impatteranno la superficie e rimarranno situate sulla stessa (figure 4.22 e 4.23). Notiamo quindi che ci saranno delle gocce

⁷La linea bianca verticale, nel caso bidimensionale, e la superficie, nel caso tridimensionale, corrispondono alla schiera di particelle che avanza verso il profilo e verso l'ala. Nel caso in esame bidimensionale la nube è composta da 5000 particelle mentre nel caso tridimensionale da 2 milioni di particelle

d'acqua che non impatteranno il profilo e continueranno il loro moto, con velocità diversa da zero, a valle del profilo nel caso bidimensionale o dell'ala nel caso tridimensionale. Tramite solutore si è in grado di risalire a posizione e velocità di ogni singola particella ad ogni istante di tempo, grazie a questi risultati, uniti a quelli del campo di moto aerodinamico, siamo quindi in grado di ricavare i parametri necessari allo studio dell'accrescimento di ghiaccio.



Figura 4.20: Calcolo delle traiettorie: gocce nella posizione iniziale, caso 2D

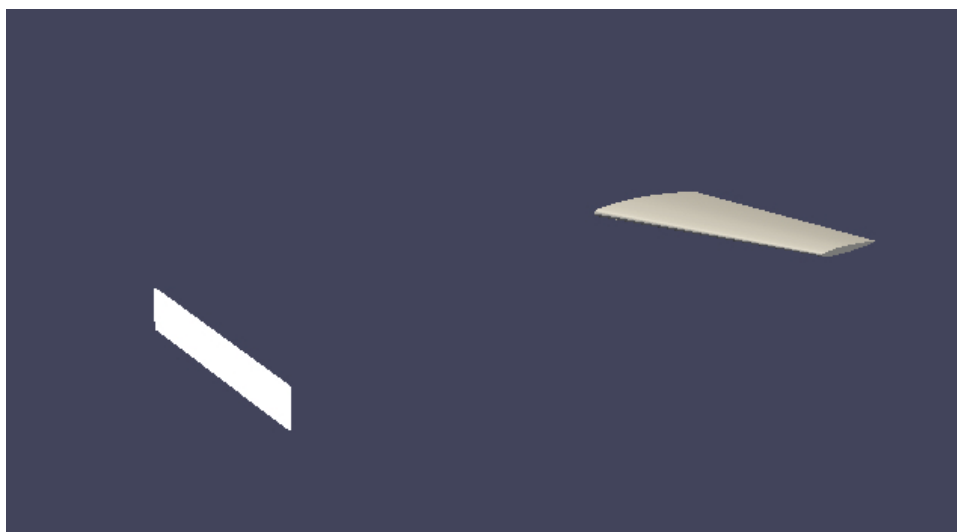


Figura 4.21: Calcolo delle traiettorie: gocce nella posizione iniziale, caso 3D

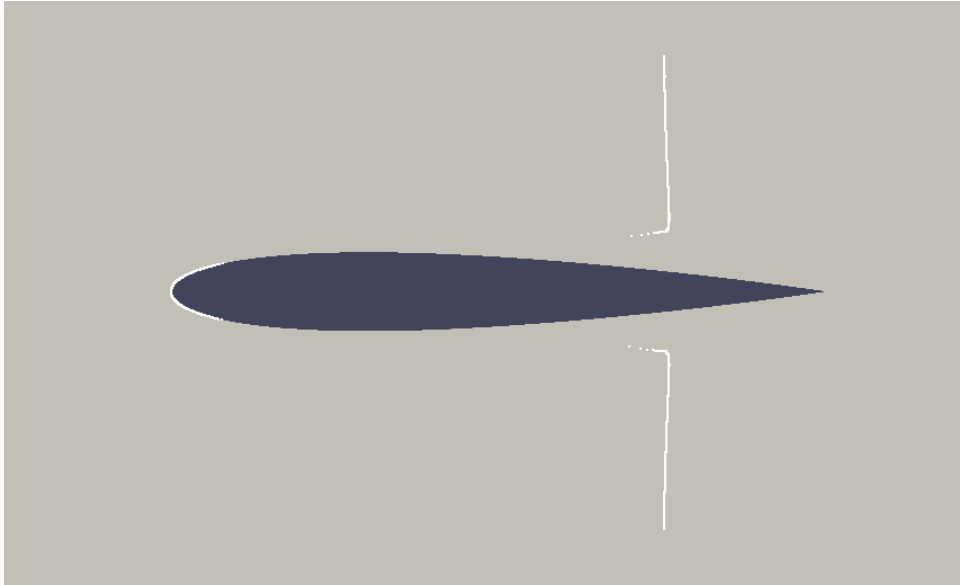


Figura 4.22: Calcolo delle traiettorie: gocce delle particelle($t = 0.03$ s), caso 2D

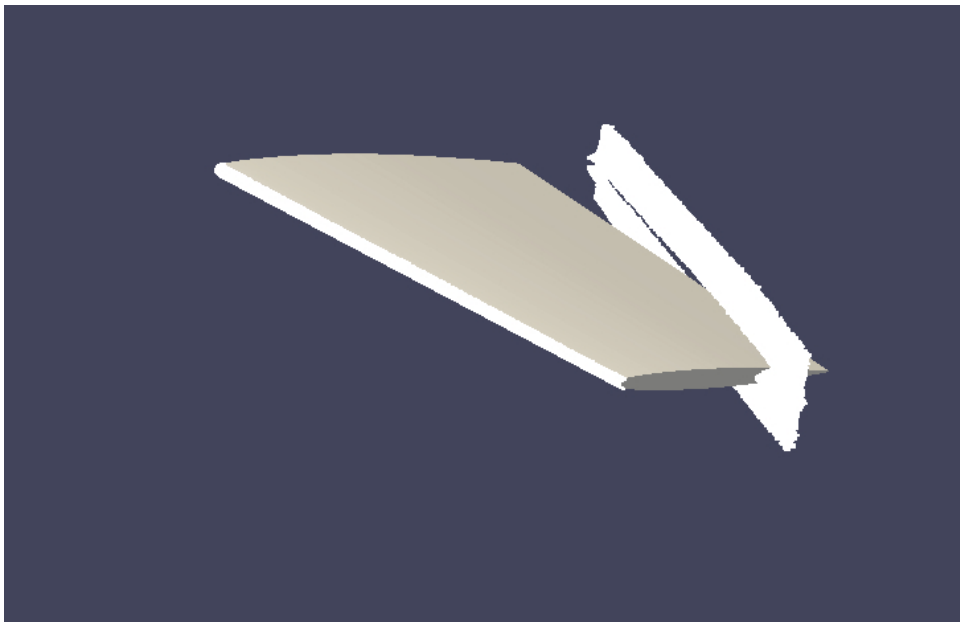


Figura 4.23: Calcolo delle traiettorie: gocce delle particelle($t = 0.08$ s), caso 3D

Capitolo 5

Elaborazione del campo aerodinamico e interfaccia con PoliMIce

Dopo aver ottenuto i risultati del campo di moto e le traiettorie delle gocce d'acqua, questi vengono elaborati per ottenere i dati richiesti dal codice riguardante l'accrescimento di ghiaccio. E' stata quindi sviluppata all'interno di PoliMIce un'interfaccia con un qualsiasi solutore aerodinamico (in questo lavoro di tesi, come detto nel capitolo 4, è stato utilizzato OpenFOAM) che segua il flusso logico rappresentato in figura 5.1.

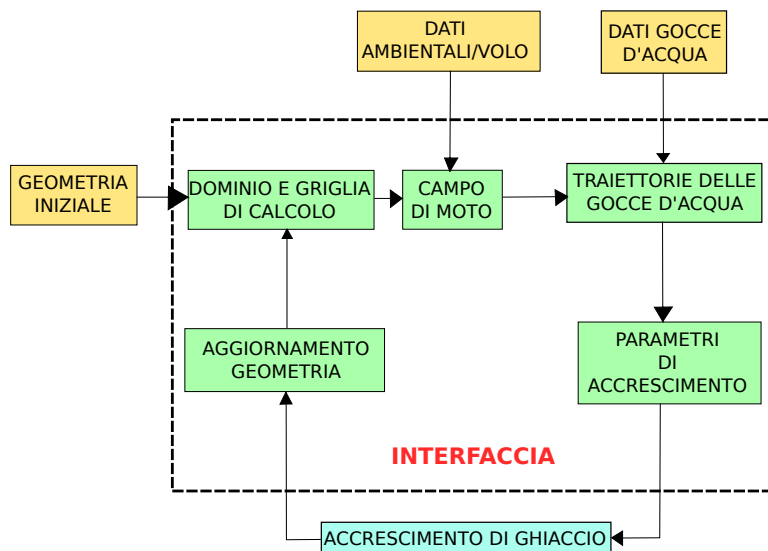


Figura 5.1: Flusso logico dell'interfaccia di PoliMIce

Riportiamo nel seguito le strutture dati, classi nel linguaggio di programmazione, appositamente sviluppate per memorizzare ed elaborare i dati della griglia di calcolo. Si sono appositamente sviluppate delle classi dedicate, traendo spunto dai file che descrivono le griglie di calcolo in OpenFOAM:

- *Mesh*
- *Cell*
- *Face*
- *Point*

I campi di moto (velocità, pressione e pressione totale) associati alla soluzione vengono anch'essi caricati, per il campo di velocità è stato creato un'apposito oggetto *Velocity* contenente le componenti ed il modulo di un generico vettore velocità.

In seguito al calcolo delle traiettorie, con approccio lagrangiano, è quindi necessario conoscere e poter elaborare i dati associati ad ogni singola goccia d'acqua, è quindi stata definita un'ulteriore classe *Parcel* che descrive la singola particella ad un certo istante di tempo. Questa classe contiene la posizione, la velocità e un flag *active* che indica se la goccia ha impattato la superficie solida (il flag assume quindi valore nullo) o non ha impattato la superficie (valore unitario di *active*). E' infine stata creata una classe *Aerodynamic* che raggruppa tutti gli oggetti sopra descritti ed è atta al calcolo di tutti le quantità necessarie al codice di accrescimento di ghiaccio, ovvero:

- *Collection efficiency*
- *Velocità esterna dello strato limite*
- *Coefficiente convettivo di scambio termico*
- *Fattore di recupero*

5.1 Calcolo della collection efficiency

Un parametro fondamentale per il calcolo dell'accrescimento di ghiaccio è la *collection efficiency* β [4]. La collection efficiency è una grandezza adimensionale che indica la quantità di massa d'acqua che si deposita sulla superficie considerata e permette quindi di determinare come l'acqua si distribuisca sul corpo solido e di definire così i limiti d'impatto.

5.1.1 Collection efficiency in due dimensioni

Per il calcolo bidimensionale della collection efficiency si studiano a coppie le gocce d'acqua che impattano il profilo, sia all'istante iniziale che all'istante di impatto (figura 5.2, in nero l'istante iniziale mentre in blu quello d'impatto), come riportato in [6]. E' semplice notare, nella figura 5.2, che la massa d'acqua presa in esame è quindi uguale sia all'istante iniziale che a quello dell'impatto in quanto vengono studiate le sole due gocce.

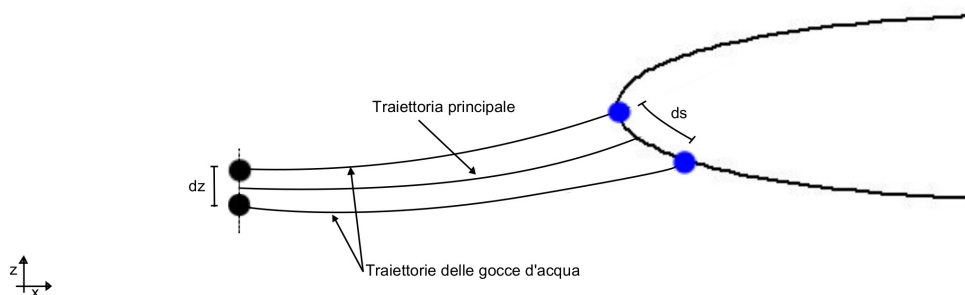


Figura 5.2: Collection efficiency: calcolo bidimensionale

All'istante iniziale le gocce d'acqua sono distanti dz , quando impattano il profilo questa distanza può essere diversa e pari a ds . Questo parametro è definito, per il caso bidimensionale, come rapporto tra due densità lineari ovvero massa per unità di lunghezza, con massa costante ai due istanti (iniziale e d'impatto), β è quindi semplicemente il rapporto tra le due grandezze:

$$\beta = \frac{dz}{ds} \quad (5.1)$$

La collection efficiency viene inizialmente calcolata in funzione dell'ascissa curvilinea corrispondente alla posizione di impatto della traiettoria principale (vedi figura 5.2) ed è solitamente caratterizzata da un andamento Gaussiano ad incidenza nulla, con un massimo nell'intorno del punto di ristagno e una tendenza ad annullarsi lontano, e da un andamento log-normal sempre con massimo attorno al punto di ristagno quando l'incidenza è diversa da zero.

Traiettorie principali adiacenti all'impatto corrispondono spesso alla stessa cella di calcolo attorno al profilo e quindi sono caratterizzate da un uguale valore di β , dando origine all'andamento in figura 5.3. Si è quindi scelto di attuare la media della collection efficiency per traiettorie principali all'interno della stessa cella e di considerare la stessa β costante su ogni cella ottenendo un andamento più regolare (figura 5.4). L'ascissa curvilinea nelle figure (5.3 e 5.4) corrisponde a quella del baricentro della faccia che rappresenta il profilo.

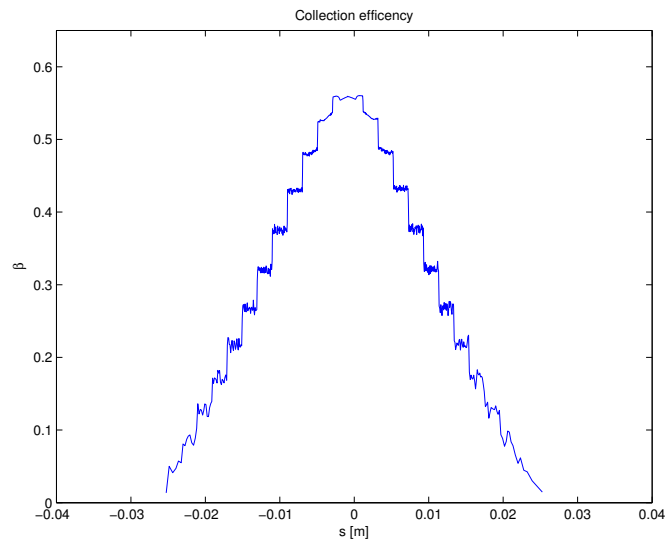


Figura 5.3: Collection efficiency: distribuzione a scalini, NACA0012 ad incidenza nulla

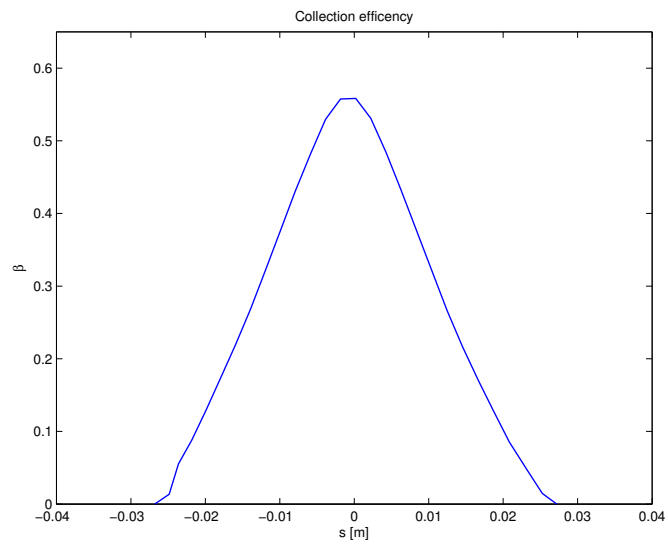


Figura 5.4: Collection efficiency: distribuzione mediata sulle celle, NACA0012 ad incidenza nulla

Attraverso un'interpolazione lineare la collection efficiency viene poi espressa in corrispondenza del centro di ogni pannello della discretizzazione di partenza e viene considerata costante sul singolo pannello. E' necessario sottolineare che l'origine dell'ascissa curvilinea viene situata in corrispondenza del punto di ristagno, calcolato a partire dal campo di moto iniziale.

Riportiamo il confronto (figura 5.5) della collection efficiency, ricavata tramite la procedura precedente, e i dati sperimentali per un caso in esame, riportato in [4], definito dai seguenti dati: profilo NACA0012 di corda pari a 0.9144 m ad incidenza nulla, velocità asintotica di 44.39 m/s , temperatura atmosferica di 265.5 K , diametro delle gocce d'acqua di $20\text{ }\mu\text{m}$ e LWC pari a 0.78 g/m^3 .

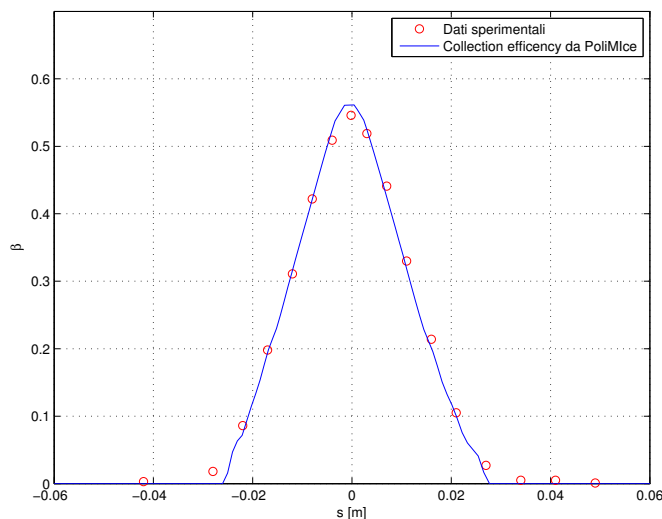


Figura 5.5: Collection efficiency: confronto con dati sperimentali

5.1.2 Collection efficiency in tre dimensioni

Nel caso tridimensionale il calcolo della collection efficiency risulta più complesso. Una prima idea può essere quella di considerare un numero preciso di gocce d'acqua e studiare le loro traiettorie, come descritto in [6]. Queste gocce d'acqua all'istante iniziale individuano una superficie dA_0 e all'istante di impatto una superficie, solitamente diversa, dA_i sull'ala, come riportato in figura 5.6.

La massa d'acqua considerata all'istante iniziale e a quello finale è uguale per lo stesso motivo del caso bidimensionale, in quanto vado a studiare le stesse gocce d'acqua a due istanti diversi. Definendo β come rapporto tra due densità super-

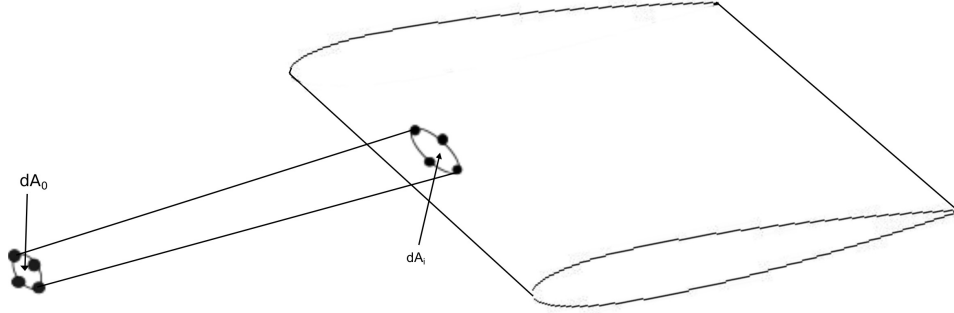


Figura 5.6: Collection efficiency: calcolo tridimensionale

ficiali e con massa uguale d'acqua (considerando specifiche gocce d'acqua) ai due istanti di tempo, abbiamo che la collection efficiency corrisponde al rapporto tra le aree:

$$\beta = \frac{dA_0}{dA_i} \quad (5.2)$$

In questo lavoro di tesi si è scelto di implementare un calcolo della collection efficiency tridimensionale differente in quanto risulta complesso tenere traccia di specifiche gocce d'acqua, descritte all'interno dei file di output del solutore considerato per un calcolo parallelo. Si considera così uno studio globale dell'intera nube all'istante iniziale, definendo una massa di acqua per unità di superficie. La distribuzione iniziale di particelle individua una superficie A_0 la quale si sviluppa lungo l'asse y e l'asse z ed ogni goccia è dotata di una certa massa (per semplicità si è scelto di considerare la distribuzione formata da particelle di stesso diametro), posso quindi definire:

$$\rho_{A0} = \frac{m_c}{A_0} = \frac{n_d m_d}{\Delta y_0 \Delta z_0} \quad (5.3)$$

Analogamente posso definire una densità superficiale per ogni faccia (corrispondente all'ala) della griglia di calcolo di OpenFOAM. Posso risalire al numero di particelle impattanti n_i sulla faccia in esame e quindi alla massa d'acqua presente. Effettuo così il rapporto tra questa massa e la superficie della faccia stessa A_i :

$$\rho_{Ai} = \frac{n_i m_d}{A_i} \quad (5.4)$$

Essendo stata creata una griglia di calcolo strutturata composta da soli esaedri, le facce che descrivono l'ala sono quadrilateri irregolari, per il calcolo dell'area si è

scomposto il quadrilatero in due triangoli irregolari e si è calcolata l'area di questi tramite la formula di Erone.

La collection efficiency sulla singola faccia della griglia di calcolo è quindi data dal rapporto tra queste due densità superficiali.

$$\beta = \frac{\rho_{A_i}}{\rho_{A_0}} \quad (5.5)$$

Per ottenere risultati sufficientemente accurati, è necessario che la distribuzione di particelle sia sufficientemente fitta, per i casi in esame dell'ala OneraM6 e dell'ala dritta si è considerata una nube composta da 2 milioni di particelle. I limiti d'impatto sulla superficie sono quindi definiti dalla regione di superficie dove β è diversa da 0. La griglia superficiale necessaria allo scambio di informazioni tra il solutore aerodinamico e il codice per il calcolo dell'accrescimento è differente dalla griglia di calcolo superficiale rappresentante l'ala utilizzata in OpenFOAM, generata automaticamente del software ICEM Ansys. E' necessaria quindi un'interpolazione dei dati tra le due differenti pannellizzazioni.

5.1.3 Studi parametrici bidimensionali

Come descritto nella sezione del capitolo precedente (4.4) si osserva una forte dipendenza delle traiettorie delle gocce d'acqua dal campo di moto calcolato per una precisa geometria e in precise condizioni ambientali. Anche il calcolo della collection efficiency ha quindi una forte dipendenza da questi fattori tra cui, in particolare, la velocità asintotica della corrente, la corda del profilo, l'incidenza di volo, il diametro delle gocce d'acqua considerato, la temperatura atmosferica e la pressione atmosferica. In questo capitolo viene presentato uno studio parametrico dell'andamento di β , limitatamente al caso in due dimensioni spaziali, al variare di alcune di queste grandezze: viene fissata una condizione di volo iniziale e viene variato uno alla volta ogni parametro. Si considera un profilo NACA0012 con corda pari a 0.5 m immerso in una corrente con velocità asintotica in modulo pari a 50 m/s ad incidenza nulla, le gocce d'acqua considerate hanno diametro di 20 μm .

Un primo studio effettuato è l'andamento della collection efficiency al variare del modulo della velocità asintotica (figura 5.7), poi segue uno studio al variare della corda (figura 5.8), dell'incidenza di volo (figura 5.9) e del diametro delle gocce d'acqua (figura 5.10).

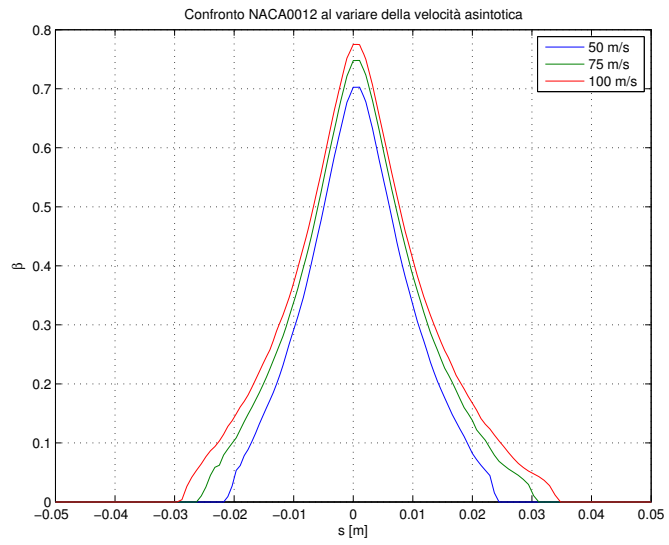


Figura 5.7: Collection efficiency: confronto a diverse velocità asintotiche

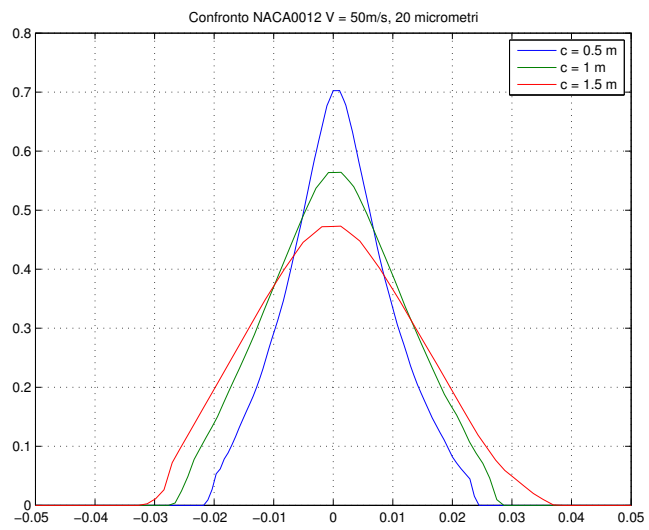


Figura 5.8: Collection efficiency: confronto variando la corda del profilo

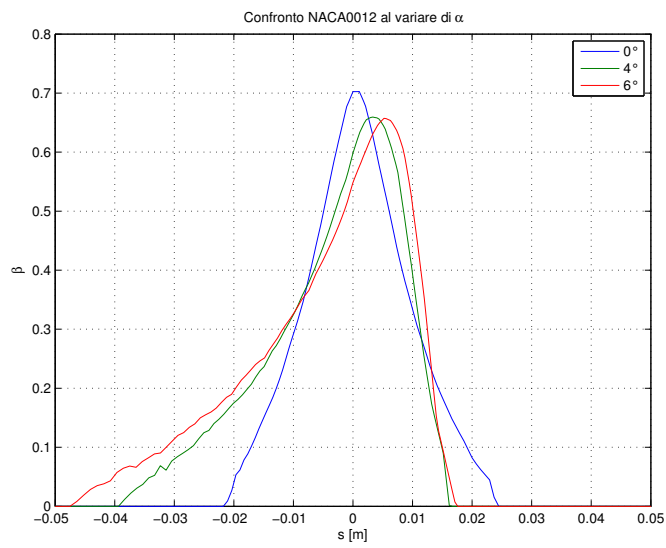


Figura 5.9: Collection efficiency: confronto a diversa incidenza

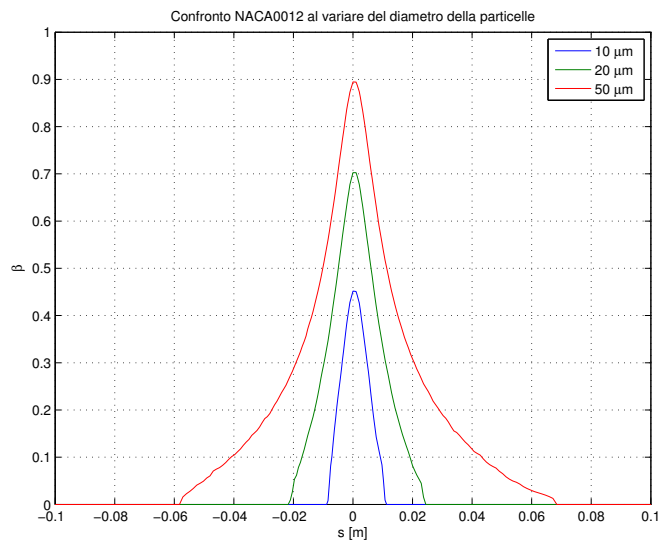


Figura 5.10: Collection efficiency: confronto variando il diametro delle particelle considerate

5.2 Velocità esterna allo strato limite

Il codice sviluppato estrae dal campo aerodinamico la *velocità esterna allo strato limite*, necessaria alla trattazione del film liquido nel nuovo modello per la previsione dell'accrescimento di ghiaccio presentata nella sezione 2.4.

Per poterla individuare è necessario conoscere lo spessore dello strato limite che è stato calcolato tramite lo studio del campo di pressione totale. Nello strato limite, avvicinandosi alla parete in direzione normale alla stessa, la velocità diminuisce per le condizioni di no-slip, mentre il gradiente di pressione nella stessa direzione può essere considerato trascurabile¹. A quest'ultima considerazione si giunge tramite lo studio dell'*equazioni di Navier-Stokes*, in particolare studiando gli ordini di grandezza dei vari termini che compongono l'equazione della conservazione della quantità di modo lungo la direzione normale al corpo per correnti stazionarie di fluidi Newtoniani a coefficienti costanti e incompressibili. Si conclude quindi che la pressione totale:

$$p_{tot} = p + \frac{1}{2}\rho V^2 \quad (5.6)$$

diminuisce avvicinandosi al corpo solido.

La procedura per la ricerca della velocità esterna dello strato limite applicata è riportata qui di seguito: il campo di moto è noto e costante in ogni singola cella della griglia di calcolo generata da OpenFOAM o da ICEM Ansys, tramite i file che la descrivono si può risalire a quali facce compongono la superficie aerodinamica e quindi quali sono le celle attorno alla stessa. Per ogni cella di queste si effettua uno studio in direzione normale al corpo, ovvero si individua la cella adiacente nella direzione considerata (è quindi la cella che ha in comune con quella di partenza la faccia A in figura 5.11). Si confronta ora la pressione totale, nella cella individuata, con la pressione totale atmosferica, fino a che quest'ultima è maggiore della prima si continua a muoversi nella direzione normale. Quando la condizione non è più verificata si considera la velocità nella cella raggiunta come velocità esterna U_e^i . L'indice i indica che la velocità corrisponderà all' i -esima faccia della griglia superficiale che compone il profilo. Per il caso bidimensionale, partendo dal punto di ristagno, viene calcolata l'ascissa curvilinea s in corrispondenza del baricentro di ogni faccia che compone il profilo e rappresentata la velocità esterna (componente lungo x e lungo z) in funzione delle stesse ascisse curvilinee. Avremo che le ascisse curvilinee negative corrispondono al ventre mentre quelle positive al dorso. Sia nel caso bidimensionale che tridimensionale, come fatto per la collection efficiency, viene effettuata un'interpolazione dei risultati tra le due griglie superficiali

¹Questo è valido per pareti con piccola curvatura e strati limiti sottili

considerate (griglia di calcolo OpenFOAM e griglia di calcolo per l'accrescimento di ghiaccio).

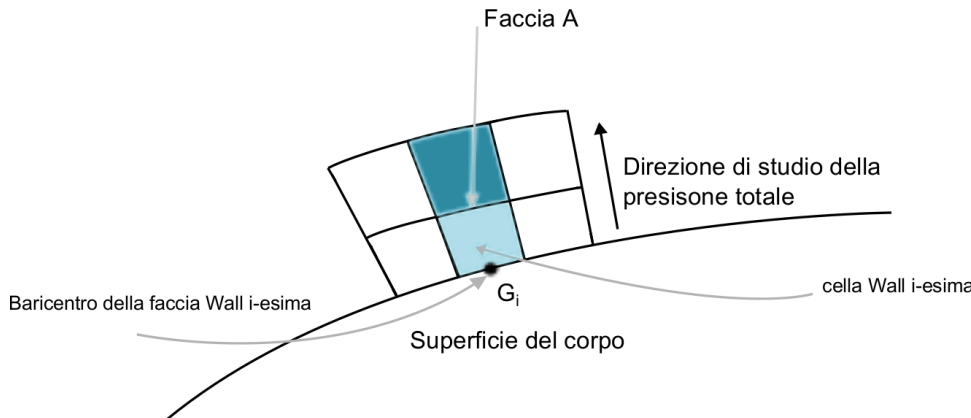


Figura 5.11: Velocità esterna: procedura di calcolo

5.3 Coefficiente convettivo e fattore di recupero

5.3.1 Modello per il calcolo del coefficiente convettivo

Uno dei principali meccanismi di scambio termico durante il fenomeno dell'accrescimento di ghiaccio è quello dovuto alla convezione. Quest'ultimo è fortemente dipendente dalla geometria, dalla velocità del corpo (profilo o ala), dalla rugosità della superficie e dalla temperatura locale dell'aria. Una volta ricavata la velocità esterna è necessario quindi ottenere l'andamento del *coefficiente convettivo di scambio termico*.

Il calcolo del coefficiente convettivo nel caso bidimensionale è stato effettuato applicando la seguente procedura teorica, proposta in [20]. E' inizialmente necessario studiare in maniera approfondita lo strato limite: si avranno infatti due espressioni del coefficiente convettivo h_c a seconda se lo strato limite sia laminare o sia turbolento. Deve quindi essere individuato il punto all'interno dello strato limite dove vi è la transizione.

A questo scopo si studia il numero di Reynolds calcolato utilizzando come grandezza caratteristica l'altezza tipica della rugosità superficiale k_s del profilo e come velocità caratteristica la velocità nello strato limite corrispondente ad un'altezza pari alla stessa k_s , ovvero:

$$Re_k = \frac{k_s V_k}{\nu_a} \quad (5.7)$$

dove ν_a è la viscosità cinematica dell'aria. Si è scelto di considerare come valore critico di Re_k per individuare dove si ha la transizione 600, seguendo ciò che è stato proposto nel lavoro di tesi associato a [1].

La grandezza tipica della rugosità superficiale in questo caso non è un concetto banale. In presenza di ghiaccio essa infatti assume un comportamento assai irregolare, quindi un valore relativo ad un ben preciso tipo di rugosità non è applicabile. Esiste però un'espressione che esprime al meglio il comportamento descritto, correlazione di Shin e Bond [22], rappresentando il valore di k_s in funzione di un valore tipico k_0 di rugosità, della temperatura e del liquid water content (LWC) ovvero il contenuto d'acqua liquida nell'aria:

$$k_s = 0.6839k_0(0.047T_0 - 11.27)(0.571 + 0.246LWC + 1.257LWC^2) \quad (5.8)$$

dove a k_0 è stato assegnato un valore trovato in letteratura pari a 0.628 mm [22]. Questo valore k_s viene considerato costante lungo tutto il profilo e costante ad ogni istante di tempo per cui si ri-calcolerà il coefficiente convettivo (ogni Δt_F secondi). In realtà per ottenere un comportamento il più realistico possibile k_s dovrebbe essere calcolato ad ogni intervallo di tempo, in quanto la temperatura del ghiaccio varia, ed in corrispondenza di tutti i punti del profilo, in quanto questa non rimane costante lungo s . Determinata questa lunghezza caratteristica bisogna determinare la velocità corrispondente alla stessa. Per fare ciò però è necessario conoscere lo spessore dello strato limite, questo è proporzionale allo spessore di quantità di moto laminare θ_l che viene calcolato conoscendo la velocità esterna, estrapolata dal campo di moto seguendo la procedura in 5.2. Si avrà quindi:

$$\delta = 8.5\theta_l \quad (5.9)$$

dove, tramite la formula di Thwaites per lo strato limite laminare riportata in [10] si ha:

$$\theta_l^2 = \frac{0.45\nu_a}{U_e^6} \int_0^s U_e^5 ds \quad (5.10)$$

Ora si confronta la grandezza caratteristica della rugosità con lo spessore dello strato limite, dove k_s è maggiore di δ la velocità V_k corrisponde banalmente alla velocità esterna U_e , se invece è inferiore viene calcolata tramite la seguente espressione:

$$V_k = U_e \left(2 \left(\frac{k_s}{\delta} \right) - 2 \left(\frac{k_s}{\delta} \right)^3 + \left(\frac{k_s}{\delta} \right)^4 + \frac{1}{6} \Lambda \left(\frac{k_s}{\delta} \right) \left(1 - \left(\frac{k_s}{\delta} \right)^3 \right) \right) \quad (5.11)$$

Dove Λ è definito come:

$$\Lambda = \frac{\delta^2}{\nu_a} \frac{dU_e}{ds} \quad (5.12)$$

Come detto consideriamo k_s costante sul profilo mentre varia la velocità V_k e quindi anche il numero di Reynolds Re_k corrispondente. Possiamo quindi calcolare Re_k in funzione dell'ascissa curvilinea s sul profilo e individuare s_{tr} , l'ascissa curvilinea per cui si ha la transizione all'interno dello strato limite. Per $s < s_{tr}$ lo strato limite è laminare e si ha per il coefficiente convettivo l'espressione di Smith e Spalding, riportata in [6]:

$$h_c = \frac{0.296K_a}{\sqrt{\nu_a}} \sqrt{\frac{U_e^{2.88}}{\int_0^s U_e^{1.88} ds}} \quad (5.13)$$

dove K_a corrisponde alla conduttività termica dell'aria. Possiamo notare che per s nullo (ovvero al punto di ristagno) si ha un comportamento asintotico in quanto l'integrale a denominatore è nullo, questo comportamento richiederà uno studio specifico quando si dovrà calcolare lo spessore di ghiaccio.

Per $s \geq s_{tr}$ si ha invece uno strato limite turbolento e il coefficiente convettivo è dato dalla seguente espressione:

$$h_c = St\rho_a U_e C_{pa} \quad (5.14)$$

dove C_{pa} è il calore specifico a pressione costante dell'aria, mentre St è il numero di Stanton. Quest'ultimo è dato dalla seguente espressione:

$$St = \frac{\frac{C_f}{2}}{Pr_t + \sqrt{\frac{C_f}{2St_t}}} \quad (5.15)$$

Il numero di Prandtl turbolento Pr_t viene assunto costante e pari a 0.9. St_t corrisponde al numero di Stanton turbolento ed è pari a:

$$St_t = 1.92(Re_k)^{-0.45} Pr^{-0.8} \quad (5.16)$$

con $Pr = \mu_a C_{pa} / K_a$.

C_f corrisponde al coefficiente d'attrito e viene definito dalla correlazione di Makkonen, la quale lo pone in dipendenza dello spessore di quantità di moto turbolento θ_t dato dalla seguente espressione:

$$\theta_t = \frac{0.36\nu^{0.2}}{U_e^{3.29}} \left(\int_{s_{tr}}^s U_e^{3.86} ds \right)^{0.8} + \theta_{tr} \quad (5.17)$$

θ_{tr} e s_{tr} corrispondono allo spessore di quantità di moto e all'ascissa curvilinea nel punto di transizione.

Il coefficiente d'attrito sarà quindi:

$$C_f = 2 \frac{0.1681}{\left(\ln \left(\frac{864\theta_{tr}}{k_s} + 2.568 \right) \right)} \quad (5.18)$$

Si può notare che C_f dipende anche dalla grandezza caratteristica della rugosità superficiale k_s .

Il calcolo del coefficiente convettivo nel caso tridimensionale ad oggi risulta complesso, molti studi fanno così uso dell'approccio bidimensionale semplificando il calcolo tridimensionale, la geometria viene così suddivisa in sezioni e per ognuna di queste viene effettuato lo studio bidimensionale sopra descritto. Si è quindi scelto di seguire la stessa procedura anche in questo lavoro di tesi nel caso tridimensionale oppure si è scelto di utilizzare un valore medio e costante sui pannelli di h_c trovato in letteratura. Come espresso in precedenza, lo scambio termico convettivo riveste un ruolo molto importante quindi questa scelta semplificativa incide sui risultati tridimensionali.

5.3.2 Calcolo approssimato del coefficiente convettivo nel caso bidimensionale

La velocità V_k^i è nota in maniera discreta in quanto questa dipende dalla velocità esterna, che è stata calcolata in corrispondenza delle celle che individuano lo spessore dello strato limite. Utilizzeremo l'indice i per individuare i punti del dorso (quindi da 0 a N_d , dove N_d è il numero di punti con cui viene discretizzato il dorso) e l'indice m per indicare i punti del ventre (quindi da 0 a N_v , dove N_v è il numero di punti con cui viene discretizzato il ventre)².

Come detto lo spessore dello strato limite dipende dallo spessore di quantità di moto (equazione 5.9) dato dalla seguente espressione discretizzata, dove il calcolo dell'integrale è stato fatto tramite la formula dei trapezi:

²Di seguito verranno riportate le sole espressioni con indice i , quelle relative al ventre sono identiche considerando s^m pari al modulo dell'ascissa curvilinea nel punto m -esimo

$$(\theta_l^i)^2 = \frac{0.45\nu_a}{(U_e^i)^6} \sum_{k=0}^{i-1} (s^{k+1} - s^k) \frac{(U_e^{k+1})^6 + (U_e^k)^6}{2} \quad (5.19)$$

Con k nullo che corrisponde al punto di ristagno.

Calcolato lo spessore dello strato limite, è necessario calcolare numericamente la velocità nello strato limite corrispondente all'altezza tipica della rugosità. Per $k_s \geq \delta_i$ abbiamo $V_k^i = U_e^i$ mentre per $k_s < \delta_i$ si ha:

$$V_k^i = U_e^i \left(2 \left(\frac{k_s}{\delta_i} \right) - 2 \left(\frac{k_s}{\delta_i} \right)^3 + \left(\frac{k_s}{\delta_i} \right)^4 + \frac{1}{6} \Lambda^i \left(\frac{k_s}{\delta_i} \right) \left(1 - \left(\frac{k_s}{\delta_i} \right)^3 \right) \right) \quad (5.20)$$

dove:

$$\Lambda^i = \frac{(\delta_i)^2}{\nu_a} \left(\frac{dU_e}{ds} \right)^i \quad (5.21)$$

La derivata della velocità esterna rispetto all'ascissa curvilinea viene calcolata con uno schema centrato del secondo ordine su griglia non uniforme. Avremo quindi:

$$\left(\frac{dU_e}{ds} \right)^i = -\frac{h^i}{h^{i-1}(h^{i-1} + h^i)} U_e^{i-1} + \frac{h^i - h^{i-1}}{h^i h^{i-1}} U_e^i + \frac{h^{i-1}}{h^i(h^{i-1} + h^i)} U_e^{i+1} \quad (5.22)$$

dove

$$h^{i-1} = s^i - s^{i-1} \quad (5.23)$$

$$h^i = s^{i+1} - s^i \quad (5.24)$$

Ai bordi (ovvero per $i = 0$ e per $i = N_d$ e analogamente al ventre) si è utilizzata un'opportuna trattazione decentrata.

Da V_k^i posso quindi calcolare Re_k^i e determinare l'indice k per cui si ha la transizione da strato limite laminare a turbolento. Per $i < k$ lo strato limite è laminare e il coefficiente convettivo è dato dalla seguente espressione:

$$h_c^i = \frac{0.296K_a}{\sqrt{\nu_a}} \sqrt{\frac{(U_e^i)^{2.88}}{\sum_{k=0}^{i-1} (s^{k+1} - s^k) \frac{(U_e^{k+1})^{1.88} + (U_e^k)^{1.88}}{2}}} \quad (5.25)$$

Il comportamento asintotico si presenta anche in questo caso e corrisponde a i nullo. Per $i \geq k$ si ha invece uno strato limite turbolento e il coefficiente convettivo è dato dalla seguente espressione:

$$h_c^i = St^i \rho_a U_e^i C_{pa} \quad (5.26)$$

Il coefficiente d'attrito è come detto:

$$C_f^i = 2 \frac{0.1681}{\left(\ln \left(\frac{864 \theta_t^i}{k_s} + 2.568 \right) \right)} \quad (5.27)$$

Dove è stato calcolato in forma discreta lo spessore di quantità di moto turbolento, anche qui si è fatto uso della formula dei trapezi per il calcolo dell'integrale. Le rimanenti quantità per il calcolo di h_c non vengono qui riportate in quanto hanno un'espressione identica a quella riportata per il calcolo teorico riportato in 5.3.1.

5.3.3 Calcolo del fattore di recupero

Un ultimo parametro necessario allo studio dell'ice accretion è il *fattore di recupero*. Questo è un parametro fondamentale che rientra nel calcolo del flusso termico associato alla dissipazione dovuta all'attrito ed è necessario a tenere conto degli effetti di comprimibilità dell'aria. Analogamente al calcolo del coefficiente convettivo esistono due formulazioni diverse a seconda se lo strato limite sia laminare o turbolento. Applicando quindi la stessa procedura bidimensionale per lo studio dello strato limite, il valore del fattore di recupero è pari alla radice quadrata del numero di Prandtl Pr se il flusso è laminare e alla radice cubica dello stesso Pr se il flusso è turbolento, dove il numero di Prandtl è dato dalla seguente espressione: $Pr = \mu_a C_{pa} / K_a$ con μ_a , C_{pa} e K_a rispettivamente viscosità dinamica, calore specifico a pressione costante e conducibilità termica dell'aria.

5.4 Deformazione della geometria

Con il calcolo di collection efficiency, velocità esterna dello strato limite, fattore di recupero e coefficiente convettivo si hanno a disposizione tutti i dati necessari per il calcolo dell'accrescimento di ghiaccio tramite il modello implementato il quale calcola la nuova geometria. La formazione di uno strato di ghiaccio modifica di fatto la superficie in esame ad ogni istante temporale. Suddividendo il contorno in sotto domini elementari otteniamo come soluzione lo spessore del ghiaccio al di sopra di ogni elemento. Considerando la singola cella di calcolo, la nuova geometria può essere ottenuta semplicemente spostando singolo elemento superficiale in

direzione della sua normale, di una quantità pari allo spessore che vi si è formato. Nel caso multidimensionale questa procedura non è però attuabile in quanto porta alla formazione di lacerazioni del contorno: un nodo che appartenga a più elementi si troverebbe infatti ad essere proiettato in differenti direzioni dando luogo a posizioni dello stesso nodo diverse.

L'algoritmo implementato in PoliMIce calcola la nuova geometria seguendo una procedura valida sia nel caso bidimensionale che tridimensionale. Inizialmente viene calcolata per ogni nodo la somma delle aree dei singoli elementi a cui appartiene (NodesArea).

A partire dalla geometria iniziale, e quindi priva di ghiaccio, vengono calcolate le direzioni di accrescimento: per ogni nodo il versore spostamento è dato dalla somma dei versori normali ad ogni elemento a cui appartiene (figura 5.12). Il passo successivo è quello che riguarda il calcolo del modulo del vettore spostamento, ricavato attraverso una media pesata sull'area di ogni elemento.

Per il nodo j -esimo si calcola quindi il versore spostamento:

$$\Delta \mathbf{r}_j = \sum_{k=1}^{N_e} \mathbf{n}_{0k} \quad (5.28)$$

in seguito normalizzato, con N_e numero di elementi a cui il nodo appartiene

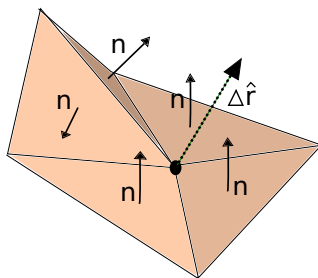


Figura 5.12: Versore di spostamento del nodo, $\Delta \hat{\mathbf{r}}$, è dato dal risultante dei vettori normali di ogni singolo pannello a cui il nodo appartiene.

Allo stesso modo viene ricavata l'area totale insistente sul nodo

$$\text{NodesArea}_j = \sum_{k=1}^{N_e} S_k \quad (5.29)$$

Una volta eseguite queste due procedure si passa alla deformazione vera e propria in cui ogni nodo viene spostato. Il vettore spostamento risulta quindi:

$$\Delta \mathbf{R}_j = \bar{B} \Delta \hat{\mathbf{r}}_j = \sum_{k=1}^{N_e} \frac{B_k S_k}{\text{NodesArea}_j} \Delta \hat{\mathbf{r}}_j \quad (5.30)$$

e di conseguenza la nuova posizione del nodo (figura 5.13) è definita come:

$$\mathbf{R}_j = \mathbf{R}_{0j} + \Delta\mathbf{R}_j \quad (5.31)$$

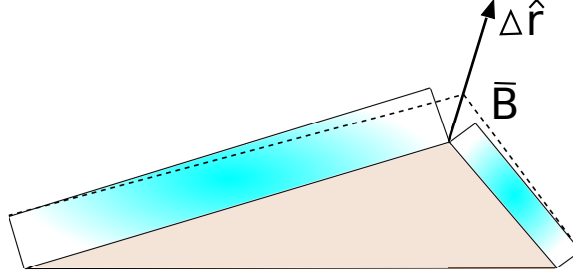


Figura 5.13: Posizione finale del nodo in seguito all'aggiunta dello spessore di ghiaccio, nel caso bidimensionale

Un algoritmo di aggiornamento di questo tipo non è però rispettoso della conservazione della massa di ghiaccio formatosi sulla superficie e non è immune dalla possibilità di incorrere in problemi derivanti dall'avanzamento del fronte della griglia, come per esempio punti che vengono a trovarsi proiettati all'esterno del dominio di calcolo, oppure problemi in fase di creazione della griglia stessa, quando geometrie particolarmente complicate portano alla nascita di celle degeneri, con volume negativo, specialmente in presenza di cuspidi o fosse. Per prevenire in parte l'insorgere di questi errori, nella funzione di aggiornamento della geometria è stato aggiunto un algoritmo il cui scopo è quello di identificare le zone critiche e prevenirne il cattivo comportamento, attraverso l'introduzione di un coefficiente correttivo funzione dell'angolo che il singolo pannello forma con la direzione di accrescimento del ghiaccio. Tale coefficiente K ha espressione:

$$K = \frac{1}{1 + \sin\gamma}, \quad \text{con } K \in \left[\frac{1}{2}, \infty \right] \quad (5.32)$$

dove γ rappresenta l'angolo formato dalla normale locale al pannello e la direzione di accrescimento del nodo, per cui risulta che:

$$\gamma = \arccos \left(\frac{\mathbf{n} \cdot \Delta\hat{\mathbf{r}}}{|\mathbf{n}| |\Delta\hat{\mathbf{r}}|} \right) \quad (5.33)$$

Da quest'ultima equazione, dato che la funzione coseno è pari, γ risulta possedere un'ambiguità di segno intrinseca. Per capire se ci si trova di fronte ad una concavità od una convessità, e quindi per capire se γ abbia valore positivo o negativo, è necessario ricorrere ad un qualche genere di criterio che permetta di stabilire correttamente questo parametro. Per ogni elemento viene costruito un triangolo avente come vertici i punti:

- g , baricentro dell'elemento
- q , definito come $\mathbf{R}_{vertex} + \Delta\hat{\mathbf{r}}$
- p , definito come $\mathbf{R}_{vertex} + (\mathbf{R}_{vertex} - \mathbf{R}_g)$

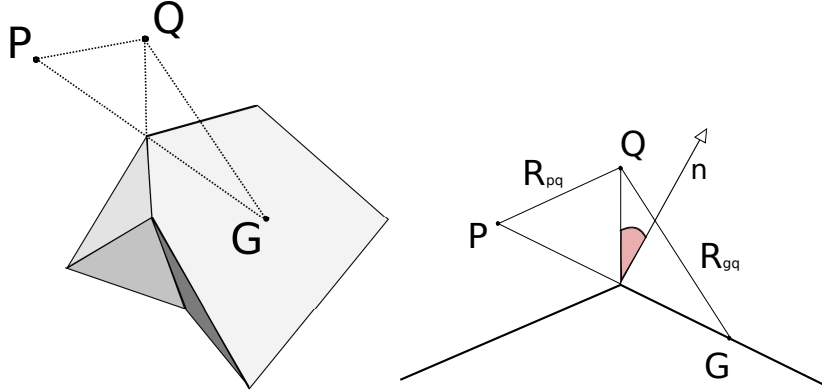


Figura 5.14: Esempio di costruzione della struttura geometrica di supporto finalizzata a determinare il segno dell'angolo γ , nel caso generale tridimensionale a sinistra, e la sua proiezione nel piano nella figura di destra

Si calcolano poi i vettori \mathbf{R}_{pq} e \mathbf{R}_{gq} e se ne confronta il modulo:

- Se $|\mathbf{R}_{pq}| < |\mathbf{R}_{gq}|$ allora $\gamma > 0$
- Se $|\mathbf{R}_{pq}| > |\mathbf{R}_{gq}|$ allora $\gamma < 0$

Il vettore di spostamento per il singolo nodo (figura 5.14), alla luce di quest'ultimo coefficiente correttivo risulta essere quindi:

$$\Delta\mathbf{R}_j = K\bar{B}\Delta\hat{\mathbf{r}}_j = \frac{1}{1 + \sin\gamma} \sum_{k=1}^{N_e} \frac{B_k S_k}{\text{NodesArea}_j} \Delta\hat{\mathbf{r}}_j \quad (5.34)$$

In realtà, all'atto pratico, l'algoritmo implementato è leggermente diverso per quanto riguarda K che è un'espressione del tipo:

$$K = \frac{a}{a + \sin\gamma}, \quad \text{con } K \in \left[\frac{a}{a+1}, \frac{a}{a-1} \right] \quad (5.35)$$

con a posta uguale al valore di default di 1.05, ma modificabile dall'utente, al fine di evitare problemi numerici nel caso in cui $\gamma = -90^\circ$ e quindi $K = \infty$.

Capitolo 6

Risultati numerici e sperimentali a confronto

In questo capitolo vengono presentati i risultati numerici ottenuti al fine di verificare la solidità della procedura precedentemente introdotta. In particolare sono descritti quattro casi in due dimensioni, riferiti ad un profilo NACA0012, e quattro casi in tre dimensioni, riferiti a due tipologie diverse di ala (ala dritta ad apertura finita e ala OneraM6).

Per tutti i casi bidimensionali sono disponibili dei risultati sperimentali a precisi istanti temporali e dei risultati numerici di altri codici di calcolo. Il primo caso in due dimensioni spaziali è stato scelto in quanto rappresenta una condizione di volo ad incidenza nulla, presentando quindi una tipica formazione di ghiaccio simmetrica, mentre i due casi successivi si differenziano da questo per un'incidenza maggiore (ovvero 4° e 8.5°) quindi per un accrescimento asimmetrico. Nel terzo caso si è considerata una corda del profilo inferiore generando così una distribuzione della collection efficiency con valori superiori, come riportato nello studio parametrico della sezione 5.1.3. L'ultimo caso bidimensionale presentato è stato scelto in quanto corrisponde a diverse condizioni ambientali, in particolari si hanno condizioni che danno origine una formazione di ghiaccio caratterizzata da uno spessore inferiore di questo a pari istante temporale in quanto si ha un contenuto liquido in aria (LWC) inferiore ed una temperatura atmosferica maggiore.

Per quanto riguarda i casi tridimensionali si è scelta inizialmente una tipica ala dritta ad apertura finita, con valori caratteristici dei parametri geometrici. Si è studiato l'accrescimento su questa superficie a due distinte velocità asintotiche ad incidenza nulla (mantenendo fissi tutti gli altri parametri) in quanto si è potuto notare che per velocità relativamente basse, circa 50 m/s, si ha un comportamento contro-intuitivo ovvero: dove si ha la collection efficiency massima e si pensa ci sia un accrescimento di ghiaccio massimo, non si ha nei primi istanti temporali alcuna formazione di ghiaccio (spessore di ghiaccio nullo). Questo comportamento non si

presenta però se si considerano velocità di volo maggiori.

Per poter apprezzare gli effetti tridimensionali si è scelto di considerare quindi un'ala OneraM6 ad una velocità relativamente bassa (anche in questo caso si presenta il fenomeno sopra citato) ed un'incidenza non nulla. L'ultimo caso presentato è sempre riferito all'ala OneraM6 però considerando un'incidenza di volo non nulla per poter studiare quindi una formazione di ghiaccio non simmetrica, a differenza dei tre casi precedenti tridimensionali.

Per cercare di apprezzare i risultati per i casi tridimensionali verranno presentate immagini relative all'estremità alare.

6.1 NACA0012: caso 1

Il primo caso trattato corrisponde alle seguenti condizioni:

- Velocità asintotica = 129 m/s
- Corda del profilo = 0.3 m
- Incidenza = 0°
- Diametro delle particelle = 20 μm
- Temperatura atmosferica = 260.55 K
- Pressione atmosferica = 90700 Pa
- LWC: 0.5 g/m^3

L'accrescimento di ghiaccio è stato calcolato ad ogni secondo, mentre l'aerodinamica e il calcolo delle traiettorie sono stati effettuati ogni 5 secondi. I risultati a diversi istanti temporali sono riportati di seguito in figura 6.1 (per una maggiore chiarezza si sono riportate solo le soluzioni ogni 20 secondi fino a un tempo massimo di 120 secondi). Si riporta di seguito anche un confronto con i risultati ottenuti in un precedente lavoro di tesi del Politecnico di Milano [1], dove il campo di moto è stato calcolato tramite un metodo a potenziale mentre per l'accrescimento di ghiaccio è stato utilizzato il modello di Myers (figure 6.2 e 6.3). Vengono riportati nella stessa figura anche i risultati ottenuti tramite software LEWICE (descritto in [25]). Per l'istante temporale pari a 120 secondi si dispone anche dei risultati sperimentali (figura 6.4).

La condizione di incidenza nulla dà luogo ad una distribuzione di ghiaccio simmetrica tra dorso e ventre, la lieve asimmetria che si può notare è dovuta principalmente ad errori numerici. Dai risultati ottenuti in questo lavoro di tesi notiamo che i limiti d'accrescimento per le gocce sono individuati molto bene

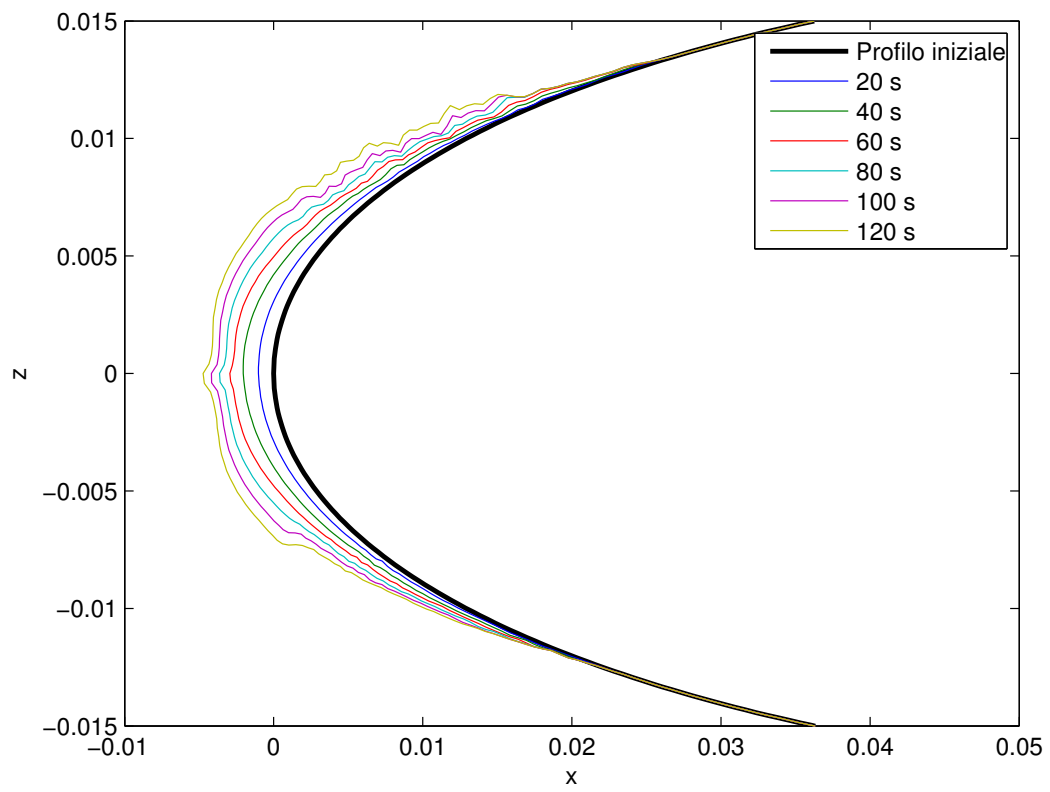


Figura 6.1: NACA0012, caso 1: accrescimento di ghiaccio da 0 a 120 secondi

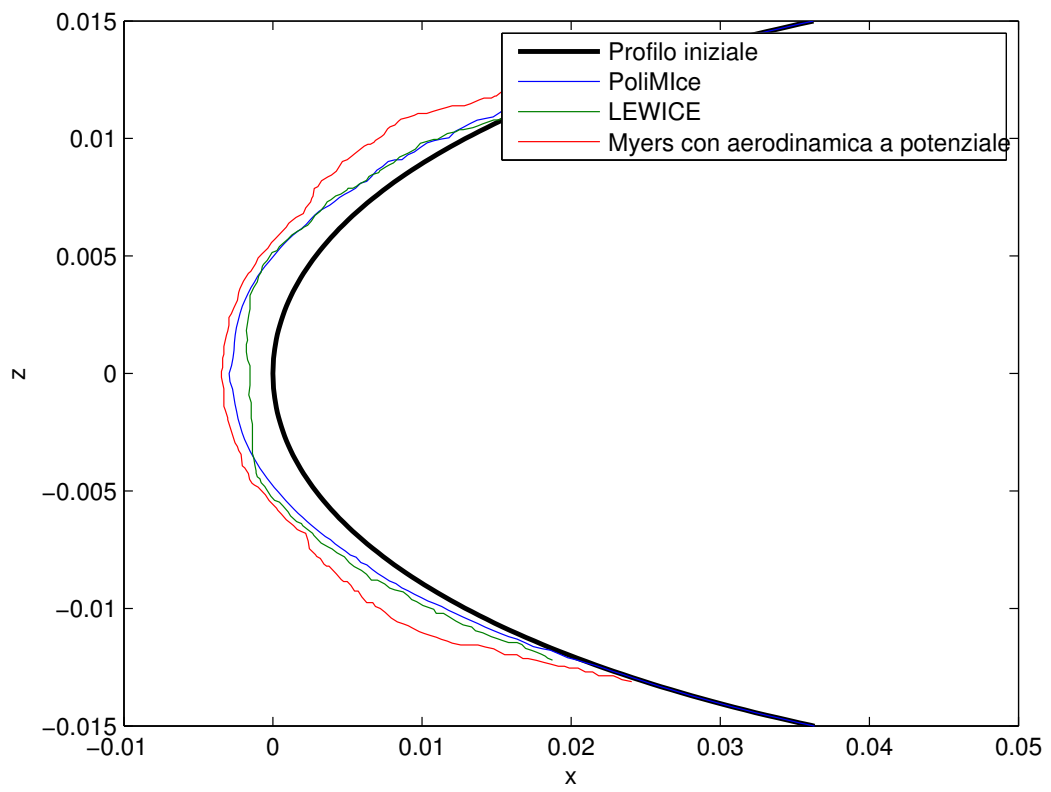


Figura 6.2: NACA0012, caso 1: confronto risultati a 60 secondi

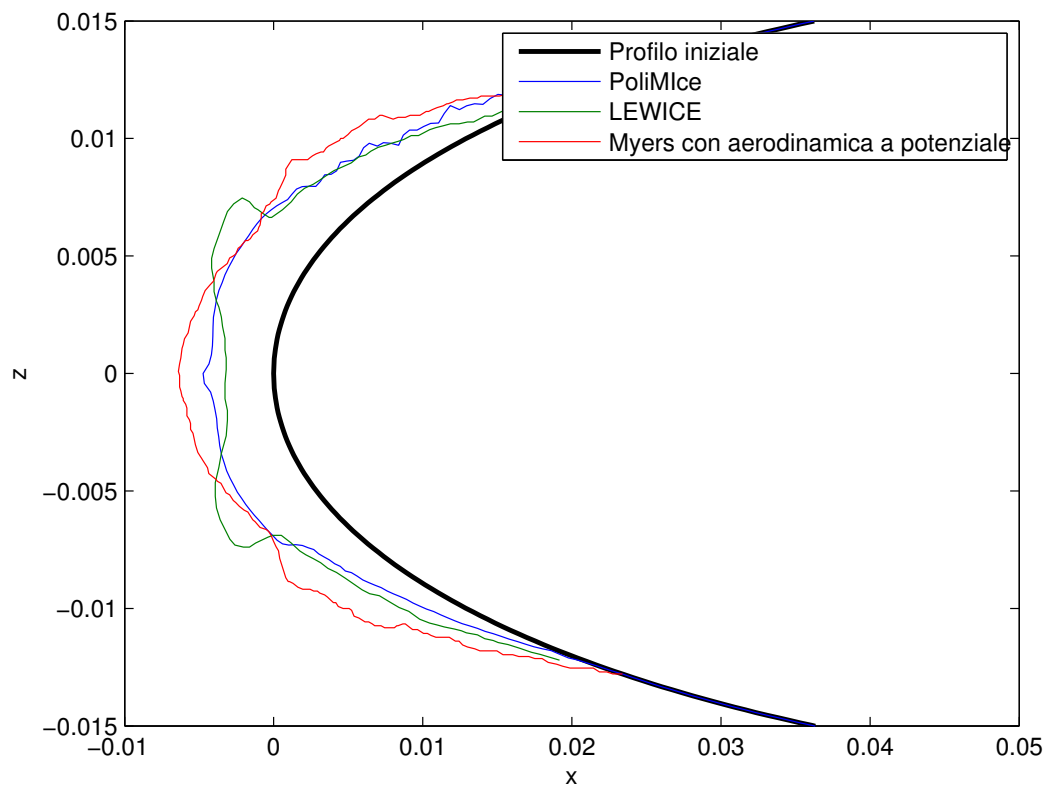


Figura 6.3: NACA0012, caso 1: confronto risultati a 120 secondi

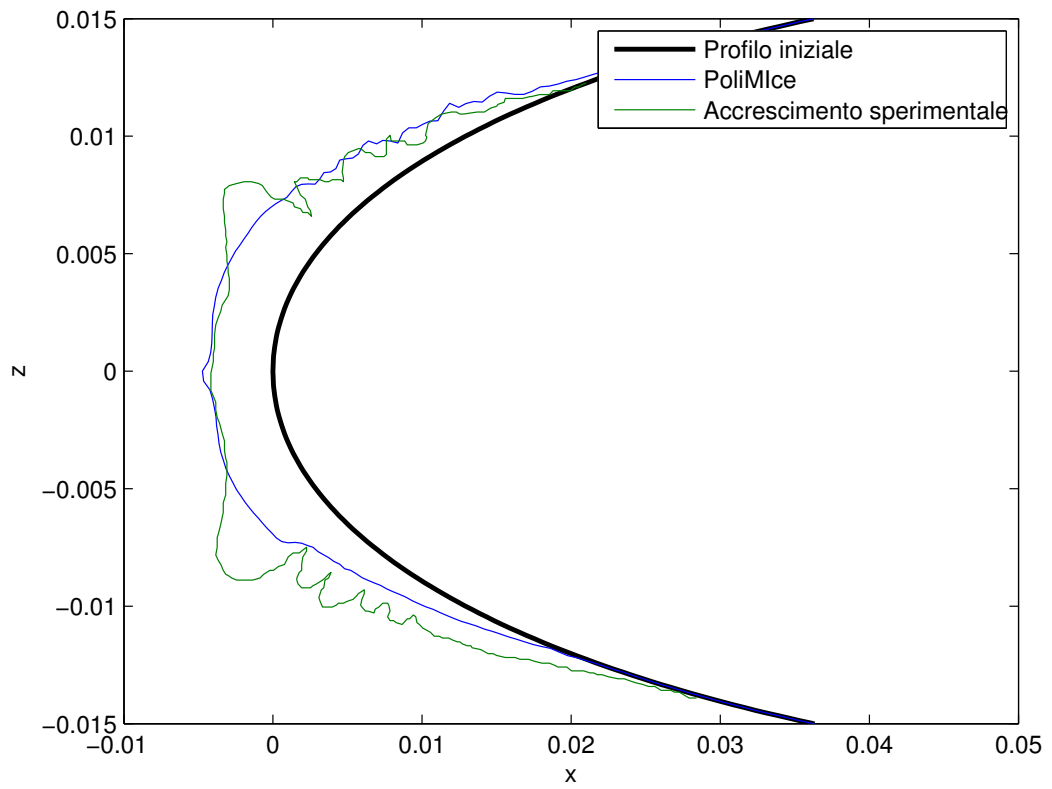


Figura 6.4: NACA0012, caso 1: confronto risultati a 120 secondi con i risultati sperimentali

inoltre lo spessore del ghiaccio che si forma al punto di ristagno è rappresentato accuratamente: proprio in questa zona, a differenza del precedente codice che utilizzava il modello di Myers originale, è possibile apprezzare un miglioramento delle previsioni, merito principalmente dell'adozione di un andamento di temperatura non lineare all'interno dello spessore di ghiaccio. Confrontando infatti le formule che esprimono il rateo di accrescimento glaze, è interessante evidenziare come il fattore 0.5, che moltiplica il primo termine, contribuisca, nel modello modificato, a restituire un valore inferiore del rateo di accrescimento temporale rispetto a quello restituito dal modello originale, portando quindi, per un eguale tempo totale di simulazione, ad un risultante spessore di ghiaccio inferiore. Come ulteriore termine di paragone si può verificare come la distribuzione di spessore ottenuta abbia un andamento confrontabile con quello restituito dal software di proprietà NASA.

Le due formazioni, che si presentano allontanandosi dal punto di ristagno e che in letteratura vengono definite corna, e le forti irregolarità subito a valle di queste, non sono però rappresentate correttamente dal codice sviluppato: la spiegazione di ciò può essere ricondotta alla complicata fenomenologia che caratterizza il flusso e l'accrescimento di ghiaccio in queste zone e ad alcune ipotesi introdotte nel presente lavoro di tesi. L'elementare modellazione della dinamica di impatto delle gocce impone l'ipotesi di urto totalmente anelastico, ovvero con completo rilascio di energia cinetica sotto forma di calore liberato durante la deformazione, inoltre non sono considerati gli effetti dello splash per cui non è prevista la possibilità che piccole frazioni di massa liquida possano rimbalzare e essere rimmesse nel campo di moto.

Inoltre, per il calcolo del coefficiente di scambio termico convettivo, viene considerato un valore di rugosità della superficie costante lungo la stessa, dipendente solo dalla temperatura atmosferica e dal LWC all'istante iniziale. In realtà bisognerebbe studiare più dettagliatamente la rugosità, in quanto varia a seconda se la cella considerata è caratterizzata da ghiaccio rime o glaze e cambia al variare della temperatura locale della superficie.

Un altro motivo penalizzante per la bontà dei risultati può essere individuato nell'ipotesi di film liquido di spessore infinitesimo: per alcune particolari conformazioni di ghiaccio può verificarsi la presenza di zone concave, sacche, all'interno delle quali può verificarsi accumulo di acqua. Proprio per queste zone di accumulo l'ipotesi adottata perde significato, facendo decadere di conseguenza anche la giustificazione di gradiente di temperatura nullo all'interno del film liquido.

Oltre a cause riconducibili ad approssimazioni fisiche, adottate per formulare la modellazione matematica dell'accrescimento, è possibile attribuire le discrepanze rispetto ai risultati sperimentali anche al particolare algoritmo di deformazione geometrica utilizzato: questa avviene infatti spostando i nodi della griglia superficiale lungo direzioni fissate e calcolate rispetto alla geometria pulita.

Questo impedisce fisicamente di rappresentare in modo corretto le conformazioni di ghiaccio in cui il profilo risulti avere un'inclinazione maggiore della direzione di accrescimento.

La decisione di implementare questo particolare algoritmo di deformazione è stata presa in conseguenza all'insorgere di complicati problemi di avanzamento del fronte. Una soluzione più accurata sarebbe stata infatti quella di calcolare le direzioni di accrescimento sulla base della geometria deformata al passo temporale precedente ma questa soluzione, inizialmente implementata, si è rivelata particolarmente soggetta ai problemi di avanzamento del fronte, oltre che a dar luogo a problemi riguardanti la generazione della griglia di calcolo. Data quindi l'elevata complessità di modellazione dei fenomeni in questione, è ragionevole pensare che allontanandosi dalla zona di ristagno, caratterizzata da un flusso più regolare e per la quale esistono formulazioni matematiche più trattabili, i risultati mostrino forti carenze. Il passaggio da uno strato limite laminare ad uno turbolento, oltre che le separazioni indotte da conformazioni irregolari del profilo di ghiaccio e la marcata sensibilità alle condizioni ambientali, contribuiscono a far perdere al problema ogni sorta di generalità.

Come detto in precedenza l'aerodinamica, la collection efficiency e i valori dei dati aerodinamici, tramite OpenFOAM, sono stati aggiornati ogni 5 secondi. La soluzione ottenuta dipende molto da questo intervallo di tempo, aumentandolo si ottengono risultati più irregolari e distanti dalla soluzione sperimentale o numerica tramite LEWICE.. Come si nota nelle figure seguenti (6.5 e 6.6), con un intervallo di aggiornamento dell'aerodinamica maggiore nascono, fin da subito, delle formazioni molto più irregolari che vanno ad amplificarsi all'aumentare del tempo di simulazione.

Per questo caso si è voluto anche studiare come varia l'accrescimento di ghiaccio al variare della velocità asintotica, confrontando le previsioni ottenute per due diversi valori di velocità (figura 6.7). I risultati mostrano una marcata differenza: dalla velocità asintotica dipende la portata di acqua che si deposita sulla superficie, maggiore è la velocità maggiore è il volume d'aria intercettato dal corpo in un certo intervallo di tempo. In prima approssimazione lo spessore di ghiaccio che si forma è dipendente dalla portata d'acqua per mezzo dei termini che definiscono i flussi di calore necessari a determinare lo spessore limite B_g e il rateo di accrescimento nel caso glaze e nel caso rime. Come è possibile notare guardando la definizione dei vari flussi (riportati nella sezione 2.1), si hanno conseguenze dirette sulla quantità di calore latente rilasciato o assorbito dalle gocce, che varia linearmente con V_∞ . Esiste una dipendenza quadratica, sempre rispetto alla velocità, da parte del flusso di calore associato all'attrito viscoso dell'aria e altrettanto importante è la dipendenza cubica del flusso termico che modella il rilascio di energia cinetica conseguente all'impatto. E' necessario sottolineare che il minor accrescimento di

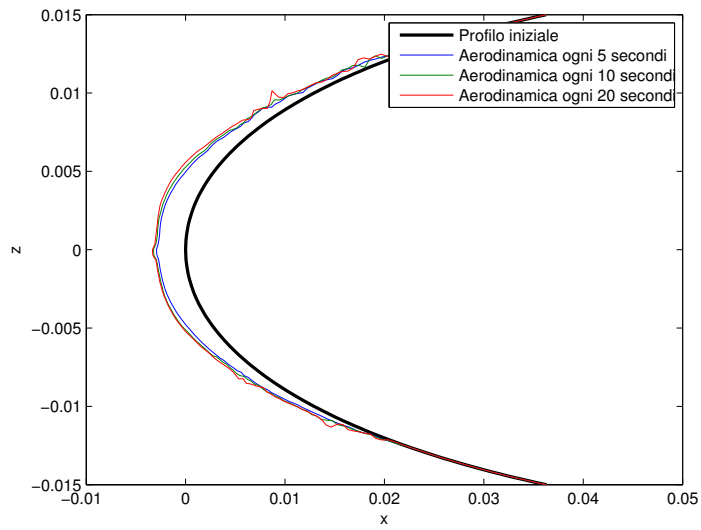


Figura 6.5: NACA0012, caso 1: confronto risultati con aerodinamica aggiornata a tempi diversi, accrescimento a 60 secondi

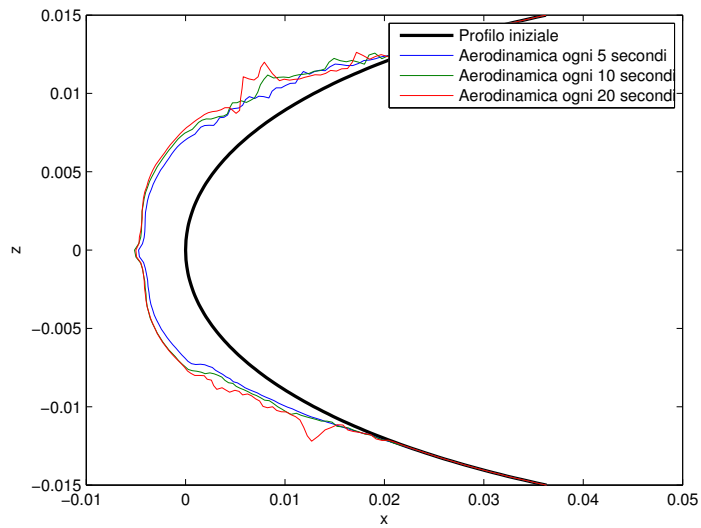


Figura 6.6: NACA0012, caso 1: confronto risultati con aerodinamica aggiornata a tempi diversi, accrescimento a 120 secondi

ghiaccio nel caso di velocità inferiore non è direttamente legato ad un valore inferiore di portar d'acqua ma è dovuto, come sopra descritto, ad una combinazione di più fattori che danno origine ad una rateo di accrescimento temporale più piccolo.

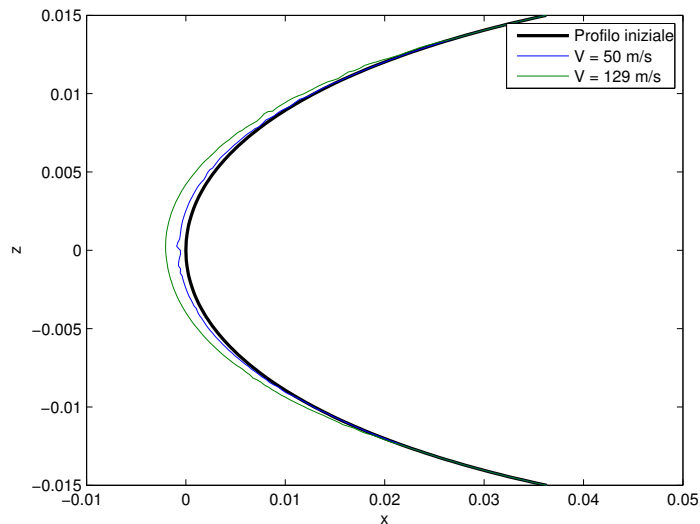


Figura 6.7: NACA0012, caso 1: confronto risultati a velocità asintotiche diverse, 40 secondi

6.2 NACA0012: caso 2

Viene ora trattato un caso caratterizzato dalle seguenti condizioni, analoghe al caso precedente a differenza dell'incidenza:

- Velocità asintotica = 129 m/s
- Corda del profilo = 0.3 m
- Incidenza = 4°
- Diametro delle particelle = $20 \mu m$
- Temperatura atmosferica = 260.55 K
- Pressione atmosferica = 90700 Pa
- LWC: $0.5 g/m^3$

L'accrescimento di ghiaccio è stato calcolato ad ogni secondo, mentre l'aerodinamica e il calcolo delle traiettorie sono stati effettuati ogni 5 secondi. I risultati a diversi istanti temporali sono riportati di seguito in figura 6.8.

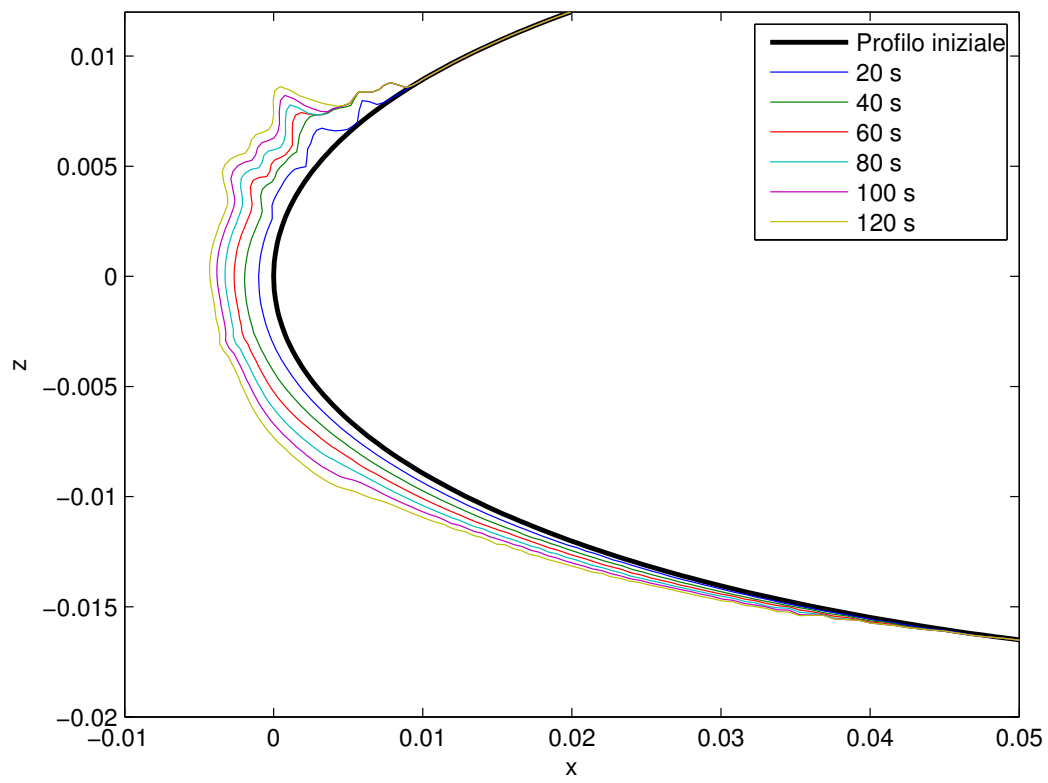


Figura 6.8: NACA0012, caso 1: accrescimento di ghiaccio da 0 a 120 secondi

Si riporta di seguito anche un confronto con i risultati ottenuti in un lavoro di tesi precedente svolto al Politecnico di Milano [1], dove l'aerodinamica è stata calcolata con un metodo a potenziale e l'accrescimento di ghiaccio tramite il modello di Myers. Si effettua anche un confronto con i risultati ottenuti tramite software LEWICE (figure 6.9 e 6.10). Per l'istante temporale pari a 120 secondi si è anche a conoscenza dei risultati sperimentali (figura 6.11).

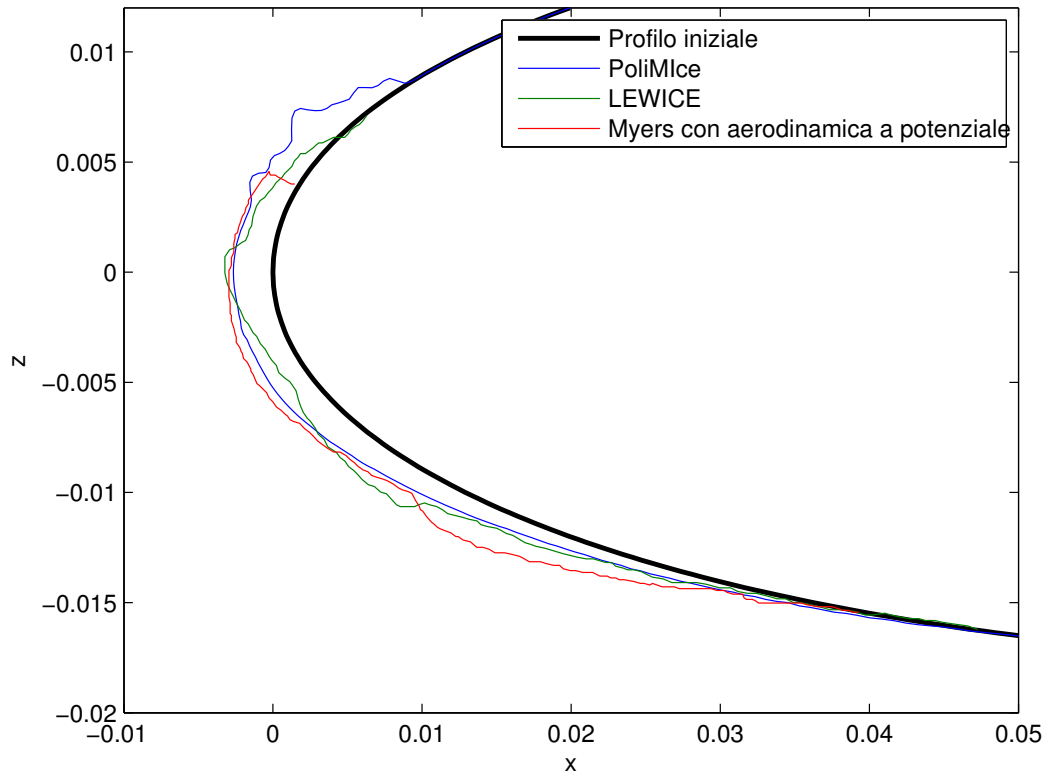


Figura 6.9: NACA0012, caso 1: confronto risultati a 60 secondi

A causa della condizione di incidenza non nulla, si presenta una formazione di ghiaccio non simmetrica tra dorso e ventre, con limiti d'accrescimento maggiori al ventre.

Come nel caso precedente i risultati ottenuti in questo lavoro di tesi rispecchiano molto bene il comportamento al punto di ristagno, ma si discostano dalla rappresentazione sperimentale allontanandosene. Anche limiti d'impatto vengono ben individuati sia al dorso che al ventre.

Rispetto al codice che utilizza il modello di Myers originale è possibile notare anche una maggiore regolarità dei contorni dovuta alla modellazione del film liquido.

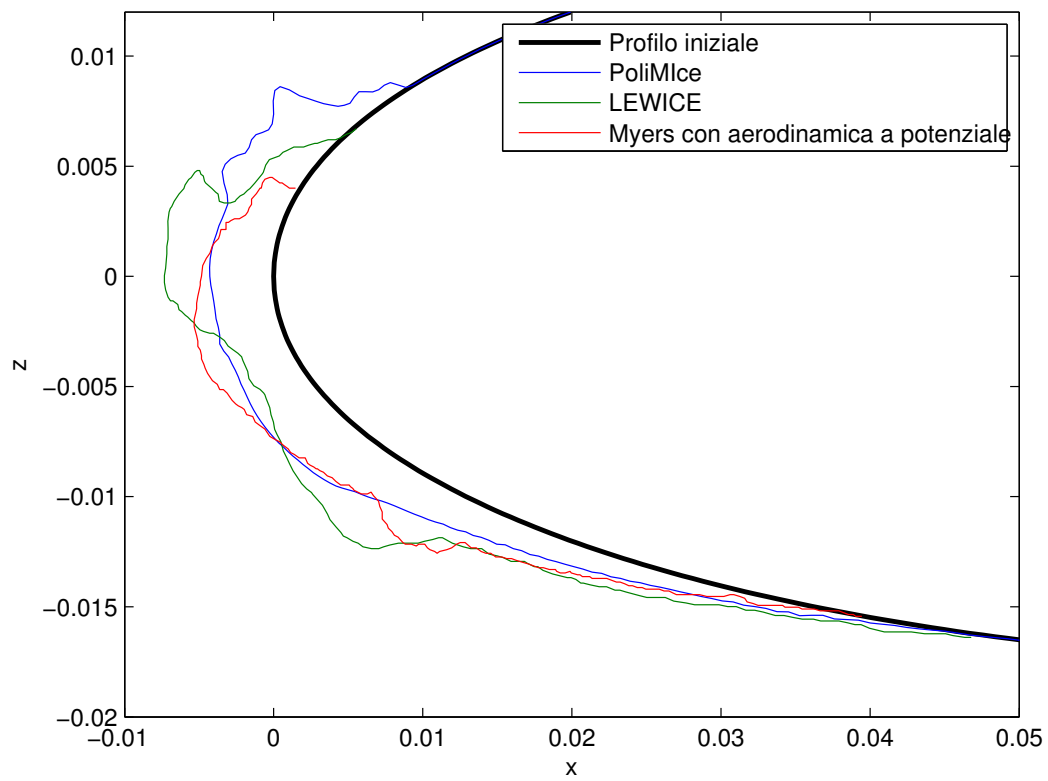


Figura 6.10: NACA0012, caso 1: confronto risultati a 120 secondi

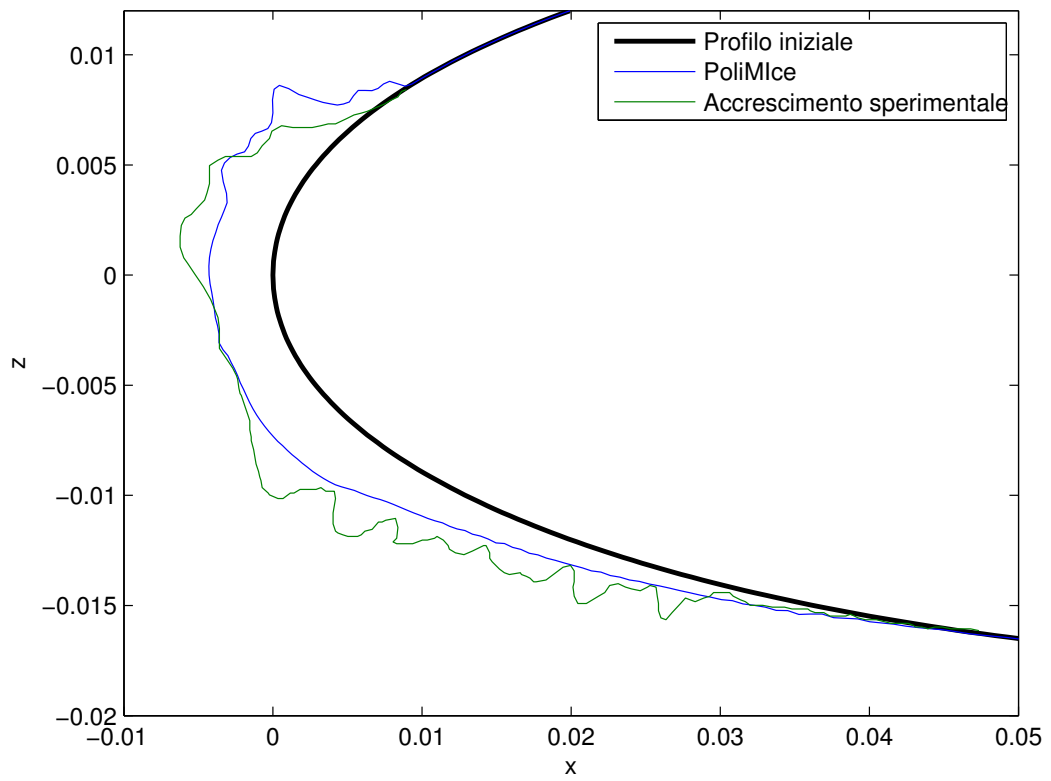


Figura 6.11: NACA0012, caso 1: confronto risultati a 120 secondi con i risultati sperimentali

Il fatto che ci sia transito di massa liquida tra una cella di tipo glaze e una di tipo rime comporta la formazione di un profilo più dolce nella zona del dorso poco a valle del punto di ristagno. Nel vecchio modello infatti, dal momento che nella legge di accrescimento rime non sono considerati termini associati ad una portata massica in entrata dalle celle adiacenti, non è perfettamente rispettata la conservazione della massa e se ne ha la parziale scomparsa di parte del film liquido, con una sottostima dello spessore finale. Nel modello modificato invece questo scambio è modellato e il miglioramento è apprezzabile proprio in questa zona di forte irregolarità.

Come detto nell'introduzione di questa tesi, la formazione incontrollata di ghiaccio è uno dei peggiori scenari che possono presentarsi durante il volo ed è spesso causa diretta di incidenti catastrofici. Oltre al sostanziale aumento di peso, la formazione di creste irregolari provoca un degrado delle prestazioni aerodinamiche ed il caso in esame ne è un chiaro esempio. Possiamo notare questo fenomeno studiando l'andamento dei coefficienti aerodinamici del profilo, in particolare si riporta qui di seguito (figura 6.12) l'andamento del coefficiente di portanza.

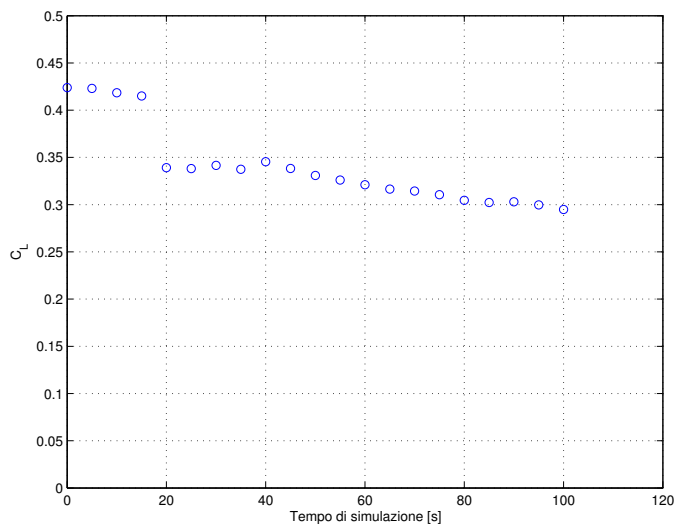


Figura 6.12: NACA0012, caso 2: andamento del C_L in funzione al tempo di simulazione

Notiamo una forte riduzione del coefficiente di portanza che nei 120 secondi di simulazione mostra un calo del 30%. In particolare diminuisce repentinamente nell'intervallo di tempo tra 15 e 20 secondi, questo (andando a visualizzare l'accrescimento nella figura 6.13) è dovuto alla nascita di una geometria fortemente irregolare al dorso.

Da notare come la sostanziale diminuzione di capacità portante per le condizioni di volo date, che sono assolutamente realistiche, si presenti in un intervallo temporale molto breve di appena 15 secondi, evidenziando la rapidità e la pericolosità con cui possono insorgere serie minacce alla sicurezza dei passeggeri.

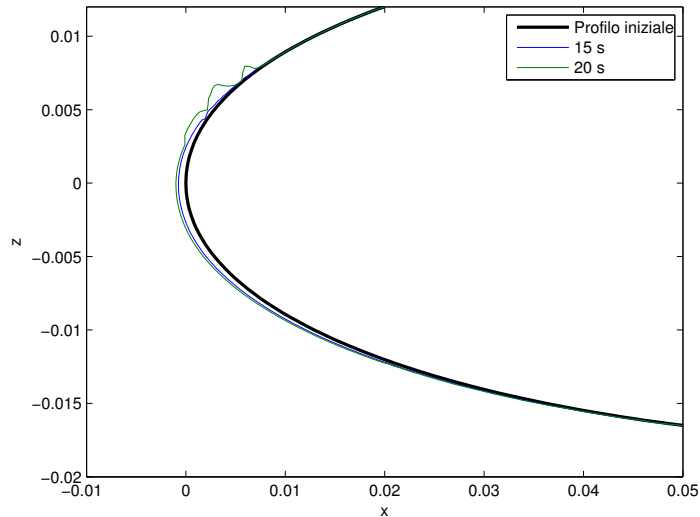


Figura 6.13: NACA0012, caso 2: geometria irregolare

6.3 NACA0012: caso 3

Viene ora trattato un caso caratterizzato condizioni di volo simili alle precedenti, con differenza rilevanti solo per la maggiore incidenza e una corda minore:

- Velocità asintotica = 130.5 m/s
- Corda del profilo = 0.152 m
- Incidenza = 8.5°
- Diametro delle particelle = $17.5 \mu\text{m}$
- Temperatura atmosferica = 260.55 K
- Pressione atmosferica = 90500 Pa
- LWC: 0.5 g/m^3

L'accrescimento di ghiaccio è stato calcolato ad ogni secondo, mentre l'aerodinamica e il calcolo delle traiettorie sono stati effettuati ogni 5 secondi. I risultati a diversi istanti temporali sono riportati di seguito in figura 6.14.

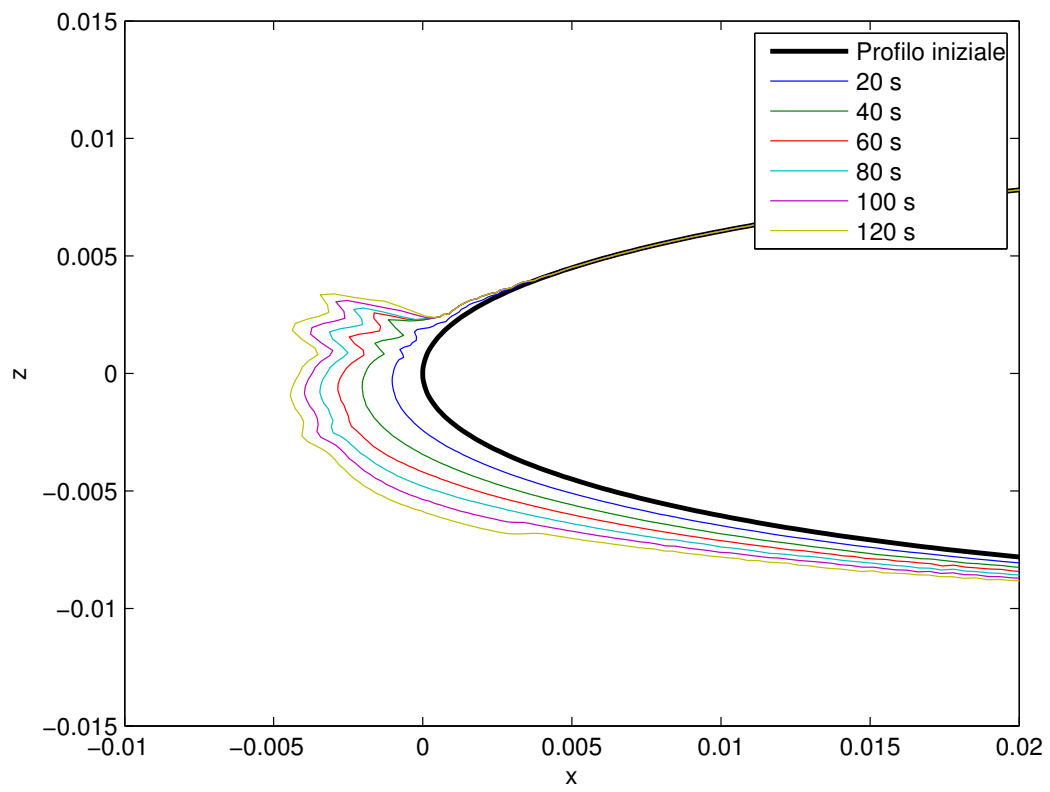


Figura 6.14: NACA0012, caso 3: accrescimento di ghiaccio da 0 a 120 secondi

Si riporta di seguito anche un confronto con i risultati ottenuti in un lavoro di tesi precedente svolto al Politecnico di Milano [1], dove l'aerodinamica è stata calcolata con un metodo a potenziale e l'accrescimento di ghiaccio tramite il modello di Myers (figure 6.15 e 6.16). Per l'istante temporale pari a 120 secondi si è anche a conoscenza dei risultati sperimentali e si riporta il confronto in figura 6.17.

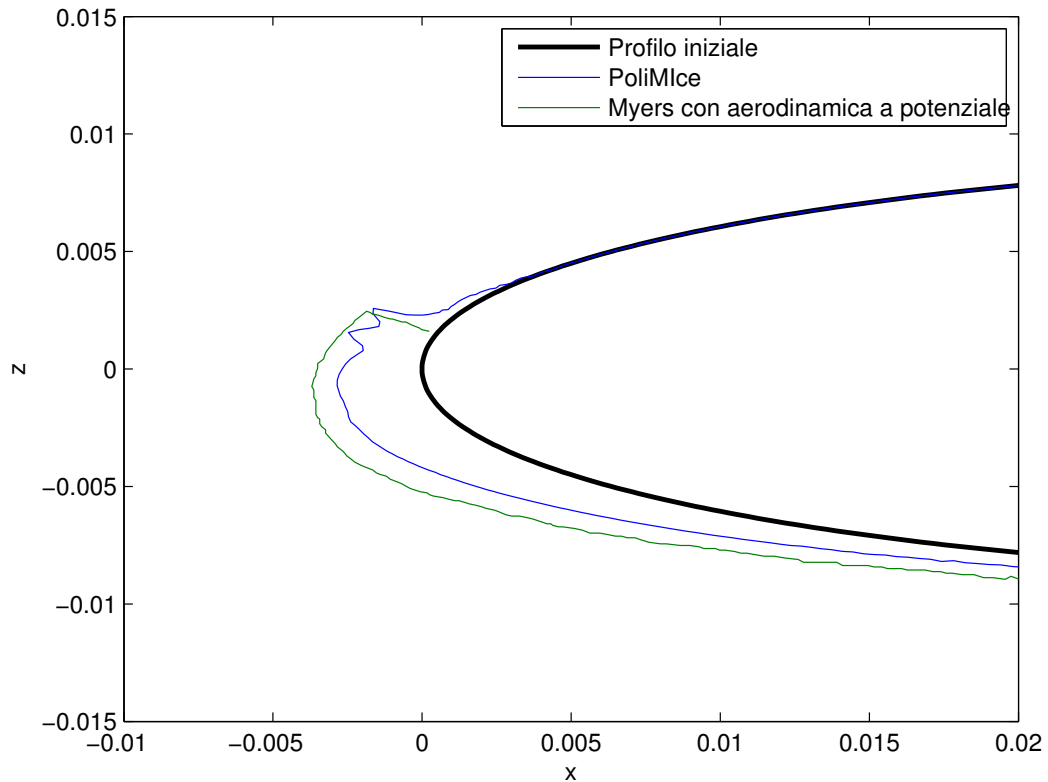


Figura 6.15: NACA0012, caso 3: confronto risultati a 60 secondi

Come si può notare è presente una forte asimmetria dovuta ad un'incidenza maggiore rispetto ai casi precedenti. Anche in questa condizione viene descritto molto bene lo spessore di ghiaccio attorno al punto di ristagno, mentre allontanandosi ci si discosta dal comportamento sperimentale, soprattutto al ventre. Analogamente al caso precedente è possibile notare l'andamento più regolare in prossimità dello scalino, per i motivi descritti. Fin dai primi istanti si viene a creare ghiaccio al dorso di forma tale da causare il distacco dello strato limite e quindi la non convergenza della soluzione del campo di moto. I risultati sono comunque realistici ma sono fortemente condizionati da questo fenomeno e si dovrebbe quindi effettuare uno studio non stazionario.

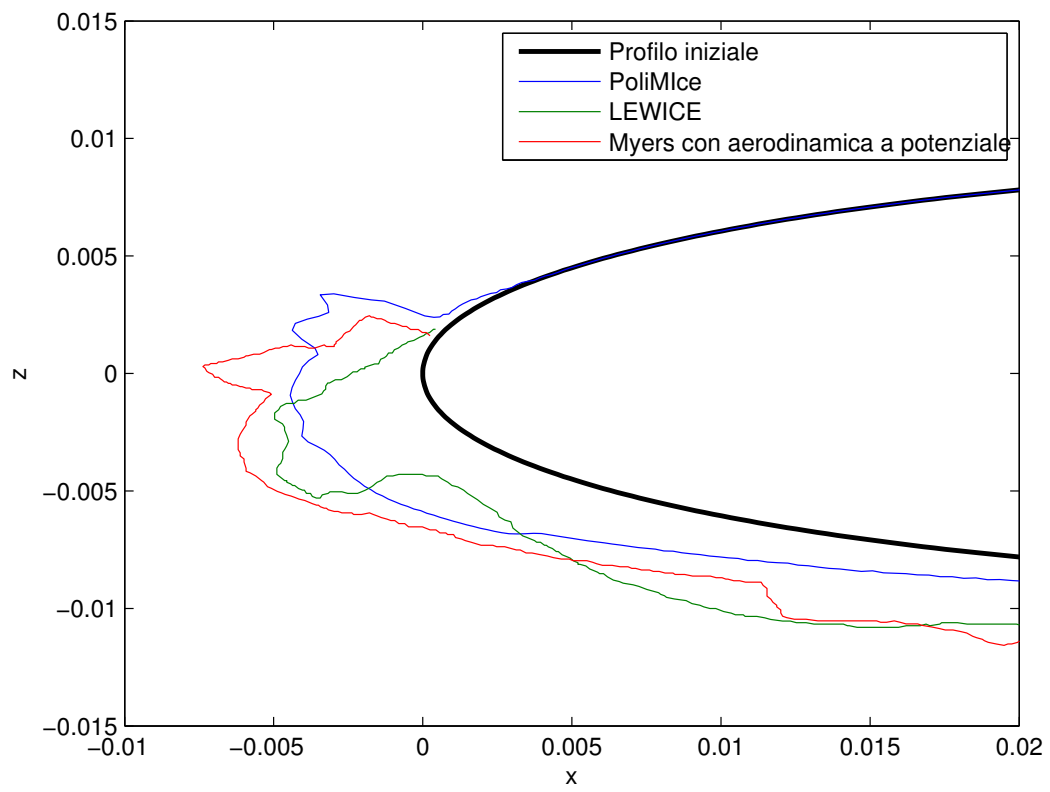


Figura 6.16: NACA0012, caso 3: confronto risultati a 120 secondi

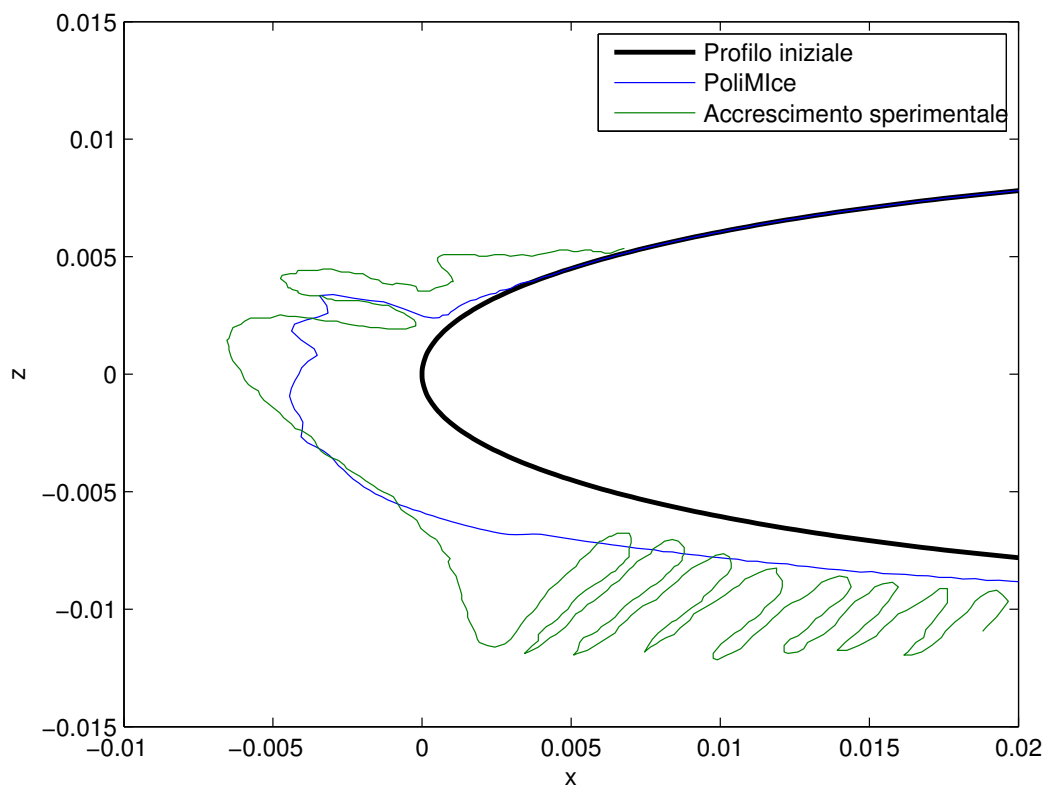


Figura 6.17: NACA0012, caso 3: confronto risultati a 120 secondi con i risultati sperimentali

6.4 NACA0012: caso 4

Viene ora trattato un caso caratterizzato dalle seguenti condizioni, riportato in [7], in cui rispetto agli studi precedenti abbiamo una maggiore temperatura ed un minor contenuto liquido nell'aria:

- Velocità asintotica = 102.8 m/s
- Corda del profilo = 0.534 m
- Incidenza = 3.5°
- Diametro delle particelle = 20 μm
- Temperatura atmosferica = 265.37 K
- Pressione atmosferica = 100000 Pa
- LWC: 0.34 g/m^3

L'accrescimento di ghiaccio è stato calcolato ad ogni secondo, mentre il calcolo aerodinamico ed il calcolo delle traiettorie delle gocce d'acqua sono stati effettuati ogni 15 secondi. Si è scelto un tempo maggiore di aggiornamento dell'aerodinamica in quanto i risultati sperimentali si conoscono all'istante temporale di 690 secondi e quindi l'aggiornamento con intervalli di tempo più piccoli richiederebbe un elevato costo computazionale in termini di tempi calcolo. I calcoli aerodinamici sono stati effettuati per il profilo bidimensionale in seriale: per risoluzione di un singolo campo di moto sono state impiegate circa 3 ore (che, con un calcolo parallelo, si sono ridotte ad un'ora) mentre per il calcolo delle traiettorie delle gocce dell'intera nube si sono impiegati pochi minuti (circa 2). Nel caso bidimensionale i tempi di creazioni della griglia di calcolo sono minimi (pochi secondi). I risultati ottenuti possono essere migliorati utilizzando un intervallo di tempo inferiore, come studiato in 6.1. L'evoluzione della formazione di ghiaccio dall'istante iniziale a quello finale viene riportata di seguito in figura 6.18. Viene riportato anche il confronto tra il risultato all'istante finale di simulazione e i risultati sperimentali corrispondenti nella figura 6.19.

Rispetto ai casi precedenti notiamo una minor formazione di ghiaccio (confrontando l'accrescimento ad istanti di tempo uguali), dovuta alle condizioni ambientali precedentemente esposte ovvero una maggior temperatura e un minor LWC. Si ha sempre un accrescimento asimmetrico per l'incidenza non nulla, al punto di ristagno si ottengono, come nei casi precedenti, risultati accettabili che descrivono molto bene il comportamento reale, mentre per le stesse motivazioni espresse in precedenza si ha difficoltà a rappresentare le irregolarità presenti allontanandosi da questa zona.

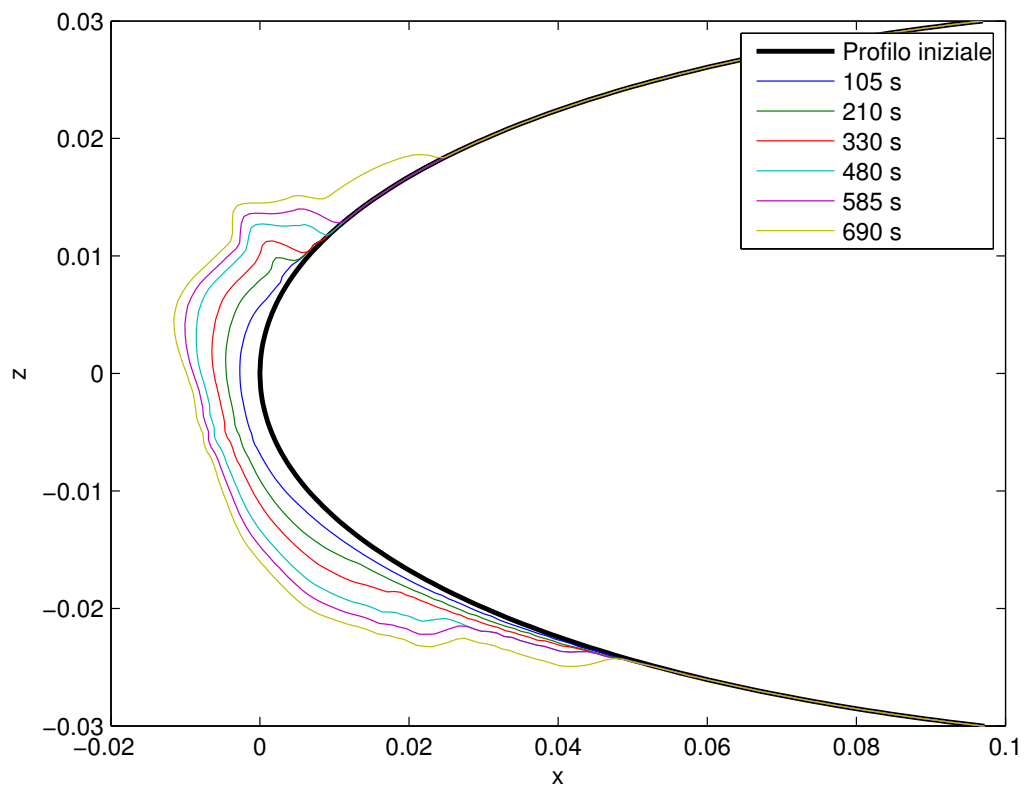


Figura 6.18: NACA0012, caso 4: accrescimento di ghiaccio da 0 a 690 secondi

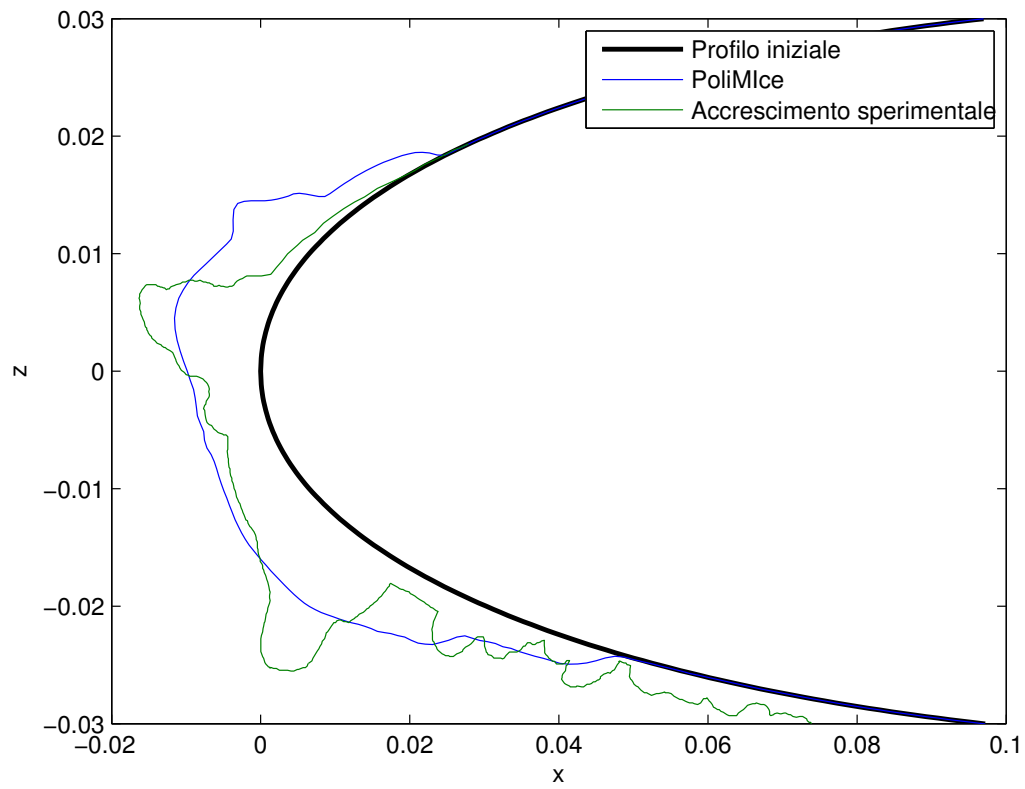


Figura 6.19: NACA0012, caso 4: confronto risultati a 690 secondi con i risultati sperimentali

6.5 Ala dritta ad apertura finita: caso 1

Per il caso tridimensionale è stata studiata inizialmente un'ala dritta ad apertura finita con profilo NACA0012. Le condizioni di volo considerate sono le seguenti:

- Velocità asintotica = 50 m/s
- Corda del profilo = 0.5 m
- Apertura alare = 1.5 m
- Incidenza = 0°
- Diametro delle particelle = $20 \mu\text{m}$
- Temperatura atmosferica = 260.55 K
- Pressione atmosferica = 100000 Pa
- LWC: 0.5 g/m^3

La collection efficiency all'istante iniziale viene riportata nella figura 6.20 qui di seguito: notiamo che si ha lo stesso comportamento del caso bidimensionale, con massimo di β nella zona della linea di ristagno lungo tutta l'apertura.

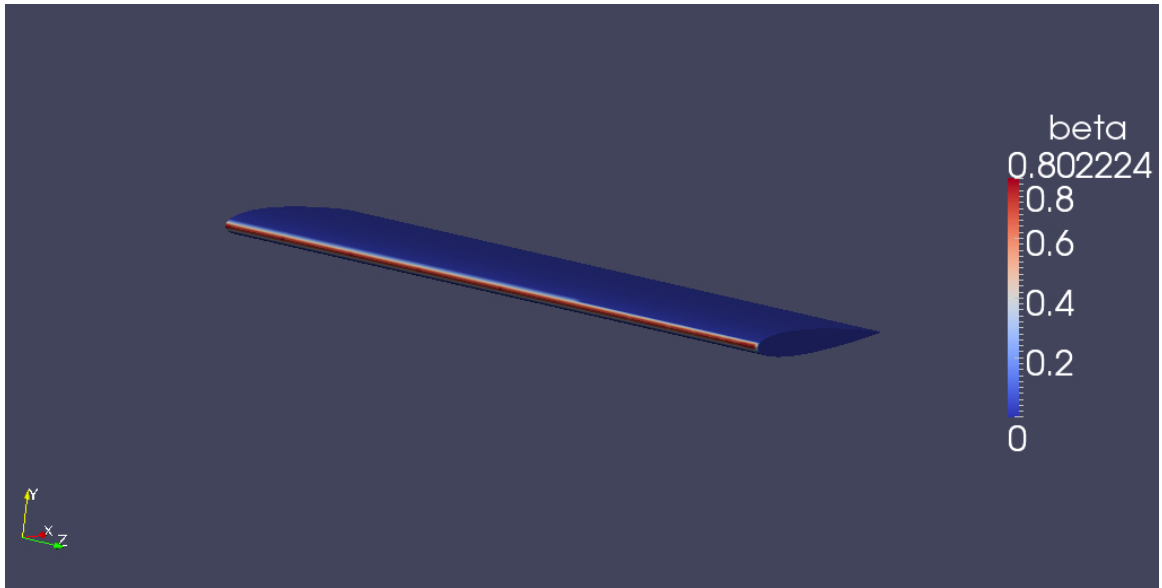


Figura 6.20: Ala dritta, caso 1: collection efficiency, istante iniziale

Si è scelto di aggiornare il campo di moto e le traiettorie delle gocce ogni 20 secondi, mentre di calcolare l'accrescimento di ghiaccio ogni secondo. Questa scelta è stata obbligata dall'elevato costo computazionale richiesto per calcolare il campo

di moto. I risultati ottenuti sono però qualitativamente confrontabili con quanto avviene in realtà e vengono riportati nella figura seguente (6.21).

Il calcolo di ogni singolo campo di moto è stato effettuato in parallelo e ha una durata dalle 36 alle 48 ore mentre il calcolo delle traiettorie dell'intera nube di gocce d'acqua, sempre il parallelo, ha durata circa pari a 24 ore, in quanto si è studiato un numero elevato di particelle. Nello studio tridimensionale riveste un tempo importante la creazione della griglia di calcolo tramite ICEM Ansys (circa 90 minuti), questo tempo è possibile abbatterlo implementando un algoritmo di deformazione della sola griglia di calcolo iniziale, successivamente alla modifica della geometria dovuta all'accrescimento.

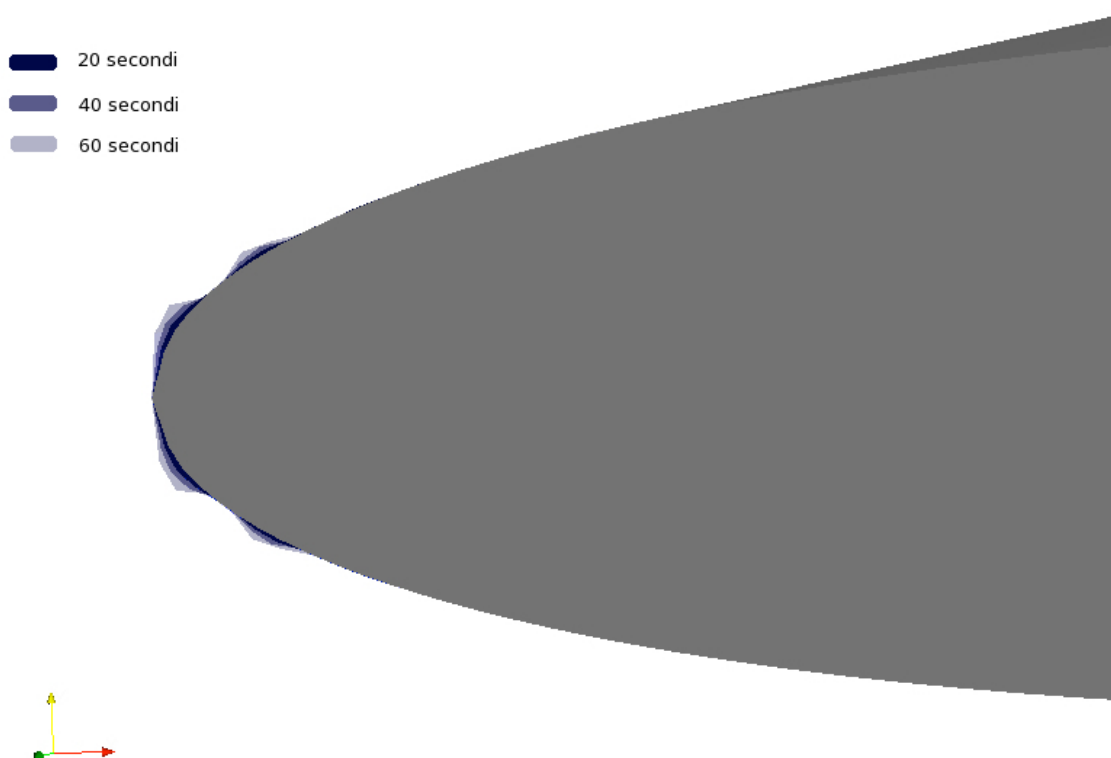


Figura 6.21: Ala dritta, caso 1: accrescimento ghiaccio 20, 40 e 60 secondi

Come mostrato nei casi bidimensionali vi è un accrescimento simmetrico tra dorso e ventre dovuto alla condizione di incidenza nulla.

Nella zona del punto di ristagno non si ha però accrescimento, per capire i motivi di questo comportamento si deve effettuare uno studio più dettagliato. L'informazione più importante che scaturisce è l'esistenza di un determinato valore di velocità asintotica al di sotto della quale non è possibile la formazione di ghiaccio al punto di ristagno, almeno per la condizione ambientale in esame.

Un comportamento di questo tipo, sebbene non intuitivo, può essere giustificato dal fatto che i flussi termici considerati nel bilancio termico dipendono in maniera sia lineare che non lineare dal modulo della velocità asintotica.

La conseguenza è che, per un determinato intervallo di valori di velocità, il flusso termico entrante nella cella di calcolo, composto da quello associato a riscaldamento cinetico e quello rilasciato durante l'impatto delle gocce sulla superficie, è maggiore rispetto a quello uscente, che a sua volta è composto dai termini associati alla convezione e alla conduzione di calore verso la parete, generando così un'impossibilità di formazione di ghiaccio nella cella considerata.

6.6 Ala dritta ad apertura finita: caso 2

Le condizioni considerate sono le seguenti:

- Velocità asintotica = 120 m/s
- Corda del profilo = 0.5 m
- Apertura alare = 1.5 m
- Incidenza = 0°
- Diametro delle particelle = $20 \mu\text{m}$
- Temperatura atmosferica = 260.55 K
- Pressione atmosferica = 100000 Pa
- LWC: 0.5 g/m^3

L'accrescimento di ghiaccio dopo 60 secondi è riportato nella figura seguente (6.22), notiamo sempre una formazione di ghiaccio simmetrica dovuta all'incidenza nulla e come, differentemente dal caso precedente, si venga a formare ghiaccio anche nella zona della linea di ristagno, questo è in linea con le osservazioni fatte in precedenza riguardo la velocità asintotica. Una tale formazione di ghiaccio anche al punto di ristagno fa sì che non si presenti più la geometria a corna presente nel caso precedente. La formazione di ghiaccio irregolare presente al dorso può essere causata dall'elevato intervallo di tempo per l'aggiornamento del campo aerodinamico e delle traiettorie delle gocce d'acqua (ovvero 20 secondi), come detto in precedenza un intervallo molto ampio può generare fin da subito un insorgere di irregolarità che, con il passare del tempo, vanno ad amplificarsi e a risultare importanti, come in questo caso. Bisogna anche sottolineare che l'accrescimento di ghiaccio viene calcolato sempre con un intervallo di tempo unitario.

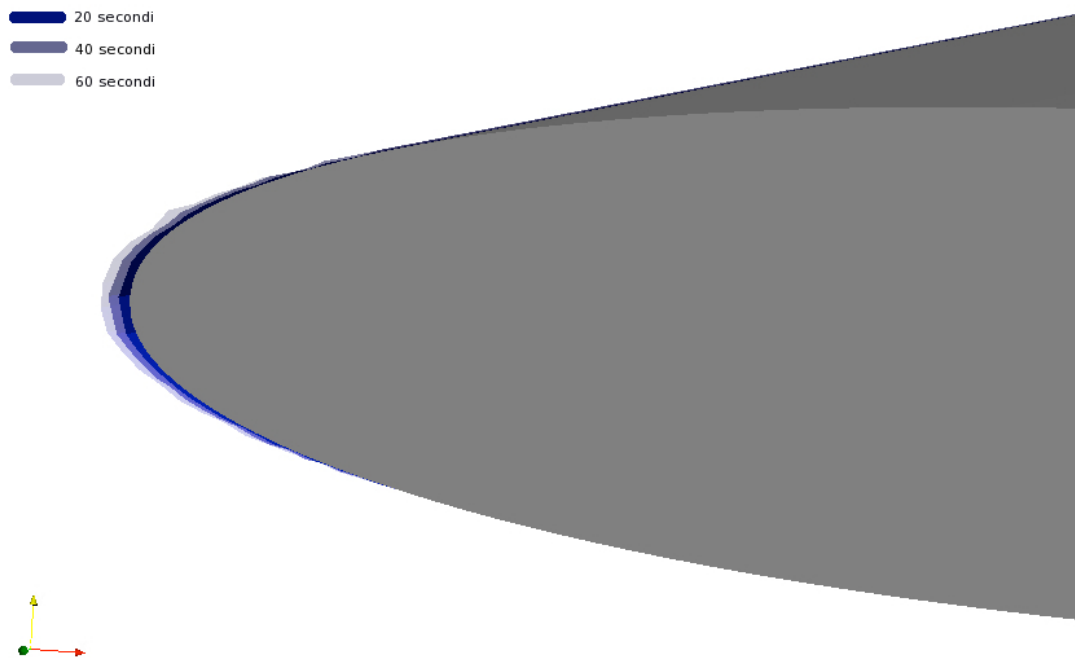


Figura 6.22: Ala dritta, caso 2: accrescimento ghiaccio 20, 40 e 60 secondi

Come riportato nella sezione 6.5, la distribuzione della collection efficiency nel caso tridimensionale per un'ala dritta assume lo stesso comportamento ottenuto studiando il profilo nel caso bidimensionale a pari condizioni. Riportiamo di seguito il confronto dello studio nel caso bidimensionale con l'andamento di β in due sezioni tipiche per l'ala considerata, vicino all'estremità (figura 6.24) e vicino alla radice (figura 6.23): notiamo che i risultati che si ottengono in tre dimensioni hanno lo stesso comportamento bidimensionale lungo tutta l'apertura alare, ad esclusione di una zona limitata verso l'estremità.

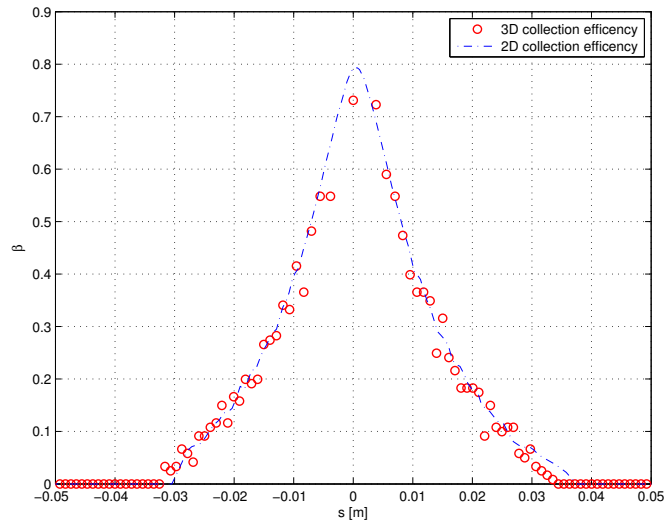


Figura 6.23: Ala dritta, caso 2: confronto 2D e 3D collection efficiency, radice

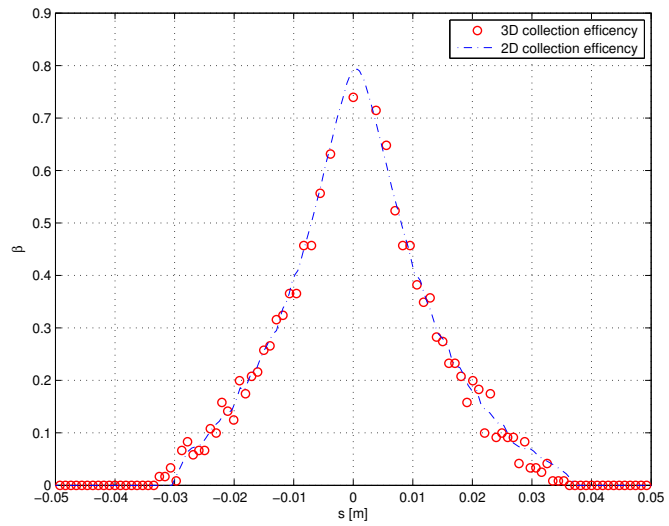


Figura 6.24: Ala dritta, caso 2: confronto 2D e 3D collection efficiency, estremità

6.7 Ala OneraM6: caso 1

Si è poi studiata l'ala OneraM6 nelle seguenti condizioni:

- Velocità asintotica = 50 m/s
- Incidenza = 0°
- Diametro delle particelle = $20 \mu m$
- Temperatura atmosferica = 260.55 K
- Pressione atmosferica = 100000 Pa
- LWC: $0.5 g/m^3$

La collection efficiency all'istante iniziale e l'accrescimento di ghiaccio dopo 80 secondi vengono riportati nelle figure 6.25 e 6.26, si è scelto di aggiornare il campo di moto e le traiettorie delle gocce ogni 20 secondi, mentre di calcolare l'accrescimento di ghiaccio ogni secondo.

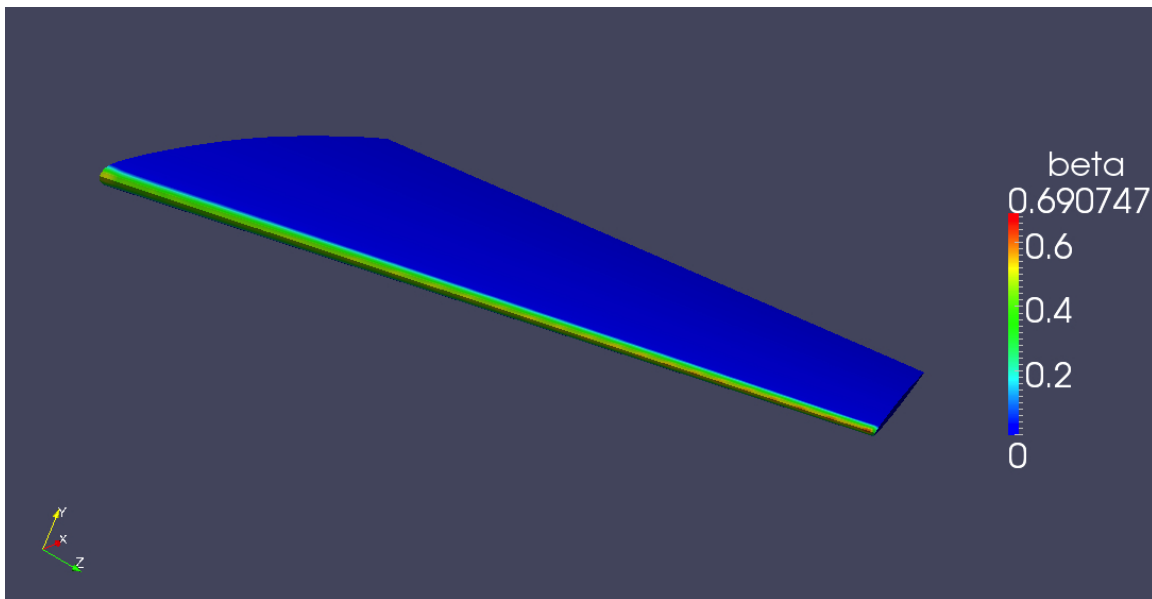


Figura 6.25: Ala OneraM6, caso 1: collection efficiency, instante iniziale

Nel caso dell'OneraM6 si nota la nascita di due corna su tutto il bordo d'attacco similmente al caso trattato dell'ala dritta (sezione 6.5). A differenza di quest'ultima però l'Onera, essendo dotata di freccia, presenta uno spessore di ghiaccio nella zona del ristagno che va aumentando spostandosi dalla radice verso l'estremità alare. Inoltre sempre muovendosi in questa direzione si manifesta la formazione di due ulteriori corni, di altezza sempre maggiore, simmetrici rispetto alla corda,

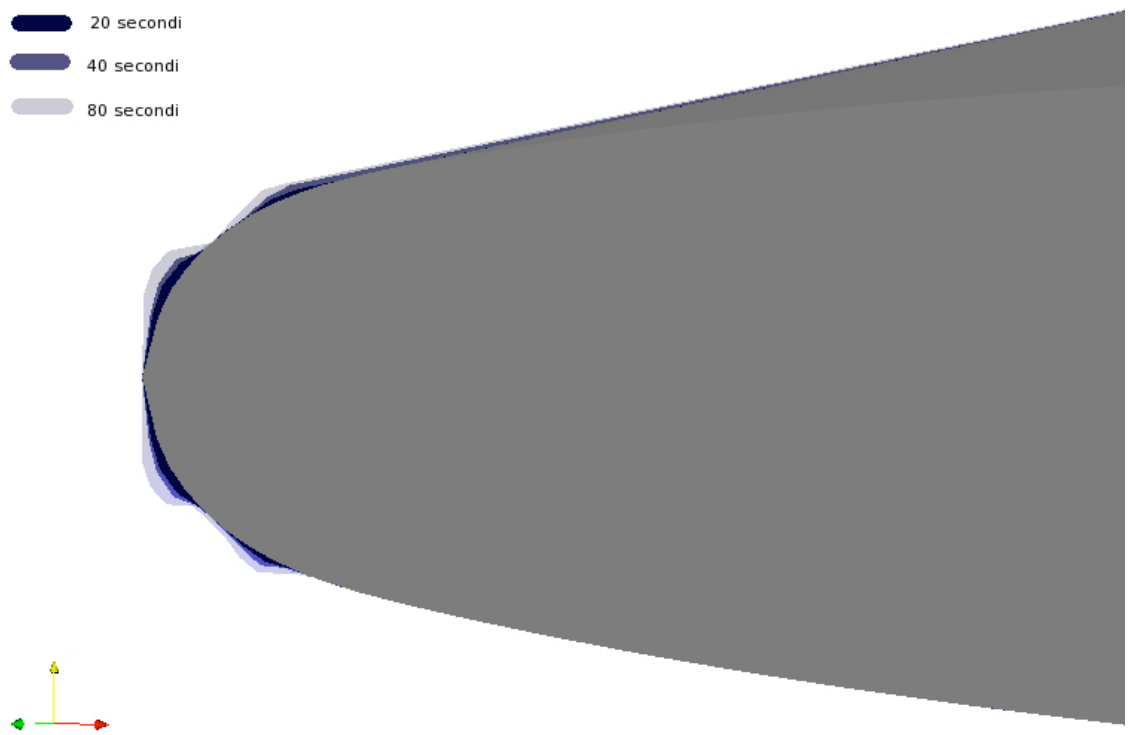


Figura 6.26: Ala OneraM6, caso 1: accrescimento ghiaccio 20, 40 e 80 secondi

posti poco più a valle di quelli che invece si formano al bordo di attacco. Questi due particolari comportamenti sono da imputare all'effetto di scorrimento del film liquido proprio nella direzione indicata.

Vicino alla radice la quantità di acqua è presumibilmente troppo bassa per permettere la formazione di ghiaccio, come anche avvalorato dal valore di picco della collection efficiency in questa zona e di cui verrà proposto uno studio dettagliato. Si crea quindi un film liquido che scorre, come da ipotesi, secondo la direzione del flusso locale esterno allo strato limite, che nel caso di ala con freccia, come quella in esame, ha una componente diretta verso l'estremità. Si forma quindi una portata di acqua che sommandosi alle gocce impattanti e al flusso in uscita dai pannelli di bordo di attacco pone le condizioni per la nascita del ghiaccio.

Studiando in prima approssimazione la figura rappresentante la collection efficiency, possiamo notare che questi effetti non producono particolari ed evidenti distribuzioni della β sulla superficie, avvicinandosi all'estremità alare notiamo però che si hanno valori maggiori di questo parametro.

E' utile effettuare uno studio più dettagliato e in particolare un confronto, sezione per sezione, tra la collection efficiency ottenuta tramite uno studio bidimensionale ed uno tridimensionale. Vengono riportati gli andamenti della collection efficiency per una sezione nella prima parte dell'ala OneraM6 (figura 6.27) e per una sezione vicina all'estremità (figura 6.28).

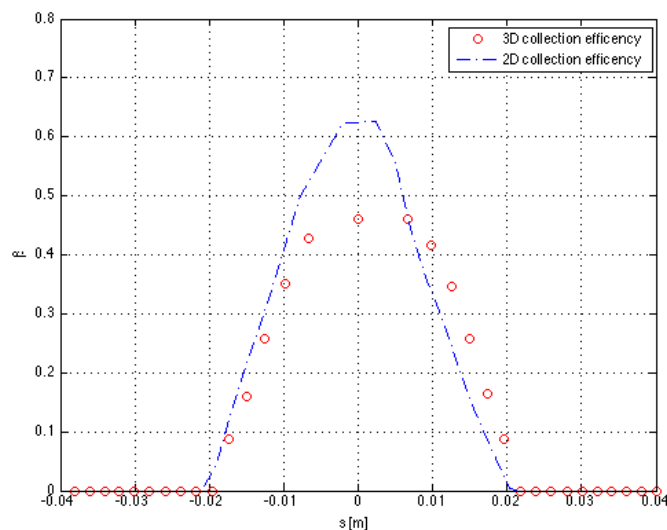


Figura 6.27: Ala OneraM6, caso 1: confronto collection efficiency 2D e 3D, radice

Confrontando le distribuzioni notiamo che per entrambe le figure si hanno limiti di impatti pressoché uguali tra il caso bidimensionale e il caso tridimensionale.

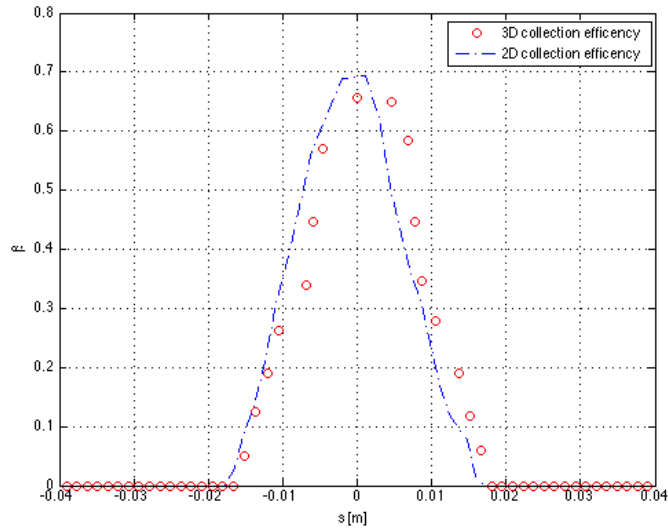


Figura 6.28: Ala OneraM6, caso 1: confronto collection efficiency 2D e 3D, estremità

Verso la radice si ha una maggiore differenza tra risultati bidimensionali e tridimensionali mentre verso l'estremità le discrepanze sono minime. La differenza nella zona verso la radice è dovuta alla presenza di questi fenomeni tridimensionali (nascono componenti di velocità lungo z) caratteristici delle ali con angolo a freccia. Queste correnti lungo l'apertura portano ad avere una concentrazione maggiore di impatti di gocce all'estremità e quindi un aumento della collection efficiency, generando una distribuzione sempre più simile al caso bidimensionale. Analizzando i soli casi bidimensionali si può anche notare che la collection efficiency è comunque minore alla radice rispetto l'estremità, in quanto qui la corda è maggiore e, riferendosi allo studio parametrico nei capitoli precedenti, si ha un massimo di β inferiore.

6.8 Ala OneraM6: caso 2

Si è scelto infine di studiare un'ala OneraM6 in incidenza. Le condizioni di volo sono le seguenti:

- Velocità asintotica = 50 m/s
- Incidenza = 3°
- Diametro delle particelle = $20 \mu m$

- Temperatura atmosferica = 260.55 K
- Pressione atmosferica = 100000 Pa
- LWC: 0.5 g/m^3

Il campo di moto e le traiettorie delle gocce sono stati aggiornati ogni 20 secondi, mentre si è scelto di calcolare l'accrescimento di ghiaccio ogni secondo. I risultati vengono riportati nella figura seguente (6.29) per un solo istante temporale di 20 secondi.

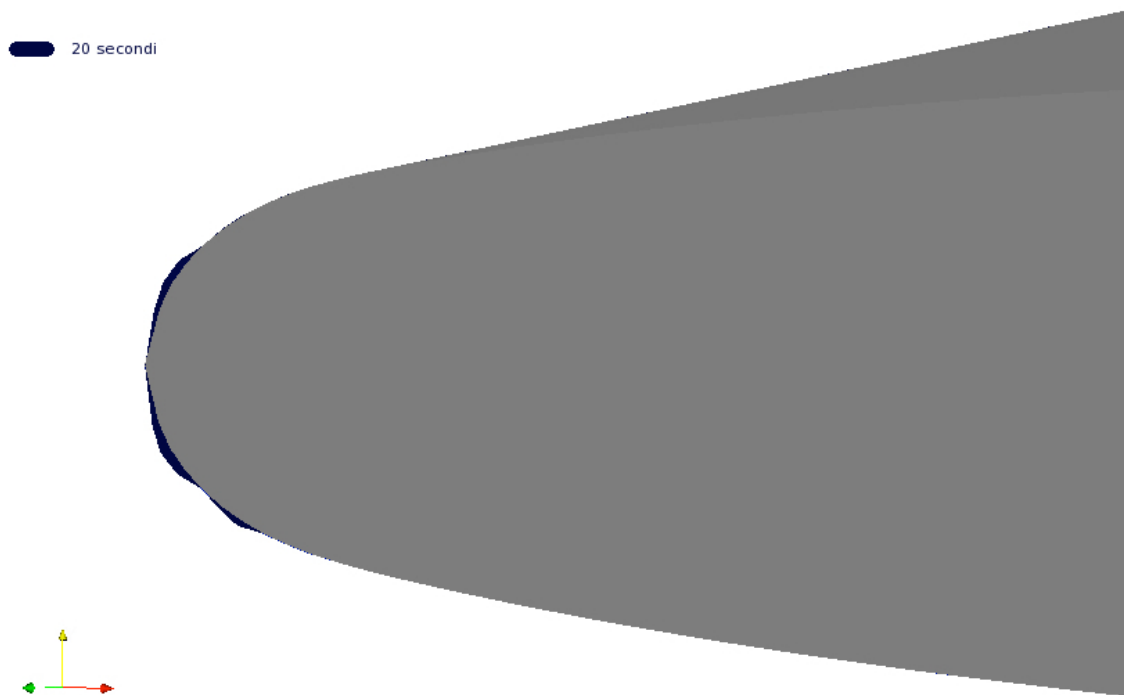


Figura 6.29: Ala OneraM6, caso 2: accrescimento ghiaccio, 20 secondi

Come descritto precedentemente, si è voluto riportare questo caso per il solo motivo di visualizzare e validare un'accrescimento di ghiaccio non simmetrico dovuto alla condizione di incidenza non nulla. Possiamo notare che si formano sempre le irregolarità precedentemente descritte e definite corna, al dorso si ha la formazione di un solo corno mentre al ventre (sempre per l'incidenza non nulla) si ha una formazione a doppio corno.

Capitolo 7

Conclusioni e sviluppi futuri

In questo lavoro di tesi è stato sviluppato un nuovo ambiente per la simulazione dell'accrescimento di ghiaccio su superfici aeronautiche, il quale implementa un nuovo modello matematico di previsione definito nella stessa tesi. La piattaforma creata prevede un'interfaccia con un qualsiasi solutore CFD per il calcolo aerodinamico, in particolare nella presente tesi si è utilizzato il software libero OpenFOAM. Dai risultati ottenuti in questo lavoro di tesi possiamo apprezzare notevoli miglioramenti e possiamo concludere così che la scelta di affiancare ad un modello di accrescimento modificato l'utilizzo di una simulazione RANS per il campo di moto, presa inizialmente, trova nei risultati ottenuti un riscontro positivo. Le modifiche introdotte sono solo le basi per un ulteriore sviluppo futuro: come detto nell'analisi dei risultati esistono problematiche di non poco conto le quali influenzano i risultati soprattutto nelle zone lontano dal punto di ristagno, dove il flusso risulta più complesso, mentre nella zona attorno al punto di ristagno dove il flusso è più regolare si ottengono risultati concordi con quelli sperimentali presenti in letteratura. Si dovrebbero quindi implementare modelli multizona che tengano conto delle caratteristiche locali della formazione di ghiaccio e adottino volta per volta l'appropriato set di equazioni. In particolare si possono evidenziare tre aree principali che descrivono l'accrescimento di ghiaccio (figura 7.1):

- *Smooth*, zona liscia
- *Rough*, zona rugosa
- *Runback*, zona di scorrimento

La zona liscia, caratterizzata da un flusso non troppo complicato dove sono meglio rispettate le ipotesi alla base del modello implementato, dà luogo ad una formazione di ghiaccio che è ben descritta dal codice PoliMIce. Le restanti due zone, governate da fenomeni più complessi, necessitano così (come è ben visibile

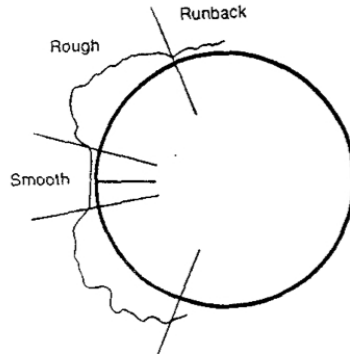


Figura 7.1: Esempio di accrescimento di ghiaccio su di un corpo

nei risultati presentati) un'ulteriore generalizzazione dei modelli implementati: per esempio nella zona rugosa viene a cadere l'ipotesi di rugosità costante considerata nel calcolo del coefficiente di scambio termico convettivo mentre nella zona runback riveste un importante ruolo lo studio della dinamica del film liquido.

Come indicato precedentemente, una delle cause di discordanza dei risultati lontano dal punto di ristagno è la scelta di un accrescimento che avviene, ad ogni istante temporale, lungo le normali della superficie pulita. Inizialmente nel codice PoliMIce l'algoritmo di accrescimento prevedeva l'aggiornamento delle direzioni di accrescimento ad ogni istante temporale in funzione della geometria deformata, ciò però ha portato all'insorgere di problemi dovuti all'avanzamento del fronte, con la compenetrazione di nodi all'interno del corpo. Si è cercato di rimediare a questi problemi, ottenendo però solamente un effetto di ritardo nel loro insorgere.

Per quanto riguarda il modello di accrescimento, ulteriori miglioramenti possono 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 previsioni, soprattutto nella zona di runback, e permetteranno la simulazione dei rivulets o di situazioni post de-icing nel caso in cui non sia disponibile un dispositivo full-evaporative.

La presenza di sistemi anti-icing e il loro effetto nel tempo, potrà essere introdotta imponendo uno specifico valore di flusso termico a parete, ma le equazioni che descrivono l'andamento di temperatura dovranno ora tenere conto della variazione temporale di questa, obbligando a passare attraverso la risoluzione di un'equazione alle derivate parziali.

Per quanto riguarda l'interfaccia con il solutore aerodinamico, potrebbe essere ef-

fettuato uno studio che preveda l'accoppiamento con diversi software CFD, non limitandosi solo ad OpenFOAM. Il codice implementato in PoliMIce è infatti in grado di ricevere in ingresso i parametri richiesti (collection efficiency, coefficiente di scambio termico convettivo e velocità esterna dello strato limite) ottenuti da un qualsiasi solutore aerodinamico, purché si rispetti la formattazione dei file di input e dei file che descrivono la geometria.

Concentrandoci sullo studio CFD in OpenFOAM, questo lavoro di tesi, in particolare per la creazione del dominio e della griglia di calcolo, presenta una forte limitazione per il caso tridimensionale, dove è previsto lo studio di sole superfici di interesse aeronautico, generando una precisa struttura della mesh. Si può prevedere l'implementazione di una griglia di calcolo non strutturata che permetta di considerare una qualsiasi geometria per cui sia necessario lo studio dell'accrescimento di ghiaccio.

Come detto nei capitoli iniziali di questo lavoro di tesi, la griglia di calcolo viene ri-costruita ad ogni istante di tempo per cui si vuole aggiornare il campo di moto e lo studio delle traiettorie delle gocce d'acqua, si può prevedere alternativamente un algoritmo di deformazione della griglia di calcolo che permetta una notevole diminuzione dei tempi computazionali.

Ulteriori miglioramenti si possono ottenere studiando in maniera più accurata la dinamica dell'impatto di gocce d'acqua sulla superficie considerata, ottenendo così una distribuzione della collection efficiency più realistica. Le particelle d'acqua devono essere considerate deformabili, prevedendo possibili scissioni (splash), e devono essere sviluppati modelli di impatti per diverse angolazioni, in presenza di film liquido e strato limite. Può quindi essere così considerata la possibilità che una frazione della goccia d'acqua venga reimpressa nel campo di moto, perdendosi a valle del corpo oppure andando ad impattare altrove la superficie.

Appendice A

Struttura della procedura e dei file

A.1 File di ingresso

La piattaforma PoliMIce sviluppata richiede in ingresso i seguenti file di testo:

- *input_data*, contiene i valori dei principali parametri del campo di moto, della distribuzione delle particelle e degli istanti temporali per cui viene calcolato l'accrescimento
- *geometric_parameters*, contiene i principali parametri geometrici del profilo NACA nel caso bidimensionale e dell'ala nel caso tridimensionale
- *td_data*, contiene i valori dei principali coefficienti termodinamici necessari al codice
- *mesh_parameters*, contiene i parametri necessari per la creazione della mesh

Viene ora riportato nello specifico la formattazione dei file sopra citati e i parametri contenuti.

Il file *input_data* è così strutturato:

- Tempo iniziale della simulazione
- Tempo totale della simulazione
- Intervallo temporale tra due aggiornamenti dell'aerodinamica
- Intervallo temporale per l'accrescimento di ghiaccio

- Componente lungo l'asse x della velocità asintotica
- Componente lungo l'asse y della velocità asintotica
- Componente lungo l'asse z della velocità asintotica
- Temperatura ambiente
- Pressione ambiente
- Liquid Water Content LWC
- Limite inferiore della distribuzione di gocce d'acqua lungo y (asse z nel caso bidimensionale)
- Limite superiore della distribuzione di gocce d'acqua lungo y (asse z nel caso bidimensionale)
- Numero di particelle di cui è condotto il calcolo delle traiettorie lungo y
- Limite inferiore della distribuzione di gocce d'acqua lungo z (nel caso bidimensionale questo parametro non deve essere inserito)
- Limite superiore della distribuzione di gocce d'acqua lungo z (nel caso bidimensionale questo parametro non deve essere inserito)
- Numero di particelle di cui è condotto il calcolo delle traiettorie lungo z (nel caso bidimensionale questo parametro non deve essere inserito)

Il file *geometric_parameters* per il caso bidimensionale è così strutturato:

- Corda del profilo
- Numero di punti con cui si vuole discretizzare la linea media del profilo
- Sigla NACA (ogni cifra deve essere distanziata dall'altra da uno spazio)
- Incidenza con cui si vuole rappresentare il profilo (solitamente nulla, una situazione di incidenza viene poi riprodotta imponendo le componenti di velocità asintotica in y e z diverse da zero)

Mentre per il caso tridimensionale il file assume la seguente formattazione:

- Corda del profilo
- Sigla NACA (ogni cifra deve essere distanziata dall'altra da uno spazio)

- Taper ratio
- Lunghezza dell'apertura alare
- Numero di pannelli con cui si vuole descrivere il bordo d'attacco
- Numero di pannelli con cui si vuole descrivere la restante parte dell'ala
- Numero di punti da eliminare per rappresentare il bordo d'uscita (parametro necessario per la creazione di una griglia strutturata)
- Numero di sezioni con cui rappresento l'ala

Nei casi 3D in cui si è presa in esame l'OneraM6, questo file contiene i soli ultimi 4 parametri, in quanto corda, profilo e taper ratio sono fissati in letteratura.

Il file *td_data* è così strutturato:

- Densità dell'aria
- Viscosità cinematica dell'aria
- Calore specifico a pressione costante dell'aria
- Conduttività termica dell'aria

Infine il file *mesh_parameters* (necessario per il solo caso bidimensionale) è così strutturato:

- Fattore di scala del dominio (solitamente unitario)
- Semi.altezza del dominio
- Profondità del dominio (questa grandezza deve essere molto piccola)
- Lunghezza della zona a valle del profilo
- Numero di celle sul profilo lungo la corda
- Numero di celle nella direzione trasversale al flusso
- Numero di celle nella regione a valle del profilo
- Numero di celle lungo la profondità del dominio (si impone sempre una sola cella)
- Fattore di espansione delle celle allontanandosi dal profilo
- Fattore di espansione delle celle sul bordo d'attacco (nella zona a C della griglia di calcolo)
- Fattore di espansione delle celle nella zona a valle del profilo

A.2 Geometria e parametri caratteristici per l'accrescimento di ghiaccio

Tramite il codice atto alla generazione della geometria questa verrà salvata all'interno di due tipologie di file:

- *0_NODES* , contiene la lista dei nodi appartenenti alla geometria, su di ogni riga si hanno le 3 (solo 2 nel caso bidimensionale) coordinate cartesiane di ogni punto
- *0_CONNECTIVITY*, detta il modo con cui i nodi sono collegati e quindi come sono fatti gli elementi superficiali, ad ogni riga vi è il numero di nodi che compone il singolo pannello e l'indice degli stessi

Il prefisso 0 sta ad indicare che si tratta della geometria iniziale, ad ogni istante per cui verrà calcolata la nuova geometria verrà creato il file che (sia per NODES che per CONNECTIVITY) avrà prefisso coincidente con l'istante temporale considerato.

Dopo aver creato la geometria e la mesh (tramite la routine di OpenFOAM o il software ausiliario esterno) vengono ricavati i parametri necessari al modello di accrescimento, questi vengono salvati in un file di testo denominato *0_AeroDynamicData* che conterrà quindi in ogni riga le seguenti quantità:

- Collection Efficiency β
- Coefficiente di scambio termico convettivo
- Recovery factor
- Componente lungo l'asse x della velocità locale
- Componente lungo l'asse y della velocità locale
- Componente lungo l'asse z della velocità locale

A.3 File di uscita PoliMIce

Una volta avviata la simulazione PoliMIce, verranno letti i file sopra descritti (NODES, CONNECTIVITY e AeroDynamicData) e restituita una serie di file in uscita. I file vengono salvati in specifiche cartelle indicanti l'istante della simulazione per cui si ha aggiornato il campo di moto.

Ciò che PoliMIce crea sono tre tipi di informazione:

- Lista di nodi, con la posizione aggiornata in conseguenza alla formazione dello spessore di ghiaccio
- Connettività aggiornata, nel caso in cui vengano aggiunti, sottratti o modificati elementi in seguito all'azione del correttore geometrico
- File testo in cui è elencata, per riga, la soluzione su ogni singolo elemento

I primi due sono l'analogo di quanto descritto in precedenza, con la sola differenza che al posto dello zero sarà presente, all'inizio del nome, l'istante temporale a cui si riferisce.

Lo stesso sistema di notazione vale per la soluzione dove è possibile trovare su di ogni riga numerose informazioni, nell'ordine

- Spessore del film liquido
- Spessore di ghiaccio
- Spessore limite rime-glaze B_g
- Temperatura sulla superficie del ghiaccio
- Temperatura sulla parete
- Flusso termico a parete
- Rugosità
- Massa entrante, a causa dello scorrimento del film liquido, sull'elemento
- Massa uscente, a causa dello scorrimento del film liquido, sull'elemento
- Rateo di accrescimento glaze
- Superficie dell'elemento

A.4 Funzionamento integrato al solutore aerodinamico

L'accoppiamento col solutore aerodinamico avviene per mezzo di un file bash, richiamato da terminale Linux. In primo luogo la *bash* si occupa di creare tutte le cartelle temporali nelle quali poi PoliMIce e OpenFOAM andranno a scrivere i file dati.

Una volta fatto questo e creata nella cartella 0 la geometria iniziale viene chiamato

il solutore aerodinamico per il calcolo del campo di moto e delle traiettorie delle gocce d'acqua. I risultati CFD ottenuti vengono elaborati e i parametri necessari al modello di accrescimento salvati nel file *0_AeroDynamicData.txt*. Viene poi eseguito PoliMIce che legge i file, svolge i calcoli di accrescimento e salva i file di uscita relativi. Questo avviene fino al raggiungimento dell'istante temporale in cui deve essere aggiornato il campo aerodinamico dopo il quale viene cambiata la directory corrente.

La bash si occupa quindi di copiare i file della geometria finale, aggiornata con la distribuzione di spessore di ghiaccio, nella cartella successiva, cambiare directory, chiamare il solutore aerodinamico e poi nuovamente PoliMIce.

Tutto il ciclo si ripete finchè non è coperta la durata totale della simulazione indicato nel file *input_data*.

Bibliografia

- [1] E. Borghi, A. Guardone, and G. Quaranta. Assessment of an improved Myers model for airfoil icing. *3rd CEAS Air and Space Conference*.
- [2] Arden L. Buck. New equation for Computing Vapor Pressure and Enhancement Factor. *National Center for Atmospheric Research, Boulder, CO 80307*, 1981.
- [3] Tuncer Cebeci and Fassi Kafyeke. Aircraft Icing. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 2003, 35:11-21.
- [4] R.A. da Silveira, C.R. Maliska, D.A. Estivam, and R. Mendes. Evaluation of Collection Efficiency methods for icing analysis. *17th Congress of Mechanical Engineering*, November, 2003.
- [5] Guy Fortin, Jean-Louis Laforte, and Adrian Ilinca. Heat and mass transfer during ice accretion on aircraft wings with an improved roughness model. *International Journal of Thermal Science* 45, 595-606, 2006.
- [6] GR.W. Gent, N.P Dart, and J.T. Cansdale. Aircraft icing. *Phil. Trans R Soc Lond A* 358:2873 2911, 2000.
- [7] C. Ghenai and C. X. Lin. Verification and Validation of NASA LEWICE 2.2 Icing Software Code. *Florida International University, Miami, Florida 33174*, Journal of Aircraft, Vol. 43, No. 5, September-October, 2006.
- [8] Robert C. Henry, Didier Guffond, Francois Garnier, and Andrè Bouveret. Heat Transfer Coefficient Measurement on Iced Airfoil in Small Icing Wind Tunnel. *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, Vol. 14, No. 3, July-September 2000.
- [9] J.M Hill. One dimensional Stefan problem: an introduction. *Longmann Science Technical, Harlow, England, U.K.*, 1987.
- [10] H.Schlichting. Boundary layer theory. *7th edn. McGraw-Hill, New York*, 1979.

- [11] E. Iuliano, V. Brandi, and G. Mingione. Water Impingement Prediction on Multi-Elements Airfoils by Means of Eulerian and Lagrangian Approach with Viscous and Inviscid Air Flow. *44th AIAA Aerospace Science Meeting and Exhibit*, January, 2006.
- [12] B.L. Messinger. Equilibrium Temperature of an Unheated Icing Surface as a Function of Air Speed. *Journal of the Aeronautical Sciences*, pp 29-42, January, 1953.
- [13] Morency, F. Tesok, and I. Paraschivoiu. Anti-Icing System Simulation using CANICE. *Journal of Aircraft*, Vol. 36, No. 6, 1999, pp 999-1006.
- [14] T.G. Myers and J.P.F. Charpin. A mathematical mode for atmospheric ice accretion and water flow on a cold surface. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 45, 5483-5500, 2004.
- [15] T.G. Myers and D.W. Hammond. Ice and water film growth from incoming supercooled droplets. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 42, 2233-2242, 1999.
- [16] Tim G. Myers. Extension to the Messinger Model for Aircraft Icing. *Cranfield University, England MK43 0AL, United Kingdom*, AIAA Journal, Vol. 39, No. 2, 2001.
- [17] Langley Research Center NASA. <http://turbmodels.larc.nasa.gov>.
- [18] K. Politovich. Predicting Glaze or Rime Ice Growth on Airfoils. *Journal of Aircraft*, Vol. 37, No. 1, 2000, pp 117-121.
- [19] M.G. Potapczuk, K.M. Al-Khalil, and M.T. Velazquez. Ice Accretion and Performance Degradation with LEWICE/NS. *31th Aerospace Science Meeting and Exhibit*, 1993.
- [20] G. A. Ruff and B. M. Berkowitz. Users Manual for the NASA Lewis Ice Accretion Prediction Code (LEWICE). *NASA Contractor Report 185129*, 1990.
- [21] G.A. Ruff and B.M. Berkowitz. User Manual for NASA Lewis Ice Accretion Prediction Code (LEWICE). *NASA Contractor Report 185129*, 1990.
- [22] J. Shin and T. Bond. Result of an Icing Test on a NACA 0012 Airfoil in the NASA Lewis Icing Research Tunnel. *American Institute of Aeronautics and Astronautics Journal*, AIAA-92-0647, 1992.

- [23] K. Thomas, R.P. Cassoni, and C.D. MacArthur. Aircraft Anti-Icing and De-Icing Techniques and Modeling. *Journal of Aircraft*, Vol. 33, No. 5, 1996, pp 841-854.
- [24] P. Verdin, J.P.F. Charpin, and C.P. Thompson. Multistep Results in ICECREMO2. *Journal of Aircraft*, Vol. 46, No. 5, September-October 2009.
- [25] W.B. Wright, R.W. Gent, and D. Guffond. DRA / NASA / ONERA, Collaboration on icing research (Part II: prediction of airfoil ice accretion). *NASA/CR 202349*, 1997.