

POLITECNICO DI MILANO

Facoltà di Ingegneria Industriale

Corso di Laurea in
Ingegneria Energetica



Modellazione CFD con approccio Euleriano-Euleriano della Condensazione Diretta in regime Bubbling: Sviluppo e Validazione del modello.

Relatore: Prof. Riccardo MEREU

Tesi di Laurea di:

Marco RUZZON Matr. 760368

Anno Accademico 2015 - 2016

Marco Ruzzon: *Modellazione CFD con approccio Euleriano-Euleriano della Condensazione Diretta in regime Bubbling: Sviluppo e Validazione del modello.* | Tesi di Laurea Magistrale in Ingegneria Energetica, Politecnico di Milano.

© Copyright Aprile 2017.

Politecnico di Milano:

www.polimi.it

Scuola di Ingegneria Industriale e dell'Informazione:

www.ingindinf.polimi.it

Ringraziamenti

Come al solito sono arrivato all'ultimo e chi mi conosce bene sa che non posso farne a meno. Perciò questi saranno ringraziamenti sbrigativi ma fatti col cuore, perchè in un momento del genere possono venirti in mente solo le persone che ti stanno veramente a cuore. Ringrazio il mio relatore, Riccardo Mereu, per l'opportunità che mi ha concesso e la pazienza dimostrata nei miei confronti. La mia famiglia, senza la quale, ancora oggi, non sarei in grado di superare i miei limiti. Ringrazio mia madre per la comprensione, l'appoggio silenzioso, lo sguardo incoraggiante, la pazienza infinita e la decisione dimostrata nei momenti difficili. Ringrazio mio padre perchè è lui che mi ha trasmesso valori e principi, è lui che è cambiato per noi, è lui che si sforza sempre di capire, è lui che è un pò come me ed io come lui. Ringrazio mio fratello perchè non c'è miglior fratello che io potessi anche solo immaginare, perchè è così diverso e così vicino, perchè è fonte di ispirazione e spinta che mi porta a migliorare me stesso. Ringrazio gli amici veri, quelli che non ti abbandonano mai, e quando dico mai intendo mai, mai proprio mai. Un ringrazio speciale va a Enrico e Luca. Per ringraziare tutti c'è poco spazio, ma voglio che coloro che pensano di aver avuto un influenza positiva su di me, coloro che mi hanno aiutato a non essere sempre me stesso, coloro che sentono di aver significato qualcosa possano leggere in queste parole il ringraziamento che meritano.

Milano, Aprile 2017

L. M.

*a colui che non ho conosciuto,
e a colui che avrei voluto poter conoscere meglio.*

Indice

Introduzione	1
1 Descrizione Fenomeno Fisico	3
2 Stato dell'Arte	9
2.1 Sperimentale	9
2.2 Analitico	12
2.3 CFD	14
3 Descrizione CFD	19
3.1 Equazioni di conservazione	19
3.2 Modelli di chiusura	21
3.2.1 Equazioni di stato	21
3.2.2 Scambio Termico e di Massa	22
3.2.3 Interaction Length e Interaction Area Density	25
3.2.4 Drag	26
3.2.5 Turbolenza	27
4 Benchmark	29
4.1 Risultati sperimentali Ueno	29
5 Mesh	33
5.1 Rifornimento Adattivo della Mesh	34
5.2 Mesh Esaedrica Foro Coarse	34
5.3 Mesh Esaedrica Tubo Coarse	35
5.4 Mesh Esaedrica Foro Fine	37
5.5 Mesh Poliedrica Foro Coarse	37
6 Modello Numerico	39
6.1 Condizioni Sperimentali e Proprietà dei Fluidi	39
6.2 Condizioni Iniziali	40
6.3 Condizioni al Contorno	41

7 Risultati CFD e Confronto con Benchmark	45
7.1 Studio Preliminare	45
7.1.1 Influenza modelli di scambio termico	45
7.1.2 Influenza modello Interaction Length	47
7.2 CASO BASE: $Nu = \frac{2}{\sqrt{2\pi}} Re_t Pr^{\frac{1}{2}}$ e $l_{cd} = 1/ \nabla\alpha_d $ (Mesh Coarse)	50
7.2.1 Volume e Frequenza	50
7.2.2 Penetration length	52
7.2.3 Immagini	53
7.3 Analisi sensitività modello interaction length	53
7.3.1 Volume e Frequenza	54
7.3.2 Penetration Length	56
7.3.3 Immagini	56
7.4 Mesh Poliedrica Coarse $l_{cd} = 1.5/ \nabla\alpha_d $	56
7.4.1 Volume e frequenza	57
7.4.2 Penetration Length	59
7.4.3 Immagini	59
7.5 Riassunto	60
Conclusioni	63
Bibliografia	69

Elenco delle figure

1.1	Parametri che determinano il regime di condensazione diretta: G , $\Delta T_{sub} = (T_S - T_W)$ e D	4
1.2	Diagramma 3D dei regimi di condensazione diretta [16].	4
1.3	Diverse forme del pennacchio del regime <i>Jetting</i>	5
1.4	Schema che riproduce gli eventi che avvengono durante il <i>Chugging</i>	5
1.5	Modalità di condensazione delle bolle nel regime <i>Bubbling</i> [4].	6
1.6	Rappresentazione schematica del ristagno all'interno della bolla	7
4.1	Evoluzione bolla di vapore $Q = 56 \text{ mm}^3/\text{s}$, $\Delta T_{sub} = 32 \text{ K}$, $D_{in} = 1.5 \text{ mm}$	29
4.2	Dettaglio dell'evoluzione della bolla di vapore con una maggior risoluzione temporale $Q = 56 \text{ mm}^3/\text{s}$, $\Delta T_{sub} = 32 \text{ K}$, $D_{in} = 1.5 \text{ mm}$	30
4.3	Grafico <i>penetration length</i> in funzione del tempo relativo al caso Ueno	31
4.4	Storia dell'evoluzione della bolla caso Ueno	31
4.5	Distribuzione di temperatura dell'acqua e altezza massima della bolla nella fase di crescita.	32
5.1	Mesh Foro Coarse Iniziale Integrale	35
5.2	Mesh Esaedrica Foro Coarse: Dettaglio della zona nei pressi del foro d'iniezione.	36
5.3	Mesh Esaedrica Tubo Coarse: Dettaglio della zona nei pressi del tubo d'iniezione.	36
5.4	Mesh Esaedrica Foro Coarse: Dettaglio della zona nei pressi del foro d'iniezione.	37
5.5	Mesh Poliedrica Foro Coarse Iniziale Integrale	38
5.6	Mesh Poliedrica Foro Coarse: Dettaglio della zona nei pressi del foro d'iniezione.	38

6.1	Condizioni al contorno di velocità	42
6.2	Condizioni al contorno di temperatura	42
6.3	Condizioni al contorno di energia cinetica turbolenta	43
6.4	Condizioni al contorno della dissipazione di energia cinetica turbolenta	43
7.1	Confronto del andamento del volume al variare del modello di scambio termico (iniezione tramite tubo)	46
7.2	Confronto della frequenza del fenomeno al variare del modello di scambio termico (iniezione tramite tubo)	47
7.3	Confronto dello scambio di massa al variare del modello di scambio termico (iniezione tramite tubo)	48
7.4	Analisi di sensitività relativa alla costante nel modello <i>Interaction Length</i> del volume delle bolle (Iniezione attraverso un tubo, $Nu = \frac{2}{\sqrt{2\pi}} Re_t Pr^{\frac{1}{2}}$)	49
7.5	Analisi di sensitività relativa alla costante nel modello <i>Interaction Length</i> della <i>Penetration Length</i> (Iniezione attraverso un tubo, $Nu = \frac{2}{\sqrt{2\pi}} Re_t Pr^{\frac{1}{2}}$)	49
7.6	Analisi di sensitività relativa alla costante nel modello <i>Interaction Length</i> della portata in massa di vapore che condensa (Iniezione attraverso un tubo, $Nu = \frac{2}{\sqrt{2\pi}} Re_t Pr^{\frac{1}{2}}$)	50
7.7	Volume della bolla in funzione del tempo (foro d'iniezione, $Nu = \frac{2}{\sqrt{2\pi}} Re_t Pr^{\frac{1}{2}}$, $C = 1$)	51
7.8	Confronto andamento del volume in funzione del tempo ciclo singolo (foro d'iniezione, $Nu = \frac{2}{\sqrt{2\pi}} Re_t Pr^{\frac{1}{2}}$, $C = 1$)	51
7.9	Confronto <i>Penetration Length</i>	52
7.10	Confronto immagini del CASO BASE con immagini sperimentali	53
7.11	Volume della bolla in funzione del tempo (foro d'iniezione, $Nu = \frac{2}{\sqrt{2\pi}} Re_t Pr^{\frac{1}{2}}$, $C = 1.5$)	54
7.12	Confronto andamento ottenuto direttamente dalla simulazione con una sua rielaborazione basata sulle immagini e sul metodo per il calcolo del volume di Papo-Guldino (5° ciclo)	55
7.13	<i>Penetration Length</i> delle bolle della simulazione e confronto del 5° ciclo con i dati sperimentali	56
7.14	Confronto immagini 5° ciclo con immagini delle prove sperimentali	56
7.15	Volume della bolla in funzione del tempo (foro d'iniezione, $Nu = \frac{2}{\sqrt{2\pi}} Re_t Pr^{\frac{1}{2}}$, $C = 1.5$, Mesh Poliedrica Coarse)	57
7.16	Volume della bolla in funzione del tempo (foro d'iniezione, $Nu = \frac{2}{\sqrt{2\pi}} Re_t Pr^{\frac{1}{2}}$, $C = 1.5$, Mesh poliedrica coarse)	58

7.17 <i>Penetration Length</i> delle bolle della simulazione e confronto del 1° ciclo con i dati sperimentali	59
7.18 Confronto con immagini delle prove sperimentali($C=1.5$, foro d'iniezione, Mesh Poliedrica Coarse)	60

Elenco delle tabelle

2.1	Esperimenti riguardanti la condensazione diretta in regime bubbling	13
2.2	Riassunto casi CFD	18
5.1	Dimensioni apparato sperimentale (Vasca)	33
6.1	Riassunto caso Ueno 2013	39
6.2	Proprietà del vapore e dell'acqua	40
6.3	Condizioni Iniziali	41
6.4	Riassunto delle Condizioni al Contorno	43
7.1	Confronto riassuntivo dei risultati	61

Elenco Simboli

Lettere Latine

$c_{p,i}$	[W/kgK]	calore specifico della fase i-esima
D_{in}	[m]	Diametro interno del tubo
E_i	[J/kg]	energia totale specifica della fase i-esima
$(\mathbf{F}_{int})_i$	[N/m ³]	forze interne per unità di volume
\mathbf{f}_i	[N]	vettore delle forze di volume della fase i-esima
\mathbf{g}	[m/s ²]	vettore gravità
G	[kg/(m ² s)]	Flusso di vapore all'ingresso del nozzle
$h_i(T_{ij})$	[J/kg]	entalpia della fase i-esima valutata alla temperatura dell'interfaccia T_{ij}
H_i	[J/kg]	entalpia totale specifica della fase i-esima
k_i	[W/(mK)]	conduttività termica reale della fase i-esima
$k_{eff,i}$	[W/(m K)]	conduttività termica effettiva della fase i-esima
K_l	[W/(m K)]	conduttività termica del liquido
$l_c d$	[m]	<i>interaction length</i> della coppia di fasi
m_{ij}	[kg/(m ³ s)]	quantità di massa per unità di volume trasferita dalla fase j-esima alla fase i-esima nell'unità di tempo ($m_{ij} \geq 0$)
m_{ji}	[kg/(m ³ s)]	quantità di massa per unità di volume trasferita dalla fase i-esima alla fase j-esima nell'unità di tempo ($m_{ji} \geq 0$)
\mathbf{M}_i	[N/m ³]	scambio di quantità di moto tra le fasi per unità di volume relativo alla fase i-esima
p	[Pa]	pressione, uguale per entrambe le fasi
Q_i^{ij}	[W/m ³]	energia termica trasferita nell'unità di tempo dall'interfaccia (ij) alla fase i-esima per unità di volume
Q_j^{ij}	[W/m ³]	energia termica trasferita nell'unità di tempo dall'interfaccia (ij) alla fase j-esima per unità di volume

S_i^α	[kg/(m ³ s)]	termine sorgente di massa della fase i-esima
S_i^V	[N/m ³]	termine sorgente di quantità di moto della fase i-esima
$S_{u,i}$	[W/m ³]	termine sorgente di energia della fase i-esima
T_S	[K]	Temperatura del vapore
T_W	[K]	Temperatura dell'acqua
T_i	[K]	temperatura della fase i-esima
\mathbf{v}_i	[m/s]	velocità della fase i-esima
\mathbf{v}_g	[m/s]	velocità della griglia

Lettere Greche

α_i		frazione volumica della fase i-esima
$\alpha_{t,l}$	[m ² /s]	diffusività termica del liquido
ε	[m ² /s ³]	dissipazione di energia cinetica turbolenta per unità di massa
ρ_i	[kg/m ³]	densità della frazione i-esima
$\sigma_{t,i}$		numero di Prandtl turbolento della fase i-esima
τ_i	[N/m ²]	stress viscoso della fase i-esima
τ_i^t	[N/m ²]	stress turbolento della fase i-esima
τ_i	[N/m ²]	tensore degli sforzi viscosi della fase i-esima
$\mu_{t,i}$	[Pa · s]	viscosità dinamica turbolenta della fase i-esima

Acronimi

DCC	Direct Contact Condensation
CFD	Computational Fluid Dynamics
VOF	Volume of Fluid
MEB	Micro-bubble Emission Boiling
HTC	Heat Transfer Coefficient

Abstract

The focus of this study is to validate a tridimensional CFD model against the study of Ueno [25, 26] about bubbling: direct contact condensation regime which arise at low steam mass flux. For 30-40 years several experimental studies have been accomplished in order to understand the mechanisms behind this process. Simpson and Chan [20] study the behaviour of the bubble through the entire process. They discover that the HTC of the initial phase is different from that of the necking phase. So their study reports two different HTC. Dempster and Arebi [5] perform an investigation of the process in order to obtain new experimental correlations and to extend the validity of those already known. Xu [28] studies low stem mass flux injection, even mixed with nitrogen, and develops models for both cases. Clerx and van der Geld [4] study low steam mass flux injection from the side wall with water cross-flow. Al Issa et al. [1] research the effect of different water superficial velocities as well as different steam ones. Ueno et al. [25] research the effect of different injection geometries: upward nozzle, downward nozzle, orifice on the bottom of the tank. Ueno et al. [26, 27] examine the appearance of instabilities on the surface of the bubble during condensation. Tang et al. [21] build a map specific for bubbling regime based on their own experimental studies. They also research the characteristics of MEB. There is very little literature about CFD modelling of bubbling. In order to model this phenomenon there are two approaches available: Euler-Euler and VOF. The numerical approach chosen is the Euler-Euler, which is preferred to VOF, even if not much is known about the instabilities which arise on the bubbles surface. The reason is that the Euler-Euler computational expense is less than that of VOF and this allows to extend the approach to more complex geometries. The turbulence model is the Two-Layer Realizable $k - \varepsilon$. The equation of state chosen for both phases is the constant density model. The modelling of the interactions between the phases is the most challenging aspect of the Euler-Euler approach, since the condensation mechanism is yet to be fully understood. Since the problem is about direct contact condensation,

one of the most important aspect to consider is the heat transfer model. In this study it is based on the analytical formulation presented by Hughes and Duffey [8]. It has been used to develop thermal models for chugging phenomena, another DCC regime, in studies like Patel et al. [12, 13] e Tanskanen et al.[22, 23]. The specific model in this study is obtained trascurando the wall stress because it has a marginal influence on the heat transfer which happens in the bulk. The drag coefficient model is that developed by Tomiyama [24] since it is very suitable for bubbles. The interaction length and the interaction area density models are defined in a way that resembles that of the VOF approach. This is the optimal choice with regard to the heat and mass transfer, but could lead to underestimate the value of the drag force. This is due to the fact that by default, in the Euler-Euler approach, the interaction length is considered to be the diameter of the bubbles. An adaptive mesh refinement is applied to the simulation in order to obtain higher spatial resolution where steam volume fraction is between 0.0005 and 0.95. This allows to evaluate on a finer grid the terms which defines heat, mass and momentum transfer in the region where most of the interactions occurs. Three validation benchmarks have been chosen for this study: the frequency of the phenomenon, the history of volume and the shapes the bubble assumes along the process. In Ueno [26] the frequency is 278 Hz and the maximum volume is 38 mm³. The complete volume history and the relative images are shown in the Benchmark chapter. The results of this thesis show that heat transfer model and/or interaction area density model need further development in order to reproduce the phenomenon faithfully. A preliminary study has been made since upward nozzle geometry has shorter initial transition periods. In this way the base case to be simulated with the right geometry has been selected. With steam injection from bottom orifices there is lower condensation in respect to the upward nozzle case due to the cover offered by the bottom wall. The simulated case with $Nu = \frac{2}{\sqrt{2\pi}} Re_t Pr^{\frac{1}{2}}$ and $l_{cd} = 1/|\nabla\alpha_d|$ has a frequency of 248 Hz which corresponds to -11% error with respect to the real case and it has a maximum volume which goes from 14 mm³ to 24 mm³ (-63% to -40%). The simulated case which has better agreement with the validation benchmarks with regard to the maximum volume is that with $Nu = \frac{2}{\sqrt{2\pi}} Re_t Pr^{\frac{1}{2}}$ e $l_{cd} = 1.5/|\nabla\alpha_d|$: 30 mm³ to 40 mm³ (-25% to +5%). In this case the frequency is 152 Hz which corresponds to -45% error. In both the above simulated cases the penetration length exceeds the expected value. The use of a polyhedral mesh, with the same characteristics of a hexahedral one, allows to better track the interface between the continuous and the dispersed phase. The

drawback is that re-meshing time far exceeds that of hexahedral meshes. This simulation allows to better reproduce the bubble shape along all the process showing good agreement with the benchmark. Unfortunately the frequency diminishes with respect to the same case simulated with hexahedral mesh: 113 Hz (-59%). All in all the results of this study shows that it is not possible to obtain that both the frequency and the volume meet the validation benchmark at the same time. So it is believed that the implementation of a model for the instabilities which arise at the interface is needed in order to faithfully reproduce the bubbling process with $\Delta T_{sub} \geq 30K$ [27]..

Keywords: Direct Contact Condensation, Bubbling, CFD, Euler-Euler.

Sommario

L'obiettivo di questo studio è quello di validare un modello CFD tridimensionale con approccio Euleriano-Euleriano rispetto ai dati sperimentali forniti in Ueno et al. [25, 26], riguardanti la condensazione diretta in regime bubbling. Nel corso degli ultimi 30-40 anni sono stati effettuati diversi studi sperimentali volti a comprendere i meccanismi che regolano questo fenomeno. Simpson e Chan [20] studiando l'evoluzione delle bolle di vapore comprendono che i meccanismi di condensazione durante la fase di crescita sono diversi da quelli presenti durante la fase di necking. A conferma di ciò il loro studio presenta due coefficienti di scambio termico distinti. Dempster e Arebi [5] conducono indagini sperimentali con l'obiettivo di ricavare nuove correlazioni empiriche che ampliassero quelle già disponibili in letteratura. Xu [28] studia sperimentalmente l'iniezione di vapore a bassi flussi, anche miscelato con azoto, e propone un modello per entrambi i casi. Celex e van der Geld [4] studia l'iniezione di vapore a bassi flussi in una vasca con acqua che si muove in direzione trasversale alla direzione d'iniezione. Al Issa et al. [1] indagano l'influenza che diverse velocità superficiali, sia dell'acqua che del vapore, hanno sullo sviluppo della bolla. Ueno et al. [25] ricercano l'influenza che diverse geometrie d'iniezione (tubo dal basso, tubo dall'alto, foro d'iniezione sul fondo) hanno sulle caratteristiche del fenomeno. Ueno et al. [26, 27] rilevano la comparsa di instabilità sulla superficie della bolla durante la fase di condensazione. Tang et al. [21] effettuano un'indagine sperimentale per costruire una mappa (ΔT_{sub} -portata volumetrica di vapore) specifica della regione del bubbling ed indagano il fenomeno del MEB. La letteratura, per quanto riguarda la modellazione CFD del fenomeno del bubbling è molto scarsa. A tal proposito in CFD sono disponibili due approcci: Euleriano-Euleriano e VOF. Un modello VOF sarebbe sicuramente adeguato data la scarsa conoscenza dei meccanismi che regolano l'insorgenza di instabilità sulla superficie delle bolle. Purtroppo la necessità di tracciare accuratamente l'interfaccia comporta un costo computazionale eccessivo. L'approccio Euleriano-Euleriano compensa la necessità di dover modellare tutte le

interazioni tra le fasi con un costo computazionale decisamente minore. In questo studio si preferisce l'approccio Euleriano-Euleriano perché quello prediletto in ambito industriale e perché il costo computazionale relativamente ridotto permette di ampliare il problema a geometrie più ampie. Il modello di turbolenza scelto è il *Two – Layer Realizable $k - \varepsilon$* siccome affidabile e non necessita di definire il trattamento a parete. Per entrambe le fasi si è scelto di utilizzare l'equazione di stato *constant density*. Nell'ambito dell'approccio Euleriano-Euleriano, la modellazione delle interazioni tra le fasi rappresenta sicuramente la sfida maggiore. Lo scambio termico è stato modellato partendo dalla formulazione analitica ottenuta in Hughes e Duffey [8]. Questo studio è alla base dei modelli di scambio termico di alcuni studi numerici sul chugging, un altro regime della condensazione diretta, come Patel et al. [12, 13] e Tanskanen et al. [22, 23]. Il modello utilizzato in questo studio è stato ricavato trascurando lo sforzo a parete siccome la sua influenza sullo scambio termico che avviene sulla superficie della bolla è relativamente ininfluenza. Per il modello del coefficiente di drag si è utilizzata la nota correlazione di Tomiyama [24]. L'*Interaction Length* e l'*Interaction Area Density* sono definite in una maniera che riprende la modellazione dei flussi di massa nell'approccio VOF. Questa scelta è ottimale per lo scambio termico e di massa, ma potrebbe portare a sottostimare la forza di Drag poiché, nell'approccio Euleriano-Euleriano, l'*interaction length* solitamente viene definito come il diametro delle bolle. L'impiego di un metodo di raffinamento adattivo della mesh consente di ridurre le dimensioni delle celle la cui frazione volumica di vapore è compresa tra 0.0005 e 0.95. Questo permette di calcolare con maggior accuratezza spaziale i termini che definiscono lo scambio di massa, energia e quantità di moto laddove l'interazione è maggiore. I tre aspetti del caso sperimentale rispetto ai quali si intende compiere la validazione del modello sono la frequenza del fenomeno, l'andamento del volume della bolla in funzione del tempo e la forma che assumono le bolle durante le diverse fasi di crescita e collasso. In Ueno [26] la frequenza è 278 Hz e il volume massimo raggiunto è 38 mm³. L'andamento completo del volume della bolla in funzione del tempo e le relative immagini sono mostrate nel capitolo Benchmark. I risultati ottenuti in questa tesi mostrano che è necessario un ulteriore sviluppo del modello di Scambio Termico e/o di Interaction Area Density per riuscire a riprodurre fedelmente il fenomeno del bubbling. Uno studio preliminare, svolto con un tubo al posto del foro d'iniezione, ha permesso di ridurre i tempi del transitorio iniziale e di individuare un caso base da cui far partire lo sviluppo del modello con il foro d'iniezione. Passando dal tubo d'iniezione al foro si assiste ad una riduzione della condensazione, giustificata dalla schermatura che il fondo della vasca offre alla

parte inferiore della bolla. Il caso con $Nu = \frac{2}{\sqrt{2\pi}} Re_t Pr^{\frac{1}{2}}$ e $l_{cd} = 1/|\nabla\alpha_d|$ ha una frequenza di 248 Hz che corrisponde ad un errore del -11% rispetto al caso sperimentale e un volume massimo che va da 15 mm^3 a 24 mm^3 con un errore pari a $-63\% \div -40\%$. Il caso con volume massimo maggiormente in accordo con i dati sperimentali è quello con $Nu = \frac{2}{\sqrt{2\pi}} Re_t Pr^{\frac{1}{2}}$ e $l_{cd} = 1.5/|\nabla\alpha_d|$ dove il volume massimo va da 30 mm^3 a 40 mm^3 con un errore del $-25\% \div +5\%$, in questo caso la frequenza diventa 152 Hz con un errore del -45% . In entrambi i casi precedenti le bolle assumono una forma troppo allungata e per questo motivo la *penetration length* è maggiore rispetto ai valori attesi. Una mesh poliedrica, rispetto ad una mesh esaedrica con le stesse caratteristiche, consente di avere una miglior corrispondenza tra superficie simulata e superficie teorica. Sebbene il tempo di raffinamento sia maggiore, è sicuramente più conveniente rispetto all'utilizzare una mesh fine che fornisca lo stesso grad di dettaglio. La forma della bolla simulata in questo modo riproduce in maniera piuttosto fedele quella del caso reale. Purtroppo la modifica della forma non è accompagnata da una correzione delle caratteristiche temporali del fenomeno. Simulando il caso $Nu = \frac{2}{\sqrt{2\pi}} Re_t Pr^{\frac{1}{2}}$ e $l_{cd} = 1.5/|\nabla\alpha_d|$ con questa mesh il volume massimo ha un ottimo accordo con quello sperimentale (-8%), la frequenza però rimane molto inferiore rispetto a quella attesa: 113 Hz con un errore del -59% e addirittura si riduce rispetto all'analogo caso con mesh esaedrica. Nel complesso, i risultati ottenuti dalle simulazioni mostrano che non è possibile ottenere che la frequenza e il volume massimo siano contemporaneamente in accordo con i dati sperimentali. Si pensa perciò sia necessario implementare un modello delle instabilità che insorgono durante la condensazione delle bolle.

Parole chiave: Condensazione diretta, Bubbling, CFD, Euleriano-Euleriano.

Introduzione

La condensazione diretta di vapore in acqua è stata studiata negli ultimi trent'anni, sia dal punto di vista teorico sia da quello sperimentale, per via dell'importanza che riveste in diversi settori come i sistemi di raffreddamento di emergenza dei reattori nucleari, i preriscaldatori dell'acqua di alimento, le pompe a getto etc. La conoscenza della forma e delle dimensioni del getto è molto importante nel disegno di questi componenti. Inoltre per operare in sicurezza è fondamentale poter predire le fluttuazioni di temperatura e le oscillazioni di pressione. A seconda delle condizioni di temperatura, del flusso di vapore e della geometria del sistema d'iniezione la condensazione diretta si manifesta secondo diverse modalità. Sebbene siano stati effettuati molti studi, questo fenomeno non è ancora stato compreso nella sua interezza, specialmente nel caso di flussi ridotti di vapore, laddove si evidenziano comportamenti instabili. Il bubbling è un regime di condensazione diretta, che compare a flussi medio-bassi di vapore, caratterizzato da un comportamento periodico e governato dall'insorgere di instabilità sull'interfaccia liquido-vapore durante la condensazione. Come si può facilmente intuire dal nome, questo regime comprende quei casi in cui si assiste alla formazione di una bolla di vapore e al suo conseguente collasso in maniera periodica, senza che il vapore venga risucchiato all'interno del tubo d'iniezione. La termo-fluidodinamica del sistema è estremamente complessa, per questo motivo non si è ancora risaliti nè al tipo di instabilità nè al meccanismo che la regola, anche se sono state avanzate alcune ipotesi. Gli esempi di modellazione numerica del fenomeno mediante software CFD commerciali sono estremamente scarsi e presentano risultati non definitivi, con limiti di accuratezza e modellazione. L'obiettivo di questa tesi è di validare un modello CFD con approccio Euleriano-Euleriano rispetto ai dati sperimentali presentati in Ueno [25, 26]. Vista la scarsa conoscenza del fenomeno, un approccio VOF potrebbe sembrare quello maggiormente indicato, poiché richiede una minor modellazione rispetto a quello Euleriano-Euleriano. D'altro canto l'elevato costo computazionale, dovuto alla necessità di tracciare in

maniera estremamente accurata l'interfaccia liquido-vapore, lo rende poco appetibile dal punto di vista industriale e proibitivo nel caso di simulazioni che comprendano strutture più ampie e complesse. Per queste ragioni si è preferito un approccio Euleriano-Euleriano, consci delle limitazioni dovute alla necessità di modellare tutte le interazioni tra le fasi, ma curiosi di indagarne potenzialità e limiti. [Nel primo capitolo](#) vengono descritte le caratteristiche fondamentali della condensazione diretta, prestando particolare attenzione al fenomeno del bubbling. Con l'ausilio di schemi ed immagini si illustra la fascia alla base del processo e l'influenza che hanno le condizioni operative sulle modalità con cui si manifesta. [Nel secondo capitolo](#) si è cercato di delineare lo stato dell'arte riguardante il fenomeno del bubbling suddividendolo in tre categorie: sperimentale, analitico e CFD. [Nel terzo capitolo](#) si descrivono, e dove necessario si motivano, le scelte compiute riguardo la modellazione CFD. [Nel quarto capitolo](#) si mostrano i risultati sperimentali rispetto ai quali si intende validare il modello. [Nel quinto capitolo](#) si descrive il dominio della simulazione e si illustrano le scelte compiute nel costruire la mesh e le modalità adottate per il suo rifiorimento adattivo. [Nel sesto capitolo](#) si descrivono le condizioni iniziali e le condizioni al contorno del modello CFD. [Nel settimo capitolo](#) si confrontano risultati ottenuti dalle simulazioni con dati sperimentali forniti in Ueno [25, 26].

Capitolo 1

Descrizione Fenomeno Fisico

Prende il nome di condensazione diretta, quel cambiamento di fase in cui il contatto tra vapore e un liquido a temperatura inferiore, causa la condensazione del primo sulla superficie del secondo. La differenza essenziale tra condensazione diretta e indiretta è che nella prima il liquido è l'unico materiale che può assorbire il calore ceduto dal vapore, nella seconda il calore viene assorbito da un refrigerante separato dal vapore da una superficie impermeabile. Il contatto tra le fasi e il conseguente rimescolamento garantiscono coefficienti di scambio termico maggiori rispetto al caso in cui le due fasi siano separate, assicurando così una condensazione del vapore più rapida. Le diverse modalità in cui può avvenire la condensazione diretta, denominate regimi, dipendono dal valore assunto da tre parametri principali (figura 1.1):

- Flusso di vapore all'ingresso del nozzle, $G [kg/(m^2s)]$
- Sottoraffreddamento dell'acqua, $\Delta T_{sub} = T_S - T_W [K]$
- Diametro interno del tubo, $D [m]$

Il valore del flusso di massa all'ingresso del tubo è un'indicazione della *driving force* del fenomeno, il sottoraffreddamento dell'acqua è una misura della rapidità con cui avviene la condensazione e il diametro può essere considerato come la grandezza geometrica caratteristica del problema. Ponendo queste tre grandezze lungo tre assi cartesiani è possibile visualizzare il diagramma che mostra i diversi regimi di condensazione (figura 1.2).

I tre regimi principali sono:

1. Jetting
2. Chugging

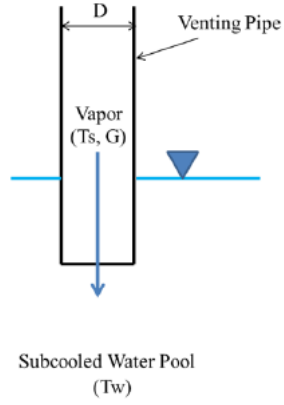


Figura 1.1: Parametri che determinano il regime di condensazione diretta: G , $\Delta T_{sub} = (T_S - T_W)$ e D .

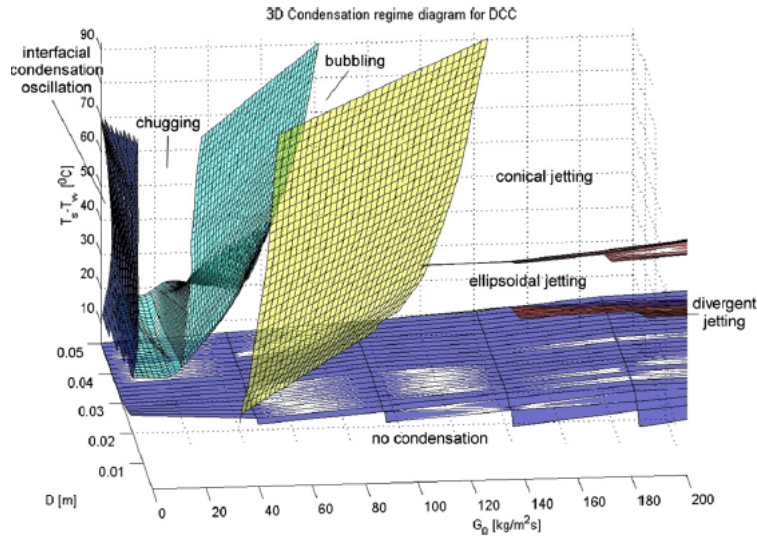


Figura 1.2: Diagramma 3D dei regimi di condensazione diretta [16].

3. Bubbling

Il *Jetting* si manifesta a grandi valori del flusso di massa di vapore ed è caratterizzato da una forma costante del pennacchio all'uscita del tubo. A seconda dai valori assunti dai parametri precedentemente elencati, il pennacchio può presentare diverse forme (conica, ellissoidale o divergente), come mostrato in figura 1.3.

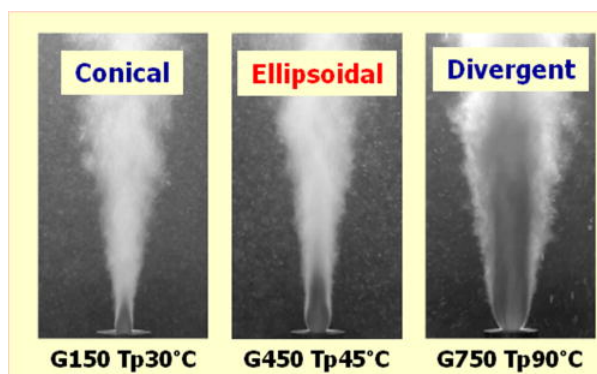


Figura 1.3: Diverse forme del pennacchio del regime *Jetting*.

Il *Chugging* si manifesta a valori di flusso di massa di vapore molto bassi. È caratterizzato dal collasso della bolla che si forma all'uscita del tubo e al conseguente risucchio d'acqua all'interno del tubo. Il *Chugging* è un fenomeno ciclico caratterizzato dalla ripetizione degli eventi mostrati in figura 1.4.

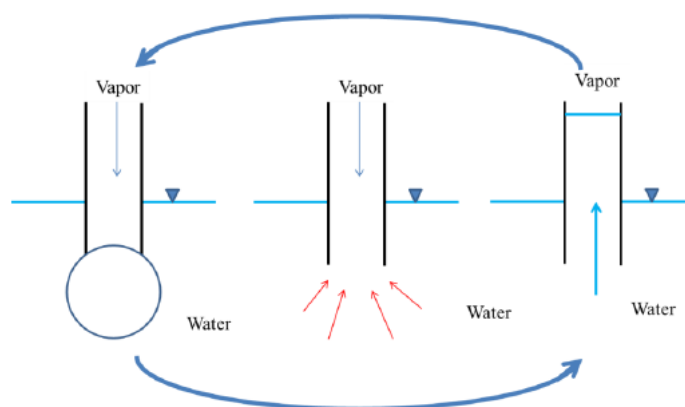


Figura 1.4: Schema che riproduce gli eventi che avvengono durante il *Chugging*.

Per valori di flusso di vapore intermedi tra *Jetting* e *Chugging* si manifesta il fenomeno del *Bubbling*.

In seguito all'iniezione di un flusso di vapore in acqua, si forma una bolla sul bordo all'uscita del tubo. A partire dalla configurazione di minor volume, la bolla di vapore cresce spingendo il liquido ed allontanandolo dall'uscita del tubo, fino a raggiungere il suo volume massimo. In seguito la bolla comincia a traslare allontanandosi dal foro d'iniezione. Si assiste così alla formazione del neck che si assottiglia progressivamente sotto la spinta radiale dell'acqua. Infine la bolla collassa seguendo modalità diverse a seconda delle condizioni operative. Il vapore rimasto condensa tornando nella configurazione di minor volume nei pressi del sito d'iniezione. Ci sono due possibili modi in cui la bolla di vapore condensa dopo aver raggiunto il volume massimo.

1. Distacco parziale della bolla in cui si forma un progressivo restringimento (*neck*) tra la parte posteriore della bolla (vicina al punto di iniezione del vapore) e la parte anteriore (lontano dal punto di iniezione) al termine del quale la parte anteriore si separa da quella posteriore (figura 1.5a).
2. Collasso istantaneo e scomparsa dell'intera bolla (figura 1.5b).

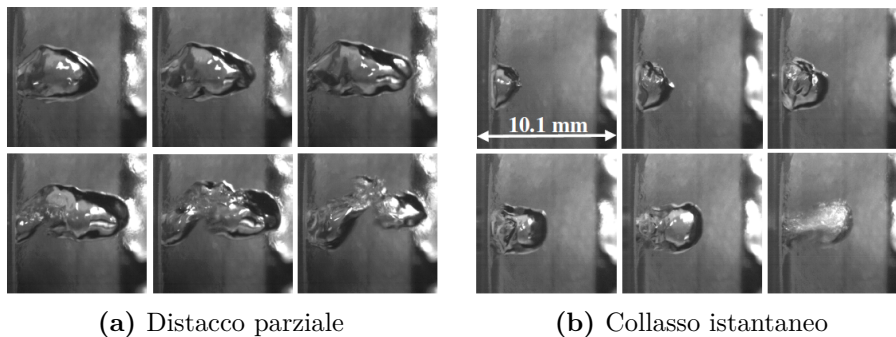


Figura 1.5: Modalità di condensazione delle bolle nel regime *Bubbling* [4].

Il primo tipo di collasso è l'unico che si osserva a valori bassi del flusso di vapore. Dopo il distacco, la parte frontale della bolla si allontana dal tubo e continua a condensarsi generando una traccia di piccole bolle nel flusso a valle. La parte posteriore rimane attaccata al tubo e continua a crescere finché non raggiunge nuovamente un volume massimo. A valori di flusso di vapore maggiori si osserva anche il secondo tipo di collasso, anche se meno frequentemente del primo tipo. Per valori di $\Delta T_{sub} \geq 30$ la superficie della bolla presenta delle instabilità che si manifestano sotto forma di piccole protuberanze [27]. Il collasso istantaneo della bolla diviene

dominante quando i valori di di sottoraffreddamento dell'acqua diventano molto grandi. Tale tipo di collasso è preceduto da un increspamento della superficie della bolla a partire dal *neck*.

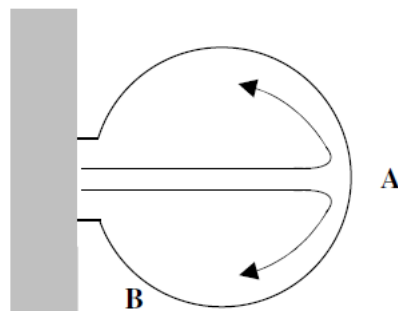


Figura 1.6: Rappresentazione schematica del ristagno all'interno della bolla

Nel dettaglio si osserva che la parte di interfaccia parallela al foro d'iniezione, zona A della figura 1.6, di solito è relativamente liscia rispetto alla parte di interfaccia nei pressi del punto d'iniezione, zona B della figura 1.6, che presenta un increspamento maggiore. Si ritiene che questo fenomeno possa essere causato dallo scambio termico non omogeneo all'interfaccia liquido-vapore secondo le modalità che verranno descritte in seguito. Poiché la velocità del vapore è massima al centro del foro d'iniezione, gli elementi di vapore provenienti da questa zona si propagano all'interno della bolla in maniera tale da formare una zona di ristagno nella parte di bolla più lontana dal foro d'iniezione: la zona A. I coefficienti di scambio termico convettivo nelle zone di ristagno sono maggiori rispetto a quelli delle altre zone. Perciò la superficie della bolla della zona A viene riscaldata efficacemente dal vapore caldo proveniente dal foro d'iniezione che ne previene la condensazione. Il vapore della zona B è in parte vapore che ritorna dalla zona A. Per questo motivo è più freddo e fa sì che la condensazione si verifichi prima in questa regione della bolla [4].

Capitolo 2

Stato dell'Arte

2.1 Sperimentale

Nel corso degli anni sono stati effettuati diversi esperimenti riguardanti la condensazione diretta nel regime di bubbling.

In tabella 2.1 sono indicate nel dettaglio le condizioni sperimentali e le aree d'interesse dell'elaborazione dei dati ottenuti dalle sperimentazioni. Di seguito si riportano le principali considerazioni effettuate dagli autori nell'analizzare i risultati ottenuti.

In Simpson e Chan [20] si ritiene che il tasso di condensazione durante la fase di crescita della bolla sia governato da meccanismi diversi rispetto a quelli della fase di necking. Dalle registrazioni video effettuate, si nota che l'interfaccia della bolla durante la fase di crescita è ben definita e si distingue nettamente. Secondo gli autori questo indicherebbe l'assenza di uno strato bifase nella regione dell'interfaccia. Per questo motivo si reputa che il tasso di condensazione in questa fase sia governato dallo scambio termico nella fase liquida. Durante la fase di necking invece la superficie della bolla si presenta corrugata ed irregolare, ad indicare la presenza di una regione bifase che separa il liquido dal vapore. La presenza di gocce di liquido nella regione bifase incrementa notevolmente il tasso di condensazione rendendo meno importante lo scambio termico attraverso il liquido. Per questo motivo gli autori suggeriscono che i coefficienti di scambio termico della fase di crescita e della fase di neck vengano indicati separatamente.

In Xu [28] è presente uno studio del fenomeno del bubbling al variare di ΔT_{sub} , della portata di vapore e della concentrazione di incondensabili miscelati al vapore iniettato in vasca. Vengono forniti sia i grafici del volume in funzione del tempo sia le immagini relativi a diversi casi, purtroppo

però non vengono riportate tutte le condizioni sperimentali. In assenza di incondensabili e con ΔT_{sub} contenuti, il volume della bolla cresce pressoché linearmente, anche se il tasso di crescita istantaneo non è strettamente una costante. L'insorgere di una fluttuazione sinusoidale sovrapposta alla crescita lineare può essere causata dal flusso di vapore iniettato e dall'inerzia del liquido. Quando la portata di vapore è elevata la pressione all'interno della bolla cresce a causa dell'inerzia del liquido che impedisce alla bolla di espandersi immediatamente. Questo comporta una riduzione della portata di vapore. Successivamente il movimento del liquido, spinto dalla bolla, e la riduzione dell'afflusso di vapore causa una riduzione della pressione all'interno della bolla, cosicché la portata di vapore torni nuovamente a crescere. Nel caso di ΔT_{sub} elevati la crescita del volume di bolla non è più lineare. La bolla all'inizio cresce isotropicamente, in seguito si sviluppa più velocemente in direzione del flusso di vapore per via della spinta idrostatica e dell'inerzia del vapore. Rispetto al caso precedente dove la bolla impiegava del tempo per condensare completamente dopo il distacco, in questo caso avviene un collasso istantaneo. L'aggiunta d'incondensabili fa sì che la crescita del volume di bolla sia lineare anche ad elevati ΔT_{sub} e che la velocità con cui la bolla condensa sia molto inferiore rispetto ai casi in cui è presente solo vapore.

In Clerx e van der Geld [4] viene studiata l'iniezione di vapore attraverso un foro effettuato nella parete laterale della vasca. L'apparato sperimentale permette di imporre all'acqua della vasca un moto trasversale alla direzione di iniezione del vapore. È stato così scoperto che aumentare la velocità del flusso d'acqua incrementa la condensazione, riducendo così il tempo di crescita della bolla e la penetrazione massima. Non solo la velocità dell'acqua, ma anche quella della vapore influisce sulla penetrazione massima delle bolle, la quale prima aumenta e poi diminuisce in seguito all'incremento del flusso di vapore.

In Al Issa et al. [1] si riporta che le bolle generate da flussi di vapore con velocità contenute hanno una superficie più liscia e condensano più lentamente rispetto a quelle generate da flussi ad alta velocità. Questo è dovuto alla maggior turbolenza generata all'interno delle bolle che influisce sulla struttura superficiale della bolla e sul meccanismo che guida la condensazione. La superficie delle bolle con flussi di vapore elevati sono corrugate e presentano molte ondulature che incrementano lo scambio termico e sono la causa di numeri di Nusselt maggiori rispetto a quelli calcolati con le correlazioni presenti in letteratura.

In Tang et al. [21] si ricerca in maniera dettagliata l'influenza che la portata di vapore e il ΔT_{sub} hanno sull'evoluzione delle bolle di vapore. Viene prodotta così una mappa che indica quattro differenti sub-regimi del

bubbling: regime *smooth bubble*, regime *shape oscillation*, regime *transition* e regime *capillary wave*. All'aumentare del sottoraffreddamento del liquido, la superficie della bolla diviene via via sempre più corrugata ed instabile. Una condensazione più repentina, dovuta al maggior ΔT_{sub} , causa, nel liquido circostante la bolla, uno shock inerziale più esteso che accelera l'insorgere di instabilità sulla superficie della bolla. Inoltre un aumento della turbolenza nello strato circostante la bolla determina uno scambio termico non omogeneo all'interfaccia liquido-vapore, causandone la deformazione. L'aumentare del subcooling e della superficie della bolla hanno come conseguenza la riduzione della velocità di crescita della bolla. Il flusso di vapore influisce notevolmente sullo *shear stress* tra la bolla di vapore che risale con grande velocità e il liquido fermo, sulla turbolenza all'interno della bolla e sulla formazione dello campo di temperatura nella periferia della bolla. Con l'aumentare della portata di vapore lo *shear stress* tra liquido e bolla aumenta così come la turbolenza della fase vapore. Siccome non c'è tempo a sufficienza affinché si formi gradualmente un campo di temperatura stabile intorno alla bolla, quest'ultima si deforma e la sua superficie presenta un forte corrugamento, indice della presenza di frequenti oscillazioni.

In Ueno et al. [25–27] vengono forniti diversi dati riguardanti lo sviluppo delle bolle di vapore, ed in particolare si studiano le deformazioni che compaiono sulla loro superficie. Esse vengono descritte come onde, la cui lunghezza d'onda è definita come la distanza tra i picchi di due protuberanze adiacenti. La lunghezza d'onda media delle protuberanze presenti su una bolla è calcolata facendo la media di un numero sufficiente di lunghezze d'onda misurate casualmente e diminuisce all'aumentare del sottoraffreddamento del liquido. Questo genere di disturbi non si manifesta se $\Delta T_{sub} \leq 25^\circ\text{C}$. Per valori di $\Delta T_{sub} > 30^\circ\text{C}$ la lunghezza d'onda non cambia significativamente al variare della portata di vapore. In [Ueno 2015] viene studiata in dettaglio l'evoluzione del raggio equivalente R della bolla di vapore. Dalle immagini si evince che l'instabilità insorge quando $\dot{R} < 0$ e $\ddot{R} < 0$, sottolineando il fatto che si manifesta quando la riduzione di volume della bolla di vapore, a causa della condensazione, comincia ad accelerare. Un'analisi quantitativa rivela che le protuberanze sulla superficie compaiono in seguito alla condensazione di circa il 10 % del volume massimo della bolla. Il tempo che intercorre tra il raggiungimento del volume massimo e la comparsa delle instabilità è approssimativamente $0.1 \div 0.5$ ms a seconda del sottoraffreddamento del liquido. Nel paper si sostiene inoltre che la condizione $\ddot{R} < 0$ implichi che l'instabilità non sia del tipo Rayleigh-Taylor.

In tutti gli esperimenti riportati in tabella 2.1 sono state effettuate

registrazioni video del ciclo di crescita e collasso delle bolle di vapore. Da tali registrazioni è possibile risalire direttamente alla frequenza con cui il fenomeno si ripete. Inoltre, applicando il teorema di Cavalieri, è possibile ottenere una stima del volume della bolla mediante la rotazione dell'immagine 2D attorno all'asse della bolla. In alcuni casi come Xu [28], Tang et al. [21], Ueno [27] questi dati vengono forniti direttamente. In altri Clerx e van der Geld [4], Ueno et al. [26] si preferisce fornire informazioni differenti come ad esempio l'altezza raggiunta dalla bolla rispetto al foro d'iniezione.

2.2 Analitico

In letteratura sono presenti diversi modelli analitici che descrivono l'evoluzione di una bolla generata dall'iniezione di un gas non condensabile attraverso un nozzle o un foro nella parete di una vasca contenete del liquido. Tali modelli si basano sulla teoria del bilancio delle forze, sull'equazione di Rayleigh e sulla teoria del flusso potenziale. Purtroppo sono pochi i casi in cui tali modelli siano stati ampliati per includere la condensazione nel caso in cui il fluido iniettato sia condensabile.

Partendo dall'equazione di Rayleigh, Nariai e Aya [11], sviluppano un modello analitico per ricavare la frequenza d'oscillazione dei regimi che si verificano a flussi di massa relativamente bassi (internal chugging, small chugging e bubbling). Nel caso del bubbling il modello è stato derivato assumendo che la bolla possa assumere forma cilindrica, sferica oppure ellissoidale a seconda dei casi. In Xu [28], partendo da un bilancio di forze, viene ricavata una formula per ottenere il volume della bolla al momento del distacco sia nel caso adiabatico sia nel caso ci sia condensazione sulla superficie della bolla. Clerx e van der Geld [4] ricavano un modello analitico per predire il tempo totale di crescita e la penetrazione della bolla in funzione del tempo. Tale modello si basa su un bilancio di forze in direzione perpendicolare alla parete da cui viene fatta l'iniezione e su un criterio geometrico per la forma che la bolla assume al momento del distacco. In [Yuan 2016] viene proposto un modello termo-idraulico basato sulla teoria del flusso potenziale. Yuan et al. [29] partono dal modello numerico di Fujikawa e Akamatsu [6] focalizzato sulla cavitazione di una bolla di vapore in assenza di moto traslatorio per sviluppare un modello analitico in grado di riprodurre la frequenza dei fenomeni di bubbling ed il diametro della bolla in funzione del tempo. Rispetto al modello presente in Fujikawa e Akamatsu [6], il modello di Yuan et al. [29] semplifica la formulazione riguardante la condensazione e tiene conto del moto traslatorio della bolla

Tabella 2.1: Esperimenti riguardanti la condensazione diretta in regime bubbling

Autori	Setup Sperimentale	Codizioni Termodinamiche	Aspetti analizzati
Simpson e Chan [20]	<i>Downward Pipe</i> $D_{in} = 0.635 \div 2.22 \text{ cm}$ Mass Flux = $0.53 \div 1.2 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2 \text{hr}}$	Pressure = 1 atm $\Delta T_{sub} = 26 \div 65^\circ \text{C}$	Coefficiente di scambio termico globale medio Coefficiente di scambio termico medio fase di crescita e fase necking. Correlazioni sperimentali per la frequenza e l'ampiezza degli impulsi di pressione
Dempster e Arebi [5]	<i>Upward Orifice</i> $D_{in} = 1 \text{ mm}$ Mass Flow Rate = $1.1 \div 4.2 \frac{\text{g}}{\text{min}}$	Pressure = $2 \div 3 \text{ bar}$ $\Delta T_{sub} = 3.2 \div 43^\circ \text{C}$	Correlazioni sperimentali per il tempo di formazione della bolla e per il diametro al momento del distacco
Xu [28]	<i>Upward Pipe</i> $D_{in} = 4.6 \div 17.3 \text{ mm}$ Steam Flow Rate = $2 \div 36 \frac{\text{kg}}{\text{hr}}$ N_2 Flow Rate $0 \div 0.72 \frac{\text{kg}}{\text{hr}}$	Pressure = $101 \div 404 \text{ kPa}$ $\Delta T_{sub} = 10 \div 100^\circ \text{C}$	Trovata somiglianza tra la condensazione a film e la condensazione diretta all'interfaccia della bolla. Studiati sperimentalmente l'effetto sulla condensazione dovuto alla presenza di incondensabili. Fornite formule esplicite per il calcolo del diametro di bolla al distacco, con e senza incondensabili.
Clerx e van der Geld [4]	<i>Horizontal Orifice</i> $D_{in} = 4 \text{ mm}$ Steam flux = $35.37 \div 70.74 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2 \text{s}}$ Water Flow = $0 \div 1.75 \text{ E} - 04 \frac{\text{m}^3}{\text{s}}$	Pressure = $2.8 \div 3.2 \text{ bar}$ $\Delta T_{sub} = 68 \div 105^\circ \text{C}$	Determinazione del coefficiente di scambio termico globale medio, del tempo di crescita, del tempo di attesa, delle dimensioni delle bolle e della loro forma.
Al Issa et al. [1]	<i>Upward Pipe</i> $D_{in} = 4 \div 6 \text{ mm}$ Steam Velocity = $0.08 \div 0.22 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ Water Velocity = $0.4 \div 1 \frac{\text{m}}{\text{s}}$	Pressure = 1 atm $\Delta T_{sub} = 6 \div 15^\circ \text{C}$	Sono stati investigati gli effetti della velocità superficiale dell'acqua e del vapore. Distribuzione di velocità e raggi delle bolle per le diverse configurazioni d'iniezione. Nuove correlazioni Nu-Re che tengono conto di grandi bolle molto deformante.
Ueno et al. [25-27]	<i>Upward and Downward Pipe</i> <i>Upward Orifice</i> $D_{in} = 1.5 \text{ mm}$ Steam Flow = $56 \frac{\text{m}^3}{\text{s}}$	Pressure = 1 atm $\Delta T_{sub} = 20 \div 80^\circ \text{C}$	Sono state analizzate diverse geometrie d'iniezione. Elevata risoluzione temporale delle immagini mostrate nel paper (V/V_{max}) ^{collapsing} in funzione del tempo e del ΔT_{sub} . Analisi delle incrementature che si formano sulle bolle durante la condensazione in funzione del ΔT_{sub} .
Tang et al. [21]	<i>Upward Orifice</i> $D_{in} = 4 \text{ mm}$ Steam flux = $0.19 \div 7.61 \frac{\text{m}^3}{\text{hr}}$	Pressure = 1 atm $\Delta T_{sub} = 0 \div 85^\circ \text{C}$	Ampia raccolta di immagini che mostrano l'evoluzione della bolla al variare della portata volumetrica di vapore e del ΔT_{sub} . Distribuzione dei raggi e delle velocità delle microbolle al variare della portata volumetrica e del ΔT_{sub} . Mappa Portata volumetrica- ΔT_{sub} specifica per il caso bubbling.

dovuto all'inerzia del flusso di vapore entrante attraverso il nozzle. Per ottenere il diametro in funzione del tempo applica un bilancio di forze in direzione perpendicolare al foro d'iniezione.

2.3 CFD

In Pecenko [14] un modello di condensazione per l'iniezione di vapore surriscaldato in acqua viene testato attraverso simulazioni CFD via via più complesse. Partendo dalla simulazione di un caso assial-simmetrico laminare, l'intero modello viene infine applicato ad un caso 3D turbolento che rappresenta le stesse condizioni presenti in una delle prove sperimentali effettuate in Clerx e Van der Geld [4]. Le risorse computazionali necessarie per la simulazione sono elevate: la mesh è composta da una griglia non strutturata di circa 3.5 milioni di celle ed il time step scelto è pari a $1 \mu\text{s}$. Al momento della pubblicazione la simulazione è stata fatta girare in parallelo su 34 processori per 3 settimane producendo dati relativi a 0.36 s. Il metodo *Volume of Fluid* viene affiancato dall'implementazione del *kinetic condensation model* che consente il calcolo del flusso di massa che attraversa l'interfaccia direttamente dalla soluzione del set di equazioni del metodo VOF. A tal proposito è necessario il calcolo della temperatura all'interfaccia e della pressione di entrambe le fasi. Nessun salto di temperatura è previsto all'interfaccia. La pressione del liquido è quella di saturazione alla temperatura dell'interfaccia e viene calcolata attraverso la legge di Antoine. La pressione del vapore viene ottenuta dalla legge dei gas ideali dove la densità del vapore è considerata una costante. Secondo il *kinetic condensation model* quando la pressione locale del vapore è maggiore di quella del liquido si verifica la condensazione del vapore, nel caso contrario avviene l'evaporazione del liquido. A differenza del metodo Euleriano-Euleriano, nel VOF viene risolto un unico set di equazioni, con proprietà diverse a seconda delle diverse fasi e dei diversi fluidi presenti, tenendo in considerazione i termini d'interfaccia come la tensione superficiale. L'interfaccia tra le diverse fasi viene tracciata risolvendo un'equazione di continuità per la frazione volumica di ciascuna fase. Le celle in cui la frazione volumica è compresa tra 0 e 1 sono quelle in cui è localizzata l'interfaccia. Tutte le altre grandezze come la densità, la viscosità e la conduttività termica sono calcolate come media pesata sulla frazione volumica. Siccome il *kinetic condensation model* fornisce il flusso di massa che condensa e nell'equazione di conservazione della massa del VOF è necessario un termine specifico all'unità di volume bisogna moltiplicare il flusso per una quantità che abbia come dimensioni il reciproco della

lunghezza. Questa grandezza viene espressa come il reciproco del modulo del gradiente della frazione volumica della fase secondaria $|\alpha_2|$, che dipende dallo spessore dell'interfaccia e rappresenta la "quantità d'interfaccia per unità di volume". Inoltre, per prevenire che il solver interpreti queste celle come piene di vapore o di liquido il flusso di condensazione (o di evaporazione) viene moltiplicato anche per la rispettiva frazione volumica. Il metodo risolutivo scelto è il *pressure correction based, segregated algorithm*. Questo genere di algoritmo è adatto per flussi incomprimibili o leggermente comprimibili, siccome il campo di pressione è accoppiato al campo di velocità attraverso un'equazione che controlla che sia verificata la continuità. Nella simulazione considerata, la velocità de vapore nell'iniettore è lontana dalla velocità del suono ed un incremento di velocità significativo si verifica solo nella sezione estremamente ridotta del neck nel momento che precede il collasso della bolla che si sta per staccare. Questa situazione si verifica per un brevissimo lasso di tempo ed è localizzata in una regione molto ristretta del dominio. Perciò l'approssimazione di flusso incomprimibile è ragionevole. Il modello di turbolenza scelto è lo standard $k - \varepsilon$ Il dominio computazionale corrisponde esattamente all'apparato sperimentale in [Clerx]. E le condizioni al contorno delle grandezze turbolente dell'acqua sono ottenute da una simulazione DNS, mentre quelle del vapore sono ottenute dalle correlazioni empiriche per i flussi pienamente sviluppati presenti in letteratura. Sebbene la ridotta durata della simulazione non consenta una rigorosa validazione quantitativa del modello, una confronto qualitativo tra simulazione e prova sperimentale mostra un ottimo accordo tra le due.

Anche in Pellegrini [15] si vuole validare un modello CFD rispetto ai risultati sperimentali ottenuti da Clerx e van der Geld [4]. In questo caso però l'approccio scelto è quello Euleriano-Euleriano che considera le due fasi come fossero compenetranti. Per questo motivo viene risolto un set di equazioni per ciascuna fase e non è necessario tracciarne l'interfaccia. L'aspetto negativo di questo approccio è che le interazioni tra le fasi devono essere modellate. Il modello di turbolenza utilizzato è il *Realizable $k - \varepsilon$* con l'approccio *Two-Layer* sviluppato da Wolfstein. Il trattamento a parete non ricopre un ruolo determinante nella modellazione del fenomeno del bubbling siccome il fenomeno principale, lo scambio termico e di massa, avviene nel cuore del dominio. Per via del numero di Reynolds relativamente basso nel tubo d'iniezione, viene scelto l'approccio *Two-Layer* per evitare di utilizzare celle troppo grandi a parete. Il modello utilizzato per il drag è quello di Tomiyama [24]. Lo scambio termico è stato sviluppato partendo dalla formulazione analitica presente in Hughes e Duffey [8] che si basa sul *Surface Renewal Model*. Le scale di velocità e lunghezza dello scambio

termico vengono definite nello stesso modo in cui sono definite nel modello di turbolenza $k - \varepsilon$. L'interfaccia viene descritta in maniera simile a quanto visto nel approccio VOF impiegando il modello *symmetrical interaction area density* e definendo la lunghezza caratteristica come il reciproco del modulo del gradiente della frazione volumica di vapore. I risultati ottenuti purtroppo sottostimano la penetrazione massima delle bolle di vapore e la frequenza del ciclo, ma mostrano che tale approccio potrebbe essere impiegato con successo nella modellazione del bubbling.

In Qu et al.[17] viene studiata la condensazione di una miscela di aria e vapore iniettata in una vasca d'acqua sottoraffreddata a pressione atmosferica attraverso un foro posto sul fondo della piscina. Questo studio ricopre sia l'aspetto sperimentale sia la simulazione numerica. Il modello CFD scelto è il *Volume of Fluid* (VOF) nel quale lo scambio termico e di massa tra le fasi viene implementato attraverso dei termini sorgente nelle rispettive equazioni di conservazione e la frazione di vapore nella fase secondaria viene calcolata attraverso un'equazione di trasporto delle specie. Poiché la fase secondaria è composta da due specie differenti, le proprietà di questa fase vengono calcolate come media pesata sulla massa delle proprietà delle rispettive specie in miscela, fatta eccezione per la densità che viene calcolata usando il modello di gas ideale. La modellazione dello scambio termico si basa sui numeri di Nusselt ottenuti dalle prove sperimentali. Il calore sensibile scambiato tra le fasi viene considerato trascurabile nella simulazione, ricoprendo solo l'1% dell'energia termica scambiata. La temperatura assunta dal vapore nel modello è pari alla temperatura di saturazione alla pressione parziale del vapore, mentre la temperatura dell'acqua è quella del bulk. La mesh inizialmente è strutturata e composta da celle esaedriche. Inoltre, con l'intento di cogliere correttamente le caratteristiche dell'interfaccia riducendo al contempo i costi computazionali, si utilizza l'adattamento dinamico della mesh nelle regioni dove il gradiente della frazione volumica del vapore è elevata. La simulazione numerica non tratta l'iniezione di vapore nella piscina, ma solamente la condensazione di una bolla di vapore posta inizialmente in acqua sottoraffreddata alla pressione atmosferica. Si è scelto di includere comunque questo studio perché la simulazione numerica mostra un buon accordo con i dati sperimentali ed inoltre prevede la presenza di incondensabili miscelati al vapore. In seguito alla validazione del modello numerico rispetto ai dati forniti dalle prove sperimentali, l'effetto della concentrazione di incondensabili e del diametro delle bolle viene studiato mediante simulazioni numeriche. La velocità di condensazione dipende dalla frazione volumica di vapore, l'incremento di incondensabili ostacola la condensazione e fa sì che la bolla riduca il suo volume più dolcemente. Man mano che la bolla condensa, la concentrazione

d'aria nei pressi dell'interfaccia cresce molto formando così un layer che indebolisce lo scambio termico e di massa tra vapore e acqua. Le bolle di dimensioni maggiori impiegano più tempo a condensare a causa della minor area d'interfaccia per unità di volume e coefficienti di scambio termico ridotti. Siccome le bolle vengono generate al momento dell'inizializzazione del caso, la velocità iniziale delle bolle in direzione perpendicolare al foro d'iniezione è nulla. Successivamente cresce in maniera monotona finché in un secondo momento comincia ad oscillare. Le bolle con frazione di vapore maggiore, specialmente quelle di dimensioni ridotte, raggiungono velocità terminali maggiori.

Nello studio di Li e Wang [10] l'approccio è ancora una volta il VOF, ma in questo caso il modello di turbolenza utilizzato è il LES per flussi incomprimibili. Le condizioni operative rispecchiano quelle presenti in Chan e Lee [3]. Questo approccio filtra le equazioni di Navier-Stokes e usa le equazioni filtrate per calcolare la dinamiche delle strutture turbolente fino ad una certa scala. L'effetto delle strutture legate alle scale più piccole rispetto alla soglia viene invece modellato. Il modello di condensazione scelto si basa sull'approccio a due resistenze, nel quale viene calcolato il calore scambiato tra ciascuna delle due fasi e l'interfaccia. Il calcolo del coefficiente di scambio termico del liquido viene ottenuto dalle correlazioni di Hughmark [9] mentre quello del vapore, facendo riferimento agli studi di Brucker e Sparrow [2] viene mantenuto costante pari a $10^4 \frac{W}{m^2K}$. La lunghezza caratteristica segue la modellazione che in Star-ccm+ è indicata come *Kurul-Podowski Length Scale*. La massa scambiata all'interfaccia per via della condensazione viene ottenuta tramite un bilancio termico. La mesh è composta da una griglia strutturata di 703 500 celle esaedriche e viene impiegato un affinamento adattivo dinamico della mesh. L'algoritmo SIMPLE (*pressure based*) viene utilizzato per l'accoppiamento tra il campo di velocità e quello di pressione mentre la discretizzazione temporale si impiega un metodo implicito. Il time step scelto per la prima parte di simulazione è $1 \mu s$, dopo 30 ms viene aumentato a $2 \mu s$ fino alla completamento della simulazione che avviene a 112 ms. La densità del gas viene calcolata attraverso la legge dei gas ideali mentre le altre proprietà sono definite costanti, come lo sono tutte le proprietà del liquido. Sebbene un'analisi qualitativa delle immagini mostri un buon accordo tra la forma delle bolle delle prove sperimentali e quelle ottenute dalla simulazione, la frequenza del distacco di bolla ottenuta dalle simulazioni sovrastima quelle delle prove sperimentali di circa il 40%: 36 Hz contro 26 Hz

Tabella 2.2: Riassunto casi CFD

Autori	Approccio	Modello Turbolenza	Modello Condensazione	Risultati
Pecenko [14]	VOF	Standard $k - \varepsilon$	Kinetic Condesation Model	Ottimo accordo qualitativo. Dati non sufficienti per una rigorosa valutazione quantitativa.
Pellegrini et al. [15]	Eul-Eul	Realizable $k - \varepsilon$	Renewal Surface Theory (Una Resistenza)	Sottostima della penetrazione della bolla di vapore e della frequenza di distacco.
Qu et al. [17]	VOF	N.D.	Correlazioni sperimentali proprie (Una Resistenza)	Buon accordo tra simulazione e prove sperimentali del grafico Volume-Tempo
Li e Wang [10]	VOF	LES	Hughmark + Brucker e Sparrow (Due Resistenze)	Buon accordo qualitativo forma bolle. Sovrastima delle frequenza di distacco.

Capitolo 3

Descrizione CFD

Il metodo Euleriano-Euleriano utilizzato in questa tesi per modellare la condensazione diretta in regime bubbling considera le due fasi, liquido e vapore, come compenetranti e accoppiate da termini che regolano le interazioni tra le fasi forniti attraverso dei modelli. Il principale vantaggio di questo tipo di modellazione è che l'interfaccia non deve essere tracciata e perciò le dimensioni delle celle della mesh non devono essere più piccole dell'intera interfaccia. Il numero di celle può essere così ridotto rispetto ai casi che applicano il metodo VOF garantendo un risparmio di risorse computazionali. Un aspetto negativo riguardante l'approccio Euleriano-Euleriano riguarda il fatto che questo metodo risolve un set di equazioni di conservazione per ogni fase, dovendo così risolvere una matrice di dimensioni doppie rispetto al metodo VOF. Inoltre la modellazione dei termini responsabili delle interazioni tra le fasi legati allo scambio di massa, energia e quantità di moto ricopre un ruolo tanto importante quanto complesso nella modellazione basata su questo tipo di approccio

3.1 Equazioni di conservazione

Continuità

Questa sezione descrive l'equazione di conservazione della massa, ossia l'equazione di continuità. L'equazione di conservazione per la fase *i-esima* è

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_i \rho_i) + \nabla \cdot (\alpha_i \rho_i \mathbf{v}_i) = \sum_{i \neq j} (m_{ij} - m_{ji}) + S_i^\alpha \quad (3.1)$$

Inoltre, le frazioni volumiche soddisfano la seguente condizione:

$$\sum_i \alpha_i = 1 \quad (3.2)$$

Conservazione della Quantità di Moto

L'equazione di conservazione della quantità di moto per la fase i –esima è:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \alpha_i \rho_i \mathbf{v}_i + \nabla \cdot [\alpha_i \rho_i \mathbf{v}_i \otimes (\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_g)] = & - \alpha_i \nabla p + \alpha_i \rho_i \mathbf{g} + \\ & + \nabla \cdot [\alpha_i (\boldsymbol{\tau}_i + \boldsymbol{\tau}_i^t)] + \mathbf{M}_i + (\mathbf{F}_{int})_i + \mathbf{S}_i^V + \sum (m_{ij} \mathbf{v}_j - m_{ji} \mathbf{v}_i) \end{aligned} \quad (3.3)$$

Lo scambio di quantità di moto tra le fasi per unità di volume rappresenta la somma di tutte le forze che le fasi esercitano l'una sull'altra e deve soddisfare la seguente condizione:

$$\sum_i \mathbf{M}_i = 0 \quad (3.4)$$

Conservazione dell'Energia

L'equazione di conservazione dell'energia per la fase i –esima è

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\alpha_i \rho_i E_i) + \nabla \cdot [\alpha_i \rho_i H_i (\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_g)] + \nabla \cdot \alpha_i \mathbf{v}_g p = & \nabla \cdot (\alpha_i k_{eff,i} \Delta T_i) + \\ & + \nabla \cdot (\boldsymbol{\tau}_i \cdot \mathbf{v}_i) + \mathbf{f}_i \cdot \mathbf{v}_i + \sum_{j \neq i} Q_{ij} + \sum_{(ij)} Q_i^{ij} + S_{u,i} + \sum_{j \neq i} (m_{ij} - m_{ji}) h_i(T_{ij}) \end{aligned} \quad (3.5)$$

La conduttività effettiva k_{eff} è definita nel seguente modo:

$$k_{eff,i} = k_i + \frac{\mu_{t,i} c_{p,i}}{\sigma_{t,i}} \quad (3.6)$$

Quando l'unica modalità di scambio termico tra le fasi è la diffusione termica, il bilancio di potenza termica è dato da $Q_{ij} = -Q_{ji}$. Quando lo scambio termico e di massa avviene unicamente attraverso il cambiamento di fase (ebollizione o condensazione), la potenza termica scambiata tra ciascuna delle fasi i, j e l'interfaccia (ij) tra le due fasi soddisfa il seguente bilancio termico:

$$Q_i^{ij} + Q_j^{ij} + (m_{ij} - m_{ji}) \Delta h_{ij} = 0 \quad (3.7)$$

dove Δh_{ij} è l'energia necessaria per produrre la fase i a partire dalla fase j . Questa quantità è definita a partire dalle entalpie di fase valutate alla temperatura d'interfaccia T_{ij} ed è tale che $\Delta h_{ij} = -\Delta h_{ji}$:

$$\Delta h_{ij} = h_j(T_{ij}) - h_i(T_{ij}) \quad (3.8)$$

3.2 Modelli di chiusura

3.2.1 Equazioni di stato

Il modello di equazione di stato scelto sia per il liquido che per il gas è il *Constant Density*. Tale scelta è sicuramente ragionevole per quanto riguarda il liquido, mentre potrebbe sembrare inappropriata nel caso del gas. Premesso che il modello di gas reale IAPWS-IF97, in Star-ccm+, non è disponibile per i casi multifase, si può scegliere tra:

- *Constant Density*
- *Ideal Gas*
- *Polynomial Density*
- *User Defined EOS*

Analizzando le condizioni termodinamiche del vapore, si osserva che la pressione del sistema in cui si trova, essendo quella idrostatica, non varia molto rispetto alla pressione di riferimento data in [Ueno 2103] pari a 101 kPa. La temperatura con cui il vapore viene iniettato nella piscina è 101 °C. Mentre la temperatura minima del vapore è 100 °C, tale è infatti la temperatura di saturazione alla pressione del sistema alla quale il vapore condensa. Inoltre nel modello sviluppato in Clerx e van der Geld [4] si ritiene $\partial\rho_s/\partial p \approx 0$ perché trascurabile alle condizioni in cui sono stati effettuate le prove sperimentali, non molto dissimili da quelle degli esperimenti considerati in questa tesi. Perciò si ritiene di poter trascurare le variazioni di densità dovute alle oscillazioni di pressione indotte dalla condensazione e dall'inerzia del liquido. Per i motivi appena elencati $\rho = \rho(T, p) \approx \text{const}$ è stato ritenuto un modello valido per descrivere la fase vapore.

Il modello *Constant Density* richiede di fornire esplicitamente i valori delle seguenti proprietà termodinamiche

- Densità

- Viscosità Dinamica
- Calore Specifico
- Conduttività termica

I valori di tali grandezze, sono riportati in tabella 6.2 insieme ai valori di temperatura e pressione a cui sono stati calcolati.

3.2.2 Scambio Termico e di Massa

Il modello scelto per lo scambio termico e di massa in STAR-CCM+ è l'*Interphase Boiling Mass Transfer*. Lo scambio termico tra l'interfaccia su cui avviene il cambiamento di fase e ciascuna delle due fasi che determinano tale interfaccia è modellato nel seguente modo:

$$Q_i^{(ij)} = h_i^{(ij)} a_{ij} (T_{ij} - T_i) \quad (3.9)$$

$$Q_j^{(ij)} = h_j^{(ij)} a_{ij} (T_{ij} - T_j) \quad (3.10)$$

Il coefficiente di scambio termico tra la fase continua e l'interfaccia tra le due fasi è:

$$h_i^{(ij)} = \frac{Nu_i k_i}{l_{ij}} \quad (3.11)$$

dove Nu_i è il numero di Nusselt della fase continua.

In maniera analoga il coefficiente di scambio termico tra la fase dispersa e l'interfaccia tra le due fasi è:

$$h_j^{(ij)} = \frac{Nu_j k_j}{l_{ij}} \quad (3.12)$$

dove Nu_j è il numero di Nusselt della fase dispersa.

In entrambe le equazioni, l_{ij} è la lunghezza caratteristica delle interazioni tra la fase dispersa e la fase continua, detta *Interaction Length Scale*.

Il flusso di massa attraverso l'interfaccia si ricava tramite un bilancio termico:

$$m^{(ij)} = -\frac{Q_i^{(ij)} + Q_j^{(ij)}}{\Delta h_{ij}} \quad (3.13)$$

Nusselt della fase Continua

Esistono diversi modelli per valutare lo scambio termico all'interfaccia tra una fase liquida ed una fase vapore. Il *Surface Renewal Model* permette di ridurre il problema di scambio termico e di massa alla determinazione di un

singolo parametro: il tasso di rinnovamento dell'interfaccia liquido-vapore definito dalle caratteristiche del flusso di liquido.

Secondo questa modellazione il flusso termico all'interfaccia è dato da

$$q_{iGL} = 2\rho_l c_{p,l} \left(\frac{\alpha_{t,l}}{\pi} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{1}{t_{rp}} \right)^{\frac{1}{2}} (T_{sat} - T_l) \quad (3.14)$$

dove $\alpha_{t,l}$ è la diffusività termica del liquido e t_{rp} è il periodo di rinnovamento. Il coefficiente di scambio termico è dunque

$$h_{iGL} = \frac{q_{iGL}}{(T_{sat} - T_l)} = 2\rho_l c_{p,l} \left(\frac{\alpha_{t,l}}{\pi} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{1}{t_{rp}} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.15)$$

In Hughes e Duffey [8] il periodo di rinnovamento si ricava impiegando velocità e lunghezza caratteristiche della scala di Kolmogorov definite attraverso il tasso di dissipazione di energia cinetica turbolenta e la viscosità cinematica. La lunghezza caratteristica è $l_c = \left(\frac{\nu_l^3}{\varepsilon} \right)^{\frac{1}{4}}$ e la velocità caratteristica è $v_c = (\nu_l \varepsilon)^{\frac{1}{4}}$.

Perciò la 3.15 diventa

$$h_{iGL} = \frac{q_{iGL}}{(T_{sat} - T_l)} = 2\rho_l c_{p,l} \left(\frac{\alpha_{tL}}{\pi} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{\varepsilon}{\nu_l} \right)^{\frac{1}{4}} \quad (3.16)$$

Sempre in Hughes e Duffey [8] il tasso di dissipazione di energia cinetica turbolenta si ottiene in accordo con le caratteristiche di omogeneità e isotropicità della turbolenza richieste dal modello *mixing length* di Prandtl, tenendo in considerazione sia lo stress all'interfaccia sia lo stress di parete:

$$\varepsilon = \left(\frac{1}{4\rho_l^2 \nu_l} \right) (\tau_w + \tau_i)^2 \quad (3.17)$$

Sostituendo la 3.17 nella 3.16 si ottiene

$$h_{iGL} = \frac{2}{\sqrt{2\pi}} \sqrt{\frac{\lambda_l c_{p,l}}{\nu_l} (\tau_w + \tau_i)} \quad (3.18)$$

Se si ricava lo stress all'interfaccia τ_i dalla definizione di *shear velocity* $v_\tau = \sqrt{\frac{\tau_i}{\rho_l}}$ e lo si sostituisce nella 3.18 si ottiene:

$$\begin{aligned} h_{iGL} &= \frac{2}{\sqrt{2\pi}} \sqrt{\frac{k_l c_{p,l} \rho_l}{\nu_l}} v_\tau \\ &= \frac{2}{\sqrt{2\pi}} k_l^{\frac{1}{2}} \rho_l^{\frac{1}{2}} c_{p,l}^{\frac{1}{2}} \frac{\nu_l^{\frac{1}{2}}}{\nu_l} v_\tau \\ &= \frac{2}{\sqrt{2\pi}} k_l^{\frac{1}{2}} \mu_l^{\frac{1}{2}} c_{p,l}^{\frac{1}{2}} \frac{v_\tau}{\nu_l} \end{aligned} \quad (3.19)$$

Perciò, in accordo con Heinze [7], il Nusselt della fase continua diviene:

$$\begin{aligned} Nu_c &= \frac{h_{iGL}L}{k_l} = \frac{2}{\sqrt{2\pi}} \left(\frac{v_\tau L}{\nu_l} \right) \left(\frac{\mu_l c_{p,l}}{k_l} \right)^{\frac{1}{2}} \\ &= \frac{2}{\sqrt{2\pi}} Re_t Pr^{\frac{1}{2}} \end{aligned} \quad (3.20)$$

dove la lunghezza e velocità presenti nel numero di Reynolds sono definite come in Patel et al. [12]

$$L = C_\mu \frac{k_l^{\frac{3}{2}}}{\varepsilon_l} \quad (3.21)$$

$$v_\tau = (\nu_l \varepsilon_l)^{\frac{1}{4}} \quad (3.22)$$

secondo quanto riportato in [13] il modello di Nusselt precedente è basato solo sulle *small eddies*.

Includendo anche le *large eddies* la formulazione assumerebbe la forma

$$Nu_c = \frac{2}{\sqrt{\pi}} Re_t^{\frac{1}{2}} Pr^{\frac{1}{2}} \quad (3.23)$$

dove

$$Re_t = \frac{vL}{\nu_l} \quad (3.24)$$

$$L = C_\mu \frac{k_l^{\frac{3}{2}}}{\varepsilon_l} \quad (3.25)$$

$$v = \min(|\mathbf{U}_l|, C_\mu^{\frac{1}{4}} k_l^{\frac{1}{2}}) \quad (3.26)$$

L'implementazione del modello di scambio termico assume una forma leggermente diversa rispetto a quella appena descritta:

$$\begin{aligned} Nu_c^{CFD} &= Nu_c \frac{(Interaction Length)^{CFD}}{L} \\ &= \frac{h_c^{CFD} (Interaction Length)^{CFD}}{K_l} \end{aligned} \quad (3.27)$$

così il coefficiente di scambio termico della fase continua h_c^{CFD} diventa:

$$h_c^{CFD} = \frac{Nu_c K_l}{L} \quad (3.28)$$

in questo modo è indipendente dalla definizione di *Interaction Length* ed è definito solamente dalle grandezze relative alle scale turbolente turbolente come prevede il *Surface Renewal Theory*

Nusselt della fase Dispersa

In letteratura sono difficili da trovare modelli per il Nusselt della fase dispersa. Nella maggior parte dei casi vengono utilizzati modelli ad una resistenza che considerano questo aspetto trascurabile. Nonostante ciò Heinze [7], come Li e Wang [10], basandosi sugli studi di Brucker and Sparrow [2], utilizza un valore costante $h_g = 10^4 \frac{W}{m^2 K}$ per il coefficiente di scambio termico della fase dispersa.

3.2.3 Interaction Length e Interaction Area Density

L'*Interaction Area Density* definisce l'area dell'interfaccia attraverso cui avvengo lo scambio termico, lo scambio di massa e si esercitano le forze di superficie tra ciascuna coppia di fasi.

Il modelli di *Interaction Area Density* implementati in Star-ccm+ sono lo *Spherical Particle Interfacial Area method*

$$a_{cd} = \frac{6\alpha_d}{l_{cd}} \quad (3.29)$$

e il *Symmetric Interfacial Area method*

$$a_{cd} = \frac{6\alpha_c\alpha_d}{l_{cd}} \quad (3.30)$$

Il modello *Spherical Particle Interfacial Area method* è geometricamente esatto per le particelle di forma sferica il cui diametro sia uguale a l_{cd} . Qualsiasi deviazione dalla forma sferica è tenuta in considerazione dai modelli di scambio termico e di massa oltre che nei modelli delle forze di superficie.

Il *Symmetric Interfacial Area method* viene usato quando è richiesta maggior robustezza per grandi variazioni di frazioni volumiche. Per questo motivo e per il fatto che le definizioni di l_{cd} (equazione 3.31 e ??) non corrispondono al diametro delle particelle il modello utilizzato in questo studio è il *Symmetric Area Density*.

Il modo in cui viene definito l'*Interaction Length* influisce direttamente sull'area di contatto tra le fasi e per tale motivo ricopre un ruolo fondamentale nella riuscita della simulazione. Perciò si è scelto un modello di *Interaction Length* che fosse inversamente proporzionale al gradiente della frazione volumica della fase dispersa.

$$l_{cd} = \frac{C}{|\nabla\alpha_d|} \quad (3.31)$$

In questo modo a grandi gradienti corrispondono grandi *Interaction Area Density* e quindi grandi aree di contatto tra le fasi. C è una costante che viene scelta attraverso un'analisi di sensitività.

3.2.4 Drag

La forza che agisce sulla fase i -esima a causa del Drag esercitato dalla fase j -esima è descritta da

$$\mathbf{F}_{ij}^D = C_{ij}^D \frac{1}{2} \rho_c |\mathbf{v}_j - \mathbf{v}_i| \left(\frac{a_{ij}}{4} \right) (\mathbf{v}_j - \mathbf{v}_i). \quad (3.32)$$

dove a_{ij} è l'*Interfacial Area Density*.

Il fattore $\left(\frac{a_{ij}}{4} \right)$ rappresenta l'area proiettata da una particella sferica con area equivalente, ogni eventuale correzione dovuta alla non-sfericità delle particelle deve essere inclusa nel modello del coefficiente di Drag C_{ij}^D .

In Star-ccm+ i modelli di Drag specifici per le bolle, che prevedono un drag ridotto per via della circolazione interna sono *Tomiya/Pure*, *Tomiya/Moderately Contaminated*, *Bozzano Dente*, and the *Wang drag law*.

Questi modelli sono stati sviluppati in letteratura per riprodurre correttamente il drag quando le bolle raggiungono la velocità terminale. Purtroppo, nel caso di piccole bolle che possiedono una grande velocità relativa rispetto alla fase continua, possono sottostimare il coefficiente di drag producendo valori fisicamente non ammissibili.

Per ovviare a tale problema in Star-ccm+ viene imposto un limite inferiore per il coefficiente di drag delle bolle. Tale limite è basato sul minimo valore di coefficiente di drag per una bolla che viaggia alla velocità terminale, valutato indipendentemente dalle sue dimensioni. Esso corrisponde ad un numero di Weber pari approssimativamente a 2. Per tale motivo questo limite ha un significato fisico rilevante che permette di applicarlo qualunque sia velocità relativa tra le fasi.

La correlazione scelta è quella di Tomiyama siccome si adatta ad una grande varietà di condizioni

$$10^{-2} < Eo < 10^3 \quad (3.33)$$

$$10^{-14} < Mo < 10^7 \quad (3.34)$$

$$10^{-3} < Re < 10^5 \quad (3.35)$$

ed è già stata utilizzata con successo in problemi analoghi [Pellegrini [15], Patel [12, 13], Tanskanen [22, 23]].

Inoltre è possibile analizzare casi con la presenza di incondensabili senza dover cambiare radicalmente la formulazione del drag.

Pure

$$C_D = \max \left[\min \left(\frac{16}{Re} (1 + 0.15Re^{0.687}), \frac{48}{Re} \right), \frac{8Eo}{3(Eo + 4)} \right] \quad (3.36)$$

Moderated

$$C_D = \max \left[\min \left(\frac{24}{Re} (1 + 0.15Re^{0.687}), \frac{72}{Re} \right), \frac{8Eo}{3(Eo + 4)} \right] \quad (3.37)$$

Contaminated

$$C_D = \max \left[\left(\frac{24}{Re} (1 + 0.15Re^{0.687}) \right), \frac{8Eo}{3(Eo + 4)} \right] \quad (3.38)$$

dove

$$Re = \frac{\rho_c |\mathbf{v}_r| l}{\mu_c} \quad (3.39)$$

$$Eo = \frac{|\rho_c - \rho_d| g l^2}{\sigma} \quad (3.40)$$

3.2.5 Turbolenza

Realizable Two-Layer K-Epsilon Model

Un modello di turbolenza $k - \varepsilon$ è un modello che risolve due equazioni di trasporto: una per l'energia cinetica turbolenta k l'altra per la dissipazione di energia cinetica turbolenta ε .

Nel tempo ci sono stati diversi tentativi di migliorare questo modello che è diventato quello maggiormente impiegato per le applicazioni industriali. Rispetto al modello *Standard* $k - \varepsilon$ il modello *Realizable* $k - \varepsilon$ [19] contiene una nuova equazione di trasporto per la dissipazione di energia cinetica turbolenta ε . Inoltre il coefficiente C_μ , determinate nella definizione di un parametro fondamentale come la viscosità dinamica turbolenta μ_t , viene espresso in funzione delle grandezze del flusso medio e di quelle turbolente, invece che essere costante come nel modello standard. Le equazioni di trasporto dell'energia cinetica turbolenta per unità di massa della fase

i-esima k_i del modello *Realizable k - ε* è:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\alpha_i \rho_i k_i) + \nabla \cdot [\alpha_i \rho_i k_i (\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_g)] &= \nabla \cdot \left[\alpha_i \left(\mu_i + \frac{\mu_i^t}{\sigma_k} \right) \nabla k_i \right] + \\ &+ \alpha_i \left[f_i^C G_i^k + G_i^b - \rho_i \left((\varepsilon_i - \varepsilon_0) + Y_i^M \right) + S_i^k + S_i^{kr} \right] + \\ &+ \sum_{j \neq i} \left(m_{ij} k_j^{(ij)} - m_{ji} k_i \right) \end{aligned} \quad (3.41)$$

mentre quella della dissipazione di energia cinetica per unità di massa della fase i-esima ε_i è:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\alpha_i \rho_i \varepsilon_i) + \nabla \cdot [\alpha_i \rho_i \varepsilon_i (\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_g)] &= \nabla \cdot \left[\alpha_i \left(\mu_i + \frac{\mu_i^t}{\sigma_\varepsilon} \right) \nabla \varepsilon_i \right] + \\ &+ \alpha_i \left[f_i^C C_{\varepsilon 1} S_\varepsilon + \frac{\varepsilon_i}{k_i} \left(C_{\varepsilon 1} C_{\varepsilon 3} G_i^b \right) - \frac{\varepsilon_i}{k_i + \sqrt{\nu \varepsilon_i}} C_{\varepsilon 2} \rho_i (\varepsilon_i - \varepsilon_0) + S_i^\varepsilon + S_i^{\varepsilon r} \right] + \\ &+ \sum_{j \neq i} \left(m_{ij} \varepsilon_j^{(ij)} - m_{ji} \varepsilon_i \right) \end{aligned} \quad (3.42)$$

Il modello *Realizable Two-Layer K-Epsilon* combina il modello *Realizable K-Epsilon* con l'approccio *Two-Layer* [18].

I coefficienti del modello sono identici, ma guadagna la flessibilità di un trattamento a parete adatto a qualsiasi y^+ .

Nella sua forma originale il modello di turbolenza $k - \varepsilon$, a seconda dei valori di wall y^+ , ha bisogno di diverse funzioni di trattamento a parete. La flessibilità dell'approccio *Two-Layer* viene garantita nel modo seguente. Nel layer adiacente alla parete la dissipazione di energia turbolenta ε e la viscosità turbolenta μ_t vengono definite in base alla distanza dalla parete. I valori di ε definiti a parete e quelli calcolati risolvendo le equazioni di trasporto lontano dalla parete vengono poi interpolati.

Il fornire esplicitamente i valori di ε e μ_t è un approccio tanto empirico quanto le *damping functions* e solitamente fornisce risultati migliori o al più uguali.

In questo studio la scelta di utilizzare un approccio *Two-Layer* è dovuto alla flessibilità garantita da questo metodo. Il costo computazionale (numero di celle molto elevato) ed la difficoltà di realizzare una mesh con $y^+ < 1$ unita all'impossibilità di realizzare una mesh con $y^+ > 30$ a causa del diametro ridotto del tubo d'iniezione rendono ottimale questa scelta.

Capitolo 4

Benchmark

In questo capitolo vengono presentati i risultati sperimentali ottenuti negli studi rispetto ai quali si vuole validare il modello CFD. Le informazioni fornite comprendono immagini, grafici e loro rielaborazioni.

4.1 Risultati sperimentali Ueno

La figura 4.1 mostra l'evoluzione della bolla di vapore fino alla condensazione.

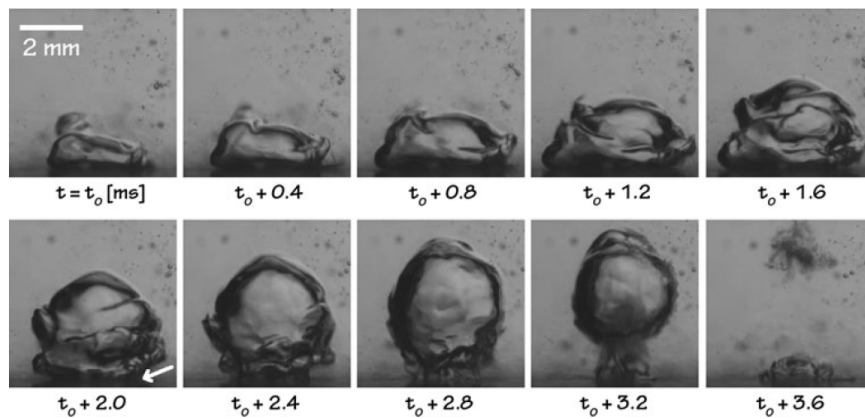


Figura 4.1: Evoluzione bolla di vapore $Q = 56 \text{ mm}^3/\text{s}$, $\Delta T_{sub} = 32 \text{ K}$, $Din = 1.5 \text{ mm}$

Le informazioni che se ne possono ricavare direttamente sono:

- la forma che la bolla assume durante la fase di crescita e durante la fase di condensazione

- il periodo di crescita e quello di condensazione della bolla

In figura 4.2 viene mostrato l'intervallo $(t_0 + 3.0ms) - (t_0 + 3.467ms)$ della sequenza in figura 4.1 con una risoluzione temporale maggiore.

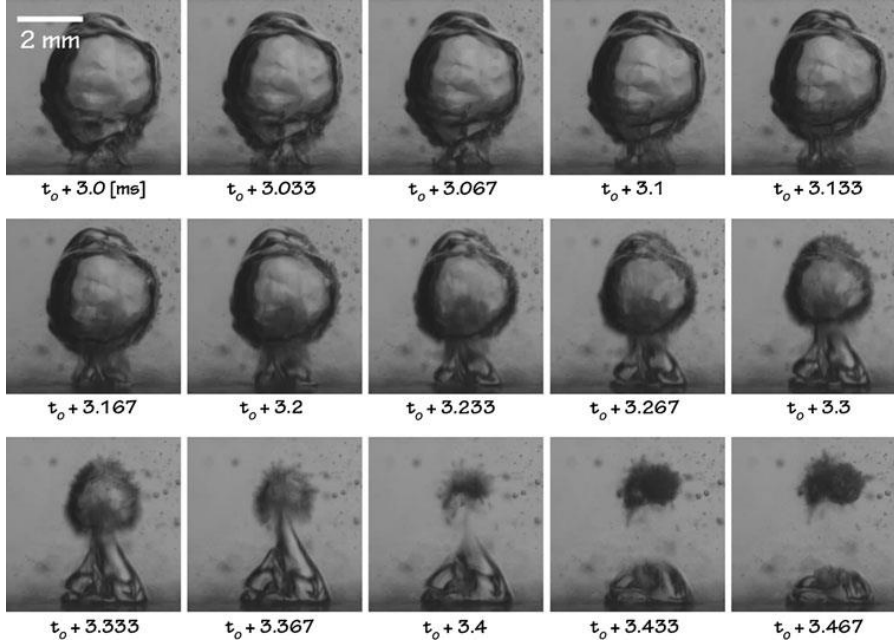


Figura 4.2: Dettaglio dell'evoluzione della bolla di vapore con una maggior risoluzione temporale $Q = 56 \text{ mm}^3/\text{s}$, $\Delta T_{sub} = 32 \text{ K}$, $D_{in} = 1.5 \text{ mm}$

Oltre ai dati ricavabili direttamente dalle figure è possibile estrarre ulteriori informazioni come la storia del volume della bolla e della *penetration length*. Grazie alla scala fornita nelle figure è possibile infatti misurare lunghezze e aree presenti nelle immagini. La distanza massima tra il foro d'iniezione e la superficie della bolla è definita *penetration length* ed il relativo grafico in funzione del tempo è mostrato in figura 4.3.

Facendo l'ipotesi che la bolla sia assialsimmetrica è inoltre possibile calcolarne il volume. Secondo il teorema di Pappo-Guldino è possibile calcolare il volume di un solido di rotazione ottenuto facendo ruotare una figura piana di un angolo $\beta \in [0, 2\pi]$ attorno ad un asse ad essa esterno e complanare attraverso la formula:

$$V = \beta \cdot d \cdot A \quad (4.1)$$

dove d è la distanza del baricentro della figura piana dall'asse e A è l'area della figura piana. In figura 4.4 viene riportato il volume ottenuto applicando questo metodo alle immagini presenti nelle figure 4.1 e 4.2.

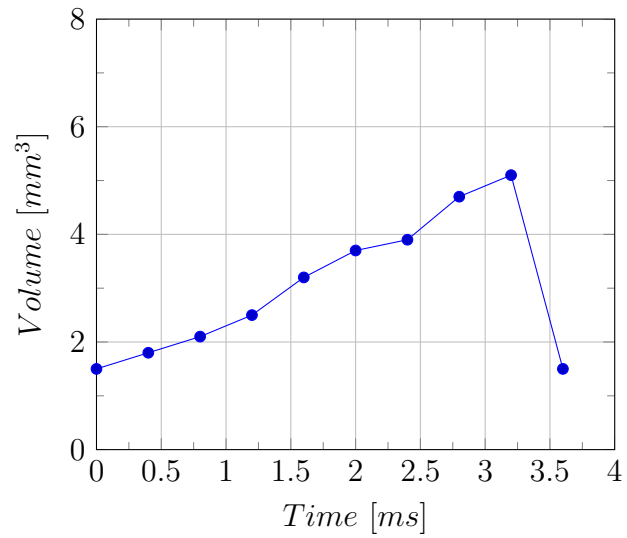


Figura 4.3: Grafico *penetration length* in funzione del tempo relativo al caso Ueno

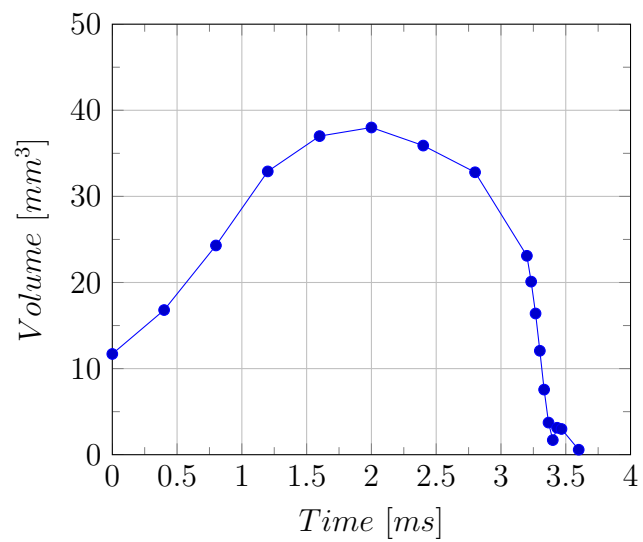


Figura 4.4: Storia dell'evoluzione della bolla caso Ueno

L'apparato sperimentale di Ueno [26] comprende un sistema di raffreddamento costituito da tubi di rame immersi nell'acqua della piscina. In figura 4.5 vengono mostrati gli andamenti di temperatura in funzione della distanza dal foro d'iniezione misurati mediante termocoppie durante gli esperimenti preliminari. Il sottoraffreddamento relativo ad un caso di studio viene definito come il ΔT_{sub} misurato ad una distanza di 20 mm dal foro d'iniezione. Alla luce dei dati mostrati in figura 4.5 gli autori sono convinti che l'acqua mantenga il livello di sottoraffreddamento designato.

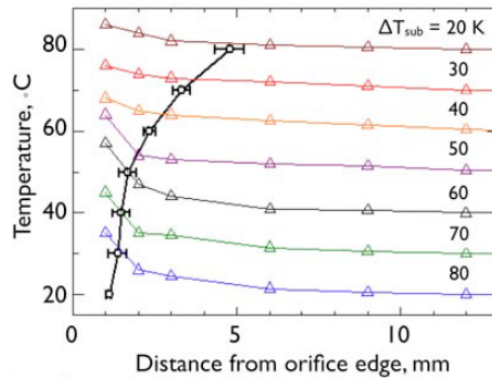


Figura 4.5: Distribuzione di temperatura dell'acqua e altezza massima della bolla nella fase di crescita.

La figura 4.5 contiene un'ulteriore informazione: i cerchi neri indicano la massima *penetration length* raggiunta in media dalle bolle di vapore relativamente al ΔT_{sub} indicato.

Capitolo 5

Mesh

In Ueno 2013 [25, 26] l'apparato sperimentale è composto principalmente da tre componenti: la vasca, il sistema di generazione e iniezione del vapore e il sistema di misurazione. Le dimensioni della vasca sono: larghezza interna 280 mm, profondità interna 280 mm e altezza 200 mm. Il vapore viene iniettato nella vasca attraverso un foro di 1.5 mm di diametro realizzato sul fondo della vasca. Queste informazioni sono riassunte in tabella 5.1.

Tabella 5.1: Dimensioni apparato sperimentale (Vasca)

Altezza	Larghezza	Profondità	Diametro int. iniettore
[m]	[m]	[m]	[m]
0.2	0.28	0.28	0.0015

Il dominio della simulazione rispetta fedelmente le dimensioni dell'apparato sperimentale. Il tubo d'iniezione che porta al foro sul fondo della vasca nella simulazione è lungo 0.005 mm. Non si sono realizzati prism layer sulle pareti del dominio per due ragioni:

1. Si desidera studiare il fenomeno della condensazione diretta che avviene principalmente lontano dalle pareti.
2. Il raffinamento adattivo della mesh adottato in questa simulazione permette di ridurre le dimensioni della mesh nelle zone in cui avviene condensazione.

5.1 Refinimento Adattivo della Mesh

In STAR-CCM+ è possibile realizzare il raffinamento adattivo della mesh realizzando una semplice macro che deve svolgere le seguenti azioni:

1. Fermare la simulazione.
2. Estrarre la tabella sui cui si basa il remeshing.
3. Produrre la nuova mesh.
4. far procedere la simulazione per un certo numero di time step e ripetere dal primo punto.

Siccome ad ogni remeshing il solver deve interpolare i valori della griglia precedente in quella appena realizzata è importante scegliere l'opzione **Continua** → **Mesh: Expert** → **Interpolation Option** → **High-order stencil**. In questo modo i valori sui nodi/face della nuova mesh vengono interpolati a partire da una matrice di celle appartenenti alla mesh precedente applicando il metodo dei minimi quadrati. Questa opzione è consigliata nel caso si debba sostituire una mesh durante la risoluzione di un caso transitorio. Le tabelle su cui si basa la costruzione della nuova mesh si basano sulla definizione di una specifica field function che deve avere la forma:

$$(condizione\ che\ deve\ verificarsi) ? A : B$$

dove A è la dimensione in metri che si vuole abbia la mesh nel caso in cui la condizione scelta sia verificata. In caso contrario la dimensione scelta sarà la minore tra B e le impostazioni di base. La condizione che deve verificarsi può riguardare una qualsiasi grandezza fisica del problema. Per avere una risoluzione maggiore in quelle zone dove si verifica lo scambio termico e di massa nel nostro caso si è scelta la frazione volumica del vapore. Per il caso Ueno si sono utilizzate due mesh che di seguito verranno definite come Ueno Coarse e Ueno Fine.

5.2 Mesh Esaedrica Foro Coarse

La mesh più lasca è composta inizialmente da 178 490 celle. Il base size è 0.01 m, mentre nel tubo d'iniezione e nelle zone circostanti si sono applicati dei raffinamenti come mostrato in figura 5.2a. All'interno del tubo e in un cilindro di diametro 0.005 m e altezza 0.070 m la dimensione delle celle è

2E-04 m, per passare a 4E-04 m nelle zone circostanti fino ad un diametro di 0.014 m e un'altezza di 0.020 m. Infine la mesh gradualmente passa ad avere le dimensioni del base size nelle zone che non sono direttamente coinvolte nell'evoluzione della bolla di vapore. Per questo motivo le celle di questa regione hanno dimensioni considerevolmente maggiori di quelle delle zone rifinite. In ogni caso la variazione massima di volume tra celle adiacenti è del 10 %. In figura 5.1 viene mostrata l'intero dominio.

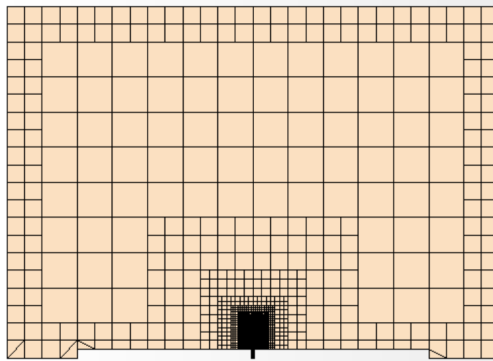


Figura 5.1: Mesh Foro Coarse Iniziale Integrale

La condizione per il raffinamento adattivo della mesh è che la frazione volumica del vapore sia compresa tra 0.0005 e 0.95. In queste zone la dimensione della mesh diviene 1E-04 m, cioè metà della zona maggiormente rifinita inizialmente. In figura 5.4b il numero di celle è 253 032. Nel caso il raffinamento avvenga in zone con mesh di dimensione maggiore di 2E-04, l'opzione **Template growth rate** → **Medium** garantisce che il cambiamento di volume delle celle tra diverse zone del dominio avvenga in maniera graduale.

5.3 Mesh Esaedrica Tubo Coarse

Per lo studio preliminare viene costruita una mesh con le stesse caratteristiche della mesh nella sezione precedente ma al posto del foro presenta un tubo d'iniezione come mostrato in figura 5.3.

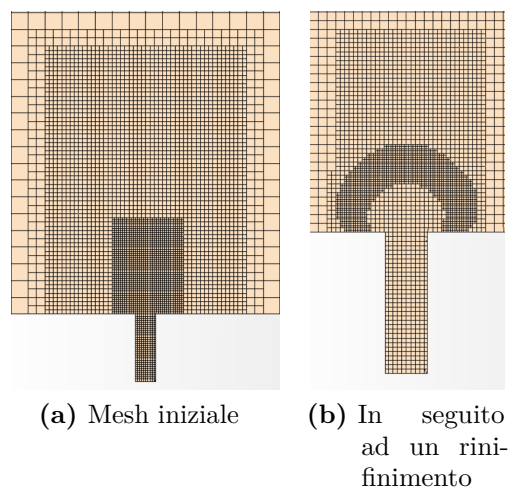


Figura 5.2: Mesh Esaedrica Foro Coarse: Dettaglio della zona nei pressi del foro d'iniezione.

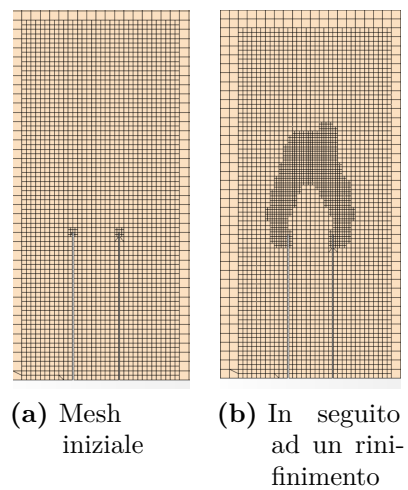


Figura 5.3: Mesh Esaedrica Tubo Coarse: Dettaglio della zona nei pressi del tubo d'iniezione.

5.4 Mesh Esaedrica Foro Fine

Rispetto alla corrispondente mesh coarse si è cambiato solo il volume delle celle. La mesh più fine è composta inizialmente da 480 330 celle. Il base size rimane di 0.01 m, mentre nel tubo d'iniezione e nelle zone limitrofe si sono applicati dei raffinamenti maggiori rispetto al caso precedente dimezzando la dimensione delle celle. Di conseguenza la dimensione delle celle nel cilindro più interno e nel tubo d'iniezione è $1E-04$ m, mentre nel cilindro esterno la dimensione è rimasta $4E-04$ m.

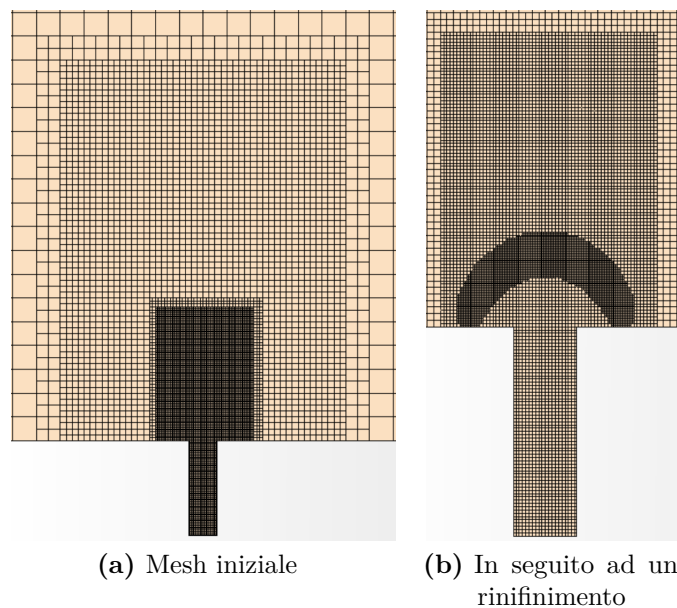


Figura 5.4: Mesh Esaedrica Foro Coarse: Dettaglio della zona nei pressi del foro d'iniezione.

Il raffinamento, rispetto al caso precedente, passa da 0.0001 m a 0.0005 m, come mostrato in figura 5.4b dove il numero di celle complessivo è 744006.

5.5 Mesh Poliedrica Foro Coarse

Nella simulazione con mesh esaedrica fine, la bolla di vapore mostra una forma simile a quella delle prove sperimentali. Siccome l'unica cosa che cambia rispetto al caso base è la dimensione delle celle, si è dedotto che il mutamento della forma fosse dovuto esclusivamente alla miglior definizione dell'interfaccia liquido-vapore. Perciò, invece che utilizzare una mesh fine che comporta un costo computazionale elevato, si è passato ad una mesh

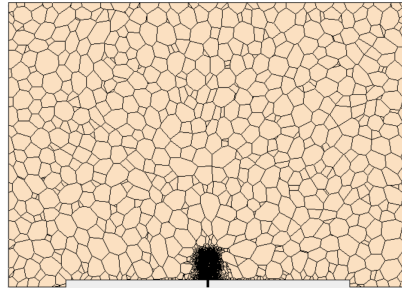


Figura 5.5: Mesh Poliedrica Foro Coarse Iniziale Integrale

poliedrica coarse. Infatti è possibile dimostrare che, a parità di dimensioni delle celle, l'errore nel definire l'interfaccia attraverso il gradiente della frazione volumica nel caso di mesh poliedrica è tre volte inferiore rispetto a quello ottenuto con mesh esaedrica. Un ostacolo nell'usare questo tipo di mesh è che il tempo necessario alla sua generazione supera enormemente quello relativo alla generazione di un'analogia mesh esaedrica. Per questo motivo si è deciso di triplicare il numero di Time Step tra un raffinamento e l'altro. Per quanto riguarda le dimensioni delle celle, sia della mesh iniziale, sia del raffinamento, le opzioni utilizzate sono identiche a quelle della mesh foro esaedrica coarse. Il numero di celle presenti in figura 5.5 è 157 827

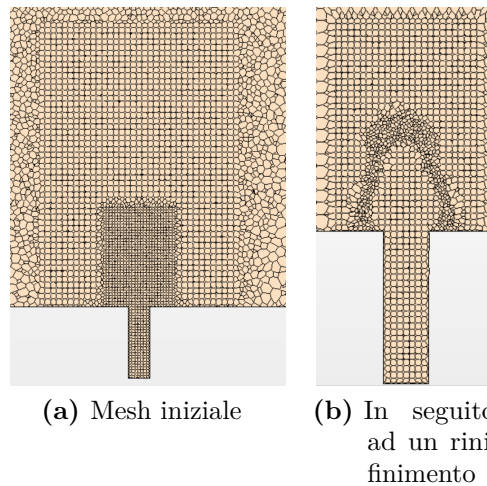


Figura 5.6: Mesh Poliedrica Foro Coarse: Dettaglio della zona nei pressi del foro d'iniezione.

Capitolo 6

Modello Numerico

In questo capitolo verranno presentate le condizioni in cui sono stati effettuati gli esperimenti rispetto ai quali si vuole validare il modello CFD. In seguito verranno discussi i metodi ed i valori scelti affinché la simulazione rappresenti le condizioni sperimentali, nella maniera più fedele possibile.

6.1 Condizioni Sperimentali e Proprietà dei Fluidi

In Ueno [26] un portata volumetrica pari a $56 \text{ mm}^3/\text{ms}$ di vapore viene iniettata, alla temperatura di $101 \text{ }^\circ\text{C}$, da un foro con diametro 1.5 mm realizzato sul fondo della vasca. Il sistema di raffreddamento permette di mantenere costante la temperatura dell'acqua al valore di $68 \text{ }^\circ\text{C}$. La vasca è aperta all'atmosfera e per tale motivo la pressione di riferimento del sistema è pari a 101 kPa . In tabella 6.1 le condizioni sperimentali fornite da Ueno [26].

Tabella 6.1: Riassunto caso Ueno 2013

T_S	ΔT_{sub}	p_{sys}	Q_{in}	D_{in}	u_{avg}
[$^\circ\text{C}$]	[$^\circ\text{C}$]	[kPa]	[mm^3/s]	[mm]	[m/s]
101	32	101	56	1.5	31.69

Come discusso nel capitolo 3 l'equazione di stato scelta per modellare il comportamento sia del vapore che del liquido è *Constant Density*. Come la densità, anche le altre proprietà dei due fluidi vengono mantenute costanti.

I valori di tali grandezze, sono riportati in tabella 6.2 insieme ai valori di temperatura e pressione a cui sono stati calcolati.

Tabella 6.2: Proprietà del vapore e dell'acqua

	Vapore	Acqua
Temperature [°C]	101	68
Pressure [kPa]	101	101
Densità [kg/m ³]	0.59391	978.91
Viscosità Dinamica [Pa · s]	1.23068E-05	4.18686E-04
Calore specifico [kJ/(kgK)]	2.0720	4.187
Conduktività Termica [W/(mK)]	0.025158	0.66155

6.2 Condizioni Iniziali

Stabilire le condizioni iniziali di un problema transitorio significa individuare uno scenario che rappresenti il più fedelmente possibile un istante del processo che si vuole analizzare. La scelta di alcune grandezze è estremamente importante ed influenza in maniera significativa la simulazione. La temperatura del liquido sottoraffreddato ad esempio non varia sensibilmente durante lo svolgimento della simulazione, se non in una parte limitata del dominio, ma ha comunque un impatto decisivo sul fenomeno fisico in analisi. Il valore iniziale di altre grandezze, più difficili da definire, come ad esempio quelle legate alla turbolenza, è meno rilevante. Il loro valore, sebbene sia determinante, si modifica in accordo con le condizioni al contorno. Una scelta inaccurata, se non è completamente fuori misura, si traduce in aumento del tempo necessario per passare dalla condizione iniziale a quella di "regime". Si definisce condizione di regime quello scenario le cui grandezze fisiche rappresentano correttamente quelle che si manifestano in un istante del processo fisico in analisi. Una volta raggiunta tale condizione i valori restituiti dalla simulazione possiedono valore fisico.

All'interno del nozzle, la frazione volumica del vapore è stata posta uguale a uno e la temperatura è pari a 101 °C. Altrove la frazione volumica del vapore è nulla e la temperatura imposta è 68 °C. La velocità nel nozzle,

Tabella 6.3: Condizioni Iniziali

	Vapore		Acqua	
	Vasca	Iniettore	Vasca	Iniettore
Frazione Volumica	0	1	1	0
Velocità [m/s]	0	31.69	0	31.69
Temperatura [°C]	101		68	
<i>Turbulence Intensity</i>	0.01		0.01	
<i>Turbulent Legth Scale</i> [m]	1.05E-04		1.05E-04	
Pressione	Idrostatica (<i>Ref. Pressure = 101 kPa</i>)			

sia dell'acqua che del vapore, è pari alla velocità media, 31.69 m/s, ottenuta dalla portata volumetrica (ricordarsi che la frazione volumica dell'acqua nel nozzle è 0). La velocità di entrambe le fasi nelle altre zone del dominio è nulla. Nella vasca si ha una distribuzione idrostatica della pressione $p = p_{atm} + \rho g|h|$ dove h è la profondità misurata rispetto alla cima della vasca. Le grandezze turbolente scelte per inizializzare il problema sono *Turbulence Intensity* e *Turbulent Length Scale*. *Turbulence Intensity* è stata posta pari a 0.01 (1 %) in tutto il dominio: è un valore ragionevole ma sicuramente non accurato. *Turbulent Length Scale* nel nozzle è stata scelta con la formula valida per profili sviluppati $l = 0.07D_{in} = 1.05E - 04$ ed in assenza di ulteriori informazioni si è assunto tale valore anche nel resto del dominio.

Le condizioni iniziali scelte per questo caso sono riassunte nella tabella 6.3.

6.3 Condizioni al Contorno

Le condizioni al contorno da imporre in corrispondenza dell'ingresso del vapore nel dominio (Steam-Inlet) meritano particolare attenzione. L'approccio Velocity-Inlet richiede di definire un profilo di velocità. Inizialmente si potrebbe pensare di utilizzare un profilo piatto pari al valore medio mostrato in 6.1. Affinché questa sia una scelta ragionevole la lunghezza del nozzle deve essere circa dieci volte il rispettivo diametro, dimodochè si possa sviluppare un profilo pienamente sviluppato. Tale lunghezza si

dimostra eccessiva visto l'elevato numero di celle aggiuntive necessarie per la sua realizzazione. Per questo motivo si preferisce effettuare la simulazione di un caso stazionario in cui si studia il profilo sviluppato all'interno del nozzle imponendo condizioni periodiche al contorno inlet-outlet. Scelte portata massica e temperatura, si ottiene un profilo pienamente sviluppato di velocità, temperatura, energia cinetica turbolenta k e dissipazione di energia cinetica turbolenta ε . Note le condizioni termodinamiche di temperatura e pressione all'ingresso del nozzle è possibile ricavare analiticamente la densità del vapore (tabella 6.2 a pagina 40) e la portata massica rispettivamente pari a 0.59391 kg/m^3 e $3.3259\text{E-}05 \text{ kg/s}$. Infine si esportano i profili delle grandezze d'interesse in formato tabulare e si usano come condizioni al contorno nel Velocity-Inlet del caso completo. I contour di queste grandezze sono mostrate nelle figure 6.1, 6.2, 6.3 e 6.4 insieme ai rispettivi diagrammi che riportano i valori di tali grandezze lungo un asse della sezione.

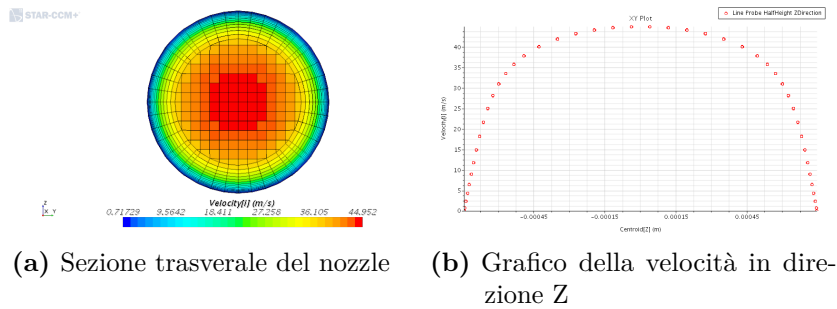


Figura 6.1: Condizioni al contorno di velocità

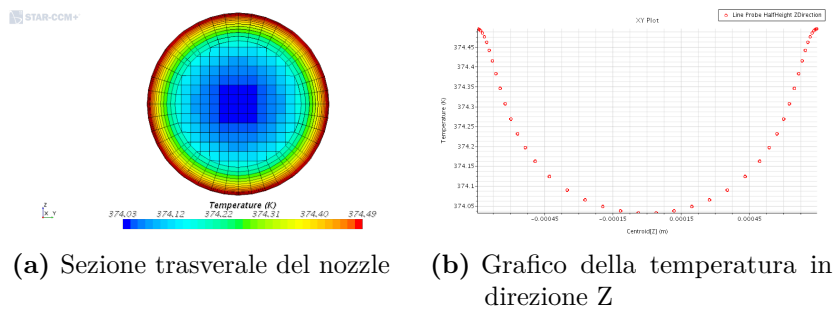


Figura 6.2: Condizioni al contorno di temperatura

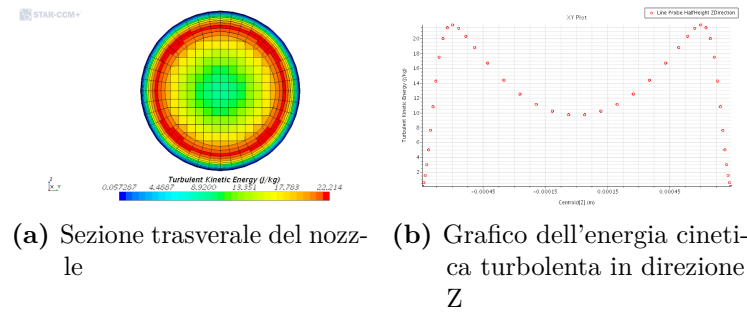


Figura 6.3: Condizioni al contorno di energia cinetica turbolenta

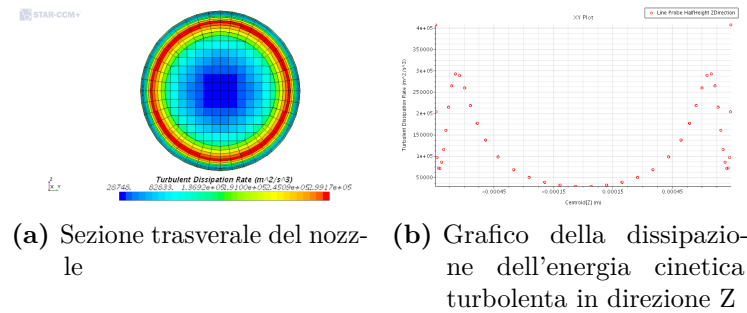


Figura 6.4: Condizioni al contorno della dissipazione di energia cinetica turbolenta

Tabella 6.4: Riassunto delle Condizioni al Contorno

Superficie	Tipo	Condizione al contorno	
Pareti della vasca	Wall	Adiabatic No-Slip	
Pareti del nozzle	Wall	Adiabatic No-Slip	
Steam Inlet	Velocity Inlet	Temperatura Velocità ε k α_S α_W	Prof. Sviluppato Prof. Sviluppato Prof. Sviluppato Prof. Sviluppato 1 0
Parte superiore della vasca	Pressure Outlet	Temperatura Pressione Turb. Intensity Turb. Length Scale α_S α_W	68 °C 101 kPa 0.01 0.0001 m 0 0

Capitolo 7

Risultati CFD e Confronto con Benchmark

Sono state effettuate una serie di simulazioni volte a valutare le potenzialità dell'approccio Euleriano-Euleriano nel riprodurre un fenomeno fisico complesso quale la condensazione diretta in regime bubbling.

7.1 Studio Preliminare

L'iniezione attraverso un foro nella parete causa un lungo transitorio iniziale. Per questo motivo è stato effettuato uno studio preliminare impiegando un nozzle al posto del foro, ottenuto estrudendone i bordi e mantenendo la medesima mesh.

7.1.1 Influenza modelli di scambio termico

L'interesse principale è quello di studiare l'influenza che modelli di scambio termico illustrati nel capitolo 3 hanno sulla fisica del problema. Nei grafici in rosso, è mostrato l'effetto del modello di scambio termico ottenuto direttamente dallo sviluppo analitico di Hughes e Duffey [8] trascurando lo stress a parete. Nei grafici in verde, viene illustrato il modello descritto in Patel [13], ottenuto anch'esso dallo sviluppo analitico di Hughes e Duffey [8], ma facendo assunzioni diverse. Di seguito verranno confrontati i diagrammi ottenuti dalle simulazioni in merito a:

1. Volume
2. Frequenza
3. *Penetration Length*

4. Scambio di massa

Volume e Frequenza

I grafici in figura 7.1 mettono a confronto gli effetti che i modelli di condensazione hanno sull'andamento del volume delle bolle in funzione del tempo. Il volume presente nei grafici è calcolato facendo l'integrale di volume della frazione volumica di vapore in tutto il dominio, escluso il nozzle.

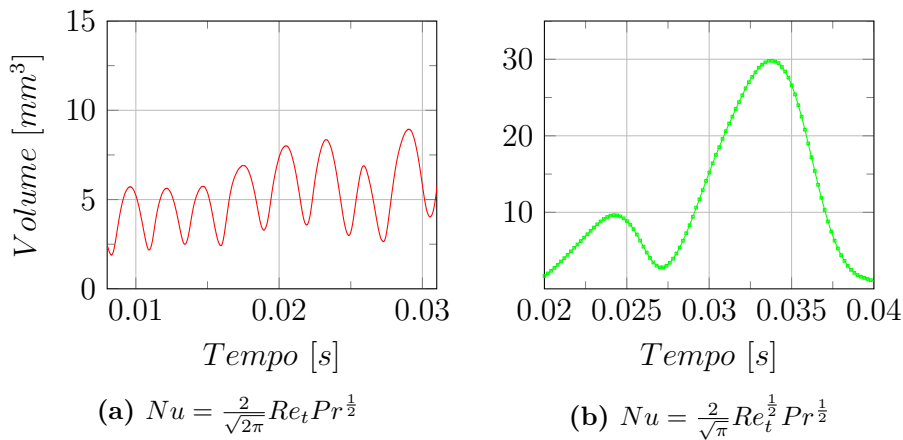


Figura 7.1: Confronto del andamento del volume al variare del modello di scambio termico (iniezione tramite tubo)

Le bolle ottenute nel caso di modello di scambio termico basato sul numero di Nusselt $Nu = \frac{2}{\sqrt{2\pi}} Re_t Pr^{\frac{1}{2}}$, hanno volumi inferiori rispetto al caso sperimentale, mentre quelle ottenute con $Nu = \frac{2}{\sqrt{\pi}} Re_t^{\frac{1}{2}} Pr^{\frac{1}{2}}$ hanno volumi comparabili con i dati sperimentali.

Dai grafici in figura 7.1 si può ottenere la frequenza associata al fenomeno in analisi calcolando l'intervallo di tempo medio che intercorre tra due valli e facendone l'inverso. Come si vedrà più avanti questo costituisce un'ottima stima delle tempistiche del fenomeno.

Penetration Length

I grafici in figura 7.2 mettono a confronto gli effetti che i modelli di condensazione hanno sulla *penetration length*.

Il modello di scambio termico basato sul numero di Nusselt $Nu = \frac{2}{\sqrt{2\pi}} Re_t Pr^{\frac{1}{2}}$, ha *penetration length* inferiori rispetto a quelle attese, mentre

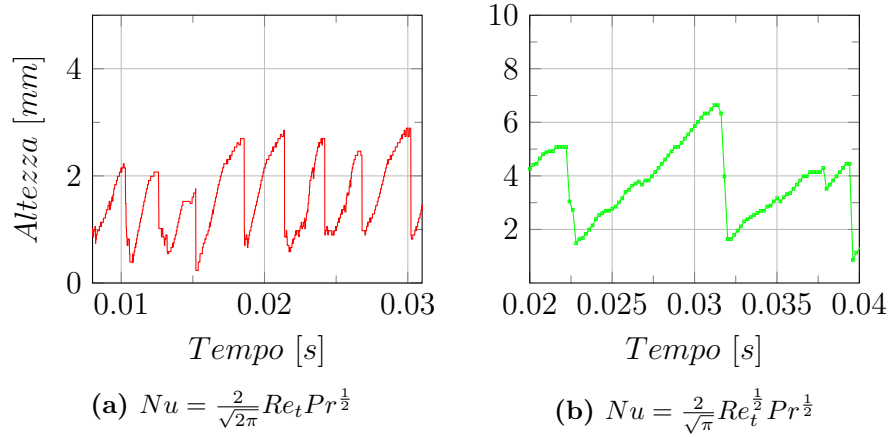


Figura 7.2: Confronto della frequenza del fenomeno al variare del modello di scambio termico (iniezione tramite tubo)

il modello con $Nu = \frac{2}{\sqrt{\pi}} Re_t^{\frac{1}{2}} Pr^{\frac{1}{2}}$ presenta *penetration length* maggiormente in accordo con i dati sperimentali.

Scambio di massa

I grafici in figura 7.3 mettono a confronto gli effetti che i modelli di condensazione hanno sulla portata in massa che condensa. Siccome la portata in massa non è una grandezza specifica, dipende dalle dimensioni della superficie sulla quale avviene il cambiamento di fase. Se il volume aumenta, con esso si incrementa anche la superficie totale della bolla, per questo la portata di vapore che condensa è influenzata da due fattori: modello di scambio termico e volume della bolla. Affinché si possa tener conto solamente dell'influenza che il modello di scambio termico esercita sulla condensazione, è necessario analizzare il flusso di massa che condensa, ossia la portata che condensa divisa l'intera superficie della bolla. In base a quanto affermato è corretto che il picco di portata che condensa sia in corrispondenza del momento in cui la bolla raggiunge il suo volume massimo.

7.1.2 Influenza modello Interaction Length

Dai dati mostrati in precedenza si evince che il modello di scambio termico, direttamente responsabile della condensazione, oltre che influire sul volume delle bolle modifica anche la frequenza associata al fenomeno. Nel dettaglio un aumento del tasso di condensazione implica un aumento della frequen-

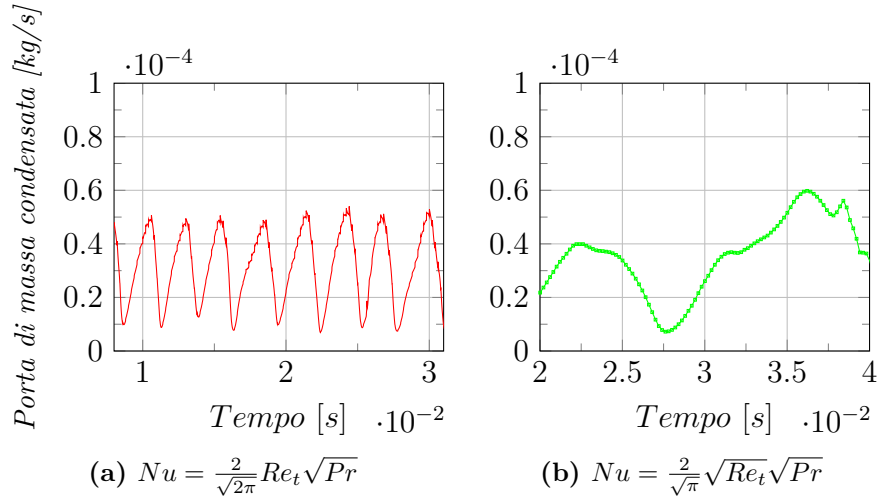


Figura 7.3: Confronto dello scambio di massa al variare del modello di scambio termico (iniezione tramite tubo)

za. Perciò, utilizzando il modello di scambio termico che determina una frequenza simile a quella sperimentale, si agisce sul modello di *Interaction Length* per ridurre l'area di contatto tra le fasi e di conseguenza anche il tasso di condensazione. L'intenzione è quella di indagare se ridurre la condensazione agendo sulla superficie di contatto tra le fasi, invece che sul coefficiente di scambio termico, modifichi solo il volume oppure anche la frequenza. Come descritto nel capitolo 3 l'interaction length è definito da $l_{cd} = \frac{C}{|\nabla \alpha_d|}$. Nei casi relativi alle figure 7.1 7.2 7.3 la costante C è pari a 1. Di seguito verrà fatta un'analisi di sensitività sul modello di *Interaction Length* facendo assumere alla costante C i valori 1.5, 2 e 5. Anche in questo caso la presentazione dei risultati avverrà secondo l'ordine:

1. Volume
2. Frequenza
3. *Penetration Length*
4. Scambio di massa

Volume e Frequenza

I grafici in figura 7.4 mettono a confronto l'effetto che la modifica della costante nel modello d'*Interaction Length* ha sull'andamento del volume delle bolle in funzione del tempo.

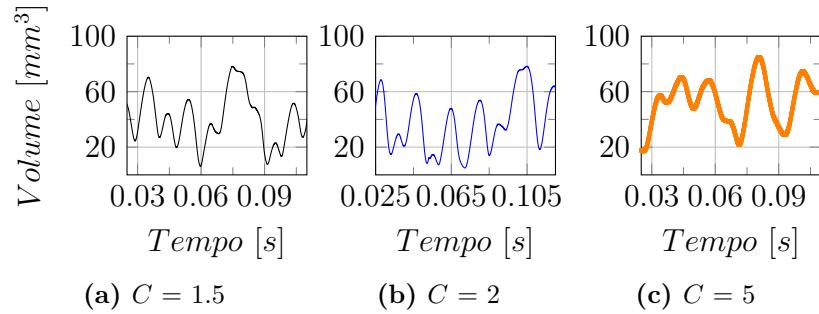


Figura 7.4: Analisi di sensitività relativa alla costante nel modello *Interaction Length* del volume delle bolle (Iniezione attraverso un tubo, $Nu = \frac{2}{\sqrt{2\pi}} Re_t Pr^{\frac{1}{2}}$)

Aumentare la costante C significa, a pari distribuzione di frazione volumica del vapore, ridurre la superficie di interazione tra fase continua e fase dispersa. Questo ha un effetto molto chiaro, testimoniato dall'aumento del volume delle bolle rispetto al caso $C = 1$ mostrato in figura 7.1a.

L'andamento del volume in funzione del tempo non è più così regolare e periodico come nel caso $C = 1$ mostrato in figura 7.1a. Per questo motivo si ritiene più opportuno ricavare la frequenza dal grafico della portata in massa.

Penetration Length

I grafici in figura 7.5 mettono a confronto l'effetto sulla *Penetration Length* in seguito alla modifica della costante nel modello d'*Interaction Length*.

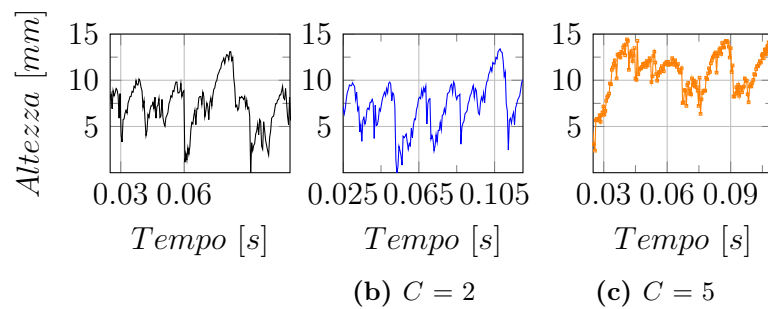


Figura 7.5: Analisi di sensitività relativa alla costante nel modello *Interaction Length* della *Penetration Length* (Iniezione attraverso un tubo, $Nu = \frac{2}{\sqrt{2\pi}} Re_t Pr^{\frac{1}{2}}$)

Scambio di massa

I grafici in figura 7.6 mettono a confronto l'effetto che la modifica della costante nel modello d'*Interaction Length* ha sulla portata in massa di vapore che condensa.

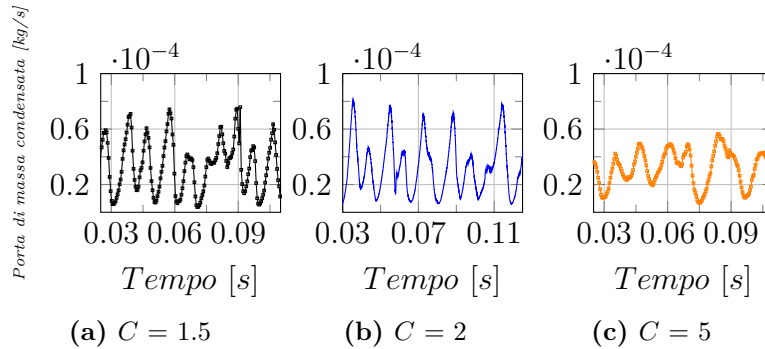


Figura 7.6: Analisi di sensitività relativa alla costante nel modello *Interaction Length* della portata in massa di vapore che condensa (Iniezione attraverso un tubo, $Nu = \frac{2}{\sqrt{2\pi}} Re_t Pr^{\frac{1}{2}}$)

7.2 CASO BASE: $Nu = \frac{2}{\sqrt{2\pi}} Re_t Pr^{\frac{1}{2}}$ e $l_{cd} = 1/|\nabla\alpha_d|$ (Mesh Coarse)

L'indagine preliminare viene seguita dalla scelta del caso base da simulare utilizzando la stessa identica geometria delle prove sperimentali: foro d'iniezione sul fondo della vasca invece del tubo. La diversa geometria modifica in parte il moto dell'acqua nei pressi della base della bolla. Il liquido, invece che provenire dal basso, come accadeva in presenza del nozzle, avrà una direzione ortogonale rispetto all'asse della bolla nella zona in cui si forma il neck. Siccome nell'indagine preliminare il caso con $Nu = \frac{2}{\sqrt{2\pi}} Re_t Pr^{\frac{1}{2}}$ e costante C del modello d'*Interaction Length* pari a 1 è quello con frequenza più simile al valore atteso, si ritiene che costituisca un ottimo punto di partenza per lo sviluppo del modello. In questa sezione il volume e le immagini delle bolle verranno confrontati direttamente con i dati sperimentali.

7.2.1 Volume e Frequenza

Nel grafico in figura 7.7 viene mostrato l'andamento del volume della bolla in funzione del tempo.

7.2. CASO BASE: $Nu = \frac{2}{\sqrt{2\pi}} Re_t Pr^{\frac{1}{2}}$ e $l_{cd} = 1/|\nabla\alpha_d|$ (Mesh Coarse)

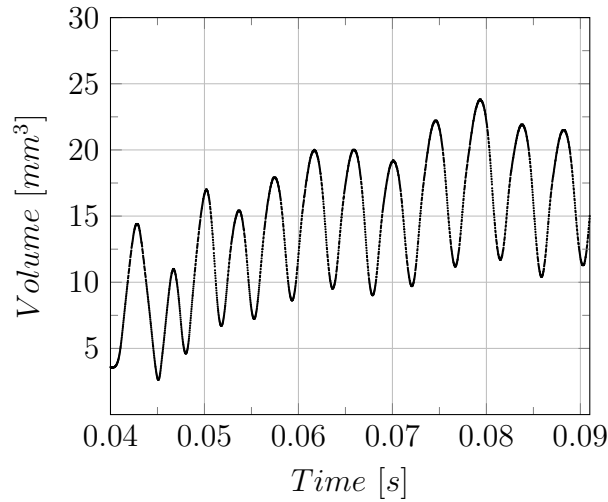


Figura 7.7: Volume della bolla in funzione del tempo (foro d'iniezione , $Nu = \frac{2}{\sqrt{2\pi}} Re_t Pr^{\frac{1}{2}}$, $C = 1$)

In figura 7.8 viene confrontato l'andamento del volume in funzione del tempo relativo ad un solo ciclo con i dati sperimentali.

Dai grafici in figura 7.7 si può ottenere la frequenza associata al fenomeno in analisi calcolando l'intervallo di tempo medio che intercorre tra due valli e facendone l'inverso. Come si vedrà più avanti questo costituisce una ottima stima delle tempistiche del fenomeno. Il valore di frequenza così ottenuto è 248 Hz con un errore del -11%.

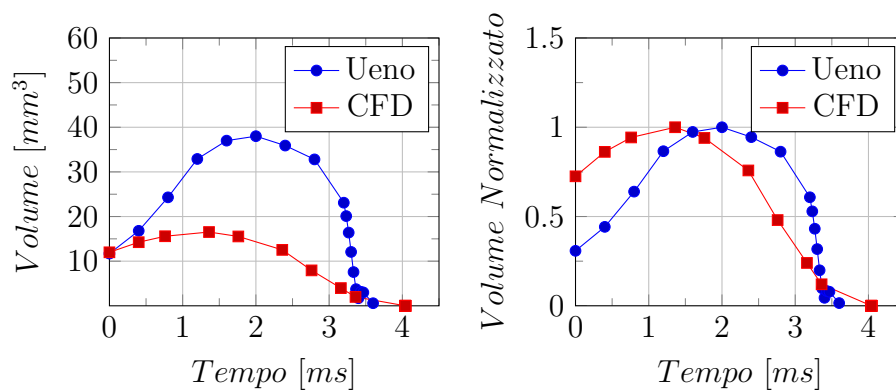


Figura 7.8: Confronto andamento del volume in funzione del tempo ciclo singolo (foro d'iniezione , $Nu = \frac{2}{\sqrt{2\pi}} Re_t Pr^{\frac{1}{2}}$, $C = 1$)

7.2.2 Penetration length

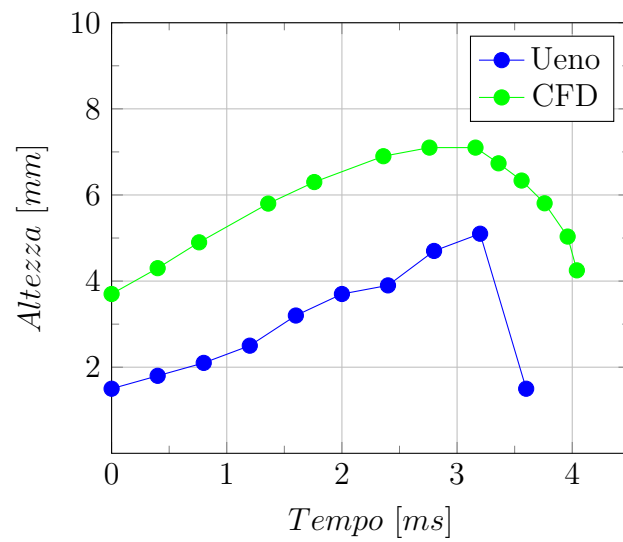


Figura 7.9: Confronto Penetration Length

7.2.3 Immagini

In figura 7.10 vengono confrontate le immagini ottenute dalla simulazione con quelle delle prove sperimentali. Le immagini della simulazione ritraggono il volume fraction del vapore il cui limite massimo è stato posto uguale a 0.5. Si ritiene di individuare così una plausibile interfaccia liquido-vapore. In entrambe le figure la scala indicata è 2 mm.

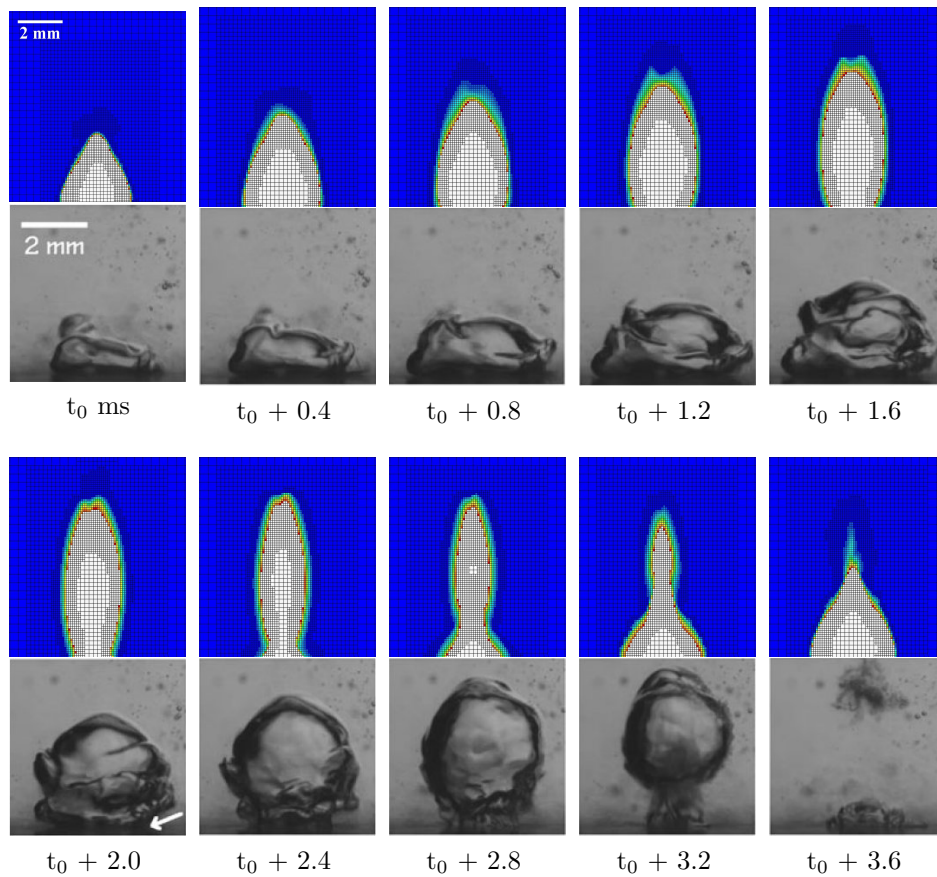


Figura 7.10: Confronto immagini del CASO BASE con immagini sperimentali

7.3 Analisi sensitività modello interaction length

Siccome il volume massimo del caso base è inferiore ai dati sperimentali, si aumenta la costante del modello d'*Interaction Length* da $C = 1$ a C

= 1.5 nell'ottica di ridurre la condensazione ed aumentare così i volumi. Nello studio preliminare si è visto che l'effetto collaterale del ridurre la condensazione è un aumento del periodo del fenomeno simulato. Si indaga se il cambio di geometria da tubo a foro d'iniezione modifichi questo comportamento.

7.3.1 Volume e Frequenza

Nella figura 7.11 viene graficato l'andamento del volume in funzione del tempo. Nella figura di destra vengono confrontati il 3° e il 5° ciclo della figura di sinistra con i dati sperimentali. Si nota così che, anche nel caso di pari volume massimo, il tasso di crescita del volume della bolla della simulazione è inferiore rispetto al dato sperimentale. Si registra perciò un ritardo nel raggiungimento del volume massimo. Inoltre il tasso con cui la bolla diminuisce il suo volume è estremamente inferiore rispetto a quello del caso reale.

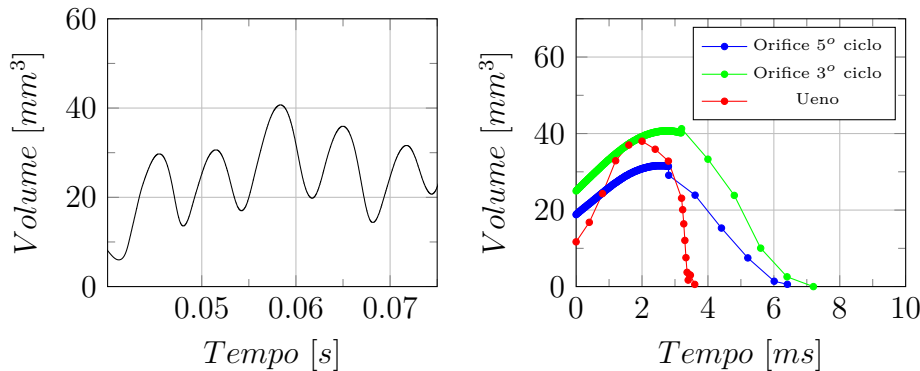


Figura 7.11: Volume della bolla in funzione del tempo (foro d'iniezione , $Nu = \frac{2}{\sqrt{2\pi}} Re_t Pr^{\frac{1}{2}}$, $C = 1.5$)

Il volume delle bolle delle simulazioni si ricava facendo l'integrale di volume della frazione volumica del vapore in tutto il dominio, escluso il tubo che conduce al foro d'iniezione. Per questo motivo il grafico che si ottiene è valido solo durante la fase di crescita finché non si forma il neck. Nelle fasi successive siccome bisogna escludere il volume del neck dal computo, si ricorre al metodo di Papo-Guldino. In questo modo sono stati costruiti i grafici relativi all'andamento del volume nel 3° e nel 5° ciclo. In figura 7.12 viene mostrato come l'intervallo di tempo che intercorre tra due valli della figura 7.11 di sinistra costituisca un'ottima stima del periodo del ciclo di formazione e collasso di una bolla. In rosso è stato graficato

l'andamento del volume del 5° ciclo esattamente come nella figura 7.11 di sinistra. In blu si ricalca l'andamento in rosso fino alla formazione del neck e successivamente si applica il metodo di Papo-Guldino. L'istante di tempo iniziale e quello finale sono stati ottenuti tramite l'analisi delle che immagini che verranno mostrate successivamente. Perciò la frequenza ottenuta facendo l'inverso del tempo medio che intercorre tra due valli è 152 Hz con un errore del -45%.

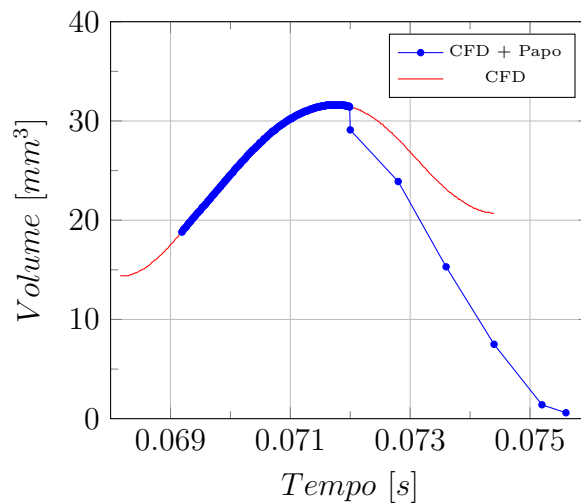


Figura 7.12: Confronto andamento ottenuto direttamente dalla simulazione con una sua rielaborazione basata sulle immagini e sul metodo per il calcolo del volume di Papo-Guldino (5° ciclo)

Come si può notare il momento iniziale e quello finale di un ciclo sono successivi rispetto all'istante di tempo delle rispettive valli. Questa "traslazione temporale" è simile in entrambi i casi e perciò il periodo del fenomeno non varia sensibilmente rispetto all'intervallo di tempo che intercorre tra due valli.

7.3.2 Penetration Length

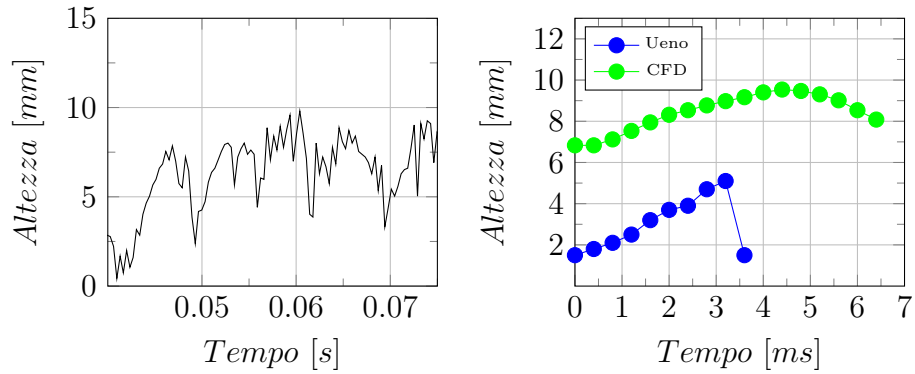


Figura 7.13: *Penetration Length* delle bolle della simulazione e confronto del 5° ciclo con i dati sperimentali

7.3.3 Immagini

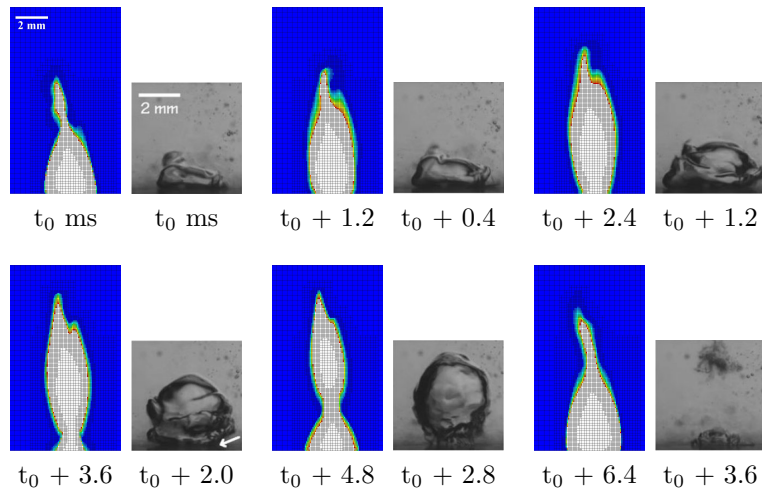


Figura 7.14: Confronto immagini 5° ciclo con immagini delle prove sperimentali

7.4 Mesh Poliedrica Coarse $l_{cd} = 1.5/|\nabla\alpha_d|$

Simulando il caso $Nu = \frac{2}{\sqrt{2\pi}} Re_t Pr^{\frac{1}{2}}$ con $l_{cd} = 1/|\nabla\alpha_d|$ utilizzando la mesh fine si è notato che la miglior definizione dell'interfaccia modifica

la forma della bolla conferendole un aspetto simile a quello della bolla reale. Perciò, invece che utilizzare una mesh fine che comporta un costo computazionale elevato, si è passato ad una mesh poliedrica coarse. Infatti è possibile dimostrare che, a pari dimensioni delle celle, l'errore nel definire l'interfaccia mediante il gradiente della frazione volumica della fase dispersa nel caso di mesh poliedrica è tre volte inferiore rispetto a quello ottenuto con mesh esaedrica. Un ostacolo nell'usare questo tipo di mesh è che il tempo necessario alla sua generazione supera enormemente quello relativo alla generazione di un'analogia mesh esaedrica. Per ovviare al problema si è deciso di triplicare l'intervallo di tempo tra due raffinamenti. La miglior definizione dell'interfaccia nel caso simulato con mesh fine esaedrica ha migliorato la forma, ma non ha modificato nè frequenza nè volume massimo. Perciò si è deciso di simulare direttamente il caso con $l_{cd} = 1.5/|\nabla\alpha_d|$ siccome si pensa che la miglior definizione della superficie riesca a cogliere meglio le variazioni d'interfaccia liquido -vapore nel caso che presenta un volume massimo molto simile al caso sperimentale. Dal momento che la maggior risoluzione della superficie della bolla nel caso simulato con mesh fine e $l_{cd} = 1/|\nabla\alpha_d|$ non ha modificato i parametri del problema si ritiene che una superficie maggiormente in accordo con quella del caso sperimentale possa fare la differenza.

7.4.1 Volume e frequenza

In figura 7.15 viene mostrato l'andamento del volume in funzione del tempo per tutta la durata della simulazione.

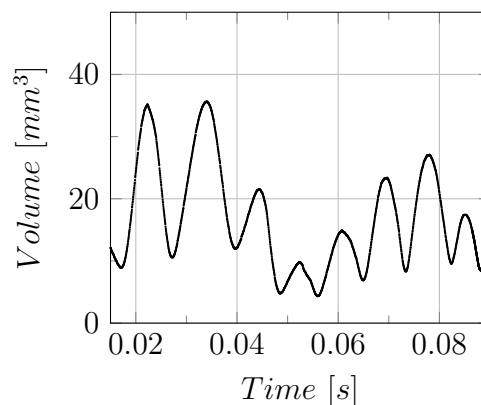
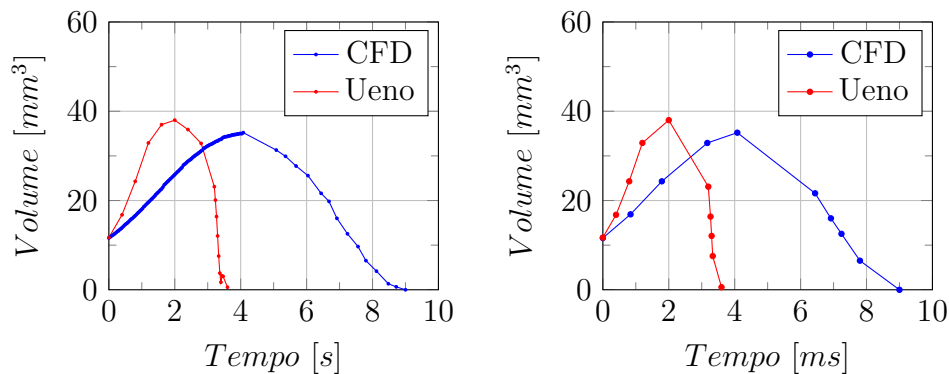


Figura 7.15: Volume della bolla in funzione del tempo (foro d'iniezione , $Nu = \frac{2}{\sqrt{2\pi}} Re_t Pr^{\frac{1}{2}}$, $C = 1.5$, Mesh Poliedrica Coarse)

Anche in questo caso è possibile calcolare la frequenza facendo l'inverso del periodo medio tra due valli. Il valore ottenuto è 113 Hz con un errore del -59%.

In figura 7.16 viene invece confrontato l'andamento del primo ciclo di figura 7.15 con il volume della bolla reale. Nella figura di sinistra sono stati utilizzati tutti i dati a disposizione secondo la procedura già descritta nel caso precedente. Nella figura di destra invece si è scelto di mostrare, con dei marker di forma circolare solo i volumi che hanno una differenza rispetto al caso sperimentale inferiore al 10%. Si nota così che l'andamento bolla simulata ha una corrispondenza con quello della bolla reale. La differenza risiede nel fatto che l'intervallo tra due marker successivi è molto più ampio rispetto al caso reale. Si nota così che, anche nel caso di pari volume massimo, il tasso di crescita del volume della bolla della simulazione è inferiore rispetto al dato sperimentale. Questo comporta un ritardo nel raggiungimento del volume massimo come mostrato in figura. Inoltre il tasso con cui la bolla diminuisce il suo volume è estremamente inferiore rispetto a quello dei dati sperimentali. In figura 7.16 la bolla simulata, rispetto al caso reale, impiega il doppio del tempo per raggiungere il volume massimo e più del triplo del tempo per passare da questa configurazione alla condensazione completa. Questo sarà illustrato più chiaramente con l'ausilio delle immagini nella relativa sezione.



(a) Confronto utilizzando tutti i punti (b) Confronto a pari volume, i mark del caso sperimentale hanno lo stesso volume di quelli Ueno ma sono traslati verso destra sull'asse del tempo

Figura 7.16: Volume della bolla in funzione del tempo (foro d'iniezione , $Nu = \frac{2}{\sqrt{2\pi}} Re_t Pr^{\frac{1}{2}}$, $C = 1.5$, Mesh poliedrica coarse)

Si nota così che, anche nel caso di pari volume massimo, il tasso di

crescita del volume della bolla della simulazione è inferiore rispetto al dato sperimentale. Questo comporta un ritardo nel raggiungimento del volume massimo come mostrato in figura. Inoltre il tasso con cui la bolla diminuisce il suo volume è estremamente inferiore rispetto a quello dei dati sperimentali. In figura 7.16 la bolla simulata, rispetto al caso reale, impiega il doppio del tempo per raggiungere il volume massimo e più del triplo del tempo per passare da questa configurazione alla condensazione completa.

7.4.2 Penetration Length

In figura 7.17 viene mostrato l'andamento dell'altezza della superficie superiore della bolla al variare del tempo. A sinistra è mostrata la storia completa della simulazione mentre a destra viene confrontato l'andamento del primo ciclo, il cui andamento del volume è stato mostrato nella figura 7.16 di destra.

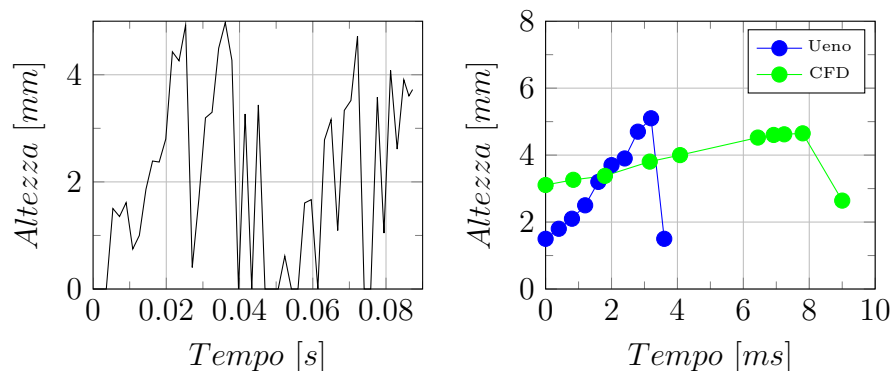


Figura 7.17: *Penetration Length* delle bolle della simulazione e confronto del 1° ciclo con i dati sperimentali

7.4.3 Immagini

In figura 7.18 viene effettuato un confronto con le immagini sperimentali. Le immagini della simulazione sono state scelte in modo tale che abbiano lo stesso volume delle rispettive bolle reali.

La forma che assume la bolla nelle simulazioni, mostrata in figura 7.18, ha una buona corrispondenza con il caso sperimentale, ma la sua evoluzione è significativamente più lenta. Le immagini della simulazione per il confronto sono state scelte in modo tale che abbiano lo stesso

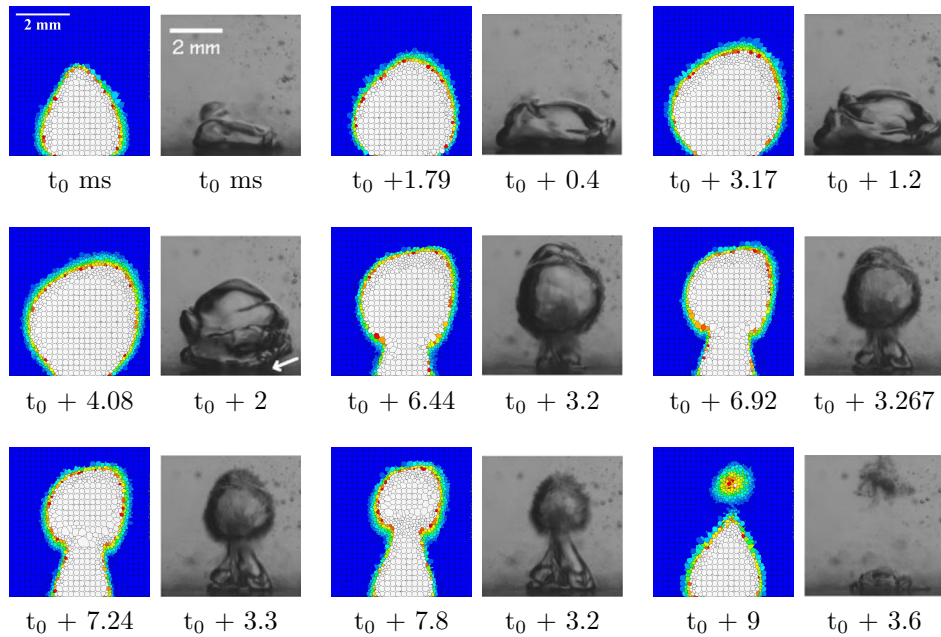


Figura 7.18: Confronto con immagini delle prove sperimentali ($C=1.5$, foro d'iniezione, Mesh Poliedrica Coarse)

volume delle delle rispettive bolle sperimentali mostrate anch'esse in figura 7.18. L'errore relativo al volume delle prime 4 immagini è inferiore al 1%, nelle successive tre l'errore è inferiore al 8%, nella penultima è del 14%. L'istante di simulazione $t_0 + 4.08$ ms è il momento in cui la bolla assume il valore massimo, così come nella relativa immagine ricavata dalle prove sperimentali esso è raggiunto a $t_0 + 2$ ms. In questo caso l'errore sul volume è $\approx 8\%$. Un discorso a parte merita l'ultima immagine che mostra il collasso della bolla. Vengono riprodotte in maniera fedele la bolla collassata e la nuvola di microbolle rimaste. Purtroppo nella simulazione il volume della bolla successiva è decisamente superiore rispetto al caso sperimentale. Questo può essere la causa del fatto che la bolla nella fase iniziale presenti uno sviluppo verticale maggiore rispetto al caso reale.

7.5 Riassunto

In tabella 7.1 vengono messi a confronto i risultati principali tenuti da ciascuna simulazione con il benchmark prefissato. I valori scritti in parentesi rappresentano l'errore rispetto al riferimento. La riga riguardante l'altezza

indica di quanti millimetri, punto per punto, l'altezza della bolla simulata supera quella del caso reale.

Tabella 7.1: Confronto riassuntivo dei risultati

	Ueno	Esa Coarse $C = 1$	Esa Coarse $C = 1.5$	Poly Coarse $C = 1.5$
Frequenza [Hz]	278	248 (-11%)	152 (-45%)	113 (-59%)
Volume massimo [mm ³]	38	10÷22 (-74% ÷ -42%)	30÷41 (-21% ÷ +8%)	10÷35 (-74% ÷ -8%)
Altezza [mm]	rif	+2	+5	≈
Forma	rif	×	×	✓

Conclusioni

La modellazione numerica della condensazione diretta in regime bubbling costituisce sicuramente una sfida. La letteratura a riguardo è limitata e la comprensione di molti aspetti del fenomeno fisico non è ancora stata raggiunta. Il modello Euleriano-Euleriano è preferito in ambito industriale perché consente un notevole risparmio computazionale rispetto al VOF, ma comporta la necessità di modellare tutte le interazioni tra le fasi. I problemi da affrontare perciò sono molteplici ed interconnessi. Fondamentale è la scelta della correlazione di scambio termico, su cui si basa lo scambio di massa. Lo studio di Hughes e Duffey [8] è stato utilizzato più volte come riferimento nei problemi di condensazione diretta. L'influenza di due diversi approcci derivati dalla formulazione analitica di questo studio è stata valutata durante uno studio preliminare. Durante questa fase è stata impiegata una geometria leggermente diversa, tubo invece che foro d'iniezione, a causa dei lunghi transitori di assestamento nel simulare la seconda. La formulazione $Nu = \frac{2}{\sqrt{2\pi}} Re_t Pr^{\frac{1}{2}}$, ottenuta facendo la ragionevole approssimazione di trascurare lo sforzo a parete, è quella che mostra il miglior accordo con i dati sperimentali rispetto alla frequenza del fenomeno: 358 Hz contro 278 Hz corrispondenti ad un errore del +29%. Il volume massimo oscilla tra i 6 e i 9 mm³ contro i 38 mm³ dei dati sperimentali. Utilizzando la formulazione descritta in Patel [13] $Nu = \frac{2}{\sqrt{\pi}} Re_t^{\frac{1}{2}} Pr^{\frac{1}{2}}$ la tendenza si inverte: la frequenza si abbassa diventando 83 Hz con un errore rispetto ai dati sperimentali del -70%, mentre il volume massimo raggiunge anche i 30 mm³. È chiaro che variare il modello di scambio termico, modificando di conseguenza anche lo scambio di massa, ha effetti opposti per quanto riguarda la frequenza ed il volume. Ridurre la condensazione aumenta il volume massimo, ma riduce la frequenza. Un altro aspetto cruciale è la definizione dell'interfaccia tra le fasi. Partendo dal caso con $Nu = \frac{2}{\sqrt{2\pi}} Re_t Pr^{\frac{1}{2}}$ si effettua un'analisi di sensitività sul modello d'*Interaction Length*: $l_{cd} = C/|\nabla\alpha_d|$. Si modifica perciò la costante del modello, che nel caso visto precedentemente era $C = 1$, facendole assumere valori pari a 1.5, 2, 5. Il passaggio da 1 a 1.5, ha

un notevole effetto sia sul volume massimo che passa da $\approx 6 \div 10$ a $60 \div 80$ sia sulla frequenza che passa da 358 Hz a 102 Hz con un errore rispetto ai dati sperimentali del -63%. Passare da $C = 1.5$ a $C = 2$ non modifica sensibilmente i risultati. Infine, quando il valore della costante assume valore 5, sebbene il valore di volume massimo non aumenti rispetto ai casi precedenti, il volume di vapore sempre presente nel dominio, deducibile dai valori minimi, è sempre molto elevato. Terminato lo studio preliminare si passa alla configurazione che rispecchia esattamente le condizioni sperimentali: foro d'iniezione sul fondo della vasca. Il caso base, ossia il modello rispetto al quale verificare l'influenza della variazione dei parametri del modello, è stato individuato come quello che ha il minor errore sulla frequenza del fenomeno: $Nu = \frac{2}{\sqrt{2\pi}} Re_t Pr^{\frac{1}{2}}$ e $l_{cd} = 1/|\nabla\alpha_d|$. Modificando la geometria del problema si verifica una riduzione della frequenza che passa da 358 Hz a 248 Hz con un errore rispetto alle prove sperimentali del -11 %. Assieme ad una riduzione della frequenza si assiste ad un aumento del volume massimo che passa da $6 \div 10$ a $15 \div 24$ mm^3 con un errore del $-63\% \div -40\%$. Si deduce perciò che la geometria con foro d'iniezione comporta una minor condensazione rispetto alla geometria con tubo d'iniezione. Questo è dovuto probabilmente alla "copertura" che il fondo della vasca offre alla superficie della bolla durante la fase di crescita. L'analisi di sensitività relativa al modello d'interaction length rivela che non è possibile ottenere un buon accordo con i dati sperimentali modificandone solamente la costante. Infatti aumentando la costante da $C = 1$ a $C = 1.5$ la frequenza si riduce da 248 Hz a 152 Hz, con un errore del -45% rispetto ai dati sperimentali e il volume massimo passa dall'intervallo $15 \div 24$ a $30 \div 40$ mm^3 con un errore del $-25\% \div +5\%$. Simulando il caso base utilizzando la mesh esaedrica fine si è notato che la miglior definizione dell'interfaccia modifica la forma della bolla, conferendole un aspetto simile a quello del caso reale. Perciò, invece che utilizzare una mesh fine che comporta un costo computazionale elevato, è stata adottata una mesh poliedrica coarse che permette di ottenere lo stesso risultato con un costo computazionale inferiore. La miglior definizione dell'interfaccia nel caso simulato con mesh fine esaedrica ha migliorato la forma, ma non ha modificato in maniera significativa nè la frequenza nè il volume massimo. Perciò si è deciso di simulare direttamente il caso con $l_{cd} = 1.5/|\nabla\alpha_d|$. Si pensa infatti che, nel caso in cui la bolla simulata presenti un volume massimo molto simile al caso sperimentale, la miglior definizione della superficie possa cogliere correttamente le variazioni d'interfaccia liquido-vapore. Sebbene la forma e il volume (errore volume massimo -8%) presentino un buon accordo con il caso reale, la frequenza del fenomeno è addirittura diminuita rispetto a quella dell'omologo caso con mesh esaedrica, passando

da 152 Hz a 113 Hz che corrisponde ad un errore del -59%. La storia della penetration length mostra che l'altezza massima ha un buon accordo con quella sperimentale: 4.6 mm contro 5.1 mm con un errore del -10% circa. Anche l'altezza raggiunta quando la bolla ha volume massimo presenta un ottimo accordo con i dati sperimentali: 4mm contro 3.7 mm con un errore del +8% circa. Alla luce dei risultati ottenuti, se si vuole aumentare la frequenza bisogna incrementare la condensazione, ma così facendo si ridurrebbe anche il volume massimo che, in questa configurazione ($C = 1.5$), mostra una buona corrispondenza con i dati sperimentali. Si confronta l'andamento del volume di un singolo ciclo con quello registrato nelle prove sperimentali. Si nota così che, anche nel caso di pari volume massimo, il tasso di crescita del volume della bolla della simulazione è inferiore rispetto al dato sperimentale. Inoltre il tasso con cui la bolla diminuisce il suo volume è estremamente inferiore rispetto al caso reale. Si giunge perciò alla conclusione contraddittoria che sarebbe necessario un minor tasso di condensazione durante fase di crescita e contemporaneamente aumentare il tasso di condensazione per accelerare la fase successiva, che è quella dove la simulazione accumula il maggior ritardo rispetto al caso sperimentale. Per questo motivo è necessario comprendere e modellare appieno i meccanismi che regolano la condensazione. Seguendo quanto sostenuto in Simpson e Chan [20] si potrebbe distinguere i modelli della fase di crescita da quelli dei momenti successivi alla formazione del neck. Un approccio che si potrebbe seguire è quello di aumentare la superficie della bolla per modellare il corrugamento dell'interfaccia dovuto ad instabilità che insorgono negli istanti successivi al raggiungimento del volume massimo, come documentato in Ueno et al. [27]. Nello studio viene mostrato che durante la fase di collasso, quando il volume della bolla scende sotto il 90% del volume massimo, sulla superficie della bolla compaiono delle protuberanze che ne aumentano l'estensione superficiale. Questo comprensibilmente comporta un netto aumento del tasso di condensazione. Per permettere al volume di crescere più velocemente, bisogna ridurre il tasso di condensazione. Un conseguente incremento del volume massimo potrebbe essere compensato dalla una diminuzione del volume iniziale, merito del potenziamento della condensazione innescata dal modello delle instabilità. Inoltre l'instabilità, la cui origine risiede nell'interazione tra liquido e vapore, causa sicuramente un incremento della turbolenza nel liquido, aumentando così anche il coefficiente di scambio termico della fase liquida. Si pensa perciò che includere la modellazione delle instabilità sia indispensabile per poter ottenere un risultato in accordo con le prove sperimentali eseguite con $\Delta T_{sub} \geq 30 K$. L'analisi delle *penetration length* del caso base e del caso con $C = 1.5$ merita un discorso a parte. È chiaro che la forma allungata assunta dalla

bolle simulate, è il motivo per cui, anche nel caso di volumi minori rispetto a quelli sperimentali, l'altezza massima raggiunta nelle simulazioni sovrastima notevolmente quella sperimentale. Nel caso base, l'altezza della superficie superiore della bolla supera il valore atteso di circa 2 mm, pari a $\approx 40\%$ dell'altezza massima raggiunta realmente dalla bolla. La sovrastima nel caso con $C = 1.5$ è di circa 5 mm pari a $\approx 110\%$. Passando dalla mesh esaedrica a quella poliedrica si è registrato un netto miglioramento della forma, e di conseguenza anche dell'altezza massima. Nonostante ciò, nella fase iniziale, anche a parità di volume, la forma della bolla è decisamente più allungata rispetto al caso reale. Alla luce di quanto detto il modello di *virtual mass force*, ritenuto trascurabile, potrebbe non essere tale. Inoltre il modello di *interaction length* scelto in questa modellazione non è pienamente compatibile con la modellazione tipica della forza di drag presente nell'approccio Euleriano-Euleriano (eqn. 3.32). In questa formulazione il termine che tiene conto dell'area è il fattore $\frac{a_{ij}}{4}$, il quale rappresenta l'area proiettata da una particella sferica con area equivalente. Questo presuppone che l'*interaction length* sia definito come il diametro equivalente delle bolle che sono sottoposte alla forza di drag. In questo studio invece, l'*interaction length* è una stima dello spessore dell'interfaccia e l'*interaction area density* definisce un'approssimazione dell'esatta area di contatto tra le fasi. Per questo motivo si ritiene che il fattore $\frac{1}{4}$ nella formula del drag potrebbe essere la causa di una sottostima della relativa forza. Questo studio, come si è visto, oltre a mostrare l'influenza che diversi parametri modellistici, compresa la geometria, hanno sul risultato della simulazione, fornisce una prospettiva sulla modellazione della condensazione diretta in assenza di modelli per l'insorgenza instabilità all'interfaccia liquido-vapore. Gli studi e le considerazioni fatte si prestano così ad essere validati nei casi in cui le bolle non presentino corrugamenti legati alle instabilità ($\Delta T_{sub} \leq 20K$) e contemporaneamente costituiscono un'ottima base di partenza per lo sviluppo di modelli più complessi.

Bibliografia

- [1] S. Al Issa, P. Weisensee e R. MacIán-Juan. «Experimental investigation of steam bubble condensation in vertical large diameter geometry under atmospheric pressure and different flow conditions». In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 70 (2014), pp. 918–929. ISSN: 00179310. DOI: [10.1016/j.ijheatmasstransfer.2013.11.049](https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2013.11.049) (cit. alle pp. [xvii](#), [xx](#), [10](#), [13](#)).
- [2] G.G. Brucker e E.M. Sparrow. «Direct contact condensation of steam bubbles in water at high pressure». In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 20.4 (apr. 1977), pp. 371–381. ISSN: 00179310. DOI: [10.1016/0017-9310\(77\)90158-2](https://doi.org/10.1016/0017-9310(77)90158-2) (cit. alle pp. [17](#), [25](#)).
- [3] C.K. Chan e C.K.B. Lee. «A regime map for direct contact condensation». In: *International Journal of Multiphase Flow* 8.1 (feb. 1982), pp. 11–20. ISSN: 03019322. DOI: [10.1016/0301-9322\(82\)90003-9](https://doi.org/10.1016/0301-9322(82)90003-9) (cit. a p. [17](#)).
- [4] N Clerx e CWM Van der Geld. «Experimental and analytical study of intermittency in direct contact condensation of steam in a cross-flow of water». In: *Proceedings of ECI international conference on boiling heat transfer, Florianopolis, Brazil*. 2009, pp. 1–8 (cit. alle pp. [xvii](#), [xx](#), [6](#), [7](#), [10](#), [12–15](#), [21](#)).
- [5] W.M. Dempster e B. Arebi. «Experimental characteristics of steam bubble growth at orifices in sub-cooled liquid». In: *International Communications in Heat and Mass Transfer* 28.4 (mag. 2001), pp. 467–477. ISSN: 07351933. DOI: [10.1016/S0735-1933\(01\)00251-2](https://doi.org/10.1016/S0735-1933(01)00251-2) (cit. alle pp. [xvii](#), [xx](#), [13](#)).
- [6] Shigeo Fujikawa e Teruaki Akamatsu. «Effects of the non-equilibrium condensation of vapour on the pressure wave produced by the collapse of a bubble in a liquid». In: *Journal of Fluid Mechanics* 97.03 (apr. 1980), p. 481. ISSN: 0022-1120. DOI: [10.1017/S0022112080002662](https://doi.org/10.1017/S0022112080002662) (cit. a p. [12](#)).

- [7] David Heinze. *Physically-based models for two-phase flow phenomena in steam injectors a one-dimensional simulation approach*. KIT Scientific Publishing, 2015. ISBN: 9783731504276 (cit. alle pp. 24, 25).
- [8] E.D. Hughes e R.B. Duffey. «Direct contact condensation and momentum transfer in turbulent separated flows». In: *International Journal of Multiphase Flow* 17.5 (set. 1991), pp. 599–619. ISSN: 03019322. DOI: [10.1016/0301-9322\(91\)90027-Z](https://doi.org/10.1016/0301-9322(91)90027-Z) (cit. alle pp. xviii, xxi, 15, 23, 45, 63).
- [9] G. A. Hughmark. «Mass and heat transfer from rigid spheres». In: *AIChE Journal* 13.6 (nov. 1967), pp. 1219–1221. ISSN: 0001-1541. DOI: [10.1002/aic.690130638](https://doi.org/10.1002/aic.690130638) (cit. a p. 17).
- [10] S.Q. Li, P. Wang e T. Lu. «Numerical simulation of direct contact condensation of subsonic steam injected in a water pool using VOF method and LES turbulence model». In: *Progress in Nuclear Energy* 78 (gen. 2015), pp. 201–215. ISSN: 01491970. DOI: [10.1016/j.pnucene.2014.10.002](https://doi.org/10.1016/j.pnucene.2014.10.002) (cit. alle pp. 17, 18, 25).
- [11] Hideki Nariai e Izuo Aya. «Fluid and pressure oscillations occurring at direct contact condensation of steam flow with cold water». In: *Nuclear Engineering and Design* 95 (ago. 1986), pp. 35–45. ISSN: 00295493. DOI: [10.1016/0029-5493\(86\)90034-8](https://doi.org/10.1016/0029-5493(86)90034-8) (cit. a p. 12).
- [12] G. Patel, V. Tanskanen e R. Kyrki-Rajamäki. «Numerical modelling of low-Reynolds number direct contact condensation in a suppression pool test facility». In: *Annals of Nuclear Energy* 71 (2014), pp. 376–387. ISSN: 03064549. DOI: [10.1016/j.anucene.2014.04.009](https://doi.org/10.1016/j.anucene.2014.04.009) (cit. alle pp. xviii, xxi, 24, 26).
- [13] G. Patel et al. «Direct contact condensation modeling in pressure suppression pool system». In: *Nuclear Engineering and Design* (2016). ISSN: 00295493. DOI: [10.1016/j.nucengdes.2016.08.026](https://doi.org/10.1016/j.nucengdes.2016.08.026) (cit. alle pp. xviii, xxi, 24, 26, 45, 63).
- [14] A Alessandro Pecenko. «Numerical simulation methods for phase-transitional flow». In: (2010) (cit. alle pp. 14, 18).
- [15] Marco Pellegrini et al. «Eulerian Two-Phase Flow Modeling of Steam Direct Contact Condensation for the Fukushima Accident Investigation». In: *Volume 4: Radiation Protection and Nuclear Technology Applications; Fuel Cycle, Radioactive Waste Management and Decommissioning; Computational Fluid Dynamics (CFD) and Coupled Codes; Reactor Physics and Transport Theory*. ASME, lug. 2014,

- V004T10A040. ISBN: 978-0-7918-4594-3. DOI: [10.1115/ICONE22-30937](https://doi.org/10.1115/ICONE22-30937) (cit. alle pp. [15](#), [18](#), [26](#)).
- [16] A. Petrovic de With, R.K. Calay e G. de With. «Three-dimensional condensation regime diagram for direct contact condensation of steam injected into water». In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 50.9-10 (mag. 2007), pp. 1762–1770. ISSN: 00179310. DOI: [10.1016/j.ijheatmasstransfer.2006.10.017](https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2006.10.017) (cit. a p. [4](#)).
- [17] Xiao Hang Qu et al. «Experimental and numerical investigations on the air-steam mixture bubble condensation characteristics in stagnant cool water». In: *Nuclear Engineering and Design* 285 (2015), pp. 188–196 (cit. alle pp. [16](#), [18](#)).
- [18] W. Rodi. «Experience with two-layer models combining the k-epsilon model with a one-equation model near the wall». In: *29th Aerospace Sciences Meeting*. Reston, Virginia: American Institute of Aeronautics e Astronautics, gen. 1991. DOI: [10.2514/6.1991-216](https://doi.org/10.2514/6.1991-216) (cit. a p. [28](#)).
- [19] T.-H. Shih et al. «A New K-epsilon Eddy Viscosity Model for High Reynolds Number Turbulent Flows: Model Development and Validation». In: *NASA Technical Memorandum 106721; ICOMP-94-21; CMOTT-94-6* (1994) (cit. a p. [27](#)).
- [20] M. E. Simpson e C. K. Chan. «Hydrodynamics of a Subsonic Vapor Jet in Subcooled Liquid». In: *Journal of Heat Transfer* 104.2 (1982), p. 271. ISSN: 00221481. DOI: [10.1115/1.3245083](https://doi.org/10.1115/1.3245083) (cit. alle pp. [xvii](#), [xx](#), [9](#), [13](#), [65](#)).
- [21] Jiguo Tang, Changqi Yan e Licheng Sun. «Effects of noncondensable gas and ultrasonic vibration on vapor bubble condensing and collapsing». In: *Experimental Thermal and Fluid Science* 61 (feb. 2015), pp. 210–220. ISSN: 08941777. DOI: [10.1016/j.expthermflusci.2014.11.009](https://doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2014.11.009) (cit. alle pp. [xvii](#), [xx](#), [10](#), [12](#), [13](#)).
- [22] V. Tanskanen, M Puustinen e D Lakehal. «Validation of direct contact condensation CFD models against condensation pool experiment». In: *Proceedings of the workshop on Experiments and CFD Code Application to Nuclear Reactor Safety (XCFD4NRS)* (2008), pp. 1–12. DOI: [10.1115/1.2789723](https://doi.org/10.1115/1.2789723) (cit. alle pp. [xviii](#), [xxi](#), [26](#)).
- [23] Vesa Tanskanen. «CFD Modelling of Direct Contact Condensation in Suppression Pools by Applying Condensation Models of Separated Flow». In: *Thesis for the degree of Doctor of Science* (2012). ISSN: 1456-4491 (cit. alle pp. [xviii](#), [xxi](#), [26](#)).

- [24] A. Tomiyama et al. «Drag Coefficients of Single Bubbles under Normal and Micro Gravity Conditions.» In: *JSME International Journal Series B* 41 (1998), pp. 472–479. DOI: [10.1299/jsmeb.41.472](https://doi.org/10.1299/jsmeb.41.472) (cit. alle pp. xviii, xxi, 15).
- [25] Ichiro Ueno, Yasusuke Hattori e Ryota Hosoya. «Condensation and Collapse of Vapor Bubbles Injected in Subcooled Pool». In: *Microgravity Science and Technology* 23.1 (gen. 2011), pp. 73–77. ISSN: 0938-0108. DOI: [10.1007/s12217-010-9235-4](https://doi.org/10.1007/s12217-010-9235-4) (cit. alle pp. xvii, xx, 1, 2, 11, 13, 33).
- [26] Ichiro Ueno et al. «Condensation and Collapse of Vapor Bubble Injected to Subcooled Pool». In: *ASME 2013 11th International Conference on Nanochannels, Microchannels, and Minichannels*. ASME, giu. 2013, V001T04A011. ISBN: 978-0-7918-5559-1. DOI: [10.1115/ICNMM2013-73190](https://doi.org/10.1115/ICNMM2013-73190) (cit. alle pp. xvii, xviii, xx, xxi, 1, 2, 11–13, 32, 33, 39).
- [27] I. Ueno et al. «Interfacial instability of a condensing vapor bubble in a subcooled liquid». In: *The European Physical Journal Special Topics* 224.2 (mar. 2015), pp. 415–424. ISSN: 1951-6355. DOI: [10.1140/epjst/e2015-02370-6](https://doi.org/10.1140/epjst/e2015-02370-6) (cit. alle pp. xvii, xix, xx, 6, 11–13, 65).
- [28] Yiban Xu. «Direct contact condensation with and without noncondensable gas in a water pool». In: *Theses and Dissertations Available from ProQuest* (2004) (cit. alle pp. xvii, xx, 9, 12, 13).
- [29] Fang Yuan et al. «Pressure oscillation of submerged steam condensation in condensation oscillation regime». In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 98 (lug. 2016), pp. 193–203. ISSN: 00179310. DOI: [10.1016/j.ijheatmasstransfer.2016.03.035](https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2016.03.035) (cit. a p. 12).