



UNIVERSITÀ
DEGLI STUDI
DI PADOVA

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA

Dipartimento di Ingegneria Industriale DII

Corso di Laurea Magistrale in Ingegneria Energetica

Tesi di Laurea Magistrale

*Analisi di scambio termico in
condensazione a gocce
su superfici idrofobiche*

Relatore

Prof. Davide Del Col

Correlatore

Dr. Riccardo Parin

Laureando

Giacomo Tosato

ANNO ACCADEMICO 2015/2016

SOMMARIO

In questa tesi viene studiato lo scambio termico in condensazione a film e a gocce su superfici idrofiliche in rame e alluminio e su superfici idrofobiche in alluminio. Nello scambio termico in condensazione a gocce su una superficie idrofobica con vapor d'acqua si raggiungono valori di coefficienti di scambio termico che sono molto alti se confrontati con la più classica condensazione a film che avviene tradizionalmente negli scambiatori industriali metallici. Avere coefficienti di scambio termico più alti permette di avere diversi vantaggi tra cui ad esempio quello di ridurre la dimensione degli scambiatori di calore e renderli più compatti.

Nella prima parte della tesi viene presentata la teoria che sta alla base della bagnabilità di una superficie e del fenomeno della condensazione sia a film che a gocce. Poi sono illustrate e caratterizzate le superfici su cui sono state effettuate le prove sperimentali di condensazione nell'impianto per lo studio della condensazione del Laboratorio di Trasmissione del Calore con Fluidi in Cambiamento di Fase del Dipartimento di Ingegneria Industriale dell'Università degli Studi di Padova. Le superfici idrofobiche su cui sono stati effettuati i test sono state ottenute per via chimica, depositando sul substrato dei campioni in alluminio un rivestimento di un materiale con caratteristiche idrofobiche. Sono state prodotte superfici a diversi gradi di rugosità agendo sulla morfologia superficiale allo scopo di studiare l'influenza della struttura superficiale sui coefficienti di scambio termico in condensazione a gocce. I trattamenti chimici sono stati effettuati presso i laboratori di Scienza dei Materiali del Dipartimento di Ingegneria Industriale dell'Università degli Studi di Padova.

In ultima analisi vengono presentati e discussi i risultati sperimentali di condensazione di vapor d'acqua ottenuta sulle diverse superfici che presentano sia caratteristiche idrofobiche che idrofiliche.

INDICE

1	BAGNABILITÀ DI UNA SUPERFICIE	1
1.1	CARATTERIZZAZIONE DI UNA SUPERFICIE.....	1
1.1.1	LA TENSIONE SUPERFICIALE DELL'ACQUA.....	1
1.1.2	L'ANGOLO DI CONTATTO.....	3
1.1.3	L'ISTERESI DELL'ANGOLO DI CONTATTO	5
1.1.4	EFFETTO DELLA RUGOSITÀ.....	7
2	CONDENSAZIONE.....	13
2.1	COEFFICIENTE DI SCAMBIO TERMICO INTERFACCIALE.....	14
2.2	CONDENSAZIONE A FILM	15
2.3	CONDENSAZIONE A GOCCE	22
2.3.1	LA NUCLEAZIONE DELLA GOCCIA	23
2.3.2	MODELLO DI SCAMBIO TERMICO SU SUPERFICI LISCE	25
2.3.3	MODELLO DI SCAMBIO TERMICO SU SUPERFICI NANOSTRUTTURATE	34
3	SEZIONE SPERIMENTALE.....	43
3.1	COMPONENTI DI IMPIANTO	43
3.1.1	CAMERA DI EBOLLIZIONE.....	44
3.1.2	SEZIONE DEL TEST	45
3.1.3	POST CONDENSATORE	48
3.1.4	COMPONENTI AUSILIARI	49
3.2	SISTEMA DI MISURA	52
3.2.1	MISURE DI TEMPERATURA	52
3.2.2	MISURE DI PRESSIONE.....	53
3.2.3	MISURE DI PORTATA	54
3.2.4	MISURA DELLA POTENZA IN CAMERA DI EBOLLIZIONE.....	56

3.3	TECNICA DI RIDUZIONE DATI	56
3.3.1	LA DIFFERENZA DI TEMPERATURA MEDIA LOGARITMICA	57
3.3.2	FLUSSI TERMICI	58
3.3.3	LA PORTATA DI VAPORE	60
3.3.4	BILANCIO TERMICO TOTALE	61
3.4	L'INCERTEZZA SUI DATI SPERIMENTALI	61
4	I CAMPIONI DI PROVA	65
4.1	MISURA DELL'ANGOLO DI CONTATTO	65
4.2	I CAMPIONI IN ALLUMINIO	67
4.2.1	TRATTAMENTI CHIMICI	68
4.3	CAMPIONE IN RAME	72
5	RISULTATI SPERIMENTALI	75
5.1	CAMPIONI IN ALLUMINIO IDROFILICI	75
5.2	CAMPIONI IDROFOBICI	80
5.2.1	CAMPIONE 1	80
5.2.2	CAMPIONE 2	94
5.2.3	CAMPIONE 3	99
5.3	CAMPIONE IN RAME	101
6	ANALISI TEORICA DEI DATI SPERIMENTALI	109
6.1	ANALISI DELLA CONDENSAZIONE A FILM SU CAMPIONI IN ALLUMINIO IDROFILICI	109
6.2	ANALISI DELLA CONDENSAZIONE SUL CAMPIONE IN RAME	111
6.3	ANALISI DELLA CONDENSAZIONE A GOCCE SUI CAMPIONI IDROFOBICI	113
	CONCLUSIONI	121
	BIBLIOGRAFIA	125

1 BAGNABILITÀ DI UNA SUPERFICIE

La bagnabilità di una superficie definisce il comportamento che un fluido ha rispetto alla superficie sulla quale esso viene a contatto e risulta determinante nell'affrontare lo studio della condensazione a gocce in quanto si ha a che fare con un fluido che nel passare dalla fase vapore alla fase liquida viene a contatto con una superficie solida in presenza di una terza fase immiscibile con le prime due. Questo è un tema che è stato molto studiato data la vastità di applicazioni che ricopre nel campo dell'industria di processo ad esempio quello delle superfici autopulenti e anticorrosive [1] [2] [3] e dei nanofluidi [4] e sta suscitando sempre più interesse nei fenomeni di scambio termico per la riduzione di attrito [5], i miglioramenti dei coefficienti di scambio termico sia in ebollizione [6] che in condensazione.

1.1 CARATTERIZZAZIONE DI UNA SUPERFICIE

Una superficie si caratterizza in relazione all'attitudine che una goccia ha quando viene depositata su di essa. La goccia può diffondere su tale superficie oppure può mostrare un comportamento opposto, cioè tende a ridurre l'area di contatto che si forma tra solido e liquido. Questo comportamento dipende dalle caratteristiche delle interfacce che si creano tra la goccia e il solido su cui viene depositata e il gas circostante e si spiega in termini di tensioni superficiali.

1.1.1 LA TENSIONE SUPERFICIALE DELL'ACQUA

Da un punto di vista microscopico la tensione superficiale dell'acqua è dovuta al fatto che ci sono degli sbilanciamenti tra le forze di interazione tra le molecole d'acqua che si trovano sulla superficie: all'interno del liquido le molecole d'acqua infatti sono soggette a forze intermolecolari, dovute alle loro proprietà chimiche, che si annullano a vicenda mentre quelle che sono sulla superficie risentono solo delle forze attrattive verso il bulk (Figura 1.1) poiché non sono presenti altre molecole d'acqua sopra di loro con le quali interagire. L'azione di tali forze fa sì che lo strato di molecole superficiali si comporti come una sorta di membrana elastica che tende a ridurre la superficie di contatto dell'acqua con la fase

esterna. Liquidi polari come l'acqua inoltre presentano forti interazioni intermolecolari e quindi elevate tensioni superficiali. È questo il motivo per cui una goccia in aria tende ad assumere una forma sferica, proprio perché queste forze agenti verso l'interno riducono la superficie a contatto con l'aria e quindi fanno assumere all'acqua la configurazione di energia superficiale minima.

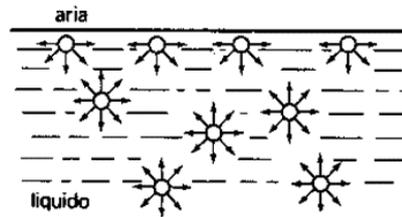


Figura 1.1 – Forze intermolecolari dell'acqua. Alla superficie non sono bilanciate

L'unità di misura della tensione superficiale è [N/m] e si indica con γ .

Per comprendere meglio l'effetto di tensione superficiale, se si considera una pellicola di liquido sospesa in una cornice di filo a U (Figura 1.2) con un lato mobile di lunghezza b , il liquido tende a tirare il filo mobile verso l'interno per minimizzare l'area della sua superficie [7]. Per bilanciare questo effetto è necessario applicare al filo una forza F nella direzione opposta. La pellicola ha due facce a contatto con l'aria quindi la lunghezza lungo la quale agisce la tensione superficiale è $2b$ e la forza all'equilibrio pertanto vale

$$F = 2b\gamma \quad (1.1)$$

e la tensione superficiale può essere espressa come

$$\gamma = \frac{F}{2b} \quad (1.2)$$

e più in generale come una forza per unità di lunghezza F/l .

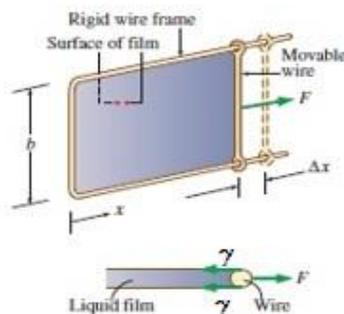


Figura 1.2 – Acqua sospesa in una cornice di filo a U [7]

La tensione superficiale può essere anche spiegata in termini di energia libera di superficie cioè come rapporto tra il lavoro (dE) necessario per aumentare di dA l'area superficiale rispetto all'incremento dA stesso e quindi

$$\gamma = \frac{dE}{dA} \quad (1.3)$$

infatti si può scrivere

$$dE = Fdx = \gamma ldx = \gamma dA \quad (1.4)$$

1.1.2 L'ANGOLO DI CONTATTO

Se una goccia viene depositata su una superficie questa formerà un certo angolo di contatto con la superficie che può assumere diversi valori.

L'angolo di contatto è definito come [8] l'angolo formato dall'interfaccia liquido-gas rispetto all'interfaccia solido-liquido (Figura 1.3). La circonferenza formata dalla goccia in contatto con la superficie viene definita linea di contatto delle tre fasi, in quanto è la zona in cui solido liquido e gas coesistono.

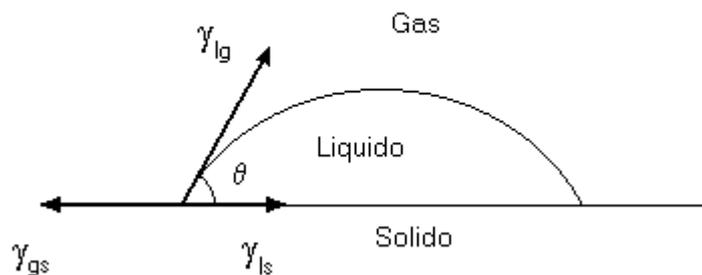


Figura 1.3 – Angolo di contatto 9 [8]

Il primo che studiò questo fenomeno fu *Young* [9] che lo spiegò in termini di interazioni tra le tensioni superficiali delle tre fasi.

Se si considera la goccia che poggia su una superficie solida ideale, cioè omogenea e che non presenti alcun tipo di rugosità, l'angolo di contatto è il risultato di un bilancio di tensioni superficiali di fase liquida, solida e gas, ove ognuna di esse agisce per minimizzare la propria superficie di contatto rispetto alle altre.

Dal bilancio si ricava che, all'equilibrio

$$\cos \vartheta = \frac{\gamma_{gs} - \gamma_{ls}}{\gamma_{lg}} \quad (1.5)$$

dove γ_{gs} è la tensione superficiale all'interfaccia solido gas, γ_{ls} è la tensione superficiale all'interfaccia liquido solido e γ_{lg} è la tensione superficiale all'interfaccia liquido gas, quest'ultima si indica anche solo con γ . In termini di variazione di energia associata ad uno spostamento dx della goccia sulla superficie si può anche scrivere (Figura 1.4) (per unità di lunghezza della linea di contatto) [10]

$$dE = (\gamma_{ls} - \gamma_{gs})dx + \gamma dx \cos \vartheta \quad (1.6)$$

all'equilibrio, E è minima e quindi si ottiene l'equazione (1.5).

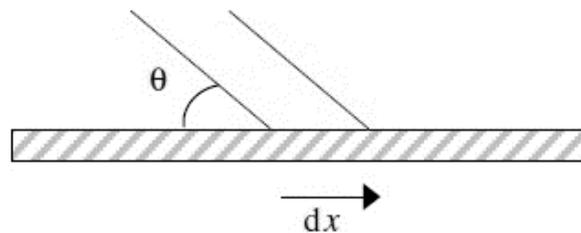


Figura 1.4 – Spostamento dx della linea di contatto della goccia [10]

Ora, si può chiamare tensione di adesione γ_{ad} la differenza $\gamma_{gs} - \gamma_{ls}$ e questa può essere positiva, negativa o nulla [11]. Se positiva il lavoro necessario per espandere la superficie di contatto tra solido e liquido è minore dell'energia necessaria per aumentare la superficie di contatto tra solido e gas, in questo caso la goccia tenderà ad aumentare la superficie di contatto tra goccia e solido e il liquido bagna la superficie e l'angolo di contatto è minore di 90° . Nel caso opposto invece, la tendenza è quella di ridurre la superficie di contatto tra solido e liquido e si avrà un angolo di contatto maggiore di 90° (i valori di tensione superficiale variano in un range tra 20 e 500 mN/m per liquidi o solidi). La tensione superficiale γ è definita anche tensione di coesione ed è interessante notare come al diminuire delle forze di coesione l'angolo di contatto diminuisca se $\gamma_{ad} > 0$ mentre si avvicina a 180° se $\gamma_{ad} < 0$.

A questo punto si possono caratterizzare le superfici a seconda dell'angolo di contatto e in particolare si assume che:

- se $\vartheta < 90^\circ$ la superficie si dice idrofilica;
- se $\vartheta > 90^\circ$ la superficie si dice idrofobica;

- se $\theta > 150^\circ$ la superficie si dice superidrofobica.

Due limiti particolari sono interessanti [12]:

- $(\gamma_{gs} - \gamma_{ls})$ è maggiore di γ la goccia tende a diffondere completamente sul solido e l'angolo di contatto può essere inteso come uguale a zero. Questa condizione si verifica ad esempio per solidi che hanno elevata energia superficiale come vetro appena fabbricato o metalli nobili;
- $(\gamma_{ls} - \gamma_{gs})$ è maggiore di γ , in questo caso si è in una situazione di completa non bagnabilità e l'angolo si intende di 180° . Tuttavia l'importante caso di solido che non può essere bagnato dall'acqua, con aria attorno, è impossibile da ottenere poiché con materiali comuni quali Teflon la goccia può ottenere angoli che sono dell'ordine di 120° - 130° .

1.1.3 L'ISTERESI DELL'ANGOLO DI CONTATTO

La bagnabilità di una superficie è in realtà un fenomeno molto più complesso che coinvolge superfici reali, quindi non ideali, le quali possono presentare sia una certa rugosità sia possono essere eterogenee. Anche se una superficie può sembrare perfettamente liscia ed omogenea ad occhio nudo in realtà non lo è poiché presenta delle disomogeneità a livello microscopico, inoltre, se esposta all'aria, può essere soggetta a sostanze contaminanti presenti nell'aria che si depositano sulla superficie. Tutto questo ha due importanti conseguenze sulla bagnabilità [12]: l'angolo di contatto viene influenzato dalla presenza delle imperfezioni sulla superficie e obbliga la linea di contatto della goccia ad aderire a queste imperfezioni e come risultato si ha che l'angolo di contatto non è unico ma può variare e si parla allora di isteresi dell'angolo di contatto. È bene notare, di contro, che la goccia su una superficie ideale assumerebbe solamente il valore dell'angolo di Young e non sarebbe presente alcuna isteresi.

Questo fenomeno può essere facilmente osservato con l'esperimento della goccia sessile: si prende un certo substrato e vi si deposita una goccia sopra e la si alimenta piano con una siringa (Figura 1.5). Quello che succede è che la goccia spazia tra diversi angoli di contatto fino a raggiungere un valore massimo, questo valore è detto angolo di avanzamento θ_a , mentre se si ritira la goccia fino ad un attimo prima che venga risucchiata dalla siringa, questa

assume un valore minimo di angolo di contatto che è detto angolo di recessione ϑ_r , l'isteresi, $\Delta\vartheta$, viene definita come la differenza tra questi due valori di angolo di contatto

$$\Delta\vartheta = \vartheta_a - \vartheta_r \quad (1.7)$$

Se l'angolo di contatto fosse unico, la lunghezza della linea di contatto sarebbe incrementata gradualmente, ma ciò non succede, essa rimane bloccata in diverse condizioni di equilibrio metastabile e si vede l'angolo di contatto aumentare.

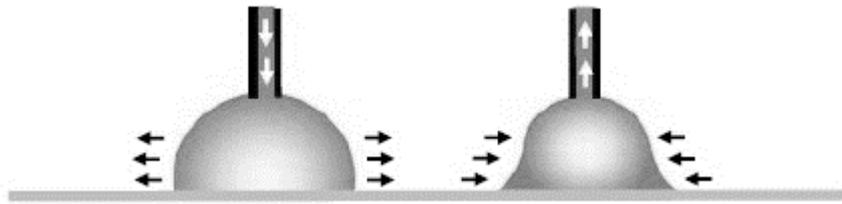


Figura 1.5 – Goccia sessile, facendola espandere si vede l'angolo di avanzamento, facendola ritirare invece l'angolo di recessione [8]

Sebbene sia possibile ottenere superfici con livello di rugosità controllato a scala molecolare, e ottenere valori di $\Delta\vartheta < 1^\circ$ è praticamente impossibile in generale eliminare del tutto l'isteresi [13] [14].

L'isteresi dell'angolo di contatto è una grandezza che può essere osservata anche quando si ha una goccia su una superficie e inclinandola si osserva che la goccia, soggetta alla forza di gravità si deforma [15]. Gli angoli che la goccia presenta sul retro e sul fronte di avanzamento un attimo prima di inclinare la superficie con un angolo tale (di tilt) da fare scivolare la goccia, sono gli stessi angoli di avanzamento e recessione che si osservano con l'esperimento della goccia sessile. La goccia rimane bloccata perché si genera un gradiente di pressione all'interfaccia che determina una forza capillare opposta alla componente parallela della forza di gravità (*Driving Force*) (Figura 1.6).

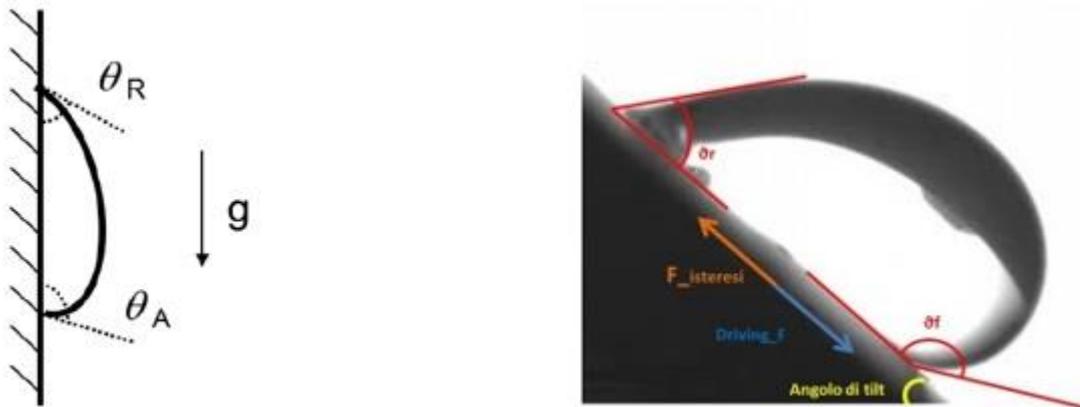


Figura 1.6 – Angolo di avanzamento e recessione della goccia su superficie inclinata ed effetto della forza capillare che si contrappone alla Driving Force [15]

La forza capillare F_c è inversamente proporzionale all'isteresi e se si assume che l'area di contatto solido/liquido è un cerchio si determina come [16]

$$F_c = w\sigma(\cos \vartheta_r - \cos \vartheta_a) \quad (1.8)$$

in cui w è la linea di contatto della goccia che poggia sulla superficie.

Si nota come questa sia più piccola al diminuire dell'isteresi e tanto è più piccola questa forza capillare, tanto più per la goccia sarà facile scivolare via dalla superficie.

Si aggiunge un altro punto chiave per la caratterizzazione di una superficie, infatti, una superficie superidrofobica, deve presentare dei valori di isteresi che siano inferiori ai 10° .

1.1.4 EFFETTO DELLA RUGOSITÀ

L'effetto della rugosità ha una notevole influenza sull'angolo di contatto della goccia e lo è soprattutto negli angoli di avanzamento e recessione. Se si suppone di avere una superficie vicino all'essere ideale, cioè che presenti una bassa isteresi, e prendendola con angolo di Young maggiore di 90° (idrofobica), si vede come, all'aumentare della rugosità ci sia dapprima un incremento dell'isteresi, che può raggiungere valori anche molto alti; poi per un certo valore di rugosità, questa si abbassa di molto [17] (Figura 1.7).

L'effetto della rugosità è stato studiato per la prima volta da Wenzel e da Cassie e Baxter i quali hanno proposto un modello per definire l'angolo di contatto di una goccia su una superficie rugosa (Wenzel) e eterogenea (Cassie Baxter).

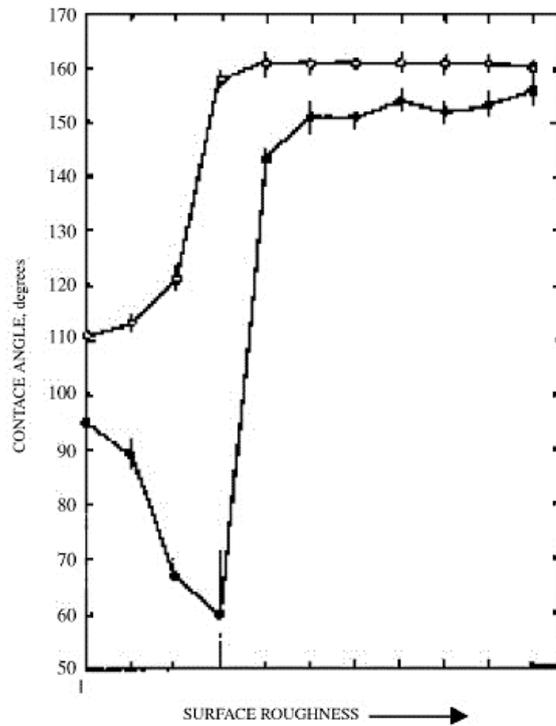


Figura 1.7 – Andamento dell'angolo di contatto di avanzamento (o) e recessione (●) al variare della rugosità superficiale [17]

1.1.4.1 IL MODELLO DI WENZEL

Il primo tentativo di capire l'effetto di una superficie rugosa sulla bagnabilità fu fatto da Wenzel (1936). Il parametro chiave è il fattore di rugosità r , definito come il rapporto tra l'area effettiva della superficie (tenendo in considerazione le asperità) e l'area corrispondente alla proiezione della superficie. È un numero adimensionale, maggiore di uno e tanto più alto quanto più è alta la rugosità. L'ipotesi di base è che il liquido segua le asperità della superficie quando viene depositato su di essa (Figura 1.8) e l'angolo di contatto apparente è quello che determina l'energia minima superficiale della goccia. Considerando uno spostamento dx della linea di contatto, la variazione di energia è [12]

$$dE = r(\gamma_{ls} - \gamma_{gs})dx + \gamma \cos \vartheta_W dx \quad (1.9)$$

nella condizione di minima energia si ottiene

$$\cos \vartheta_W = r \frac{\gamma_{gs} - \gamma_{ls}}{\gamma} \quad (1.10)$$

ovvero, dall'equazione (1.5)

$$\cos \vartheta_W = r \cos \vartheta \quad (1.11)$$

in cui ϑ è l'angolo di Young.

Se $r=1$, dall'equazione (1.11) si ottiene l'angolo di contatto di Young. Inoltre si vede che se una superficie è idrofobica ($\vartheta > 90^\circ$) l'effetto della rugosità è quello di incrementare l'angolo di contatto; mentre se è idrofilica ($\vartheta < 90^\circ$) si ha un abbassamento dell'angolo di contatto.

La spiegazione fisica data da Wenzel di questo fenomeno è che il liquido tende a diffondere di più su una superficie il cui substrato è rugoso ed idrofilico poiché le permette di avere un maggiore contatto solido/liquido, che è una situazione favorevole nel caso di una superficie idrofilica; mentre se la superficie è idrofobica e rugosa, il liquido dovrebbe sviluppare una maggiore area di contatto con il solido (situazione sfavorevole) se l'angolo di contatto fosse mantenuto costante.

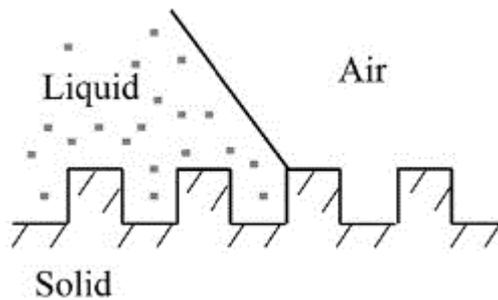


Figura 1.8 – Liquido a contatto con la superficie nel modello di Wenzel [14]

1.1.4.2 IL MODELLO DI CASSIE BAXTER

Si suppone di avere ora una superficie eterogenea, cioè che sotto la goccia ci sia un substrato costituito da n materiali di caratteristiche diverse e distribuito in modo casuale. Ogni materiale è caratterizzato dal proprio coefficiente di tensione superficiale $\gamma_{ls,i}$ e $\gamma_{gs,i}$ e dalla frazione solida φ_i tale che $\varphi_1 + \varphi_2 + \dots + \varphi_n = 1$. L'angolo di Cassie Baxter si esprime come [18]

$$\gamma \cos \vartheta_{CB} = \sum_{i=1}^n \varphi_i (\gamma_{gs,i} - \gamma_{ls,i}) \quad (1.12)$$

Nel caso più frequente di $n=2$

$$\gamma \cos \vartheta_{CB} = \varphi_1 (\gamma_{gs,1} - \gamma_{ls,1}) + (1 - \varphi_1) (\gamma_{gs,2} - \gamma_{ls,2}) \quad (1.13)$$

e infine, nel caso più comune in cui ci sia aria presente sotto la goccia (Figura 1.9), cioè nel caso in cui i materiali che compongono il substrato siano di fatto dati dalle asperità della superficie alternata a aria, allora $\gamma_{gs,2}=0$ e $\gamma_{ls,2}=0$ poiché si verifica $S \equiv V$. L'equazione (1.13) diventa

$$\gamma \cos \vartheta_{CB} = \varphi(\gamma_{gs} - \gamma_{ls}) - (1 - \varphi)\gamma \quad (1.14)$$

e quindi

$$\cos \vartheta_{CB} = \varphi(\cos \vartheta + 1) - 1 \quad (1.15)$$

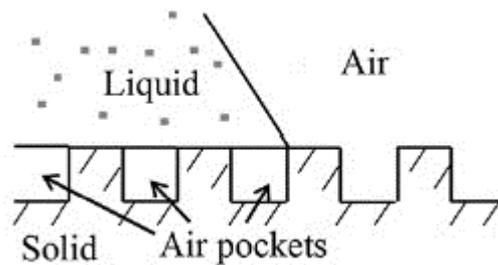


Figura 1.9 – Il liquido non riempie completamente gli spazi lasciati vuoti dalla superficie, ma sono invece presenti delle tasche d'aria (air pockets) [14]

In questo caso, a differenza del modello presentato da Wenzel, risulta che la goccia, anziché riempire completamente gli spazi della superficie tocca soltanto le 'punte' delle asperità, dato che ci sono dei punti in cui è presente dell'aria intrappolata. Questa situazione aumenta di molto l'idrofobicità dal momento che l'angolo di contatto tra aria e acqua è 180° , per cui questo tipo di superficie garantisce angoli di contatto che sono molto più vicini a quest'ultimo valore. Inoltre, in queste condizioni, l'isteresi è molto bassa, poiché il liquido difficilmente interagisce con la superficie.

NOMENCLATURA

A = area, m^2

b = lunghezza filo metallico, m

E = energia, J

x = spostamento, m

F = forza, N

l = lunghezza, m

r = rugosità della superficie, -

w = lunghezza della linea di contatto, m

LETTERE GRECHE

$\Delta\theta$ = isteresi dell'angolo di contatto, $^\circ$

φ = frazione solida, -

γ = tensione superficiale, $N\ m^{-1}$

θ_a = angolo di contatto di avanzamento, $^\circ$

θ_r = angolo di contatto di recessione, $^\circ$

PEDICI

ad = adesione

CB = Cassie Baxter

gs = gas – solido

lg = liquido – gas

ls = liquid – solido

ad = adesione

W = Wenzel

2 CONDENSAZIONE

La condensazione è il processo in cui si ha il passaggio dalla fase vapore alla fase liquida di una certa sostanza. Questo avviene quando il vapore raggiunge una temperatura che è al di sotto della sua temperatura di saturazione e può avvenire in diversi modi [19]:

- Condensazione a film: il vapore entra a contatto con una superficie la cui temperatura è inferiore della temperatura di saturazione del vapore e quindi condensa e si crea un film di liquido continuo sulla superficie;
- Condensazione a gocce: il vapore entra in contatto con una superficie alla temperatura inferiore di quella di saturazione ma in questo caso non si forma uno strato di liquido bensì delle gocce discrete;
- Condensazione omogenea: si forma del condensato nella fase vapore sottoforma di goccioline che rimangono ivi sospese;
- Condensazione a contatto diretto: il vapore condensa su un film di liquido al di sotto della temperatura di saturazione;
- Condensazione di vapori non miscibili in fase liquida.

Le prime due modalità enunciate sono quelle più studiate dato che, la prima in particolare è presente nella maggior parte dei condensatori industriali. Sono anche le due modalità che vengono analizzate in questo lavoro.

Quando il vapore condensa cede il suo calore latente e si ha trasporto di massa del vapore verso la superficie o l'interfaccia liquido-vapore. In questo modo si ottengono coefficienti di scambio termico che sono molto più alti rispetto al più classico esempio di scambio termico di un fluido monofase.

Il fenomeno della condensazione negli scambiatori industriali risulta piuttosto complesso e comprende effetti dovuti alla gravità, sforzi di taglio del vapore sulla superficie del condensato causati dalla velocità del vapore, differenze di temperature all'interfaccia dovute a condizioni di non equilibrio e il flusso di condensato e di vapore possono essere sia in regime laminare che turbolento. Inoltre spesso si possono trovare all'interno della fase vapore diverse specie molecolari (ad esempio i gas incondensabili), cioè non si è in

condizioni di vapore puro, questo può determinare delle differenze di temperatura tra il bulk del vapore e il vapore all'interfaccia con il liquido [20].

Nelle diverse modalità di condensazione, la resistenza allo scambio termico può essere concentrata nella fase vapore, nella fase liquida o all'interfaccia tra i due.

2.1 COEFFICIENTE DI SCAMBIO TERMICO INTERFACCIALE

Durante la condensazione, affinché avvenga il passaggio delle molecole dalla fase vapore a quella liquida è necessario che ci sia una condizione di non-equilibrio all'interfaccia liquido vapore e questa si manifesta con una differenza di temperatura tra la fase vapore e il condensato in prossimità dell'interfaccia, cioè il vapore ha una temperatura che è leggermente più alta del liquido per favorire la condizione per cui il numero delle molecole di vapore che rimangono intrappolate nel liquido sia maggiore di quelle che invece lasciano la fase liquida. Alla caduta di temperatura si associa un coefficiente di scambio termico, detto coefficiente di scambio termico interfacciale che è stato oggetto di studio per molti anni e ne sono state date diverse formulazioni.

Assumendo di avere vapore saturo e che ci si trovi in condizioni non molto distanti dall'equilibrio, ovvero la temperatura del vapore T_v non molto diversa dalla temperatura di saturazione T_s , il coefficiente di scambio interfacciale α_i risulta [21]

$$\alpha_i = \frac{\xi_o h_{lg}^2}{(v_{lg} T_s \sqrt{R_g T_s})} \quad (2.1)$$

in cui h_{lg} è il calore latente di vaporizzazione, v_{lg} la differenza tra il volume specifico del gas e del liquido, R_g la costante specifica del gas e ξ_o è una costante che dipende da un parametro, σ detto coefficiente di condensazione definito come la frazione delle molecole di vapore che rimangono nel liquido rispetto quelle totali incidenti. Il coefficiente α_i viene dato anche come

$$\alpha_i = \frac{2\sigma}{(2-\sigma)} \frac{h_{lg}^2}{(v_{lg} T_s \sqrt{2\pi R_g T_s})} \quad (2.2)$$

Il valore di σ in alcuni modelli viene considerato vicino all'unità (non ci sono molecole di vapore respinte dalla superficie del liquido e non c'è evaporazione) e recenti studi hanno confermato la validità di questa ipotesi avendo valori ξ_o di 0.7. [22]

Il valore assunto da α_i è inoltre molto alto, vanno da $0.383 \text{ MW m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ a $15.7 \text{ MW m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ per pressioni comprese tra 0.01 atm a 1 atm. Se si considera che nel caso della condensazione a film i coefficienti di scambio termico sono dell'ordine del $\text{kW m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ (poiché la maggiore

resistenza termica alla trasmissione del calore è concentrata quasi esclusivamente nel film di liquido che si crea) esso viene trascurato; è diversa la situazione nella condensazione a gocce in cui si hanno dei coefficienti di scambio termici più alti e in questo caso non è più possibile trascurarlo.

2.2 CONDENSAZIONE A FILM

Nella condensazione a film, il vapore che condensa sulla superficie forma un liquido che si raccoglie in un film continuo. Il calore deve essere pertanto trasferito dalla fase vapore alla superficie, passando per il film che determina una resistenza termica al passaggio del calore. Il primo a studiare la condensazione a film di un vapore puro saturo su una superficie verticale fu *Nusselt* [23] che ne ricavò una formulazione teorica che è ritenuta tuttora valida. Le ipotesi che stanno alla base del modello di *Nusselt* sono le seguenti:

- Il film di condensato si muove solo per effetto della gravità;
- Il vapore è saturo alla temperatura di saturazione T_s ;
- Il trasferimento di calore attraverso il film di condensato avviene solo per conduzione;
- Le proprietà del condensato non variano lungo il film;
- Il film di condensato si muove con moto laminare;
- Il vapore non esercita alcuno sforzo alla superficie liquida e quindi si considera a velocità nulla;
- La parete si trova alla temperatura isoterma T_w ;
- Non si considerano forze di inerzia nel liquido.

Si determina all'inizio l'entità dello spessore di condensato δ lungo la parete verticale in direzione z (Figura 2.1).

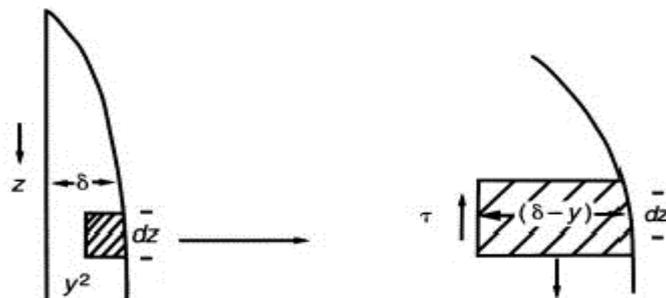


Figura 2.1 – Film di condensato di spessore δ lungo la parete in direzione z

Ad una distanza z dall'inizio del film di condensato, si può scrivere il bilancio di forze, per unità di profondità del film, che agiscono su un elemento dz . Considerando che le forze che agiscono sono lo sforzo di taglio τ viscoso e la forza di gravità, si ottiene

$$\tau dz = (\rho_l - \rho_v)g(\delta - y)dz \quad (2.3)$$

in cui ρ_l è la densità del liquido, ρ_v la densità del vapore, g l'accelerazione di gravità e y la coordinata nella direzione dello spessore del liquido.

Lo sforzo di taglio è correlato alla velocità del vapore dalla relazione

$$\tau = \mu_l \frac{du}{dy} \quad (2.4)$$

dove μ_l è la viscosità del liquido. Eguagliando le equazioni (2.3) e (2.4) si ottiene

$$\frac{du}{dy} = \frac{(\rho_l - \rho_v)g}{\mu_l} (\delta - y) \quad (2.5)$$

l'equazione (2.5) se integrata da

$$u = \frac{(\rho_l - \rho_v)g}{\mu_l} \left(\delta y - \frac{y^2}{2} \right) + c \quad (2.6)$$

dal momento che per $y=0$, $u=0$ per ipotesi iniziale allora $c=0$. La velocità media \bar{u} nel liquido di film è data da

$$\bar{u} = \frac{1}{\delta} \int_0^\delta u dy = \frac{(\rho_l - \rho_v)g}{\mu_l \delta} \int_0^\delta \left(\delta y - \frac{y^2}{2} \right) dy = \frac{(\rho_l - \rho_v)g \delta^2}{3\mu_l} \quad (2.7)$$

Definendo Γ la portata di condensato per unità di profondità del film di liquido,

$$\Gamma = \bar{u} \delta \rho_l = \frac{\rho_l (\rho_l - \rho_v) g \delta^3}{3\mu_l} \quad (2.8)$$

lo spessore di liquido δ è

$$\delta = \left(\frac{3\mu_l \Gamma}{\rho_l (\rho_l - \rho_v) g} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (2.9)$$

Definita \dot{m} la portata di condensato per unità di superficie si può scrivere lungo z

$$\frac{d\Gamma}{dz} = \dot{m}' = \frac{\dot{q}}{h_{lg}} = \frac{\rho_l (\rho_l - \rho_v) g \delta^2}{3\mu_l} \frac{d\delta}{dz} \quad (2.10)$$

quindi il valore del flusso termico locale scambiato è pari al flusso termico scambiato per conduzione attraverso lo spessore del film δ . Considerando che l'interfaccia liquido vapore si trova ad una temperatura T_s , allora si determina \dot{q} come

$$\dot{q} = \frac{(T_s - T_w)\lambda_l}{\delta} \quad (2.11)$$

Dalle equazioni (2.10) e (2.11) si ricava

$$\delta^3 \frac{d\delta}{dz} = \frac{\mu_l(T_s - T_w)\lambda_l}{\rho_l(\rho_l - \rho_v)gh_{lg}} \quad (2.12)$$

ora integrando con la condizione al contorno che per $z=0$, $\delta=0$

$$\delta^4 = \frac{4\mu_l(T_s - T_w)\lambda_l z}{\rho_l(\rho_l - \rho_v)gh_{lg}} \quad (2.13)$$

Il coefficiente di scambio termico di *Nusselt* locale per il film di liquido è definito come

$$\alpha_{NU} = \frac{\dot{q}}{(T_s - T_w)} \quad (2.14)$$

quindi dalle precedenti equazioni si ricava

$$\alpha_{NU} = \frac{\lambda_l}{\delta} = \left\{ \frac{\rho_l(\rho_l - \rho_v)gh_{lg}\lambda_l^3}{4\mu_l(T_s - T_w)z} \right\}^{\frac{1}{4}} \quad (2.15)$$

Se si considera un coefficiente di scambio termico medio valutato per tutta la lunghezza della parete L questo è calcolato come

$$\bar{\alpha}_{NU} = \frac{1}{L} \int_0^L \alpha_{NU} dz = \frac{4}{3} \left\{ \frac{\rho_l(\rho_l - \rho_v)gh_{lg}\lambda_l^3}{4\mu_l(T_s - T_w)L} \right\}^{\frac{1}{4}} = 0.943 \left\{ \frac{\rho_l(\rho_l - \rho_v)gh_{lg}\lambda_l^3}{4\mu_l(T_s - T_w)L} \right\}^{\frac{1}{4}} \quad (2.16)$$

Il valore di $\bar{\alpha}_{NU}$ così determinato può anche essere espresso in funzione della portata Γ ricordando che è uguale a

$$\Gamma = \frac{(T_s - T_w)\bar{\alpha}_{NU}L}{h_{lg}} \quad (2.17)$$

quindi

$$\bar{\alpha}_{NU} = \frac{4}{3} \left\{ \frac{\rho_l(\rho_l - \rho_v)gh_{lg}\lambda_l^3}{3\mu_l\Gamma} \right\}^{\frac{1}{3}} \quad (2.18)$$

Infine $\bar{\alpha}_{NU}$ può anche espressa in termini di numero di Reynolds. Se si definisce il numero di Reynolds per il film di liquido,

$$Re = \frac{D_H \Gamma}{\mu_l \delta} \quad (2.19)$$

in cui D_H è il diametro idraulico del film di liquido che si esprime come

$$D_H = \frac{4P\delta}{P} = 4\delta \quad (2.20)$$

quindi

$$\bar{\alpha}_{NU} = \left(\frac{\rho_l(\rho_l - \rho_v)g\lambda_l^3}{\mu_l^2} \right)^{\frac{1}{3}} Re^{-\frac{1}{3}} \quad (2.21)$$

Le equazioni (2.15) e (2.18) possono essere utilizzate a seconda che si conosca la portata di condensato o la differenza di temperatura.

Quello che emerge da quest'analisi teorica è che il coefficiente di scambio diminuisce all'aumentare di L e della differenza di temperatura (equazione (2.16)) perché aumenta la portata di condensato e quindi la resistenza termica alla conduzione.

Sebbene il coefficiente di scambio termico in condensazione calcolato da Nusselt fornisce dei valori in accordo con i dati sperimentali devono essere fatte delle precisazioni per tenere conto di alcuni effetti che vengono trascurati nella trattazione di Nusselt. Questi effetti sono:

- Il sottoraffreddamento e l'inerzia del film di liquido: dal momento che c'è un gradiente di temperatura il liquido vicino alla parete è sottoraffreddato e la temperatura del liquido che lascia la superficie è più bassa della temperatura di saturazione; inoltre si dovrebbe considerare il fatto che il vapore che condensa in prossimità del film di liquido dovrebbe essere accelerato dall'inerzia del liquido e questo fatto viene trascurato nel modello;
- Surriscaldamento del vapore: in molti casi il vapore può essere surriscaldato alla temperatura T_G e quindi deve essere portato alla temperatura di saturazione T_s . In genere l'effetto del surriscaldamento non è molto importante. L'andamento del profilo di temperatura è mostrato in Figura 2.2.
- Increspazioni sul film di liquido: si possono formare delle onde sul film di liquido che aumentano all'aumentare della distanza dalla superficie e si è visto che in questo modo si determinano coefficienti più alti del 5-10% di quelli predetti da Nusselt;
- Turbolenza: il moto del film di liquido può essere turbolento. La transizione da laminare a turbolento avviene per valori di numeri di Reynolds dell'ordine di 1600-1800;

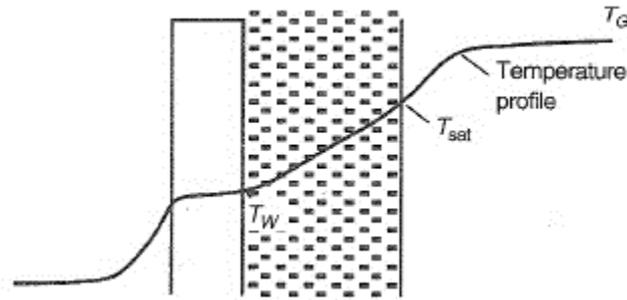


Figura 2.2 – Profilo di temperatura nel film di liquido

Il coefficiente di scambio termico in condensazione controllata da gravità si può calcolare come

$$\bar{\alpha}_{grav} = 1.15 \left[0.0206 \left(\frac{h_{lg} \mu_l}{\lambda_l (T_s - T_w)} \right)^{0.5} + 0.79 \right] \bar{\alpha}_{NU} \quad (2.22)$$

Il fattore 1.15 introdotto da Baher e Stephan [24] tiene conto dell'effetto delle onde che si formano sul film di liquido. Il termine tra parentesi quadre considera l'effetto dell'inerzia del liquido ed è stato introdotto da Depew e Risbig [25], si tiene infine conto del sottoraffreddamento del liquido calcolando le proprietà del film alla temperatura di Rose T_l [26] che è data da

$$T_l = 0.75T_w + 0.25T_s \quad (2.23)$$

Quando il vapore scorre alle alte velocità diventa significativo lo sforzo di taglio (*shear stress*) che si crea tra il vapore e il film di liquido e si parla quindi di condensazione controllata dal vapore (*shear controlled condensation*). Il coefficiente di scambio termico in condensazione α_{ss} in questa situazione può essere calcolato similmente a quanto fatto nel caso di quello di *Nusselt*.

Si considera la Figura 2.3: lo sforzo di taglio del vapore sul liquido è τ_i , lo sforzo della parete sul liquido è τ_o e δ è sempre lo spessore del film di liquido.

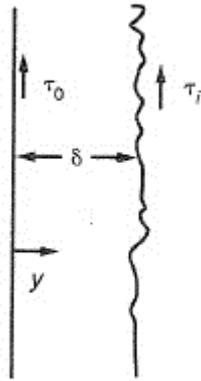


Figura 2.3 – Sforzo del vapore sul film di liquido di spessore δ

Nelle condizioni in cui τ_i domina su τ_o allora $\tau_i \approx \tau_o$ ed è possibile scrivere

$$\mu_l \frac{du}{dy} = \tau_i = \tau_o \quad (2.24)$$

in cui u è la velocità a una distanza y dal muro. Nelle condizioni in cui $u=0$ a $y=0$ e integrando l'equazione (2.24) si ha

$$u = \frac{\tau_o y}{\mu_l} \quad (2.25)$$

la velocità media del film di liquido è data da

$$\bar{u} = \frac{1}{\delta} \int_0^\delta u dy = \frac{\tau_o \delta}{2\mu_l} \quad (2.26)$$

la portata di film di liquido Γ per unità di larghezza è

$$\Gamma = \rho_l \bar{u} \delta = \frac{\rho_l \tau_o \delta^2}{2\mu_l} \quad (2.27)$$

e lo spessore del film di liquido δ quindi risulta

$$\delta = \sqrt{\frac{2\mu_l \Gamma}{\rho_l \tau_o}} \quad (2.28)$$

Il coefficiente di scambio termico α_{ss} è

$$\alpha_{ss} = \frac{\lambda_l}{\delta} = \sqrt{\frac{\rho_l \tau_o \lambda_l^2}{2\mu_l \Gamma}} \quad (2.29)$$

Se la densità del vapore è bassa il valore di τ_o può essere determinato da (Carpentern and Colburn, [27])

$$\tau_o = -\frac{D_H}{4} \left(\frac{dp}{dz} \right)_F \quad (2.30)$$

dove $\left(\frac{dp}{dz} \right)_F$ è il gradiente di pressione lungo il canale e si ricava dalla correlazione di Friedel [28] in cui si mette in relazione le perdite di carico monofase del liquido con quelle bifase tramite un moltiplicatore

$$\Phi_{LO}^2 = \frac{\left(\frac{dp}{dz} \right)_f}{\left(\frac{dp}{dz} \right)_{LO}} \quad (2.31)$$

il gradiente di pressione del liquido è definito come

$$\left(\frac{dp}{dz} \right)_{LO} = \frac{2f_{LO}M^2}{D_H \rho_l} \quad (2.32)$$

dove M è la portata specifica di liquido più vapore

Il moltiplicatore bifase è calcolato come

$$\Phi_{LO}^2 = E + \frac{3.24 F H}{F_r^{0.045} W_e^{0.035}} \quad (2.33)$$

in cui

$$E = (1 - x)^2 \frac{\rho_l f_{v0}}{\rho_v f_{LO}} \quad (2.34)$$

$$F = x^{0.78} (1 - x)^{0.224} \quad (2.35)$$

$$H = \left(\frac{\rho_l}{\rho_v} \right)^{0.91} \left(\frac{\mu_v}{\mu_l} \right)^{0.19} \left(1 - \frac{\mu_v}{\mu_l} \right)^{0.7} \quad (2.36)$$

$$F_r = \frac{M^2}{g D_H \rho_H^2} \quad (2.37)$$

$$W_e = \frac{M^2 D_H}{\gamma \rho_H} \quad (2.38)$$

$$\rho_H = \left(\frac{x}{\rho_v} + \frac{1-x}{\rho_l} \right)^{-1} \quad (2.39)$$

dove ρ_H è la densità omogenea, x è il titolo di vapore, γ è la tensione superficiale e f_{LO} e f_{v0} i coefficienti di attrito di solo liquido e solo vapore.

Nelle condizioni in cui ci siano velocità del vapore non troppo elevate e quindi l'effetto della gravità non risulta essere più trascurabile e il vapore fluisce nella stessa direzione del condensato si verifica che τ_i è minore di τ_o , come mostrato in Figura 2.4.

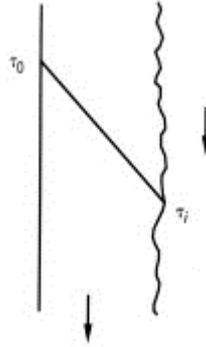


Figura 2.4 – effetto combinato di gravità e sforzo del vapore

Secondo il modello semplificato di Butterworth [29] il coefficiente di scambio termico complessivo si calcola combinando l'effetto della gravità e dello shear stress in questo modo

$$\bar{\alpha}_{th} = \sqrt{\bar{\alpha}_{ss}^2 + \bar{\alpha}_{grav}^2} \quad (2.40)$$

2.3 CONDENSAZIONE A GOCCE

Nella condensazione a gocce il vapore condensa su una superficie che ha una bassa bagnabilità pertanto il condensato non diffonde sulla superficie ma forma gocce distinte (Figura 2.5). È un modo di condensazione che permette di avere dei coefficienti di scambio che sono considerevolmente più elevati rispetto al caso della condensazione a film poiché non è presente lo strato di liquido che costituisce il motivo principale di resistenza allo scambio termico. Le performance di scambio termico nel caso della condensazione a gocce dipendono molto dalle caratteristiche della superficie, infatti la sfida consiste nell'effettuare dei trattamenti che la rendano il più possibile idrofobica, in modo da garantire che le gocce crescano e vengano rimosse nel più breve tempo possibile e così avere la più bassa resistenza al passaggio di calore dal vapore alla superficie. Generalmente negli scambiatori industriali si hanno superfici in metallo ad elevata bagnabilità e la condensazione avviene a film, quindi

per essere idrofobici devono essere rivestiti con layers che abbassino l'energia superficiale e in questo modo si possa promuovere la formazione della goccia. Il problema principale legato a ciò è che i rivestimenti, in genere di materiali polimerici o organici, non hanno buona durabilità in condizioni operative industriali (alta temperatura, usura dovuta all'effetto del vapore e abrasione) e quindi nel tempo la modalità di condensazione ritorna a film.

Di seguito verrà presentata la teoria che sta alla base del fenomeno della condensazione a gocce e si discuteranno i modelli che vengono adottati per studiarla.

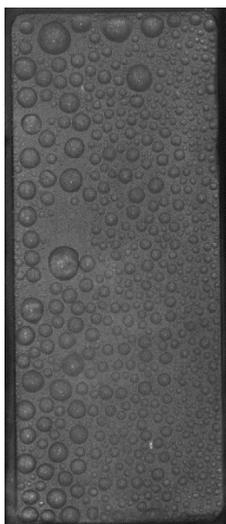


Figura 2.5 – Condensazione a gocce su campione in alluminio con rivestimento idrofobico

2.3.1 LA NUCLEAZIONE DELLA GOCCIA

Quando gli atomi di vapore caldo collidono con il substrato freddo (al di sotto della temperatura di saturazione) alcuni di questi creano dei legami alla superficie e diffondono su di essa e successivamente formano dei *clusters* (Figura 2.6) di atomi più stabili. A questo punto ci sono due teorie [30] per predire la formazione della goccia. Nella prima si suppone che i clusters che si sono formati crescendo si legano tra di loro e determinano un monostrato molecolare di condensato sul substrato, cioè si ipotizza che la condensazione avvenga inizialmente formando un sottilissimo film, poi, il film si rompe a causa dell'instabilità dell'interfaccia, dettata dalla idrofobicità della superficie, e si formano via via gocce tra loro distinte.

Nella seconda teoria invece si pensa alla nucleazione come un fenomeno eterogeneo, ovvero *clusters* stabili si posizionano in specifici luoghi di nucleazione sul substrato, cioè le cavità o piccole scanalature della superficie e la porzione di superficie tra le gocce rimane essenzialmente non bagnata. Le gocce si formano direttamente per condensazione del vapore nei luoghi che verificano le condizioni di minima energia superficiale.

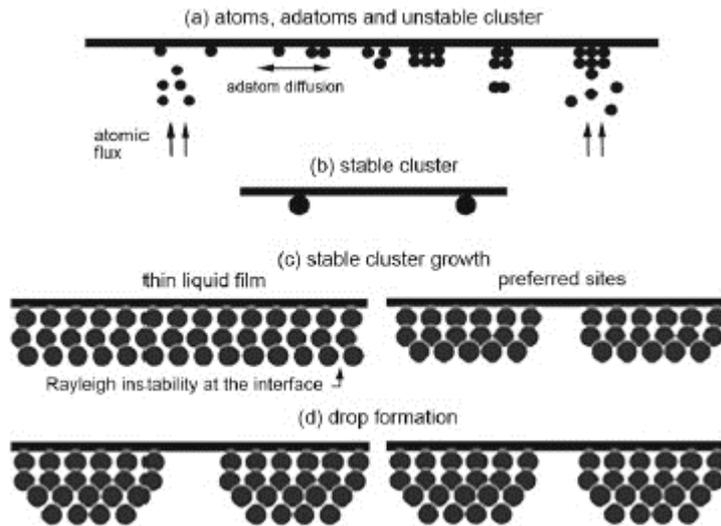


Figura 2.6 – La nucleazione della goccia secondo le due teorie, a sinistra (c) il film di liquido che si rompe per formare le gocce, a destra la nucleazione avviene direttamente per aggregazione di atomi in zone favorevoli [30]

In accordo con questa seconda teoria, il trasferimento di calore avviene solo attraverso le gocce e l'area lasciata libera è inattiva. La resistenza al passaggio del calore è dunque determinata solo dalla presenza delle gocce, la cui crescita avviene inizialmente per condensazione diretta e successivamente per unione con le gocce vicine.

Molti risultati sperimentali supportano il secondo meccanismo a discapito del primo.

Il raggio minimo di nucleazione della goccia, determinata termodinamicamente [21], è dell'ordine di grandezza di nanometri ed è dato da

$$r_{min} = \frac{2\gamma v_l T_s}{h_{lg}(T_s - T_w)} \quad (2.41)$$

La densità di nucleazione N sulla superficie, ovvero il numero di gocce che si formano per unità di superficie, è un parametro che è difficile da misurare sperimentalmente data la grandezza delle gocce stesse che si formano all'inizio, e ed è influenzato dalle proprietà del fluido, del substrato e dall'entità del sottoraffreddamento. È un parametro che risulta inoltre difficile determinare anche da un punto di vista teorico. Leach *et al* (2006) [31] riportano

valori dell'ordine di 10^6 cm^{-2} per differenze di temperature di 50 100 °C. Precedentemente, Rose [32] ha dato un'espressione per ricavare la densità di nucleazione

$$N_s = \frac{0.037}{r_{min}^2} \quad (2.42)$$

Quest'ultima può essere considerata un'approssimazione accettabile per superfici lisce, ma in generale la densità di nucleazione è influenzata dalla rugosità e eterogeneità della superficie, e quindi un'espressione modificata per una superficie che ha un substrato non omogeneo è [33]

$$N_{rh} = rhN_s \quad (2.43)$$

in cui rh è il grado di rugosità della superficie.

2.3.2 MODELLO DI SCAMBIO TERMICO SU SUPERFICI LISCE

Per determinare il flusso termico scambiato durante la condensazione a gocce, si determina il calore che viene scambiato da una singola goccia che si forma sulla superficie, a partire dal momento della nucleazione fino a quando viene rimossa, e il numero di gocce totali, così facendo si può determinare il flusso termico complessivo.

2.3.2.1 FLUSSO TERMICO SCAMBIATO DALLA SINGOLA GOCCIA

Nel modello proposto da *Kim e Kim* [16] si considera una superficie liscia, rivestita con un layer idrofobico di spessore s che fa assumere alla goccia un angolo di contatto θ costante (Figura 2.7).

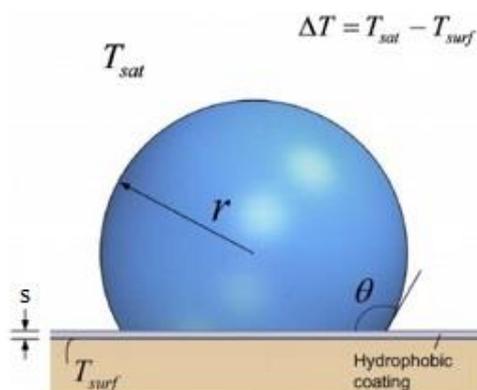


Figura 2.7 – Goccia di raggio r su una superficie idrofobica a una temperatura di saturazione T_{sat} , il layer idrofobico di spessore s , e l'angolo di contatto θ [16]

Conoscendo la temperatura di saturazione e la temperatura della superficie è possibile determinare il flusso termico attraverso la goccia considerando le resistenze termiche che il calore incontra nel passare dal vapore alla superficie e a queste si associa una caduta di temperatura ΔT .

La resistenza all'interfaccia vapore liquido è la responsabile del primo salto di temperatura ΔT_i tra il vapore e la superficie della goccia. Dipende strettamente dal coefficiente di scambio termico interfacciale α_i che è stato discusso precedentemente (2.1), infatti nel caso della condensazione a gocce come già anticipato, non può essere trascurato. Allora indicando con q_d il flusso termico si ricava ΔT_i

$$\Delta T_i = \frac{q_d}{\alpha_i 2\pi r^2 (1 - \cos \vartheta)} \quad (2.44)$$

Questa è fortemente influenzata dalla pressione del vapore, dato che α_i stesso aumenta di molto all'aumentare di essa.

Si determina ora la caduta di temperatura attraverso la goccia. Per analizzare la conduzione di calore si considera, con riferimento alla Figura 2.8, che il calore passi attraverso superfici isoterme con angolo Φ e $\Phi + d\Phi$, di cui si determina l'area A_s e la distanza tra queste superfici. Integrando rispetto all'angolo Φ da 0 a ϑ si dimostra [16] che la caduta di temperatura ΔT_{drop} associata alla goccia si determina come

$$\Delta T_{drop} = \frac{q_d \vartheta}{2K_w \pi D} \quad (2.45)$$

in cui $D = 2r \sin \vartheta$ e K_w è la conduttività termica dell'acqua, allora l'equazione (2.45) si può riscrivere

$$\Delta T_{drop} = \frac{q_d \vartheta}{4K_w \pi r \sin \vartheta} \quad (2.46)$$

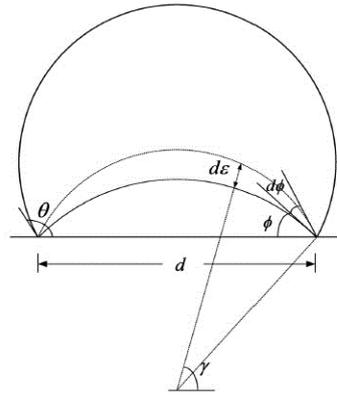


Figura 2.8 – Il flusso termico scambiato dalla singola goccia attraverso superfici isoterme $d\Phi$ [16]

Per quanto riguarda invece la resistenza termica presentata dal materiale di rivestimento in contatto con la goccia, si associa ad esso una differenza di temperatura che è data da

$$\Delta T_{coat} = \frac{q_d s}{K_{coat} \pi r^2 \sin^2 \vartheta} \quad (2.47)$$

dove K_{coat} è la conduttività termica del rivestimento.

Infine, dalla letteratura [32] si trova che la temperatura ΔT_c associata alla curvatura della goccia è data da

$$\Delta T_c = \frac{2T_s \gamma}{h_{lg} r \rho_l} \quad (2.48)$$

Dal momento che il sottoraffreddamento determina il minimo valore del raggio dall'equazione (2.41) l'equazione (2.48) può essere ridotta a

$$\Delta T_c = \frac{r_{min}}{r} \Delta T \quad (2.49)$$

Se si sommano tutte le cadute di temperatura si ottiene il valore del flusso termico totale, quindi (2.50)

$$\Delta T = \Delta T_{coat} + \Delta T_c + \Delta T_{drop} + \Delta T_i = q_d \frac{1}{\pi r^2} \frac{1}{1 - \frac{r_{min}}{r}} \left(\frac{s}{K_{coat} \sin^2 \vartheta} + \frac{r \vartheta}{4K_w \sin \vartheta} + \frac{1}{2\alpha_i(1 - \cos \vartheta)} \right)$$

Si può alla fine scrivere che

$$q_d = \frac{\Delta T \pi r^2 \left(1 - \frac{r_{min}}{r}\right)}{\left(\frac{s}{K_{coat} \sin^2 \vartheta} + \frac{r \vartheta}{4K_w \sin \vartheta} + \frac{1}{2\alpha_i(1 - \cos \vartheta)}\right)} \quad (2.51)$$

Da quest'ultima espressione, si nota come il flusso termico scambiato dalla goccia sia influenzato dalle proprietà morfologiche della goccia stessa, cioè angolo di contatto e raggio. In Figura 2.9 si vede come all'aumentare del raggio della goccia il calore scambiato aumenta

poiché la goccia ha una maggiore area di contatto solido-liquido. All'aumentare dell'angolo di contatto invece e per raggio mantenuto costante, il calore diminuisce in quanto, anche se si sviluppa una maggiore interfaccia liquido vapore, (terzo termine nell'equazione (2.51)) cresce la resistenza totale indotta dalla goccia e si riduce l'area di contatto tra la goccia e la superficie.

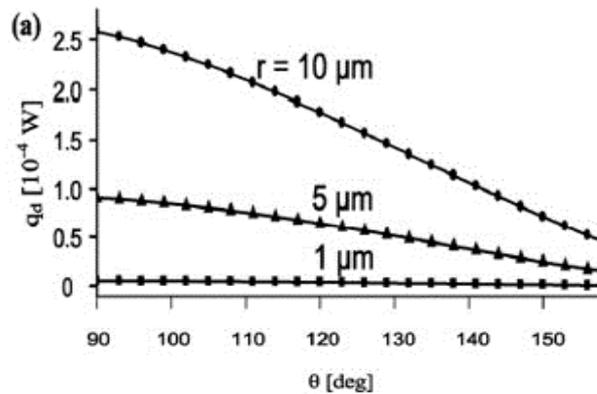


Figura 2.9 – Calore scambiato dalla singola goccia, dipende dall'angolo di contatto e dal raggio della goccia [16]

2.3.2.2 DISTRIBUZIONE DELLA POPOLAZIONE DELLE GOCCE

Il processo secondo cui una goccia cresce e viene rimossa viene spiegato in questo modo [34]: dopo la nucleazione, la crescita della goccia avviene prima per condensazione diretta di vapore che vi si deposita sopra, e in seguito, quando la goccia ha raggiunto una certa dimensione e le distanze con le gocce vicine diminuiscono, si fonde con altre gocce (coalescenza) e questo diventa il processo di crescita dominante. Quando la goccia raggiunge una dimensione tale per cui la forza di gravità e le altre forze che agiscono su di essa sono maggiori della forza capillare, la goccia viene rimossa dalla superficie e mentre scende trascina via altre gocce che trova sul suo percorso. In questo modo si permette che la superficie si 'pulisca' e si crea la situazione per la nucleazione di nuove gocce. Per quanto appena detto, è chiaro che sulla superficie si avrà un ampio range di dimensioni che la goccia può assumere.

Per determinare la distribuzione del numero di gocce che hanno un certo raggio, si fa l'ipotesi che l'angolo di contatto sia costante durante il processo di crescita.

Il modello prevede che dato un intervallo di dimensione della goccia che va da r_1 a r_2 , in condizioni di stazionarietà, il numero delle gocce che entra in questo range deve essere uguale a quello che ne esce. Si considera un tasso di crescita della goccia nel tempo che è dato da

$$G = \frac{dr}{dt} \quad (2.52)$$

Siano G_1 e G_2 i tassi di crescita delle gocce con raggio r_1 e r_2 . La densità di popolazione delle gocce $n(r)$, è definita come il numero di gocce di un certo raggio r per unità di area e unità di raggio della goccia. Allora con n_1 e n_2 si denotano le densità di popolazione delle gocce con raggio r_1 e r_2 . Quindi il numero di gocce che entra nel range per un incremento infinitesimo di tempo dt , considerando un' area A , è dato da

$$An_1G_1dt \quad (2.52)$$

mentre quelle che assumono un valore del raggio maggiore di r_2 , per effetto della crescita, è dato da

$$An_2G_2dt \quad (2.53)$$

Da sommare all'effetto della crescita della goccia che permette di farle assumere un valore di raggio che la faccia uscire da questo intervallo, si deve anche contare l'effetto delle gocce più grandi che spazzano via (*sweeping*) quelle più piccole. Il numero di gocce che vengono trascinate via è dato da

$$Sn_{1-2}\Delta_r dt \quad (2.54)$$

Dove S rappresenta il tasso di *sweeping*, n_{1-2} è la densità di popolazione media nell'intervallo r_1-r_2 e Δ_r è $r_2 - r_1$.

Al fine di garantire la conservazione del numero delle gocce in questo intervallo, il numero di gocce che entrano per effetto della crescita, deve essere uguale a quelle che escono per effetto sia della crescita che dell'essere trascinate via da altre gocce, si deve avere

$$An_1G_1dt = An_2G_2dt + Sn_{1-2}\Delta_r dt \quad (2.55)$$

Facendo tendere Δ_r a zero, n_{1-2} diventa un unico valore e si può scrivere l'equazione differenziale

$$\frac{d}{dr}(Gn) + \frac{n}{r} = 0 \quad (2.56)$$

dove χ è lo *sweeping period* $\chi=A/S$.

Il tasso di trasferimento di calore attraverso una goccia di raggio r eguaglia quello per il quale viene trasferito calore latente di condensazione, pertanto il calore può essere scritto in funzione del tasso di crescita della goccia, ovvero

$$q_d = \rho h_{lg} 2\pi r^2 (1 - \cos \vartheta) G \quad (2.57)$$

Sostituendo l'equazione (2.57) nella (2.51) si ottiene G

$$G = \frac{\Delta T}{2\rho h_{lg}} \frac{(1 - \frac{r_{min}}{r})}{\left(\frac{s}{K_{coat} \sin^2 \vartheta} + \frac{r\vartheta}{4K_w \sin \vartheta} + \frac{1}{2\alpha_i(1 - \cos \vartheta)} \right)} = A_1 \frac{1 - \frac{r_{min}}{r}}{A_2 r + A_3} \quad (2.58)$$

dove

$$A_1 = \frac{\Delta T}{2\rho h_{lg}} \quad (2.59)$$

$$A_2 = \frac{\vartheta(1 - \cos \vartheta)}{4K_w \sin \vartheta} \quad (2.60)$$

$$A_3 = \frac{1}{2\alpha_i} + \frac{s(1 - \cos \vartheta)}{K_{coat} \sin^2 \vartheta} \quad (2.61)$$

Poiché l'equazione (2.56) è funzione di r si può integrare rispetto a r e si ottiene

$$\int_{(Gn)_{min}}^{(Gn)} \frac{d(Gn)}{Gn} = \int_{r_{min}}^r - \frac{dr}{G\chi} \quad (2.62)$$

risolvendo l'integrale,

$$n(r) = \frac{(Gn)_{min}}{G} \exp \left(\frac{A_2}{A_1 \chi} \left[\frac{(r - r_{min}^2)}{2} + 2r_{min}(r - r_{min}) + r_{min}^2 \ln(r - r_{min}) \right] + \frac{A_3}{A_1 \chi} [(r - r_{min}) + r_{min}] \right) \quad (2.63)$$

L'equazione appena trovata fornisce la distribuzione delle gocce nel caso di piccole gocce che crescono principalmente per condensazione diretta. Per gocce più grandi che crescono principalmente per effetto della coalescenza [22] la distribuzione è stata determinata da Le Fevre e Rose [35],

$$N(r) = \frac{1}{3\pi r^2 r_{max}} \left(\frac{r}{r_{max}} \right)^{-\frac{2}{3}} \quad (2.64)$$

in cui il raggio massimo (r_{max}) è il raggio che ha la goccia quando si muove dalla superficie e viene stimato uguagliando la forza capillare e la sola forza di gravità che agisce sulla goccia. La forza di gravità è data da

$$F_g = \frac{2-3 \cos \vartheta + \cos^2 \vartheta}{3} r^3 \pi \rho_l g \quad (2.65)$$

la forza capillare è

$$F_c = 2\gamma r_{max} \sin \vartheta (\cos \vartheta_r - \cos \vartheta_a) \quad (2.66)$$

in cui ϑ_a e ϑ_r sono angoli di avanzamento e recessione.

Uguagliando la (2.65) e la (2.66) si ottiene il raggio massimo

$$r_{max} = \left(\frac{6(\cos \vartheta_r - \cos \vartheta_a) \sin \vartheta}{\pi(2-3 \cos \vartheta + \cos^2 \vartheta)} \frac{\gamma}{\rho_l g} \right) \quad (2.67)$$

Si definisce ora r_e come il raggio che ha a la goccia prima di fondersi con quelle vicine, cioè il raggio limite tra le gocce di dimensioni ridotte $n(r)$ e quelle di dimensioni maggiori $N(r)$.

$$r_e = (4N_s)^{-\frac{1}{2}} \quad (2.68)$$

Poiché deve essere soddisfatta la continuità nelle condizioni al contorno, quando $r=r_e$, $n(r)=N(r)$, così si determina l'incognita $(G_n)_{min}$ ed si ricava l'espressione finale di $n(r)$

$$n(r) = \frac{1}{3\pi r^2 r_{max}} \left(\frac{r}{r_{max}} \right)^{-\frac{2}{3}} \frac{r(r_e - r_{min})}{r - r_{min}} \frac{A_2 r + A_3}{A_2 r_e + A_3} \exp(B_1 + B_2) \quad (2.69)$$

in cui

$$B_1 = \frac{A_2}{A_1 \chi} \left[\frac{r_e^2 - r^2}{2} + r_{min}(r_e - r) - r_{min}^2 \ln \left(\frac{r - r_{min}}{r_e - r_{min}} \right) \right] \quad (2.70)$$

$$B_2 = \frac{A_3}{A_1 \chi} \left[(r_e - r) - r_{min} \ln \left(\frac{r - r_{min}}{r_e - r_{min}} \right) \right] \quad (2.71)$$

La seconda incognita, χ , si può esprimere come funzione di r_e prendendo la seconda condizione al contorno, $d(\ln(n(r)))/d(\ln r) = d(\ln(N(r)))/d(\ln r) = -8/3$

$$\chi = \frac{3r_e^2 (A_2 r_e + A_3)^2}{A_1 (11A_2 r_e^2 - 14A_2 r_e r_{min} + 8A_3 r_e - 11A_3 r_{min})} \quad (2.72)$$

L'andamento della distribuzione della dimensione della goccia in funzione del raggio si può osservare in Figura 2.10

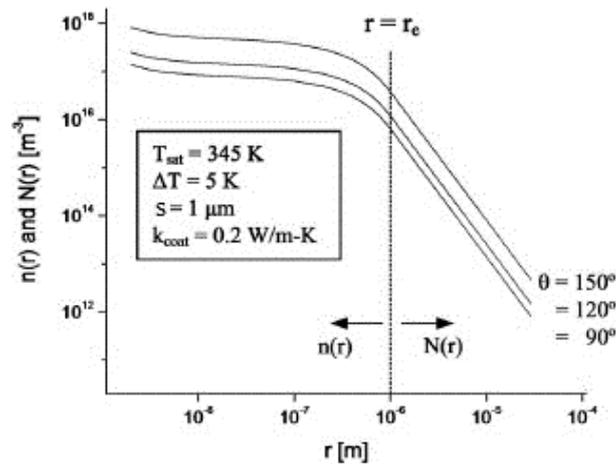


Figura 2.10 – Andamento della densità di popolazione delle gocce sulla superficie al variare della dimensione del raggio [16]

Fissate le condizioni di temperatura di saturazione, ΔT , lo spessore s del rivestimento e la sua conduttività termica, si nota che la densità di popolazione è più alta per i valori di raggio più basso, ovvero il numero di gocce per unità di superficie che hanno raggi più bassi è più alto, e si vede come invece all'aumentare del raggio il numero diminuisce in virtù del fatto che le gocce più grandi sono soggette a coalescenza e in più si deve considerare anche l'effetto dello *sweeping*. Inoltre anche l'angolo di contatto e soprattutto l'isteresi hanno una loro influenza, infatti quando l'angolo cresce l'isteresi si abbassa, la forza che tiene vincolata la goccia alla superficie diventa più debole e quindi si hanno raggi massimi di distacco più piccoli e questo si traduce come maggiore area disponibile per la formazione di gocce pertanto si verifica un incremento della densità di popolazione. Il raggio per il quale la densità di popolazione della goccia cala repentinamente è quello di coalescenza per il quale le gocce iniziano ad unirsi.

2.3.2.3 FLUSSO TERMICO TOTALE

Una volta che si è determinato il flusso termico che passa attraverso la singola goccia e la densità di popolazione, per determinare il flusso termico totale per unità di superficie ($kW m^{-2} K^{-1}$) totale si deve integrare dal raggio minimo assunto dalla goccia fino a quello massimo, ovvero

$$Q = \int_{r_{min}}^{r_e} q_d(r)n(r) + \int_{r_e}^{r_{max}} q_d(r)N(r) \quad (2.73)$$

Il valore di Q è influenzato dalle condizioni operative, principalmente l'entità del sottoraffreddamento ΔT e la pressione di saturazione e dalle caratteristiche morfologiche della goccia (angolo di contatto e isteresi) nonché dal valore della densità di nucleazione. Nello studio fatto da Liu e Cheng [36] [37], (Liu) viene proposto l'andamento del flusso termico complessivo Q al variare del ΔT e in funzione dell'angolo di contatto, e si mette anche in evidenza l'influenza dell'angolo di contatto (Figura 2.11).

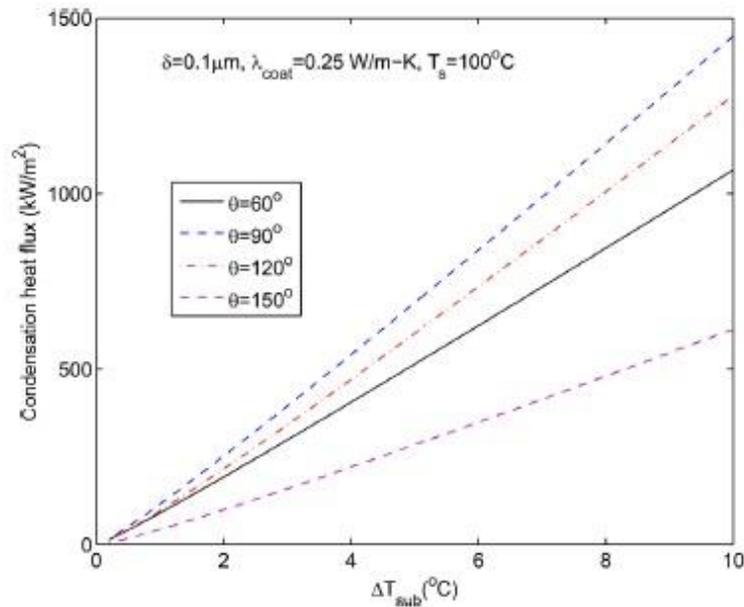


Figura 2.11 – Andamento del flusso termico totale al variare del differenza di temperatura tra quella di saturazione del vapore e quella della superficie. [37]

Si nota come il flusso termico, fissati lo spessore e la conduttività del layer idrofobico e la temperatura di saturazione aumenta all'aumentare del ΔT , e si vede come l'angolo di contatto presenti un ottimo intorno ai 90° .

L'entità dello scambio termico non dipende solo dall'angolo di contatto ma anche dall'isteresi, infatti a basse isteresi viene favorito il distacco della goccia dalla superficie più facilmente e l'effetto viene mostrato in Figura 2.12.

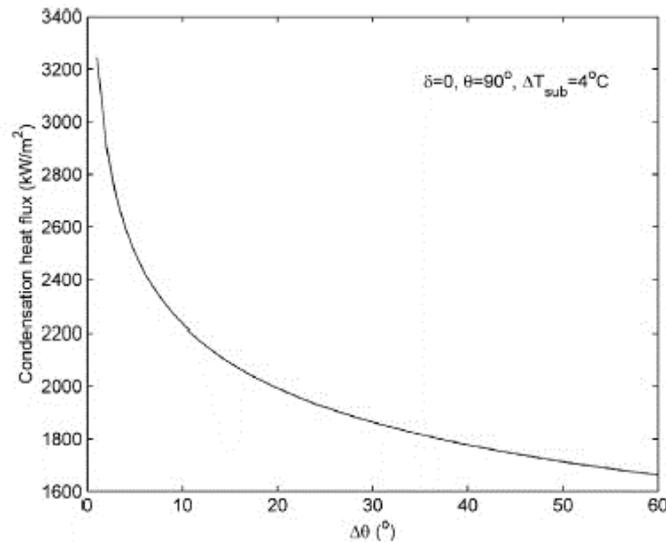


Figura 2.12 – influenza dell'isteresi sul flusso termico scambiato complessivamente dalla goccia [37]

La conduttività termica e lo spessore del layer incidono sullo scambio termico, all'aumentare dello spessore e al diminuire della conduttività termica infatti si riduce il flusso termico totale.

2.3.3 MODELLO DI SCAMBIO TERMICO SU SUPERFICI NANOSTRUTTURATE

Le superficie nanostrutturate hanno una grande influenza sull'idrofobicità di una superficie che conferiscono angoli di contatto molto elevati. Milijkovic, Enright e Wang [34] hanno sviluppato un modello per la condensazione su superfici nanostrutturate che tiene in considerazione le diverse morfologie che la goccia può assumere in relazione a parametri come la rugosità e si valuta come questa influisca nello scambio termico.

Il tipo di superficie studiata è costituita da delle nanocolonne equispaziate tra loro su cui la goccia può assumere tre diverse morfologie *W*, *PW* e *S*. (Figura 2.13)

Nel caso di morfologia *W* (*wetting*) la goccia è assunta riempire completamente gli spazi tra le colonne, *PW* (*partial wetting*) la goccia bagna parzialmente la superficie e *S* (*suspended*) la goccia rimane sospesa sulle colonne.

L'angolo di contatto che la goccia può assumere in questi casi viene descritto dai modelli di Wenzel e Cassie Baxter (Capitolo 1).

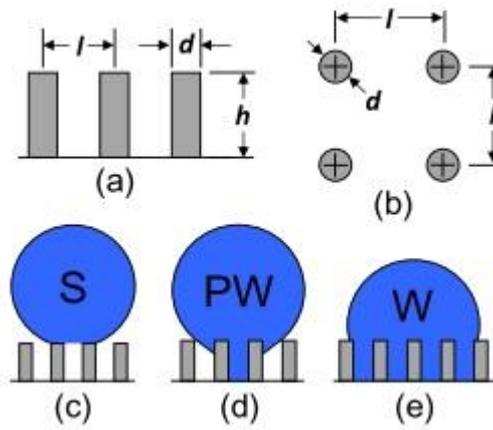


Figura 2.13 – Diverse morfologie che la goccia può assumere su una superficie nanostrutturata, S, PW, W [34]

Il comportamento dell'angolo di contatto viene stimato nel seguente modo, considerando che esso vari al variare del raggio di curvatura assunto dalla goccia:

$$\vartheta_a \quad \text{se } R \leq l$$

$$\vartheta_{PW}(r) = \frac{\pi}{2} + \frac{(\vartheta_a^{CB} - \frac{\pi}{2})}{(R_{max} - l)}(R - l) \quad \text{se } l < R < R_{max} \quad (2.74)$$

$$\vartheta_a^{CB} \quad \text{se } R > R_{max}$$

$$\vartheta_W(r) = \vartheta_a \quad \text{se } R \leq l \quad (2.75)$$

$$\vartheta_a^W \quad \text{se } R > l$$

$$\vartheta_S(r) = \vartheta_a^{CB} \quad (2.76)$$

In cui l è la distanza tra le singole colonne, e $\cos \vartheta_a^{CB} = \varphi(\cos \vartheta_a + 1) - 1$, $R_{max} = l/(\sin(\pi - \vartheta_a^{CB}))$ e $\vartheta_a^W = r \cos \vartheta_a$ e r è la rugosità definita come $r = 1 + \pi dh/l^2$ e φ la frazione solida $\varphi = \frac{\pi d^2}{4l^2}$ dove h è l'altezza delle colonne e d il diametro.

Il modello di scambio termico totale è simile a quello discusso precedentemente, con la differenza che la goccia incontra delle resistenze termiche aggiuntive date dalla presenza delle nanocolonne e inoltre si deve considerare la variazione dell'angolo di contatto al variare della dimensione della goccia, per le diverse morfologie.

In Figura 2.14 viene schematizzata la modalità di trasferimento del calore dal vapore alla superficie per una goccia di tipo W , e si mettono in evidenza le resistenze termiche incontrate dalla goccia:

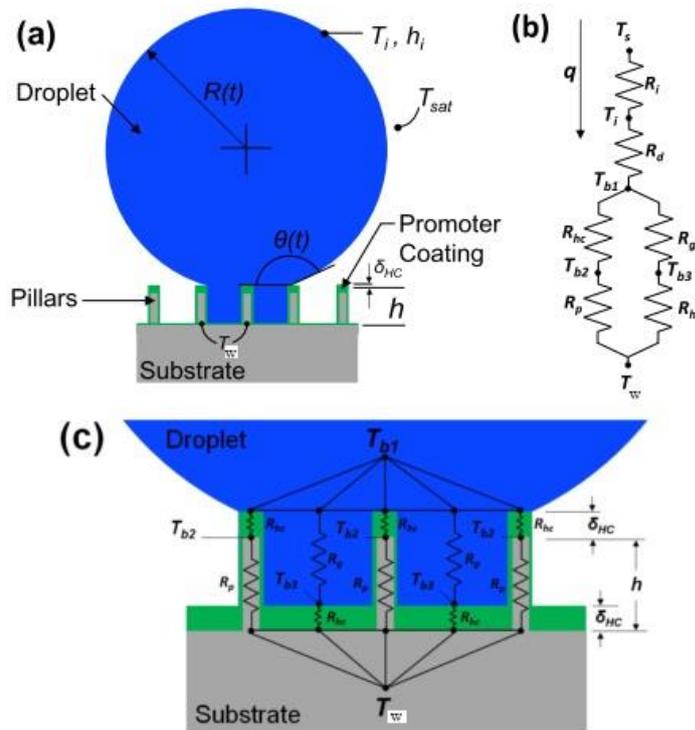


Figura 2.14 – Modello di scambio termico attraverso una singola goccia (W) nel caso di superficie nanostrutturata. Sono messe in evidenza le resistenze al passaggio di calore [34]

Il flusso termico q_d risulta essere uguale a

$$q_d(r, \vartheta) = \frac{\Delta T \pi r^2 \left(1 - \frac{r_{min}}{r}\right)}{\left(\frac{r\vartheta}{4k_W \sin \vartheta} + \frac{1}{2h_i(1-\cos \vartheta)} + \frac{1}{K_{coat} \sin^2 \vartheta} \left[sK_p\varphi + hK_{coat} + \frac{K_W(1-\varphi)}{sK_W + hK_{coat}} \right]^{-1} \right)} \quad (2.78)$$

Rispetto alla relazione (2.51) si aggiungono a denominatore i due termini tra parentesi quadrate che rappresentano le resistenze termiche date dalle colonne più quella rappresentata dall'acqua tra le colonne. Nel caso in cui la goccia sia di tipo S allora si ha K_w del termine

tra parentesi quadre uguale a zero perché non è presente il ponte di liquido tra due colonne contigue.

La teoria della distribuzione della goccia rimane valida e si ha, per la goccia di tipo W la stessa formulazione per $n(r)$ data dalla (2.63), con la differenza che cambiano i valori di A_1 , A_2 e A_3

$$A_1 = \frac{\Delta T}{h_{lg}\rho_l(1-\cos\vartheta)^2(2+\cos\vartheta)} \quad (2.79)$$

$$A_2 = \frac{\vartheta}{4K_w \sin\vartheta} \quad (2.80)$$

$$A_3 = \frac{1}{2\alpha_i(1-\cos\vartheta)} + \frac{1}{K_{coat} \sin^2\vartheta} \left[\frac{K_p\varphi}{sK_p+hK_{coat}} + \frac{K_w(1-\varphi)}{sK_w+hK_{coat}} \right]^{-1} \quad (2.81)$$

Nel caso in cui si abbiano morfologie di tipo S o PW si determinano i valori di $n_s(r)$ e $n_{pw}(r)$, e il flusso termico considerando che nel caso PW c'è una dipendenza di ϑ dal raggio. Inoltre si deve sottolineare che nel caso di morfologie di tipo S e PW le gocce una volta che si uniscono sulla superficie, possono saltare (*jumping droplets*) per effetto del rilascio dell'energia che possiedono indipendentemente dalla gravità e questo diventa il meccanismo principale di rimozione dalla superficie. Tuttavia se la frazione solida è troppo elevata questo non succede a causa dell'elevata adesione alla superficie. La stessa cosa può avvenire per le gocce di morfologia tipo PW .

Il calore complessivo scambiato per unità di superficie si calcola ancora una volta integrando dal valore di raggio minimo al raggio massimo, utilizzando per ogni diversa morfologia la rispettiva distribuzione e flusso termico per la singola goccia.

Alcuni dei risultati ottenuti sono riportati in Figura 2.15.

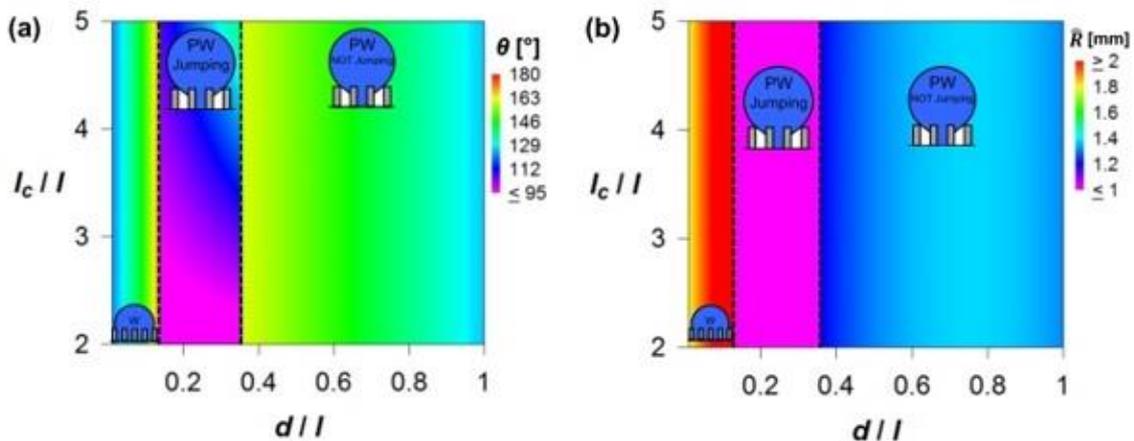


Figura 2.15 – Influenza della geometria della superficie su ϑ a) e il raggio massimo b) [34]

In a) è messo in risalto l'effetto delle caratteristiche della superficie che possano favorire una certa morfologia della goccia e si vede come al variare dei parametri geometrici delle colonne che costituiscono la superficie via sia la presenza di gocce tipo *W* o *PW jumping* o *not jumping*. In b) invece si evidenzia come varia il valore assunto dal raggio massimo nelle diverse condizioni. Con l_c si intende la distanza tra le singole gocce, pari al doppio del raggio assunto dalla singola goccia.

In Figura 2.16 si indica come la geometria incide sul flusso termico scambiato.

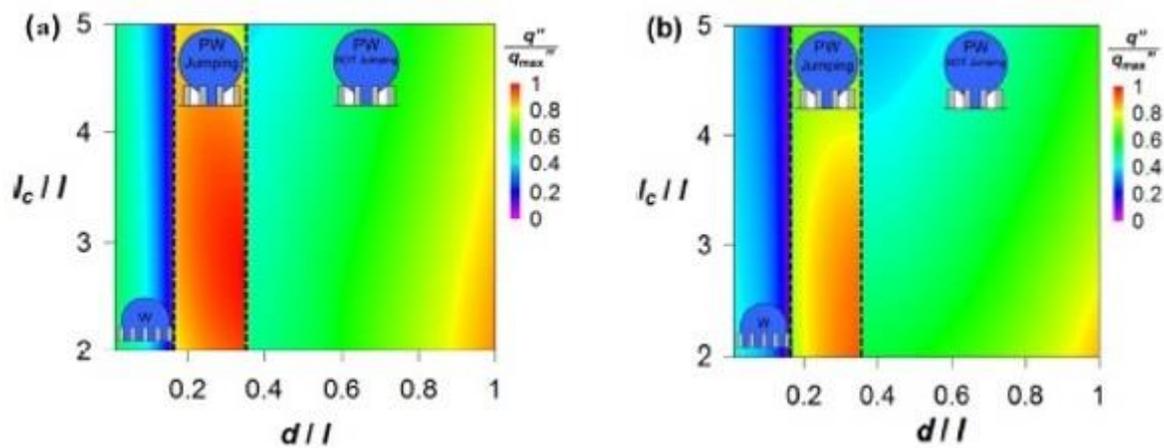


Figura 2.16 – Influenza della geometria sul flusso termico scambiato per $h=2\mu\text{m}$ a) e $h=1\mu\text{m}$ b) [34]

NOMENCLATURA

A = area, m^2

D = diametro goccia, m

d = diametro nanocolonne, m

D_H = diametro idraulico, m

E = coefficiente, -

F_g = forza di gravità, N

F = coefficiente, -

F_r = numero di Froude, -

G = tasso di crescita goccia, $m\ s^{-1}$

g = costante di gravità, $m\ s^{-1}$

h = altezza nanocolonne, m

K = conduttività termica, $W\ m^{-1}\ K^{-1}$

h_{lg} = calore latente di vaporizzazione, $J\ kg^{-1}$

L = lunghezza parete, m

L_c = lunghezza di coalescenza, m

M = portata specifica bifase, $kg\ m^{-2}\ s^{-1}$

m' = portata di condensato locale per unità di superficie, $kg\ m^{-2}\ s^{-1}$

n = numero di gocce, -

p = pressione, Pa

q = flusso termico della singola goccia, W

Q = flusso termico totale, $W\ m^{-2}$

r = raggio goccia, m

rh = rugosità superficiale, -

r_e = raggio di coalescenza, m

R_e = numero di Reynolds, -

s = spessore del rivestimento idrofobico, m

t = tempo, sec

T_G = temperatura di surriscaldamento del vapore, K

T_s = temperatura di saturazione, K

T_v = temperatura del vapore, K

T_w = temperatura di parete, K

u = velocità del vapore, m s⁻¹

v_{lg} = differenza tra volume specifico di liquido e gas, m³ kg⁻¹

W_e = numero di Weber, -

x = titolo di vapore, -

z = distanza lungo la parete, m

LETTERE GRECHE

α_i = coefficiente di scambio termico interfacciale, W m⁻² K⁻¹

δ = spessore del film di liquido, m

Δ_r = differenza tra due raggi, m

ΔT = differenza di temperatura, K

Φ = angolo delle superficie isoterme della goccia, °

Φ_{LO} = moltiplicatore bifase, -

Γ = portata di condensato per unità di larghezza, kg m⁻¹ s⁻¹

γ = tensione superficiale, N m⁻¹

λ_l = conduttività termica del liquido, W m⁻¹ K⁻¹

μ_l = viscosità dinamica del liquido, Pa s⁻¹

μ_v = conduttività dinamica del vapore, Pa s⁻¹

ζ = coefficiente, -

ρ_l = densità del liquido, kg m⁻³

ρ_v = densità del vapore, kg m⁻³

σ = coefficiente di condensazione, -

ϑ = angolo di contatto, °

τ_0 = sforzo tangenziale della parete sul liquido, N m⁻²

τ_i = sforzo tangenziale del vapore sul liquido, N m⁻²

χ = periodo di rinnovo, sec

PEDICI

a = avanzamento

c = curvatura della goccia

$coat$ = rivestimento idrofobico

f = attrito

$grav$ = gravità

H = omogeneo

min = minimo

PW = *partial wetting*

r = recessione

S = *suspended*

ss = *shear stress*

W = *wetting*

3 SEZIONE SPERIMENTALE

In questo capitolo verrà illustrato l'impianto che è stato utilizzato per lo studio del fenomeno della condensazione, le parti che lo compongono, il sistema di misura e acquisizione dati, la tecnica di riduzione dati, e il calcolo dell'incertezza sui dati stessi.

3.1 COMPONENTI DI IMPIANTO

L'impianto utilizzato ha la funzione di produrre un flusso di vapore d'acqua che circola all'interno dell'impianto fino a giungere al campione sperimentale sui cui parte di tale vapore condensa. Pertanto, le componenti principali di cui consta l'impianto sono:

- La camera di ebollizione, dove viene prodotto il vapore;
- Il campione, opportunamente raffreddato da una portata di acqua per favorire la condensazione del vapore su di esso;
- Il postcondensatore, raffreddato sempre ad acqua, per far sì che tutta la portata di vapore venga condensata;

Oltre a queste parti sono presenti anche altre componenti ausiliarie tra cui un vaso di espansione, delle resistenze elettriche poste lungo le condotte del vapore, un bagno termostatico per la regolazione della temperatura della portata di acqua che viene inviata al campione e una valvola di regolazione.

La circolazione nell'impianto avviene in modo naturale, non sono presenti pompe (tranne che per una destinata all'immissione dell'acqua in impianto quando il livello scarseggia). In Figura 3.1 è raffigurato lo schema dell'impianto.

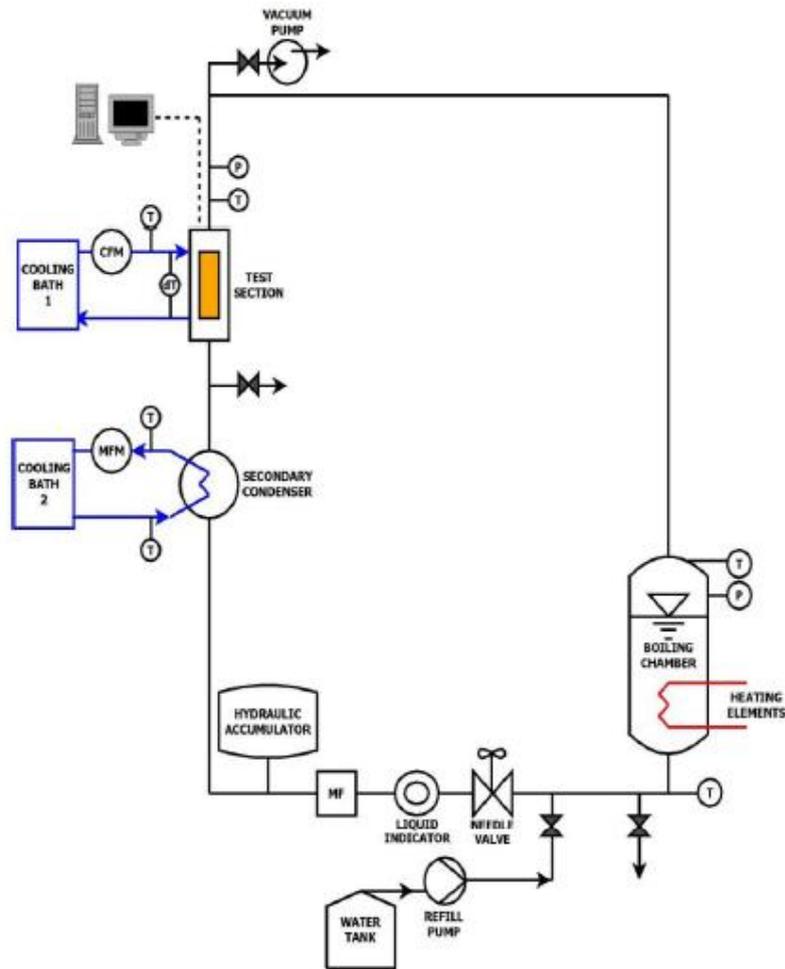


Figura 3.1- Schema dell'impianto. Il vapore prodotto nella camera di ebollizione (boiling chamber) seguendo il circuito, arriva al campione (test section), poi viene condensato completamente al postcondensatore (secondary condenser) e passa per la valvola (needle valve per ritornare quindi alla camera di ebollizione). P=misura di pressione; T=termocoppia; MFM=misuratore di portata magnetico; MFC=misuratore di Coriolis; dT=termopila; HF=filtro idraulico

3.1.1 CAMERA DI EBOLLIZIONE

Il vapore che circola nell'impianto è prodotto nella camera di ebollizione (Figura 3.2). Essa opera per mezzo di due resistenze elettriche connesse in parallelo che offrono una potenza massima di 4 kW; è costruita in acciaio inossidabile, di forma cilindrica con diametro interno di 0.2 m e altezza 0.3 m. È in grado di operare fino ad una pressione massima di 3 bar ed è dotata di valvola di sicurezza tarata su quel valore di pressione (le prove portate a termine sono state fatte in condizioni di pressione mai superiore a 2 bar). L'involucro è opportunamente coibentato per mezzo di isolante in gomma per ridurre al minimo le dispersioni termiche.



Figura 3.2 - Camera di ebollizione

Il controllo sulla potenza elettrica della camera di ebollizione avviene per mezzo di un trasformatore VARIAC alimentato dall'impianto elettrico di laboratorio a una tensione di 220 V; agendo manualmente su di esso è possibile regolare il rapporto spire e quindi variare il livello di tensione in uscita, così si determina una variazione di potenza fornita alla camera. La variazione di potenza all'interno della camera determina a sua volta una variazione della portata di vapore prodotto e quindi se si vorrà aumentare la portata si dovrà aumentare la potenza e viceversa. Così si ottiene la regolazione della portata di vapore.

È presente un indicatore del livello di liquido all'interno della camera per evitare eventuali danni alle resistenze che si avrebbero se questo scendesse sotto il livello critico, in particolare tre spie luminose si accendono al variare dell'altezza del liquido nella camera.

3.1.2 SEZIONE DEL TEST

Il campione su cui sono state svolte le prove della condensazione si trova, seguendo il circuito, sopra la camera di ebollizione ed è racchiuso in un involucro in PEEK costruito in modo tale da permettere al vapore di scorrere sulla superficie del campione e permettere all'acqua di raffreddamento di bagnare il campione dalla parte opposta, in questo modo è possibile garantire lo scambio termico tra le due portate: il vapore condensa e la portata d'acqua assorbe il calore scaldandosi, il tutto avviene in controcorrente (Figura 3.3).

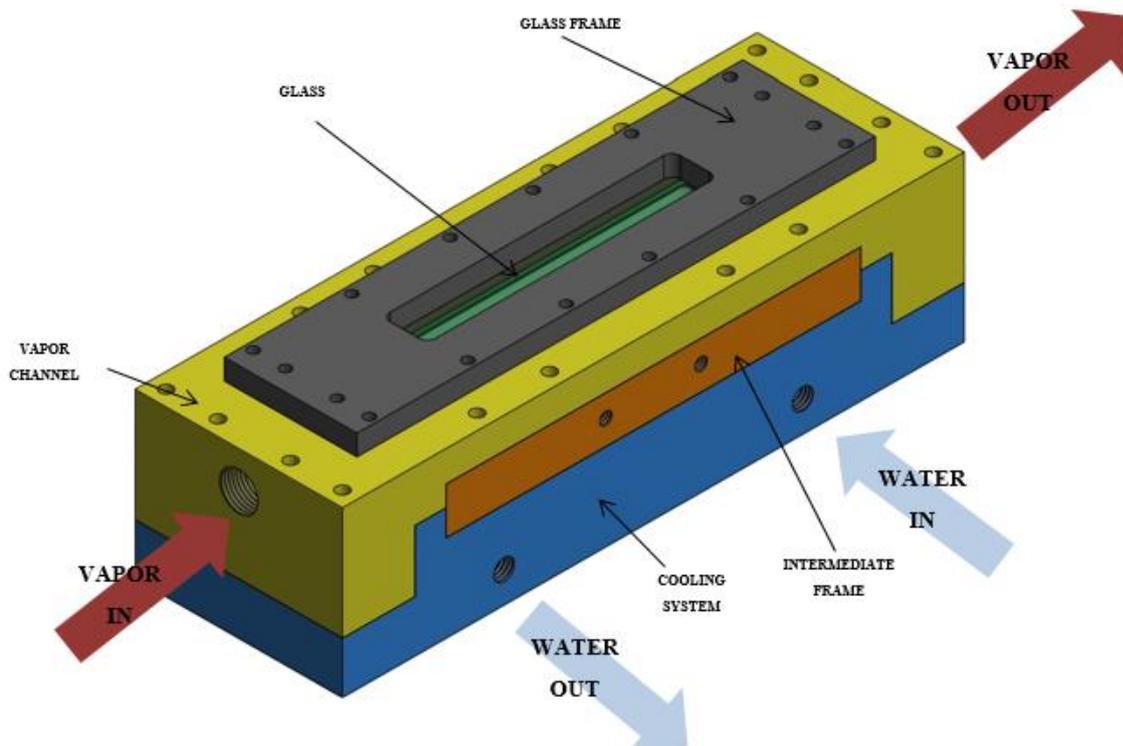


Figura 3.3 – Schema della sezione del test. Vapore e acqua di raffreddamento sono in controcorrente

Il vapore scorre sopra il campione in un condotto a sezione rettangolare di diametro idraulico pari a 0.0086 m, le cui dimensioni sono di 160 mm x 30mm x 5mm. L'inclinazione della sezione è di 90°, ovvero il campione è disposto verticalmente e il vapore fluisce dall'alto verso il basso.

L'involucro è scomponibile, formato da sei pezzi in peek più un settimo in vetro che è situato direttamente sopra il canale del vapore e per cui rende possibile vedere ciò che succede sulla superficie del campione dall'esterno.

Sul vetro è montata anche una resistenza elettrica che fa in modo che il vetro non si appanni dato che una parte di vapore potrebbe condensare su di esso e impedire la visione nitida dell'interno. In Figura 3.4 è rappresentata una sezione dell'involucro, mentre in Figura 3.5 le parti che lo compongono.

Il campione alloggia tra i due principali pezzi che determinano l'involucro, il primo comprende il canale del vapore e il secondo comprende il canale di raffreddamento. L'area del campione che si considera nello scambio termico è di 50 mm x 20 mm e uno spessore di 10 mm all'interno del quale sono inserite le termocoppie con guaina in acciaio che permettono di rilevare le temperature lungo lo spessore stesso.

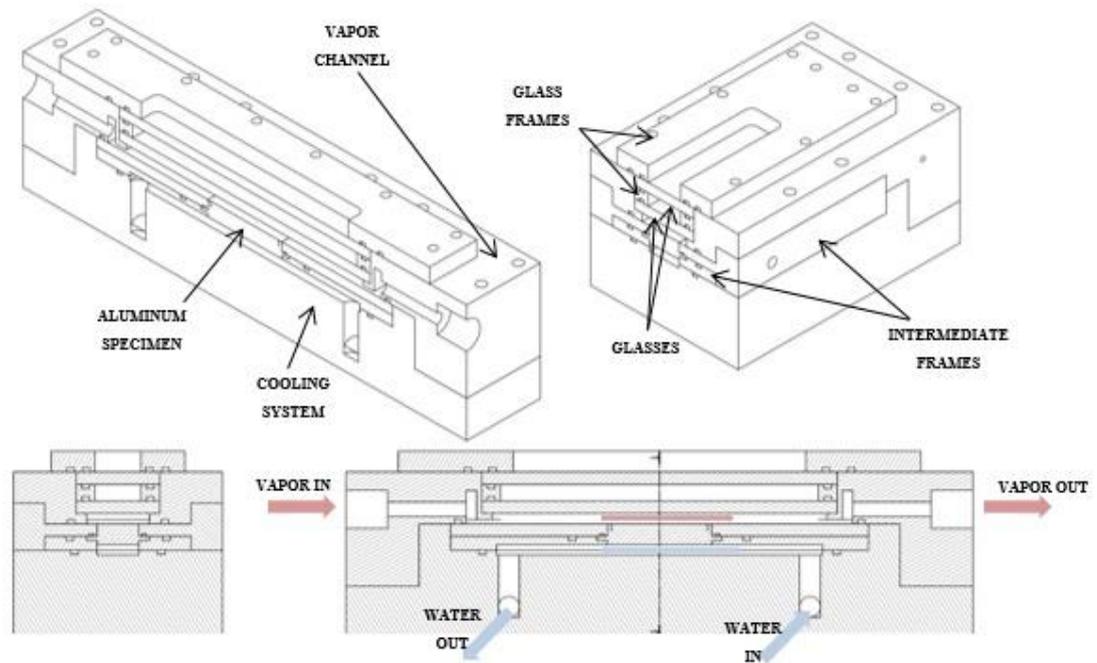


Figura 3.4 – Vista in sezione delle componenti dell'involucro

La posizione dei canali di ingresso e uscita dell'acqua, così come la lunghezza del canale, sono state determinate al fine di avere un profilo delle velocità dell'acqua che fosse più uniforme possibile: non deve risentire di effetti di turbolenza indotti dal raccordo di ingresso e uscita.

Il materiale di cui sono costituiti i pezzi, *PEEK*, presenta ottime caratteristiche meccaniche, resistenza alla corrosione e può operare in un ampio range di temperature; presenta inoltre una conduttività termica $\lambda=0.25$ [W/mK], questa assicura minime dispersioni verso l'esterno e garantisce di avere un flusso termico monodimensionale.

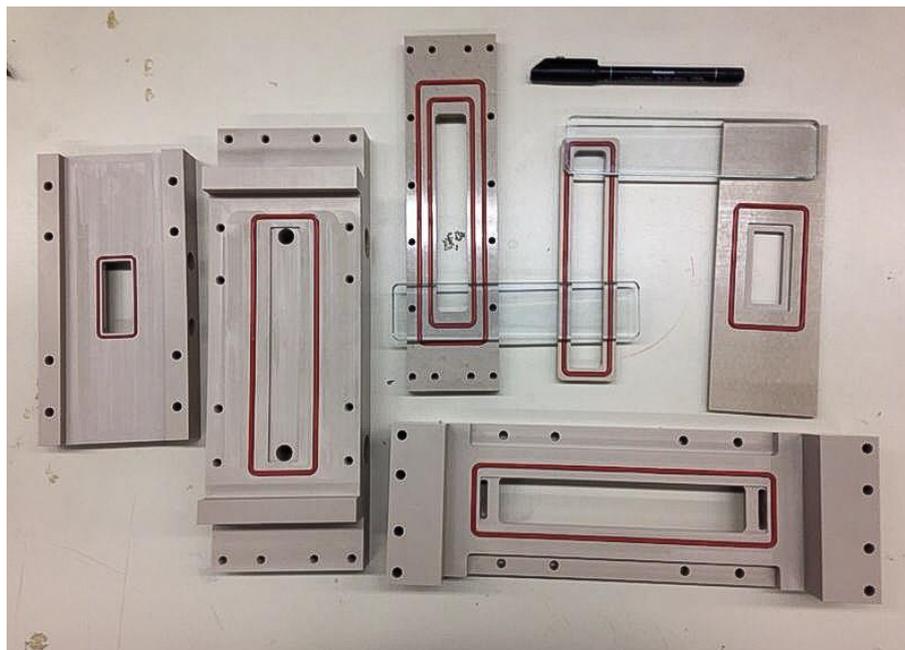


Figura 3.5 – Insieme delle parti che una volta assemblate formano l'involucro

3.1.3 POST CONDENSATORE

Il post condensatore serve per assicurare che tutto il flusso di vapore che non è condensato, proveniente dalla sezione del campione, condensi. In questo modo si avrà liquido all'uscita dal post condensatore e all'ingresso della camera di ebollizione. Il problema di far condensare tutto il vapore deriva dal fatto che è necessario che le temperature all'interno dell'impianto non raggiungano valori troppo elevati, così come la pressione e ci deve essere liquido all'ingresso della camera di ebollizione.

Si tratta di un condensatore cilindrico (diametro interno circa 0.1 m) raffreddato ad acqua proveniente dall'acquedotto a una temperatura di circa 15°C la cui portata in ingresso e in uscita è regolabile tramite delle valvole a sfera. Questa scorre all'interno di una serpentina di rame di diametro di 6 mm e spessore di 1 mm, la lunghezza totale è di circa mezzo metro (Figura 3.6). Il vapore proveniente dalla sommità del cilindro venendo a contatto con la serpentina condensa e il condensato esce dal basso.

È presente, sulla sommità, una valvola per l'espulsione dei gas incondensabili che inevitabilmente penetrano all'interno dell'impianto quando questo, dopo l'utilizzo, viene spento e va in depressione. Prima di effettuare le prove si deve fare in modo che tutti questi gas vengano espulsi poiché falserebbero il valore effettivo della pressione di saturazione all'interno dell'impianto, infatti si leggerebbe una pressione

$p_{tot} = p_{sat} + p_i$ anzichè la sola p_{sat} .

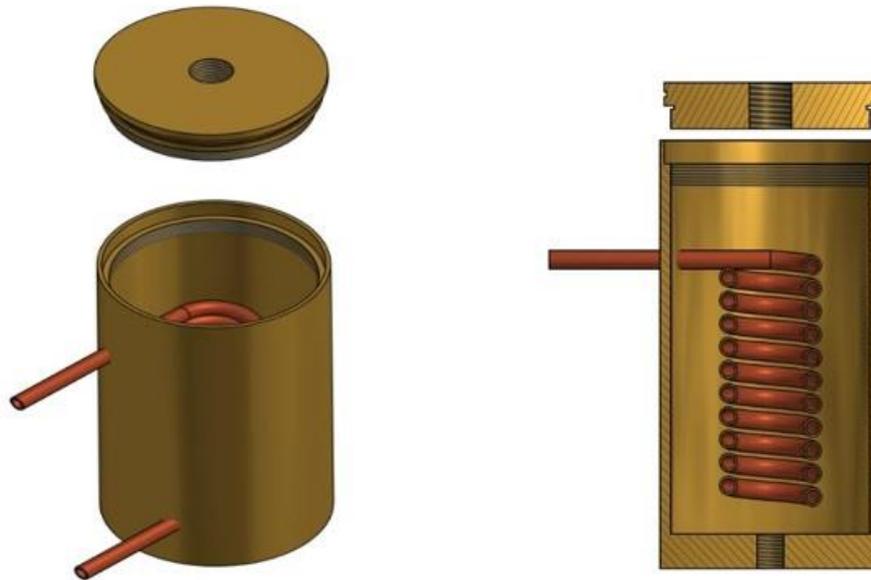


Figura 3.6 – Sezione del postcondensatore [38]

3.1.4 COMPONENTI AUSILIARI

In impianto sono presenti altri componenti che ne favoriscono il corretto funzionamento. Questi sono:

- Il vaso di espansione;
- Il bagno termostatico per il raffreddamento e riscaldamento della portata di acqua da inviare al campione (*THERMOHAAKE*);
- Delle resistenze elettriche posizionate lungo le condotte del vapore tra la camera di ebollizione e il campione;
- Una valvola di controllo.

Il vaso di espansione (Figura 3.7) viene precaricato ad un certo valore di pressione ed è utile per avere un controllo veloce sulla pressione in impianto, tramite lo sfiato infatti è possibile determinare abbassamenti di pressione (facendo uscire l'aria) o aumenti (caricandolo con aria compressa).

Il *THERMOHAAKE* (Figura 3.7) è di fatto costituito da un *chiller* per il raffreddamento dell'acqua più una resistenza per il riscaldamento, combinando i due processi si riesce ad avere il controllo sulla temperatura dell'acqua di mandata al campione.

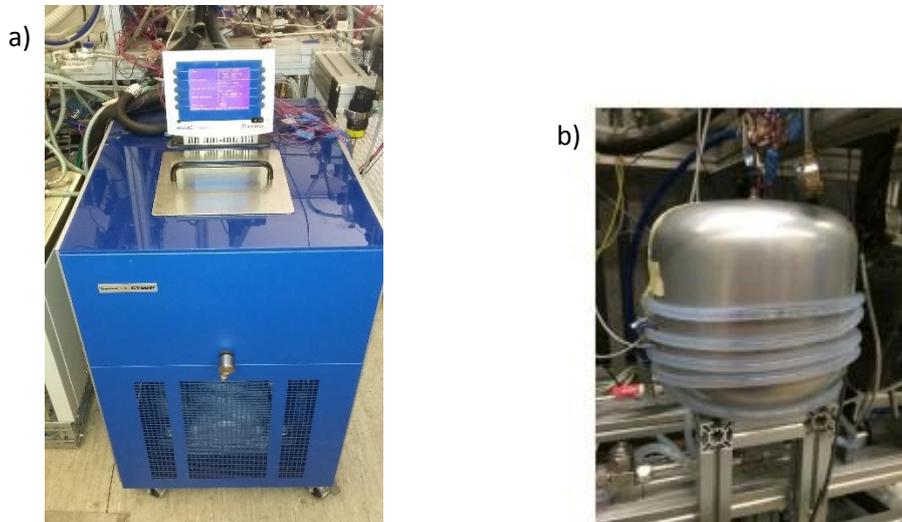


Figura 3.7 – a) Termohaake, b) Vaso di espansione.

Le resistenze elettriche poste lungo la linea vapore portano la parete interna della condotta ad una certa temperatura, così che il vapore che proviene dalla camera di ebollizione non condensa su di essa.

La valvola di controllo è una valvola a spillo (Figura 3.8) che si trova dopo il postcondensatore, nella parte bassa dell'impianto, prima dell'ingresso della camera di ebollizione. È importante per ottenere la regolazione della portata dell'acqua e garantire in fase di accensione dell'impianto delle condizioni stabili. Inoltre, agendo manualmente su di essa, è possibile fare variare la pressione e stabilizzare quindi il valore della pressione a quello desiderato per effettuare le diverse prove.



Figura 3.8 – Valvola a spillo

Una visione completa dell'impianto sperimentale è presente in Figura 3.9.

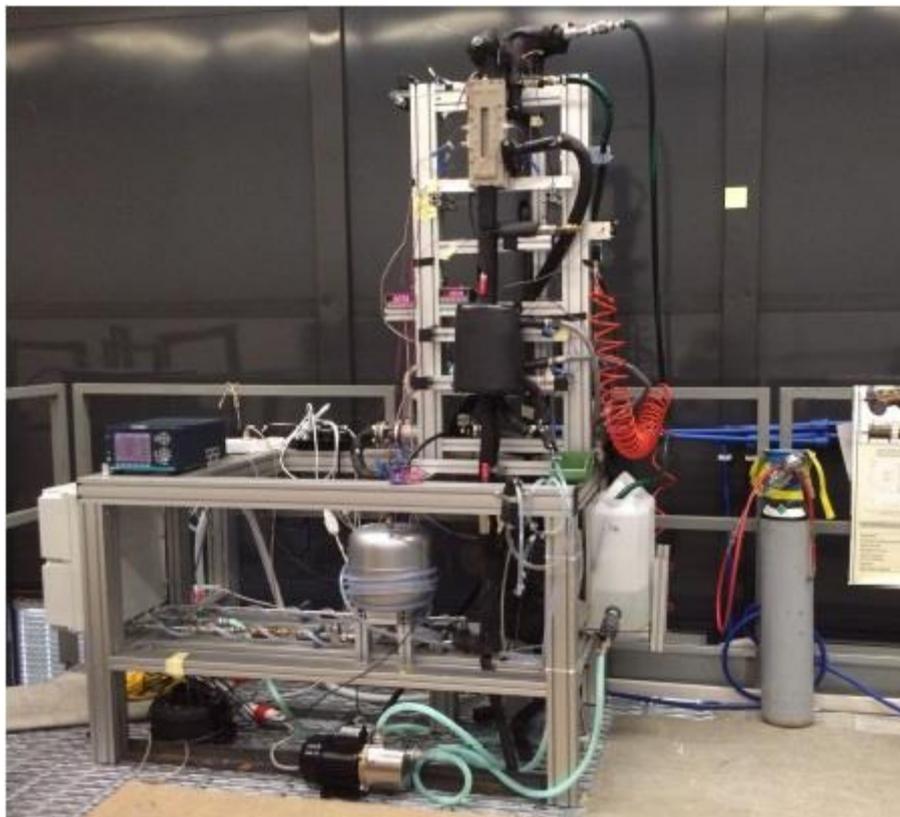


Figura 3.9 – Impianto sperimentale

3.2 SISTEMA DI MISURA

Le grandezze misurate dagli strumenti sono:

- Le temperature e le pressioni del vapore in diversi punti dell'impianto;
- Le portate e le temperature dell'acqua di raffreddamento del campione e postcondensatore;
- La potenza in camera di ebollizione.

Per effettuare le misure di temperature si utilizzano termocoppie e una termopila; per le portate misuratori di flusso magnetico o ad effetto coriolis; per le pressioni trasduttori differenziali e assoluti.

3.2.1 MISURE DI TEMPERATURA

Le misure di temperatura sono state effettuate con diverse termocoppie e una termopila.

Le termocoppie sono posizionate nei punti sottoelencati:

- All'interno del campione (quattro);
- All'ingresso della camera di ebollizione;
- Due lungo la linea del vapore in prossimità delle resistenze elettriche;
- All'ingresso e all'uscita dell'acqua di raffreddamento del postcondensatore;
- A monte della sezione di misura, dove si trova il campione, per determinare la temperatura di saturazione del vapore;
- Sul vetro che si trova sopra la campione;

La termopila, misura direttamente la differenza di temperatura tra ingresso e uscita della portata di acqua di raffreddamento del campione, fornendo quindi come valore in output un ΔT .

Le termocoppie sono di tipo T, rame-costantana e il giunto freddo si trova in una cella fisica in cui è mantenuta la temperatura di riferimento di 0 °C. L'incertezza intrinseca delle termocoppie è di ± 0.05 °C.

La termopila, a tre giunzioni, in rame-costantana, ha un'incertezza intrinseca di ± 0.03 °C.

Prima di effettuare le prove, le termocoppie e la termopila sono state opportunamente calibrate usando delle termoresistenze (*Heart Scientific Super Thermometer II* accoppiate a due *RTD Standard AS115*) che rilevassero le temperature di riferimento dei punti di calibrazione. La temperatura misurata dalla termoresistenza è fornita con un'incertezza intrinseca di un ordine di grandezza inferiore (± 0.002 °C) rispetto all'incertezza delle termocoppie e termopila.

La curva di calibrazione è stata ottenuta determinando la differenza di temperatura tra termocoppia e termoresistenza per tredici punti di temperature differenti in un range che va da 10 °C a 85 °C (Figura 3.10). Le misure sono state fatte immergendo tutti gli strumenti all'interno di un pozzetto d'acqua di cui si faceva variare la temperatura.

Allo stesso modo per la termopila si è confrontata la differenza di temperatura di due pozzi a temperatura diversa misurata sia con la termopila che con la termoresistenza. Anche in questo caso è stata ricavata la rispettiva curva di calibrazione.

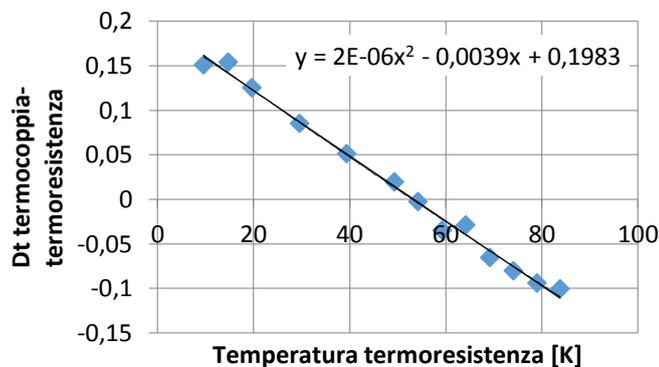


Figura 3.10 – Esempio curva calibrazione termocoppia. È riportata anche l'equazione della curva che interpola i punti

3.2.2 MISURE DI PRESSIONE

Per la misura di pressione si sono utilizzati un misuratore di pressione differenziale e uno assoluto.

Il misuratore di pressione differenziale misura la differenza di pressione tra l'ambiente esterno e all'interno della sezione di misura, e la linea che connette lo strumento alla parte interna della sezione di misura è scaldata da una resistenza al fine di evitare la formazione di gocce di vapore che potrebbero alterare il valore della misura (Figura 3.11).

Lo strumento utilizzato è un *Druck D5071* accoppiato a un convertitore elettronico *Druck DPI280* con 7 bar valore di fondo scala.

L'incertezza dello strumento è espressa dalla relazione:

$$\xi = \pm 0.01\% p_{fondoscala} \quad (3.1)$$



Figura 3.11 – Misuratore di pressione differenziale.

Il misuratore di pressione assoluto rileva direttamente il valore della pressione atmosferica e essendo connesso parallelamente con quello differenziale si ottiene il valore della pressione all'interno dell'impianto. Lo strumento, ha un valore di pressione di fondo scala di 1.2 bar e l'incertezza di misura è data da

$$\xi = \pm 0.01\% p_{fondoscala} \quad (3.2)$$

3.2.3 MISURE DI PORTATA

Le portate che si misurano direttamente con gli strumenti sono quella dell'acqua di raffreddamento della sezione di misura, in cui si impiega un misuratore ad effetto *coriolis* e dell'acqua di raffreddamento del postcondensatore tramite un misuratore magnetico. Entrambe le misure sono necessarie per determinare i flussi termici asportati dalle due portate conoscendo anche le rispettive temperature di ingresso e uscita.

Nel misuratore ad effetto Coriolis (*Endress + Hauser PROMASS 80*) la portata fluisce lungo un condotto ricurvo nel quale per conservazione della quantità di moto si genera una forza (di Coriolis appunto) che deforma il condotto che è proporzionale alla portata (Figura 3.12).

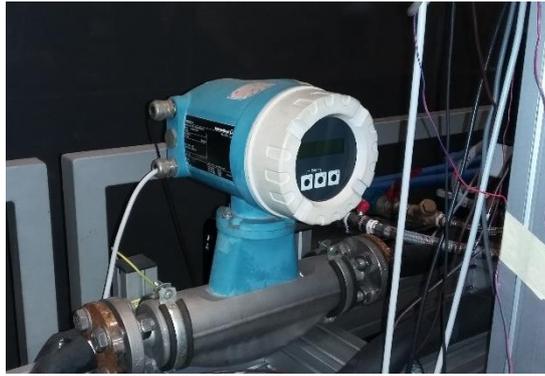


Figura 3.12 – Misuratore di portata a effetto Coriolis

La misura viene fornita con un'incertezza contenuta:

$$\xi = \pm 0.15\% \dot{m} \quad (3.3)$$

il misuratore di portata magnetico (*Danfoss MAG 1100*) sfrutta le proprietà elettriche del fluido (che deve essere un corpo conduttore) per determinare il valore della portata: se si applica un campo magnetico trasversale al moto del fluido si genera in esso una differenza di potenziale proporzionale alla sua portata (Figura 3.13)



Figura 3.13 – Misuratore di portata magnetico

L'incertezza dello strumento è

$$\xi = \pm 0.25\% \text{ se } v_{fluido} \geq 1.5 \quad (3.4)$$

$$\xi = \pm \frac{0.41}{v_{fluido}}\% \text{ se } v_{fluido} < 1.5 \quad (3.5)$$

3.2.4 MISURA DELLA POTENZA IN CAMERA DI EBOLLIZIONE

Il segnale di potenza in camera di ebollizione è determinante per rilevare la portata di vapore che circola nell'impianto. L'apparecchio che la misura è il *Fluke Norma 4000*, questo permette di visualizzare diversi parametri di cui i più importanti sono corrente, tensione e di conseguenza potenza fornita alle resistenze interne alla camera. Poiché il valore massimo di corrente che può essere supportato dallo strumento è limitato, è presente un trasformatore di misura TA a monte con un rapporto di trasformazione 1:6. La classe di precisione del trasformatore è 0.2 (Figura 3.14).

Direttamente a valle del quadro elettrico da cui viene alimentata la camera c'è uno stabilizzatore di tensione analogico per garantire il più possibile la stabilità della potenza ed evitare fluttuazioni che possano portare a alte incertezze sui valori di portata prodotta.

L'incertezza sulla misura della potenza attiva è pari a $\pm 0.1\%$ della misura.



Figura 3.14 – Trasformatore TA e Fluke Norma 4000

3.3 TECNICA DI RIDUZIONE DATI

Le grandezze misurate dagli strumenti sono acquisite dal software informatico di laboratorio *LABVIEW* e vengono utilizzate per estrapolare i dati da cui si ricava il coefficiente di scambio termico *HTC* (*Heat Transfer Coefficient*).

Tutte le proprietà termodinamiche dei punti che si devono conoscere per la riduzione dati e che non si conoscono direttamente sono derivate utilizzando il software *REFPROP 9.1*.

Il coefficiente di scambio si ricava da

$$HTC = \frac{Q}{\Delta T_{ml} A} \quad (3.6)$$

in cui A è l' area del campione, Q il flusso termico scambiato e ΔT_{ml} la differenza di temperatura media logaritmica tra quella di saturazione del vapore e quella superficiale di ingresso e uscita del campione.

Si determinano anche i valori delle portate di vapore a cui le prove vengono condotte.

3.3.1 LA DIFFERENZA DI TEMPERATURA MEDIA LOGARITMICA

Per conoscere il ΔT_{ml} si procede col rilevare i valori della temperatura di saturazione T_{sat} del vapore a cui si sta operando e le temperature superficiali di ingresso e uscita del campione $T_{sup,in}$ e $T_{sup,out}$:

$$\Delta T_{ml} = \frac{T_{sup,out} - T_{sup,in}}{\ln\left(\frac{T_{sat} - T_{sup,in}}{T_{sat} - T_{sup,out}}\right)} \quad (3.7)$$

Il valore della temperatura di saturazione del vapore si deriva dalla pressione di saturazione del vapore all'ingresso del campione che si misura con il misuratore di pressione differenziale.

Il calcolo delle temperature superficiali di ingresso e uscita è reso possibile dalla presenza delle quattro termocoppie all'interno del campione (Figura 3.16), due all'ingresso e due in uscita. Queste due coppie sono disposte lungo l'asse verticale del campione, allineate una sopra all'altra. Le termocoppie più vicine alla superficie distano da essa 1.2 mm, quelle più distanti invece 2.8 mm. In Figura 3.15 sono riportate le termocoppie con guaina in metallo che si sono utilizzate.



Figura 3.15 – Termocoppie all'interno del campione per la misura della temperatura lungo lo spessore

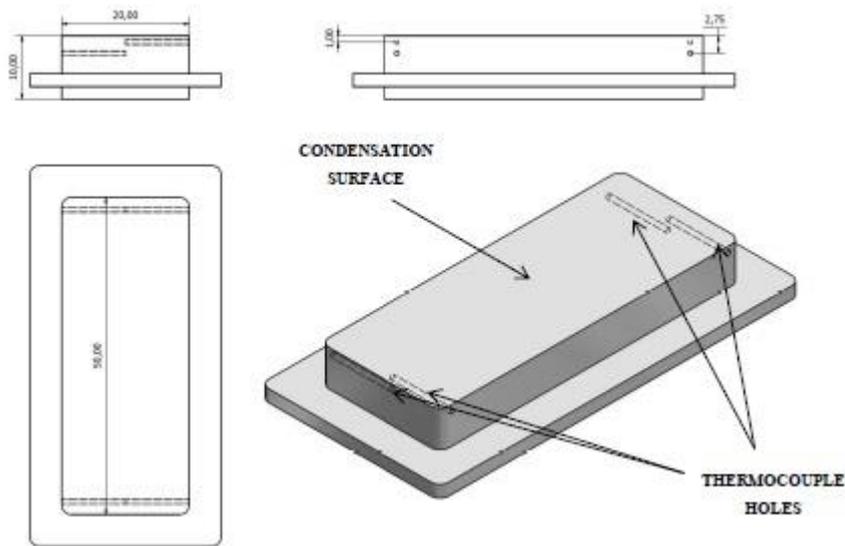


Figura 3.16 – Campione con i fori destinati all’inserimento delle termocoppie

Supponendo che l’andamento delle temperature sia di tipo lineare e conoscendo i due valori di temperatura nei due punti di cui si conoscono le profondità nel campione, le temperature alla superficie sono date da:

$$T_{sup,in} = T'_{in} + (T'_{in} - T''_{in}) \frac{y_2}{y_2 - y_1} \quad (3.8)$$

$$T_{sup,out} = T'_{out} + (T'_{out} - T''_{out}) \frac{y_2}{y_2 - y_1} \quad (3.9)$$

in cui le T' sono le temperature in corrispondenza di $y_1 = 1.2 \text{ mm}$ e le T'' quelle in corrispondenza di $y_2 = 2.8 \text{ mm}$.

3.3.2 FLUSSI TERMICI

Il flusso termico Q che si utilizza nella formula del calcolo dell’ HTC viene calcolato in due modi:

- Come calore assorbito dall’acqua di raffreddamento;
- Applicando la legge di Fourier della trasmissione del calore al campione;

Nel primo caso, la termopila fornisce la differenza di temperatura tra ingresso e uscita dell’acqua di raffreddamento e si conosce la portata misurata dal misuratore Coriolis, inoltre il calore specifico dell’acqua si deriva conoscendo la sua temperatura media, allora

$$q_{coolant} = \dot{m}_{coolant} c_{p,coolant} \Delta T_{coolant} \quad (3.10)$$

Nel secondo caso invece, si determina il flusso di calore trasmesso lungo il campione in ingresso (q_{in}) e in uscita (q_{out}), applicando la legge di Fourier (assumendo che sia trasmesso in modo unidirezionale lungo y)

$$Q = \lambda \frac{dT}{dy} \quad (3.11)$$

integrando lungo lo spessore del campione si ottiene

$$q_{in} = \lambda \frac{T'_{in} - T''_{in}}{y_2 - y_1} \quad (3.12)$$

$$q_{out} = \lambda \frac{T'_{out} - T''_{out}}{y_2 - y_1} \quad (3.13)$$

con λ conduttività termica del materiale. Il flusso termico totale q_{tot} si determina realizzando la media tra i due

$$q_{tot} = \frac{q_{in} + q_{out}}{2} \quad (3.14)$$

I due valori dei flussi termici così ottenuti si possono anche esprimere rispetto all'area di scambio A che risulta

$$A = 0.02 * 0.05 \text{ m}^2 \quad (3.15)$$

e si hanno così i flussi termici specifici (Q/A).

In Figura 3.17 sono confrontati i coefficienti calcolati conoscendo il flusso determinato con la termopila e la termocoppia. La figura fa riferimento al caso di quattro diverse portate specifiche di vapore di cui si sono ricavati i coefficienti di scambio con i due metodi e si mette in evidenza lo scarto che c'è tra i due. La differenza non va mai oltre il 20% e per la maggior parte dei dati non si supera il 10% per cui si può dire che c'è ampia corrispondenza tra i due casi. Nel capitolo 4 in cui si presentano i dati sperimentali si farà tuttavia riferimento solo al caso della termopila e verranno riportati i coefficienti di scambio termico solo per quel caso poiché l'incertezza sperimentale risulta più contenuta.

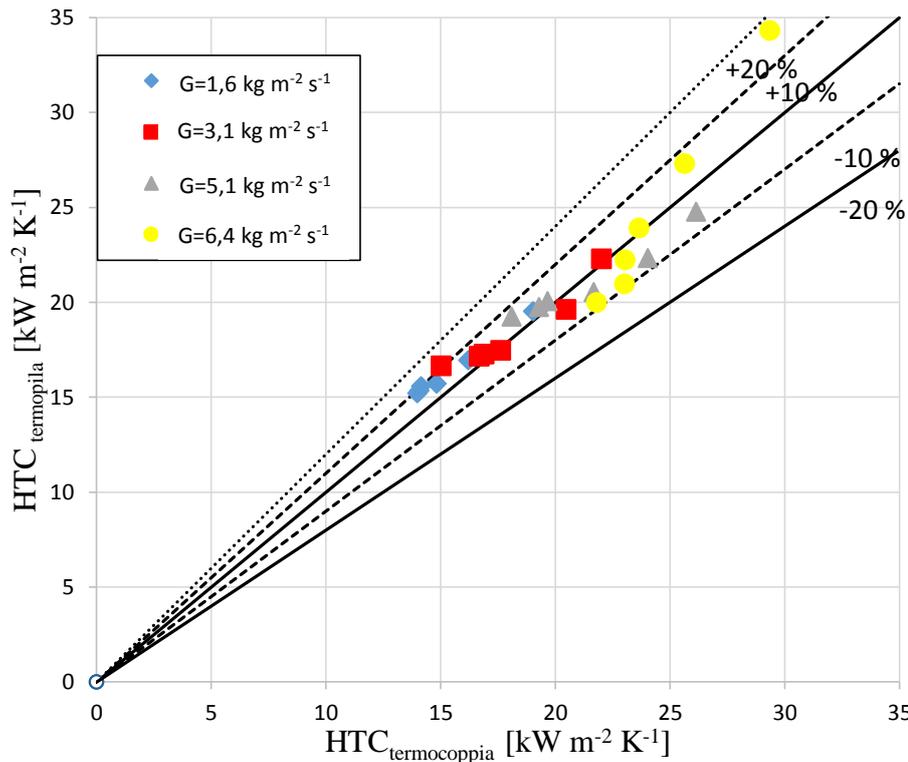


Figura 3.17 – Sull'asse delle x i coefficienti calcolati con la termocoppie e su quella delle y quelli calcolati con la termopila

3.3.3 LA PORTATA DI VAPORE

La portata di vapore \dot{m} si ricava dal bilancio termico in camera di ebollizione. La potenza fornita dalle resistenze permette di fare evaporare l'acqua che esce dalla camera in condizione di vapor saturo.

Conoscendo la temperatura (misurata dalla termocoppia) e la pressione di ingresso dell'acqua in camera si ha l'entalpia $h_{sub,liq}$, mentre con la stessa pressione, si ricava l'entalpia di vapor saturo h_{vap} . Se P è la potenza elettrica fornita dalle resistenze,

$$\dot{m} = \frac{P}{h_{vap} - h_{sub,liq}} \quad (3.16)$$

è quindi possibile esprimere la portata specifica di vapore come

$$G_v = \frac{\dot{m}}{S_c} \quad (3.17)$$

in cui S_c è la sezione di passaggio del vapore, in questo caso

$$S_c = 0.005 * 0.030 \text{ m}^2 \quad (3.18)$$

3.3.4 BILANCIO TERMICO TOTALE

Ai soli fini di una verifica sul calore scambiato dal campione è possibile, tramite il bilancio di potenza totale del ciclo, calcolare indirettamente il $q_{coolant}$, se si conosce il calore asportato al postcondensatore. Il bilancio si fa considerando tutti gli apporti positivi e negativi di potenza (flussi termici) che sono coinvolti nel processo, senza però considerare le dispersioni lungo il circuito.

Dal primo principio della termodinamica si ha

$$q_{coolant} = P - Q_{pc} \quad (3.19)$$

poiché le termocoppie misurano le temperature dell'acqua di ingresso e uscita del postcondensatore, e la portata è rilevata dal misuratore di portata magnetico, si calcola

$$Q_{pc} = \dot{m}_{pc} c_{p,pc} \Delta T_{pc} \quad (3.20)$$

Non si utilizza tuttavia il $q_{coolant}$ così determinato nella formula dell' HTC in quanto il suo valore non può essere così preciso come quelli calcolati direttamente.

3.4 L'INCERTEZZA SUI DATI SPERIMENTALI

Nel riportare un risultato di una misura di una grandezza fisica si deve esprimere l'incertezza che ne è associata, al fine di avere un'idea sulla qualità del dato riportato. Spesso non si ha a che fare con una sola misura ma con più misure ottenute da strumenti diversi che vengono messe insieme all'interno di equazioni per ottenere il risultato finale.

Secondo la Guida ISO (1999) [39] i tipi di incertezza sono distinguibili in due categorie, incertezza di tipo 'A' e incertezza di tipo 'B', a seconda del metodo di valutazione impiegato. Nell'incertezza di tipo 'A', se si hanno un numero soddisfacente di misure è possibile esprimere il valore medio e l'incertezza tramite metodi statistici e distribuzioni di probabilità; nel caso di incertezza di tipo 'B', non si ha un numero soddisfacente di misure e allora si deve attribuire l'incertezza mediante altri metodi basandosi su informazioni che si hanno a disposizione che possono derivare da specifiche del costruttore, dati forniti da certificati di calibrazione dello strumento che si usa, oppure incertezze assegnate da valori di riferimenti presi da manuali. L'incertezza si indica con u_c .

Nel caso di incertezza di tipo 'A', il valore medio q che deriva da n misurazioni q_k si stima come

$$q = \frac{1}{n} \sum_{k=1}^n q_k \quad (3.21)$$

la dispersione sperimentale dei dati che si ha quando si effettuano diverse misure si esprime

$$s^2(q_k) = \frac{1}{n-1} \sum_{k=1}^n (q_k - q)^2 \quad (3.22)$$

la deviazione standard sperimentale è

$$\sigma^2(q) = \frac{s^2(q_k)}{n} \quad (3.23)$$

e viene utilizzata per esprimere l'incertezza di tipo A su una misura effettuata.

Nel caso in cui si abbiano entrambe le incertezze di tipo A e B riguardanti una misura, l'incertezza totale è data

$$u_{tot} = \sqrt{u_a^2 + u_b^2} \quad (3.24)$$

Se il risultato finale è derivato da altre misure che sono legate tra loro da una funzione $y = f(x_1, x_2, \dots, x_i)$ e queste grandezze sono tra di loro scorrelate allora l'incertezza sul valore finale $u_c(y)$ è data da

$$u_c(y) = \sqrt{\sum_{i=1}^n \left(\frac{df}{dx_i} \right)^2 u^2(x_i)} \quad (3.25)$$

Una volta che l'incertezza è stata calcolata, è possibile esprimere il livello di confidenza, cioè quale sia la probabilità che si ha di ottenere un valore all'interno dell'intervallo espresso dall'incertezza. Moltiplicando il valore $u_c(y)$ per $k=1,2$ o 3 si ottiene un livello di confidenza rispettivamente di 68.3%, 95.5%, 99.7% quindi l'incertezza finale ha la forma

$$U = k u_c(y) \quad (3.27)$$

I risultati sperimentali in questa tesi sono espresse con incertezza combinata A e B ad un livello di confidenza del 95.5%.

I valori di cui si riportano le incertezze sono quelli del ΔT_{ml} e di HTC .

NOMENCLATURA

A = area campione, m^2

G_w = portata specifica di vapore, $kg\ m^{-2}\ s^{-1}$

HTC = coefficiente di scambio termico, $W\ m^{-2}\ K^{-1}$

h_{vap} = entalpia vapore, $J\ kg^{-1}$

$h_{sub,liq}$ = entalpia liquido sottoraffreddato, $J\ kg^{-1}$

k = confidenza, -

\dot{m} = portata di vapore, $kg\ s^{-1}$

$\dot{m}_{coolant}$ = portata di acqua refrigerante, $kg\ s^{-1}$

\dot{m}_{pc} = portata di acqua al post condensatore, $kg\ s^{-1}$

P = potenza in camera di ebollizione, W

Q = flusso termico, W

q = valore medio incertezza, -

q_{in} = flusso termico scambiato all'ingresso del campione, W

q_{out} = flusso termico scambiato all'uscita del campione, W

q_{tot} = flusso termico totale calcolato con la termocoppie, W

Sc = sezione di passaggio del vapore, m^2

T'_{in} = temperatura all'interno del campione a y_1 in ingresso, K

T''_{in} = temperatura all'interno del campione a y_2 in ingresso, K

T'_{out} = temperatura all'interno del campione a y_1 in uscita, K

T''_{out} = temperatura all'interno del campione a y_2 in uscita, K

$T_{sup,in}$ = temperatura sulla superficie del campione in ingresso, K

$T_{sup,out}$ = temperatura sulla superficie del campione in uscita, K

u_a = incertezza di tipo A, -

u_b = incertezza di tipo B, -

y_1 = profondità del campione corrispondente, m

y_2 = profondità del campione, m

LETTERE GRECHE

ΔT_{ml} = differenza di temperatura meda logaritmica, K

ΔT_{pc} = differenza di temperatura dell'acqua di raffreddamento al post condensatore, K

ξ = incertezza degli strumenti, -

λ = conduttività termica, $\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$

σ = deviazione standard, -

4 I CAMPIONI DI PROVA

I campioni su cui si è studiata inizialmente la condensazione sono campioni in alluminio. Questi sono stati poi trattati chimicamente per fare assumere loro caratteristiche idrofobiche e fare avvenire su di essi la condensazione a gocce.

Si sono testati anche campioni in rame. Le superfici sono state caratterizzate tramite la misura dell'angolo di contatto della goccia utilizzando il metodo della goccia sessile e si è analizzata la morfologia tramite *SEM* (Scanning Electrone Microscope).

Il microscopio elettronico è un particolare tipo di microscopio che emette un fascio di elettroni che colpiscono gli atomi della superficie del campione, nell'interazione tra questi sono emessi elettroni secondari che vengono convertiti in impulsi elettrici e acquisiti su uno schermo in cui compare in tempo reale l'immagine scandita in bianco e nero della superficie del campione.

4.1 MISURA DELL'ANGOLO DI CONTATTO

La misura degli angoli di contatto è stata effettuata nel laboratorio di trasmissione del calore con fluidi in cambiamento di fase del dipartimento di Ingegneria Industriale dell'Università di Padova. Utilizzando una telecamera (*Thorlabs GmbH* ® *DCC1545M*) si riprende l'atto di espansione e contrazione della goccia, si ottiene quindi il video da cui si ricava il fermo immagine dell'angolo di avanzamento (ϑ_a) e recessione (ϑ_r). Nella foto di Figura 4.1 si vede l'apparato di misura in cui è presente la telecamera diretta verso il piano su cui poggia il campione. Sopra di esso si distingue la siringa da cui si inietta l'acqua che crea la goccia. Di fronte alla telecamera è posto un *led* di luce bianca che permette di rendere nitida la visualizzazione delle immagini.

L'immagine viene acquisita dal software *Image-ProPlus 6.0* che permette attraverso metodi geometrici di determinare l'entità degli angoli. Un esempio di misura di angolo di contatto è illustrato in Figura 4.2 in cui si vede la goccia in espansione e si determina il valore dell'angolo di avanzamento su un campione in alluminio non cartavetrato. Per effettuare la misura si disegna una circonferenza passante per il punto di contatto della goccia con la superficie e un altro punto sulla circonferenza della goccia non molto distante da esso. Si

traccia una linea ($L2$) che passa per il centro della circonferenza ($BC2$) e per l'intersezione della circonferenza con la linea di contatto della goccia (LI). Si misura l'angolo $AF1$. L'angolo di contatto in questo caso è dato da $90^\circ - AF1$.

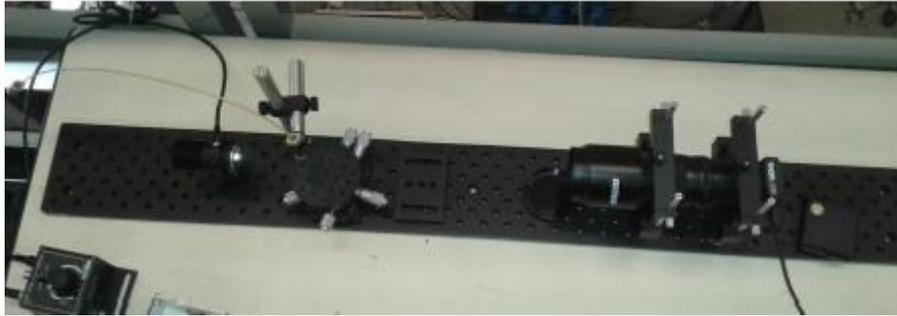


Figura 4.1 – Apparato di misura degli angoli di contatto

Per ogni campione che viene caratterizzato si prendono in tutto sei misure di angoli di contatto delle quali si fa la media e si determina la deviazione standard, quindi ogni valore che viene presentato fa riferimento alla media ed è seguito dai valori di incertezza.



Figura 4.2 - Misura dell'angolo di contatto

4.2 I CAMPIONI IN ALLUMINIO

Si è all'inizio analizzato il modo di condensazione su campioni in alluminio non trattati chimicamente, quindi senza che questi avessero delle peculiarità idrofobiche o superidrofobiche. L'unico processo a cui sono stati sottoposti è quello della cartavetratura e si sono determinati gli angoli di contatto prima e dopo, ottenendo i seguenti risultati Figura 4.4:

- L' alluminio non cartavetrato presenta angoli di avanzamento ϑ_a di $88.6^\circ \pm 4^\circ$ e recessione $\vartheta_r = 35^\circ \pm 3^\circ$;
- Dopo cartavetratura, $\vartheta_a = 61.5^\circ \pm 5^\circ$ e $\vartheta_r = 16.5^\circ \pm 3^\circ$.

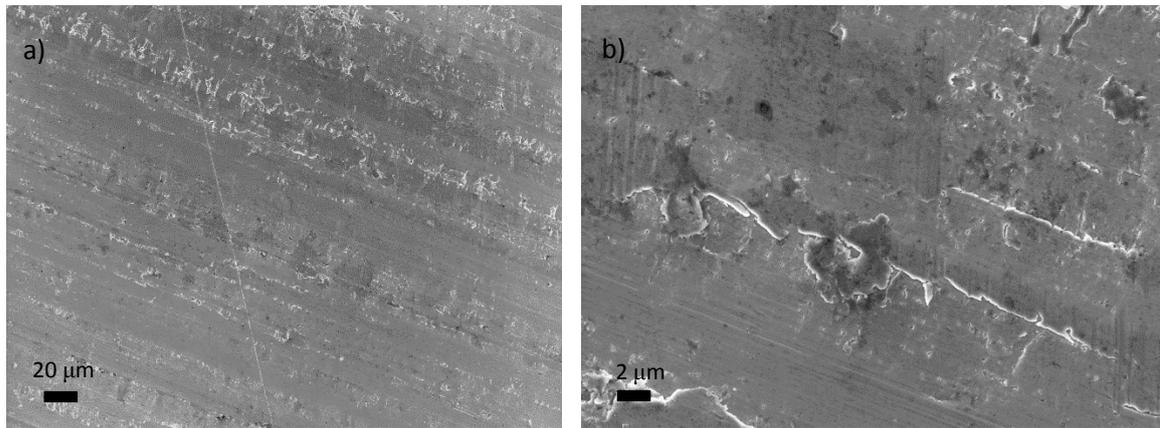


Figura 4.3 – Immagini al microscopio elettronico del campione in alluminio prima di essere cartavetrato per due diversi livelli di ingrandimento a) e b)

Si nota che non ci si trova in condizioni idrofobiche infatti l'angolo di contatto rimane sotto ai 90° . Dopo essere stati cartavetrati inoltre, l'angolo di contatto è diminuito dato che, essendo non idrofobici, una diminuzione della rugosità comporta una diminuzione della bagnabilità (Capitolo 1, caratterizzazione della superficie).

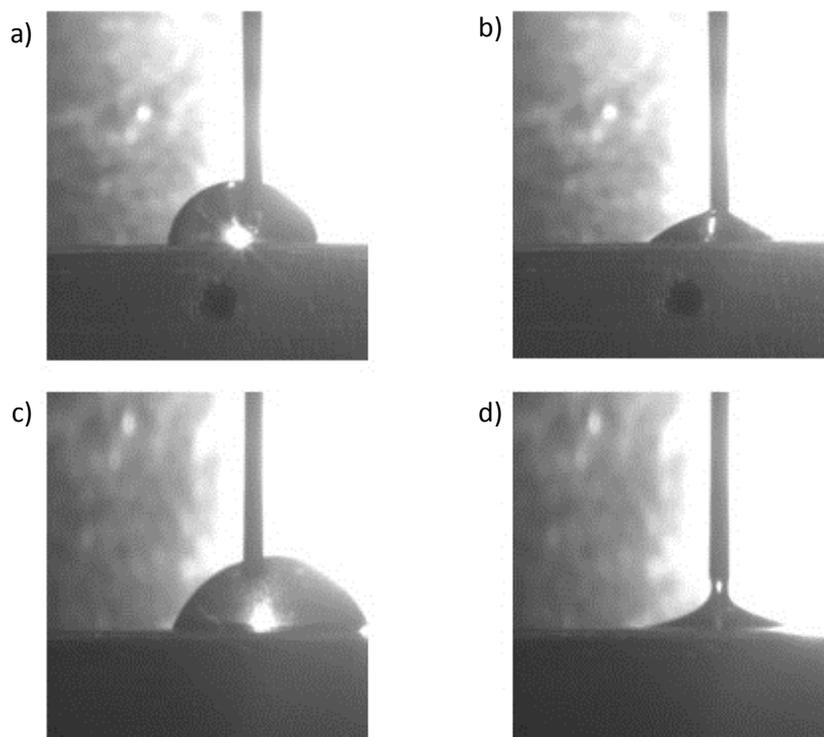


Figura 4.4 – Angolo di contatto di avanzamento e recessione a) e b) dell'alluminio prima di essere lappato e dopo essere sottoposto a lappatura c e d)

4.2.1 TRATTAMENTI CHIMICI

Al fine di ottenere un comportamento idrofobico del campione, si deve agire in modo da abbassare l'energia superficiale cosicché l'angolo di contatto che la goccia forma rispetto alla superficie sia maggiore di 90°. Per fare ciò si deposita un layer idrofobico con metodo *sol-gel* sopra al campione ed in particolare è stato usato come precursore il *Methyltriethoxysilane (MTES)* la cui composizione chimica è $CH_3Si(OC_2H_5)$ (Figura 4.5)

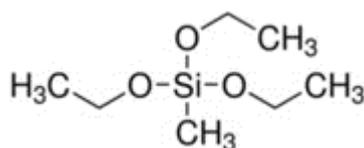


Figura 4.5 – Molecola di MTES

La molecola è costituita da un atomo di silicio a cui si legano atomi di ossigeno e radicali CH_3 che sono gruppi metilici che conferiscono al substrato le caratteristiche idrofobiche ed anche una maggiore resistenza meccanica e alla corrosione [2]. Quest'ultimo viene disciolto

all'interno di una soluzione [2] che viene preparata nel seguente modo e utilizzando i seguenti prodotti:

- 1.98 g di acqua;
- 1.87 g di ammoniaca;
- 12.24 g di metanolo;
- 3.02 g di Mtes.

All'inizio si introduce l'ammoniaca all'interno dell'acqua e successivamente il metanolo, si mescola la soluzione per circa quindici minuti e infine si aggiunge il *MTES*. Il campione viene prima pulito con acetone per accertarsi di rimuovere tutte le impurità che si possono eventualmente depositare sulla superficie e quindi introdotto all'interno della soluzione per 40 minuti (Figura 4.6 a)) dalla quale poi viene estratto lasciato in forno per 3 ore a 250° (Figura 4.6). Alla fine del trattamento il materiale ricopre la superficie che risulta idrofobica.

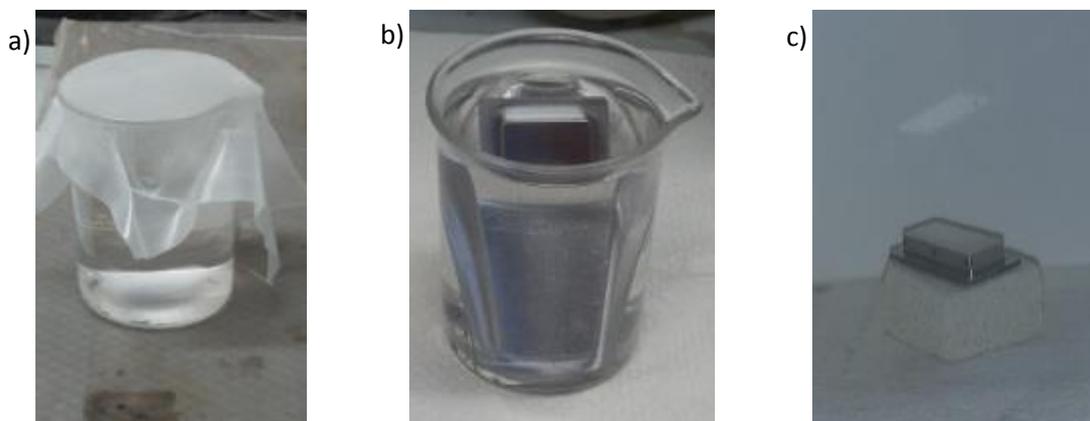


Figura 4.6 – Fasi del processo che porta ad ottenere il rivestimento idrofobico: a) preparazione della soluzione, b) introduzione del campione in alluminio nella soluzione c) il campione viene messo in forno

I campioni che sono stati utilizzati come substrato per i test di condensazione sui quali è stato depositato il layer idrofobico sono in alluminio e se ne sono determinati di diversa tipologia a seconda del tipo di substrato sul quale si effettua il trattamento chimico.

CAMPIONE 1

Il primo campione è stato trattato chimicamente senza che prima venisse modificata la morfologia superficiale. Gli angoli di avanzamento e recessione che sono stati misurati sono i seguenti: $\vartheta_a = 93.2^\circ \pm 2^\circ$ e $\vartheta_r = 52.5^\circ \pm 4^\circ$.

CAMPIONE 2

Il secondo campione è stato dapprima cartavetrato (# 1200) dopodiché è stato trattato chimicamente con il processo esposto e gli angoli di contatto misurati sono stati di $\vartheta_a = 121.7^\circ \pm 8^\circ$ e $\vartheta_r = 54.2^\circ \pm 6^\circ$.

In Figura 4.7 le foto dei campioni 1 e 2 dopo il trattamento

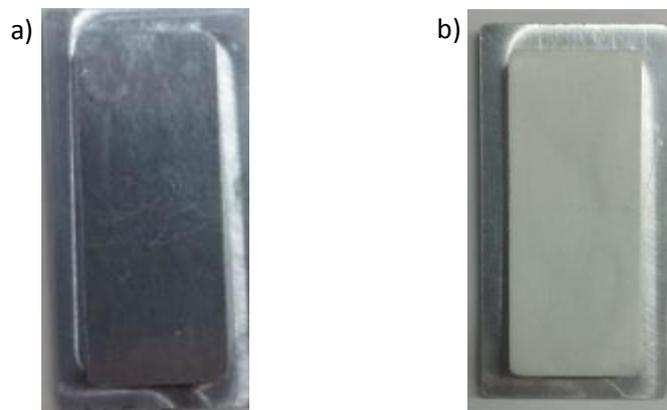


Figura 4.7 – a) campione 1, b) campione 2

CAMPIONE 3

Il terzo campione è stato sottoposto a *etching*, un processo grazie al quale si riesce ad ottenere una rugosità importante della superficie, tramite trattamento chimico.

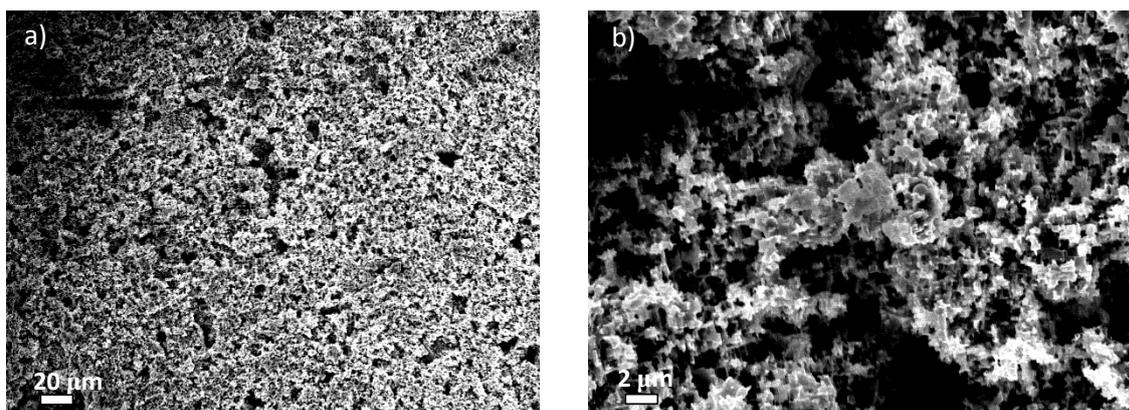


Figura 4.8 – Morfologia della superficie in alluminio trattata tramite etching per due livelli di ingrandimento a) e b)

Il trattamento consiste nell'immergerlo per pochi secondi in una soluzione di acqua distillata e cloruro rameico ($CuCl_2$).



Figura 4.9 – Soluzione di cloruro rameico per trattare il campione

Dopo essere stato immerso per circa sette secondi all'interno della soluzione viene ancora una volta rivestito con la soluzione *sol-gel*. La superficie è caratterizzata da angoli di avanzamento e recessione piuttosto alti, si sono misurati valori di $\vartheta_a = 134^\circ \pm 7^\circ$ e $\vartheta_r = 93^\circ \pm 14^\circ$. In Figura 4.10 la foto del campione dimostra come anche ad occhio nudo sia possibile distinguere la differenza nella morfologia con i due precedentemente descritti.

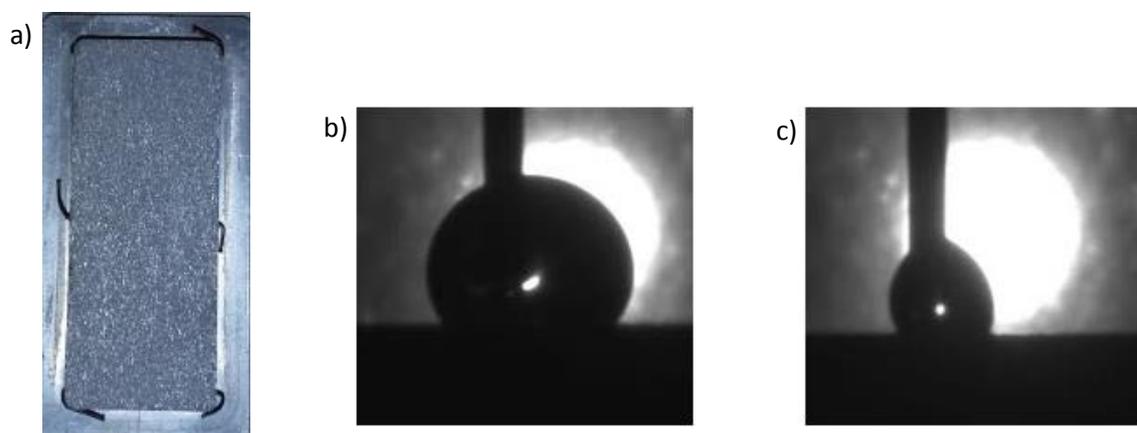


Figura 4.10 – a) campione 3, angoli di contatto di avanzamento a) e recessione b) della goccia sulla superficie del campione 3.

4.3 CAMPIONE IN RAME

Sono state effettuate prove di condensazione anche su campioni in rame (Figura 4.11), della stessa dimensione di quelli in alluminio. Le prove sono state condotte senza effettuare trattamenti al materiale, non è stato cioè depositato alcun layer idrofobico e né è stata alterata la superficie del campione tramite cartavetratura.



Figura 4.11 – Foto del campione in rame che è stato utilizzato in impianto, dopo le prove

Gli angoli di avanzamento del campione prima di essere introdotto in impianto che sono stati misurati sono stati di $\vartheta_a = 65^\circ \pm 3^\circ$ e $\vartheta_r = 12^\circ \pm 3^\circ$. Il campione risulta essere pertanto idrofilico.

NOMENCLATURA

MTES = methyltritoxysilano

LETTERE GRECHE

ϑ_a = angolo di avanzamento, °

ϑ_r = angolo di recessione, °

5 RISULTATI SPERIMENTALI

In questo capitolo vengono presentati i risultati sperimentali delle prove che sono state portate a termine nell'impianto descritto in Capitolo 3, per i diversi campioni che sono stati utilizzati.

5.1 CAMPIONI IN ALLUMINIO IDROFILICI

Sono state fatte prove di condensazione su campioni in alluminio idrofilici. Si sono valutati i coefficienti di scambio termico al variare della temperatura media logaritmica ΔT_{ml} tra la temperatura di saturazione e quella della superficie del campione ed al variare della portata specifica di vapore. Per ogni prova, la temperatura di saturazione del vapore è stata mantenuta ad una temperatura di circa 103°C e la temperatura di ingresso dell'acqua di raffreddamento è stata fatta variare da 10°C a 85°C con step di 15°C in modo da ottenere sei punti a differenti ΔT_{ml} . Ogni punto del grafico corrisponde a venticinque acquisizioni dati di cui viene fatta la media e si calcola la deviazione standard da cui si ricava l'incertezza che è indicata. Le acquisizioni sono fatte ogni due secondi, quindi il tempo totale necessario per determinare un punto è di cinquanta secondi.

Le portate specifiche di vapore G a cui si sono svolti i test sono state:

- $G = 1.6 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$;
- $G = 3.1 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$;
- $G = 5.1 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$;
- $G = 6.4 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

Durante queste prove la condensazione è stata a film, in Figura 5.1, viene presentato il coefficiente di scambio termico (HTC) in funzione della temperatura media logaritmica per le quattro portate di vapore, mentre in Figura 5.2 il flusso termico specifico Q . Il valore del flusso termico corrisponde a quello misurato con la termopila, conoscendo la differenza di temperatura dell'acqua di raffreddamento tra ingresso e uscita; anche per il calcolo di HTC si utilizza lo stesso valore di Q .

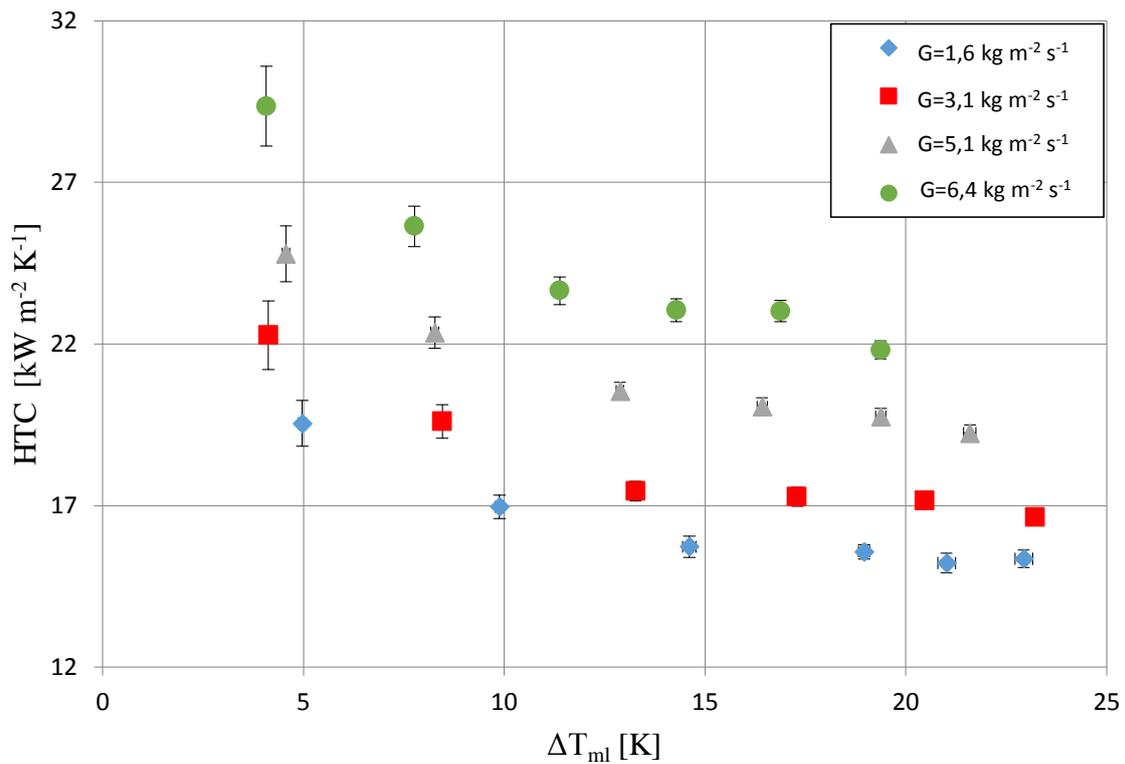


Figura 5.1 - Andamento dei coefficiente di scambio termico al variare della temperatura media logaritmica

Come si nota dal grafico in Figura 5.1 il coefficiente di scambio termico cala all'aumentare della temperatura media logaritmica, fissata la portata di vapore, infatti aumenta lo spessore di film di liquido che ricopre la superficie e quindi la resistenza termica da esso rappresentata. Inoltre, fissato ΔT_{ml} , aumenta all'aumentare della portata di vapore, questo perché a velocità di vapore più alte lo sforzo di taglio che il vapore esercita sul liquido è maggiore e quindi lo spessore del condensato si riduce e ciò implica la diminuzione della resistenza alla conduzione. In quest'ultimo caso è dunque rilevante l'effetto di α_{ss} (coefficiente di scambio che tiene conto dello sforzo di taglio) che assume valori sempre più alti all'aumentare della velocità del vapore.

Per quanto riguarda invece il flusso termico specifico (Figura 5.2), aumenta all'aumentare della differenza di temperatura, con una tendenza ad avere un incremento sempre più basso all'aumentare del ΔT_{ml} poiché HTC non è costante ma cala.

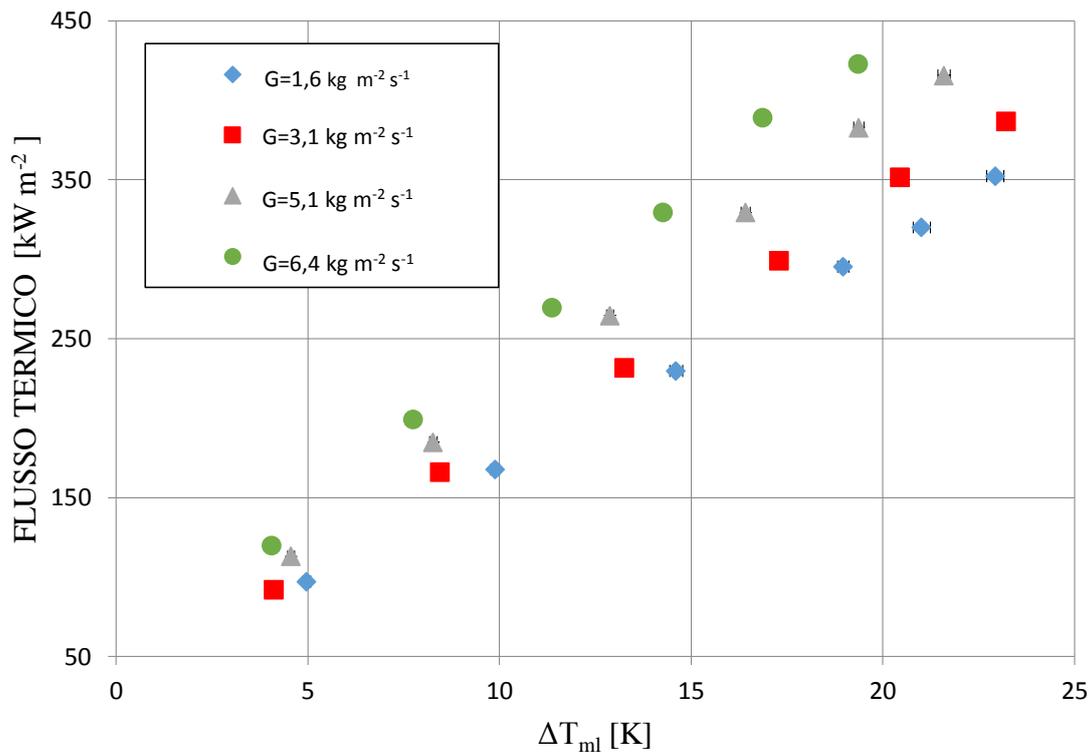


Figura 5.2 – Andamento del flusso termico scambiato al variare della differenza di temperatura media logaritmica

Viene di seguito riportato il coefficiente di scambio termico globale K , (equazione (5.1)) che considera tutte le resistenze termiche tra la temperatura di saturazione e quella del refrigerante,

$$K = \frac{1}{\left(\frac{1}{HTC_{cond}} + \frac{s}{\lambda} + \frac{1}{HTC_{acqua}}\right)} \quad (5.1)$$

in cui s è lo spessore del campione e λ la conduttività dell'alluminio.

In Figura 5.3 si vede come HTC_{acqua} sia circa la metà rispetto al coefficiente di scambio in condensazione e quello dell'alluminio e cala leggermente all'aumentare della temperatura di ingresso dell'acqua di raffreddamento (quindi a ΔT_{ml} più alti) poiché cala la conduttività termica dell'acqua, per cui il K globale rispecchia l'andamento di quest'ultimo. La resistenza termica dominante è dunque quella dell'acqua e risulta essere quindi la zona in cui si ha la maggiore caduta di temperatura.

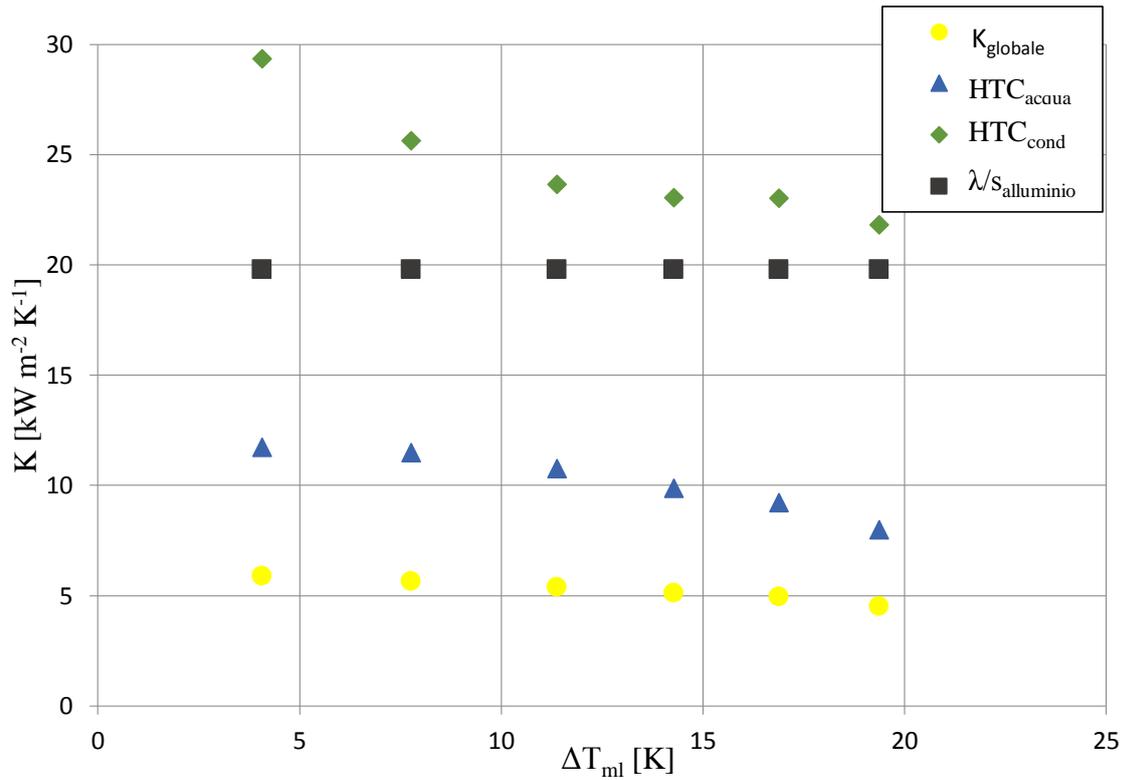


Figura 5.3 – Variazione di K e dei coefficienti di scambio al variare della temperatura media logaritmica per portata di vapore specifica $G=6.4 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$

I coefficienti di scambio termico locale (all'ingresso e in uscita del campione) possono essere determinati conoscendo il flusso termico calcolato con l'utilizzo delle termocoppie (eq. (3.12) e (3.13)) e si ricavano i valori riportati in Figura 5.4, per $G = 6.4 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

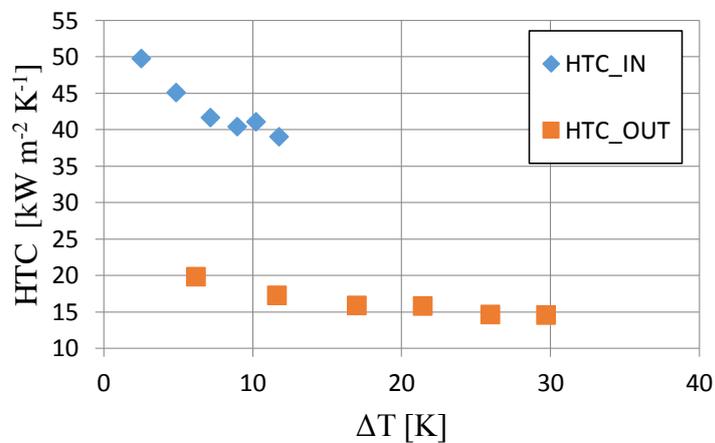


Figura 5.4 – Coefficienti di scambio locali HTC_{IN} e HTC_{OUT} in funzione della differenza di temperatura ΔT locale

All'ingresso del campione, dove il film di liquido è più sottile, il coefficiente locale HTC_{IN} è maggiore rispetto all'uscita in cui HTC_{OUT} assume valori decisamente più bassi, infatti in uscita il film è formato e assume dimensione più importanti e di conseguenza aumenta la resistenza allo scambio termico. Inoltre l'effetto della differenza di temperatura è altresì influente, ancora una volta, i coefficienti calano se questa aumenta.

L'andamento delle temperature della superficie al variare della temperatura di ingresso dell'acqua di raffreddamento è riportato in Figura 5.6, per una portata $G = 6.4 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Per valori di ingresso dell'acqua di raffreddamento alti, la differenza tra la temperatura superficiale in ingresso e in uscita si abbassa, e si alzano entrambe le temperature in ingresso e in uscita.

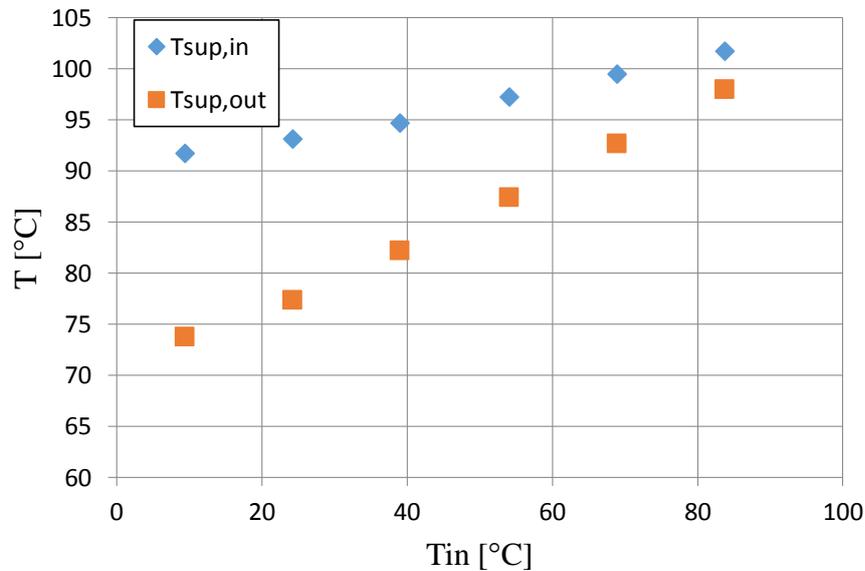


Figura 5.5 – Andamento delle temperature in uscita e in ingresso del campione per un valore di portata specifica $G = 6.4 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ al variare di T_{in}

Infine sono paragonati i coefficienti di scambio calcolando il calore scambiato con l'uso della termopila (HTC_{TP}) e con le termocoppie (HTC_{TC}) all'interno del campione (Figura 5.6).

Per lo stesso ΔT_{ml} , i coefficienti non discostano molto l'uno dall'altro, però, quanto riguarda HTC_{TP} , si hanno dei valori di incertezza sperimentale che sono più contenuti ed è il motivo per cui è stato scelto di riportare i coefficienti ottenuti con la termopila.

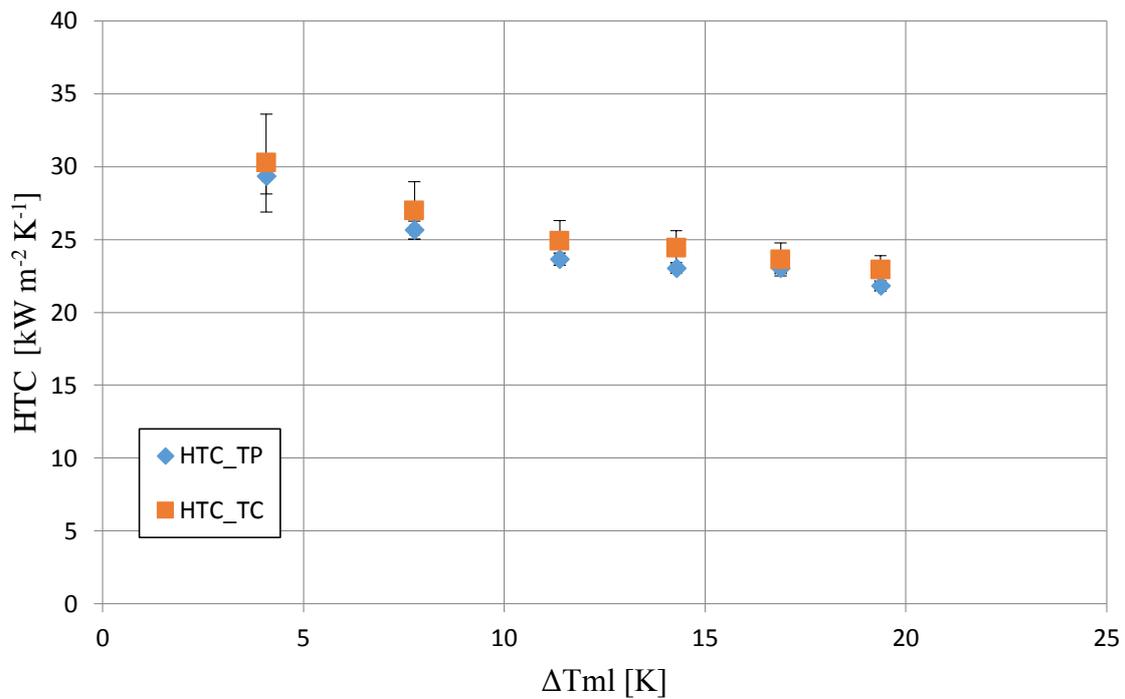


Figura 5.6 – Coefficienti di scambio calcolati utilizzando il calore scambiato rilevato dalla termopila (HTC_TP) e dalle termocoppie (HTC_TC)

5.2 CAMPIONI IDROFOBICI

Sono state condotte prove di condensazione sui campioni 1, 2 e 3 descritti nel Capitolo 4 e di seguito sono riportati i risultati sperimentali ottenuti.

5.2.1 CAMPIONE 1

Il test sul Campione 1 è stato fatto partendo da una temperatura di ingresso dell'acqua di raffreddamento di 85 °C alla portata $G = 1.6 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Mantenendo inizialmente la portata costante è stata fatta variare la temperatura dell'acqua di ingresso fino ad un valore minimo di 25 °C. Successivamente si è incrementata la portata portandola a $G = 6.4 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e infine si è ritornati alle condizioni iniziali di G e della temperatura dell'acqua di raffreddamento.

La temperatura di saturazione del vapore è stata mantenuta per tutte le prove ad una temperatura compresa tra 101 °C e 103 °C. L'acquisizione dati è stata fatta in continuo per tutta la durata della prova, registrando i dati ad intervalli di due secondi. In figura il risultato

dell'acquisizione partendo dalle condizioni iniziali della prova fino a raggiungere la temperatura dell'acqua di raffreddamento di 25 °C a $G = 1.6 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$. In Figura 5.7 sono riportati i valori di HTC e della temperatura di ingresso dell'acqua di raffreddamento T_{in} nel tempo.

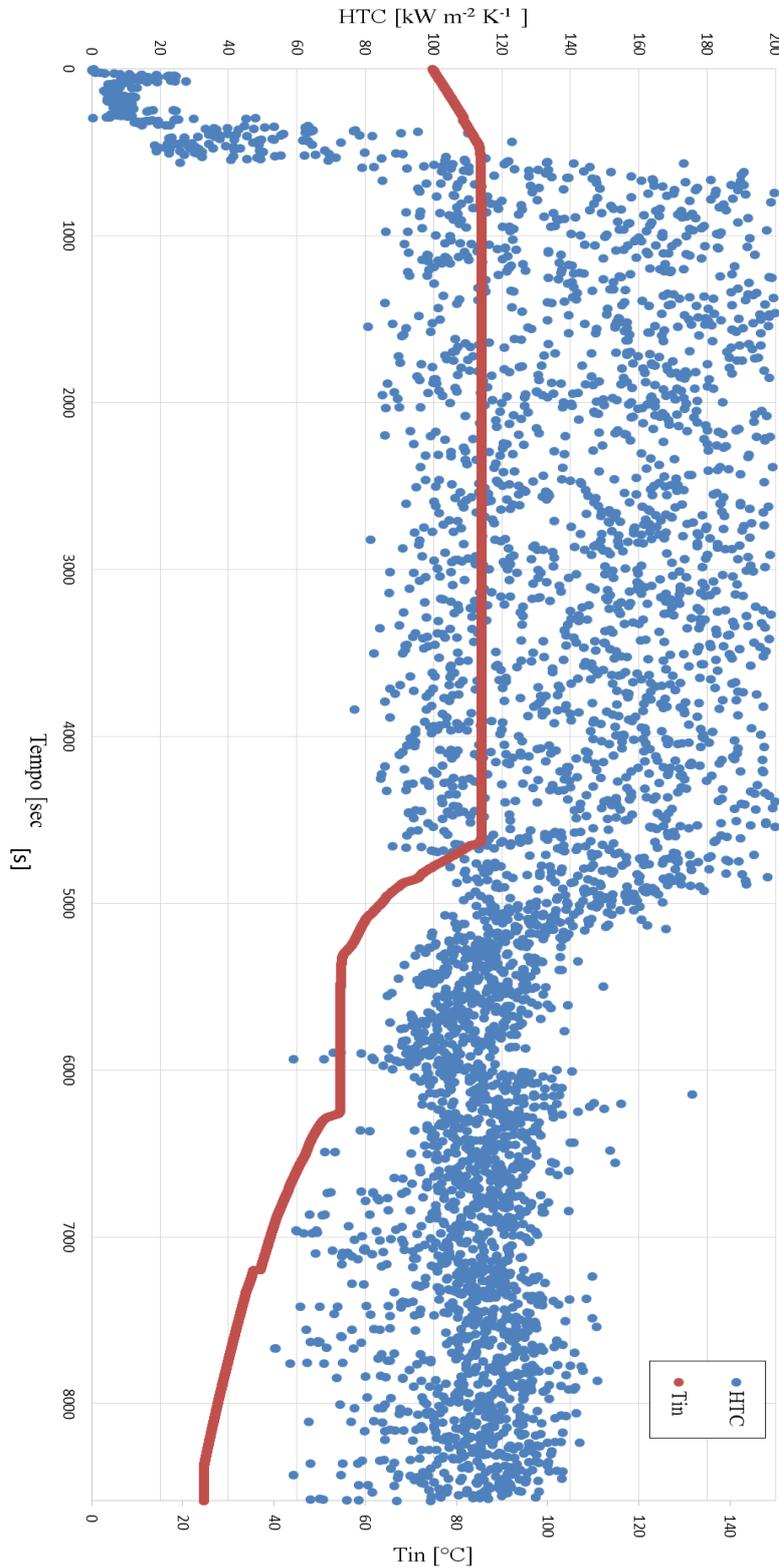


Figura 5.7 – Acquisizione in continuo dei coefficienti di scambio termico (HTC) e della temperatura di ingresso dell'acqua (T_{in}) di raffreddamento

La condensazione è stata a gocce si è verificata per tutta la durata della prova, con coefficienti di scambio termico misurati elevati.

Risulta evidente che a temperature di ingresso T_{in} alte i coefficienti oscillano e presentano una maggiore dispersione rispetto a quelli che si hanno a temperature più basse. Questo è dovuto al fatto che la differenza di temperatura tra quella di saturazione del vapore e quella superficiale è molto bassa e quindi il valore di ΔT_{ml} che ne deriva è piccolo. Poiché durante la condensazione a gocce la temperatura superficiale è meno stabile rispetto al caso della condensazione a film, anche il ΔT_{ml} è poco costante nel tempo e di conseguenza il coefficiente HTC , che dipende direttamente da ΔT_{ml} , è instabile. Si evince anche che tranne per la temperatura iniziale di 85 °C il valore di HTC resta costante al variare della temperatura.

Per sei differenti intervalli di temperatura di T_{in} sono stati presi venticinque punti di acquisizione di cui è stata calcolata la media e la deviazione standard e sono stati messi in relazione del tempo e della temperatura di ingresso fornendo anche l'incertezza (Figura 5.8).

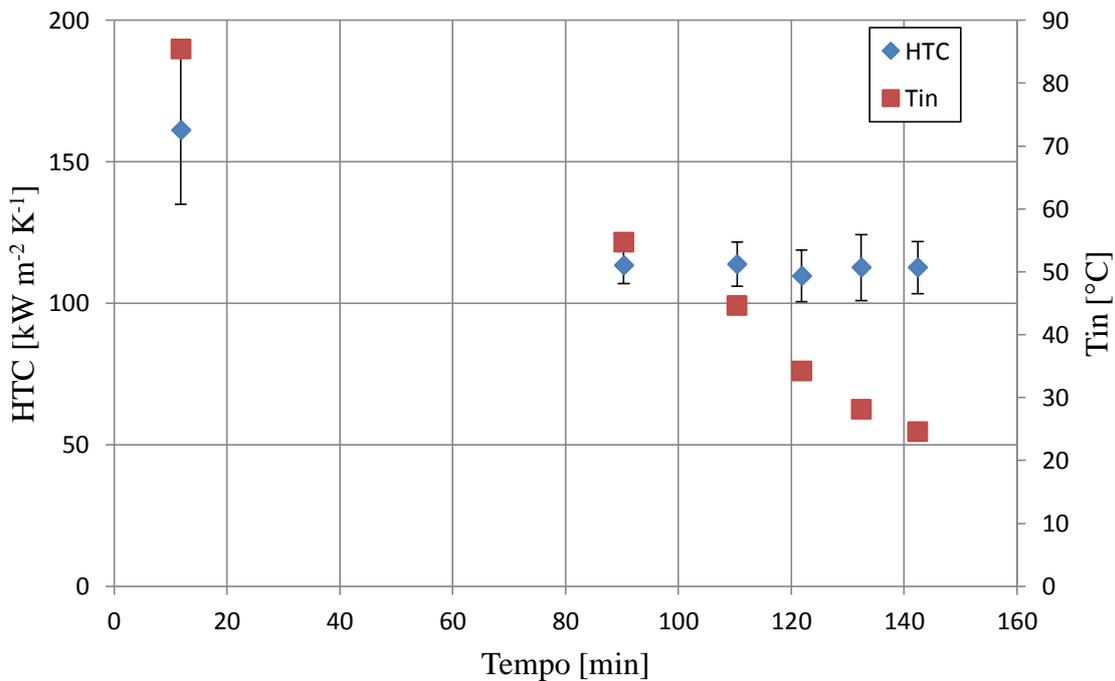


Figura 5.8 – Andamento dei coefficienti di scambio termico (HTC) rispetto al tempo e o alla temperatura di ingresso dell'acqua di raffreddamento (T_{in})

L'incertezza sui valori di HTC è piuttosto elevata, questo è dovuto al fatto che le temperature superficiali oscillano e ne deriva un'incertezza sulla differenza di temperatura media

logaritmica che è altrettanto elevata e quindi quella sul coefficiente di scambio termico, che dipende da quella del ΔT_{ml} è di conseguenza alta. Il valore più grande di incertezza, si riscontra per il primo punto a HTC più alto (26%), per il quale si aveva una maggiore dispersione.

Nei due grafici successivi (Figura 5.9 e Figura 5.10), si mettono in evidenza l'andamento di HTC e del flusso termico scambiato Q al variare di ΔT_{ml} con le relative incertezze.

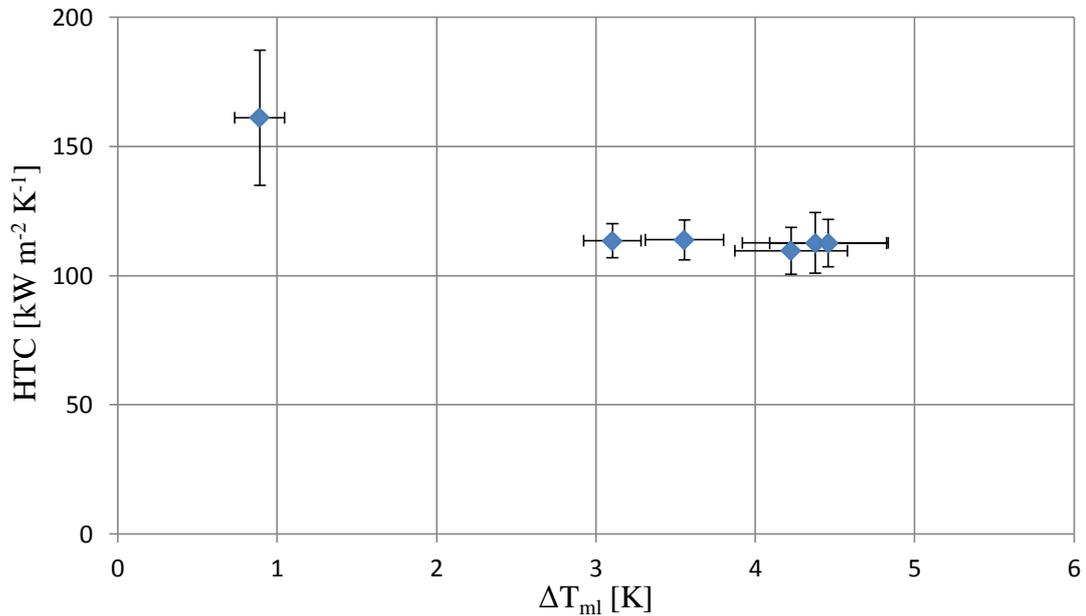


Figura 5.9 – Andamento del coefficiente di scambio HTC al variare di ΔT_{ml} .

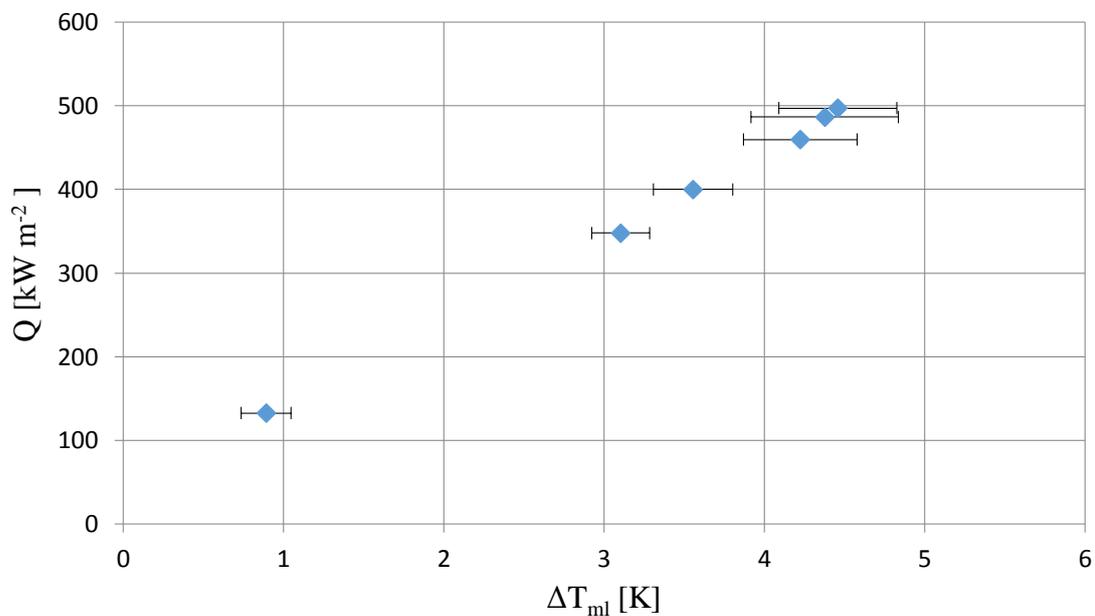


Figura 5.10 – Flusso termico scambiato rispetto la differenza di temperatura media logaritmica

Al variare della temperatura media logaritmica i coefficienti di scambio termico sono circa costanti, tranne che per il punto a 85 °C in cui risulta più alta, ma anche l'incertezza è maggiore.

Il flusso termico Q cresce all'aumentare di ΔT_{ml} e l'incertezza sul flusso termico calcolato con la termopila è molto bassa e costante al variare di ΔT_{ml} .

È stato determinato in seguito un punto aumentando la portata specifica di vapore a $G = 6.4 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ad una temperatura dell'acqua di ingresso di raffreddamento $T_{in} = 25 \text{ °C}$. Il coefficiente di scambio che è stato misurato è pari a $158 \text{ kW m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ con un ΔT_{ml} corrispondente pari a 3.25 K . Il coefficiente di scambio che si era ottenuto per la portata $G = 1.6 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ alla stessa temperatura di ingresso dell'acqua di raffreddamento T_{in} , è di $112 \text{ kW m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ con un ΔT_{ml} di 4.4 K . L'effetto dell'aumento della portata ha quindi determinato un aumento del coefficiente di scambio termico, assumendo che esso sia costante al variare della temperatura media logaritmica. L'incremento è del 25% circa.

Infine la portata specifica è stata riportata a $G = 1.6 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e si è ritornati alle condizioni iniziali di temperatura di ingresso dell'acqua di raffreddamento e sono stati ripresi dei punti alle stesse condizioni di inizio prova. Il risultato è presentato in Figura 5.11.

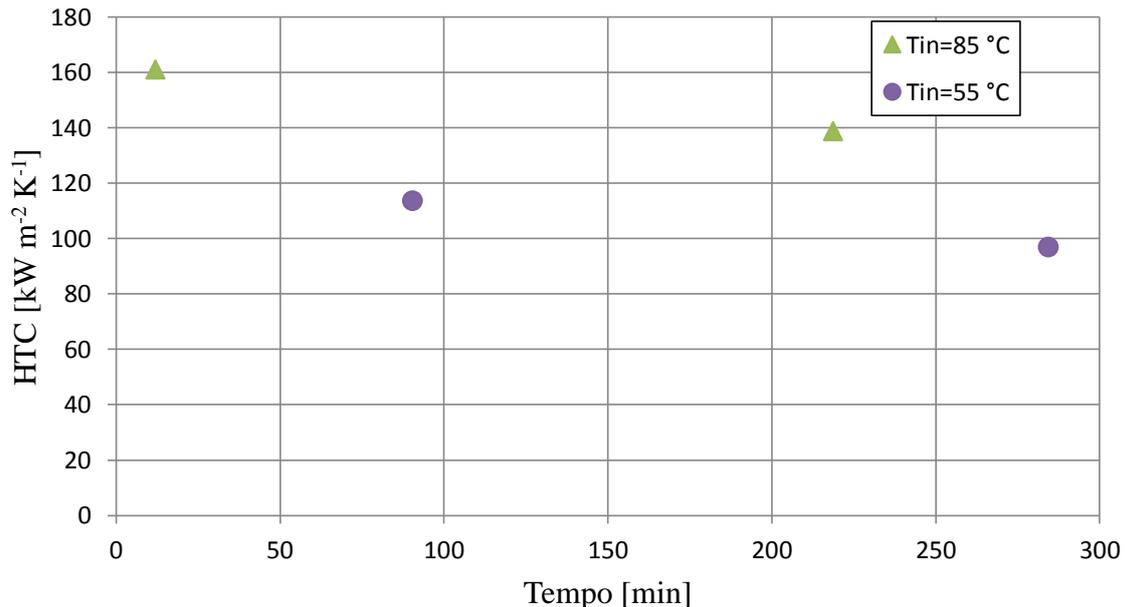


Figura 5.11 – Variazione dei coefficienti di scambio termico nel tempo, per due temperature di ingresso dell'acqua di raffreddamento differenti

I coefficienti di scambio termico misurati a parità di condizioni di portata di vapore e di temperatura di ingresso T_{in} in tempi diversi sono differenti, dopo circa 250 minuti dall'inizio

della prova essi risultano più bassi. Questo è dovuto al fatto che il rivestimento idrofobico si è degradato nel tempo in quanto sottoposto alle condizioni aggressive dell'ambiente in cui viene testato ovvero lo sforzo del vapore sulla superficie e le elevate temperature operative. Per confermare quanto detto è stata scattata una foto al campione alla fine del test e sono stati misurati gli angoli di contatto del campione in diverse zone della superficie (Figura 5.12).

$$\vartheta_a = 122^\circ \pm 8^\circ, \vartheta_r = 54^\circ \pm 6^\circ$$

$$\vartheta_a = 64^\circ \pm 24^\circ, \vartheta_r = 13,8^\circ \pm 3^\circ$$

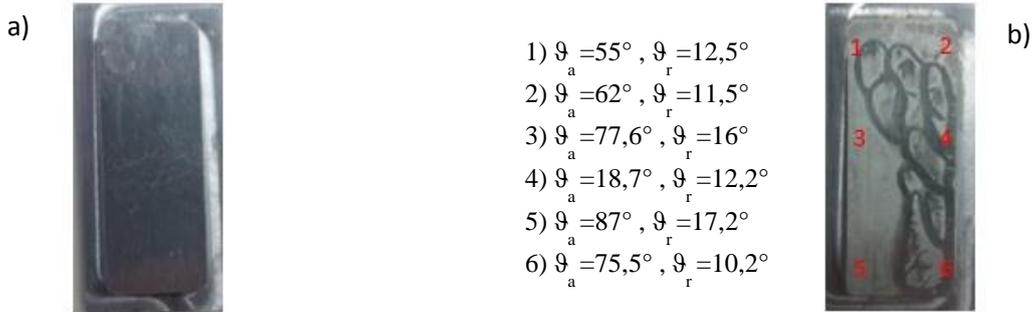


Figura 5.12 – a) Campione 1 prima di essere introdotto in impianto, risulta essere idrofobico. b) Campione 1 alla fine dei test di condensazione, risulta degradato in diverse parti della superficie

Il campione prima di essere testato in impianto presenta angoli di avanzamento e recessione con una bassa deviazione standard, infatti gli angoli misurati sulla superficie sono tra loro simili poiché la superficie e il layer di MTES che è stato depositato sopra è uniforme. Di contro, una volta finite le prove, gli angoli di avanzamento e recessione sono più bassi e disomogenei sulla superficie e la deviazione standard perciò è molto più alta. Dalla Figura 5.12 b), risulta chiaro che ci sono zone del campione che sono più o meno degradate e che fanno assumere alla goccia angoli di contatto diversi. Si vede anche che nelle zone più scure, dove presumibilmente è ancora rimasto del layer idrofobico intatto, gli angoli di avanzamento e recessione sono più alti. Ad esempio, nel punto 4, si misurano $\vartheta_a = 93.7^\circ$ e $\vartheta_r = 56.3^\circ$.

Durante le prove sono stati registrati dei video con una *High speed camera* a diverse condizioni operative.

È stato filmato il fenomeno della nucleazione e crescita delle gocce, subito dopo il momento in cui una goccia di grandi dimensioni scende e ripulisce la superficie dalle gocce più piccole che incontra e si crea la condizione favorevole alla nucleazione.

Prima di ciò è stato determinato il riferimento delle dimensioni dell'immagine ripresa. Per fare questo è stato posizionato un metro sopra il vetro esterno della sezione di misura ed è stato girato un video con la camera settata ad una risoluzione pari a 1280 x 1024 e Zoom=1x. L'immagine è stata analizzata con *Image Pro Plus* e si sono ricavati i pixel corrispondenti a un millimetro, segnato dal metro (Figura 5.13).

L'immagine del metro risulta essere poco a fuoco essendo il metro posizionato più verso la camera rispetto alla superficie del campione. Sono stati misurati 88 pixel/mm e quindi le dimensioni di Figura 5.13 sono pari a 1280/88 x 1024/88 mm, ovvero 14.5 x 11.63 mm.

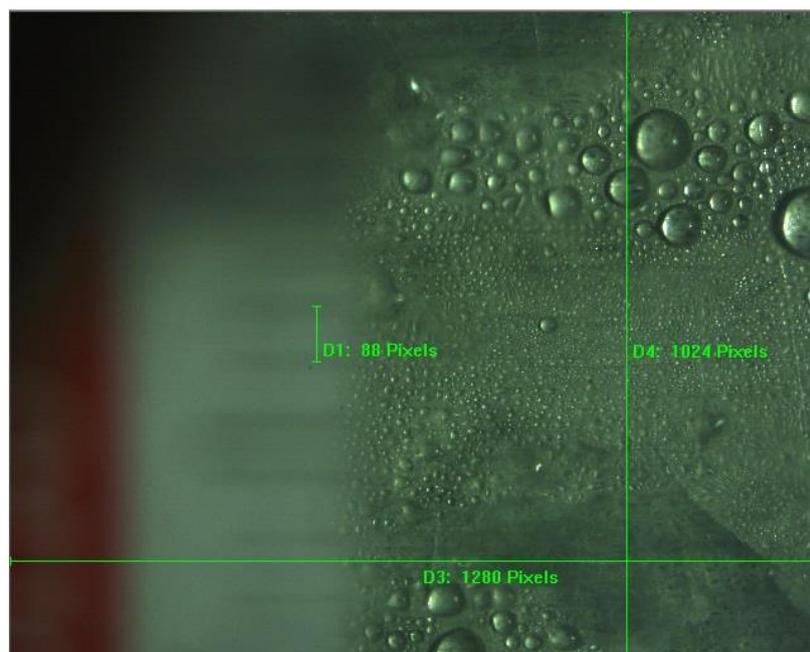


Figura 5.13 – Calcolo delle dimensioni dell'immagine che viene acquisita dalla High Speed Camera, sono stati misurati i pixel corrispondenti a un millimetro prendendo come riferimento il metro

Mantenendo la stessa risoluzione e senza muovere la camera dalla posizione a cui è stata presa l'immagine sopra, è stato aumentato lo zoom a 4x ed è stato ripreso il video della nucleazione e crescita delle gocce con una velocità di 4000 frame/sec. Dal video sono state prese le immagini dal momento della nucleazione in poi per un lasso di tempo totale di 0.15 secondi. In figura sono riportati sei intervalli del momento della crescita delle gocce, da 0 secondi a 0.15 secondi (Figura 5.14). Si deve considerare che le immagini in figura fanno riferimento ad una di condizione di zoom aumentata di quattro volte rispetto a quella in cui è stata fatta la misura dei pixel, allora ad un millimetro corrispondono $88 \times 4 = 352$ pixel. La dimensione di ognuno dei sei frame riportati è quindi di 3.63 mm x 2.9 mm per un'area di

10.5 mm², a fronte di un'area totale del campione pari a 1000 mm² quindi si sta considerando solo una piccola parte della superficie del campione sulla quale sta avvenendo la condensazione.

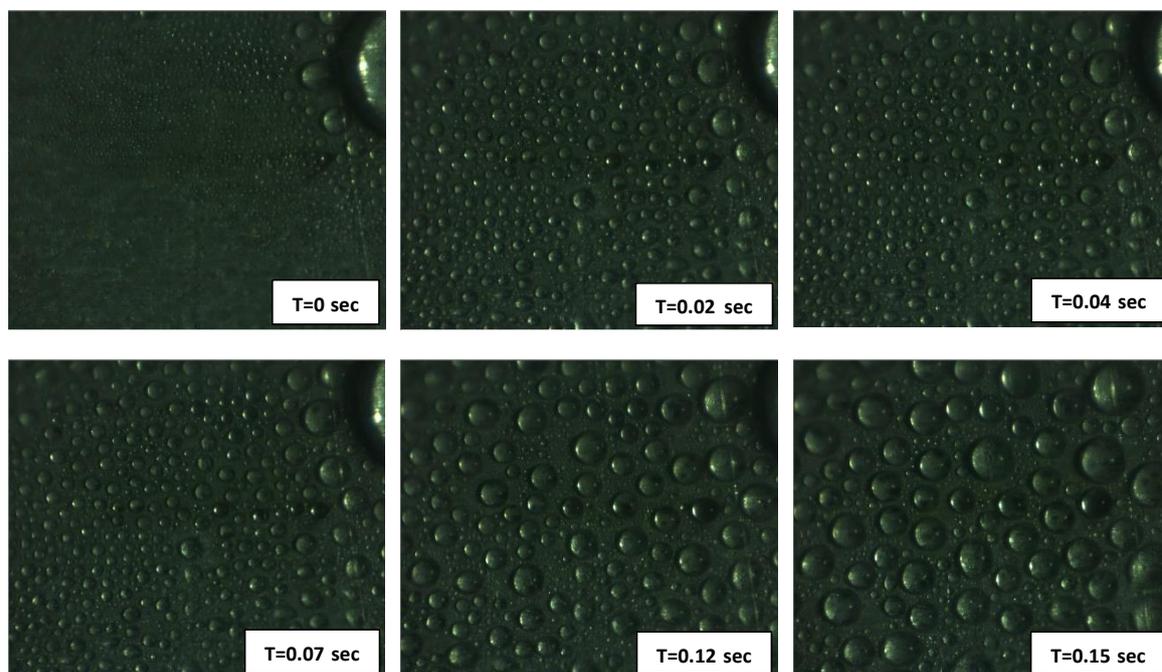


Figura 5.14 – Ferme immagine della nucleazione e crescita delle gocce partendo da quando la superficie viene ripulita e le gocce iniziano a formarsi (0sec), fino a 0.15 secondi

All'inizio (0sec) è difficile distinguere le gocce sulla superficie, data la loro dimensione molto piccola. Il diametro più piccolo che è stato possibile misurare a zoom massimo sull'immagine è stato di 0.009 mm, ovvero di tre pixel. All'aumentare del tempo le gocce crescono, inizialmente per condensazione del vapore su di esse e poi per coalescenza con le gocce più vicine e si distinguono sulla superficie. Il numero di gocce inoltre è minore all'aumentare del tempo: la superficie a T=0.15 secondi è popolata da un minor numero di gocce che hanno mediamente un diametro più grande, rispetto ai momenti precedenti.

Sono stati effettuati altri video durante la condensazione ed è stato misurato il raggio massimo di partenza della goccia in diverse condizioni operative. Per portata di vapore $G = 1.6 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ sono stati misurati i diametri di partenza delle gocce dalla superficie per temperatura di ingresso dell'acqua di 55 °C e 25 °C (Figura 5.15). Si sono misurati valori di $R_{max, 55} = 1.1 \text{ mm}$ e $R_{max, 25} = 1.2 \text{ mm}$.

Al variare della temperatura di ingresso il diametro massimo della goccia non cambia di molto.

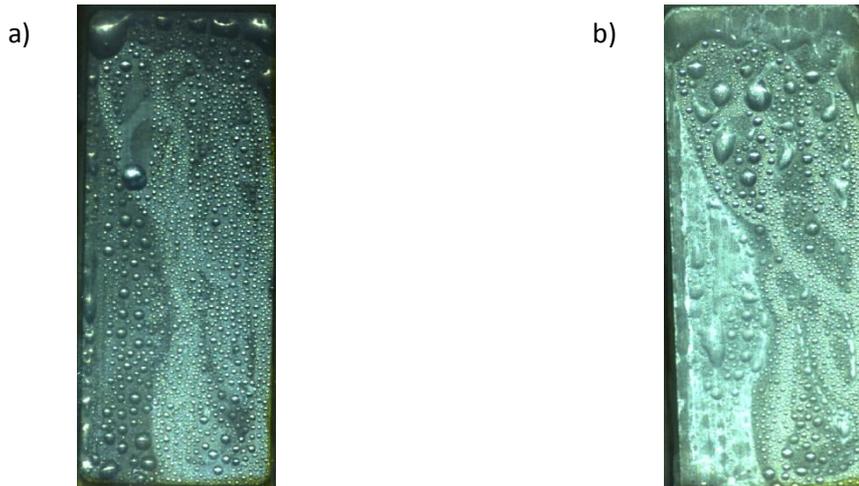


Figura 5.15 – Immagini della condensazione a gocce per temperatura di ingresso dell’acqua di raffreddamento di a) 55°C e b) 25°C a portata $G = 1.6 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$

Le stesse misure sono state effettuate anche per i due valori di portata di vapore differenti e alla stessa temperatura di ingresso dell’acqua di raffreddamento $T_{in}=25^{\circ}\text{C}$ (Figura 5.16).

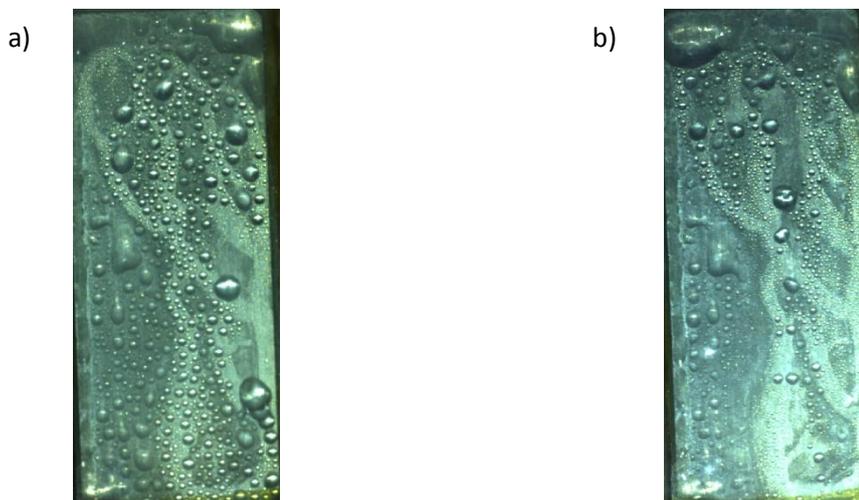


Figura 5.16 - Immagini della condensazione a gocce per temperatura di ingresso dell’acqua di raffreddamento pari a 25°C e portata di a) $G = 1.6 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e b) $G = 6.4 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$

Per la portata di vapore $G = 6.4 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ è stato misurato un diametro massimo di partenza della goccia $R_{max,G=6.4} = 0.8 \text{ mm}$ mentre a $G = 1.6 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ $R_{max,G=1.6} = 1.2 \text{ mm}$.

Il motivo per cui all’aumentare della portata cala il diametro a cui la goccia si stacca dalla superficie è dovuto al fatto che se la velocità del vapore è più alta aumenta lo sforzo che il vapore esercita sulla sua superficie e quindi la forza che si oppone a quella capillare che mantiene la goccia attaccata è maggiore e l’equilibrio viene raggiunto per diametri più piccoli. Con le gocce che si staccano dalla superficie a diametri più bassi, aumenta la densità

di popolazione e il tasso di rinnovo della superficie, questo favorisce la presenza di un maggior numero di gocce di diametro più piccolo sulla superficie e ne deriva un miglioramento dello scambio termico, ovvero coefficienti di scambio termico più alti.

5.2.1.1 CONFRONTO CON I COEFFICIENTI DI SCAMBIO TERMICO OTTENUTI IN CONDENSAZIONE A FILM

Vengono ora confrontati i risultati ottenuti nella condensazione a film su alluminio idrofilico descritta all'inizio del Capitolo con quelli in condensazione a gocce. In Figura 5.17 e Figura 5.18 si confrontano i coefficienti di scambio e il flusso termico scambiato nei due casi al variare della temperatura media logaritmica, per la portata specifica di vapore $G = 1.6 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Si indicano con 'HY' e 'HPHIL' i punti ricavati con il campione idrofobico e con l'alluminio idrofilico.

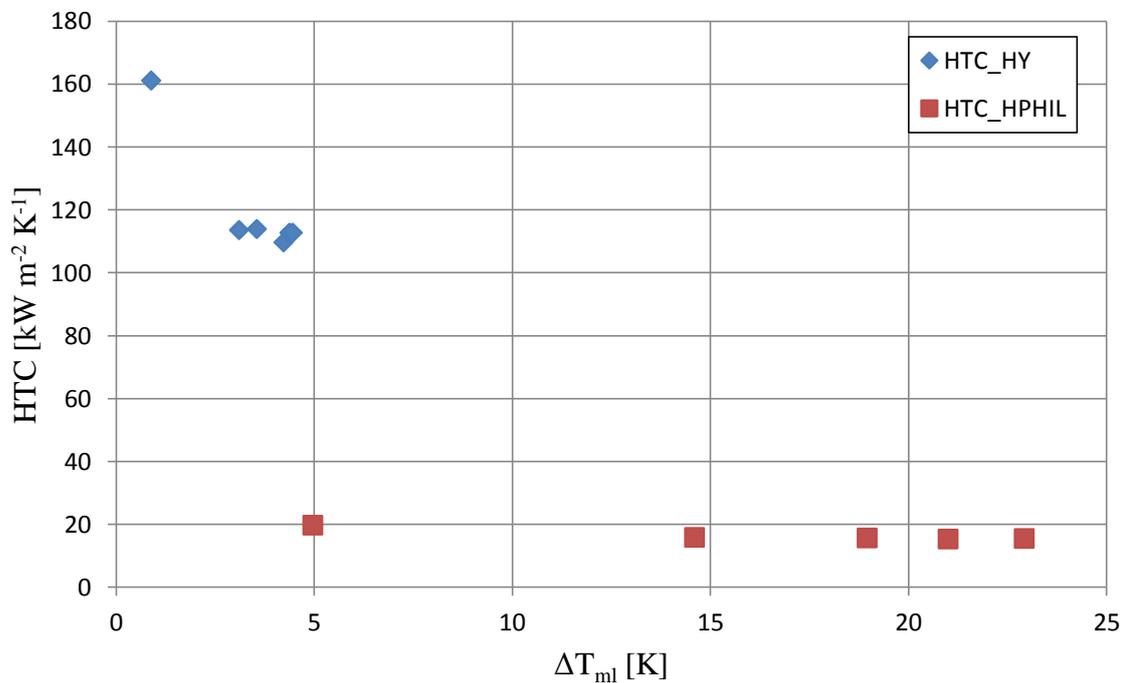


Figura 5.17 – Confronto tra i coefficienti di scambio termico ottenuti con l'alluminio idrofilico, HTC_{HPHIL} , e quelli ottenuti in condensazione a gocce, HTC_{HY}

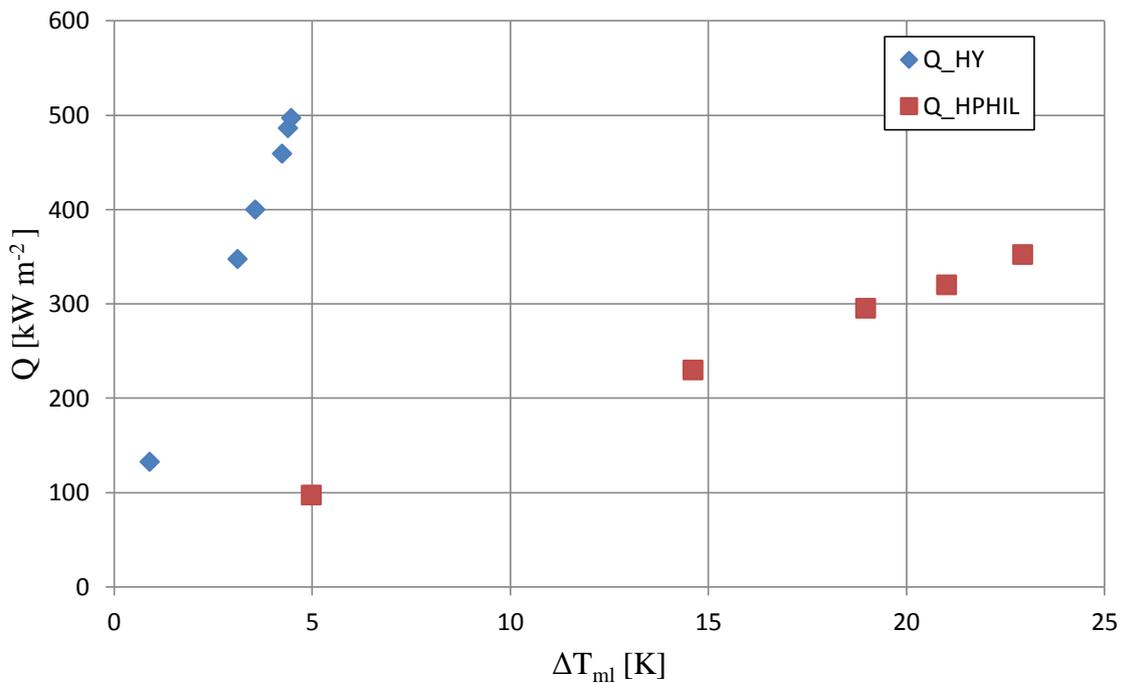


Figura 5.18 – Confronto tra i coefficienti di scambio termico ottenuti con l'alluminio idrofilico, Q_{HPHIL} , e quelli ottenuti in condensazione a gocce, Q_{HY}

I coefficienti di scambio termico che si hanno in condensazione a gocce sono sensibilmente più elevati rispetto a quelli in condensazione a film su alluminio idrofilico, risultano sei volte più alti, anche il flusso termico è maggiore. Durante la condensazione a gocce, non è presente il film di liquido che costituisce la maggior fonte di resistenza al trasferimento del calore che si ha invece nella condensazione a film. Inoltre le differenze di temperatura media logaritmica che si raggiungono durante la condensazione a film sono più alte, infatti, se la resistenza termica è più alta, la caduta di temperatura tra quella di saturazione e quella superficiale sarà più alta. Non si riescono a raggiungere gli stessi ΔT_{ml} con campione idrofobico a parità di condizioni di temperatura di ingresso dell'acqua di raffreddamento e portata specifica di vapore. Questo deve essere tenuto in considerazione quando si confrontano i flussi termici, infatti data una certa differenza di temperatura tra quella di vapore e quella dell'acqua di raffreddamento viene scambiato più calore in condensazione a gocce e il ΔT_{ml} lato vapore è più basso.

L'effetto della diversa resistenza termica tra i due modi di condensazione lo si vede anche sulle temperature misurate all'interno del campione dalle termocoppie. Si indicano con T'_{in} e T''_{in} le temperature misurate all'ingresso del campione dalle termocoppie, la prima indica

la temperatura misurata più vicina alla superficie a contatto con il vapore la seconda quella più distante. Analogamente con T''_{in} e T''_{out} vengono indicate le temperature misurate all'uscita del campione. Con T_{sat} si indica invece la temperatura di saturazione del vapore. Vengono confrontate le temperature all'ingresso (IN) e all'uscita (OUT) nel campione idrofilico in alluminio con quelle del campione idrofobico per la portata $G = 1.6 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e per le temperature di ingresso dell'acqua di raffreddamento $T_{in}=85 \text{ °C}$ (Figura 5.19 e Figura 5.20) e $T_{in}=25 \text{ °C}$ (Figura 5.21 e Figura 5.22)

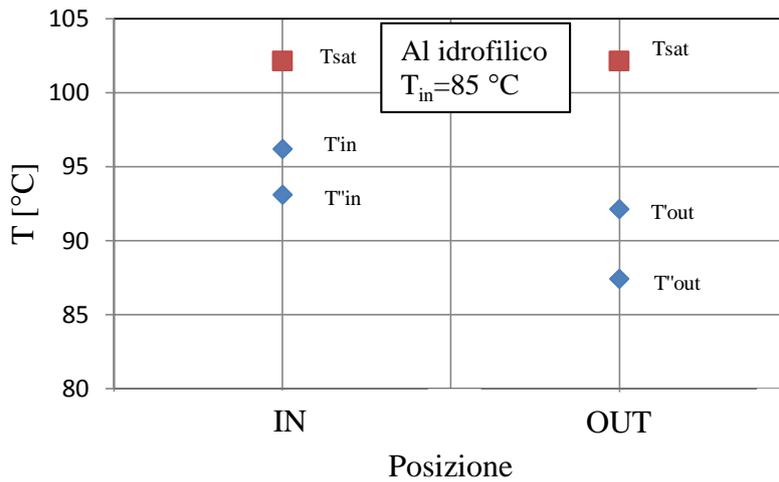


Figura 5.19 – Temperature rilevate dalle termocoppie all'interno del campione in alluminio idrofilico in IN e OUT per una temperatura di ingresso dell'acqua di raffreddamento di 85°C

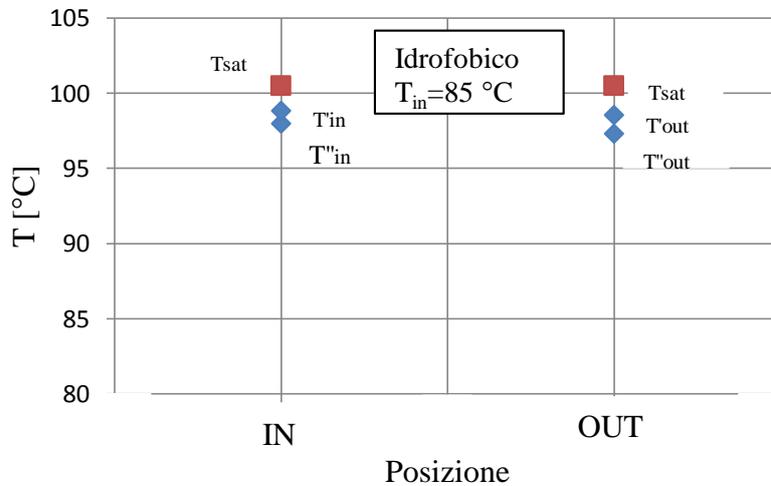


Figura 5.20 – Temperature rilevate dalle termocoppie all'interno del campione idrofobico in IN e OUT per una temperatura di ingresso dell'acqua di raffreddamento di 85°C

In figura Figura 5.19, caso della condensazione a film, si vede che le temperature in ingresso e in uscita del campione sono più distanti dalla temperatura di saturazione rispetto a quelle misurate nel caso della condensazione a gocce. Inoltre anche le temperature T'_{in} e T'_{out} e T''_{in} e T''_{out} sono più distanti tra loro nella condensazione a film, infatti scendendo lungo il campione, lo spessore di liquido aumenta, determinando una maggiore resistenza termica, cosa che non succede nella condensazione a gocce dove invece le temperature in ingresso e quelle in uscita sono circa le stesse.

Portandosi ad una temperatura di ingresso dell'acqua di raffreddamento di $25\text{ }^{\circ}\text{C}$ si ricavano le temperature di Figura 5.21 e Figura 5.22.

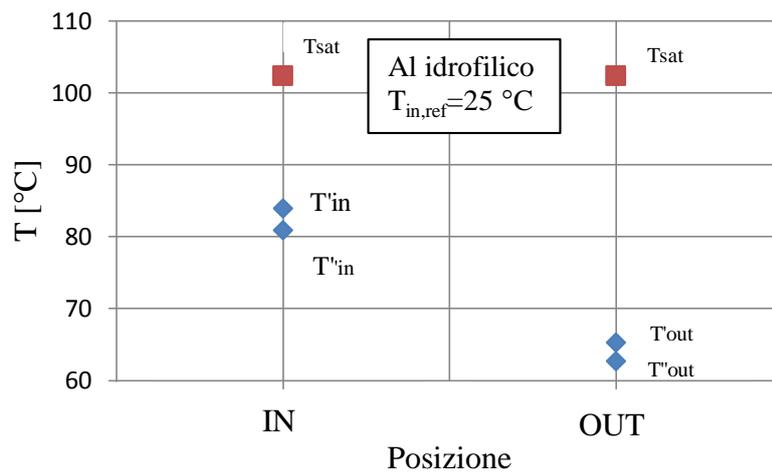


Figura 5.21 - Temperature rilevate dalle termocoppie all'interno del campione in alluminio idrofilico in IN e OUT per una temperatura di ingresso dell'acqua di raffreddamento di $25\text{ }^{\circ}\text{C}$

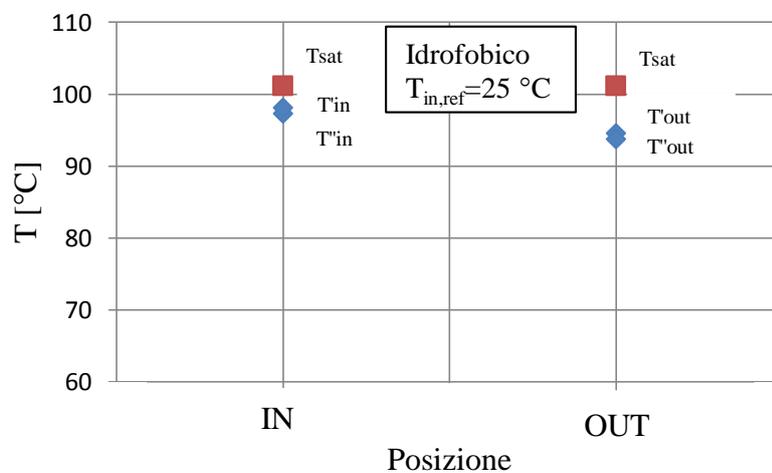


Figura 5.22 - Temperature rilevate dalle termocoppie all'interno del campione idrofobico in IN e OUT per una temperatura di ingresso dell'acqua di raffreddamento di $25\text{ }^{\circ}\text{C}$

Ad una temperatura di ingresso T_{in} più bassa, le temperature all'interno del campione si portano ad una temperatura più bassa rispetto a quando la temperatura è di 85 °C, sia nel caso dell'alluminio idrofilico che nel caso del campione idrofobico. Tuttavia l'abbassamento è più marcato per il campione idrofilico dal momento che se c'è una differenza di temperatura maggiore tra vapore e acqua di raffreddamento lo spessore del film di liquido risulta essere più grande e quindi si alza la resistenza termica e la differenza è ancora più grande se si considerano le temperature in uscita. La stessa cosa non si può dire per il campione idrofobico, dove si vede che le temperature non scendono di molto rispetto al primo caso studiato, infatti il coefficiente di scambio praticamente non dipende dalla differenza di temperatura né dalla distanza lungo il campione e quindi la resistenza termica rimane costante al variare delle condizioni operative garantendo una caduta di temperatura pressoché costante.

Vengono confrontati infine i coefficienti di scambio termico globale K tra campione idrofilico e idrofobico, ad una portata specifica di vapore $G = 1.6 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ed al variare della temperatura di ingresso dell'acqua di raffreddamento (Figura 5.23). Viene indicato con K_{HY} il coefficiente di scambio globale nel caso del campione idrofobico e con K_{HPHIL} si indica il campione idrofilico.

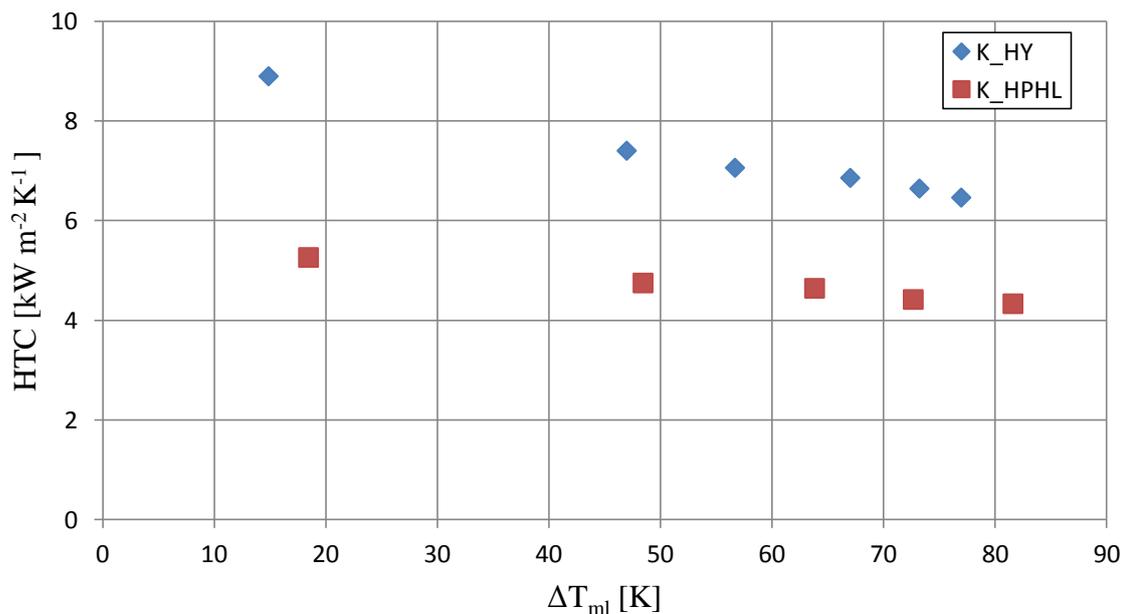


Figura 5.23 – Confronto tra i coefficienti di scambio termico globale K per il campione in alluminio idrofilico e quello idrofobico.

Risulta chiaro dal grafico che quando il campione è idrofobico si ottengono dei coefficienti di scambio termico globale che sono più alti di circa il 30%. Dato che nella K globale la maggiore resistenza termica è concentrata dalla parte dell'acqua di raffreddamento, un aumento marcato dei coefficienti di scambio in condensazione non porta lo stesso incremento nel coefficiente di scambio globale.

Sia in un caso che nell'altro, K decresce all'aumentare di ΔT_{ml} in quanto cala il coefficiente di scambio termico dell'acqua di raffreddamento.

5.2.2 CAMPIONE 2

Nei test che sono stati condotti sul campione 2, la temperatura dell'acqua di raffreddamento è stata mantenuta costante per tutta la durata della prova ad una temperatura di 85°C , e mantenendo la portata specifica di vapore costante a $G = 1.6\text{ kg m}^{-2}\text{ s}^{-1}$. La temperatura di saturazione del vapore è rimasta compresa tra i 102 e 104°C per la durata della prova. L'acquisizione dati è stata fatta in continuo ed allo stesso modo di quanto fatto per il Campione 1 sono stati registrati i dati ad intervalli stabiliti per valutare l'andamento dei coefficienti di scambio termico nel tempo. Il risultato è espresso in Figura 5.24.

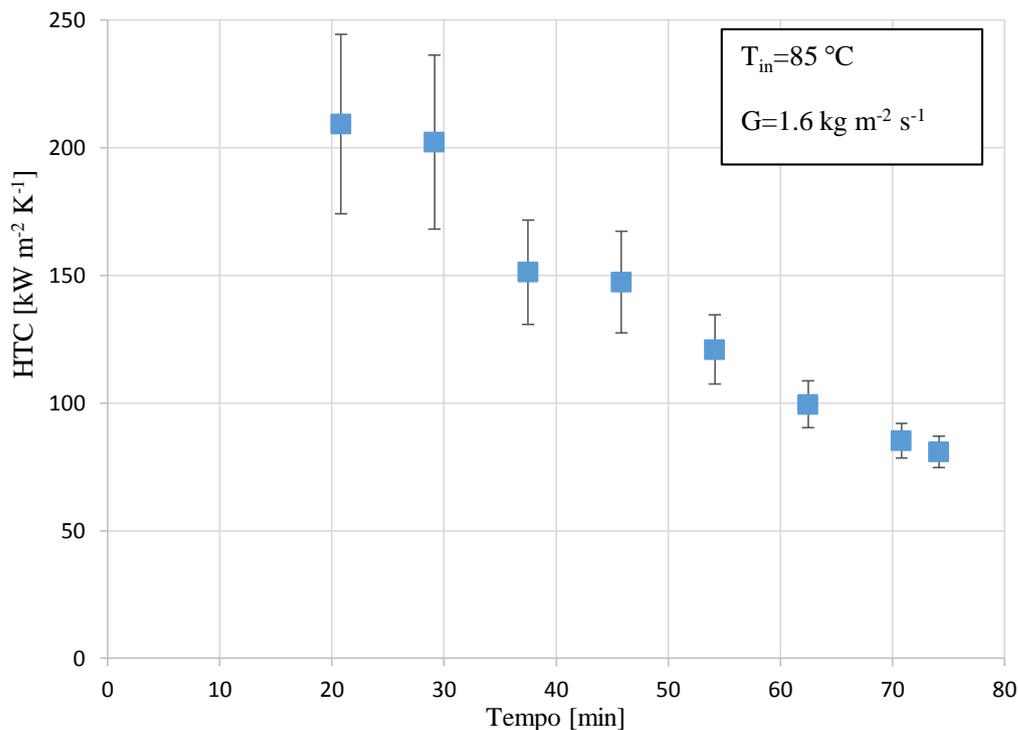


Figura 5.24 – Coefficiente di scambio termico nel tempo

I coefficienti di scambio HTC assumono valori piuttosto alti all'inizio, oltrepassando i $200 \text{ kW m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ per poi calare abbastanza rapidamente e dopo circa settanta minuti portarsi a poco meno di $100 \text{ kW m}^{-2} \text{ K}^{-1}$, calando del 50 % circa. Questo significa che il campione si degrada velocemente nel tempo e non riesce a mantenere le caratteristiche idrofobiche come era avvenuto nel caso del Campione 1. Una volta terminate le prove, si sono misurati gli angoli di avanzamento e recessione del campione per verificare il suo stato. La superficie risultava essere degradata, e disomogenea. In Figura 5.25 il confronto tra il campione prima di essere introdotto in impianto e al termine delle prove.

$$\vartheta_a = 93,2^\circ \pm 1^\circ, \vartheta_r = 52,5^\circ \pm 4^\circ$$

a)



$$\vartheta_a = 56,6^\circ \pm 24^\circ, \vartheta_r = 22,5^\circ \pm 17^\circ$$

b)

- 1) $\vartheta_a = 48,8^\circ, \vartheta_r = 11,8^\circ$
- 2) $\vartheta_a = 65,8^\circ, \vartheta_r = 26,5^\circ$
- 3) $\vartheta_a = 42^\circ, \vartheta_r = 13,8^\circ$
- 4) $\vartheta_a = 93,7^\circ, \vartheta_r = 56,3^\circ$
- 5) $\vartheta_a = 22,6^\circ, \vartheta_r = 12,8^\circ$
- 6) $\vartheta_a = 68^\circ, \vartheta_r = 14,2^\circ$



Figura 5.25 – Campione prima di essere introdotto in impianto a) e dopo i test b)

L'angolo di avanzamento, passa da $\vartheta_a = 122^\circ$ a $\vartheta_a = 64^\circ$, cioè passa da essere idrofobico a non esserlo più, inoltre gli angoli di contatto che si sono misurati nei sei punti indicati in Figura 5.25 b) presentano degli angoli di avanzamento e recessione molto diversi tra loro confermando che in alcune zone della superficie è stato rovinato in maniera più marcata. Il coefficiente di scambio termico al variare della temperatura media logaritmica e il calore scambiato sono riportati in Figura 5.26 e Figura 5.27.

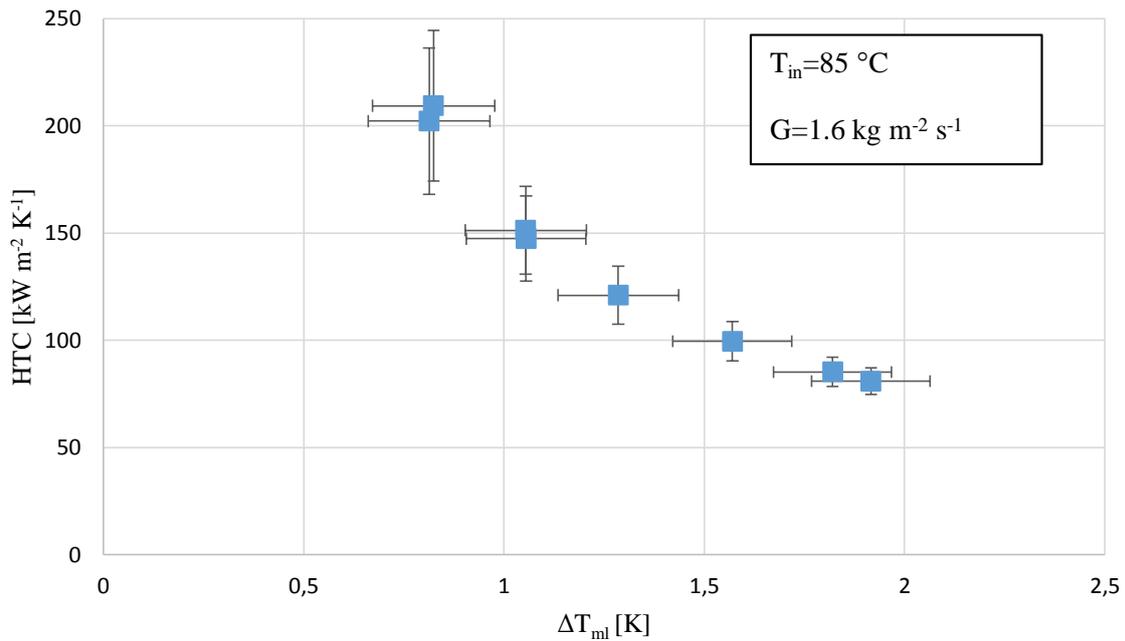


Figura 5.26 – HTC in funzione di ΔT_m

Il coefficiente di scambio termico decresce se la differenza di temperatura aumenta, questo non è causato da una dipendenza del coefficiente dalla temperatura, piuttosto è dovuto al fatto che nel tempo i coefficienti si abbassano perché il campione si degrada, e quindi aumenta la differenza di temperatura tra quella di saturazione del vapore e quella superficiale. Il flusso termico invece rimane più o meno costante, infatti la maggiore resistenza allo scambio termico è determinata dall'acqua di raffreddamento e quindi piccole variazioni del coefficiente di scambio lato vapore non incidono pesantemente sul calore scambiato. Dalla figura, si nota che invece di calare, si alza leggermente, ma è l'effetto della variabilità in crescita della temperatura di condensazione durante il corso della prova.

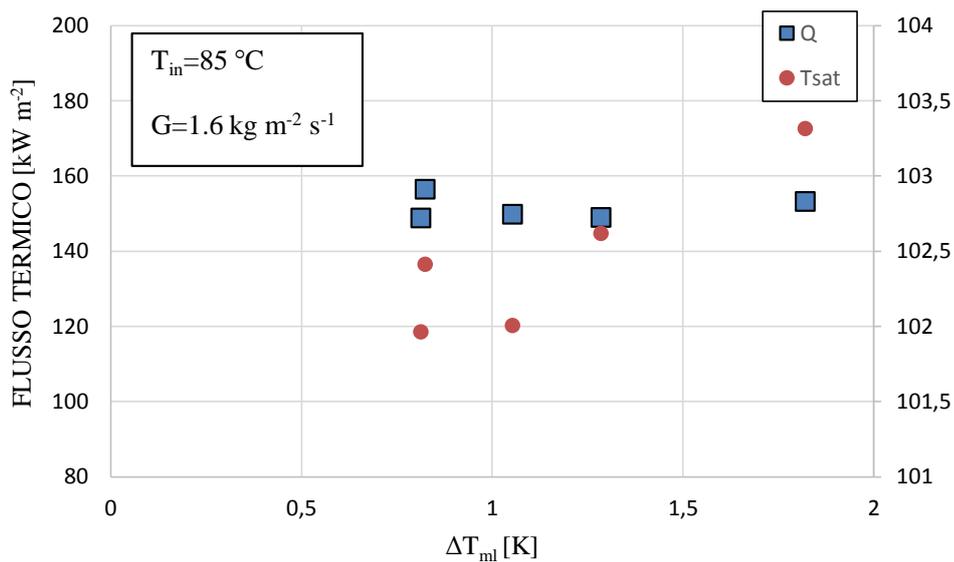


Figura 5.27 – Flusso termico in funzione di ΔT_{ml} e della temperatura di saturazione

Sono stati fatti dei video con la *High Speed Camera* e è stata ripresa la condensazione all'inizio delle prove e alla fine, quando il campione è più degradato, di seguito sono riportati i frame dei video Figura 5.28.

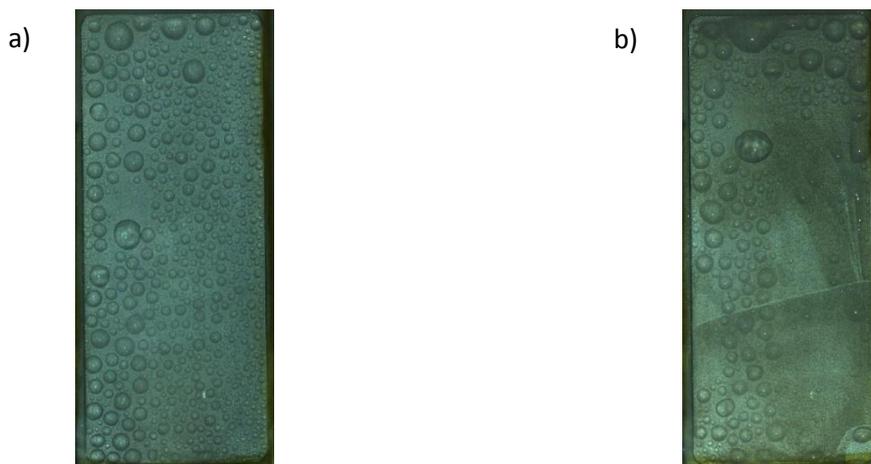


Figura 5.28 – Campione 2 all'inizio delle prove di condensazione a) e alla fine b).

All'inizio dei test, Figura 5.28 a) le gocce appaiono con una forma regolare e si distinguono i contorni della linea di contatto sulla superficie, mentre alla fine, quando il campione è più

degradato, le gocce assumono una forma meno regolare si nota anche che nella parte alta del campione comincia a formarsi un film di liquido invece di avere gocce.

Il diametro massimo di partenza della goccia dalla superficie è stato misurato e all'inizio è pari a $R_{max}=1.5$ mm mentre alla fine aumenta ed è uguale a $R_{max}=2$ mm. La ragione per la quale succede questo è che se il rivestimento idrofobico viene meno e aumenta la forza capillare che la tiene vincolata alla superficie che dipende dall'angolo di contatto.

Rispetto al Campione 1 i coefficienti di scambio termico sono più alti all'inizio delle prove ma si degradano più in fretta, nel grafico di Figura 5.29, sono paragonati i coefficienti di scambio termico a temperatura di ingresso dell'acqua di raffreddamento a 85 °C, rispetto al tempo.

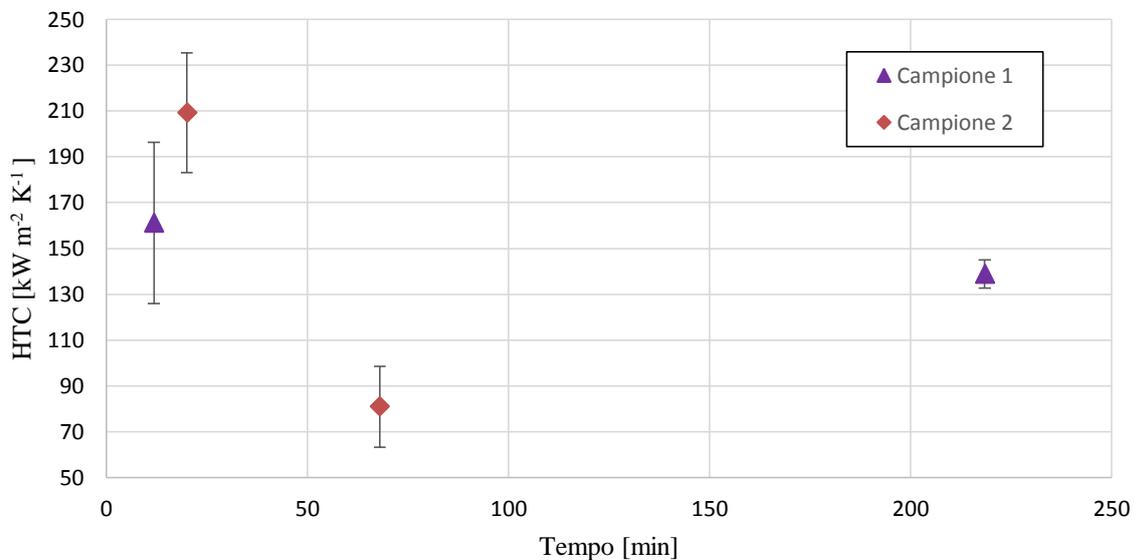


Figura 5.29 – Confronto dei coefficienti di scambio termico per il Campione 1 e Campione 2 nel tempo.

All'inizio, quando i campioni sono integri, HTC ottenuto con il Campione 2 è circa $50 \text{ kW m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ più elevato rispetto al Campione 1, tuttavia dopo solo 70 minuti dall'inizio del test si abbassa $80 \text{ kW m}^{-2} \text{ K}^{-1}$, valore decisamente più basso rispetto agli HTC del Campione 1 ottenuti nello stesso momento. Il motivo per cui il Campione 2 presenta coefficienti più alti è probabilmente imputabile alla maggiore rugosità della sua superficie che ne determina una più alta densità di nucleazione delle gocce e quindi una maggiore densità di popolazione che garantiscono uno scambio termico maggiore. Tuttavia essendo la superficie più rugosa il layer idrofobico di *MTES* che viene depositato sopra probabilmente

aderisce in maniera più irregolare ed è più facile per il vapore rimuoverlo dalla superficie. Così la degradazione avviene in tempi più brevi e gli HTC calano più rapidamente.

5.2.3 CAMPIONE 3

Il Campione 3 è stato testato in impianto mantenendo la temperatura di ingresso dell'acqua di raffreddamento a 55 °C e la portata specifica di vapore a $G = 1.6\text{ kg m}^{-2}\text{ s}^{-1}$, ed una temperatura di saturazione del vapore di 101 °C . È stato acquisito un solo punto in queste condizioni operative. La durata della prova è stata di 30 minuti.

Non è stata visualizzata condensazione a gocce ma a film e il coefficiente di scambio termico misurato viene di seguito confrontato (Figura 5.30) con i coefficienti ottenuti nella condensazione a film su alluminio idrofilico a parità di portata specifica di vapore.

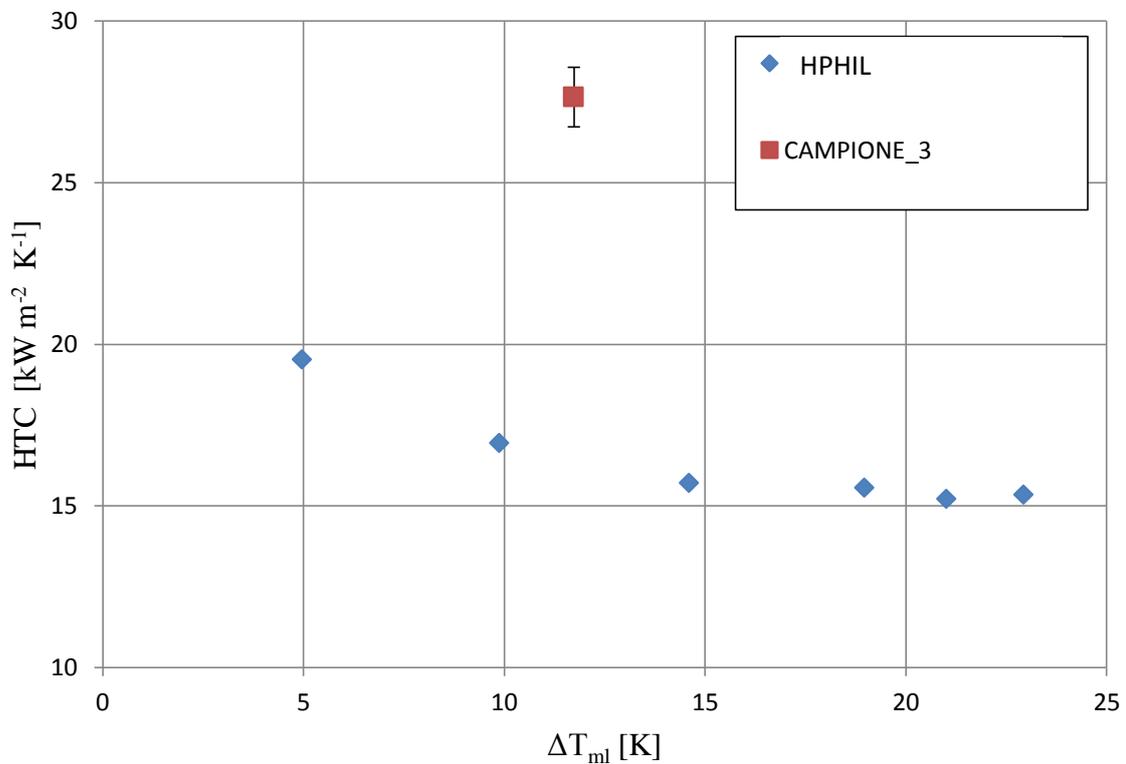


Figura 5.30 – Coefficiente di scambio termico ottenuto con il Campione 3 per una temperatura di ingresso dell'acqua di raffreddamento di 55 °C , confrontato con i coefficienti ottenuti nel campione in alluminio idrofilico a parità di portata specifica

Il coefficiente di scambio ottenuto è più alto rispetto a quelli calcolati per il campione idrofilico, anche se più basso rispetto a quelli ottenuti nei Campioni 1 e 2.

In Figura 5.31, una foto della condensazione sul Campione 3 estrapolata dal video fatto con la *High Speed Camera*.



Figura 5.31 – Immagine della condensazione sul Campione 3, la condensazione è a film

Il Campione una volta uscito dall'impianto, a prove terminate presentava ancora lo stesso angolo di avanzamento mentre la recessione risultava essersi abbassata. La sua superficie inoltre non sembrava essersi degradata durante la prova. In Figura 5.32 sono riportate le foto del campione prima e dopo il test. Sono riportati gli angoli di avanzamento e recessione.

$$\vartheta_a = 134^\circ \pm 7^\circ, \vartheta_r = 93,6^\circ \pm 14^\circ$$

$$\vartheta_a = 134^\circ \pm 13^\circ, \vartheta_r = 43,2^\circ \pm 15^\circ$$

a)



b)



Figura 5.32 – Campione 3 prima a) e dopo b) essere stato testato in impianto

Anche se il campione è ancora idrofobico, la condensazione è avvenuta a film. Il motivo può essere dovuto alla presenza di acqua all'interno delle rugosità che sono presenti sulla

superficie del campione che è stato sottoposto a *etching*. In questo modo il campione risulta allagato, e non c'è modo per la goccia di formarsi sulla sua superficie e avere condensazione a gocce. Tuttavia questo effetto determina un incremento dello scambio termico in condensazione a film perché riduce l'attrito tra la superficie e il film di liquido [40].

5.3 CAMPIONE IN RAME

Sono state portate a termine prove di condensazione sul campione in rame descritto nel Capitolo 5. Sono stati determinati i coefficienti di scambio termico per due diversi valori di portate specifiche di vapore $G = 1.6 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e $G = 6.4 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Di seguito sono riportate le curve di HTC e del flusso termico al variare di ΔT_{ml} per le due portate (Figura 5.33 e Figura 5.34). Analogamente a quanto visto per l'alluminio idrofilico, HTC cala all'aumentare di ΔT_{ml} e aumenta all'aumentare della portata specifica, cioè all'aumentare della velocità del vapore.

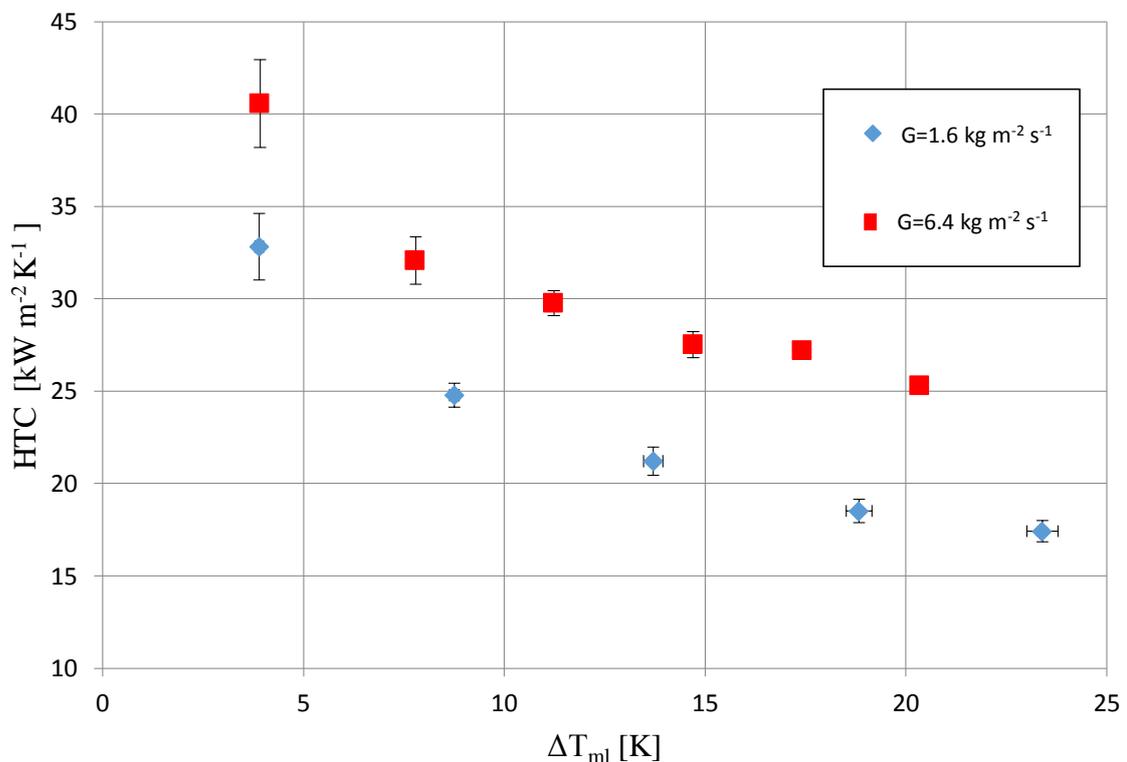


Figura 5.33 – HTC in funzione di ΔT_{ml} per due portate specifiche di vapore diverse

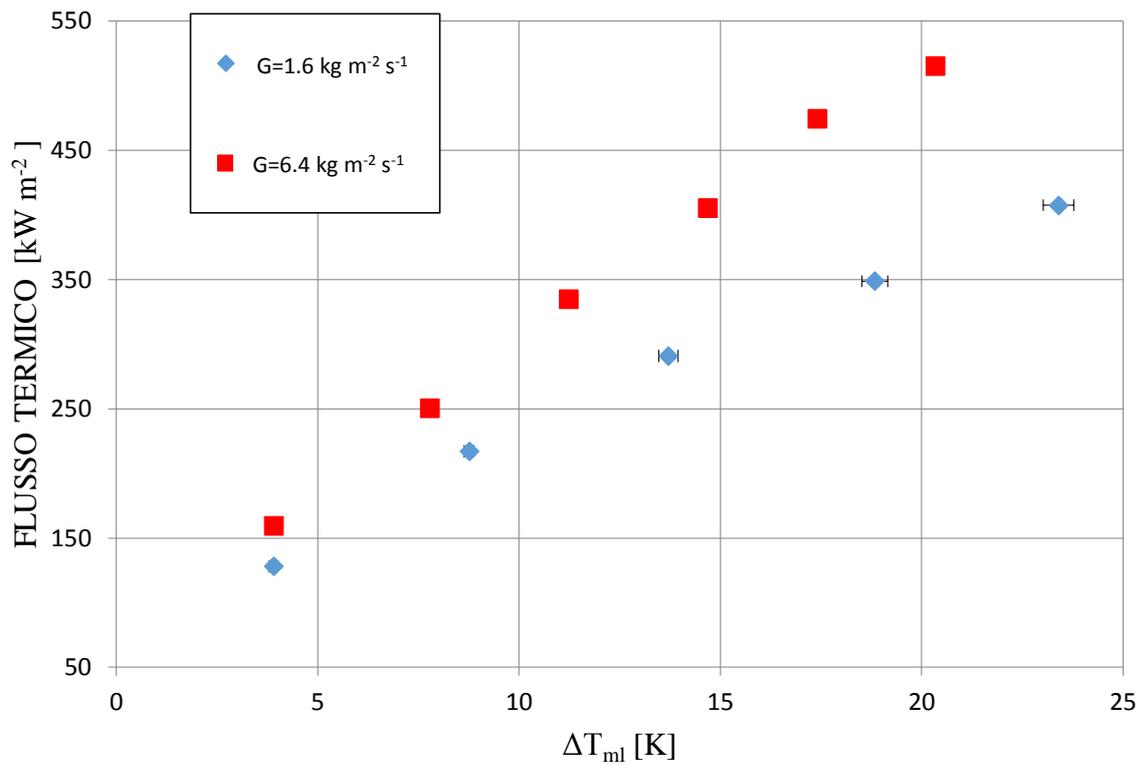


Figura 5.34 – Andamento di HTC e flusso termico specifico al variare di ΔT_{ml} e della portata

Le curva dei coefficienti di scambio appena mostrata viene confrontata con quelle che si sono ottenute per l'alluminio (Figura 5.1), viste nel paragrafo (1.1), e si confrontano i valori a parità di portate specifiche. Si indica con 'AL' la curva che fa riferimento al campione in alluminio e con 'CO' la curva che fa riferimento al campione in rame.

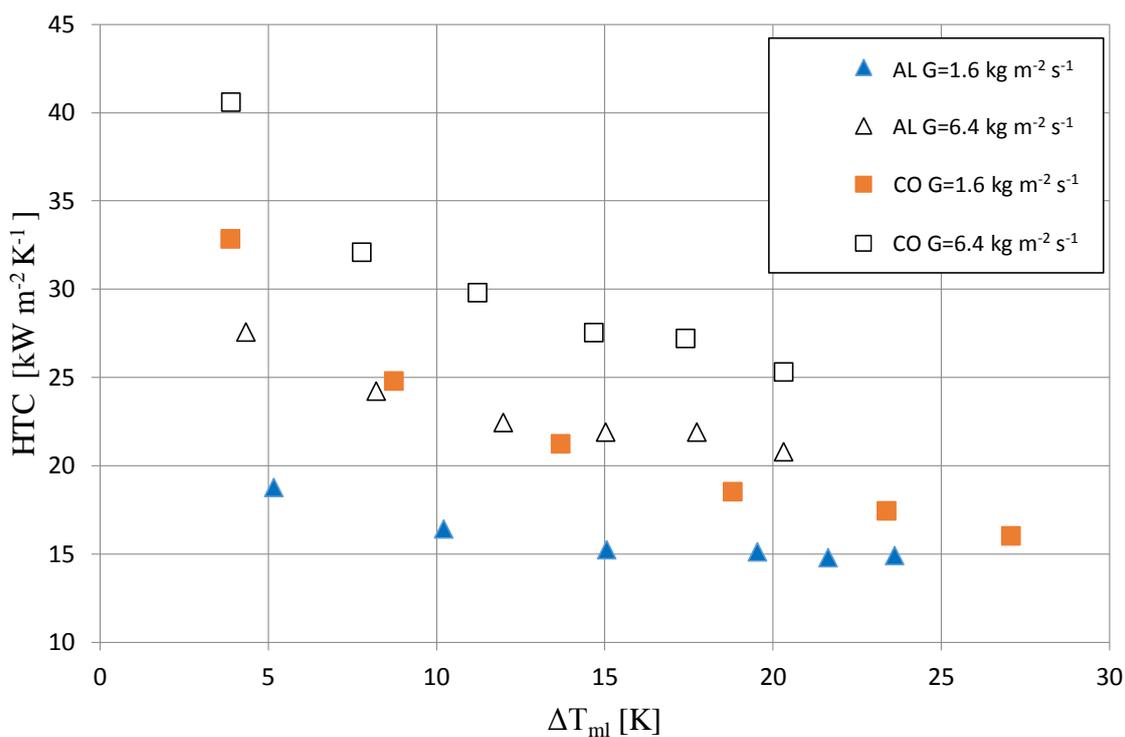


Figura 5.35 – Confronto tra le curve di HTC per il rame e l'alluminio

Se si confrontano i coefficienti ottenuti a parità di portata con l'alluminio idrofilico, si nota che quelli del rame risultano essere più alti di quelli dell'alluminio ed in particolare la differenza è tanto maggiore quanto più ci si sposta verso valori bassi di ΔT_{ml} .

Sono stati misurati gli angoli di contatto del campione una volta terminate le prove, fuori dall'impianto. Si sono ottenuti i seguenti valori: l'angolo di avanzamento è $\vartheta_a = 99^\circ \pm 14^\circ$ e quello di recessione $\vartheta_r = 18^\circ \pm 3^\circ$. Inoltre la superficie del campione risultava essere cambiata, si è notato uno strato di ossido che si è formato su di essa, e si ricorda che prima di avviare l'esperimento presentava caratteristiche idrofiliche. In Figura 5.36 il campione in rame dopo essere stato in impianto e l'angolo di contatto della goccia.

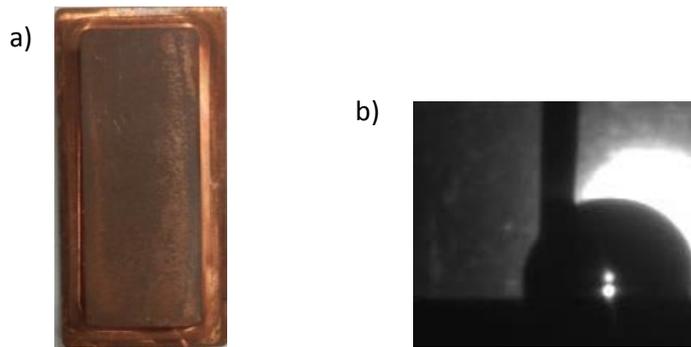


Figura 5.36 – a) Campione in rame a prove terminate. b) angolo di avanzamento della goccia sul campione

Vengono confrontati di seguito i coefficienti di scambio termico in ingresso e in uscita del campione in rame con quelli in alluminio per gli stessi valori di portata specifica che si sono utilizzati sopra. Con HTC_{IN_CO} e HTC_{IN_AL} si identificano i coefficienti di scambio termico in ingresso dei campioni in alluminio e in rame, e con HTC_{OUT_CO} e HTC_{OUT_AL} i coefficienti di scambio termico in uscita.

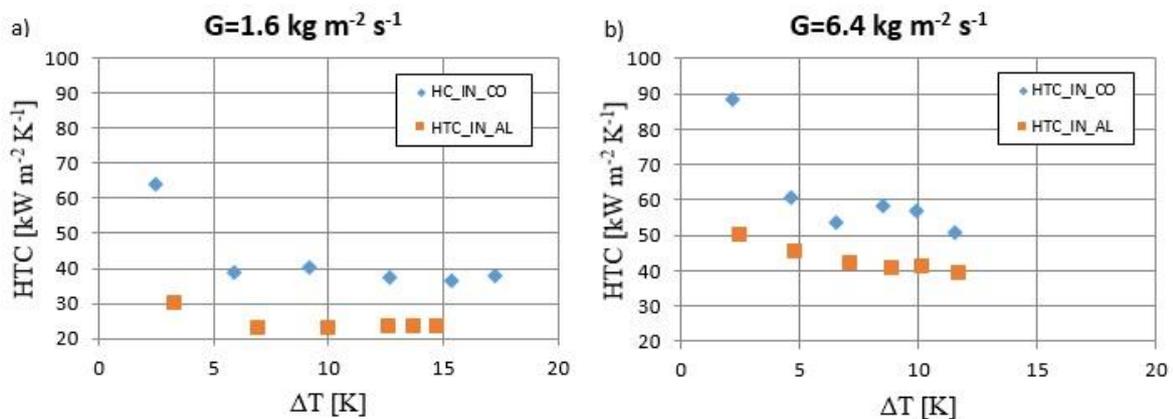


Figura 5.37 – Confronto tra coefficienti di scambio termico locali in ingresso di rame e alluminio per le portate a) $G=1.6 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e b) $G=6.4 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$

Dalle curve riportate in Figura 5.37 risulta evidente che i coefficienti di scambio termico dell'alluminio calcolati in ingresso risultano inferiori rispetto a quelli del rame e

all'aumentare della portata specifica questi aumentano. La differenza è ancora più accentuata quando ΔT tende a zero.

Si riportano ora i coefficienti di scambio termico in uscita (Figura 5.38).

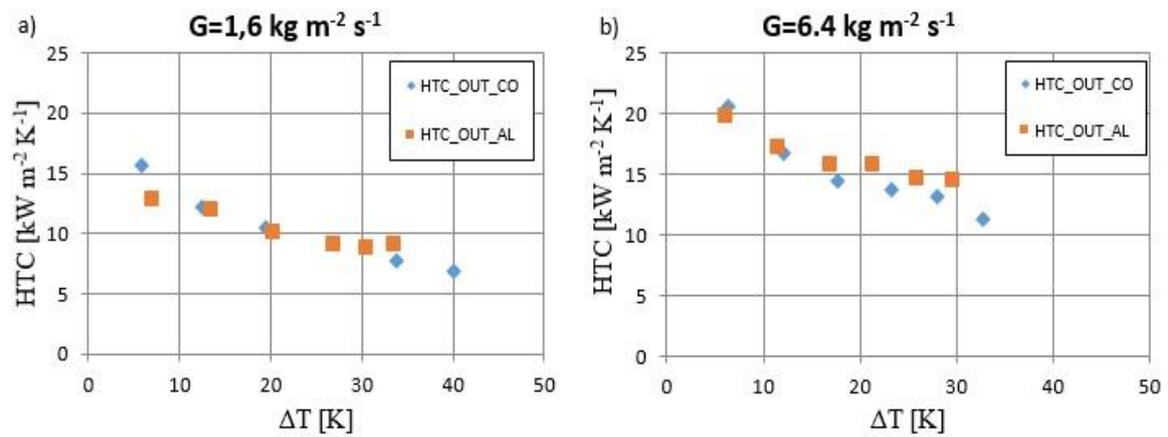


Figura 5.38 - Confronto tra coefficienti di scambio termico locali in uscita di rame e alluminio per le portate a) $G=1.6 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e b) $G=6.4 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$

I coefficienti di scambio termico locali in uscita per rame e alluminio all'aumentare della portata di vapore aumentano ma risultano essere simili al variare di ΔT . La differenza che si riscontra analizzando il caso dei coefficienti misurati in ingresso e in uscita può essere attribuibile alla minore bagnabilità del campione in rame rispetto a quella in alluminio che risulta essere più influente nella zona in cui il film di liquido è più sottile, cioè all'ingresso del campione.

NOMENCLATURA

G = portata specifica di vapore, $\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$

HTC = coefficiente di scambio termico, $\text{W m}^{-2} \text{K}^{-1}$

HTC_{HY} = coefficiente di scambio termico del campione idrofobico, $\text{W m}^{-2} \text{K}^{-1}$

HTC_{HPHIL} = coefficiente di scambio termico del campione idrofilico, $\text{W m}^{-2} \text{K}^{-1}$

HTC_{IN} = coefficiente di scambio termico all'ingresso del campione, $\text{W m}^{-2} \text{K}^{-1}$

HTC_{OUT} = coefficiente di scambio termico all'uscita del campione, $\text{W m}^{-2} \text{K}^{-1}$

HTC_{IN_AL} = coefficiente di scambio termico in ingresso del campione in alluminio,
 $\text{W m}^{-2} \text{K}^{-1}$

HTC_{IN_CO} = coefficiente di scambio termico in ingresso del campione in rame,
 $\text{W m}^{-2} \text{K}^{-1}$

HTC_{OUT_AL} = coefficiente di scambio termico in uscita del campione in alluminio,
 $\text{W m}^{-2} \text{K}^{-1}$

HTC_{OUT_CO} = coefficiente di scambio termico in uscita del campione in rame,
 $\text{W m}^{-2} \text{K}^{-1}$

K = coefficiente di scambio termico globale, $\text{W m}^{-2} \text{K}^{-1}$

K_{HY} = coefficiente di scambio termico globale del campione idrofobico, $\text{W m}^{-2} \text{K}^{-1}$

K_{HPHIL} = coefficiente di scambio termico globale del campione idrofilico, $\text{W m}^{-2} \text{K}^{-1}$

Q = flusso termico, W

$R_{max, 25}$ = raggio massimo della goccia a temperatura T_{in} di $25\text{ }^\circ\text{C}$, m

$R_{max, 55}$ = raggio massimo della goccia a temperatura T_{out} di $55\text{ }^\circ\text{C}$, m

$R_{G=1.6}$ = raggio massimo della goccia a $G = 1.6\text{ kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$, m

$R_{G=6.4}$ = raggio massimo della goccia a $G = 6.4\text{ kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$, m

T'_{in} = temperatura all'interno del campione a y_1 in ingresso, K

T''_{in} = temperatura all'interno del campione a y_2 in ingresso, K

T'_{out} = temperatura all'interno del campione a y_1 in uscita, K

T''_{out} = temperatura all'interno del campione a y_2 in uscita, K

$T_{sup,in}$ = temperatura sulla superficie del campione in ingresso, K

$T_{sup,out}$ = temperatura sulla superficie del campione in uscita, K

$y_1 = 1.2$ mm

$y_2 = 2.8$ mm

T_{in} = temperatura di ingresso dell'acqua di raffreddamento, K

Q = flusso termico, W

LETTERE GRECHE

ΔT_{ml} = temperatura media logaritmica, K

ϑ_a = angolo di avanzamento, °

ϑ_r = angolo di recessione, °

6 ANALISI TEORICA DEI DATI SPERIMENTALI

In questo capitolo vengono confrontati i dati sperimentali riportati in Capitolo 5 con i modelli teorici enunciati nel Capitolo 2.

6.1 ANALISI DELLA CONDENSAZIONE A FILM SU CAMPIONI IN ALLUMINIO IDROFILICI

Le curve che si sono ottenute per i campioni di alluminio idrofilico in condensazione a film sono qui confrontate con il modello teorico per la condensazione a film in cui si tiene conto dell'effetto della gravità e dello sforzo del vapore esercitato sul film di liquido [23] [27].

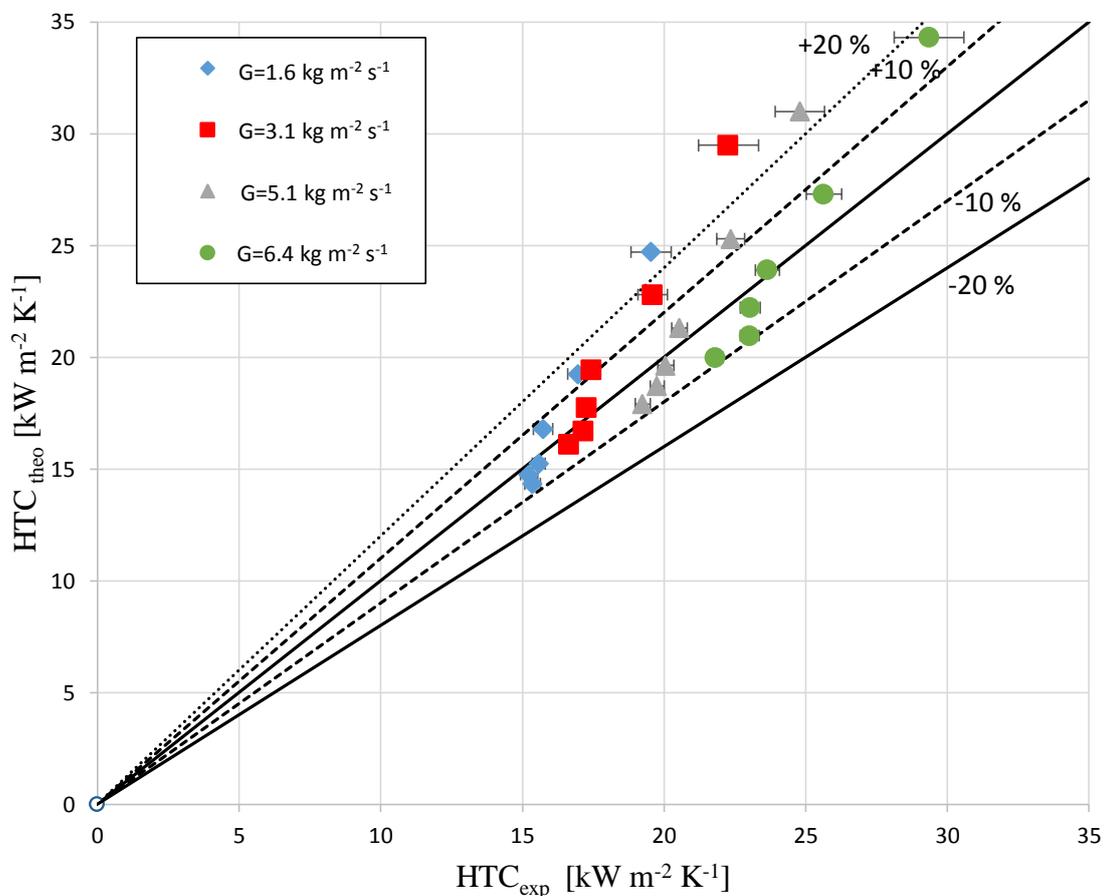


Figura 6.1 – Confronto tra i coefficienti di scambio termico calcolati con il modello di Nusselt e dello Shear Stress (eq. 2.40) con i risultati sperimentali [29]

Il grafico di Figura 6.1, mette in relazione i coefficienti sperimentali (HTC_{exp}) con quelli calcolati con il modello della condensazione a film. La differenza tra i punti teorici e quelli calcolati è inferiore del 10% per i punti misurati con la temperatura di ingresso dell'acqua di raffreddamento compresa tra 10° C e 70° C e maggiore del 20% per una temperatura di raffreddamento compresa tra 10° C e 70° C e maggiore del 20% per una temperatura di 85° C. Questi ultimi punti corrispondono ai valori di HTC più alti, e l'errore più grande è giustificato dal fatto che sono quelli che si ottengono per valori di ΔT_{ml} più bassi, ovvero la zona in cui la curva teorica di HTC varia più rapidamente.

In Figura 6.2 viene riportato il grafico che mette in relazione i coefficienti di scambio termico teorici con quelli sperimentali, per la portata di massa specifica $G=6.4 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

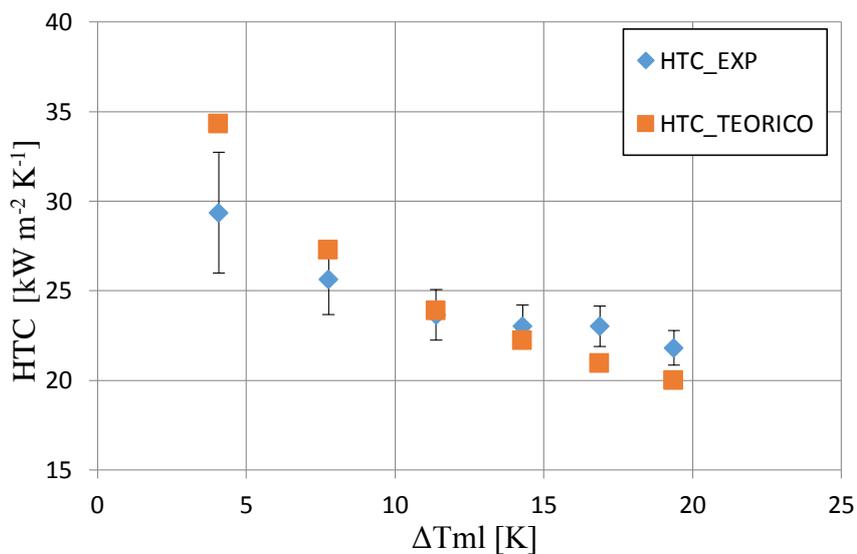


Figura 6.2 – Coefficienti di scambio termico teorici (eq. 2.40) [29] e sperimentali per la portata specifica di vapore $G=6.4 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$

I coefficienti di scambio termico locali all'ingresso e in uscita del campione, fissata una portata, dipendono sia dalla differenza di temperatura tra quella di saturazione e quella superficiale, sia dalla posizione x a cui ci si valuta il coefficiente, infatti all'ingresso, i coefficienti sono più alti che in uscita dato che il film di liquido si sta formando ed è più sottile, mano a mano che si scende lungo il campione, si ispessisce e aumenta la resistenza termica determinando un abbassamento del coefficiente. Quindi, per una temperatura di ingresso dell'acqua di raffreddamento che sia più alta, si troveranno dei coefficienti di scambio locali in ingresso e in uscita che sono più alti, rispetto ad avere una temperatura di ingresso dell'acqua più bassa, infatti si determina un minore ΔT tra vapore e superficie. In

(Figura 6.3) viene si vede come all'aumentare di x e all'aumentare della temperatura dell'acqua di raffreddamento T_{in} , si ottengono dei coefficienti di scambio termico che sono più alti. Le curve di colore rosso rappresentano l'andamento dell' HTC teorico, al variare della posizione lungo il campione, per temperature di ingresso di 85 °C e 10°C e vengono confrontate con l'interpolazione dei due punti di coefficienti sperimentali HTC_{in} e HTC_{out} , sempre per una portata specifica $G = 6.4 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

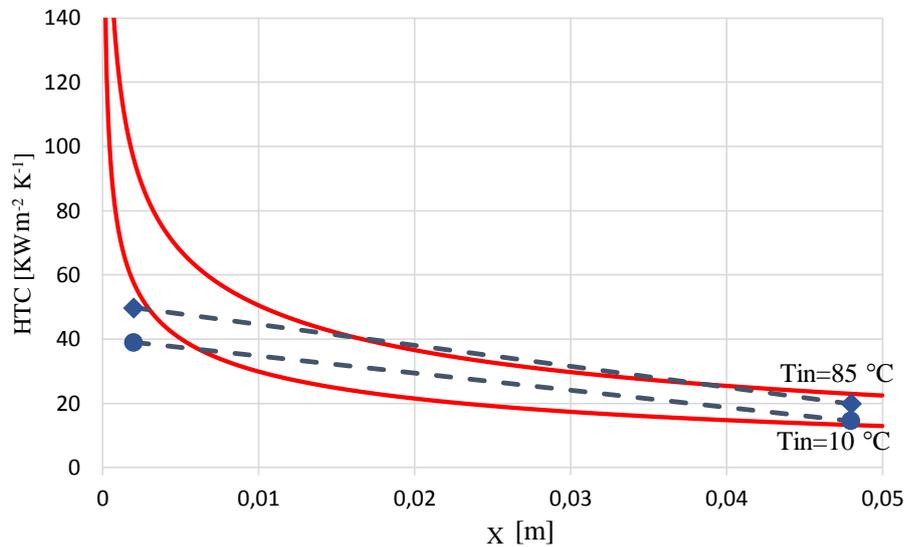


Figura 6.3 – In rosso la curva dei coefficienti di scambio termico teorici (eq. 2.40) [29], in blu le interpolazioni dei coefficienti di scambio in ingresso e in uscita del campione determinati sperimentalmente per due temperature di ingresso dell'acqua di raffreddamento e per la portata specifica $G = 6.4 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$

6.2 ANALISI DELLA CONDENSAZIONE SUL CAMPIONE IN RAME

I coefficienti di scambio termico che si sono ottenuti nella condensazione a film sul campione in rame sono confrontati con il modello teorico (Figura 6.4). Dal confronto è chiaro che i dati sperimentali non rispecchiano il modello teorico, come avviene per la condensazione a film sui campioni in alluminio. Tutti i dati sperimentali sono circa il 20% più alti rispetto a quelli che vengono calcolati con il modello. È evidente che tra il campione in alluminio idrofilico e quello in rame esiste una differenza nella condensazione. È probabile che si verifichi un assottigliamento del film di liquido nella all'ingresso del campione e determina un aumento dei coefficienti di scambio termico.

I coefficienti sono stati inoltre confrontati con i risultati di condensazione a film su rame ossidato ottenuti da *Torresin et al.* [41] per una velocità del vapore $u=12 \text{ m s}^{-1}$. (Figura 6.5)

Il confronto è fatto con i risultati che si sono ottenuti per la portata specifica di vapore $G = 6.4 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ a cui corrisponde una velocità del vapore $u = 9.3 \text{ m s}^{-1}$.

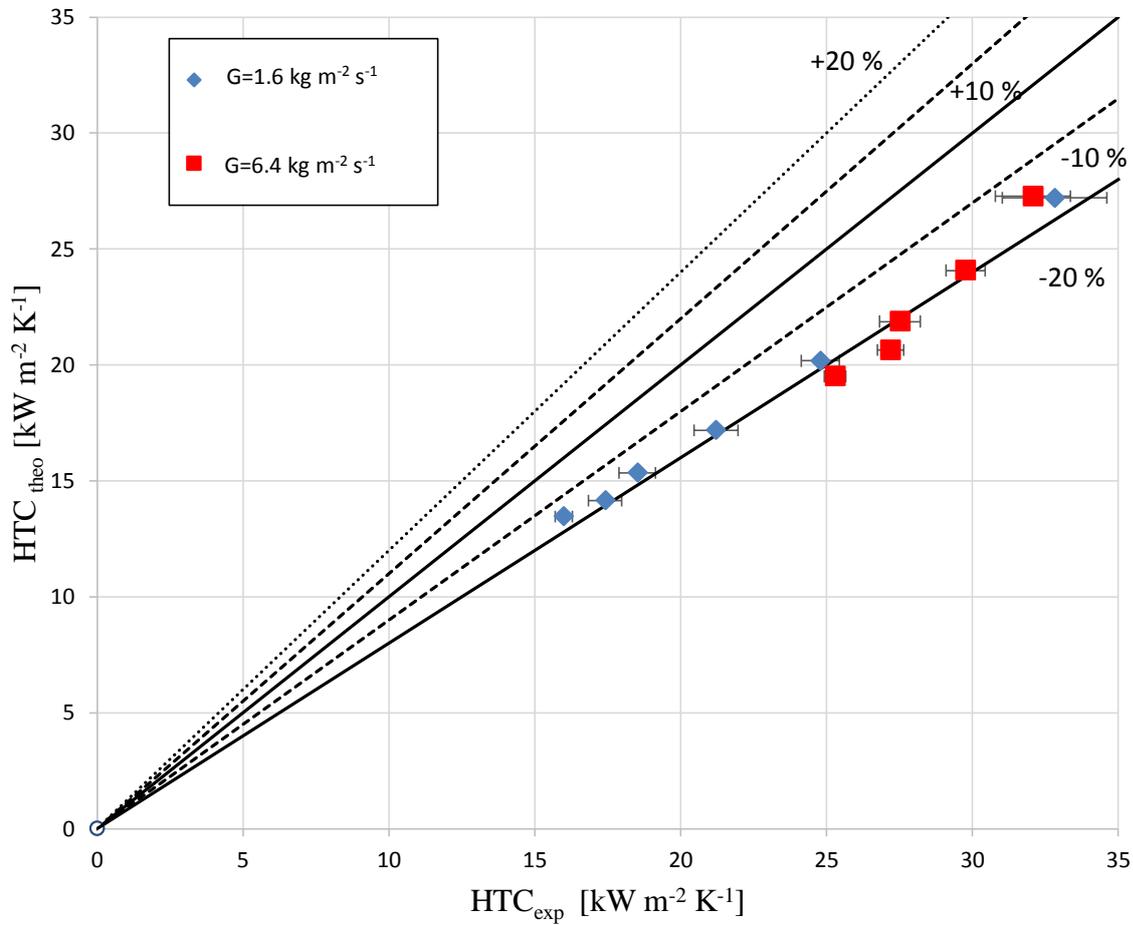


Figura 6.4 – Confronto tra i coefficienti di scambio termico ottenuti sul rame con quelli teorici di Nusselt in cui si tiene conto anche dello shear Stress. (eq. 2.40) [29]

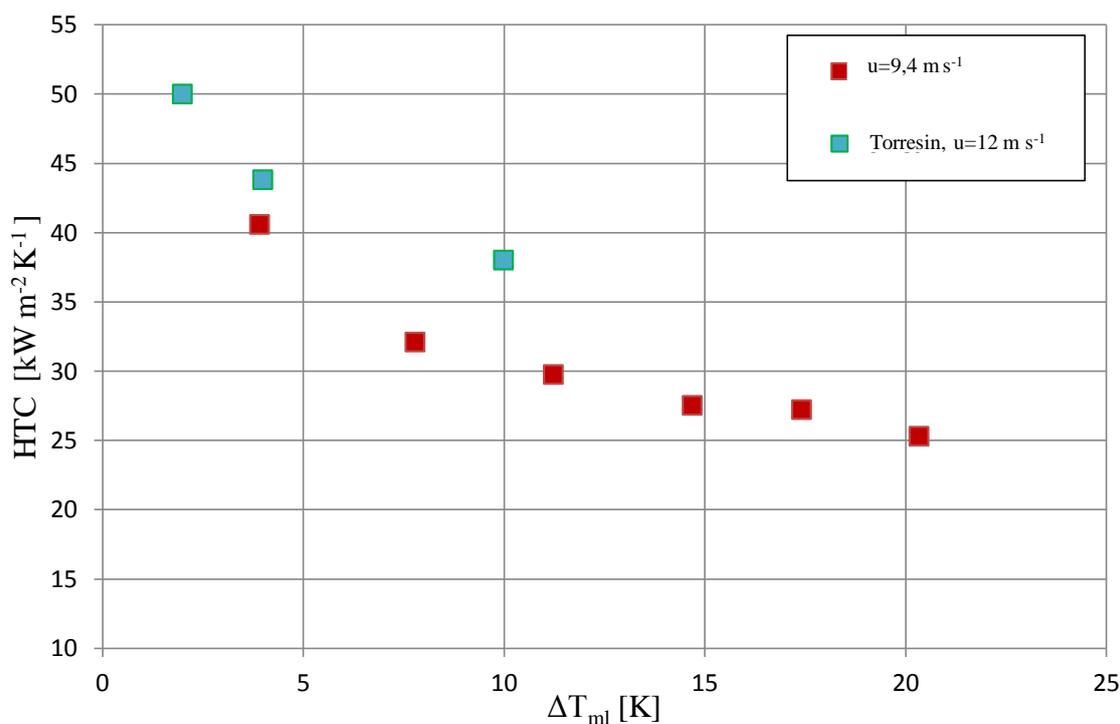


Figura 6.5 – Confronto tra i dati sperimentali ottenuti da Torresin et al. [41] su rame ossidato e quelli ottenuti per la portata $G=6.4 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ che corrisponde alla velocità del vapore $u=9.3 \text{ m s}^{-1}$

I coefficienti di scambio termico ottenuti da Torresin et al. [41] sono più alti rispetto a quelli che si sono misurati per la velocità del vapore più alta, $u = 9.3 \text{ m s}^{-1}$, questo è coerente con la teoria, infatti per velocità del vapore più alte, i coefficienti di scambio crescono.

6.3 ANALISI DELLA CONDENSAZIONE A GOCCE SUI CAMPIONI IDROFOBICI

I risultati sperimentali che si sono ottenuti per il Campione 1 vengono confrontati con il modello teorico della condensazione a gocce per superfici lisce di Kim e Kim [16]. Sono state fatte delle assunzioni per l'implementazione del modello. Quello che si è assunto è enunciato di seguito:

- La conduttività termica λ del rivestimento idrofobico che ricopre la superficie del campione è stata assunta pari a $0.07 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$ [42];
- Lo spessore del rivestimento idrofobico è stato assunto pari a $0.05 \text{ }\mu\text{m}$, valore dell'ordine di grandezza che si trova per queste applicazioni [37];

- La densità di nucleazione di $N = 2.5 \times 10^{12} \text{ m}^{-2}$, in letteratura si trovano valori di densità di nucleazione compresi tra 10^9 m^{-2} e 10^{13} m^{-2} [43];
- L'angolo di contatto della goccia viene supposto costante durante la crescita della goccia;
- È stato utilizzato come raggio massimo di partenza della goccia quello misurato nelle prove sperimentali.

Con queste assunzioni i dati sperimentali sono in accordo con la teoria, in Figura 6.6 si confronta il flusso termico scambiato ottenuto nelle prove sperimentali con quello teorico.

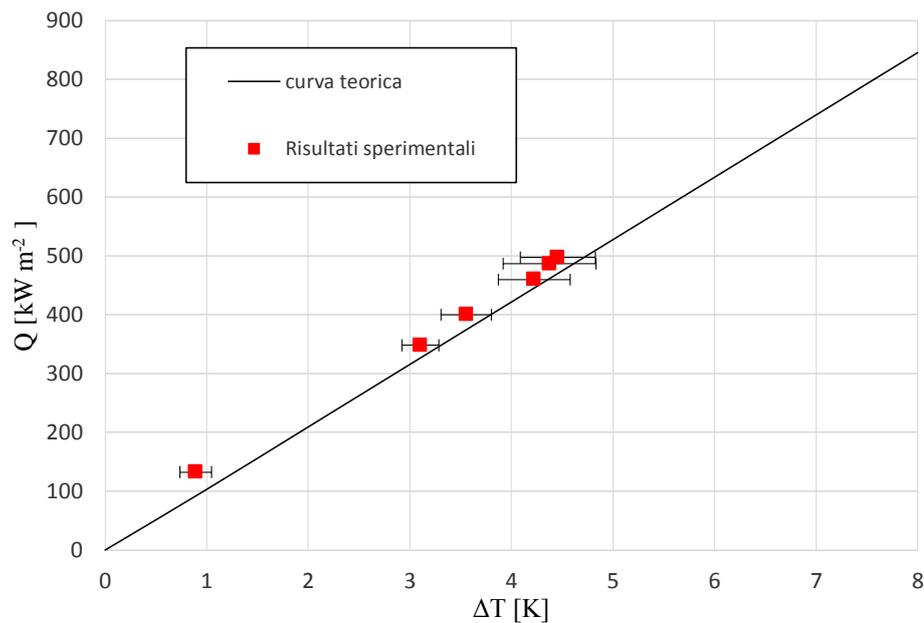


Figura 6.6 – Flusso termico ottenuto con il modello teorico (eq. 2.73)[16] confrontato con i dati sperimentali

Di seguito è riportato l'andamento della densità di popolazione delle gocce e il flusso termico che viene scambiato dalla singola goccia al variare del raggio della goccia (Figura 6.7 e Figura 6.8).

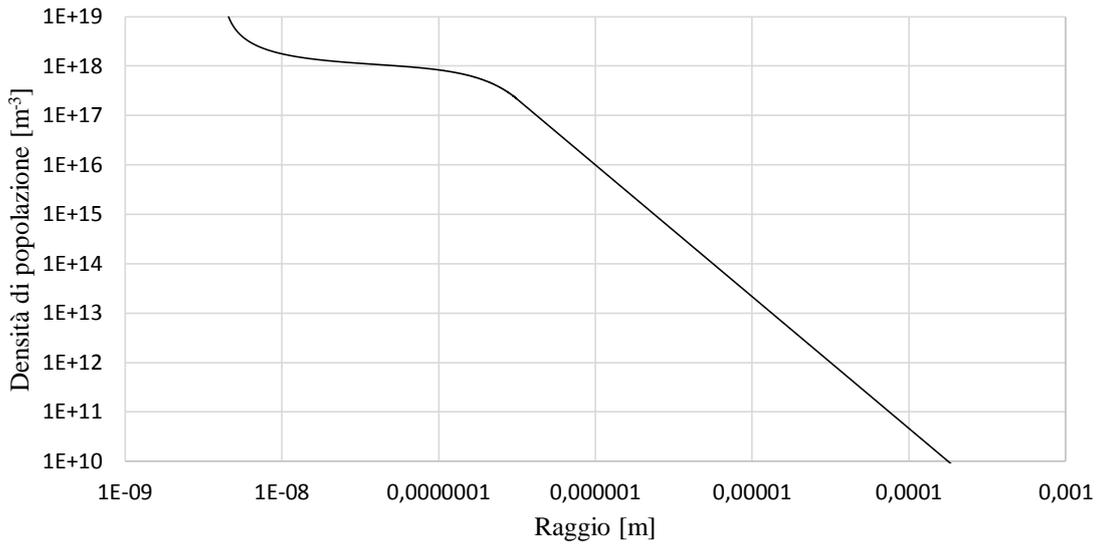


Figura 6.7 – Distribuzione della popolazione delle gocce in funzione del raggio (eq. 2.67) [16]

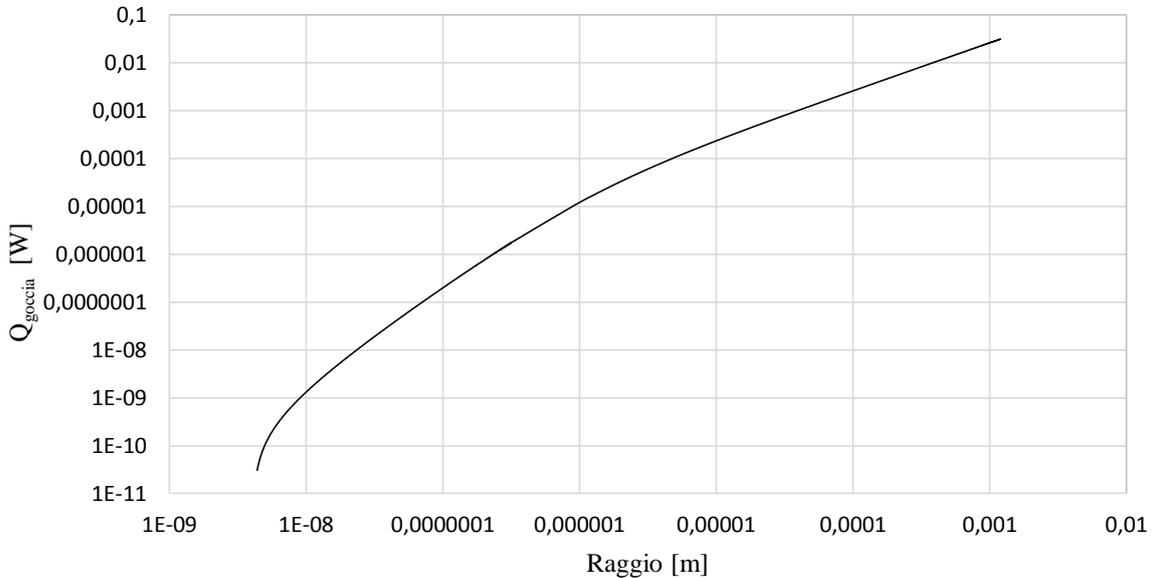


Figura 6.8 – Flusso termico scambiato da una singola goccia al variare del raggio (eq. 2.51) [16]

La densità di popolazione è maggiore per le gocce che hanno raggi più piccoli, mentre decresce all'aumentare della dimensione della goccia, per dimensioni della goccia più grandi infatti le gocce crescono principalmente per coalescenza di conseguenza si riduce il numero delle gocce e la loro dimensione cresce. Il flusso termico che viene scambiato da una singola goccia cresce se aumenta il raggio della goccia perché aumenta l'area di contatto tra la goccia e la superficie.

Il raggio massimo che si misura nelle prove sperimentali risulta più piccolo rispetto a quello che si avrebbe se si considerasse solamente l'effetto della gravità come forza che agisce sulla

goccia e ne induce il distacco dalla superficie. Se si calcola il raggio massimo della goccia considerando la sola forza di gravità si ottiene un valore di $R_{max} = 2.6$ mm. Questo si ricava applicando la formula (2.6). Nel caso si utilizzasse come raggio massimo questo, il flusso termico che viene scambiato si riduce, come mostrato in Figura 6.9. L'abbassamento del flusso termico scambiato, quindi del coefficiente di scambio termico è provocato dall'abbassamento della densità di popolazione, infatti se aumenta il raggio massimo della goccia, la densità di popolazione della goccia si abbassa e quindi anche il calore totale scambiato. La variazione della portata specifica di vapore dunque incide sul raggio massimo di partenza della goccia e questo si riscontra nei risultati sperimentali quando, per una portata specifica $G = 6.4$ kg m⁻² s⁻¹ si è misurato un raggio massimo di 0.8 mm. Il punto che è stato preso per quella portata specifica viene confrontato con il modello teorico in Figura 6.10. Una diminuzione della grandezza del raggio massimo comporta una maggiore tasso di pulizia (*sweeping*) della superficie e quindi viene maggiormente favorita la nucleazione delle gocce, quindi gocce più piccole che popolano la superficie che determinano un maggiore coefficiente di scambio termico.

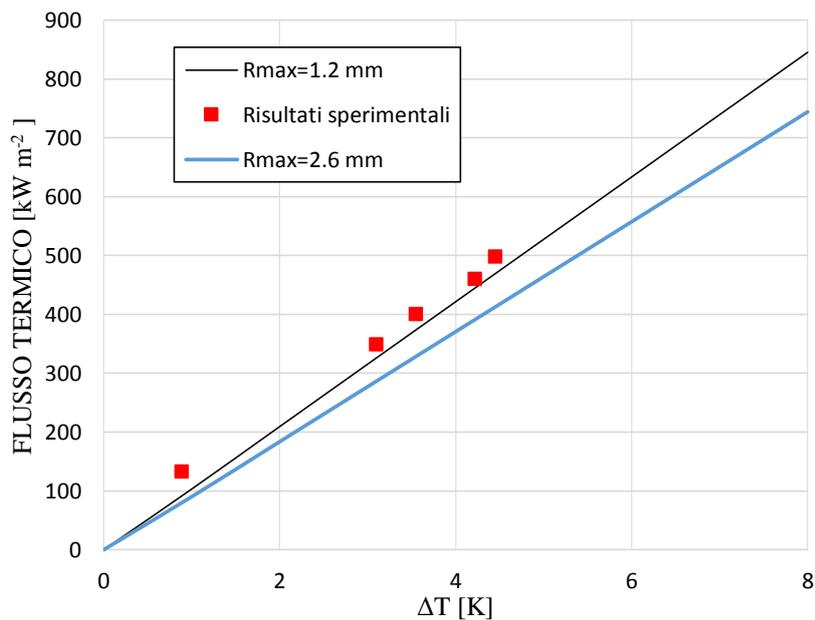


Figura 6.9 – Flusso termico per raggio massimo pari a 2.6 mm e mm. (eq. 2.73) [16]

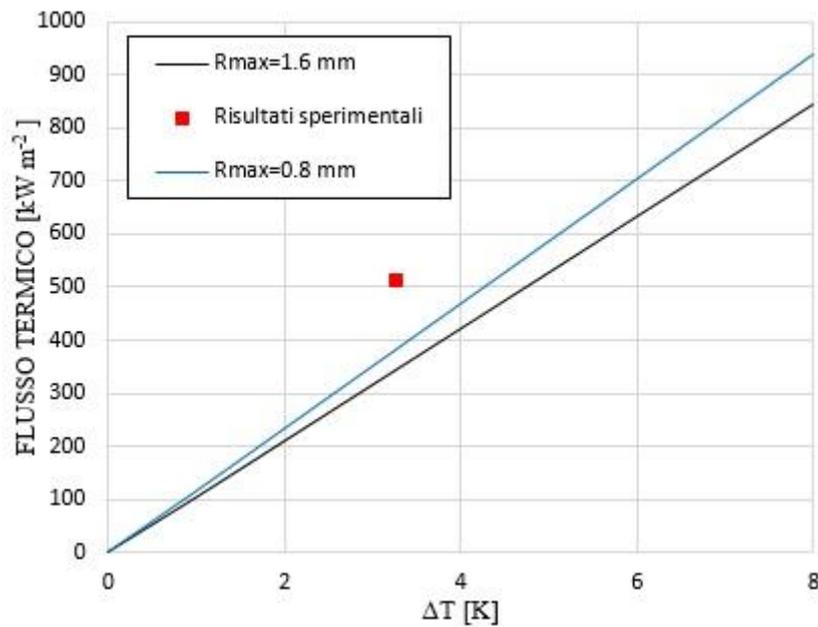


Figura 6.10 – Flusso termico scambiato per due valori di raggio massimo diversi (eq. 2.73) [16]

In quest'ultimo caso il risultato sperimentale assume un valore più grande rispetto a quello predetto dal modello.

Anche la densità di nucleazione incide sullo scambio termico, infatti una più alta densità di nucleazione determina un flusso termico scambiato più alto. Nel caso del Campione 2, i più alti coefficienti di scambio all'inizio della prova possono essere dovuti a questo, di seguito è riportato un grafico in cui si vede come il flusso termico vari al variare della densità di nucleazione.

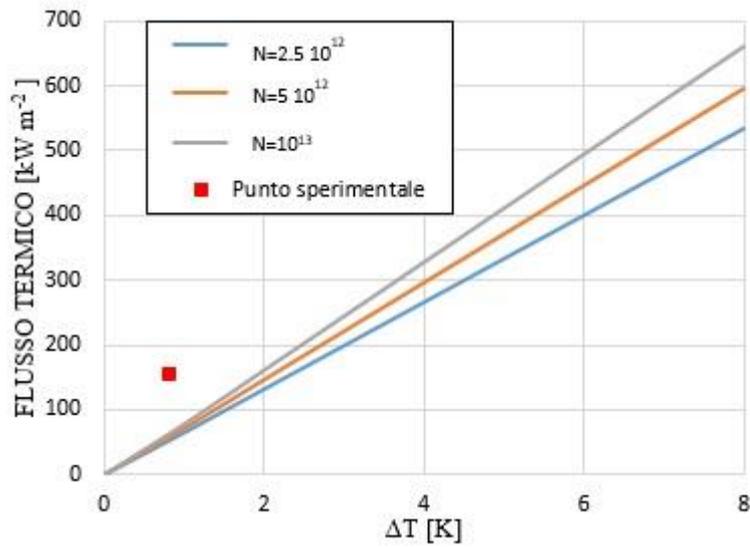


Figura 6.11 – Variazione del flusso termico al variare della densità di nucleazione (eq 2.73) [16]

Il Campione 2 è stato cartavetrato prima di essere ricoperto dal rivestimento idrofobico, questo determina una maggiore rugosità da cui potrebbe derivare un aumento della densità di nucleazione e quindi un maggiore flusso termico scambiato, tuttavia il flusso termico che si ottiene sperimentalmente assume valori che sono più alti rispetto a quelli ottenuti per la densità di nucleazione più elevata di $N = 10^{13} \text{ m}^{-2}$. Come dato sperimentale è stato utilizzato il primo ottenuto dall'inizio della prova dopo un tempo di 22 minuti.

NOMENCLATURA

G = portata specifica di vapore, $\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$

HTC_EXP = coefficiente di scambio termico sperimentale, $\text{W m}^{-2} \text{K}^{-1}$

$HTC_TEORICO$ = coefficiente di scambio termico teorico, $\text{W m}^{-2} \text{K}^{-1}$

HTC_{in} = coefficiente di scambio in ingresso del campione, $\text{W m}^{-2} \text{K}^{-1}$

HTC_{out} = coefficiente di scambio in uscita del campione, $\text{W m}^{-2} \text{K}^{-1}$

N = densità di nucleazione, m^{-2}

u = velocità del vapore, m s^{-1}

R_{max} = raggio massimo della goccia, m

LETTERE GRECHE

λ = conduttività termica, $\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$

CONCLUSIONI

In questa tesi è stato studiato il fenomeno dello scambio termico in condensazione a gocce di vapor d'acqua su superfici idrofiliche e idrofobiche. All'inizio è stata fatta una vasta ricerca bibliografica per approfondire l'aspetto della bagnabilità di una superficie in quanto risulta fondamentale per capire quali sono le caratteristiche necessarie per promuovere la condensazione a gocce. È stato in seguito approfondito il tema della condensazione a film e quello della condensazione a gocce e sono stati indagati i processi che coinvolgono i due diversi modi di condensazione, presentando i modelli teorici che cercano di descriverne la fenomenologia.

Presso il Laboratorio di Scambio Termico Bifase del dipartimento di Ingegneria Industriale dell'Università degli Studi di Padova sono state condotte prove sperimentali di condensazione su campioni che presentano sia caratteristiche idrofiliche e idrofobiche valutando quali siano le condizioni per cui si determina una condensazione a film o a gocce e quale siano i fattori che influenzano maggiormente l'entità dello scambio termico.

Dapprima sono stati testati campioni in alluminio idrofilico che presentano angoli di contatto di avanzamento $\vartheta_a = 61.5^\circ$ e recessione $\vartheta_r = 16.5^\circ$. La condensazione su questi campioni è stata del tipo a film e sono state ricavate le curve dei coefficienti di scambio termico al variare della temperatura media logaritmica e della portata specifica di vapore. Si è visto che i coefficienti di scambio termico si abbassano se aumenta la differenza di temperatura media logaritmica e si alzano se aumenta la portata specifica di vapore, questi due fattori incidono sullo spessore del film di liquido che si crea sulla superficie e che determina la resistenza allo scambio termico. I dati sono in accordo con il modello di scambio termico in condensazione a film formulato da *Nusselt* combinato a quello dello *shear stress* in cui si tiene conto dello sforzo che il vapore esercita sul film di liquido.

Successivamente sono stati fatti dei trattamenti ai campioni in alluminio per renderli idrofobici. Il composto chimico che è stato utilizzato come precursore per ottenere il rivestimento idrofobico da depositare sulla superficie del campione è il *methyltriethoxysilano (MTES)*. Sono stati provati in impianto tre campioni con tre diverse morfologie della superficie.

Sul primo campione è stato semplicemente depositato il layer di *MTES* senza modificarne prima la superficie, ottenendo angoli di avanzamento e recessione $\vartheta_a = 93.2^\circ$ e $\vartheta_r = 52.5^\circ$. Sono stati condotti test di condensazione su di esso: si è osservata la condensazione a gocce e si sono determinati coefficienti di scambio termico pari a circa $113 \text{ kW m}^{-2} \text{ K}^{-1}$, più alti rispetto a quelli in condensazione a film su alluminio di circa sei volte. I coefficienti al variare della temperatura media logaritmica sono sembrati essere costanti tranne che per il valore più basso di temperatura media logaritmica in cui il coefficiente ha assunto un valore più alto, ma per quel punto si è riscontrata anche un'incertezza di misura maggiore. All'aumentare della portata specifica di vapore il coefficiente di scambio si è alzato di conseguenza e sono stati misurati per questa condizione dei valori di raggio massimo di distacco della goccia della superficie più piccoli rispetto a quelli misurati a portata specifica più bassa. La diminuzione della dimensione del raggio massimo della goccia comporta un maggior tasso di rinnovo della superficie e quindi uno scambio termico più efficiente. Il campione è stato testato per cinque ore consecutive in impianto e alla fine del test presentava angoli di avanzamento e recessione più bassi e disomogenei sulla superficie, si è constatato anche un degrado superficiale del campione visibile ad occhio nudo. I coefficienti di scambio termico che si sono registrati alla fine della prova sono stati più bassi rispetto a quelli ad inizio prova.

Il secondo campione è stato cartavetrato prima di essere ricoperto dal layer idrofobico, con angoli di contatto di avanzamento e recessione di $\vartheta_a = 121.7^\circ$ e $\vartheta_r = 54.2^\circ$. La maggiore rugosità ha conferito al campione un maggiore angolo di avanzamento rispetto al primo campione. La condensazione osservata è stata del tipo a gocce e i coefficienti di scambio termico che si sono misurati in questo caso sono stati più alti rispetto al primo campione anche del 50% a parità di condizioni di ingresso. La maggiore rugosità della superficie potrebbe essere responsabile di una maggior densità di nucleazione delle gocce e quindi garantire un maggiore scambio termico ma anche la causa del più rapido decadimento del *layer* idrofobico sulla superficie; infatti dopo un'ora dall'inizio della prova circa il 50% della superficie presentava una condensazione a film e il coefficiente medio diminuiva sensibilmente.

Infine è stato testato un campione sottoposto a *etching*, un trattamento chimico che provoca una forte rugosità alla superficie, dopodiché è stato ricoperto da *MTES*. Gli angoli di avanzamento e recessione del campione che si sono misurati dopo il trattamento sono stati

$\vartheta_a = 134^\circ$ e $\vartheta_r = 93^\circ$. I test di condensazione su di esso hanno rivelato una condensazione a film ma comunque sono stati misurati coefficienti di scambio più alti del 40% rispetto al caso della condensazione a film su campione idrofilico. Il campione al termine delle prove presentava ancora lo stesso angolo di avanzamento che aveva prima di essere testato e un angolo di recessione più basso. Si è ipotizzato un modo di condensazione di tipo “allagato” in cui non è possibile il verificarsi della formazione della goccia. Il vapore condensa all’interno delle asperità della superficie rugosa creando un sottile strato di acqua superficiale che rende la condensazione a film. Probabilmente in questo caso i coefficienti risultano maggiori per effetto dello scivolamento del film di liquido sulla superficie. Si evince quindi che la morfologia superficiale influisce drasticamente sullo scambio termico e per avere una condensazione a gocce efficiente e duratura la superficie deve essere ottimizzata.

Sono state fatte prove di condensazione anche su campioni in rame che apparivano idrofilici prima di essere introdotti in impianto. È stata ottenuta su di essi la condensazione a film, tuttavia i coefficienti di scambio termico che si sono misurati sono risultati più alti rispetto al caso della condensazione a film su campione in alluminio, discostandosi maggiormente dai valori teorici predetti dal modello teorico. Il campione a prove terminate aveva un angolo di avanzamento $\vartheta_a = 99^\circ$ e un basso angolo di recessione $\vartheta_r = 18^\circ$. I coefficienti di scambio termico in ingresso del campione di rame sono risultati più alti rispetto a quelli misurati per l’alluminio mentre in uscita i due sono risultati coincidenti. Nella zona in cui il film è più sottile è probabile che si instaurino dei fenomeni di assottigliamento del film di liquido dovuti a una tendenza idrofobica del rame.

I risultati sperimentali sono stati infine confrontati con i modelli teorici della condensazione a film e a gocce. Si è visto che i risultati sperimentali in condensazione a film su alluminio idrofilico sono in linea con i valori teorici predetti dal modello della condensazione a film in cui si tiene conto dell’effetto della gravità e dello sforzo del vapore esercitato sul film di liquido. I risultati della condensazione a film sul campione in rame risultano invece discordanti rispetto al modello teorico presentando valori più alti.

I risultati sperimentali ottenuti nella condensazione a gocce sul Campione 1 sono stati confrontati con il modello teorico di *Kim e Kim* per la condensazione a gocce su superfici lisce. Facendo determinate assunzioni i risultati sperimentali sono in accordo con quelli teorici.

In conclusione, la condensazione a gocce risulta molto più efficiente rispetto a quella a film, garantendo dei coefficienti di scambio termico decisamente più alti. Le criticità di cui si deve tenere conto sono di fatto legate al perdurare del rivestimento idrofobico che viene rimosso dal substrato quando è sottoposto a condizioni operative aggressive come lo sono quelle del vapore che scorre ad alte velocità e alte temperature. Pertanto la ricerca di nuovi trattamenti per promuovere la condensazione a gocce che siano duraturi potrà determinare un netto miglioramento della tecnologia.

BIBLIOGRAFIA

- [1] S. Zheng, C. Li, Q. Fu, M. Li, W. Hu, Q. Wang, M. Du, X. Liu, and Z. Chen, “Surface & Coatings Technology Fabrication of self-cleaning superhydrophobic surface on aluminum alloys with excellent corrosion resistance,” *Surf. Coat. Technol.*, vol. 276, pp. 341–348, 2015.
- [2] A. V. Rao, S. S. Latthe, S. A. Mahadik, and C. Kappenstein, “Applied Surface Science Mechanically stable and corrosion resistant superhydrophobic sol – gel coatings on copper substrate,” *Appl. Surf. Sci.*, vol. 257, no. 13, pp. 5772–5776, 2011.
- [3] C. Liu, F. Su, J. Liang, and P. Huang, “Surface & Coatings Technology Facile fabrication of superhydrophobic cerium coating with micro-nano flower-like structure and excellent corrosion resistance,” *Surf. Coat. Technol.*, vol. 258, pp. 580–586, 2014.
- [4] J. S. Coursey and J. Kim, “International Journal of Heat and Fluid Flow Nanofluid boiling : The effect of surface wettability,” *Int. J. Heat Fluid Flow*, vol. 29, no. 6, pp. 1577–1585, 2008.
- [5] P. Reviewed, “Previously Published Works UCLA,” 2006.
- [6] S. J. Kim, I. C. Bang, J. Buongiorno, and L. W. Hu, “Surface wettability change during pool boiling of nanofluids and its effect on critical heat flux,” vol. 50, pp. 4105–4116, 2007.
- [7] Yunus Cengel, John Cimbala “Fluid Mechanics, Fundamentals and Applications” McGraw Hill, Science-Engineering-Math (2013)
- [8] Y. Yuan and T. R. Lee, *Surface Science Techniques*, vol. 51. 2013.
- [9] T. Young, “An Essay on the Cohesion of Fluids,” no. January, pp. 65–87, 1805.
- [10] D. Quéré, “Rough ideas on wetting,” *Phys. A Stat. Mech. its Appl.*, vol. 313, no. 1–2, pp. 32–46, 2002.
- [11] C. Meneghini and F. Bruni, “Tensione Superficiale e capillarità : osservazioni pratiche e misure sperimentali.”
- [12] D. Quéré, “Non-sticking drops,” *Reports Prog. Phys.*, vol. 68, no. 11, pp. 2495–2532, 2005.
- [13] A. Ulman and K. Loos, “Mixed Self-Assembled Monolayers of Alkanethiolates on Ultrasooth Gold Do Not Exhibit Contact-Angle Hysteresis,” no. February 2016,

- 2005.
- [14] M. Nosonovsky and B. Bhushan, “Superhydrophobic surfaces and emerging applications: Non-adhesion, energy, green engineering,” *Curr. Opin. Colloid Interface Sci.*, vol. 14, no. 4, pp. 270–280, 2009.
- [15] A. Published, C. Link, and D. Terms, “Accessed Contact angle hysteresis : A review of fundamentals and applications,” 2016.
- [16] K. J. Kim, “Dropwise condensation modelling suitable for Superhydrophobic surfaces,” vol. 133, no. August 2011, pp. 1–8, 2014.
- [17] F. M. Fowkes, “Contact Angle , Wettability , and Adhesion The Kendall Award Symposium honoring William A . Zisman sponsored by the Division of Colloid and Surface Chemistry at the 144th Meeting of the American Chemical Society Los Angeles , Calif ., April 2-3 , IN CHEMISTRY AMERICAN CHEMICAL SOCIETY,” 1963.
- [18] G. Whyman, E. Bormashenko, and T. Stein, “The rigorous derivation of Young, Cassie–Baxter and Wenzel equations and the analysis of the contact angle hysteresis phenomenon,” *Chem. Phys. Lett.*, vol. 450, no. 4–6, pp. 355–359, 2008.
- [19] Geoffrey Hewitt, G.L. Shires, T. Reg Bott “Process Heat Transfer” Hardcover, 1994
- [20] S. G. Kandlikar “Handbook of Phase Change Boiling and Condensation,” Taylor & Francis (1999).
- [21] John G. Collier, John R. Thome “Convective Boiling and Condensation,” Clarendon Press (1994) .
- [22] S. Vemuri and K. J. Kim, “An experimental and theoretical study on the concept of dropwise condensation,” vol. 49, pp. 649–657, 2006.
- [23] Nusselt W., “Die Oberflaechenkondensation des Wasserdampfes,” *Zeitschrift VDI* 60, (27), 1916, 541–546, 569–575.
- [24] Baehr H., D., Stephan K., “Wärme und Stoffübertragung,” Aufl. Springer Verlag, 2004.
- [25] Depew C. A., Reisbig R. L., “Vapor condensation on a horizontal tube using teflon to promote dropwise condensation,” *I&EC Process Des. Develop.*, ., 1964, 3 (4), 365–369.
- [26] Rose J. W., “Laminar film condensation of pure vapors, ” in: Kandlikar S. G., Shoji M., Dhir V. K., 1999, *Handbook of Phase Change: Boiling and Condensation*, Taylor & Francis, Philadelphia, 523–536.

- [27] Carpenter E. F., Colburn A. P., “The effect of vapour velocity on condensation inside tubes,” Proc. Of General Discussion on Heat Transfer, 1951, 20-26, ASME.
- [28] Friedel L., “Improved friction pressure drop correlations for horizontal and vertical two phase pipe flow,” European two phase flow group meeting, 1979, Ispra, Italy, Paper E2.
- [29] Butterworth D., 1983, “Film Condensation of Pure Vapor, Heat Exchanger Design Handbook,”.
- [30] “MATHEMATICAL MODELLING AND SIMULATION OF DROPWISE CONDENSATION AND INCLINED,” pp. 978–981, 2010.
- [31] Leach R., N. Stevens, F. Langford, S. C., and Dickinson, 2006, “Dropwise Condensation: experiments and Simulations of Nucleation and Growth of water in a Cooling Systems,” *Langimur* 22 (211) pp. 8864-8872
- [32] Le Fevre, E., J. and Rose, J.W., 1966, “A theory of Heat Transfer by Dropwise Condensation,” Proceedings of the Third International Heat Transfer Conference, Chicago, 12, vol. , pp. 362-375.
- [33] T. Kan and T. Kan, “Mathematical modelling of dropwise condensation on textured surfaces,” no. February 2016, 2013.
- [34] N. Miljkovic, R. Enright, and E. N. Wang, “Modeling and Optimization of Superhydrophobic Condensation,” *J. Heat Transfer*, vol. 135, no. 11, p. 111004, 2013.
- [35] J. W. Rose, “Dropwise condensation theory and experiment: a review,” *Proc. Inst. Mech. Eng. Part A J. Power Energy*, vol. 216, no. 2, pp. 115–128, 2005.
- [36] X. Liu and P. Cheng, “International Journal of Heat and Mass Transfer Dropwise condensation theory revisited : Part I . Droplet nucleation radius,” *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 83, pp. 833–841, 2015.
- [37] X. Liu and P. Cheng, “International Journal of Heat and Mass Transfer Dropwise condensation theory revisited Part II . Droplet nucleation density and condensation heat flux,” *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 83, pp. 842–849, 2015.
- [38] C. Favaro, “Sviluppo e taratura di un apparato sperimentale innovativo per lo studio dello scambio termico bifase su superfici nanostrutturate,” 2014.
- [39] “Evaluation of measurement data — Guide to the expression of uncertainty in measurement,” no. September, 2008.
- [40] R. Parin “,Experimental and theoretical analysis of condensation over

nanoengineered surfaces”

- [41] D. Torresin, M. K. Tiwari, D. Del Col, and D. Poulikakos, “Flow Condensation on Copper-Based Nanotextured Superhydrophobic Surfaces,” 2013.
- [42] Ravindra R. Kaleshb “Comparative studies of the physical and hydrophobic properties of TEOS based silica aerogels using different co-precursors”, 2003;
- [43] L.J. McCormick, J.W. Westwater, Nucleation sites for dropwise condensation, Chem. Eng. Sci. 20 (1965) 1021–1036.

