



POLITECNICO DI MILANO

FACOLTÀ DI INGEGNERIA INDUSTRIALE
Corso di Laurea Magistrale in Ingegneria Aeronautica

TESI DI LAUREA MAGISTRALE

**Analisi numerica tridimensionale
dell'impatto di gocce su film liquido sottile
in presenza di corrente di strato limite bifase**

Candidato:
Gianfranco Vitucci
Matricola 767510

Relatore:
Prof. Alberto Guardone

Correlatore:
Ing. Paola Brambilla

A Mamma, Papà, Eliana

Indice

1	Introduzione	1
1.1	Fenomenologia dell’impatto su film liquido	2
1.2	Simulazioni di correnti bifase	13
1.2.1	Simulazioni di impatto tridimensionale su film liquido	13
1.2.2	Simulazioni di strato limite bifase	22
1.3	Attività sperimentale	26
1.4	Obiettivi del lavoro	28
2	Metodo numerico	31
2.1	Metodi numerici per correnti multifase	31
2.1.1	Modelli numerici	32
2.2	Metodologie CFD per flussi bifase	32
2.2.1	DNS	33
2.2.2	DPE	33
2.2.3	Modello a due fluidi	34
2.3	Equazioni di governo e procedura numerica	34
2.3.1	Metodi di individuazione dell’interfaccia	34
2.3.2	Metodo VOF	35
2.4	Modello numerico in OpenFOAM	39
2.4.1	Solutori	39
2.4.2	Schemi numerici	40
2.4.3	Raffinamento dinamico di griglia	41
3	Correnti di strato limite bifase tridimensionali	45
3.1	Strato limite bifase	46
3.1.1	Modello in OpenFoam	46
3.2	Risultati e confronti	50
3.2.1	interFoam	50
3.2.2	interDyMFoam	55
3.2.3	Confronto tra i solutori	57
3.2.4	Confronto risultati 2D - 3D	58

4	Impatto normale 3D su corrente di strato limite bifase	63
4.1	Modello in OpenFoam	64
4.1.1	Griglia di calcolo	64
4.1.2	Condizioni iniziali ed al contorno	66
4.2	Risultati e confronti	68
4.2.1	Caduta della goccia	68
4.2.2	Andamento dei parametri caratteristici	71
5	Impatto obliquo 3D su corrente di strato limite bifase	79
5.1	Modello in OpenFoam	80
5.1.1	Griglia di calcolo	80
5.1.2	Condizioni iniziali ed al contorno	81
5.2	Risultati e confronti	84
5.2.1	Caduta della goccia	84
5.2.2	Andamento dei parametri caratteristici	84
5.3	Convergenza di griglia	96
6	Conclusioni e prospettive future	99
6.1	Conclusioni	99
6.2	Ulteriori sviluppi ed indagini	100

Elenco delle figure

1.1	Tipi di impatto	2
1.2	Visualizzazioni di regimi di impatto	6
1.3	Limite tra differenti regimi di impatto al variare di We , Oh , H	8
1.4	Evoluzione dello splashing	9
1.5	Evoluzione temporale del raggio della corona	11
1.6	Confronto altezza corona dati numerici e sperimentali	12
1.7	Numero di jet in funzione del We	13
1.8	Simulazioni numeriche Rieber-Frohn	14
1.9	Confronto raggio Rieber-Frohn, Yarin-Weiss	16
1.10	Evoluzione corona Rieber-Frohn	16
1.11	Confronto evoluzione raggio Nikolopoulos, Rieber-Frohn	17
1.12	Simulazione impatto $3D$ Nikolopoulos	18
1.13	Evoluzione parametri simulazione assialsimmetrica Brivio	20
1.14	Evoluzione parametri simulazione $3D$ Brivio	21
1.15	Simulazione $3D$ impatto a 40° Brambilla	22
1.16	Simulazione $3D$ impatto a 60° Brambilla	22
1.17	Confronto evoluzione altezza film Smyrniatos, Nelson	23
1.18	Evoluzione profilo velocità su lastra piana Smyrniatos	24
1.19	Campagna sperimentale impatto gocce su film liquido Okawa	27
2.1	Metodologie di individuazione dell'interfaccia	34
2.2	Mesh adattiva al variare del raffinamento dinamico	42
2.3	Procedura di raffinamento dinamico di griglia	43
3.1	Dominio	48
3.2	Profilo velocità interFoam x fissata	51
3.3	Profilo velocità interFoam t fissato	52
3.4	Profilo di velocità $3D$ a convergenza a z fissata	53
3.5	Andamento interfaccia IF	53
3.6	Profilo velocità interDyMFoam x fissata	55
3.7	Profilo velocità interDyMFoam t fissato	56
3.8	Andamento interfaccia IDMF	57
3.9	Confronto andamento interfaccia $3D$ vari solutori	57

3.10	Confronto andamento interfaccia $2D - 3D$ a convergenza . . .	58
3.11	Confronto profili velocità $2D - 3D$, $x = 0$	59
3.12	Confronto profili velocità $2D - 3D$, $x = 0.03$	60
3.13	Confronto profili velocità $2D - 3D$, $x = 0.06$	60
3.14	Confronto sforzi di taglio $3D - 2D$ all'interfaccia	61
4.1	Dominio e patch simulazione impatto normale	64
4.2	Caduta goccia impatto normale	68
4.3	Linee di corrente della velocità	70
4.4	Altezza e diametri di riferimento	71
4.5	Evoluzione dell'impatto normale	71
4.6	Confronto altezza $3D$ media adimensionale parte sinistra corona	72
4.7	Confronto altezza $3D$ media adimensionale parte destra corona	72
4.8	Particolare increspature	73
4.9	Confronto raggio $3D$ interno medio adimensionale	74
4.10	Confronto raggio $3D$ esterno medio adimensionale	75
4.11	Confronto raggio $2D - 3D$ medio adimensionale controcorrente	76
4.12	Confronto raggio $2D - 3D$ medio adimensionale direzione corrente	76
4.13	Confronto percentuali $3D$ volume liquido innalzato	77
4.14	Andamento in x baricentri $3D$ destro e sinistro	78
5.1	Domini iniziali al variare dell'angolo di impatto	81
5.2	Confronto andamento impatto $3D$, impatto 20°	85
5.3	Confronto andamento impatto $3D$, impatto 40°	85
5.4	Confronto andamento impatto $3D$, impatto 60°	86
5.5	Confronto andamento impatto $3D$, impatto 80°	86
5.6	Confronto altezza $3D$ media corona controcorrente	88
5.7	Confronto altezza $3D$ media corona direzione corrente	88
5.8	Confronto raggio interno $3D$ medio adimensionale controcor- rente	90
5.9	Confronto raggio interno $3D$ medio adimensionale direzione corrente	90
5.10	Confronto raggio esterno $3D$ medio adimensionale controcor- rente	91
5.11	Confronto massima percentuale volume liquido innalzato . . .	92
5.12	Confronto andamento percentuali volume liquido innalzato con $U_y > \frac{U_y}{5}$	93
5.13	Confronto andamento percentuali volume liquido innalzato con U_y soglia variabile	94
5.14	Andamento baricentri al variare dell'angolo di impatto	95
5.15	Convergenza di griglia: confronto U_x	96
5.16	Convergenza di griglia: confronto U_y	97

Elenco delle tabelle

1.1	Parametri di impatto	6
1.2	Parametri di simulazione Rieber-Frohn	15
1.3	Dominio e risoluzione simulazioni Brivio	19
1.4	Parametri di simulazione Cristina	25
1.5	Grandezze fisiche simulazione Cristina	25
1.6	Dimensioni celle diversi raffinamenti Cristina	25
1.7	Range parametri campagna sperimentale Okawa	27
3.1	Altezza film e proprietà fisiche	47
3.2	Risoluzione spaziale simulazione IF-IDMF	47
3.3	Condizioni al contorno	48
4.1	Numero celle e punti simulazione impatto normale	65
4.2	Risoluzione iniziale dominio impatto normale	65
4.3	Proprietà fisiche	66
4.4	Parametri adimensionali	66
4.5	Condizioni al contorno	67
5.1	Discretizzazione spaziale minima e massima	80
5.2	Risoluzione iniziale dominio impatti obliqui	80
5.3	Posizione iniziale della goccia	81
5.4	Velocità iniziale della goccia impattante	82
5.5	Variabili fisiche	82
5.6	Parametri adimensionali	82
5.7	Condizioni al contorno	83

Elenco dei simboli

Acronimi

CFD: Computational Fluid Dynamics

CSF: Continuum Surface Force

DNS: Direct Numerical Simulation

DPE: Dispersed Phase Elements

IDMF: Solutore interDyMFoam

IF: Solutore interFoam

VOF: Volume Of Fluid

Lettere greche

α : Frazione volumica del fluido

α^* : Funzione indicatrice dell'interfaccia interpolata

β : Angolo di impatto

δ : Delta di Dirac

ϵ : Quantità infinitesima

μ : Viscosità dinamica

ρ : Densità

σ : Tensione superficiale

Σ : Tensore di sforzo

τ : Tempo adimensionale

τ_0 : Tempo adimensionale iniziale

τ_{xy} : Sforzo di taglio

Simboli

\mathbf{f} :	Accelerazione dovuta alle forze di volume
\mathbf{n} :	Normale locale
\mathbf{n}^* :	Normale all'interfaccia interpolata
\mathbf{x}' :	Coordinata x locale
k :	Curvatura
d_{10} :	Diametro delle goccioline secondarie
h_0 :	Spessore del film liquido
K_s :	Parametro di splashing
p_{rgh} :	Pressione termodinamica
R_a :	Rugosità superficiale nominale
r_c :	Raggio della corona
R_{nd} :	Rugosità superficiale adimensionale
$S(t)$:	Superficie di integrazione
U_x :	Componente orizzontale della velocità
U_y :	Componente verticale della velocità
Bo:	Numero di Bond
D:	Diametro della goccia impattante
Fr:	Numero di Froude
g:	Accelerazione gravitazionale
H:	Altezza adimensionale
K:	Parametro di Sommerfeld
Oh:	Numero di Ohnesorge
p:	Pressione
Re:	Numero di Reynolds
t:	Tempo
U:	Velocità

V: Velocità della goccia impattante

We: Numero di Weber

x: Coordinata x

y: Coordinata y

z: Coordinata z

Sommario

Nel presente lavoro di tesi viene studiato per mano di simulazioni numeriche l'impatto di gocce d'acqua su strato liquido sottile in presenza di corrente di strato limite bifase. L'obiettivo principale è quello di caratterizzare il fenomeno tridimensionale dell'impatto normale e obliquo con *splashing* ad alti numeri di Weber e di indagare il modo in cui l'interazione tra la corrente esterna, il film liquido e lo strato limite contribuisca nell'evoluzione di questo fenomeno.

Il codice utilizzato appartiene alla suite open-source per la fluidodinamica computazionale (CFD) OpenFOAM [4] ed implementa la metodologia *Volume-Of-Fluid* (VOF) per correnti multifase.

Le simulazioni sono state effettuate in geometria tridimensionale, utilizzando griglie di calcolo adattive ed un raffinamento dinamico di griglia localizzato in prossimità dell'interfaccia aria-film liquido.

Lo studio condotto rappresenta un punto di partenza interessante ai fini della determinazione, in ambito aeronautico, della formazione e della distribuzione di ghiaccio sulle superfici aerodinamiche durante le fasi di volo (*icing*), condizione che si verifica con relativa frequenza e che spesso comporta una riduzione delle prestazioni ed un aumento dei rischi.

Parole chiave: impatto gocce; film liquido sottile; corrente di strato limite bifase; Volume-Of-Fluid (VOF); OpenFOAM

Abstract

The present work deals with the numerical study of water droplet impact onto thin liquid film in the presence of two-phase boundary layer flow. The main goal is to characterize the three-dimensional phenomenon of normal and oblique impact with splashing at high Weber numbers and to investigate the contribution of the interaction between the stream flow, the liquid film and the boundary layer to the development of the phenomenon.

The software used is part of the open-source for computational fluid dynamics (CFD) suite OpenFOAM [4], performing the *Volume-Of-fluid* (VOF) method for multiphase fluxes.

Simulations have been developed in three-dimensional geometry, using adaptive computational grids and a dynamic mesh refinement restricted around the air-liquid film interface.

This study constitutes a starting point for the determination, in the aeronautic environment, of the formation and distribution of ice onto aerodynamic surfaces during the flight (*icing*), a frequent factor that determinates a reduction of the performances and an increasing of the risks.

Keywords: droplet impact; thin liquid layer; stream of biphase boundary layer flow; Volume-Of-Fluid (VOF); OpenFOAM

Capitolo 1

Introduzione

Nel presente lavoro di tesi si sviluppa un'analisi numerica tridimensionale dell'impatto di gocce d'acqua su film liquido sottile, in presenza di una corrente esterna di strato limite. Si tratta di un particolare tipo di flusso multifase, nel quale le dinamiche dell'impatto tra la goccia e lo strato liquido sono influenzate dall'interazione con la corrente esterna.

Questo fenomeno è molto comune in natura ed è largamente impiegato in numerosi processi industriali, ragion per cui il suo studio è di notevole interesse scientifico: in ambito industriale soluzioni di questo tipo per il raffreddamento di superfici calde (pale di turbine, chips semiconduttori, dispositivi elettronici) con soluzioni spray, nella stampa a getto di inchiostro, nell'iniezione di combustibile nei motori, negli inceneritori; l'erosione e la dispersione di microorganismi provocate dall'impatto di gocce sui terreni sono fenomeni naturali di indubbio interesse.

In particolare questo lavoro di tesi si inserisce in un più ampio studio in ambito aeronautico, volto ad operare un'analisi sempre più dettagliata dell'impatto di gocce sulle superfici dei velivoli al fine di aumentare l'efficacia nella predizione del fenomeno dell'icing e della sua influenza sulle performance aerodinamiche e propulsive.

Nel seguito della trattazione si inquadrerà in modo dettagliato il fenomeno dell'impatto di gocce d'acqua in caduta libera in aria su film liquido sottile costituito dallo stesso fluido, a velocità elevate, quali sono quelle tipiche in campo aeronautico e tali da rendere l'impatto risultante sempre di tipo *splashing*. Si fornirà inoltre una caratterizzazione approfondita degli elementi, dei parametri e delle variabili che influenzano l'impatto: le condizioni al contorno, la dimensione e la velocità della goccia, la geometria e la topologia del dominio, lo spessore del film liquido, le caratteristiche fisiche e chimiche dei fluidi, la presenza di corrente esterna.

1.1 Fenomenologia dell'impatto su film liquido

Lo scenario delle possibili dinamiche di impatto di gocce è molto vario ed è governato da un ampio numero di parametri.

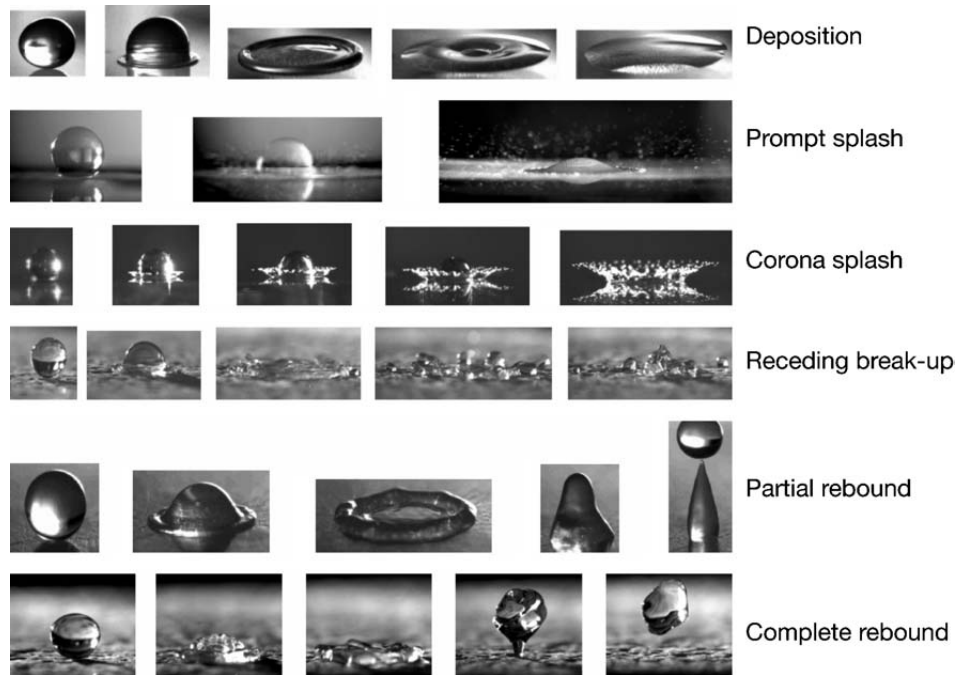


Figura 1.1: Visualizzazioni di impatti di gocce singole su superficie bagnata (tratto da [7])

Innanzitutto la goccia impattante può essere perfettamente sferica, ellittica, o assumere una configurazione deformata in virtù delle forze alle quali è soggetta durante la fase di caduta; può oscillare; può essere singola o far parte di un treno di più gocce che impattano con frequenza variabile l'una dopo l'altra o essere parte di una soluzione spray o nebulizzata su un'area relativamente estesa; può cadere in un ambiente completamente indisturbato oppure essere soggetta a perturbazioni generate dal campo di moto circostante; può attraversare uno strato limite prima di entrare in contatto con la superficie, risentendo di gradienti di velocità e di pressione; può avere dimensioni relative più o meno grandi rispetto a quelle dello strato fluido sul quale impatta.

La geometria del sistema è tridimensionale; i fluidi a contatto possono essere miscibili o immiscibili, Newtoniani oppure no, possono avere densità,

viscosità, viscoelasticità, tensione superficiale fortemente diverse, potrebbero essere chimicamente reattivi tra di loro o avere specifici comportamenti se immersi in un campo elettromagnetico.

La superficie sulla quale avviene l'impatto ha proprietà elastiche e inerziali che influenzano l'evoluzione del fenomeno; l'impatto, a sua volta, può avvenire a qualsiasi angolo e velocità relative o su una superficie completamente asciutta; se le velocità sono molto elevate (tipicamente nel caso aeronautico) anche la comprimibilità ha un suo ruolo; inoltre le vibrazioni della struttura, la rugosità superficiale o le onde presenti nel film liquido possono avere effetti non trascurabili.

A seguito dell'impatto di una goccia singola su superficie bagnata si possono avere comportamenti diversificati. La goccia può coalescere con il liquido, spalmarsi ed uniformarsi ad esso, può rimbalzare sul liquido o ancora può disgregarsi in numerose goccioline secondarie. Schematizzando dettagliatamente il fenomeno si rilevano i seguenti possibili scenari:

- *Floating*
- *Bouncing*
- *Coalescence*
- *Splashing*

Nel caso di *bouncing* la goccia impatta sulla superficie liquida e rimbalza via. Durante il contatto la goccia può essere costituita temporaneamente da entrambi i liquidi. Ne consegue che una parte di essa può rimanere intrappolata nel film (coalescenza parziale) con il risultato che la goccia riflessa è più piccola della goccia iniziale. Una delle condizioni essenziali per avere un rimbalzo completo della goccia è la presenza di disturbi sulla superficie liquida prodotti magari da gocce cadute in precedenza o da altri fattori, perchè nel rimbalzo della singola goccia gran parte dell'energia viene persa nella formazione del cratere per cui non ne rimane abbastanza per sfuggire all'attrazione del film.

La *coalescenza* comporta la rapida scomparsa della goccia nel film liquido senza la formazione di gocce secondarie. Questo fenomeno è spesso associato alla formazione di un piccolo cratere in superficie del film e di anelli vorticosi al suo interno. Il film liquido viene fortemente disturbato.

Lo *splashing* avviene se l'energia rilasciata dall'impatto è sufficientemente elevata. La superficie di riferimento iniziale viene fortemente deformata. Si genera una cavità emisferica che si allarga, il cui raggio può raggiungere anche ordini di grandezza maggiori della dimensione del raggio della goccia impattante. Un foglio liquido che prende il nome di corona, proprio per

via del suo aspetto molto simile, si innalza dal film liquido sottostante e si propaga radialmente per poi rompersi a sua volta per instabilità oppure depositarsi. Solitamente si generano gocce secondarie che si distaccano dal *rim* (bordo) della corona e dall'estremità del jet. In contrasto con lo *splashing* su superficie asciutta, nel caso di impatto su superficie bagnata non necessariamente si generano goccioline secondarie.

Caratteristica dello *splashing* è anche la formazione di una colonna liquida che si innalza dal centro del cratere formato in seguito all'impatto, definita *Worthington jet*. Si tratta di un getto perpendicolare al piano del film liquido, che si genera al centro dell'impatto e che a sua volta può rompersi per capillarità, dando origine ad una o più goccioline secondarie e la cui formazione avviene spesso in seguito alla deposizione della corona. La presenza o meno di questa struttura è stata utilizzata a lungo in passato come criterio per definire tale regime di impatto.

L'angolo di impatto e le condizioni al contorno hanno un'importanza rilevante soprattutto nella transizione *splashing - bouncing - coalescenza*: una leggera variazione delle condizioni al contorno provoca il passaggio dall'impatto con rimbalzo alla coalescenza allo *splashing*.

Talvolta si possono verificare anche altri fenomeni connessi all'impatto di gocce su superficie bagnata quali l'*effetto Leidenfrost*, ma necessitano di condizioni ben definite e ne settorializzano la trattazione in quanto casi particolari di fenomeni più generali.

Parametri caratteristici

Lo studio del fenomeno dell'impatto di gocce su film liquido risulta essere estremamente complesso data la molteplicità e la variabilità dei fattori che ne determinano la sua evoluzione. Per poterne operare una caratterizzazione esaustiva ci si avvale di diversi gruppi adimensionali, attraverso i quali si tiene conto nel modo più generale possibile di tutti i fattori e del loro ruolo. I gruppi adimensionali che descrivono il fenomeno si ottengono ricorrendo al teorema di Buckingham. Di seguito vengono illustrati i principali:

$$We = \frac{\rho DV^2}{\sigma} \quad Re = \frac{\rho DV}{\mu} \quad Oh = \frac{\mu}{(\rho\sigma D)^{1/2}} = \frac{We^{0.5}}{Re} \quad (1.1a)$$

$$H = \frac{h_0}{D} \quad \tau = \frac{tV}{D} \quad K = We \cdot Oh^{-2/5} \quad (1.1b)$$

$$Bo = \frac{\rho g D^2}{\sigma} \quad Fr = \frac{V^2}{gD} \quad R_{nd} = \frac{R_a}{D} \quad (1.1c)$$

in cui ρ , μ e σ rappresentano rispettivamente la densità, la viscosità dinamica e la tensione superficiale del film liquido, h_0 il suo spessore di riferimento prima dell'impatto, D e V_0 il diametro di riferimento e la velocità di impatto della goccia, g l'accelerazione di gravità, t il tempo, R_a la rugosità nominale. I gruppi adimensionali sono i seguenti: Weber We , Reynolds Re , Ohnesorge Oh , Bond Bo , Froude Fr ; τ , H e R_{nd} sono rispettivamente il tempo, lo spessore del film e la rugosità nominale adimensionali; questi parametri vengono utilizzati per poter confrontare tra loro i diversi fenomeni in condizioni di similarità.

Il parametro K prende il nome di numero di Sommerfeld e costituisce un importante riferimento per poter determinare il regime di impatto atteso.

Gli effetti della gravità sono legati ai numeri di Bond e di Froude: il primo è impiegato soprattutto nell'ambito della microfluidodinamica in quanto indica l'importanza che la gravità ha rispetto alla tensione superficiale in un fluido mentre il secondo esprime il rapporto tra le forze d'inerzia e le forze gravitazionali e dà importanti indicazioni per quanto riguarda la cinematica successiva all'impatto; nel fenomeno dell'impatto di gocce i loro valori sono tipicamente trascurabili, se non nelle fasi finali del fenomeno.

I gruppi adimensionali solitamente più rilevanti sono i numeri di Weber, Ohnesorge e la loro combinazione K . Il numero di Weber descrive il rapporto tra l'energia cinetica della goccia impattante (e quindi gli effetti inerziali) e la tensione superficiale del liquido: concettualmente, si può affermare che la prima tende a causare lo *splashing* della goccia e una rapida crescita della corona e dei jet ad essa associati, mentre la seconda si oppone a questo effetto spingendo verso una geometria che abbia la minima superficie possibile (si pensi alle gocce di mercurio: la loro elevata tensione superficiale le porta a disporsi in piccole sfere, una volta lasciate libere su una superficie liscia). Il numero di Ohnesorge è di più difficile interpretazione: esso esprime il rapporto tra le forze dissipative interne al fluido e le forze elastiche sulla superficie del fluido stesso ed è utilizzato più comunemente rispetto al Reynolds nello studio di impatto di gocce.

Infine esiste un valore K_s del parametro di Sommerfeld, definito *condizione di splashing* e parametrizzato in funzione di Oh e We , oltre il quale l'impatto evolve sempre in una condizione di *splashing*.

Tipi di impatto

Nel precedente paragrafo sono state brevemente presentate le casistiche più comuni che si verificano successivamente all'impatto di gocce d'acqua singole su una superficie bagnata, riportandone le principali caratteristiche. Qui di seguito tali fenomeni vengono analizzati in funzione dei parametri che li caratterizzano.

In figura 1.2 è mostrata una casistica abbastanza completa dei possibili scenari successivi all'impatto (tratta da [6]):

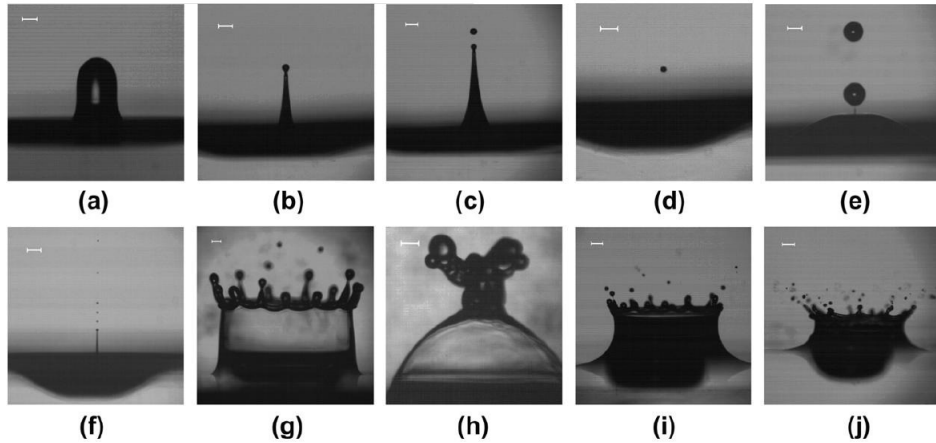


Figura 1.2: Visualizzazioni di regimi di impatto successivi alla caduta di una goccia singola su superficie bagnata

Nella tabella 1.1 sono elencati i valori dei parametri relativi alle immagini di figura 1.2:

Caso	We	Oh	K	H
a	375	0.00344	364	2.60
b	255	0.04816	858	2.03
c	275	0.04816	925	2.03
d	219	0.04816	737	2.03
e	444	0.04816	1494	1.86
f	178	0.01313	1007	2.93
g	1188	0.04816	3997	0.61
h	2987	0.06430	8953	0.78
i	1301	0.04816	4377	1.20
j	472	0.00229	5361	1.91

Tabella 1.1: Parametri relativi ai regimi di impatto di figura 1.2

Le combinazioni dei parametri in gioco determinano il tipo di impatto: le immagini dalla a alla f sono caratterizzate da numeri di Weber relativamente bassi, perciò il fenomeno è fortemente dominato dalla tensione superficiale: la goccia viene per gran parte assorbita dal film liquido (figura a)

o forma un jet verticale (*Worthington jet*) che si esaurisce in breve tempo (figure b e c) oppure coalesce rilasciando goccioline in numero estremamente limitato (figure d ed e). Nel caso a il We è talmente basso da provocare il rimbalzo almeno parziale della goccia. Nelle figure e e f si evidenzia inoltre il ruolo che assume la viscosità in seguito all'impatto ed in particolar modo nella formazione delle strutture negli immediati istanti successivi: nel caso f questa è circa un quarto rispetto al caso e, mentre il We è circa la metà. Fattore comune delle visualizzazioni dalla a alla f è il valore di H , che sta ad indicare quanto è profondo il film liquido rispetto alle dimensioni della goccia impattante. Si osserva che per valori di H maggiori di 1 il film liquido tende a smorzare l'energia rilasciata dall'impatto, determinando fenomeni di bouncing di una parte della goccia o di coalescenza, cioè fenomeni tipicamente di deposizione ed assorbimento.

Le ultime quattro immagini (figure dalla g alla j) mostrano lo splashing della goccia. Nello specifico nelle figure g, h ed i il numero di We è molto superiore rispetto ai casi precedenti e lo spessore adimensionale del film inferiore. Nei primi due casi si ha la formazione di una corona ben definita. In g è evidente la sua struttura: una lamina sottile che si sviluppa verticalmente, sovrastata da un bordo più spesso detto rim; da esso si originano una serie di jet i quali, instabilizzandosi per capillarità e per le onde di perturbazione che si vengono a generare dopo l'impatto, si rompono fino a formare delle goccioline secondarie, facilmente identificabili. Nel caso h, per effetto della forza gravitazionale, le pareti della corona tendono a chiudersi in corrispondenza della sommità della cavità, formando una sorta di jet diretto verso l'alto.

Le immagini i e j mostrano l'effetto della viscosità sullo splash: nel caso i la viscosità è oltre 20 volte superiore rispetto al caso j e ciò influenza l'angolo formato dalla corona con la superficie indisturbata dello strato liquido, la sua altezza, l'estensione radiale dei jet ed il numero delle goccioline secondarie rilasciate dalla corona stessa. Si osserva inoltre come una viscosità molto bassa comporti il fenomeno di splashing indipendentemente dal valore del We , che nel caso j ha un valore prossimo ai valori assunti nei precedenti impatti in cui caratterizzati dal fenomeno di deposizione della goccia.

Dai precedenti esempi è chiaro come numerosi fattori intervengano imprescindibilmente l'uno dall'altro nel determinare la situazione successiva all'impatto. Dallo studio di Cossali *et al.* [8] emerge il tipo di dipendenza del fenomeno dai numeri di Weber, Ohnesorge e dallo spessore adimensionale del film H .

In figura 1.3 vengono presentati i risultati di tale studio:

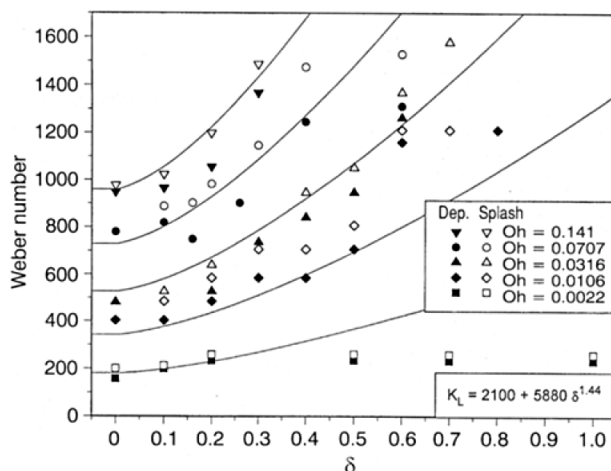


Figura 1.3: Limite tra differenti regimi di impatto al variare di We , Oh , H

Fissato il valore di Oh , il We critico, al di sopra del quale si ha splashing, aumenta con lo spessore adimensionale del film, qui indicato con δ : ne consegue che un film più spesso inibisce lo splashing. L'andamento con il numero di Ohnesorge è analogo, come si può facilmente intuire: una viscosità maggiore dissipa più rapidamente l'energia dell'impatto. Si nota un comportamento inatteso per il minimo valore di Oh analizzato: ad esso corrisponde una saturazione del We critico all'aumentare dello spessore del film. Gli autori ipotizzano che questo comportamento sia collegato al fatto che, per bassa viscosità, lo splash avviene immediatamente dopo l'impatto (prompt splash) e sulla superficie del liquido; questo fenomeno quindi sarebbe non sensibile alla profondità del film.

Gli autori hanno determinato la seguente correlazione tra Oh , We e limite tra deposizione e splashing:

$$K_s = (Oh^{-0.4} \cdot We)_s = 2100 + 5880H^{1.44} \quad (1.2)$$

La relazione vale per $0.1 < H < 1$ e $Oh > 0.007$, con accuratezza di circa il 10% sui dati sperimentali.

Evoluzione temporale dello splashing

Il presente lavoro si concentra sugli impatti tridimensionali normali ed obliqui di una singola goccia d'acqua in caduta libera in aria a velocità moderata su film liquido costituito da acqua, con perturbazione esterna dovuta alla corrente di strato limite bifase; gli effetti gravitazionali e legati alla comprimibilità vengono trascurati, il regime successivo all'impatto è sempre di

splashing.

Di seguito si caratterizza nel dettaglio il fenomeno di splashing e la sua evoluzione nello spazio e nel tempo.

Lo splashing è caratterizzato da 4 distinti fenomeni in rapida successione nel tempo:

1. impatto e formazione della lamina (inizialmente orizzontale: *jetting*);
2. formazione della cavità centrale ed innalzamento della corona radiale;
3. instabilizzazione della corona, formazione dei jet e rilascio di gocce secondarie dal rim;
4. collasso e deposizione della corona ed eventuale formazione del *Worthington jet*

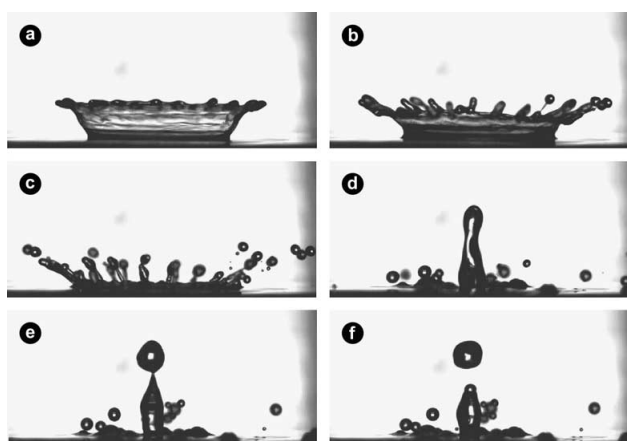


Figura 1.4: Evoluzione temporale del fenomeno di splashing (tratto da [9])

Nei primissimi istanti dopo l'impatto, quando ancora il cratere di impatto è in fase di formazione, a livello della linea di contatto tra film liquido e goccia si genera una struttura a forma di lamina che si muove inizialmente quasi parallelamente al pelo del film a velocità molto elevata (tipicamente anche oltre dieci volte la velocità d'impatto) e che prende il nome di *ejecta sheet*. Essendo la formazione della lamina quasi immediata non risente dello spessore dello strato di fluido che bagna la superficie ma è influenzato dal We e dalla viscosità. La sua evoluzione dipende fondamentalmente dal numero di Ohnesorge e quindi è influenzata fortemente dalla viscosità del

fluido: per bassi Oh si ha *prompt splash*, con distacco immediato di goccioline secondarie di dimensioni molto piccole dalla lamina; per Oh più elevati si ha *late splash*, cioè non avviene alcuna atomizzazione e la lamina tende a deviare la sua traiettoria in direzione normale rispetto al film, prende il nome di *lamella* e dà origine alla formazione primaria della corona.

Studi approfonditi hanno rilevato che l'ejecta sheet e la lamella sono due strutture differenti, che si generano in due istanti successivi molto ravvicinati tra loro. Per bassi Re le due strutture coincidono dando origine ad un'unica formazione continua. La corona è un sottile foglio quasi-bidimensionale che si espande sia in direzione radiale che verticale e culmina nel suo strato più spesso, denominato rim, a livello del quale avvengono i fenomeni più significativi. Il rim si genera per via delle forze di inerzia e centrifughe che si sviluppano per via dell'energia liberata dall'impatto. Tali forze spingono una gran quantità di fluido verso l'alto; il fluido si distaccherebbe immediatamente se la viscosità locale non bilanciassero le forze di inerzia; tale contrasto genera questo strato più spesso del foglio di liquido sottostante, a livello del quale avvengono i fenomeni più significativi.

La corona è attraversata da due famiglie di perturbazioni che si muovono longitudinalmente e trasversalmente e comportano l'insorgenza di instabilità a livello del rim con conseguente formazione di jet (*fingering*), allungati per effetto dell'inerzia, i quali per capillarità e per effetto delle perturbazioni presenti si rompono provocando il distacco di gocce secondarie.

I jet possono essere singoli, multipli, possono coalescere; le goccioline secondarie hanno dimensioni variabili e ad istanti successivi si distaccano gocce di dimensioni maggiori delle precedenti. Sembra quindi esserci un legame tra l'evoluzione della corona e le dimensioni delle gocce rilasciate.

Andamento delle quantità geometriche nello splashing

Le numerose campagne sperimentali hanno permesso di effettuare una stima analitica dell'andamento delle quantità di rilievo nello splashing: il raggio, lo spessore e l'altezza della corona; il numero e la dimensione dei jet; il numero e la dimensione delle gocce secondarie.

Raggio, altezza, spessore della corona

Gli studi condotti da Yarin e Weiss ([10]) dimostrano che è possibile una descrizione di massima dell'andamento geometrico del raggio di tipo quasi-monodimensionale. Il modello sviluppato assume che, immediatamente dopo l'impatto, esista una zona circolare attorno al centro con una velocità centrifuga dell'ordine della velocità di impatto V al tempo iniziale τ_0 .

Se l'intensità dell'impatto è sufficiente a provocare lo splashing, se l'effetto inerziale è preponderante rispetto a quello della tensione superficiale (la vi-

scosità è trascurabile nei primi istanti, ma meno trascurabili sono le perdite viscosse nel momento dell'impatto), il liquido del film sospinto verso l'esterno si scontra con il liquido attorno in quiete, dando origine ad una discontinuità cinematica. Il fluido in movimento viene deviato verso l'alto ed emerge, formando una lamina sottile che è appunto la parete della corona. La discontinuità continua intanto a propagarsi nel film liquido alla base, alimentando la corona e facendola avanzare.

Gli autori propongono il seguente andamento per il raggio della corona r_c nel tempo:

$$\frac{r_c}{D} = \left(\frac{2}{3}\right)^{1/4} \frac{V^{1/2}}{D^{1/4}h_0^{1/4}}(\tau - \tau_0)^{1/2} \quad (1.3)$$

In figura 1.5 è riportato il confronto tra l'equazione 1.3 ed i dati sperimentali:

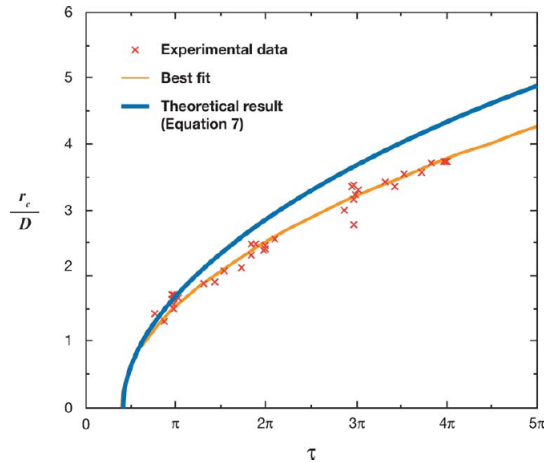


Figura 1.5: Evoluzione temporale del raggio della corona: confronto tra la curva di eq. 1.3, i dati sperimentali e la loro interpolazione ai minimi quadrati

Vi è un buon accordo per quanto riguarda i primi tempi dopo l'impatto. Per tempi successivi, invece, i raggi misurati sperimentalmente sono inferiori rispetto a quanto previsto dalla teoria, probabilmente per il fatto che quest'ultima non considera le perdite viscosse che tendono a smorzare il fenomeno nel tempo.

Il lavoro di Roisman e Tropea ([11]) conferma i risultati sull'apertura radiale della corona visti in precedenza ed estende l'analisi teorica anche alle sue altre caratteristiche geometriche, nello specifico altezza e spessore.

Il modello di studio non considera nè la tensione superficiale nè gli effetti della viscosità, in quanto come visto precedentemente gli effetti inerziali sono preponderanti nella fase iniziale, perdendo naturalmente di validità per τ elevati.

Il confronto tra la campagna sperimentale ed il modello numerico a diversi We è mostrato in figura 1.7:

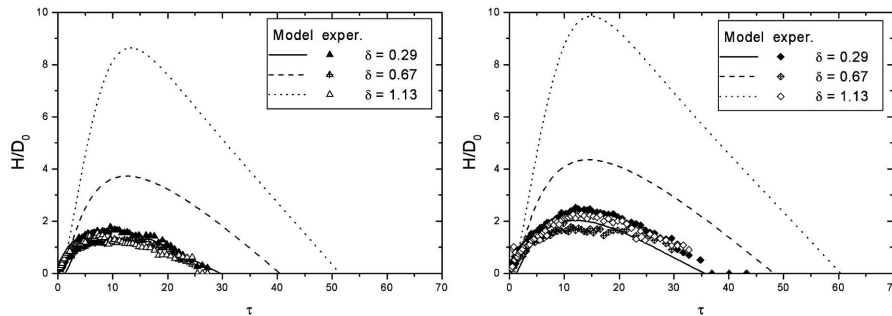


Figura 1.6: Confronto dell'evoluzione temporale dell'altezza della corona a $We = 667$ e $We = 843$ tra i dati sperimentali di Cossali *et al.* [12] e la campagna sperimentale di Roisman e Tropea [11]

Il confronto di questo modello con i dati sperimentali di Cossali *et al.* ([12]) evidenzia i limiti del lavoro nel caso di H elevati, quando vi è una forte sovrastima dell'altezza della corona ed anche del suo spessore (strettamente connesso alle dimensioni dell'altezza), pur mancando un equivalente sperimentale per quest'ultima grandezza.

Jet e gocce secondarie

La corona durante la sua evoluzione è soggetta a perturbazioni longitudinali e trasversali, le quali generano jet che si protendono dal bordo della corona e che successivamente rilasciano gocce secondarie. Nei lavori di Cossali *et al.* [8] e [12] i jet sono oggetto di indagine. Il numero dei jet che si vengono a creare mostra una certa dipendenza dal We , sebbene il meccanismo alla base della loro origine non sia ancora stato chiarito. Un ruolo importante potrebbe giocarlo la rugosità superficiale, ma non vi sono studi specifici a riguardo.

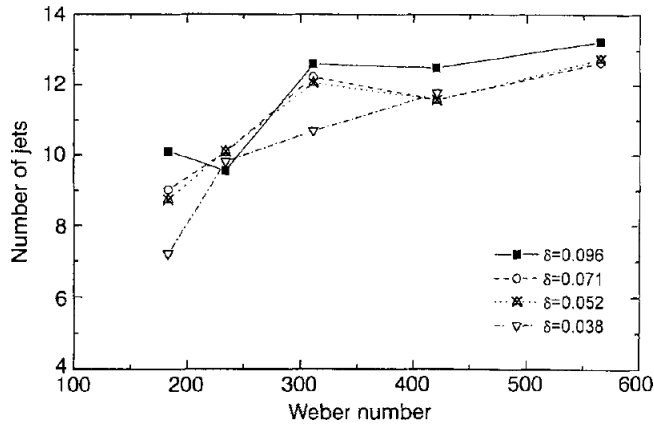


Figura 1.7: Numero di jet in funzione del We (tratto da [8])

Per quanto riguarda la dimensione delle gocce secondarie che si formano, si riscontra una dipendenza del loro diametro d_{10} dal tempo nel quale avviene il rilascio dal relativo jet, secondo una legge di tipo esponenziale:

$$\frac{d_{10}}{D} = q\tau^n \quad (1.4)$$

con n e q ricavate sperimentalmente ed n fortemente variabile al variare del We.

1.2 Simulazioni di correnti bifase

Nella seguente sezione vengono presentati i principali risultati riguardanti sia la caduta e l'impatto di gocce su film liquido sottile con *splashing*, sia la interazione tra strato limite laminare e film liquido riportati in letteratura.

1.2.1 Simulazioni di impatto tridimensionale su film liquido

Sono numerose le pubblicazioni relative a questo ambito. Si è scelto, dunque, di operare una scelta considerando i lavori più rilevanti, che rappresentano attualmente lo stato dell'arte: Rieber e Frohn ([13], 1999), Nikolopoulos ([14], 2007), Brivio ([1], 2011), Brambilla ([15], 2012).

Rieber e Frohn(1999)

Il seguente lavoro si pone come obiettivo l'analisi del meccanismo di instabilizzazione del bordo della corona (*rim*), il quale porta alla formazione di cuspidi, jet e infine al distacco di gocce secondarie. A tal fine nel lavoro si riproducono tre casi di impatto di goccia singola su film liquido sottile, in

regime di splashing. I risultati sono riportati in figura 1.8:

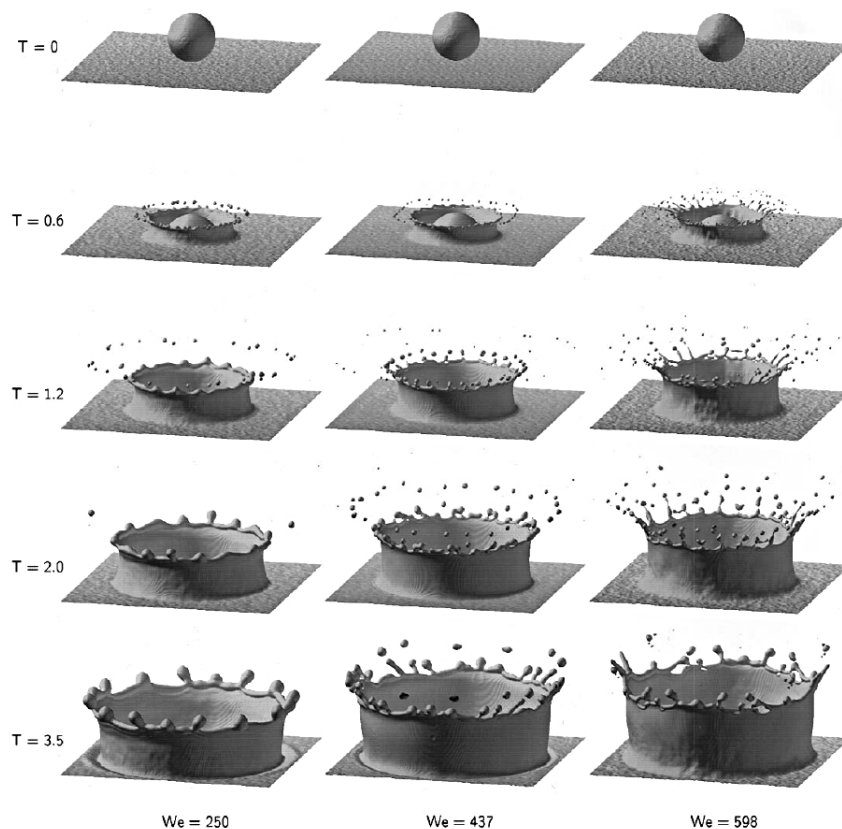


Figura 1.8: Simulazioni numeriche dirette di tre casi di impatto con splashing, casi A, B, C

Le simulazioni sono di tipo DNS tridimensionale, eseguite su un quarto di dominio, che misura $2.3D$ per lato, imponendo la simmetria rispetto alle due direzioni del piano orizzontale. La mesh utilizzata è di tipo uniforme adeguatamente raffinata. Le condizioni iniziali sono di goccia sospesa al di sopra del film liquido in quiete, con velocità iniziale assegnata.

Per ottenere risultati in accordo con le visualizzazioni sperimentali, al campo iniziale di velocità di goccia e film è stato sommato un disturbo casuale a distribuzione gaussiana, con deviazione standard pari a $0.5V$; il suo effetto è visibile nelle increspature presenti sul film in figura 1.8. Si tratta di un disturbo di intensità elevata, ma la sua energia cinetica viene rapidamente dissipata dalle forze viscosse. Gli autori notano che senza la presenza di

questo disturbo la disintegrazione della lamella mostra effetti non fisici, non riportando però ulteriori dettagli. Il tutto viene giustificato come provocato da disturbi presenti nel caso reale troppo fini per essere risolti da una griglia di calcolo di queste dimensioni.

I parametri adimensionali fondamentali sono riportati in tabella 1.2:

Caso	We	Oh	H	K_s	K	Risoluzione
A	250	0.0014	0.116	2364	3463	320^3
B	437	0.0016	0.100	2314	5739	256^3
C	598	0.0014	0.116	2364	8284	320^3

Tabella 1.2: Parametri delle simulazioni A, B, C

Tutti gli impatti simulati sono di tipo splashing. L'accelerazione di gravità è posta nulla. Il tempo massimo delle simulazioni è posto pari a 3.57, verosimilmente per limiti computazionali. E' un tempo sufficiente a cogliere le fasi di formazione della corona e dei jet, ma non la loro successiva disgregazione né le fasi conclusive di deposizione della corona. Le dimensioni del dominio sono scelte in modo da contenere l'intera corona nella sua evoluzione fino al tempo massimo simulato, mentre evidentemente la quasi totalità delle goccioline secondarie rilasciate nei momenti precedenti finiscono con il fuoriuscire dal dominio. Secondo i risultati ottenuti dagli autori, cuspidi e jet nascono dal rim per effetto di un'instabilità alla Rayleigh, la quale è anche all'origine della successiva loro rottura in goccioline.

Per verificare le loro simulazioni, Rieber e Frohn confrontano i propri risultati con gli andamenti noti teorizzati da Yarin e Weiss in [10] e riportati nel paragrafo 1.3. In particolare, essi valutano l'evoluzione del raggio adimensionale della corona nel tempo: si osserva un sostanziale accordo tra i dati numerici e quelli empirici:

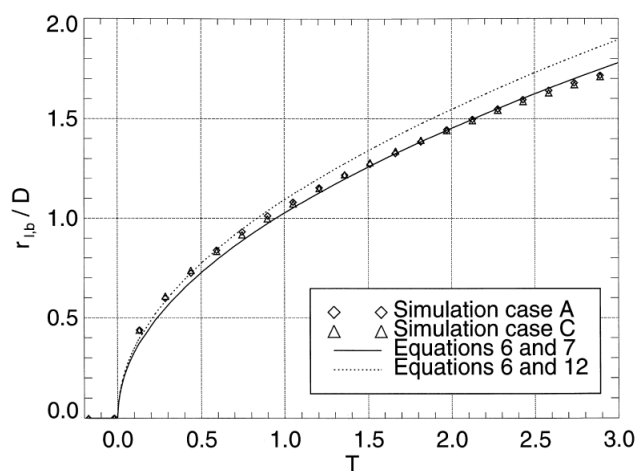


Figura 1.9: Evoluzione del raggio di base della corona: confronto tra i risultati numerici di Rieber e Frohn per i casi A e C, l'andamento teorico di Yarin e Weiss (linea continua) e una curva semplificata introdotta dai primi (linea tratteggiata)

In figura 1.10 sono riportate le viste in sezione della corona nei casi A e C, a vari istanti di tempo:

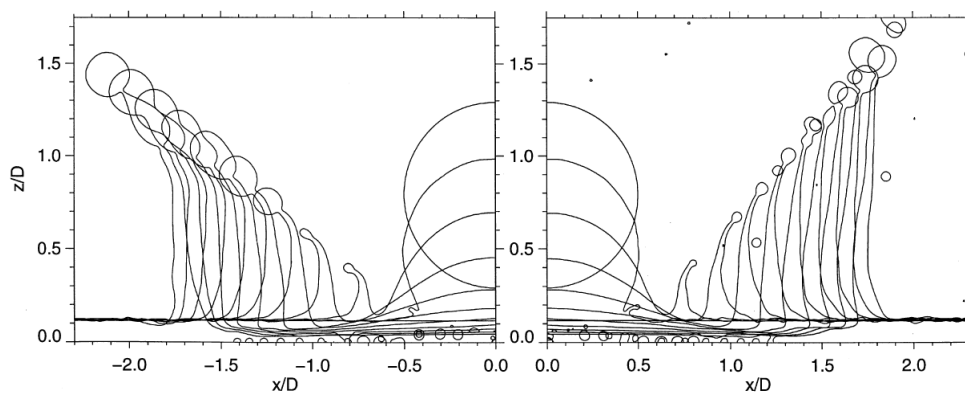


Figura 1.10: Evoluzione della corona nel tempo: casi A (sinistra) e C (destra)

Nikolopoulos (2007)

Questo lavoro si ripropone di eseguire le medesime simulazioni tridimensionali affrontate da Rieber e Frohn, utilizzando una tecnica di raffinamento

dinamico di griglia in corrispondenza dell'interfaccia tra i due fluidi. A differenza di Rieber e Frohn viene considerata la forza gravitazionale; inoltre non viene imposto alcun disturbo al campo di velocità iniziale, ma la goccia è fatta cadere da un'altezza tale, al di sopra del film, da dare il tempo ai disturbi di formarsi.

Il dominio misura $3.98D$ per lato, discretizzato inizialmente in 203 elementi. Il raffinamento di griglia viene eseguito ogni 20 intervalli di tempo; ad ogni ciclo di raffinamento locale il lato di ciascuna cella è dimezzato, così da moltiplicare di volta in volta per 8 il numero delle celle. Nell'articolo vengono utilizzati 3 cicli di raffinamento per tutti e tre i casi di impatto, ottenendo una dimensione minima delle celle pari a $D/40$; vengono provati anche 4 cicli di raffinamento (dimensione minima delle celle pari a $D/80$), ma le simulazioni non riescono a giungere al termine a causa dell'eccessivo costo computazionale.

I tempi di calcolo sono molto elevati: sono necessari dai 15 ai 25 giorni per completare una simulazione, utilizzando un singolo processore.

I risultati riguardo l'evoluzione temporale del raggio della corona sono in accordo con quelli ottenuti da Rieber e Frohn, come mostrato in figura 1.11 per i casi B e C:

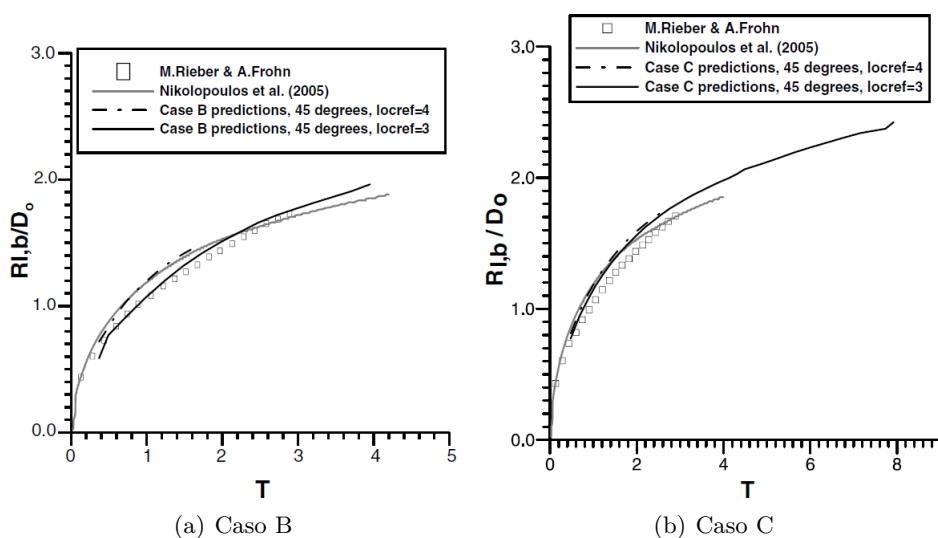


Figura 1.11: Evoluzione del raggio di base della corona: confronto tra i risultati di Nikolopoulos e quelli di Rieber e Frohn

In figura 1.12 sono visibili gli andamenti simulati dell'impatto normale

di goccia su film liquido con tre diversi livelli di raffinamento:

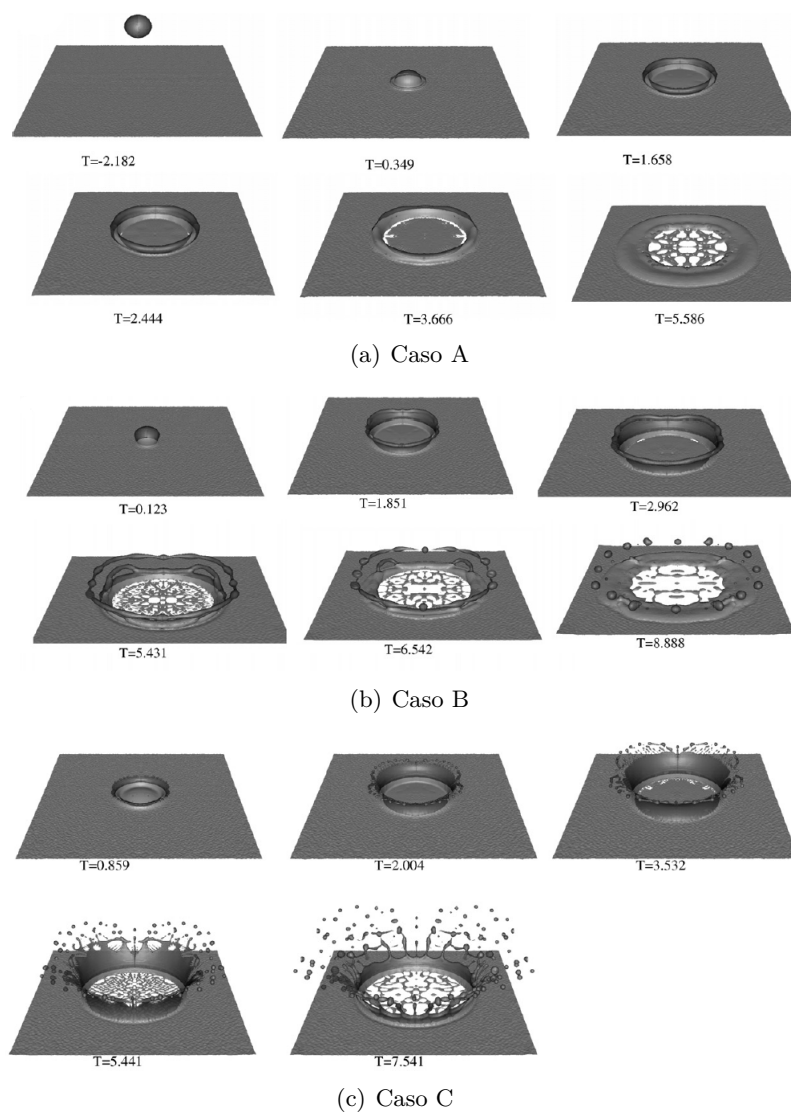


Figura 1.12: Risultati delle simulazioni 3D con 3 livelli di raffinamento dinamico

Dalle immagini riportate nella figura 1.12 è evidente che l'evoluzione della corona non è corretta: sono presenti delle rotture nella lamella tra la parete della corona e il rim, le quali non hanno riscontro negli esperimenti. Tali incongruenze portano ad un prematuro distacco del rim. Rotture analoghe sono presenti anche nelle simulazioni di Rieber e Frohn, ma in numero e in misura molto minore. Il numero dei jet risultanti è ovviamente troppo elevato, addirittura superiore a 40 nel caso C, mentre sperimentalmente si ottiene un valore poco superiore a dieci.

I risultati parziali con 4 livelli di raffinamento sembrano mostrare dei miglioramenti qualitativi, ma il distacco del rim dalla corona permane.

Gli autori confrontano i risultati fin qui visti con quelli parziali ottenuti sulla griglia localmente più fine, con 4 livelli di raffinamento. Nel caso a risoluzione maggiore, l'altezza della corona è maggiore (di quasi il 20%), il numero di jet formati è maggiore ma diminuisce rapidamente per la loro coalescenza, il numero di goccioline secondarie è maggiore ed esse sono più piccole (con entrambe le mesh, ogni gocciolina è discretizzata mediamente da 7 celle computazionali).

Queste differenze sono più accentuate al crescere del numero di We , in quanto all'intensificarsi del fenomeno di splashing diminuisce la dimensione delle strutture secondarie e quindi una maggiore risoluzione si rende necessaria per la loro corretta descrizione.

Infine, si noti che le piccole gocce liquide che compaiono sul fondo del cratere all'avanzare della corona sono un fenomeno non fisico: esse sono artefatti numerici, provocate dall'esiguo spessore del film residuo che le mesh utilizzate non sono in grado di rappresentare. La formazione delle gocce sul fondo è infatti ritardata nel caso a maggior risoluzione.

Brivio (2011)

L'obiettivo del lavoro di Brivio è quello di confrontare simulazioni numeriche in geometria bidimensionale piana, assialsimmetrica e tridimensionale con tecniche di raffinamento dinamico di griglia, comparando per ciascun caso diversi livelli di discretizzazione.

Egli riproduce i casi A e C riportati nell'articolo di Rieber e Frohn simulati su due domini di calcolo di dimensioni differenti: il primo, più piccolo, è lo stesso utilizzato da Rieber e Frohn (che misura $2.3D$ per lato) ed è indicato con la lettera S (Small); il secondo, più grande, è quello utilizzato da Nikolopoulos (che misura $3.98D$ per lato) indicato con la lettera L (Large).

In entrambi i casi la simulazione è eseguita su un quarto del problema totale, con le risoluzioni riportate in tabella 1.3:

	Dominio	Risoluzione 2D	Risoluzione Max 3D
S	$2.30D$	$D/20; D/40; D/80; D/161$	$D/20; D/40; D/80$
L	$3.98D$	$D/35; D/70; D/139; D/278$	$D/35; D/70; D/139$

Tabella 1.3: Dimensioni e discretizzazione del dominio di calcolo nei casi studiati da Brivio

Per quanto riguarda le simulazioni in geometria bidimensionale piana e assialsimmetrica, Brivio ha utilizzato griglie uniformemente spaziate.

Nel primo caso, è stata evidenziata l'impossibilità di riprodurre correttamente il fenomeno, caratterizzato da comportamenti assialsimmetrici e, in misura ancora maggiore, tridimensionali.

Nel caso assialsimmetrico, Brivio ha confrontato l'evoluzione del raggio e dell'altezza della corona con i risultati ottenuti sia da Rieber e Frohn sia da Nikolopoulos (figura 1.14):

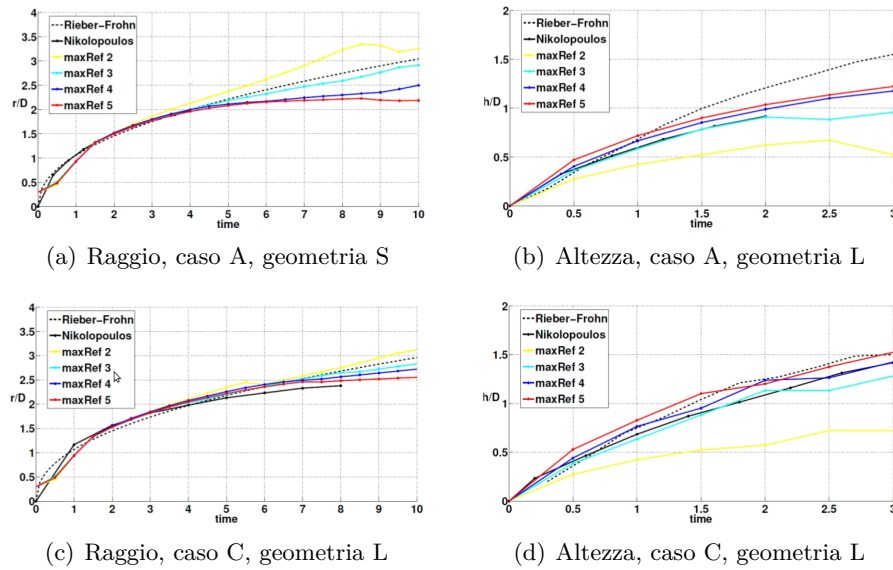


Figura 1.13: Evoluzione nel tempo del raggio e dell'altezza della corona, simulazione assialsimmetrica

Viene evidenziato un buon accordo nei primi istanti successivi all'impatto per entrambe le quantità considerate; per tempi superiori, l'accordo tende a ridursi. Inoltre, con questo tipo di geometria non è possibile cogliere gli effetti tridimensionali, quali instabilità del rim, formazione jet, rilascio di gocce secondarie, che sono preponderanti nelle fasi successive all'impatto.

Per le simulazioni tridimensionali, Brivio utilizza una tecnica di raffinamento dinamico di griglia in corrispondenza dell'interfaccia tra i due fluidi. Il raffinamento avviene ad ogni intervallo di tempo e ad ogni livello il lato della cella viene suddiviso in quattro. La griglia iniziale è di 203 elementi e la risoluzione massima ottenuta per ogni livello di discretizzazione è visibile in tabella 1.3.

In questo caso l'andamento del raggio mostra un'ottima aderenza sia ai risultati di Rieber e Frohn sia a quelli di Nikolopoulos. Le uniche differenze si rilevano nel caso A per tempi lunghi, quando avviene la deposizione ed il comportamento varia fortemente tra le diverse mesh. Per quanto riguarda

l'altezza, il suo andamento si discosta da quello di Rieber e Frohn, mentre rivela un ottimo accordo con i risultati di Nikolopoulos. Tali differenze sono dovute all'oggettiva difficoltà nel definire grandezze univoche che caratterizzino l'evoluzione dello splashing.

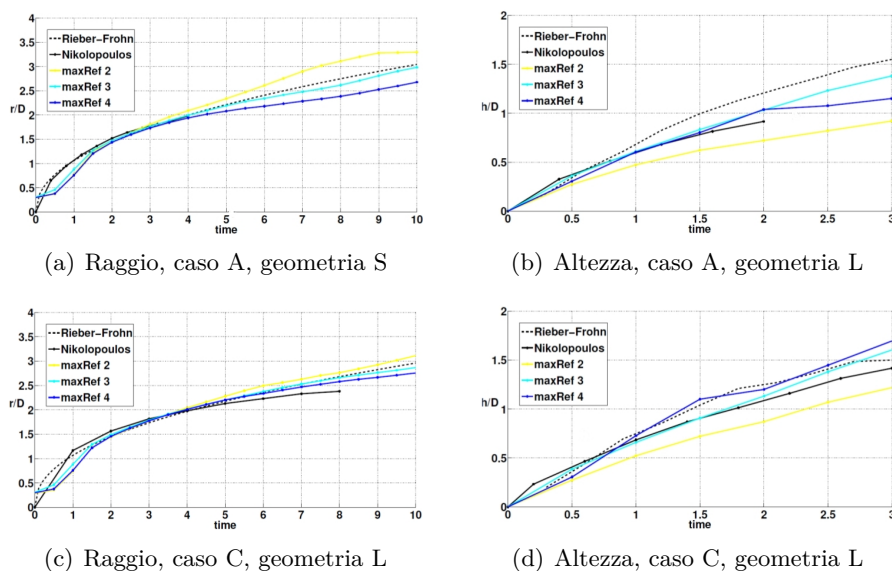


Figura 1.14: Evoluzione nel tempo del raggio e dell'altezza della corona, simulazione tridimensionale

Brambilla (2012)

In proseguimento del lavoro di Brivio, è stata realizzata da P. Brambilla un'analisi di impatti di gocce singole su film liquido sottile con traiettoria di caduta non perpendicolare alla superficie libera.

Nel lavoro viene messa in risalto la scoperta di un angolo caratteristico di impatto, che governa la transizione tra il regime di spreading e quello di splashing. Il valore di tale angolo, compreso tra la superficie del liquido in quiete e la traiettoria della goccia, è $\beta = 40^\circ$. Per angoli di impatto inferiori si osserva la formazione di una struttura a forma di prua di nave, mentre per angoli superiori si ha la comparsa di una corona asimmetrica.

Come per Brivio, si è utilizzata una tecnica di raffinamento dinamico di griglia in prossimità dell'interfaccia gas-liquido, ottenendo così una forte riduzione del costo computazionale rispetto a griglie uniformi.

Poichè nel caso di impatti obliqui la corona presenta una forte asimmetria, non è stato possibile definire un raggio di riferimento. Per tale motivo viene introdotto un nuovo parametro caratteristico, ovvero la traiettoria del bari-

centro della massa di liquido che viene sollevata in seguito all'impatto.

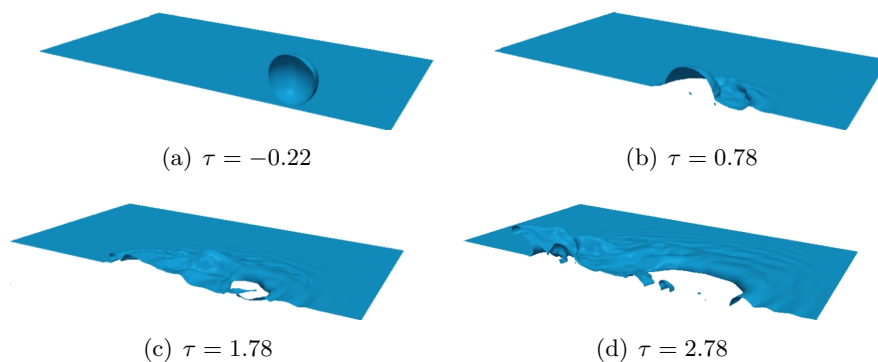


Figura 1.15: Simulazione tridimensionale di impatto a 40° , $We = 250$, livello di raffinamento 4

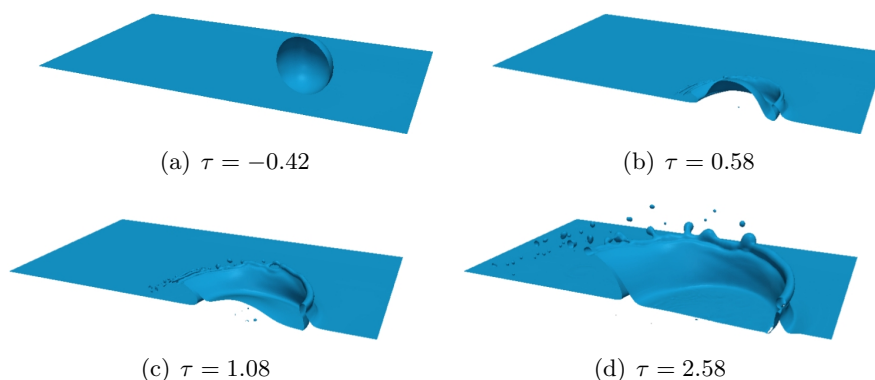


Figura 1.16: Simulazione tridimensionale di impatto a 60° , $We = 250$, livello di raffinamento 4

1.2.2 Simulazioni di strato limite bifase

Per adattare il fenomeno dell'impatto di gocce all'ambito aeronautico (e non solo) è necessario caratterizzare l'ambiente ed il dominio all'interno del quale le gocce si muovono, che è variabile e si evolve nel tempo. Per questo è necessario studiare come una corrente esterna modifichi tale spazio e come queste modifiche influenzino il fenomeno della caduta e dell'impatto delle gocce.

Un'indicazione utile in questo studio è data dai lavori di Smyrniaios *et al.* ([16]) e Cristina ([5]). Si tratta di lavori di tipo numerico, adattati al caso bidimensionale.

Smyrnaio, Pelekasis, Tsamopoulos (2000)

L'obiettivo di tale lavoro è lo studio di un flusso laminare stazionario bidimensionale che scorre su una superficie solida, a Re elevati, in presenza di pioggia. Le gocce presenti sulla superficie coalescono fino a formare un film liquido che scorre per via dello sforzo di taglio imposto dalla corrente esterna.

Nel caso di lastra piana e per punti vicini al bordo d'attacco si ottiene una soluzione self-similar secondo cui la superficie libera cresce con x seguendo la legge riportata nell'equazione seguente:

$$H_0(x) = x^{3/4} \sqrt{\frac{2}{0.332}} \quad (1.5)$$

in cui H rappresenta lo spessore adimensionale del film. In figura 1.17 viene riportato il confronto tra la crescita del film liquido ottenuta con la soluzione asintotica da Nelson ([17]) e quella ottenuta risolvendo il sistema completo di equazioni:

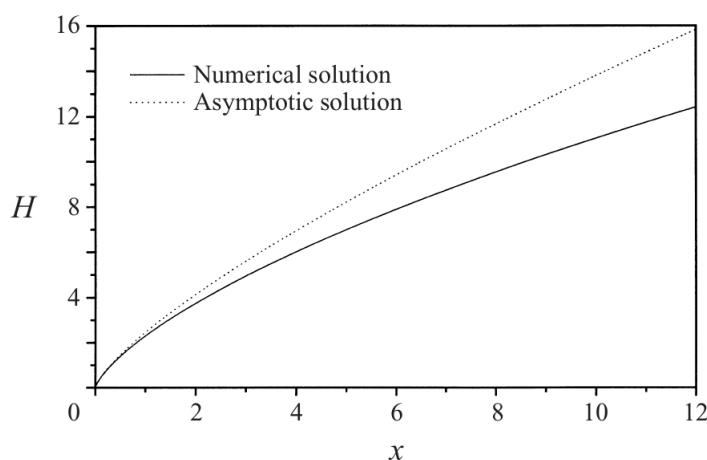


Figura 1.17: Evoluzione dell'altezza adimensionale del film con x , predetta dall'approssimazione asintotica di Nelson ([17]) e dalla soluzione numerica delle equazioni complete

La differenza principale tra gli andamenti riportati sopra e quello ipotizzato da Nelson va ricercata negli effetti dell'inerzia che nel lavoro di Nelson vengono trascurati. Vengono inoltre presentati in figura 1.18 i profili di velocità nel film liquido per stazioni crescenti rispetto al bordo di attacco, in

presenza di pioggia:

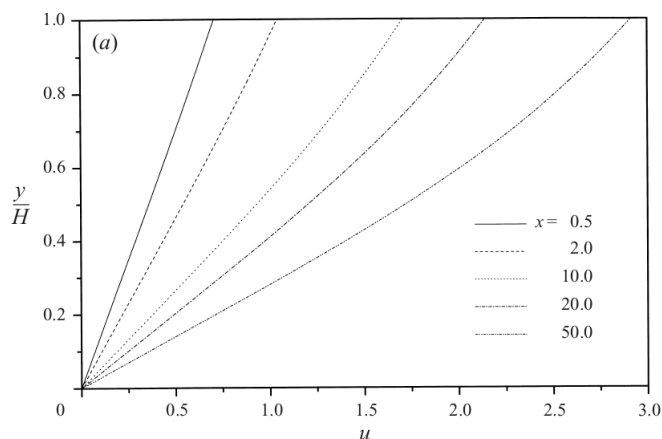


Figura 1.18: Evoluzione del profilo di velocità su lastra piana all'interno del film liquido

Risulta evidente come al crescere di x , presa come distanza dal bordo di attacco, gli effetti inerziali diventino preponderanti e ciò causa il cambiamento della forma dei profili di velocità, che passano dall'aver andamento lineare con y , ad un andamento di tipo parabolico.

Si considera che la dinamica della parte gassosa al di sopra del pelo libero del film liquido non venga influenzata dal moto delle gocce, così da poter essere ancora descrivibile attraverso le equazioni di Blasius.

Cristina (2012)

Cristina riprende i precedenti lavori numerici di impatto di gocce singole su film liquido ed i lavori concernenti lo studio bidimensionale delle correnti di strato limite bifase e conduce un'analisi numerica in due dimensioni di impatto singolo su film liquido sottile, in presenza di corrente di strato limite.

Lo scopo delle simulazioni è quello di determinare la dinamica della fase liquida successivamente all'impatto e studiarne l'andamento temporale della quantità di liquido innalzata dall'effetto combinato dell'impatto e della corrente e l'andamento delle caratteristiche geometriche principali quali altezza e raggio della corona.

Le simulazioni bidimensionali di impatto normale su film liquido in assenza di corrente esterna non danno indicazioni di rilievo, se non quelle di

validare il programma ed i solutori utilizzati.

I parametri e le condizioni dell'impatto sono riassunti nelle tabelle 1.4 e 1.5:

We	Oh	H	K	K_s
250	0.0014	0.116	3463	2364

Tabella 1.4: Parametri delle simulazioni di impatto bidimensionale su film liquido sottile

$D[m]$	$h_f[m]$	$ V [m/s]$	τ
$7.289 \cdot 10^{-3}$	$8.455 \cdot 10^{-4}$	1.5495	$4.7 \cdot 10^{-3}$

Tabella 1.5: Grandezze fisiche delle simulazioni di impatto bidimensionale su film liquido sottile

Le grandezze utilizzate ed i valori dei parametri adimensionali sono gli stessi utilizzati da Brambilla, Brivio, Rieber e Frohn, così da poter effettuare confronti tra le simulazioni.

Dal confronto tra i solutori *interFoam* e *MultiphaseInterFoam* Cristina ha rilevato come quest'ultimo, a parità di raffinamento massimo, dia dei risultati meno soddisfacenti del primo solutore, in quanto non riesce a catturare in modo esatto il fenomeno dello splashing. Per questo motivo tale solutore viene accantonato per le simulazioni successive.

L'impatto è stato studiato utilizzando differenti griglie di calcolo e differenti risoluzioni spaziali (vedi 1.6):

	$\Delta x1$	$\Delta x2$	Δy
$D/100$	$7.289 \cdot 10^{-5}$	$5 \cdot 10^{-4}$	$7.284 \cdot 10^{-5}$
$D/80$	$9.133 \cdot 10^{-5}$	$5 \cdot 10^{-4}$	$9.118 \cdot 10^{-4}$
$D/60$	$1.215 \cdot 10^{-4}$	$5 \cdot 10^{-4}$	$1.213 \cdot 10^{-4}$

Tabella 1.6: Dimensioni delle celle utilizzate per lo studio dell'effetto del raffinamento

Dall'indagine risulta che dalla griglia meno raffinata il distacco del rim avviene prima e quindi si ha una sottostima dell'altezza della corona.

Aumentando la risoluzione si ha l'effetto opposto, non riuscendo a cogliere l'istante esatto in cui si ha il distacco di gocce secondarie.

Il raggio è invece scarsamente influenzato dalla qualità della griglia.

Cristina in seguito sviluppa uno studio sull'errore che lo studio numerico al variare del raffinamento di griglia fa rispetto alla soluzione analitica di Blasius. Si cerca di adattare le conoscenze di un problema monofase ad un ambiente bifase con interazione tra strato limite e film liquido.

Il profilo di velocità scelto in ingresso del dominio è un profilo inizialmente lineare.

Si indaga l'evoluzione del profilo nel tempo e la variazione di spessore del film liquido soggetto a tale corrente. I risultati vengono confrontati con quelli bidimensionali monofase ottenuti da Smyrniotis *et al.* e da Nelson ed evidenziano una concordanza solo parziale degli andamenti nel tempo e nello spazio.

C'è invece buona concordanza nella determinazione dell'andamento dello sforzo di taglio a livello dell'interfaccia sul pelo libero del film liquido tra i vari autori.

1.3 Attività sperimentale

L'attività sperimentale svolta al fine di studiare in maniera completa il fenomeno di impatto di gocce su film liquido è estremamente vasta. Di tutti i possibili scenari indagati (al variare di H , Oh , We , Re , α) si sceglie di elencare qui il lavoro di Okawa *et al.* ([18], 2008), nel quale si effettua un'analisi completa, totalizzante, per lo studio di questo fenomeno e si analizza in particolar modo l'unico aspetto non ancora trattato attinente tale fenomeno: il numero e le dimensioni delle gocce secondarie che si generano negli istanti successivi all'impatto.

Okawa, Shiraishi, Mori (2008)

Lo studio sperimentale condotto da Okawa *et al.* investiga sul ruolo che ha l'angolo tra la goccia impattante ed il film liquido nella formazione e sulle dimensioni delle gocce secondarie che si generano in regime di splashing.

Gli autori scoprono per angoli inferiori a 50° si verifica un considerevole aumento della massa complessiva delle gocce secondarie.

Viceversa, per angoli superiori a 70° non si verificano formazioni secondarie successivamente all'impatto.

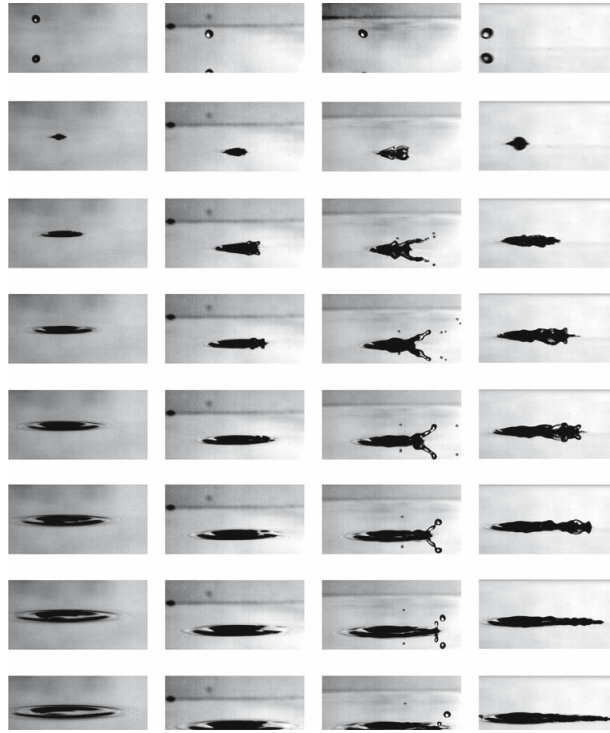


Figura 1.19: Visualizzazione della campagna sperimentale dell'impatto di gocce singole su film liquido al variare dei parametri adimensionali

L'apparato sperimentale prevede l'utilizzo di acqua come fluido test ed i range dei parametri adimensionali utilizzati per gli impatti sono riassunti in tabella 1.7:

Parametro	Range
$h_0[mm]$	2 – 10
$D[mm]$	0.15 – 1.21
$V[m/s]$	1.42 – 9.64
$\alpha(deg)$	11 – 75
H	1.7 – 52
We	7.2 – 818
Oh	0.0029 – 0.0083
K	55 – 8233
K_s	41 – 5608

Tabella 1.7: Range dei parametri della campagna sperimentale condotta

Dai risultati sperimentali ottenuti si evidenziano i seguenti andamenti:

- se α non è troppo elevato ($10^\circ < \alpha < 50^\circ$) il numero di gocce secondarie è praticamente insensibile ad α ma le loro dimensioni crescono significativamente con α e di conseguenza anche la loro massa totale aumenta. Addirittura la massa delle singole gocce ad $\alpha = 50^\circ$ è circa 100 volte la massa delle equivalenti gocce in seguito ad un impatto a 10° .
- Per angoli di impatto compresi tra 50° e 70° un incremento dell'angolo comporta una leggera riduzione della dimensione delle gocce secondarie, ma una loro drastica riduzione in termini di numero.
- Per $\alpha > 70^\circ$ non c'è più produzione di gocce secondarie se $K > 7000$. In questo caso si ritiene che l'energia rilasciata dalla goccia impattante (o primaria) sia responsabile della formazione del flusso di fluido al di sotto della superficie del film liquido (la cosiddetta struttura a prua di nave come evidenziato nel lavoro di Brambilla) e la viscosità abbia gli effetti predominanti rispetto alle forze inerziali.

Un altro importante aspetto della seguente campagna sperimentale è legato alla scoperta che, nel caso di impatto normale, il valore di K_s che rappresenta il limite tra deposizione e splashing si mantiene praticamente costante al variare del We e di H e vale $K_s = 2100$.

Gli esperimenti investigano anche la relazione che c'è tra il limite deposizione-splashing al variare dell'angolo $10^\circ < \alpha < 50^\circ$ e H . Dalla campagna non si evidenziano chiare dipendenze da tale parametro.

1.4 Obiettivi del lavoro

L'obiettivo del presente lavoro di tesi è lo studio e la caratterizzazione di flussi multifase, nello specifico dell'impatto normale ed obliquo di gocce singole su film liquido sottile in presenza di una corrente esterna e di strato limite bifase.

Il fulcro e l'originalità del presente lavoro sono rappresentati dalla tridimensionalità del problema oggetto di indagine, in quanto ad oggi non esistono riferimenti specifici in letteratura.

La novità consiste nel considerare in maniera univoca, come un unico flusso multifase, due fenomeni finora considerati separatamente, quali l'impatto di gocce e lo sviluppo di un flusso bifase, al fine di ottenere un risultato più completo, efficace ed utile in ambito aeronautico, nel quale tali fenomeni sono assolutamente imprescindibili l'uno dall'altro.

Le simulazioni sono state effettuate utilizzando il software *OpenFOAM*[®] in

ambiente *Linux*.

Il lavoro è così articolato:

- vengono eseguite simulazioni tridimensionali sullo sviluppo del film liquido, dello strato limite bifase e del campo di moto in presenza di una corrente esterna; si confrontano i risultati ottenuti implementando differenti solutori e griglie sia tra di loro sia con i risultati delle pubblicazioni precedenti (cap. 3);
- si implementano simulazioni tridimensionali della caduta e dell'impatto normale ed obliquo di gocce singole, valutando e caratterizzando il fenomeno ed analizzando le informazioni salienti (capp. 4, 5);
- si offre un contributo dettagliato sugli aspetti innovativi del fenomeno trattato e sui risultati ottenuti (capp. 3, 4, 5, 6).

Capitolo 2

Metodo numerico

Per le simulazioni numeriche del presente lavoro è stato utilizzato il programma open-source *OpenFOAM*[®], il quale è sviluppato per lavorare in ambiente *Linux*.

Sono stati adottati i seguenti solutori: *interFoam*, *interDyMFoam*, *interDyMFoamRef*, i quali implementano il metodo numerico per flussi multifase *Volume-of-Fluid* (VOF), basato sul lavoro di Hirt e Nichols [19].

Le visualizzazioni sono state ottenute mediante il programma *Paraview* ed i dati sono stati elaborati con il programma *Matlab*[®].

Le simulazioni sono state condotte sul cluster *Megamind* del Dipartimento di Ingegneria Aerospaziale del Politecnico di Milano.

2.1 Metodi numerici per correnti multifase

In considerazione dell'importanza industriale dei flussi multifase, a fianco di ampie campagne di studio sperimentali si è sviluppato l'interesse per un'analisi numerica del fenomeno. Tale approccio permette di indagare le dinamiche di scala minore ed è di grande aiuto per ridurre i tempi ed i costi che si sostengono per allestire le prove sperimentali. Inoltre è un utile strumento per validare i risultati ottenuti sperimentalmente in laboratorio in condizioni più vicine al reale ed ampliare le conoscenze del fenomeno.

Ad oggi la fluidodinamica numerica computazionale (CFD) utilizza principalmente tre metodologie per il trattamento di problemi di flussi multifase (in particolar modo in questo lavoro ci interessiamo dei flussi bifase), che saranno brevemente introdotte nel seguito, ponendo maggiore attenzione a quella di interesse per il presente lavoro.

Nelle prossime sezioni verrà illustrato il metodo numerico utilizzato per effettuare le simulazioni di impatto e di corrente di strato limite bifase. Si fornirà inoltre una panoramica delle equazioni che governano il fenomeno e del tipo di solutori utilizzati per implementarle e risolverle.

2.1.1 Modelli numerici

Lo studio numerico di correnti multifase si avvale attualmente di tre modelli numerici:

- euleriano-lagrangiano
- euleriano-euleriano
- euleriano-euleriano completo

I primi due modelli numerici forniscono una descrizione macroscopica del sistema bifase, utilizzando equazioni di governo opportunamente mediate. Modelli di questo tipo sono utilizzati per eseguire simulazioni di correnti anche complesse delle quali interessano le proprietà medie globali. I fenomeni di piccola scala non vengono risolti esplicitamente, ma necessitano di una modellazione opportuna, la quale introduce termini addizionali nelle equazioni del sistema (in maniera analoga a quanto avviene passando dalle equazioni di Navier-Stokes a quelle mediate di Reynolds: esse introducono gli sforzi di Reynolds, i quali devono essere modellati).

Il modello euleriano-euleriano completo risolve invece le equazioni di Navier-Stokes senza ulteriore modellazione degli effetti di interfaccia né delle fluttuazioni turbolente di piccola scala. Esso è quindi utilizzabile nel caso di griglie estremamente raffinate rispetto alle scale di interesse del problema.

2.2 Metodologie CFD per flussi bifase

Con il termine *flusso bifase* si fa riferimento ad una vastissima gamma di correnti e di regimi. È quindi utile suddividere per categorie queste tipologie di flusso:

- gas-liquido
- solido-liquido
- liquido-liquido (per fluidi immiscibili)

Il flusso può essere:

- separato
- disperso
- intermedio (di transizione)

Questa grande varietà di combinazioni rende difficile mettere a punto apparati sperimentali atti allo studio specifico di tali processi e rende altamente desiderabile lo sviluppo di metodologie numeriche che sappiano descrivere

con sufficiente accuratezza l'intero flusso bifase nella sua evoluzione, valorizzando il lavoro numerico alla base della seguente trattazione.

Di seguito vengono brevemente presentate le metodologie possibili per lo studio dei flussi bifase.

2.2.1 DNS

La *Direct Numerical Simulation (DNS)*, è il metodo più completo per risolvere un qualsiasi tipo di flusso, sia esso monofase, bifase o multifase. Non si ricorre ad alcuna modellizzazione e nel caso di flussi costituiti da più fasi, l'interfaccia o le interfacce sono parte della soluzione. Fornisce il maggior livello di accuratezza e di dettaglio rispetto alle metodologie affini, spesso non necessario nelle numerose applicazioni ingegneristiche. Essendo il metodo più completo è anche quello che richiede la maggior quantità di spazio, memoria e tempo per risolvere tutte le scale spaziali e temporali ed il suo utilizzo è quindi limitato a bassi numeri di Reynolds.

2.2.2 DPE

Il modello *Dispersed Phase Elements (DPE)*, è adatto a descrivere i sistemi bifase a livello macroscopico. Tale modello assume che la topologia della corrente bifase sia dispersa, cioè il flusso sia caratterizzato da una fase molto prevalente rispetto all'altra. Le due fasi presenti prendono perciò l'appellativo di *fase continua* e *fase dispersa*. Gli elementi della fase dispersa vengono rappresentati individualmente e seguiti attraverso l'equazione di quantità di moto espressa in formulazione Lagrangiana.

Al contrario, il moto della fase continua viene determinato mediante una rappresentazione Euleriana. Questo è il motivo per cui il modello DPE è anche definito come modello Euleriano-Lagrangiano.

Un grosso vantaggio è rappresentato dalla possibilità di ricavare le proprietà della fase dispersa, quali le dimensioni, la forma e la velocità della fase dispersa, diverse per ciascun DPE presente nel flusso.

Il modello presenta sostanzialmente due grandi svantaggi, entrambi si manifestano all'aumentare della frazione di fase del liquido disperso:

1. se il numero di DPE è elevato è difficile poter inseguire tutte le particelle poichè ciascun DPE richiede la soluzione della propria equazione del moto
2. essendo un modello *one-way coupling*, cioè un modello in cui si considera l'effetto della fase continua su quella dispersa ma non il contrario, se la fase dispersa aumenta si trascura in modo sempre più consistente l'effetto che questa ha sul moto della fase continua, con maggiori errori nel predire l'andamento evolutivo del flusso.

2.2.3 Modello a due fluidi

Nel modello a due fluidi entrambe le fasi vengono descritte mediante equazioni di conservazione in forma Euleriana. Tale modello prende perciò l'appellativo di modello euleriano-euleriano, in cui ogni fase viene considerata come un continuo e quindi è capace di risolvere qualsiasi tipo di flusso, sia esso disperso, intermedio o separato, in quanto la topologia del flusso non è prescritta.

La perdita di informazioni dovuta al processo di media che opera il modello comporta l'utilizzo di termini addizionali nell'equazione di bilancio di quantità di moto mediata.

Il modello a due fluidi, per definizione, è di tipo *two-way coupling* ed è quindi, tra tutti i metodi, il più adatto a descrivere i fenomeni in cui la fase dispersa è elevata, in particolar modo nelle applicazioni ingegneristiche.

2.3 Equazioni di governo e procedura numerica

In questa sezione vengono esplicitate le equazioni di governo adottate ed il tipo di procedura numerica implementata.

2.3.1 Metodi di individuazione dell'interfaccia

La posizione dell'interfaccia tra i due fluidi è calcolata come parte della soluzione della procedura di calcolo, poichè il metodo utilizzato è di tipo euleriano-euleriano completo.

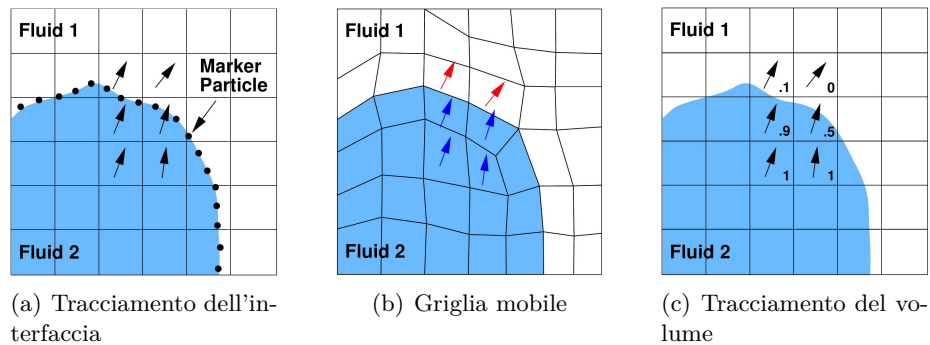


Figura 2.1: Metodologie di individuazione dell'interfaccia

I criteri principalmente impiegati a questo scopo sono tre:

- **tracciamento dell'interfaccia:** l'interfaccia viene descritta come la linea interpolante di una serie di *marker particles* immerse nel fluido, la posizione delle quali viene calcolata ad ogni intervallo di tempo;

- **griglia mobile:** la griglia di calcolo viene mossa in modo da seguire l'interfaccia oppure può essere eseguito un re-meshing del dominio ad ogni iterazione della procedura risolutiva;
- **tracciamento del volume:** l'interfaccia non è definita come un contorno netto, bensì i due fluidi sono tracciati attraverso una funzione indicatrice, che in ogni cella dia indicazione della presenza di uno o dell'altro fluido.

I primi due metodi preservano la netta posizione dell'interfaccia, allo scopo di ottenere una maggior precisione nel calcolo della soluzione nelle celle limitrofe e delle forze scambiate attraverso di essa. Il metodo di tracciamento dell'interfaccia ha inoltre il vantaggio di poter utilizzare una diversa risoluzione per interfaccia e campo di moto; è comunque consigliabile non sceglierle troppo differenti, in modo da risolvere adeguatamente i moti che influenzano la superficie libera.

Per contro, con entrambi i metodi è complicato trattare grandi deformazioni e ancor più i casi di rottura dell'interfaccia o di compenetrazione tra più interfacce. Inoltre il metodo di tracciamento dell'interfaccia ha il grave svantaggio di non garantire la conservazione del volume di ogni fluido, caratteristica che invece può essere ottenuta utilizzando gli altri due metodi con opportuni accorgimenti.

Nei metodi a tracciamento del volume uno dei maggiori problemi da affrontare riguarda la corretta convezione dell'interfaccia, evitando di diffonderla e introdurre effetti non fisici. Nel caso particolare di utilizzo della frazione di volume come indicatore, è necessario che essa rimanga confinata tra 0 e 1. I metodi di tipo *Volume-Of-Fluid* usano schemi convettivi che ricostruiscono l'interfaccia a partire dalle frazioni di volume prima di farla avanzare.

Per quanto riguarda la tensione superficiale, i primi due metodi, preservando la forma netta dell'interfaccia, ne calcolano gli effetti direttamente. Il metodo a tracciamento del volume, invece, ricorre ad algoritmi più complessi; nel software qui utilizzato viene impiegata la formulazione di tipo *Continuum Surface Force (CSF)* di Brackbill et al. [3].

Nel presente lavoro viene impiegato il metodo a tracciamento di volume VOF, con indicatore la frazione di volume della fase dispersa.

2.3.2 Metodo VOF

Le equazioni di Navier-Stokes con un modello Newtoniano della viscosità ben descrivono la dinamica dei flussi bifase; per questo si è scelto di risolverle con un metodo a volumi finiti, il cosiddetto VOF ed utilizzando la

tencia di raffinamento dinamico, adattivo e locale della griglia computazionale sviluppato da P. Brivio [1] nel suo lavoro di tesi.

Essendo la comprimibilità trascurabile l'equazione di bilancio di energia e l'equazione di stato non sono state implementate.

Il flusso è bifase, composto da acqua ed aria. L'acqua costituisce il film liquido superficiale e la goccia impattante, l'aria tutto il resto del dominio.

Il dominio spaziale è discretizzato ai volumi finiti con un approccio di tipo collocato: tutte le variabili sono valutate nel centro di ogni cella computazionale. In questo paragrafo verranno riportate le equazioni di governo.

I due fluidi considerati sono ritenuti non miscibili, incomprimibili e a viscosità costante. Sono quindi assenti lo scambio termico e di massa tra le fasi.

Nel metodo VOF viene risolto un unico sistema di equazioni conservative per l'intero flusso bifase, il quale è considerato composto da un unico fluido. I fenomeni legati alla presenza dell'interfaccia, nello specifico la tensione superficiale, vengono aggiunti alle equazioni di Navier-Stokes per mezzo della funzione δ di Dirac tridimensionale. Le equazioni di Navier-Stokes per la conservazione di massa e quantità di moto per un fluido Newtoniano, diventano:

$$\nabla \cdot \mathbf{V} = 0 \quad (2.1a)$$

$$\frac{\partial \rho \mathbf{V}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{V} \mathbf{V}) = -\nabla p + \nabla \cdot \Sigma + \rho \mathbf{f} + \int_{S(t)} \sigma k' \mathbf{n}' \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}') dS \quad (2.1b)$$

$$\Sigma = \mu(\nabla \mathbf{V} + \nabla \mathbf{V}^T) \quad (2.1c)$$

dove t è il tempo, \mathbf{V} il campo di velocità, ρ e p densità e pressione, Σ il tensore di sforzo e \mathbf{f} l'accelerazione dovuta alle forze di volume, tipicamente l'accelerazione di gravità. L'ultimo termine dell'equazione 2.1b rappresenta la tensione superficiale agente solo sull'interfaccia: in esso σ indica il coefficiente di tensione superficiale, k la curvatura e \mathbf{n} la normale locale.

Le equazioni 2.1a e 2.1b rappresentano rispettivamente l'equazione di continuità e l'equazione di conservazione della quantità di moto e valgono per entrambe le fasi.

Gli effetti della comprimibilità e della gravità sono stati trascurati.

Il sistema di equazioni è scritto per un unico fluido le cui proprietà sono discontinue a cavallo dell'interfaccia. Le due fasi sono individuate da una

funzione indicatrice di tipo a scalino, la funzione di Heaviside H : essa assume valore 1 in corrispondenza di un fluido, 0 per l'altro, e valori intermedi nelle celle dove è presente l'interfaccia (dove cioè ogni fase occupa solo una parte della cella). Le proprietà materiali dell'unico fluido sono quindi determinate a partire dai valori che esse assumono ai due lati dell'interfaccia. Nel caso specifico del metodo VOF la funzione indicatrice utilizzata è la frazione volumica α , definita come:

$$\begin{cases} 1 & \text{per volume occupato dal fluido } a \\ 0 < \alpha < 1 & \text{per volume attraversato dall'interfaccia} \\ 0 & \text{per volume occupato dal fluido } b \end{cases} \quad (2.2)$$

La frazione di volume α è un'invariante lagrangiana e rispetta un'equazione di trasporto del tipo:

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} + (\mathbf{V} \cdot \nabla) \alpha = 0 \quad (2.3)$$

Le proprietà delle due fasi, nello specifico densità ρ e viscosità μ , sono espresse come combinazione lineare delle corrispondenti quantità per i fluidi singolarmente presi, tramite il parametro α :

$$\rho = \alpha \rho_a + (1 - \alpha) \rho_b \quad (2.4)$$

$$\mu = \alpha \mu_a + (1 - \alpha) \mu_b \quad (2.5)$$

dove i pedici a e b indicano i due fluidi.

Compressione dell'interfaccia

La convezione di una funzione a gradino presenta alcune difficoltà di tipo numerico legate appunto alla discontinuità della soluzione. Nel presente caso viene introdotto un termine compressivo artificiale nell'equazione per α che consente di contenere il suo valore tra 0 e 1 e di ottenere una forma più netta dell'interfaccia:

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{V}\alpha) + \nabla \cdot (\mathbf{V}_c \alpha (1 - \alpha)) = 0 \quad (2.6)$$

dove il termine aggiunto è il terzo, nel quale \mathbf{V}_c è un campo di velocità opportuno: tale termine agisce soltanto nella regione di interfaccia, dove cioè $0 < \alpha < 1$. Il campo \mathbf{V}_c è basato sul massimo modulo della velocità nella regione di transizione; perchè la compressione agisca in direzione perpendicolare all'interfaccia, la normale ad essa \mathbf{n}^* viene valutata a partire da un'interpolata α^* della funzione indicatrice, come specificato nel paragrafo seguente.

Calcolo della tensione superficiale

Il calcolo della tensione superficiale nei metodi VOF presenta delle difficoltà in quanto l'interfaccia non è tracciata esplicitamente e la sua forma è ricostruita a posteriori: per questo motivo non è possibile risolvere direttamente l'integrale nell'equazione 2.1b. Per superare questa difficoltà viene qui adottato il modello Continuum Surface Force (CSF) di Brackbill et al. [3], il quale rappresenta gli effetti della tensione superficiale come una forza volumetrica agente nella regione di transizione:

$$\int_{S(t)} \sigma k' \mathbf{n}' \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}') dS \approx \sigma k \nabla \alpha \quad (2.7)$$

dove k è la curvatura dell'interfaccia, calcolata utilizzando la normale all'interfaccia \mathbf{n}^* , calcolata a sua volta su un'interpolata α^* della funzione indicatrice:

$$k = \nabla \cdot \left(\frac{\nabla \alpha^*}{|\nabla \alpha^*| + \epsilon} \right) = -\nabla \cdot \mathbf{n}^* \quad (2.8)$$

dove le grandezze con apice * sono relative all'interfaccia interpolata e ϵ è un addendo molto piccolo ($\delta(10^{-5})$) utilizzato per stabilizzare il calcolo nelle regioni al di fuori della zona di transizione, dove $|\nabla \alpha^*| \rightarrow 0$. Un grave limite dei metodi a tracciamento di volume risiede però nel fatto che non viene rispettato il vincolo di risultante nulla su superfici chiuse:

$$\int_{S(t)} \mathbf{n} dS \neq 0 \quad (2.9)$$

$$\int_{S(t)} \sigma k \mathbf{n} dS \neq 0 \quad (2.10)$$

Ciò si traduce in una forza risultante non nulla, fisicamente ingiustificabile; l'entità di tale effetto è oggetto di indagine nel lavoro di Rusche [2]. Questo problema non affligge i metodi che mantengono la forma dell'interfaccia (metodi a tracciamento dell'interfaccia a griglia mobile), ma essi, come già visto, non garantiscono la conservazione del volume di fluido. Soltanto alcuni metodi a griglia mobile possono rispettare entrambi i vincoli.

Le dinamiche del flusso multifase oggetto del presente studio vengono adeguatamente modellate attraverso le equazioni di Navier-Stokes corredate da una legge di viscosità di tipo Newtoniano. Perciò non verranno considerate equazioni che descrivono cambiamenti di fase o reazioni chimiche, nè tantomeno la termodinamica del sistema.

2.4 Modello numerico in OpenFOAM

In questa sezione viene effettuata una breve disamina dei solutori, degli schemi numerici e dell'algoritmo di raffinamento dinamico di griglia utilizzati. In particolar modo quest'ultimo, sviluppato da Brivio nel suo lavoro di tesi [1], è risultato molto utile ai fini della qualità delle simulazioni ottenute.

2.4.1 Solutori

In *OpenFOAM* sono implementate varie tipologie di solutori. Il tipo di flusso e la tipologia di dominio considerati in questo studio richiedono l'utilizzo di un solutore per flussi multifase. I possibili solutori per un flusso bifase sono *interFoam*, *interDyMFoam*, *interDyMFoamRef*, *MultiphaseInterFoam*.

Il precedente lavoro di Cristina [5] ha evidenziato i limiti di quest'ultimo, per cui si è scelto di non utilizzarlo.

Le potenzialità offerte da ciascuno dei tre solutori sono simili, ma ognuno presenta caratteristiche e peculiarità che lo rendono unico rispetto agli altri.

Il solutore *interFoam* è specifico per flussi bifase con fluidi incomprimibili, con tracciamento dell'interfaccia e possibile griglia mobile.

Il solutore *interDyMFoam* è un solutore preesistente nelle librerie di *OpenFoam*. In esso è presente un tool in grado, in caso di presenza dell'interfaccia tra fluidi, di raffinare dinamicamente la mesh o di muoverla in funzione del calcolo di determinate quantità.

Il difetto principale è un raffinamento di griglia indiscriminato ed il mancato de-raffinamento delle celle, che portano ad un aumento spropositato ed insostenibile del numero di celle computazionali, alla formazione di una griglia estremamente fitta ed irregolare nel giro di poche iterazioni, condizione per la quale le simulazioni procedono lentamente o si bloccano per via dei time-step troppo piccoli che impediscono di soddisfare le condizioni sul numero di Courant, specialmente se si trattano domini tridimensionali.

Inoltre tale opzione comporta la necessità di generare una mesh iniziale lasca e dopo i primi step avviene la distruzione dell'interfaccia.

Il solutore *interDyMFoamRef* è stato sviluppato da P. Brivio [1] a partire dal solutore esistente *interDyMFoam*.

Con questo solutore alla fine di ogni iterazione viene effettuato un certo numero di cicli di raffinamento di griglia, in seguito ai quali vengono re-inizializzate le condizioni al contorno per la nuova mesh. Inoltre, la griglia viene raffinata solo in prossimità dell'interfaccia tra i fluidi, cioè lì dove $0 < \alpha < 1$ e questo comporta un sostanziale risparmio di tempo e di costo computazionale perchè non è necessario raffinare tutta la griglia ad ogni iterazione, ma solo la parte interessata dall'interfaccia e si osserva anche un notevole miglioramento della soluzione, che ha una forte variabilità in prossimità dell'interfaccia, mentre è molto più continua allontanandosi da essa. Il processo prende il nome di raffinamento e di pre-raffinamento dinamico di griglia. Il solutore *interDyMFoamRef* esegue un raffinamento dinamico di griglia nelle celle in cui è presente l'interfaccia tra i fluidi e consente un notevole risparmio di tempo computazionale ed un cospicuo miglioramento della soluzione.

Una valutazione comparativa di questi ultimi due solutori elencati ha portato ad affermare che il secondo è più affidabile, veloce e dà risultati più accurati rispetto al primo, per cui si è deciso di utilizzare per il prosieguo delle simulazioni il solo *interDyMFoamRef*.

2.4.2 Schemi numerici

Qui di seguito si riportano brevemente gli schemi numerici impiegati per la discretizzazione e la risoluzione di ciascuno dei termini delle equazioni di governo. La vastità di schemi utilizzabili ha portato ad una scelta degli schemi sia più comuni, sia con minori problemi dal punto di vista della convergenza. Per ulteriori dettagli è possibile consultare la guida del software OpenFOAM [4].

- Derivata temporale $\frac{\partial}{\partial t}$: schema di Eulero implicito, di primo ordine;
- Gradiente ∇ : schema di Gauss, con interpolazione tra centri delle celle e centri delle facce di tipo lineare;
- Convezione della quantità di moto $\nabla \cdot (\rho \mathbf{V}\mathbf{V})$: schema di Gauss, con interpolazione di tipo *limitedLinear* per quantità vettoriali con coefficiente 1 per ottenere le migliori doti di convergenza numerica;
- Convezione della frazione volumica $\alpha \nabla \cdot (\mathbf{V}\alpha)$: schema di Gauss, con interpolazione secondo il metodo di vanLeer;
- Convezione della frazione volumica α secondo la velocità $\mathbf{V}_{rb} \nabla \cdot (\mathbf{V}_{rb}\alpha)$: schema di Gauss, con interpolazione del campo di α secondo il metodo specifico di *interfaceCompression*; esso produce un'interfaccia ben definita, ma si possono generare correnti parassite a causa dei forti gradienti attorno ad essa;
- Laplaciano $\nabla \cdot (\nu \nabla \mathbf{V})$: schema di Gauss, con interpolazione lineare di ν e gradiente normale alla superficie $\nabla \mathbf{V}$ di tipo *corrected*;
- Schemi di interpolazione: interpolazione lineare;
- Gradiente normale alla superficie: *corrected*, schema di correzione esplicita non ortogonale.

La condizione CFL (Courant-Friedrichs-Lewy) per la stabilità dello schema numerico è imposta con un valore massimo per il numero di Courant:

$$C = \max\left(\frac{|\mathbf{V}|\Delta t}{\Delta x}\right) \quad (2.11)$$

pari a 0.3, inferiore al valore 0.5 suggerito nella documentazione in maniera da ridurre i possibili effetti di correnti parassite.

2.4.3 Raffinamento dinamico di griglia

L'algoritmo di raffinamento dinamico di griglia con mesh adattiva presenta potenzialità e vantaggi tali da renderne l'utilizzo indispensabile nelle simulazioni tridimensionali di flussi bifase al fine di ottenere risultati qualitativamente rilevanti e per riuscire a catturare le piccole strutture rilevanti che altri algoritmi non riescono ad identificare nella loro implementazione. La procedura adattiva segue una procedura di questo tipo:

1. La prima mesh computazionale viene generata. Se tale mesh non è ritenuta abbastanza fitta da descrivere le variabili con l'accuratezza desiderata viene effettuata una re-inizializzazione della stessa e delle variabili del sistema

2. una volta raggiunta la convergenza di pre-raffinamento le equazioni discretizzate vengono risolte all'interno del dominio computazionale
3. il solutore valuta un errore numerico legato all'accuratezza della soluzione. Se tale errore risulta inferiore ad una certa tolleranza prestabilita il calcolo si ferma
4. in caso contrario avviene un'ulteriore raffinamento dinamico nelle zone in cui la mesh risulta più sensibile alle variazioni e ai gradienti ed eventualmente la mesh (adattiva) viene spostata o corretta attraverso la modifica o l'aggiunta di punti di griglia per correggere tali errori
5. la soluzione numerica alla quale si perviene viene salvata nel nuovo dominio computazionale ed utilizzata come condizione iniziale di partenza per il calcolo successivo
6. lo step si ripete ad ogni iterazione

Nelle figure seguenti vengono mostrate una griglia bidimensionale al variare del raffinamento dinamico operato su di essa (2.2) ed i risultati applicati all'interfaccia tra una goccia d'acqua e l'aria circostante (2.3):

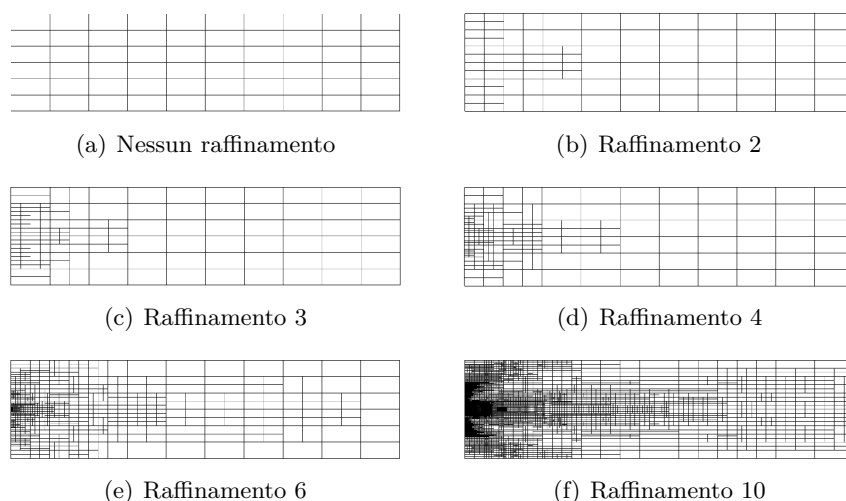


Figura 2.2: Mesh adattiva al variare del raffinamento dinamico

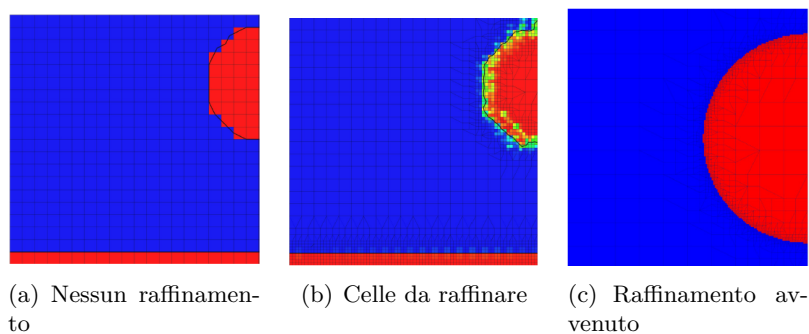


Figura 2.3: Procedura di raffinamento dinamico di griglia su mesh adattiva

La procedura è accurata e dà risultati importanti nel confronto con i solutori che non utilizzano questo tipo di algoritmo.

La scelta delle zone da raffinare e del tipo di raffinamento e di adattività da operare viene fatta in modo diretto dal solutore stesso.

L'utente deve esclusivamente specificare il massimo livello di raffinamento desiderato e la massima discretizzazione che si vuole avere nelle celle adiacenti a quelle raffinate.

Capitolo 3

Correnti di strato limite bifase tridimensionali

Nel capitolo seguente viene condotto uno studio qualitativo e quantitativo volto ad identificare e determinare l'effetto che provoca una corrente esterna impattante su una parete solida bagnata. Il fenomeno è riconducibile in linea generale al flusso d'aria lungo le ali degli aerei, che non sono asciutte, ma spesso sono rivestite da una sottile patina di acqua, la quale viene risente direttamente dell presenza della corrente esterna.

La tridimensionalità e la presenza di una corrente bifase caratterizzano il fenomeno e lo rendono peculiare rispetto all'analogo bidimensionale monofase, trattabile come semplice problema di Blasius.

Il fenomeno viene studiato attraverso simulazioni di flusso di correnti di strato limite laminare bifase su lastra piana.

In questo capitolo vengono presentati i risultati dell'indagine effettuata e si propone un confronto con le simulazioni numeriche presenti in letteratura, le quali, a differenza del presente studio, sono effettuate esclusivamente in ambiente bidimensionale, potendone apprezzare le differenze. L'intento principale è quello di operare il trasferimento delle conoscenze acquisite in ambito monofase al problema bifase tridimensionale dell'interazione tra film liquido sottile e strato limite laminare, di forte interesse applicativo.

3.1 Strato limite bifase

L'interazione dinamica tra il film liquido sottile che cresce su una superficie solida e lo strato limite che sovrasta il film rappresenta un punto cardine nello studio della perdita delle performance aerodinamiche che si verificano spesso in condizioni di pioggia e che sono state evidenziate in molteplici test in galleria del vento, oltre ad essere di grande interesse per poter mettere a punto sistemi di de-icing sulle ali dei velivoli.

Si tratta di un problema di strato limite, al quale si connettono altri fenomeni interessanti quali la formazione di onde nel film liquido e la rottura del film stesso.

In precedenza si è sempre considerato lo sviluppo dello strato limite $2D$ dovuto allo *shearing flow* di un fluido sull'altro.

Nel presente lavoro si assume un flusso tridimensionale con profilo variabile: *simple shear flow*, laminare e lineare, all'interno dello strato sottile di film liquido costituito da acqua; di Blasius in aria. Vengono inoltre considerati gli effetti legati a questo tipo di fenomeno, tra i quali il salto degli sforzi di taglio a livello dell'interfaccia film-aria e l'ispessimento del film lungo il dominio provocato dall'interazione con lo strato limite bifase.

3.1.1 Modello in OpenFoam

In questa sezione vengono presentati il dominio di calcolo e le condizioni iniziali ed al contorno utilizzate per modellare il fenomeno di corrente di strato limite bifase tridimensionale oggetto del presente studio. Le simulazioni sono state eseguite impiegando 32 CPU e 4 nodi computazionali che lavorano in parallelo ed un tempo di calcolo massimo di 480 ore per ciascuna simulazione. Sono stati impiegati due differenti solutori: *interFoam* ed *interDyMFoam*, su griglia mobile adattiva.

Griglia di calcolo

Il dominio è un parallelepipedo delle dimensioni di $0.06 \times 0.06 \times 0.036445m$. Il tipo e le dimensioni del dominio sono funzionali al confronto con le precedenti simulazioni bidimensionali e tridimensionali.

Sono state effettuate diverse simulazioni al fine di ottenere la discretizzazione più funzionale alle esigenze contrastanti di una buona risoluzione spaziale e di un tempo di calcolo non eccessivo. La griglia adottata presenta un grading nella direzione normale alla parete

solida, in quanto in questa direzione si verificano i maggiori gradienti delle variabili analizzate. Una spaziatura variabile consente inoltre di tener conto della grandezza del dominio rispetto all'altezza del film liquido: un'eccessiva discretizzazione in direzione normale alla parete solida di ampie porzioni di dominio comporterebbe un costo computazionale eccessivo ed un forte aumento della durata delle simulazioni.

I parametri fisici e l'altezza del film liquido adottati sono mostrati in tabella 3.1:

h_f	μ_a	μ_f	ρ_a	ρ_f
$7.289 \cdot 10^{-3}$	$2.5 \cdot 10^{-5}$	$1 \cdot 10^{-3}$	1	1000

Tabella 3.1: Altezza iniziale del film liquido e valori delle proprietà fisiche dei fluidi adottati nelle simulazioni con *interFoam* ed *interDyMFoam*

La tabella 3.2 mostra la discretizzazione della mesh utilizzata nelle simulazioni condotte:

Risoluzione	x	y_{aria}	y_{film}	z
min:	$D/13$	$D/5$	$D/51$	$D/10$
max:	$D/13$	$D/50$	$D/170$	$D/10$

Tabella 3.2: Risoluzione spaziale della griglia di calcolo nelle simulazioni con *interFoam* ed *interDyMFoam*

in cui D è il valore del diametro di riferimento della goccia impattante (come si vedrà nei capitoli successivi) e vale $D = 7.289 \cdot 10^{-3}m$.

I valori di D e di h_f sono gli stessi utilizzati nelle simulazioni bidimensionali in letteratura.

Condizioni iniziali ed al contorno

Le simulazioni prevedono l'interazione tra la corrente d'aria in ingresso nel dominio ed i fluidi presenti nel dominio, in particolar modo con il sottile film d'acqua alla base.

Le variabili che caratterizzano il fenomeno e che vengono inizializzate sono α , U , p_{rgh} che rappresentano rispettivamente la percentuale di acqua, la velocità del fluido e la pressione in ciascun nodo computazionale.

In figura 3.1 sono riportate le condizioni iniziali nel dominio ed il profilo iniziale di velocità in ingresso:

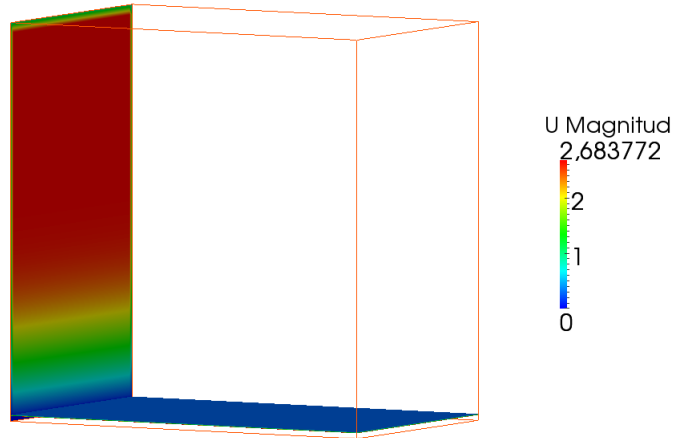


Figura 3.1: Dominio con profilo di velocità iniziale in *inlet* ed *inletBox*

Qui di seguito vengono schematizzate le condizioni al contorno utilizzate:

Patch		α	U	$p - rgh$
<i>inlet</i>	type:	I-O	timeVarying	zero G
	inletvalue:	uniform 0	-	-
	value:	uniform 0	-	-
<i>inletBox</i>	type:	I-O	timeVarying	zero G
	inletvalue:	uniform 1	-	-
	value:	uniform 1	-	-
<i>outlet</i>	type:	zero G	zero G	fixedValue
	value:	-	-	uniform 0
<i>outletBox</i>	type:	zero G	zero G	fixedValue
	value:	-	-	uniform 0
<i>lowerWall</i>	type:	zero G	fixedValue	zero G
	value:	-	uniform (0 0 0)	-
<i>atmosphere</i>	type:	zero G	zero G	totalP
	value:	-	-	uniform 0
<i>symmetryPlane</i>	type:	symPlane	symPlane	symPlane
	value:	-	-	-

Tabella 3.3: Condizioni al contorno

in cui *zero G* sta per *zeroGradient*, *I-O* per *inletOutlet*, *timeVarying* per *timeVaryingMappedFixedValue*, *totalP* per *totalPressure* e *symPlane* per *symmetryPlane*.

Qui di seguito forniamo una spiegazione in merito al tipo di condizioni al contorno utilizzate :

- *U*: per fornire il valore puntuale della velocità sulle patch inlet ed inletBox si utilizza la condizione *timeVaryingMappedFixed*, attraverso la quale è possibile generare i valori iniziali del profilo di velocità caricando un file dati nella directory di lavoro. Il solutore provvederà successivamente attraverso interpolazione dei dati a ricavare il valore nei punti del dominio; laddove il dominio è contornato da pareti solide la velocità a parete sarà nulla, perciò si impone la condizione *fixedValue* ed il valore vettoriale *uniform* (0,0,0); inoltre non è consentito al flusso d'aria di uscire dal dominio, non ci potrà essere componente normale della velocità, nè gradiente, perciò nelle patch che rimangono viene imposta la condizione *zeroGradient*; non si impone invece alcuna condizione lungo i piani di simmetria ed infatti si adotta *symmetryPlane*
- α : all'ingresso del dominio è necessario raccordare ciò che entra nel dominio con ciò che già è presente; per far sì che la parete non si asciughi è necessario garantire attraverso la condizione *inletOutlet* un apporto di liquido in ingresso, che è calcolato in base alla velocità nel film in corrispondenza del contorno; in tutto il resto del dominio si impongono le leggi di conservazione e quindi è sufficiente imporre la condizione *zeroGradient*, che svolge un ruolo chiave soprattutto a livello della patch *atmosphere* a livello della quale la corrente aeronautica è caratterizzata dall'aver velocità uniforme e modulo pari al valore massimo imposto.
- $p - rgh$: la pressione è quella termodinamica, perchè al netto della spinta idrostatica ρgh e senza forze di volume perchè la gravità è nulla e non ci sono altre forze di volume agenti nel dominio; la pressione totale si deve mantenere costante perchè non ci sono in gioco onde d'urto perciò si impone la condizione *totalPressure*, che permette di fissare il valore delle pressione totale, e quindi siccome questa ha un legame diretto con la velocità, è come fissare quest'ultima; nel nostro caso, inoltre, la pressione è un moltiplicatore di Lagrange, perchè non entra in gioco la termodinamica, quindi si impongono le condizioni *fixedValue* e *zeroGradient* in base alla presenza di pareti solide o meno.

Le condizioni iniziali nell'intero dominio vengono poste attraverso l'utilizzo del comando *setFields* attraverso il quale è stato possibile ricostruire lo stato

iniziale inizializzando tutte le variabili in gioco.

Le simulazioni non prevedono l'utilizzo del raffinamento dinamico di griglia e nelle simulazioni con *interDyMFoam* la griglia è adattiva, perciò le celle sono mobili ed le loro dimensioni possono subire modifiche durante le simulazioni.

3.2 Risultati e confronti

In questa sezione si espongono i risultati ricavati con i due solutori utilizzati, si valuta la capacità di entrambi di descrivere il fenomeno in esame ed infine si opera un confronto con i risultati *2D* ottenuti da Cristina [5]. I confronti, oltre ad essere qualitativi, sono quantitativi, in quanto si è scelto volutamente di utilizzare grandezze confrontabili con i passati lavori, al fine di caratterizzare la tridimensionalità dello studio effettuato.

3.2.1 interFoam

Le figure 3.2 e 3.3 mostrano l'andamento dei profili di velocità all'interno del film liquido.

Il profilo di velocità in ingresso è lineare; si verifica se l'interazione con lo strato d'acqua superficiale ne determini una variazione di pendenza o generi non linearità lungo y .

Essendo il profilo iniziale una funzione del tipo:

$$\mathbf{V}(x, y, z) = (U(x, y, z), V(x, y, z), W(x, y, z)) = U(y) \quad (3.1)$$

ci si attende che le quantità $V(x, y, z)$ e $W(x, y, z)$ ed i loro andamenti nel tempo siano sempre trascurabili e la sola componente ad essere presa in considerazione è $U(x, y, z)$.

Inoltre tramite uno studio preliminare tale assunto è stato verificato, constatando che i valori di V e W sono sempre prossimi a 0 in qualunque punto del dominio, qualsiasi sia l'istante di tempo considerato.

La 3.2 mostra l'evoluzione temporale del profilo di velocità $U(y)$ procedendo lungo x . Essendo il dominio *3D* è stata operata una scelta: considerare tutti i profili $U(y)$ lungo z e farne una media. La scelta è stata operata per i seguenti motivi:

1. è stato valutato che il profilo non subisce nessuna variazione di rilievo lungo z perciò non sarebbe sbagliato scegliere di rappresentare l'andamento di $U(y)$ a z fissata
2. rappresentare l'andamento lungo una generica sezione z comporterebbe tuttavia una limitazione della tridimensionalità del problema

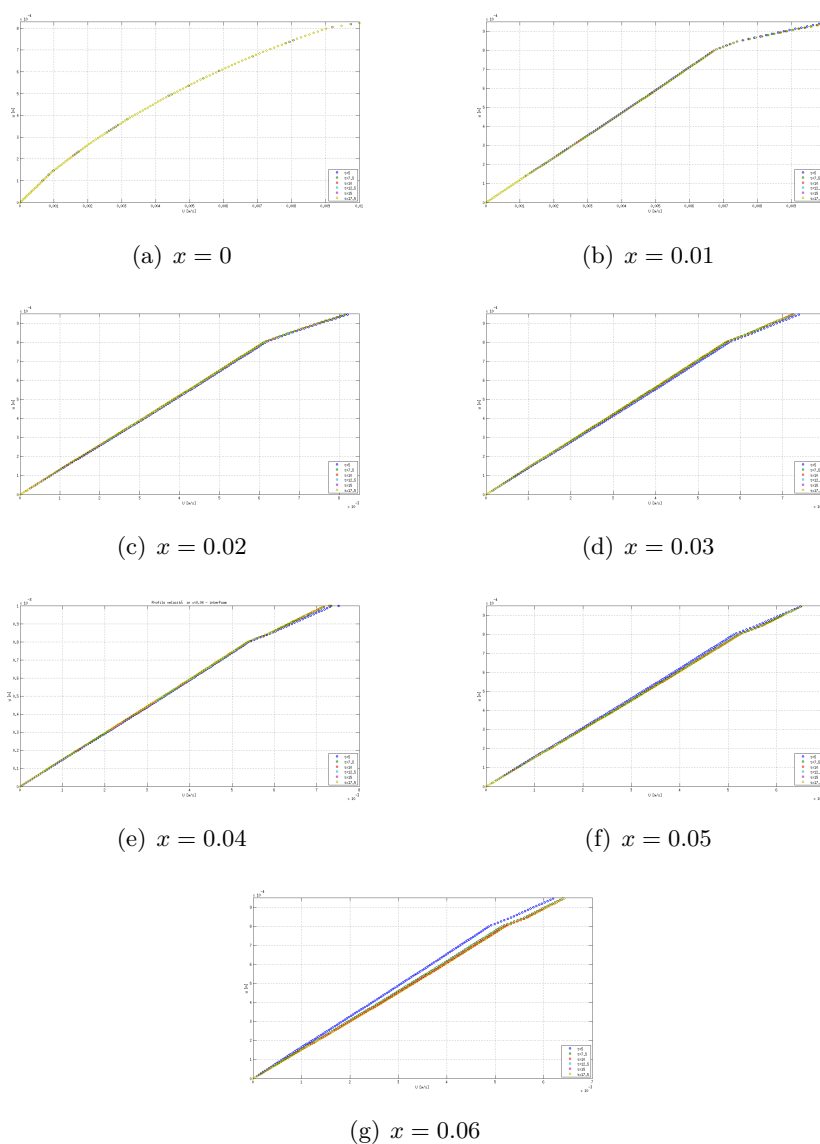


Figura 3.2: Andamento del profilo di velocità $U(y)$ medio nel tempo, per varie stazioni x , con *interFoam*

Come si osserva nelle figure precedenti il profilo di velocità resta lineare all'interno del dominio, tranne in ingresso, dove il profilo tende ad assumere una forma parabolica. Tale andamento, dovuto alla presenza dello strato liquido che interagisce con il profilo in ingresso, si modifica rapidamente ritornando ad una condizione di linearità già dopo un tratto molto breve (per $x > 0.01$ l'andamento è perfettamente lineare).

Si nota inoltre che le velocità molto basse del profilo e lo spessore limitato del film portano la soluzione rapidamente a convergenza: infatti considerando

una generica stazione x la pendenza delle curve al variare del tempo cambia pochissimo, in pratica le soluzioni sono quasi sovrapposte. A $t = 20s$ la convergenza è perfettamente raggiunta.

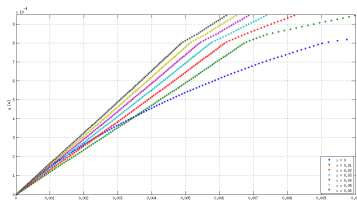
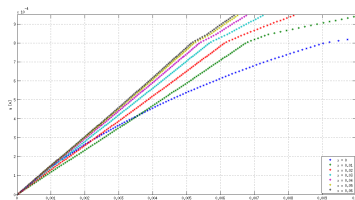
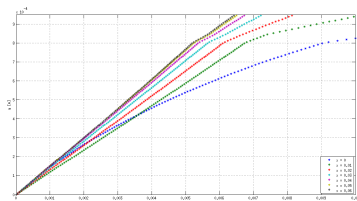
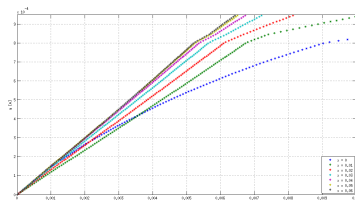
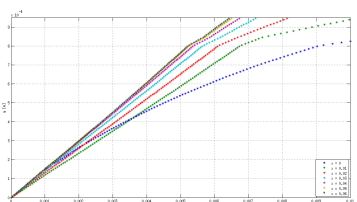
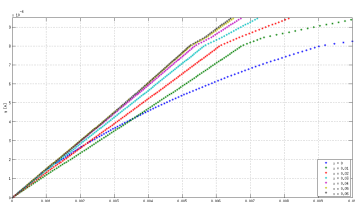
(a) $t = 5$ (b) $t = 7.5$ (c) $t = 10$ (d) $t = 12.5$ (e) $t = 15$ (f) $t = 17.5$

Figura 3.3: Andamento del profilo di velocità $U(y)$ medio nello spazio, per vari tempi t , con *interFoam*

Mentre in figura 3.2 si può ben osservare la rapida convergenza ottenuta utilizzando *interFoam*, in figura 3.3 si possono apprezzare gli andamenti del profilo in x a vari istanti di tempo.

Le curve hanno pendenza variabile, che aumenta all'aumentare di x . In pratica il solutore caratterizza bene l'evoluzione temporale del fenomeno, dato che in un dato istante la corrente sarà più sviluppata lì dove è arrivata prima (pendenza minore, $|U|$ maggiore) e meno nelle stazioni più lontane (pendenza maggiore, $|U|$ minore).

Un'altro aspetto importante è la linearità in prossimità dell'interfaccia. Nelle immagini di figura 3.3 si può osservare come i profili mantengano

un andamento continuo e lineare in tutto lo spessore del film, cambiando pendenza in prossimità dell'interfaccia. Ma anche il cambio di pendenza non è brusco, come è giusto aspettarsi in quanto siamo in condizioni di flusso laminare, per cui lo strato limite si sviluppa in modo lineare.

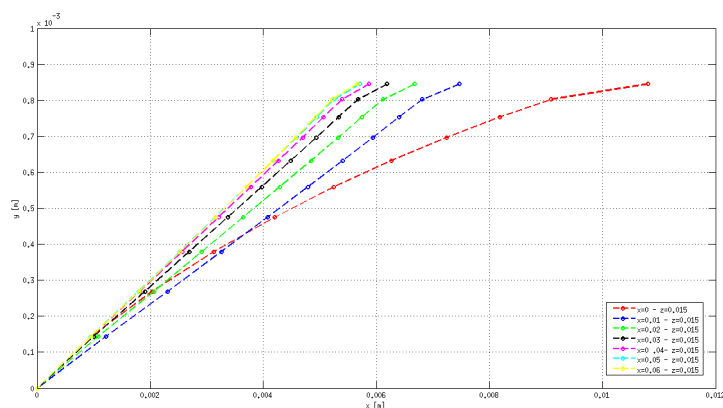


Figura 3.4: Particolare del profilo di velocità $3D$ a convergenza, a $z = 0.015$, al variare di x , con *interFoam*

Nell'immagine 3.4 si mostra come, considerata una stazione generica z , a convergenza gli andamenti sono i medesimi dell'andamento medio generale che è stato preso in considerazione, a dimostrazione che è stato possibile operare una media senza perdere informazioni sull'andamento $3D$ del flusso.

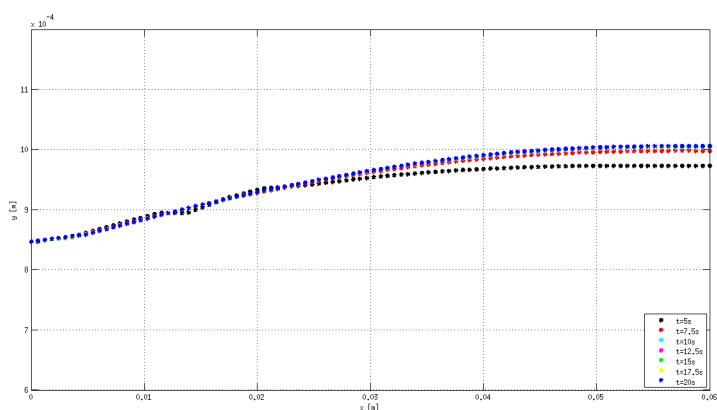


Figura 3.5: Andamento dell'interfaccia nel tempo, con *interFoam*

La figura 3.5 mostra l'evoluzione dell'interfaccia tra il film e l'aria soprastante. Anche in questo caso si osserva come l'andamento sia quello atteso e che al tempo $t = 17.5s$ la soluzione è arrivata a convergenza.

Il valore di riferimento adottato è $\alpha = 0.5$.

Anche per quanto riguarda l'interfaccia si è operata una media delle sue posizioni al variare di z e anche in questo caso si è osservato come la tridimensionalità del problema influenzi poco il suo andamento lungo z , data la simmetria del dominio e del profilo di velocità in quella direzione.

Si osserva come lo strato limite che si crea nel contatto tra i fluidi in moto relativo tra loro provochi un leggero ispessimento del film liquido, ma tale aumento di spessore è estremamente ridotto. Inoltre si nota come non ci sia più aumento di spessore per stazioni superiori ad $x = 0.03$, il che ci permetterà in seguito di operare le simulazioni di impatto di goccia in condizioni di film liquido completamente sviluppato, scegliendo di far avvenire l'impatto proprio a partire dalla zona in cui non ci sono più variazioni lungo y .

3.2.2 interDyMFoam

L'evoluzione del profilo di velocità calcolato con il solutore *interDyM-Foam* è molto differente da quello precedente, come mostrano le figure seguenti:

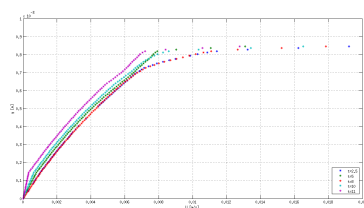
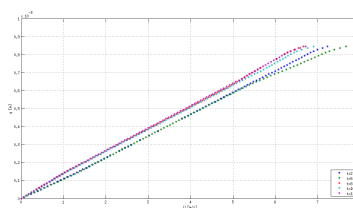
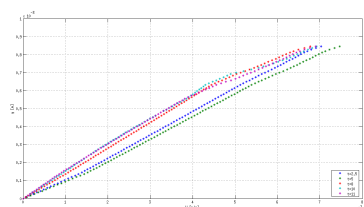
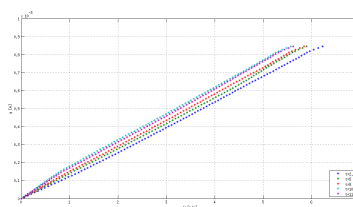
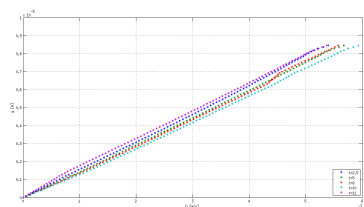
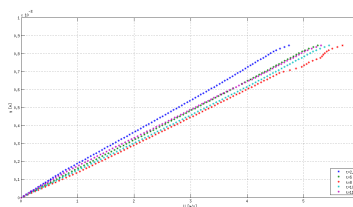
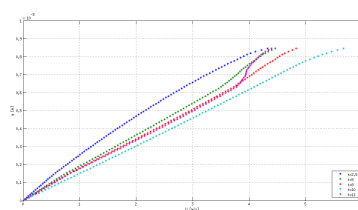
(a) $x = 0$ (b) $x = 0.01$ (c) $x = 0.02$ (d) $x = 0.03$ (e) $x = 0.04$ (f) $x = 0.05$ (g) $x = 0.06$

Figura 3.6: Andamento del profilo di velocità $U(y)$ medio nel tempo, per varie stazioni x , con *interDyMFoam*.

La simulazione converge meno rapidamente ed il tempo di calcolo aumenta notevolmente rispetto 3.2.1.

La linearità del profilo viene rispettata solo in parte: per alcune stazioni (in particolar modo quelle più avanzate) i profili perdono la loro evoluzione lineare, come evidenzia la sovrapposizione delle curve per tempi differenti. Inoltre gli andamenti avvicinandosi all'interfaccia diventano fortemente variabili.

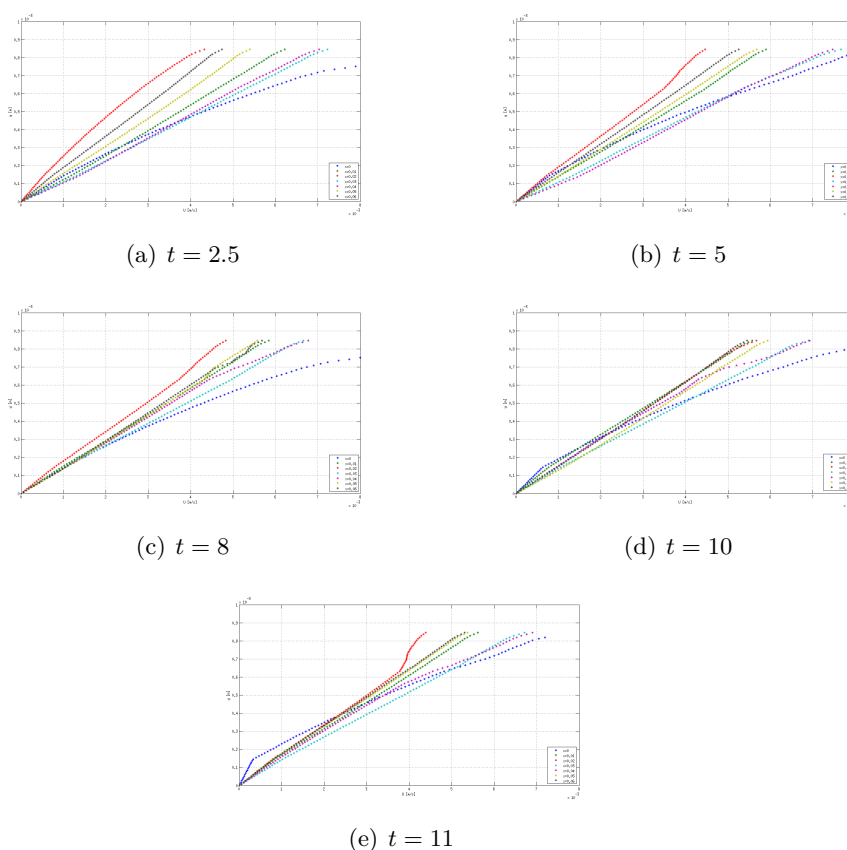


Figura 3.7: Andamento del profilo di velocità $U(y)$ medio nello spazio, per vari tempi t , con *interDyMFoam*

L'evoluzione spaziale a tempo fissato dimostra quanto affermato in precedenza: il programma non sempre riesce a calcolare in modo corretto la evoluzione della velocità all'interno del film liquido e spesso le sovrapposizioni e le non-linearità delle curve rendono difficile identificare l'andamento stesso della velocità, non solo in prossimità dell'interfaccia ma lungo tutto lo spessore del film.

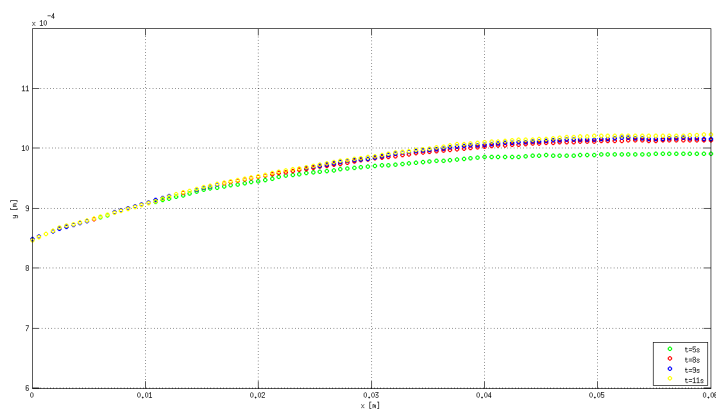


Figura 3.8: Andamento dell'interfaccia nel tempo, con *interDyMFoam*

A differenza di quanto fatto notare per la velocità U , *interDyMFoam* cattura in maniera corretta l'evoluzione dell'interfaccia che a $t = 11s$ raggiunge la convergenza.

3.2.3 Confronto tra i solutori

Si opera il confronto dei risultati ottenuti utilizzando i due solutori, al fine di determinare quale sia il più adatto a descrivere il fenomeno analizzato. In figura 3.9 è riportato il confronto dell'andamento dell'interfaccia nel tempo:

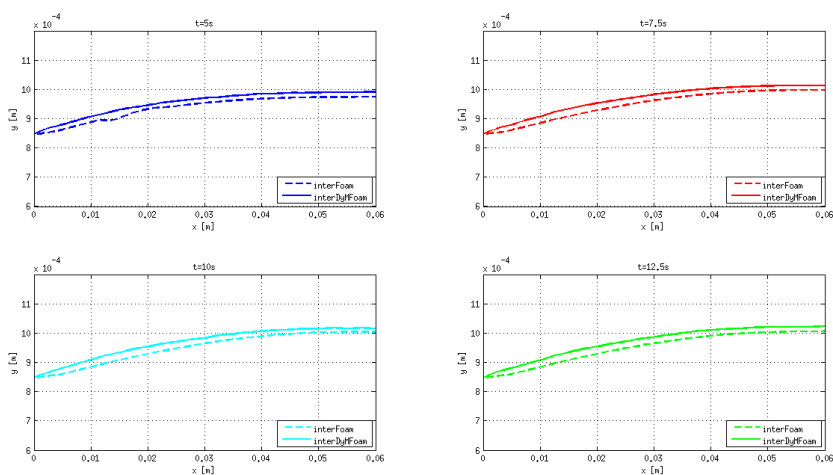


Figura 3.9: Confronto dell'andamento dell'interfaccia 3D nel tempo ottenuta con i solutori *interFoam* e *interDyMFoam*

Le griglie di calcolo sono le stesse. Il valore di α di riferimento per stabilire la posizione del pelo libero è 0.5, tenendo presente che i metodi VOF preservano la continuità ma non individuano esattamente la posizione dell'interfaccia, dato che questa viene spalmana su più celle.

Gli andamenti medi ricreati dai due solutori sono molto simili, ma *interFoam* arriva a convergenza molto più rapidamente.

La variazione di spessore dovuto alla presenza della corrente esterna è molto limitato sia in direzione x sia nel tempo. Questo andamento è prevedibile dato che lo spessore del film è molto limitato e la direzione predominante del campo di moto è parallela al pelo libero, che quindi non risente di gradienti in grado di modificarne lo spessore in maniera sensibile.

Questo tipo di confronto ci permette di stabilire quanto la corrente influenzi i moti e le caratteristiche del film liquido.

3.2.4 Confronto risultati 2D - 3D

Tenendo conto del fatto entrambi i solutori adottati catturano l'interfaccia in modo analogo e che *interFoam* riesce a catturare in modo significativamente migliore l'andamento dei profili di velocità di quanto non faccia *interDyMFoam*, si utilizzeranno i risultati della sezione 3.2.1 nella comparazione con i risultati bidimensionali di Cristina [5].

Interfaccia film liquido - aria

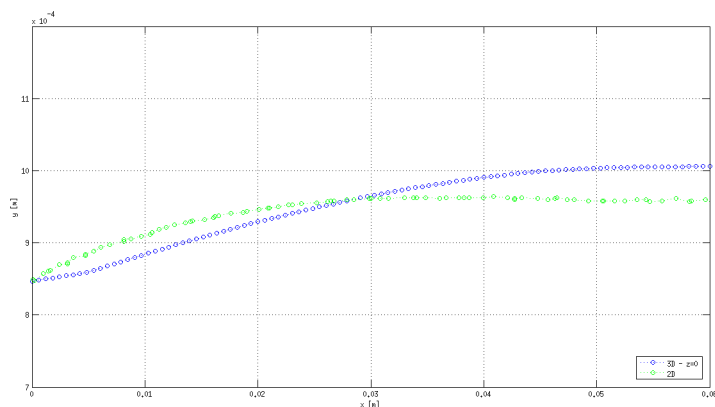


Figura 3.10: Confronto tra la soluzione 3D dell'interfaccia a regime ottenuta con *interFoam* e la soluzione 2D a regime di Cristina [5]

In figura 3.10 è rappresentato l'andamento medio dell'interfaccia nel caso $3D$ e nel dominio $2D$. Le due simulazioni sono confrontabili tra loro, in quanto la porzione di dominio $x - y$ ed i valori del profilo di velocità in ingresso sono i medesimi per entrambe le simulazioni.

In entrambi i domini lo strato liquido subisce un incremento del 10% circa dello spessore iniziale procedendo lungo x . L'interfaccia $2D$ cresce più rapidamente raggiungendo il suo valore asintotico prima del profilo $3D$. Questa differenza si deve, nel caso tridimensionale, ad una maggior lentezza nel convergere, per cui lo spessore aumenta più lentamente al crescere di x .

In entrambi i casi si può individuare nella stazione intermedia $x = 0.03$ un punto nel quale l'interfaccia si è praticamente stabilizzata ad un valore costante.

Bisogna considerare che gli errori nel tracciamento della posizione possono influire su tale andamento riscontrato, per cui è contemplata una percentuale di errore nell'evoluzione calcolata dell'interfaccia. Nel caso $3D$ tale errore è minore, perchè la media effettuata elimina le variazioni più significative, riducendo gli errori computazionali.

La continuità è preservata in entrambi i casi, come dimostra l'uguaglianza tra le aree sottese dalle interfacce.

Profili di velocità

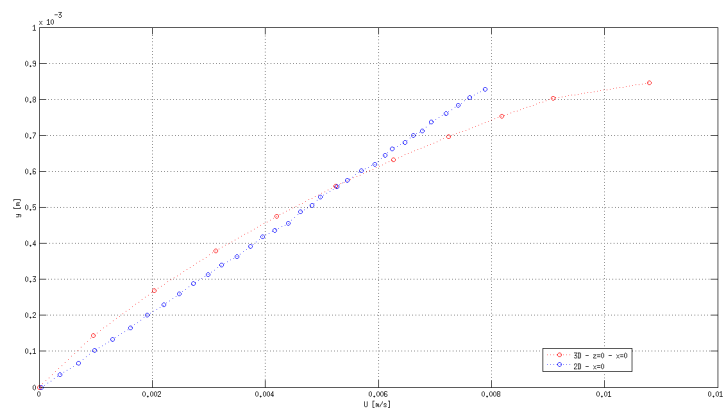


Figura 3.11: Confronto tra il profilo $3D$ di velocità a regime ottenuto con il solutore *interFoam* ed il profilo $2D$, in $x = 0$

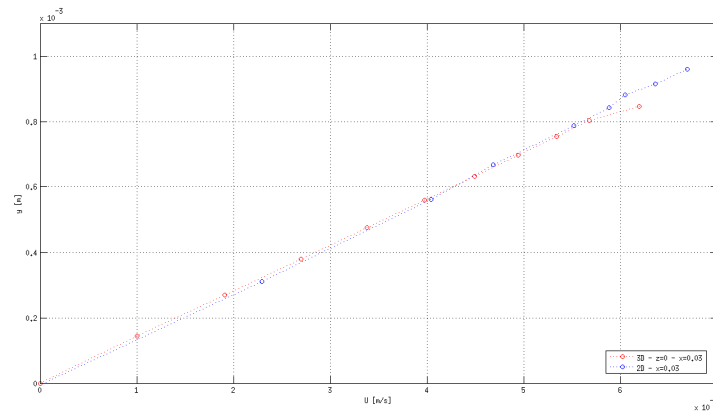


Figura 3.12: Confronto tra il profilo $3D$ di velocità a regime ottenuto con il solutore *interFoam* ed il profilo $2D$, in $x = 0.03$

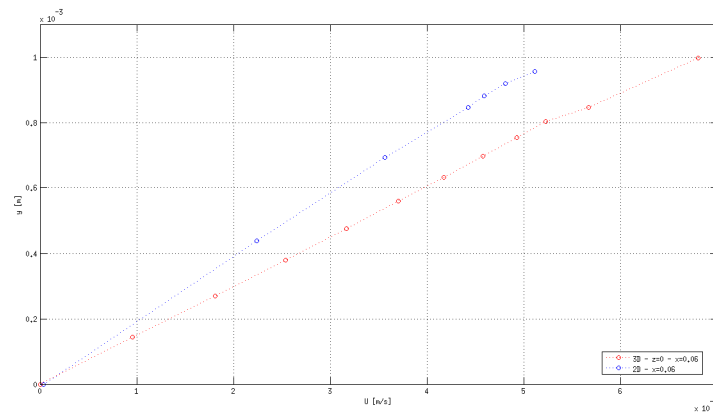


Figura 3.13: Confronto tra il profilo $3D$ di velocità a regime ottenuto con il solutore *interFoam* ed il profilo $2D$, in $x = 0.06$

Il profilo di Blasius che investe l'aria sopra il film liquido non viene indagato. Nel caso tridimensionale il profilo lineare in ingresso subisce una rapida variazione di forma dovuta alla resistenza incontrata nel venire a contatto con il film. Anche a convergenza, la forma del profilo nella stazione iniziale rimane nonlineare, con andamento leggermente parabolico, mentre nel caso $2D$ non si riscontrano variazioni di forma di rilievo. Successivamente la linearità è garantita ovunque all'interno del film, anche in prossimità dell'interfaccia,

con un andamento sostanzialmente coincidente nel caso di $x = 0.03$ e leggermente divergente all'outlet $x = 0.06$. La verifica della concordanza delle simulazioni ci permette di confermare i lavori precedenti e validare il metodo ed il solutore utilizzati nelle simulazioni tridimensionali effettuate.

Sforzi di taglio

Per verificare la buona convergenza dei risultati si procede al calcolo dell'andamento dello sforzo di taglio τ_{xy} medio a livello dell'interfaccia. Gli altri sforzi sono quasi nulli perchè non ci sono significativi gradienti di velocità lungo x e z . È stata fatta una media tra i valori compresi tra $0.001 < \alpha < 0.1$ e $0.9 < \alpha < 0.99$, cioè si è valutato il valore agli estremi dello strato limite bifase, lì dove è predominante la presenza di uno o dell'altro fluido, considerando all'interno dello strato limite, molto sottile, un andamento lineare delle quantità qui discusse.

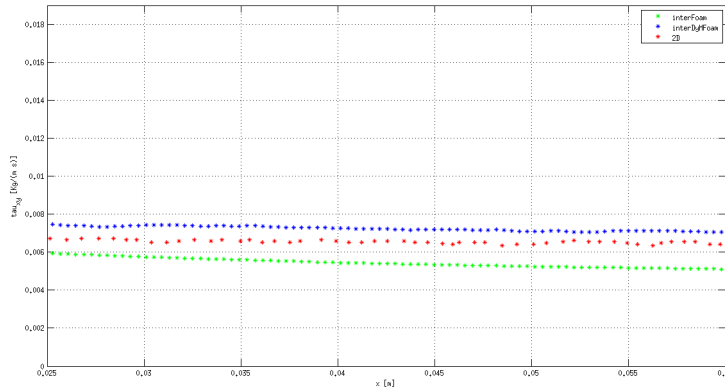


Figura 3.14: Confronto dell'andamento a regime degli sforzi di taglio 3D all'interfaccia ottenuti con i solutori *interFoam*, *interDyMFoam* e la soluzione 2D di Cristina [5]

L'andamento degli sforzi all'inizio del dominio non viene mostrato, perchè l'interesse è rivolto alle zone in cui viene fatta cadere successivamente la goccia, nelle simulazioni di impatto. L'andamento degli sforzi è piuttosto costante, leggermente decrescente a partire da un valore massimo iniziale, come è prevedibile nel caso di profili variabili con gradienti molto limitati. I valori ricavati sono molto simili; i più bassi sono quelli di *interFoam* 3D, che riscontra un andamento molto lineare del profilo di velocità e quindi gradienti e sforzi di taglio inferiori in direzione normale alla parete rispetto agli altri due casi, in cui i profili a livello dell'interfaccia sono più irregolari.

Capitolo 4

Impatto normale 3D su corrente di strato limite bifase

Nel presente capitolo si esaminano i risultati dello studio numerico di impatto normale tridimensionale di una singola goccia d'acqua su strato liquido sottile, in presenza di una corrente esterna. Il problema dell'impatto su tempi lunghi viene affrontato ricorrendo a tecniche di raffinamento dinamico localizzato in prossimità dell'interfaccia gas-liquido per flussi multifase, così da poter cogliere le dinamiche del fenomeno.

Nel seguito verranno analizzati gli andamenti dei parametri più pregnanti per descrivere il fenomeno: i raggi interno, esterno e l'altezza della corona, la quantità di liquido innalzata in seguito all'impatto, l'andamento dei baricentri del volume di liquido eiettato durante l'impatto. L'obiettivo è quello di caratterizzare numericamente i fenomeni di spreading e splashing in un dominio tridimensionale ed in condizioni simili a quelle che si riscontrano normalmente nell'ambito aeronautico, cioè in presenza di perturbazioni esterne dovute al campo di moto.

La novità rappresentata da questo studio rende operabile solo in parte un confronto, data l'assenza di risultati preesistenti in merito; verranno effettuati paragoni con simulazioni di impatto $2D$ analoghe, in quanto in presenza di corrente esterna e con le simulazioni di impatto $3D$ in assenza di corrente esterna.

4.1 Modello in OpenFoam

La simulazione di impatto normale tridimensionale è stata effettuata utilizzando 32 CPU su 4 nodi computazionali in parallelo ed il tempo di calcolo complessivo impiegato pari a 480 ore.

Il solutore utilizzato, così come per le simulazioni di impatto obliquo del capitolo successivo, è *interDyMFoamRef* su dominio tridimensionale, con raffinamento dinamico di griglia in tutte le direzioni.

L'evoluzione del problema è sostanzialmente quasi bidimensionale, data la simmetria del dominio e delle variabili al tempo iniziale; per tale motivo la simulazione è stata effettuata su metà del dominio reale, così da raddoppiare la risoluzione spaziale a parità di risorse computazionali utilizzate. Si tratta di una semplificazione, dato che l'evoluzione reale del fenomeno non è perfettamente simmetrica, ma è comunque una riduzione ragionevole che permette di caratterizzarlo in maniera dettagliata.

La mesh adottata consente una buona visualizzazione della tridimensionalità del fenomeno, caratteristica fondamentale ai fini del lavoro condotto.

4.1.1 Griglia di calcolo

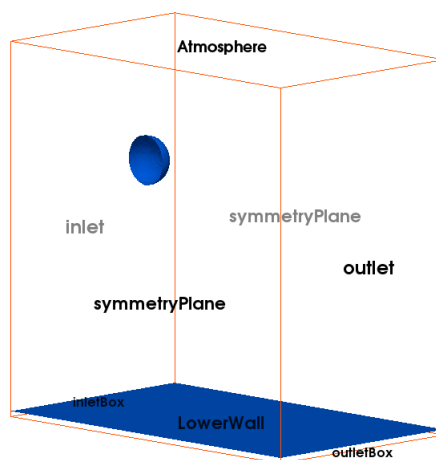


Figura 4.1: Dominio iniziale della simulazione di impatto normale con relative patch

Il dominio è un parallelepipedo delle dimensioni di $0.06 \times 0.06 \times 0.036445m$. La griglia di calcolo iniziale è la stessa utilizzata per la simulazione di corrente di strato limite laminare bifase su lastra piana con la quale è stato creato il campo di moto iniziale necessario per le simulazioni a venire.

La soluzione adottata permette di ottenere un'elevata risoluzione spaziale senza aumentare eccessivamente il tempo di calcolo.

Nelle tabelle 4.1 e 5.2 è rappresentata la discretizzazione iniziale del dominio e quella finale:

	Punti	Celle
Discretizzazione iniziale:	$5.72 \cdot 10^5$	$5.5 \cdot 10^5$
Discretizzazione finale:	$5.5 \cdot 10^6$	$8.35 \cdot 10^6$

Tabella 4.1: Numero di celle e di punti iniziali e finali impiegati nella simulazione di impatto normale

Risoluzione	x	y_{aria}	y_{film}	z
min:	$D/13$	$D/5$	$D/51$	$D/10$
max:	$D/13$	$D/50$	$D/170$	$D/10$

Tabella 4.2: Risoluzione spaziale al tempo iniziale della simulazione di impatto normale

La scelta di utilizzare una spaziatura variabile in direzione y si è resa opportuna al fine di garantire una buona risoluzione soprattutto in prossimità dell'interfaccia aria-liquido, sia perchè è una regione in cui le variabili presentano significativi gradienti sia perchè rappresenta la zona di primo contatto nell'impatto tra goccia e film liquido ed è quindi di forte interesse ai fini del presente studio.

Il livello di raffinamento dinamico di griglia adottato è pari a 2 ed è localizzato nell'intorno dell'interfaccia aria-film liquido, perciò il numero di celle all'interno del dominio aumenta notevolmente nel tempo a causa dell'evoluzione dell'interfaccia determinata dall'espansione radiale e verticale della corona e dalla formazione di jet e di gocce secondarie (si veda la tabella 4.1). La metodologia adottata dal solutore *interDyMFoamRef* permette di ottenere un risparmio del tempo computazionale stimato pari ad oltre il 90% nel caso peggiore rispetto all'equivalente *interDyMFoam* implementato nelle librerie di *OpenFOAM*. Nonostante il notevole risparmio in termini di tempo computazionale, questo rimane molto elevato: sono necessarie 480 ore di calcolo per poter completare la simulazione.

Bisogna inoltre considerare che un aumento del numero di CPU per il calcolo non necessariamente comporta una riduzione del tempo computazionale perchè gli algoritmi che legano le interfacce dei domini computati dai vari processori rallentano notevolmente il processo numerico.

4.1.2 Condizioni iniziali ed al contorno

La goccia viene fatta cadere da un'altezza di $0.05m$, in posizione centrale lungo l'asse x ($x = 0.03m$). Bisogna tener conto che la corrente che investe il campo di moto potrebbe modificare la traiettoria della particella d'acqua che pertanto potrebbe non cadere al centro del dominio ma in un altro punto, addirittura esterno al dominio stesso. Inoltre bisogna considerare che il campo di velocità, sviluppandosi, ha determinato sia l'ispessimento del film liquido (anche se poco visibile in figura 4.1 a causa dello spessore molto limitato rispetto all'altezza complessiva del dominio) sia la formazione di uno strato limite bifase. Le simulazioni di prova effettuate giustificano la posizione scelta in quanto dimostrano che la goccia non subisce nessuna variazione significativa di traiettoria durante la caduta ed inoltre per $x > 0.03m$ sia il film che lo strato limite bifase hanno raggiunto uno spessore pressoché costante (come evidenziato nel capitolo precedente).

Il campo di velocità iniziale settato all'interno del dominio di calcolo è il campo di moto finale ottenuto dalla simulazione di corrente di strato limite bifase con il solutore *interFoam*.

I campi di velocità e di pressione sono giunti a convergenza, per cui i loro valori sono fissi e ben determinati in tutto il dominio computazionale.

La velocità iniziale di caduta della goccia è pari alla velocità orizzontale presente in quel punto del campo di moto in quell'istante, pari a $2.6837724m/s$. Il valore utilizzato permette di effettuare simulazioni di impatto a $We = 750$, un valore non troppo distante dai We aeronautici.

Nelle tabelle 5.5 e 5.6 sono rappresentate tutte le grandezze caratteristiche dell'impatto normale tridimensionale su film liquido sottile, in presenza di corrente esterna:

$D[m]$	$V[\frac{m}{s}]$	$\rho_l[\frac{kg}{m^3}]$	$\rho_g[\frac{kg}{m^3}]$	$\mu_l[Pa \cdot s]$	$\mu_g[Pa \cdot s]$	$\sigma[\frac{N}{m}]$
$7.289 \cdot 10^{-3}$	2.6837724	$1 \cdot 10^3$	1	$1 \cdot 10^{-3}$	$2.5 \cdot 10^{-5}$	0.07

Tabella 4.3: Valori delle proprietà fisiche

We	Re	Oh	H	K	K_s
750	$1.9652 \cdot 10^4$	0.0014	0.116	$1.039 \cdot 10^4$	$2.364 \cdot 10^3$

Tabella 4.4: Valori dei parametri adimensionali

L'accelerazione gravitazionale non viene presa in considerazione in quanto trascurabile per scale così piccole.

Il tempo della simulazione t è stato adimensionalizzato per poter avere un confronto più corretto tra le diverse simulazioni e per eliminare ogni dipendenza dai fattori geometrici e dinamici del fenomeno. Si è scelto di utilizzare come parametro temporale il tempo adimensionale:

$$\tau = \frac{Vt}{D} \quad (4.1)$$

in cui V e D sono rispettivamente la velocità di impatto ed il diametro della goccia. La velocità di impatto coincide con quella iniziale in quanto non c'è accelerazione di gravità.

Si passano adesso in rassegna le condizioni al contorno adottate, visualizzate nella tabella seguente:

		α	U	$p - rgh$
<i>inlet</i>	type:	I-O	nonUniform	zero G
	inletvalue:	uniform 0	-	-
	value:	uniform 0	-	-
<i>inletBox</i>	type:	I-O	nonUniform	zero G
	inletvalue:	uniform 1	-	-
	value:	uniform 1	-	-
<i>outlet</i>	type:	zero G	zero G	fixedValue
	value:	-	-	uniform 0
<i>outletBox</i>	type:	zero G	zero G	fixedValue
	value:	-	-	uniform 0
<i>lowerWall</i>	type:	zero G	fixedValue	zero G
	value:	-	uniform (0 0 0)	-
<i>atmosphere</i>	type:	zero G	zero G	totalP
	value:	-	-	uniform 0
<i>symmetryPlane</i>	type:	symPlane	symPlane	symPlane
	value:	-	-	-

Tabella 4.5: Condizioni al contorno

La spiegazione dettagliata delle condizioni al contorno utilizzate è fornita nel precedente capitolo, con la sola differenza di *nonUniform* che sta per *nonUniform List vector*, attraverso il quale è stato possibile imporre i valori iniziali della velocità nelle patch della griglia computazionale, in modo da fornire i valori determinati nella simulazione di strato limite bifase.

4.2 Risultati e confronti

I risultati che vengono forniti nella seguente sezione danno un'idea della capacità delle simulazioni effettuate di dare risultati più simili possibile alla realtà che si cerca di descrivere.

Anche se il dominio è tridimensionale, l'evoluzione delle variabili è principalmente bidimensionale, data la scelta di rendere il problema iniziale simmetrico. Nonostante la simmetria iniziale si può, in ogni caso, notare una differenza consistente con i risultati ottenuti nel caso di dominio $2D$ e rispetto al caso di dominio $3D$ in assenza di corrente.

4.2.1 Caduta della goccia

La goccia viene fatta cadere da un'altezza di $0.05m$ ($5/6$ dell'altezza complessiva del dominio) per valutare quanto l'influenza della corrente ne determini variazioni della traiettoria in caduta e per considerare quanto comporti variazioni di forma e quindi dei coefficienti aerodinamici legati al flusso di corrente attorno alla goccia stessa.

Le immagini seguenti mostrano l'andamento della goccia in caduta libera prima dell'impatto. Le visualizzazioni scelte sono quelle lungo il piano $x - y$:

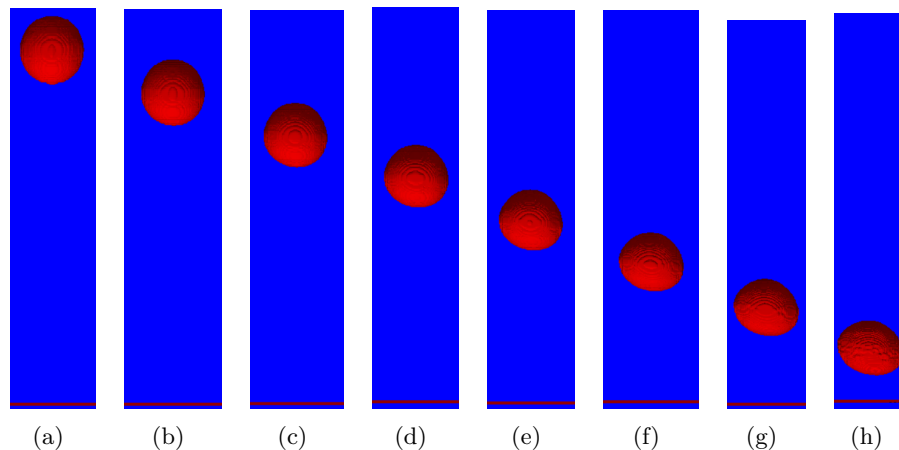


Figura 4.2: Caduta della goccia con visualizzazione lungo il piano $x - y$, impatto normale

La goccia non subisce variazioni di posizione lungo x , cioè il campo di moto non ne determina spostamenti significativi.

Si nota, invece, come questo influisca non poco sulla forma della goccia stessa: infatti quando il campo di pressione e di velocità variano la goc-

cia subisce delle forze che ne provocano una deformazione. La variazione di forma è ben evidente lungo il piano $x - y$: non essendoci simmetria nel campo di moto rispetto questo piano la deformazione è variabile lungo le due dimensioni.

Si osserva un forte appiattimento della goccia soprattutto in prossimità del film liquido superficiale; il fenomeno è dovuto all'effetto combinato delle perturbazioni dovute al flusso della corrente esterna ed alla presenza del film liquido, che si comporta da condizione al contorno aggiunta provocando un vistoso *effetto suolo* di cui la goccia risente molto nella fase di avvicinamento all'impatto.

Il fenomeno comporta una maggior impronta lasciata dalla goccia sul film liquido nel momento del contatto ed una leggera variazione dello splashing rispetto alle condizioni nominali in assenza di corrente esterna; il motivo risiede proprio nella variazione repentina dei parametri adimensionali che governano il fenomeno a pochi istanti dall'impatto e quindi una conseguente leggera variazione del fenomeno stesso.

Il disturbo della goccia sul campo di moto è rappresentato dal distacco di vortici in scia. Il fenomeno, che prende il nome di *scia di Von Karman*, è un'instabilità tridimensionale che si verifica normalmente già a partire da Re molto bassi, molto inferiori al valore di Re trattato in queste simulazioni e che interessa la corrente che investe un corpo tozzo, quale è appunto una goccia in caduta libera.

Per meglio rappresentare l'evoluzione del campo di moto e della scia della goccia vengono qui di seguito presentati gli andamenti dei campi di velocità e vorticità negli istanti precedenti l'impatto.

La corrente esterna fa sì che i vortici che si generano si spostino non solo lungo l'asse y ma anche lungo la direzione della corrente.

Nelle figure si nota in modo inequivocabile la formazione dei vortici, che tendono a disperdersi dissipando la propria energia lungo la loro traiettoria. Si osserva con chiarezza la tridimensionalità del problema ed è anche possibile constatare che tale fenomeno comporta una variazione del c_p della goccia e di conseguenza del c_L e del c_D . La formazione di tali vortici è ampiamente prevedibile in quanto il Re è elevato ed il corpo è assimilabile ad un corpo tozzo.

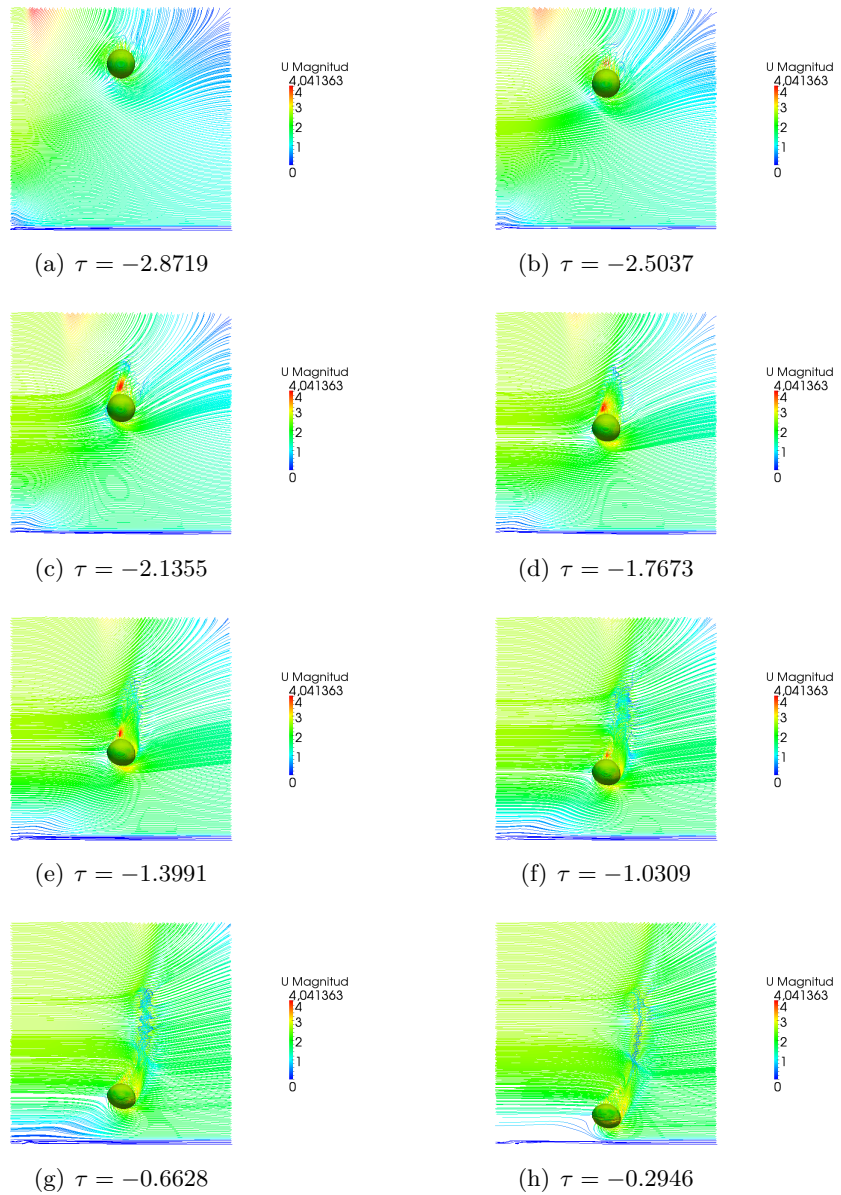


Figura 4.3: Linee di corrente della velocità durante la caduta della goccia

Nei primissimi istanti successivi all'impatto le visualizzazioni mostrano come le linee di corrente non influenzino in modo sensibile il film liquido, per cui di questo aspetto non se ne tiene conto nel prosieguo della trattazione.

4.2.2 Andamento dei parametri caratteristici

Si passano adesso in rassegna i risultati ottenuti riguardanti l'andamento del raggio, dell'altezza della corona e delle quantità cinematiche connesse all'impatto normale, quali il baricentro e la quantità del volume di liquido innalzati in seguito al contatto tra la goccia ed il film liquido.

I valori dei raggi interno, esterno e dell'altezza della corona sono presi come nelle seguenti figure:

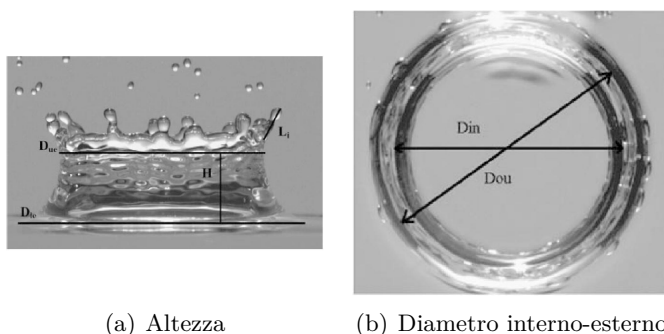


Figura 4.4: Altezza, diametro interno e diametro esterno di riferimento

Altezza della corona

In figura 4.5 viene visualizzata l'evoluzione dell'impatto normale nel tempo:

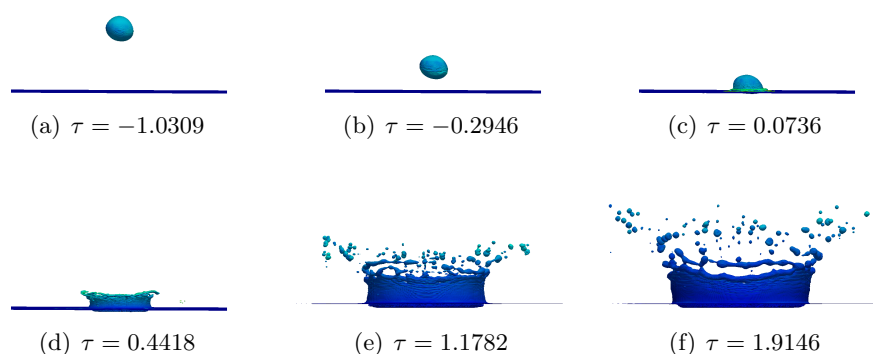


Figura 4.5: Visualizzazioni dell'evoluzione dell'impatto normale nel tempo

Nelle figure 4.6 e 4.7 sono rappresentati i confronti con i lavori di Cristina [5] e Brambilla [15] degli andamenti dell'altezza media della sezioni sinistra (controcorrente) e destra (a favore della corrente) della corona nel tempo:

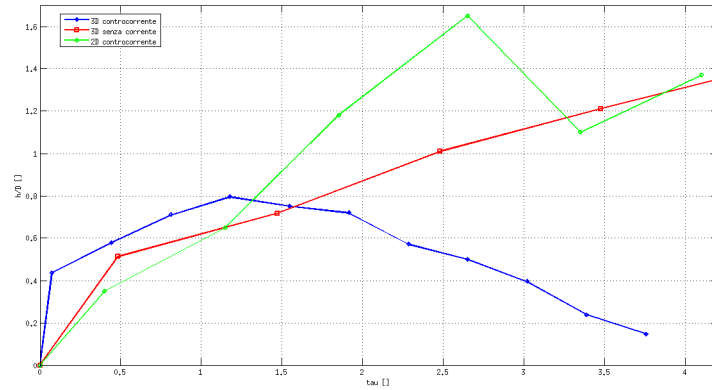


Figura 4.6: Confronto dell'andamento dell'altezza 3D media adimensionale della parte sinistra della corona nel tempo

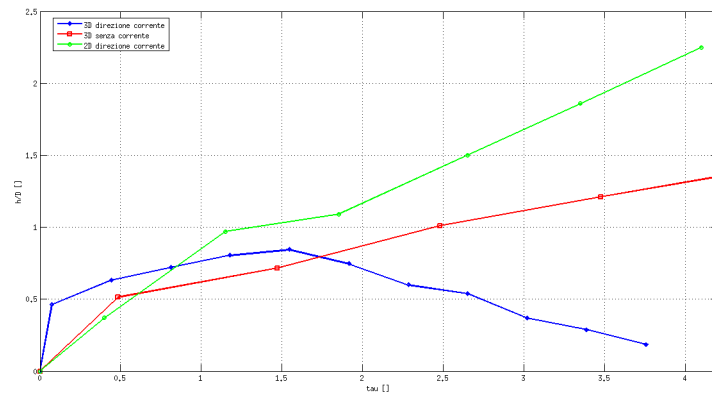


Figura 4.7: Confronto dell'andamento dell'altezza 3D media adimensionale della parte destra della corona nel tempo

Si è scelto di caratterizzare le due sezioni medie, cioè è stata operata una media delle altezze in direzione z , sia perchè in tal modo è possibile effettuare confronti quantitativi con le simulazioni precedenti, sia perchè la variabilità dell'altezza in questa direzione è determinata principalmente dalle onde longitudinali e trasversali che attraversano la corona; essendo tale variabilità di tipo ondulatorio, le altezze di ciascun punto della corona oscillano attorno ad un valor medio, che è proprio quello al quale si fa riferimento.

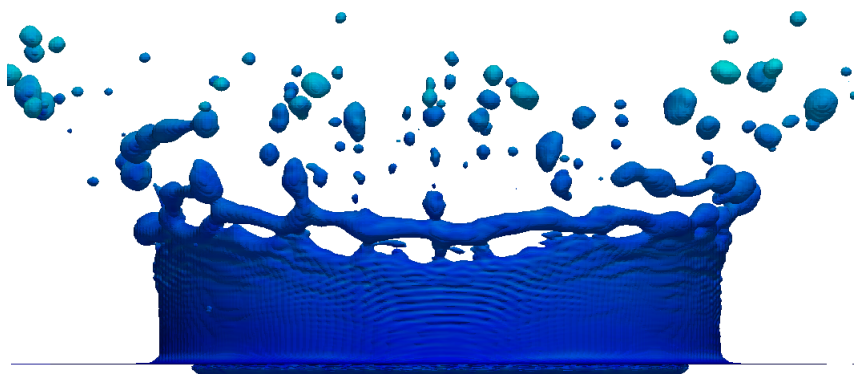


Figura 4.8: Particolare delle increspature sulla corona

La buona risoluzione consente di cogliere la formazione di onde di capillarità sulle pareti della corona e anche sul fondo del cratere. Inoltre è possibile visualizzare alcune formazioni al di sotto della superficie del cratere: si tratta di bolle di gas intrappolate dalla goccia impattante (il fenomeno prende il nome di *entrapment*) che, riemergendo dal sottile film liquido producono nuove perturbazioni ondulatorie sul fondo del cratere.

Dal confronto con i risultati *2D* in presenza di corrente [5] e *3D* in assenza di corrente [15] delle figure 4.6 e 4.7 emerge una differenza sostanziale: l'altezza media della corona, nel caso indagato in questo lavoro (impatto *3D* su corrente di strato limite bifase) ha un profilo, un picco massimo ed un comportamento iniziale e finale differenti da quelli simulati in precedenza. Prima di tutto raggiunge un massimo per tempi relativamente brevi (a differenza delle altre simulazioni nelle quali non si raggiunge un massimo neanche per tempi lunghi) per poi seguire un andamento decrescente. Inoltre sia la parte a favore di corrente che quella controcorrente si innalzano di una quantità che raggiunge al massimo un valore di circa l'80% del diametro nominale D della goccia impattante. Sembra quindi che esista una correlazione tra il diametro della goccia e l'altezza massima raggiunta dalla corona.

Inoltre, a differenza dei lavori precedenti, si osserva sia un distacco del rim anticipato sia una maggiore quantità di gocce che, per rottura dei jet dovuta alla capillarità e all'inerzia, vengono rilasciate in seguito all'impatto, che è di tipo *splashing*, come dimostra il valore $K > K_s$ (5.6).

Tra le differenze più marcate spicca inoltre la propagazione delle irregolarità e delle increspature sulla corona, che non sono possibili nel caso $2D$ data l'assenza di una vera e propria corona e che non vengono intercettate nel caso $3D$ senza corrente esterna (in cui la corona continua a svilupparsi in modo indefinito nel tempo per via delle mancate irregolarità a livello del foglio liquido): in pratica sembra che il disturbo dovuto alla corrente (che la buona risoluzione della simulazione riesce a catturare) amplifichi notevolmente le onde, comporti una stratificazione più diffusa della corona ed un rapido distacco del rim con conseguente formazione di gocce secondarie.

La presenza della corrente esterna fa sì che si noti una differenza tra le parti sinistra e destra della corona, non tanto nei valori massimi che, essendo l'impatto normale non sono molto differenti, quanto nel tempo in cui queste raggiungono tale massimo: prima ($\tau = 1.2$) per la parte sinistra e successivamente ($\tau = 1.58$) per la parte destra. Il motivo di questa differenza si spiega proprio con la presenza della corrente che in un primo tempo favorisce lo sviluppo verticale della parte che più risente della corrente (corona sinistra) per poi favorirne una distruzione più rapida, disperdendo più velocemente l'energia rispetto alla parte destra, nel momento in cui le forze di inerzia non sono più predominanti (come si può osservare dall'altezza in figura 4.6 che dopo aver raggiunto il picco iniziale decresce più rapidamente dell'equivalente in figura 4.7).

Raggio della corona

Nelle figure 4.9, 4.10, 4.11, 4.12 sono riportati i confronti sull'evoluzione del raggio della corona negli istanti successivi all'impatto normale.

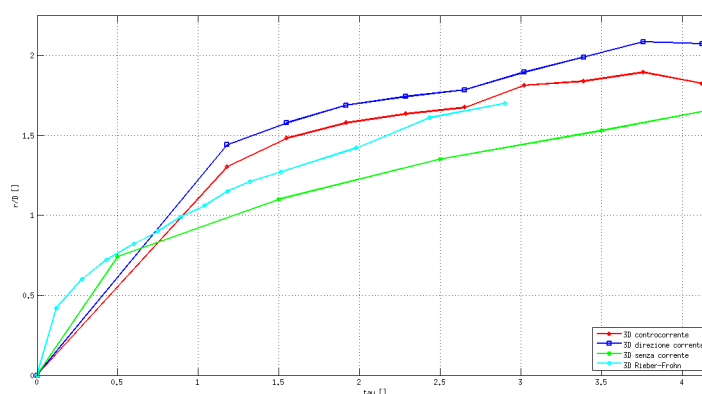


Figura 4.9: Confronto dell'andamento del raggio interno $3D$ medio adimensionale nel tempo, con e senza corrente esterna

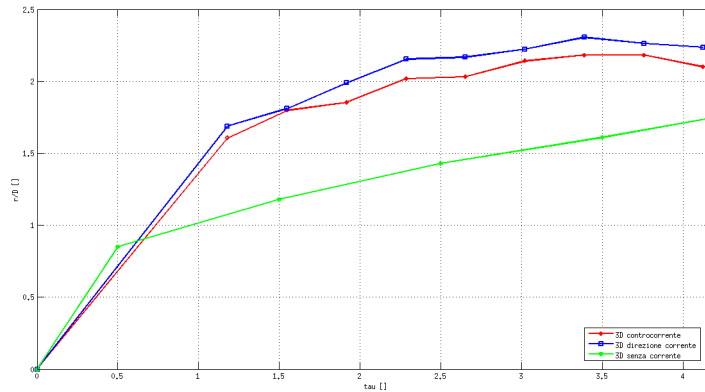


Figura 4.10: Confronto dell'andamento del raggio esterno 3D medio adimensionale nel tempo, con e senza corrente esterna

Le figure 4.9 e 4.10 mostrano l'andamento dei raggi interno ed esterno della corona media adimensionale.

A differenza dell'impatto senza corrente, per gli impatti in presenza di flusso di strato limite è utile considerare due raggi medi di riferimento, in direzione della corrente e controcorrente.

I risultati evidenziano un'importante differenza tra le simulazioni in aria ferma e con corrente esterna: la espansione radiale del cratere e della corona in direzione della corrente sono più accentuati dell'espansione nella direzione opposta; la corrente accelera l'espansione nel verso del flusso e contrasta l'espansione nel verso opposto.

Il ritardo tra le due espansioni è limitato in quanto l'impatto è normale. Rispetto al caso in assenza di corrente l'espansione è accentuata in entrambe le direzioni. Tale fenomeno può essere dipeso dalla differenza di We tra le due simulazioni: 750 nel caso di impatto con corrente e 484 nel caso di impatto in assenza di corrente.

Le figure 4.11 e 4.12 mostrano l'andamento dei raggi interno, esterno e medio (nel caso 2D [5]).

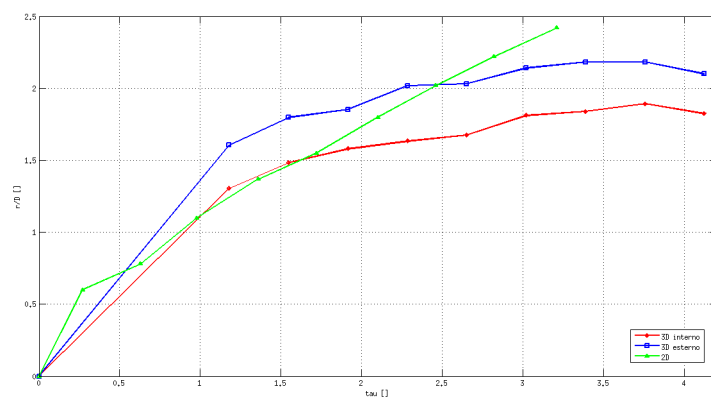


Figura 4.11: Confronto dell'andamento del raggio $3D$ medio adimensionale controcorrente nel tempo, nei casi $2D$ e $3D$

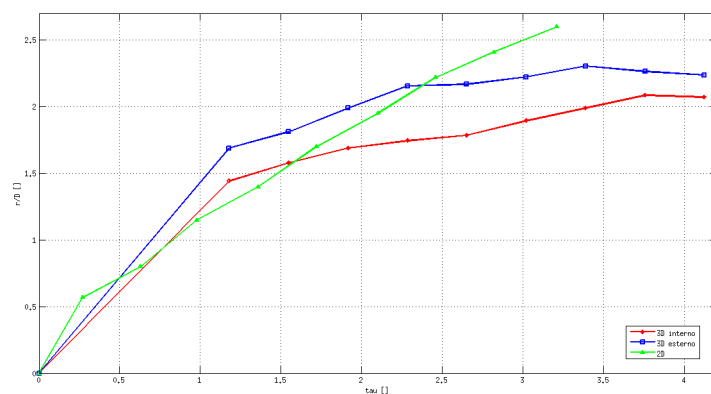


Figura 4.12: Confronto dell'andamento del raggio $3D$ medio adimensionale in direzione della corrente nel tempo, nei casi $2D$ e $3D$

Dal confronto si osserva come i raggi seguano il medesimo andamento dei raggi medi adimensionali interno ed esterno delle figure 4.9 e 4.10.

Non è possibile effettuare una stima delle differenze con il caso $3D$ senza corrente, in quanto in quest'ultimo caso si valuta un singolo raggio di riferimento. Tuttavia il confronto con il caso $2D$ è appropriato perchè il We è lo stesso ed entrambi sono in presenza di corrente esterna: si nota come nel caso $3D$ il raggio cresca meno rapidamente nel tempo rispetto al $2D$; il motivo sembra risiedere nel fatto che la simulazione tridimensionale cattura

in modo più appropriato le dissipazioni viscosi a livello della corona e del cratere e che ne rallentano l'evoluzione nel senso del raggio.

Volume di liquido innalzato

Una volta passate in rassegna le caratteristiche geometriche si prendono in considerazione quelle cinematiche caratterizzanti il fenomeno dell'impatto. Nelle figure che seguono (4.13 e 4.14) sono riportati rispettivamente gli andamenti delle quantità di liquido eiettate in seguito all'impatto la cui velocità verticale supera una certa quota della velocità verticale di impatto U_y e la traiettoria dei baricentri medi del volume di liquido innalzato sia in direzione della corrente che controcorrente.

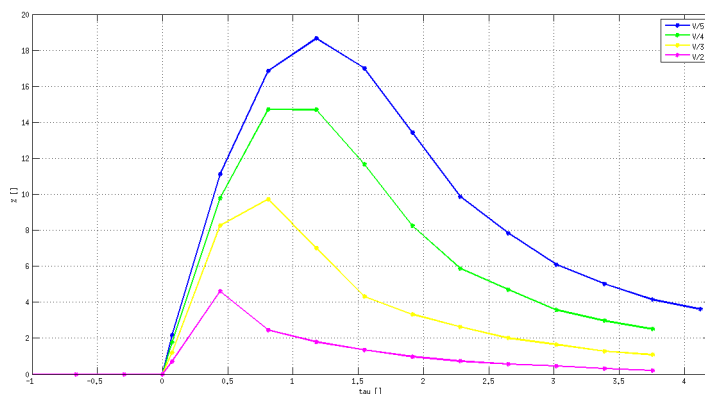


Figura 4.13: Confronto dell'andamento della quantità di liquido innalzato nel tempo, al variare della velocità U_y

Nel grafico 4.13 si prende in considerazione la percentuale di acqua rispetto al totale presente nel dominio che viene eiettata in seguito allo splashing, senza però valutare se si tratti di acqua proveniente dalla goccia impattante o dal film liquido superficiale.

L'analisi rileva che oltre metà del quantitativo iniziale di acqua presente viene innalzato in seguito all'impatto e che in particolar modo l'innalzamento avviene in modo regolare, cioè il quantitativo di fluido che ha una certa velocità verticale decresce linearmente all'aumentare della velocità.

È possibile evidenziare due ulteriori aspetti: innanzitutto gli andamenti presentano un picco massimo che viene raggiunto per tempi tanto maggiori quanto minore è la velocità del fluido eiettato; inoltre il picco si raggiunge per tempi sempre inferiori al tempo in cui la corona manifesta la sua altezza

massima, cioè sembra che l'eiezione di jet e gocce secondarie (che hanno una certa U_y) sia connessa all'evoluzione della corona: quando le forze di inerzia legate all'evoluzione verticale della corona tendono ad essere bilanciate dalle dissipazioni viscosi anche i getti di gocce secondarie tendono a subire un notevole rallentamento e durante la fase di involuzione della corona si ha un rilascio di gocce molto inferiore rispetto ai primi istanti di tempo.

Baricentri

La figura 4.14 mostra l'evoluzione del baricentro in direzione della corrente e controcorrente:

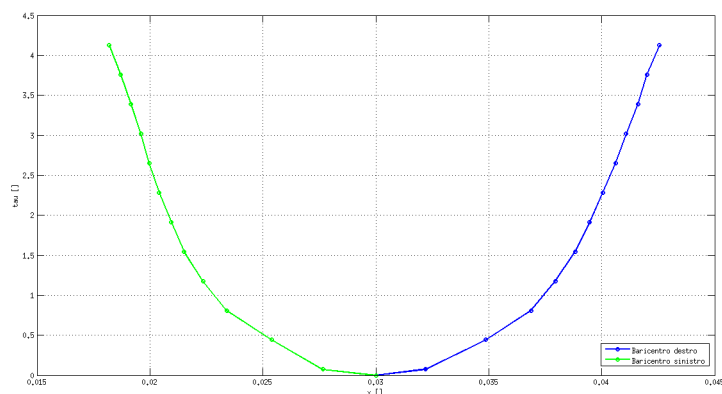


Figura 4.14: Andamento dei baricentri 3D rispetto x della parte destra e sinistra del fluido, al variare del tempo

L'evoluzione sembra non essere condizionata dalla presenza della corrente esterna, così come non è stata condizionata la traiettoria della goccia in caduta.

Dalle analisi effettuate per l'impatto normale su corrente di strato limite bifase, si avvalora l'ipotesi che la corrente esterna abbia un forte impatto soprattutto sulle quantità geometriche e cinematiche dello splashing, in particolar modo in direzione verticale, generando gradienti che ne favoriscono o inibiscono l'evoluzione, mentre sembra non avere un effetto rilevante in direzione x , in particolar modo per quanto riguarda le quantità medie prese in considerazione.

Gli effetti in tale direzione saranno più marcati ed evidenti nel caso di impatto obliquo, in cui la velocità lungo x ha un ruolo importante ai fini dell'evoluzione del fenomeno.

Capitolo 5

Impatto obliquo 3D su corrente di strato limite bifase

Nel presente capitolo si esaminano i risultati dello studio numerico di impatti obliqui tridimensionali di gocce d'acqua singole su strato liquido sottile, in presenza di una corrente esterna. Le simulazioni sono condotte per i seguenti angoli di impatto: 20° , 40° , 60° e 80° . Nel seguito verranno analizzati gli andamenti delle principali quantità geometriche e cinematiche che caratterizzano gli impatti: i raggi interno, esterno e l'altezza della corona, la quantità di liquido innalzata in seguito all'impatto, l'andamento dei baricentri del volume di liquido eiettato durante l'impatto. Anche per le simulazioni di impatto obliquo l'obiettivo è quello di caratterizzare numericamente il fenomeno di impatto con *splashing* in dominio tridimensionale ed in condizioni simili a quelle che si riscontrano normalmente nell'ambito aeronautico, cioè in presenza di perturbazioni esterne dovute al campo di moto. Si effettuano inoltre confronti sia qualitativi che quantitativi con le simulazioni tridimensionali di impatti obliqui di gocce d'acqua singole su film liquido sottile in assenza di corrente esterna condotte da P. Brambilla [15]. Si presenta infine uno studio numerico di convergenza di griglia al variare del raffinamento di griglia utilizzato nelle simulazioni di impatto.

5.1 Modello in OpenFoam

Le simulazioni di impatto obliquo tridimensionale sono state condotte utilizzando 32 CPU su 4 nodi computazionali che lavorano in parallelo ed il tempo di calcolo complessivo impiegato è di 480 ore per ciascuna delle simulazioni.

Il solutore utilizzato è *interDyMFoamRef* su dominio tridimensionale, con griglia mobile adattiva e raffinamento dinamico in tutte le direzioni.

Anche le simulazioni di impatto obliquo sono state effettuate utilizzando metà del dominio reale, così da raddoppiare la risoluzione spaziale a parità di risorse computazionali utilizzate; si tratta comunque di una semplificazione, dato che l'evoluzione reale del fenomeno non è perfettamente simmetrica, ma è una riduzione ragionevole ai fini della sua caratterizzazione.

5.1.1 Griglia di calcolo

Il dominio computazionale è un parallelepipedo delle dimensioni di $0.06 \times 0.06 \times 0.036445m$. La griglia di calcolo iniziale è uguale per tutte le simulazioni, la stessa utilizzata per la simulazione di corrente di strato limite laminare bifase su lastra piana con la quale è stato creato il campo di moto iniziale necessario per le simulazioni a venire e per la simulazione di impatto normale in presenza di corrente di strato limite bifase.

Nelle tabelle 5.1 e 5.2 sono rappresentate le discretizzazioni di griglia con il numero di punti e di celle iniziali e finali e la risoluzione iniziale dei domini di calcolo:

Impatto	Punti		Celle	
	Min	Max	Min	Max
20°	$5.5 \cdot 10^5$	$2.93 \cdot 10^6$	$5.72 \cdot 10^5$	$3.96 \cdot 10^6$
40°	$5.5 \cdot 10^5$	$3.33 \cdot 10^6$	$5.72 \cdot 10^5$	$4.86 \cdot 10^6$
60°	$5.5 \cdot 10^5$	$3.78 \cdot 10^6$	$5.72 \cdot 10^5$	$6.10 \cdot 10^6$
80°	$5.5 \cdot 10^5$	$4.52 \cdot 10^6$	$5.72 \cdot 10^5$	$7.77 \cdot 10^6$

Tabella 5.1: Discretizzazione spaziale minima e massima, al variare dell'angolo di impatto

Risoluzione	x	y_{aria}	y_{film}	z
min:	$D/13$	$D/5$	$D/51$	$D/10$
max:	$D/13$	$D/50$	$D/170$	$D/10$

Tabella 5.2: Risoluzione spaziale al tempo iniziale per le simulazioni di impatto obliquo

Come per l'impatto normale si è adottata una spaziatura variabile in direzione y al fine di garantire una buona risoluzione soprattutto in prossimità dell'interfaccia aria-liquido, sia perchè è una regione in cui le variabili presentano significativi gradienti sia perchè rappresenta la zona di primo contatto nell'impatto tra la goccia ed il film ed è quindi di forte interesse ai fini del presente studio.

Il livello di raffinamento dinamico massimo di griglia adottato è pari a 2 ed è localizzato nell'intorno dell'interfaccia aria-film liquido; il numero di celle all'interno del dominio aumenta notevolmente nel tempo a causa dell'evoluzione dell'interfaccia determinata dall'espansione radiale e verticale della corona e dalla formazione di jet e di gocce secondarie (si veda la tabella 5.1).

5.1.2 Condizioni iniziali ed al contorno

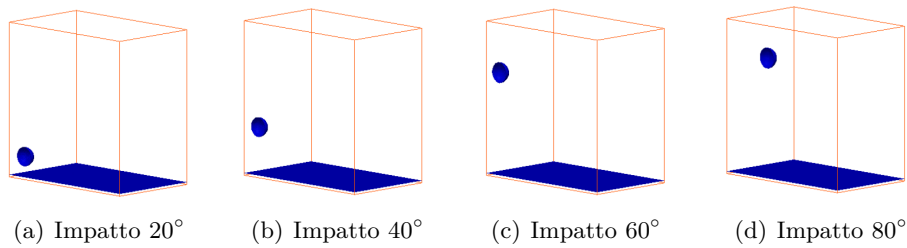


Figura 5.1: Domini iniziali al variare dell'angolo di impatto

Le posizioni iniziali della goccia impattante è variabile, a seconda dell'angolo di impatto, come mostrato in figura 5.1. La tabella 5.3 riporta le posizioni iniziali:

Impatto	$x_{init}[m]$	$y_{init}[m]$
20°	0.0056	0.0097
40°	0.0056	0.021
60°	0.0056	0.043
80°	0.0214	0.05

Tabella 5.3: Posizione iniziale del centro della goccia lungo il piano $x - y$, al variare dell'angolo di impatto

Come per il caso di impatto normale, anche per le simulazioni di impatto obliquo sono state effettuate prove valutative dell'effetto della corrente di strato limite sulla traiettoria della goccia. Tali simulazioni giustificano

la posizione scelta in quanto dimostrano che la goccia non subisce nessuna variazione significativa di traiettoria durante la caduta.

Il campo di velocità iniziale settato all'interno del dominio di calcolo è il campo di moto finale ottenuto dalla simulazione di corrente di strato limite bifase con il solutore *interFoam*. I campi di velocità e di pressione sono giunti a convergenza, per cui i loro valori sono fissi e ben determinati in tutto il dominio computazionale.

La velocità di caduta della goccia al tempo iniziale è la stessa in tutte le simulazioni e pari a $2.6837724m/s$. Ovviamente al variare dell'angolo di impatto variano le componenti della velocità in direzione x ed y e questo comporta una velocità di impatto sempre differente. Le componenti di velocità U_x e U_y al variare dell'angolo di impatto sono riportate in tabella 5.4:

Impatto	$U_x[m/s]$	$U_y[m/s]$
20°	2.52	0.92
40°	2.06	1.73
60°	1.34	2.32
80°	0.47	2.64

Tabella 5.4: Velocità iniziale della goccia lungo il piano $x - y$, al variare dell'angolo di impatto

Nelle tabelle 5.5 e 5.6 sono rappresentate tutte le grandezze caratteristiche degli impatti obliqui tridimensionali su film liquido sottile, in presenza di corrente esterna:

$D[m]$	$V[\frac{m}{s}]$	$\rho_l[\frac{kg}{m^3}]$	$\rho_g[\frac{kg}{m^3}]$	$\mu_l[Pa \cdot s]$	$\mu_g[Pa \cdot s]$	$\sigma[\frac{N}{m}]$
$7.289 \cdot 10^{-3}$	2.6837724	$1 \cdot 10^3$	1	$1 \cdot 10^{-3}$	$2.5 \cdot 10^{-5}$	0.07

Tabella 5.5: Valori delle proprietà fisiche

We	Re	Oh	H	K	K_s
750	$1.9652 \cdot 10^4$	0.0014	0.116	$1.039 \cdot 10^4$	$2.364 \cdot 10^3$

Tabella 5.6: Valori dei parametri adimensionali

I parametri adimensionali non variano, essendo le quantità geometriche e cinematiche invariabili tra le varie simulazioni.

È molto importante notare come l'evoluzione del fenomeno in una direzione dipenda strettamente dalla dinamica dell'impatto in quella direzione; perciò a parità di We , Re , Oh , angoli di impatto diversi originano fenomeni completamente diversi, come verrà evidenziato nel prosieguo del capitolo.

L'accelerazione gravitazionale non viene presa in considerazione in quanto trascurabile per scale così piccole.

Il tempo della simulazione t è stato adimensionalizzato e vale:

$$\tau = \frac{Vt}{D} \quad (5.1)$$

in cui V e D sono rispettivamente la velocità di impatto ed il diametro della goccia. La velocità di impatto coincide con quella iniziale in quanto non c'è accelerazione di gravità.

Le condizioni al contorno adottate sono le seguenti:

		α	U	$p - rgh$
<i>inlet</i>	type:	I-O	nonUniform	zero G
	inletvalue:	uniform 0	-	-
	value:	uniform 0	-	-
<i>inletBox</i>	type:	I-O	nonUniform	zero G
	inletvalue:	uniform 1	-	-
	value:	uniform 1	-	-
<i>outlet</i>	type:	zero G	zero G	fixedValue
	value:	-	-	uniform 0
<i>outletBox</i>	type:	zero G	zero G	fixedValue
	value:	-	-	uniform 0
<i>lowerWall</i>	type:	zero G	fixedValue	zero G
	value:	-	uniform (0 0 0)	-
<i>atmosphere</i>	type:	zero G	zero G	totalP
	value:	-	-	uniform 0
<i>symmetryPlane</i>	type:	symPlane	symPlane	symPlane
	value:	-	-	-

Tabella 5.7: Condizioni al contorno

5.2 Risultati e confronti

In questa sezione vengono presentati i risultati relativi alle simulazioni di impatto tridimensionale obliquo su film liquido sottile al variare dell'angolo di impatto.

Vengono esaminati i parametri caratteristici geometrici e cinematici medi del fenomeno e confrontati con i risultati ottenuti da simulazioni 3D in assenza di flusso esterno.

5.2.1 Caduta della goccia

Gli istanti che precedono il momento dell'impatto sono caratterizzati dall'interazione tra il flusso d'aria e la goccia in caduta all'interno del dominio. L'evoluzione di questo fenomeno è stata indagata nel capitolo sull'impatto normale, perciò in questa sezione non vengono riportati risultati quantitativi del fenomeno.

Qualitativamente si osserva come tale interazione sia alla base di una serie di fenomeni che qui riportiamo:

- la formazione di una scia di *Von Karman* dietro la goccia, che si evolve in direzione della corrente sospinta dalla corrente stessa;
- la deviazione del flusso attorno alla goccia, senza una sua significativa influenza sul sottile film liquido di base;
- la variazione dei coefficienti aerodinamici in prossimità della superficie di impatto dovuti alla variazione del flusso e della geometria della goccia impattante;
- l'appiattimento della goccia soprattutto in prossimità del film liquido con conseguente variazione delle quantità geometriche e quindi dei parametri adimensionali che governano il fenomeno.

5.2.2 Andamento dei parametri caratteristici

Nelle figure seguenti viene effettuato un confronto visivo dall'alto dell'evoluzione dell'impatto con e senza corrente, al variare dell'angolo compreso tra la direzione della velocità della goccia ed il film liquido.

Sono stati scelti tempi adimensionali τ simili e le velocità sono state normalizzate rispetto al valore della velocità massima in modo da garantire la confrontabilità dei risultati numerici.

Gli impatti in assenza di corrente sono effettuati a $We = 250$ [15], mentre gli impatti con corrente esterna sono implementati a $We = 750$.

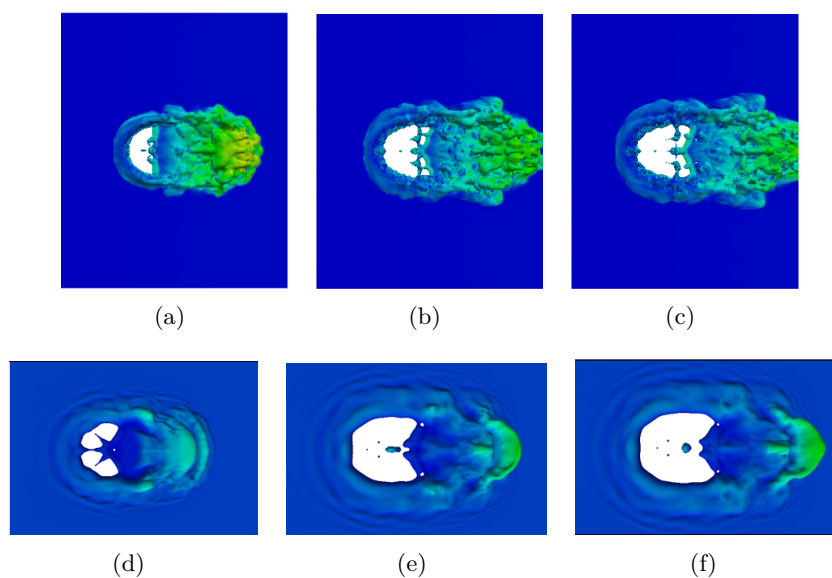


Figura 5.2: Confronto dell'andamento dell'impatto tridimensionale in presenza di corrente esterna (5.2a, 5.2b, 5.2c) ed in assenza di corrente esterna (5.2d, 5.2e, 5.2f), a 20°

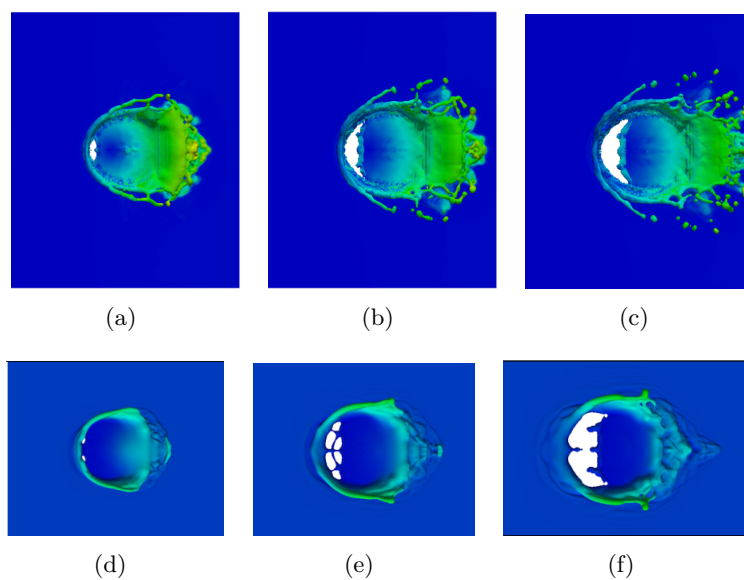


Figura 5.3: Confronto dell'andamento dell'impatto tridimensionale in presenza di corrente esterna (5.3a, 5.3b, 5.3c) ed in assenza di corrente esterna (5.3d, 5.3e, 5.3f), a 40°

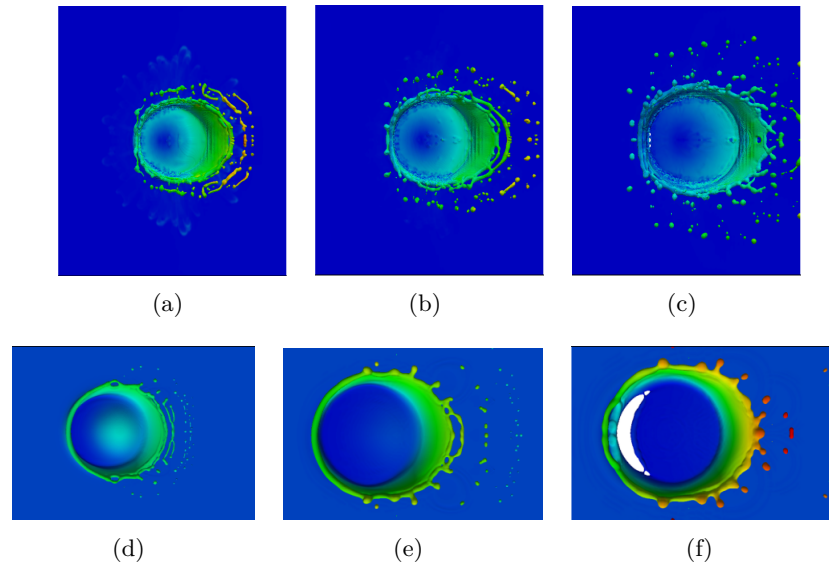


Figura 5.4: Confronto dell'andamento dell'impatto tridimensionale in presenza di corrente esterna (5.4a, 5.4b, 5.4c) ed in assenza di corrente esterna (5.4d, 5.4e, 5.4f), a 60°

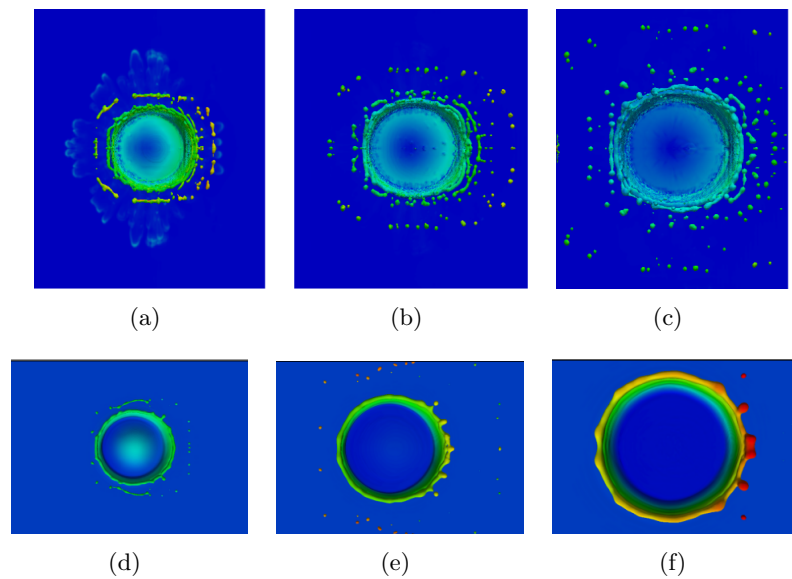


Figura 5.5: Confronto dell'andamento dell'impatto tridimensionale in presenza di corrente esterna (5.5a, 5.5b, 5.5c) ed in assenza di corrente esterna (5.5d, 5.5e, 5.5f), a 80°

Nel confronto tra le figure 5.2, 5.3, 5.4, 5.5 si notano andamenti qualitativi simili, caratterizzati dalla formazione di strutture simili e proprie

dell'angolo al quale avviene l'impatto.

Nonostante la concordanza tra gli andamenti con e senza corrente, è possibile notare alcune differenze di rilievo, che qui di seguito riportiamo:

- nell'impatto a 20° si osserva in entrambi i casi la tipica formazione a prua di nave; le onde di perturbazione sulla superficie del film liquido vengono catturate solo nel caso senza corrente; la maggior velocità di impatto e la presenza di corrente esterna comporta sia un maggior innalzamento di fluido che una maggior velocità di fuga del fluido stesso rispetto al caso senza corrente, come evidenziato dal colore differente del fluido nelle due simulazioni; l'impronta lasciata dall'impatto è molto simile in entrambi i casi (come si evince dalla forma del cratere); infine, per entrambe le simulazioni si osserva che il raffinamento dinamico localizzato solo in prossimità dell'interfaccia gas-liquido non è in grado di risolvere in misura adeguata lo spessore della quantità di fluido del film liquido, che viene visualizzato come una macchia bianca al centro dell'immagine.
- l'impatto a 40° evidenzia in modo netto le differenze tra le simulazioni: in assenza di corrente esterna l'impatto produce solo un leggero innalzamento di fluido dal cratere, in particolar modo nella parte laterale del cratere stesso e non in direzione dell'impatto; in presenza di corrente, al contrario, è proprio in direzione della corrente che si sviluppa la maggior quantità di fluido; lungo gran parte della corona si generano perturbazioni tali da comportare la nascita di numerosi getti verticali e la formazione di una gran quantità di goccioline secondarie già a tempi piuttosto brevi, a differenza di quanto accade nel caso di impatto senza corrente; anche per questo angolo di impatto l'impronta lasciata dalla goccia è simile in entrambi i casi; ancora una volta la risoluzione adottata comporta alcuni problemi nell'identificazione dello spessore del film liquido di base in entrambi i casi.
- nel confronto degli andamenti degli impatti a 60° e 80° si osserva la notevole differenza in termini di numero di gocce secondarie eiettate dalla corona: limitato nel caso di impatto senza corrente, elevato in presenza di corrente; una possibile spiegazione è legata proprio al We di impatto che nel primo caso è $1/3$ rispetto al secondo.

Altezza della corona

Si procede adesso al confronto quantitativo dell'altezza adimensionale media della corona e della sua evoluzione nel tempo al variare dell'angolo di impatto. Gli andamenti sono riportati nelle figure 5.6 e 5.7:

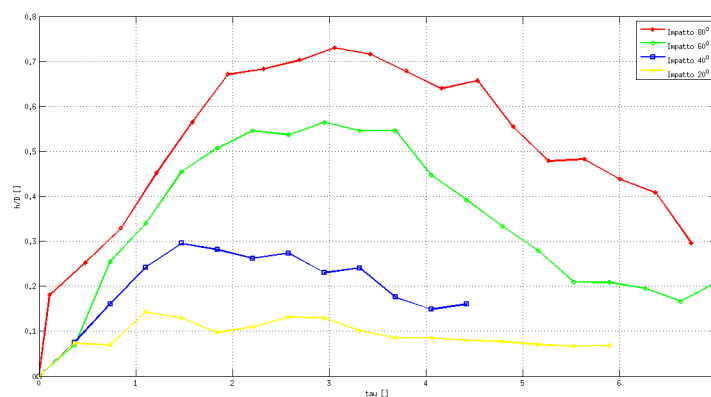


Figura 5.6: Confronto dell'andamento dell'altezza 3D media adimensionale della corona, controcorrente

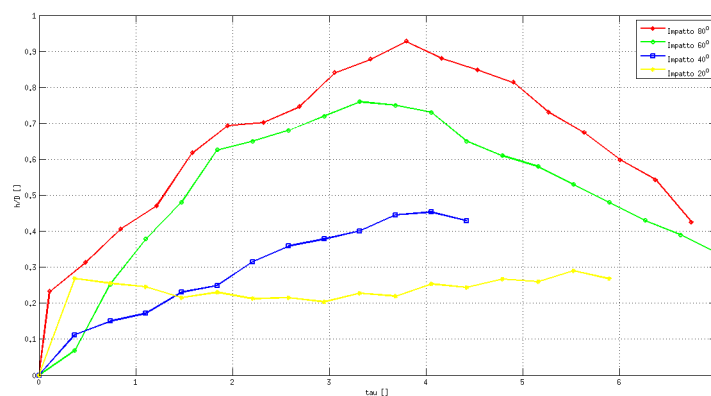


Figura 5.7: Confronto dell'andamento dell'altezza 3D media adimensionale della corona, nella direzione della corrente

Come per l'impatto normale si identificano due altezze medie della corona: una relativa alla parte che si sviluppa controcorrente, l'altra relativa alla parte che si sviluppa in direzione della corrente. Mediante questa scelta è possibile determinare quanto il flusso di aria perturbata ed influisca sull'evoluzione verticale dell'impatto.

Tutte le curve presentano la tendenza a raggiungere un picco massimo seguito da una rapida involuzione della corona. Inoltre, all'aumentare dell'angolo di impatto aumenta l'altezza massima raggiunta dalla corona, sia in

direzione della corrente che controcorrente. La sola eccezione è rappresentata dall'evoluzione della corona in direzione della corrente nel caso di impatto a 20° , in cui si osserva come il fluido rimanga a lungo innalzato sopra il pelo del film liquido superficiale. Il motivo di questo andamento è il seguente: l'impatto avviene a velocità U_x maggiore rispetto a tutti gli altri, per cui la struttura che si innalza non è una vera e propria corona ma una regione di fluido sottile molto larga, che si muove rapidamente lungo x (figura 5.2, struttura a forma di prua di nave).

Nel confronto tra la parte di corona controcorrente e quella in direzione di corrente si nota che:

- il picco di altezza media della corona in direzione della corrente è maggiore del picco controcorrente, per ogni angolo di impatto;
- la parte di corona a favore di corrente raggiunge il suo valor massimo successivamente rispetto alla parte a sfavore;
- dopo aver raggiunto l'altezza massima, la parte di corona controcorrente tende a spalmarsi sul film liquido più rapidamente della parte a favore di corrente;

I grafici appena presentati hanno caratteristiche simili ai grafici che mostrano l'andamento dell'altezza nel caso di impatto normale. Si avvalorava quindi l'ipotesi che una corrente di strato limite che fluisce parallela al film liquido generi gradienti in direzione verticale che influiscono direttamente sull'evoluzione della corona e delle strutture ad essa connesse, in modo indipendentemente dall'angolo di impatto.

Si dimostra quindi che la presenza della corrente ha un ruolo attivo nel fenomeno dello *splashing*, in quanto favorisce o reprime attivamente l'evoluzione nel tempo di parti della corona e la formazione delle strutture ad essa connesse.

Raggio della corona

Nelle figure 5.8, 5.9, 5.10 vengono confrontati gli andamenti del raggio interno ed esterno adimensionale medio, al variare dell'angolo di impatto. Come evidenziano le figure 5.2 e 5.3 non è possibile identificare un raggio esterno di riferimento per le simulazioni di impatto a 20° e 40° in direzione della corrente, data la mancata formazione di una vera e propria corona che si evolva in tale direzione.

Si prende in considerazione il raggio adimensionale medio interno, che è caratterizzabile in quanto è facile identificare il bordo del cratere a partire dal quale si sviluppa il foglio liquido eiettato dopo l'impatto.

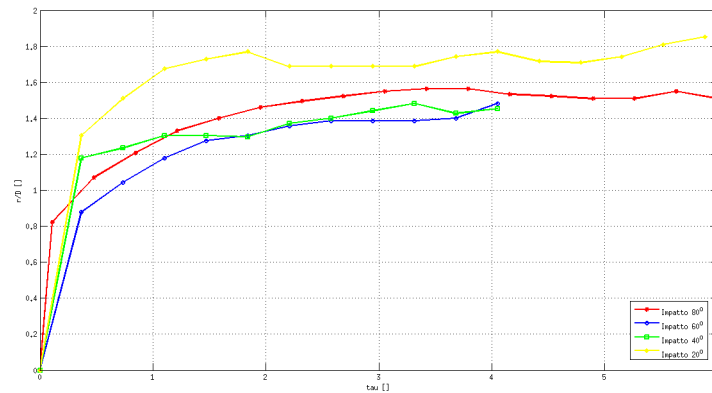


Figura 5.8: Confronto dell'andamento nel tempo del raggio interno 3D medio adimensionale controcorrente, ai vari angoli di impatto

Dalla figura 5.8 si nota immediatamente l'omogeneità degli andamenti delle curve; questo fenomeno è fortemente legato alla presenza della corrente esterna: il campo di moto, impattando sulla corona in fase di evoluzione, inizialmente ne limita e poi ne blocca l'espansione radiale. Si osserva inoltre che per bassi angoli di impatto (20°) l'impronta lasciata dalla goccia sul film liquido è tale da favorire l'evoluzione del cratere di impatto controcorrente ancor di più che per impatti ad angoli maggiori. Questo andamento è giustificato anche dal sottile spessore del film liquido che comporta una specie di splashing in direzione controcorrente, tanto più accentuata quanto più la goccia impattante cade parallelamente al film liquido.

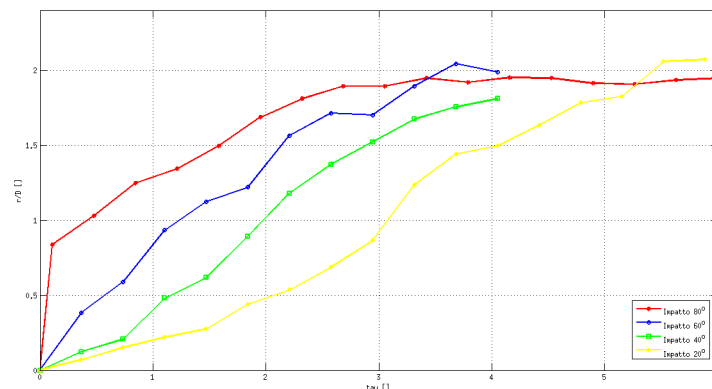


Figura 5.9: Confronto dell'andamento nel tempo del raggio interno 3D medio adimensionale nella direzione della corrente, ai vari angoli di impatto

L'evoluzione del raggio in direzione del flusso (figura 5.9) è invece molto diversa: gli andamenti al variare dell'angolo di impatto sono sostanzialmente simili tra loro, ma in questo caso la corrente favorisce l'espansione del raggio medio adimensionale che cresce rapidamente ed in modo molto maggiore della stessa quantità geometrica controcorrente, raggiungendo un valore asintotico solo dopo un tempo abbastanza lungo.

Nel confronto corrente-controcorrente, si nota come l'espansione adimensionale nella direzione del flusso vale circa 1.5 volte l'espansione controcorrente. Non è solo la presenza del flusso a sviluppare o smorzare l'espansione del raggio, ma conta anche la direzione dell'impatto stesso che favorisce lo sviluppo predominante in un verso piuttosto che in un altro.

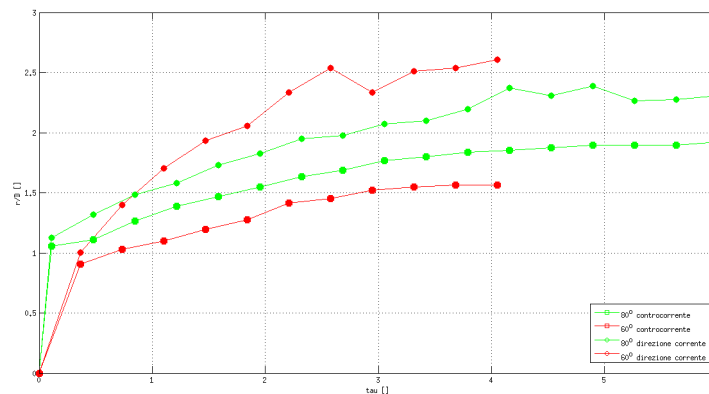


Figura 5.10: Confronto dell'andamento nel tempo del raggio esterno 3D medio adimensionale in direzione della corrente e controcorrente

Il raggio esterno viene caratterizzato per gli impatti a 60° e 80°. È evidente come l'angolo di impatto modifichi l'evoluzione in una direzione rispetto all'altra: la differenza tra i raggi adimensionali è più marcata nell'impatto a 60° e meno accentuata in quello a 80°.

Volume di liquido innalzato

Si passa adesso all'analisi delle quantità cinematiche connesse al fenomeno indagato: la percentuale di volume di fluido innalzato e l'andamento dei baricentri destro e sinistro. Le quantità ottenute vengono confrontate

con le simulazioni di impatto tridimensionale senza corrente esterna di P. Brambilla [15].

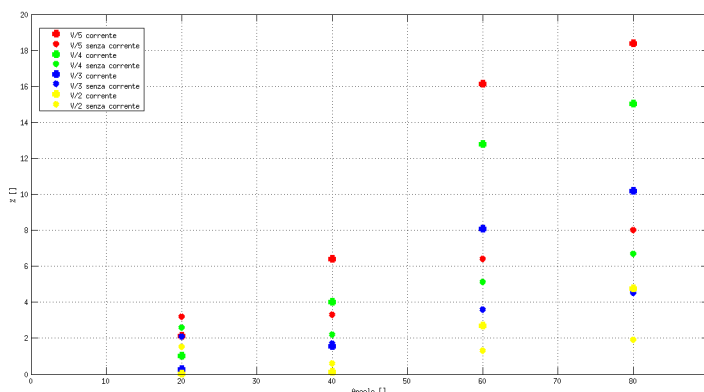


Figura 5.11: Confronto della massima quantità di liquido innalzato al variare della velocità U_y e dell'angolo di impatto, con e senza corrente esterna

Il grafico 5.11 riporta la massima percentuale di liquido che, ad un certo tempo, ha una velocità maggiore di una certa frazione della velocità di impatto. Nel grafico viene effettuato un confronto tra le percentuali ricavate in presenza di corrente esterna e le percentuali in assenza di quest'ultima. Si nota innanzitutto la linearità di questi valori: all'aumentare della componente di velocità di eiezione V_y , diminuisce la quantità di fluido che raggiunge tale velocità.

Inoltre le percentuali aumentano man mano che aumenta l'angolo di impatto: più ci si avvicina all'impatto normale, maggiore è la quantità d'acqua che viene spinta verso l'alto a parità di velocità d'impatto. Allo stesso modo quanto più l'angolo di impatto è piccolo tanto maggiore sarà la quantità di fluido con una componente di velocità di eiezione U_x maggiore di un certo valore soglia.

Da questo grafico non si può evidenziare l'impatto che la corrente esterna abbia sullo sviluppo verticale delle quantità cinematiche connesse agli impatti obliqui, tuttavia si riesce a dare rilievo all'importanza che assumono in questa direzione l'energia cinetica e la quantità di moto connesse all'impatto; è quindi possibile collegare l'andamento di queste quantità al We di impatto, come dimostra il confronto tra le simulazioni con e senza corrente, effettuate a We differenti: un We maggiore comporta sia una maggior energia cinetica sviluppata sia una minor influenza delle forze viscosse che

smorzano l'evoluzione del fenomeno. Tutto ciò favorisce lo sviluppo in verticale del fenomeno stesso.

In figura 5.12 viene operato un confronto quantitativo dell'andamento nel tempo della quantità cinematica U_y , legata all'evoluzione in verticale dello splashing. La soglia considerata è $\frac{U_y}{5}$. Si valuta la quantità percentuale di fluido avente nel tempo velocità verticale $U_y > \frac{U_y}{5}$, variando l'angolo di impatto, in presenza ed in assenza di corrente:

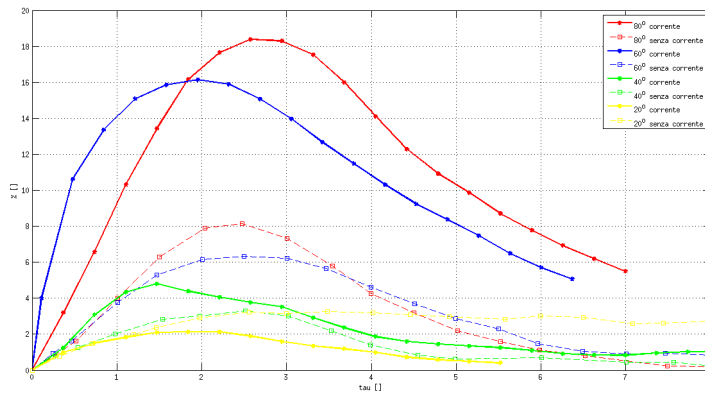


Figura 5.12: Confronto dell'andamento della quantità di liquido con $U_y > \frac{U_y}{5}$ innalzato nel tempo, al variare dell'angolo di impatto

Gli andamenti di queste quantità sono molto simili tra loro, ma la percentuale di volume innalzata nel caso di corrente esterna è sempre maggiore della stessa quantità in assenza di corrente. In particolare per impatti ad alti angoli (60° e 80°) le differenze in termini percentuali sono elevate: nel primo caso la quantità sviluppata verticalmente è più del doppio del caso $3D$ senza corrente. Gli impatti a bassi angoli, a differenza dei primi, non mostrano sostanziali differenze: gli andamenti sono simili in entrambe le condizioni. Si verifica sempre un appiattimento delle curve al diminuire dell'angolo di impatto; questa caratteristica rimarca quanto detto in precedenza: tanto più lo splashing è marcato tanto più è accentuata l'evoluzione verso l'alto di tutte le caratteristiche cinematiche. In seguito all'evoluzione iniziale le curve si smorzano rapidamente nel tempo, seguendo l'involutione dell'altezza della corona: le goccioline secondarie che in un primo momento vengono eiettate in gran numero determinando un rapido innalzamento delle curve adesso non hanno più energia sufficiente per staccarsi dal rim ed allontanarsi dalla corona.

Lo studio prosegue con il confronto al variare dell'angolo di impatto delle medesime quantità cinematiche, al variare della velocità verticale U_y di soglia:

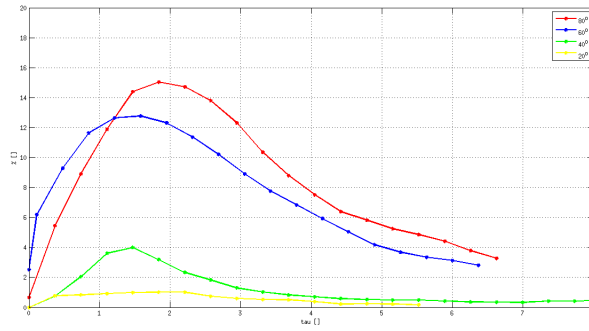
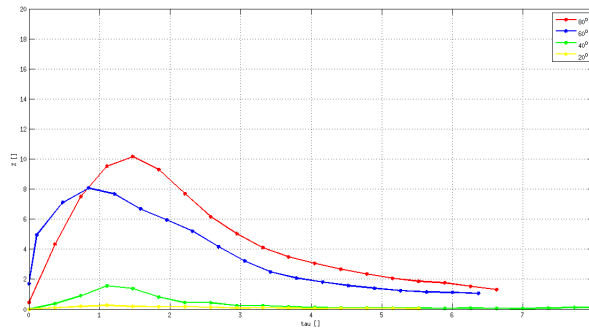
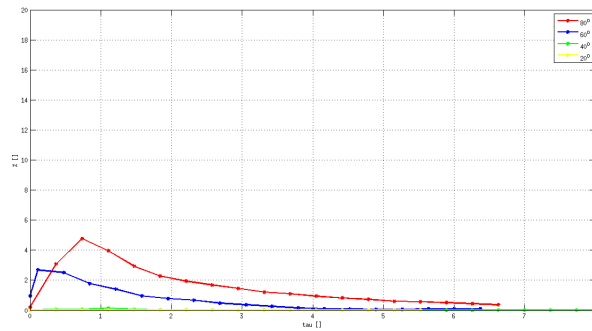
(a) $U_y > \frac{U_y}{4}$ (b) $U_y > \frac{U_y}{3}$ (c) $U_y > \frac{U_y}{2}$

Figura 5.13: Confronto dell'andamento della quantità di liquido innalzata con U_y maggiore di una soglia variabile, al variare dell'angolo di impatto

Le curve sono molto simili tra loro, le percentuali decrescono all'aumentare della velocità di soglia.

Baricentri

La figura seguente 5.14 mostra l'andamento dei baricentri destro e sinistro del fluido in seguito all'impatto, per vari angoli di impatto:

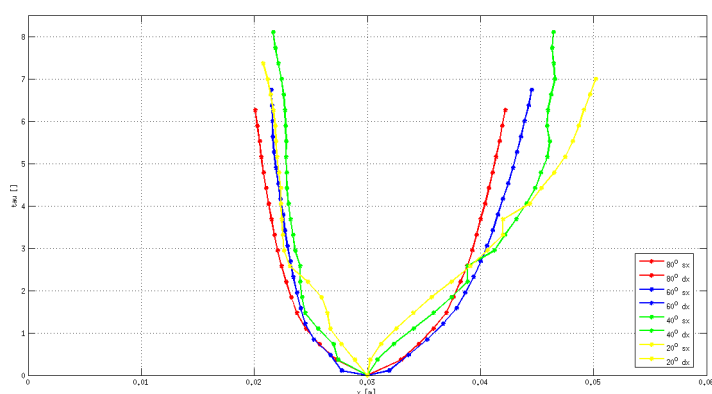


Figura 5.14: Andamento dei baricentri destro e sinistro al variare dell'angolo di impatto

Gli andamenti sono sempre asimmetrici e l'asimmetria aumenta al diminuire dell'angolo di impatto.

È facile osservare che la presenza di una corona ben sviluppata determina anche l'andamento ben definito del baricentro, come avviene nei casi di impatto a 80° e 60°; in assenza di una vera e propria corona, la sovrapposizione di più fogli liquidi e di getti che si sviluppano in seguito all'impatto determinano un andamento nonlineare del baricentro.

Mentre lo sviluppo completo dei baricentri sembra dipendere quasi esclusivamente dall'angolo con il quale impatta la goccia, lo sviluppo iniziale ha un andamento variabile, per cui la sua evoluzione iniziale sembra essere caratterizzata dalla combinazione dell'angolo di impatto con la presenza di corrente esterna.

I risultati appena discussi evidenziano in modo chiaro ed innovativo l'influenza che la corrente esterna di flusso bifase ha sull'evoluzione degli impatti

con splashing: la corrente ha un ruolo attivo nell'evoluzione delle caratteristiche geometriche e cinematiche verticali dello splashing, mentre un ruolo meno caratterizzante nell'andamento orizzontale del fenomeno, condizionato inequivocabilmente dall'angolo e dal We di impatto.

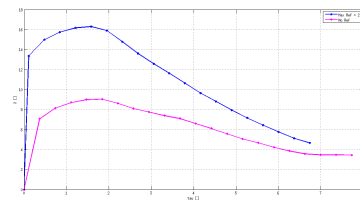
5.3 Convergenza di griglia

A margine del lavoro di tesi qui presentato, è stato condotto uno studio numerico di convergenza di griglia, per determinare l'efficacia della griglia utilizzata per le simulazioni di flusso di strato limite bifase e di impatto normale ed obliquo.

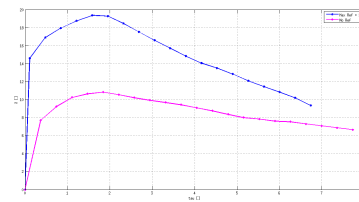
Lo studio condotto rappresenta un valido strumento ai fini della scelta della griglia spaziale da adottare nei casi di interesse.

Lo studio di convergenza è stato condotto per le simulazioni di impatto a 60° , con 4 differenti raffinamenti dinamici massimi.

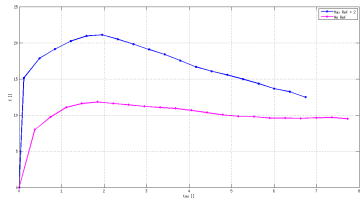
Le figure 5.15 e 5.16 mostrano l'andamento delle quantità cinematiche U_x e U_y , rispettivamente componente orizzontale e verticale della velocità e come queste si distribuiscono nel tempo. Le simulazioni confrontabili sono quelle con raffinamento dinamico 1 e 2.



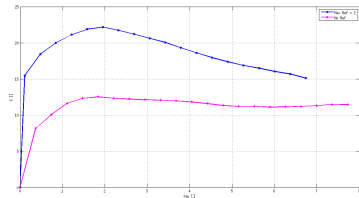
(a) $U > \frac{1}{2}U_x$



(b) $U > \frac{1}{3}U_x$



(c) $U > \frac{1}{4}U_x$



(d) $U > \frac{1}{5}U_x$

Figura 5.15: Convergenza di griglia: confronto U_x

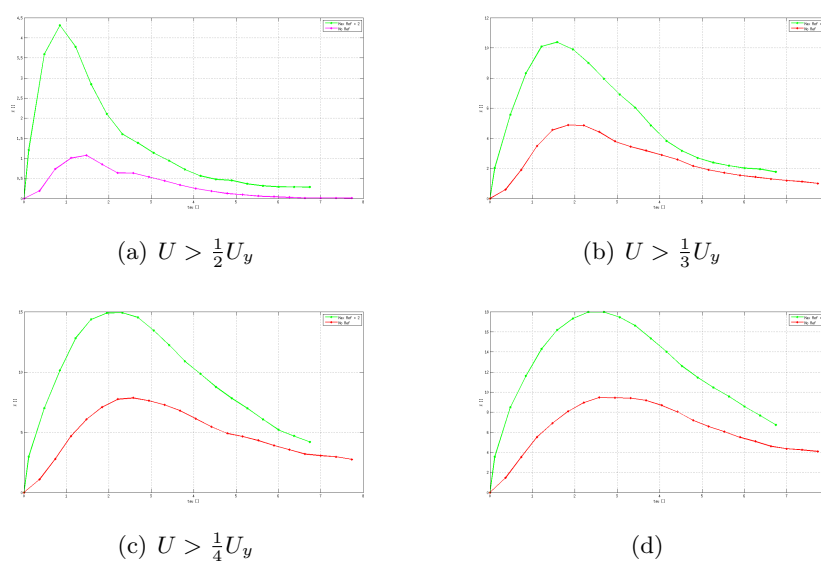


Figura 5.16: Convergenza di griglia: confronto U_y

Dai confronti si osserva che:

- le simulazioni senza raffinamento dinamico non catturano bene il fenomeno, perchè manca una buona risoluzione a livello dell'interfaccia, condizione importante per poter rilevare le strutture di piccola scala quali gocce o jet e che sono estremamente importanti ai fini della successiva evoluzione degli impatti;
- le simulazioni condotte con raffinamento massimo pari a 2 sono qualitativamente e quantitativamente valide e riescono a catturare il fenomeno nel suo complesso; tuttavia presentano ancora problemi nel catturare con continuità lo spessore e le increspature del film liquido di base, dovute alle perturbazioni che si generano sia per via dell'impatto sia a causa della corrente esterna;
- le simulazioni a raffinamento massimo pari a 3 catturano esattamente le variazioni di forma della goccia, tuttavia la loro efficacia si perde a causa dell'elevato tempo computazionale che impedisce di visualizzare il fenomeno nella sua interezza per tempi di calcolo accettabili;
- le simulazioni a raffinamento massimo pari a 4 si bloccano rapidamente, a causa della condizione CFL: in pratica più la risoluzione spaziale è elevata tanto più deve essere piccolo l'intervallo di tempo nella risoluzione delle equazioni dinamiche che governano il fenomeno; per tale motivo, oltre un certo valore soglia il solutore non è più in grado di reggere il calcolo.

Nel confronto tra le due simulazioni a raffinamento 1 e 2, effettuate allo stesso We , si osservano importanti differenze nell'andamento delle quantità cinematiche U_x e U_y : con il raffinamento dinamico si cattura meglio la dinamica del fenomeno, caratterizzata da uno *splashing* intenso e dalla formazione di numerose strutture piuttosto rapide, il cui moto è principalmente verticale.

Le forti differenze nei grafici dimostrano come senza raffinamento non si riesca a studiare il fenomeno dell'impatto, che resta confinato alla formazione di una corona compatta caratterizzata da poche nonlinearità e da cui si stacca un numero esiguo di goccioline secondarie.

Le differenze riscontrate tra i raffinamenti dinamici 1 e 2, il tempo eccessivo impiegato con il raffinamento dinamico 3 e l'impossibilità di operare un raffinamento dinamico superiore giustificano la scelta adottata in tutte le simulazioni effettuate di utilizzare raffinamento massimo pari a 2.

Capitolo 6

Conclusioni e prospettive future

6.1 Conclusioni

Nel lavoro di tesi qui presentato è stata effettuata un'analisi tridimensionale di impatto gocce d'acqua normale e obliquo (rispetto alla parete) con splashing su film liquido sottile in presenza di corrente di strato limite bifase ad alti numeri di Weber.

Il lavoro rappresenta un punto di partenza originale per caratterizzare l'interazione tra i vari elementi che fanno parte del fenomeno: la goccia d'acqua in caduta libera, il campo di moto che perturba il sistema dinamico, la presenza di un film liquido sottile e di uno strato limite bifase, la tridimensionalità del problema.

La predizione dell'evoluzione dello splashing ha validità in ambito aeronautico, per la formulazione e l'affinamento di strumenti di de-icing e di controllo della formazione di ghiaccio sulle superfici dei velivoli e per migliorarne le prestazioni aerodinamiche in numerose condizioni di volo.

Inizialmente è stata studiata l'influenza della corrente di strato limite sul film liquido sottile superficiale: ne è stata determinata l'evoluzione in termini di spessore, l'andamento dell'interfaccia e degli sforzi di taglio ed è stata verificata la linearità dei profili di velocità al suo interno, confrontando varie simulazioni.

Una volta sviluppato il campo di moto all'interno del dominio sono state condotte le simulazioni di impatto normale ed obliquo, in condizioni di pieno sviluppo del film liquido e dello strato limite bifase.

I risultati hanno evidenziato che il fenomeno dello splashing è governato sostanzialmente dalla combinazione tra il campo di moto che agisce nel dominio, il numero di Weber e l'angolo di impatto, mentre il film liquido superficiale non risente in modo significativo della presenza della corrente a causa del suo spessore e non risulta evidente una sua influenza nelle dinamiche che

seguono l'impatto.

Ha suscitato particolare interesse l'influenza del campo di moto: non sull'evoluzione orizzontale, ma sulle dinamiche verticali dello *splashing*.

L'andamento orizzontale delle variabili geometriche e cinematiche è invece strettamente correlato al numero di Weber e all'angolo al quale avviene l'impatto.

Il codice di calcolo, le griglie computazionali ed i solutori utilizzati riescono a cogliere in modo sufficientemente adeguato il fenomeno, ma i tempi di calcolo sono ancora eccessivi.

6.2 Ulteriori sviluppi ed indagini

In letteratura non sono presenti studi analoghi, per cui il lavoro rappresenta una novità ed un punto di partenza originale per studi più avanzati del fenomeno.

Il raffinamento massimo adottato nelle simulazioni è pari a 2, ma si osserva come attraverso un raffinamento di griglia 3 il fenomeno venga colto nella sua totalità, per cui sarebbe auspicabile una continuità del lavoro che vada in questa direzione.

Inoltre si potrebbe indagare l'andamento del fenomeno in presenza di perturbazioni stocastiche del flusso di corrente, come avviene regolarmente durante le fasi di volo e si potrebbe effettuare un'indagine a numeri di Weber e di Reynolds più elevati.

Un'ulteriore osservazione: la termodinamica non è contemplata nelle equazioni studiate, la pressione rimane un semplice moltiplicatore di Lagrange e non si tiene conto della temperatura; tuttavia il fenomeno della deposizione del ghiaccio sulle superfici aeronautiche avviene a basse temperature, per cui si potrebbe pensare di aggiungere la termodinamica nello studio complessivo del problema, pur sapendo che tale aggiunta comporta un aumento dei tempi di calcolo.

Bibliografia

- [1] P. Brivio. *Analisi numerica tridimensionale dell'impatto di gocce su film liquido sottile con un metodo Volume-of-Fluid*, Tesi di Laurea Specialistica, Politecnico di Milano, Luglio 2011.
- [2] H. Rusche. *Computational Fluid Dynamics of Dispersed Two-Phase Flows at High Phase Fractions*, 2002.
- [3] J.V. Brackbill et al. *A continuum method for modelling surface tension*, J. of Computational Physics, 100(2):335-354, 1992.
- [4] . *OpenFoam, UserGuide* Available at <http://www.openfoam.org>.
- [5] A. Cristina. *Analisi numerica dell'impatto di gocce su film liquido sottile in presenza di una corrente esterna*, Master's thesis, Politecnico di Milano, 2012
- [6] K.L. Pan, C.Y. Hung. *Droplet impact upon a wet surface with varied fluid and surface properties*, J. of Colloid and Interface Science, 352:186–193, 2010.
- [7] A.L. Yarin. *Drop Impact Dynamics: Splashing, Spreading, Receding, Bouncing...*, Faculty of Mechanical Engineering, Technion—Israel Institute of Technology, Haifa 32000, Israel.
- [8] M. Marengo, G.E. Cossali, A. Coghe. *The impact of a single drop on a wetted solid surface*, Experiments in Fluids, 22:463–472, 1997.
- [9] I.V. Roisman, C. Tropea. *Fluctuating flow in a liquid layer and secondary spray created by an impacting spray*, International Journal of Multiphase Flow 31 (2005) 179–200.
- [10] A. L. Yarin, D.A. Weiss. *Impact of drops on solid surfaces: self-similar capillary waves, and splashing as a new type of kinematic discontinuity*, J. of Fluid Mechanics, 283:141–173, 1995.

-
- [11] I.V. Roisman, C. Tropea. *Impact of a drop onto a wetted wall: description of crown formation and propagation*, J. of Fluid Mechanics, 472:373–397, 2002.
- [12] G.E. Cossali, M. Marengo, A. Coghe, S. Zhadanov. *The role of time in single drop splash on thin film*, Experiments in Fluids, 36:888–900, 2004.
- [13] M. Rieber, A. Frohn. *A numerical study on the mechanism of splashing*, Int.J. of Heat and Fluid Flow, 20:455–461, 1999.
- [14] N. Nikolopoulos et al. *Three-dimensional numerical investigation of a droplet impinging normally onto a wall film*, J. of Computational Physics, 225:322–341, 2007.
- [15] P. Brambilla. *Studio numerico tridimensionale dell’impatto di gocce su film liquido sottile con traiettoria non perpendicolare*, Master’s thesis, Politecnico di Milano, 2012.
- [16] D.N. Smyrniotis, N.A. Pelekasis, J.A. Tsamopoulos. *Boundary layer flow of air past solid surfaces in the presence of rainfall*, Journal of Fluid Mechanics / Volume 425 / December 2000, pp. 79-110
- [17] J.J. Nelson, A.E. Alving, D.D. Joseph. *Boundary layer flow of air over water on a flat plate*, Journal of Fluid Mechanics / Volume 284 / February 1995, pp 159-169
- [18] T. Okawa, T. Shiraishi, T. Mori. *Effect of impingement angle on the outcome of single water drop impact onto a plane water surface*, Exp Fluids (2008) 44:331–339
- [19] C.W. Hirt, B.D. Nichols. *Volume of Fluid (VOF) Method for the Dynamics of Free Boundaries*, Journal of Computational Physics 39, 201-225 (1981)
- [20] C. Josserand, S. Zaleski. *Droplet splashing on a thin liquid film*, American Institute of Physics, doi: 10.1063/1.1572815, 2003
- [21] L.V. Zhang, J. Toole, K. Fezzaa, R.D. Deegan. *Evolution of the ejecta sheet from the impact of a drop with a deep pool*, J. Fluid Mech. (2012), vol. 690, pp. 5–15.
- [22] R. Purvis, F.T. Smith. *Large droplet impact on water layers*, 42nd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit 5 - 8 January 2004, Reno, Nevada

-
- [23] M. Bussmann, J. Mostaghimi, S. Chandra. *On a three-dimensional volume tracking model of droplet impact*, Phys. Fluids 11, 1406 (1999); doi: 10.1063/1.870005
- [24] M. Rein. *Phenomena of liquid drop impact on solid and liquid surfaces*, Fluid Dynamics Research 12 (1993) 61-93
- [25] S.T. Thoroddsen. *The making of a splash*, J. Fluid Mech. (2012), vol. 690, pp. 1-4.
- [26] F. Juretic. *Error Analysis in Finite Volume CFD*, Thesis submitted for the Degree of Doctor of Philosophy of the University of London and Diploma of Imperial College