

**UNIVERSITÀ
DEGLI STUDI
DI PADOVA**

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA
Dipartimento di Ingegneria Industriale DII
Corso di Laurea Magistrale in Ingegneria Meccanica

**Scambio termico bifase di R1234ze(E) in un tubo microalettato di
diametro esterno 4 mm**

RELATORE: Prof.ssa Luisa Rossetto

CORRELATORE: Ing. Andrea Diani

LAUREANDO: Fabio Gambarro

MATRICOLA: 1128718

Anno Accademico 2017/2018

Indice

Introduzione.....	1
1 Processi di scambio termico bifase.....	3
1.1 La condensazione.....	3
1.1.1 Condensazione in tubo orizzontale.....	4
1.2 Vaporizzazione.....	8
1.2.1 Vaporizzazione all'interno di tubi verticali e orizzontali.....	8
2 Tubi microaletati internamente.....	13
2.1 Studi presenti in letteratura sulla condensazione in tubi microfin.....	15
2.2 Studi presenti in letteratura sulla vaporizzazione in tubi microfin.....	20
3 Apparato sperimentale e strumentazione.....	27
3.1 La sezione sperimentale.....	27
3.2 Impianto sperimentale.....	28
3.3 Strumentazione e acquisizione.....	32
3.4 Il refrigerante R1234ze(E).....	38
4 Analisi dei dati.....	41
4.1 Calcolo del coefficiente di scambio, delle perdite di carico, e del titolo medio.....	41
4.2 Calcolo dell'incertezza.....	45
4.2.1 Incertezza sul coefficiente di scambio durante la condensazione e vaporizzazione...	46
4.2.2 Incertezza sul flusso termico scambiato al pre-condensatore.....	48
4.2.3 Incertezza sul titolo medio.....	49
5 Risultati sperimentali.....	53
5.1 Prove in adiabatico.....	53
5.2 Prove in condensazione.....	54
5.2.1 Temperatura di saturazione di 25°C.....	54

5.2.2	Temperatura di saturazione di 30°C	59
5.2.3	Temperatura di saturazione di 40°C	63
5.2.4	Confronto tra 25°C e 30°C.....	68
5.2.5	Confronto tra 30°C e 40°C.....	70
5.2.6	Confronto tra 25°C, 30°C e 40°C	73
5.2.7	Confronto tra tubi diversi con lo stesso refrigerante	76
5.2.8	Confronto tra refrigeranti diversi nello stesso tubo.	81
5.3	Prove in vaporizzazione.....	88
5.3.1	Prove con flusso termico specifico di 20 kW m ⁻²	88
5.3.2	Prove con flusso termico specifico di 40 kW m ⁻²	91
5.3.3	Confronto tra i dati ottenuti con un flusso termico specifico di 20 kW m ⁻² e 40 kW m ⁻² 94	
6	Modelli	97
6.1	Modelli per il coefficiente di scambio termico in condensazione	97
6.1.1	Modello di Cavallini et al. [48] del 1999	97
6.1.2	Modello di Cavallini et al. [4] del 2009	101
6.1.3	Modello di Diani et al. [30].....	106
6.1.4	Modello di Koyama e Yonemoto [49]	109
6.1.5	Modello di Wang et al. [51]	114
6.1.6	Modello di Kedzierski e Goncalves [52]	117
6.1.7	Modello di Chamra [53]	121
6.2	Modelli per le perdite di carico in condensazione	126
6.2.1	Modello di Han e Lee [54] per le perdite di carico in condensazione	126
6.2.2	Modello di Wu [25] et al. per le perdite di carico in condensazione.....	129
6.2.3	Modello di Diani et al. [30] per le perdite di carico in condensazione	133
6.2.4	Modello di Chamra et al. [55] per le perdite di carico in condensazione.....	137

6.3	Modelli per confronto con il tubo liscio	141
6.3.1	Modello di Cavallini et al. [3] per il confronto del coefficiente di scambio termico con il tubo liscio	141
6.4	Modelli per il calcolo del coefficiente di scambio termico in vaporizzazione	143
6.4.1	Modello di Diani et al. [30].....	143
6.4.2	Modello di Wu et al. [25]	146
6.5	Modelli per il calcolo delle perdite di carico in vaporizzazione	151
6.5.1	Modello di Diani et al. [30] per le perdite di carico in vaporizzazione	151
6.5.2	Modello di Wu et al. [25] per le perdite di carico in vaporizzazione	153
6.5.3	Modello di Han e Lee [54] per le perdite di carico in vaporizzazione	154
	Conclusioni	157
	Nomenclatura	161
	simboli romani	161
	simboli greci	162
	pedici.....	163
	apici	164
	acronimi	164
	Indice delle figure.....	165
	Bibliografia	177

Introduzione

Il regolamento No 517/2014 sui gas fluorurati ad effetto serra è stato introdotto per proteggere l'ambiente riducendo le emissioni di tali gas, mediante diverse misure. Sono state introdotte norme che disciplinano il contenimento, l'uso, il recupero, la distribuzione dei gas fluorurati ad effetto serra. Il regolamento impone anche condizioni per l'immissione in commercio di prodotti e apparecchiature specifici che contengono o il cui funzionamento dipende da gas fluorurati a effetto serra; impone poi condizioni per particolari usi di gas fluorurati a effetto serra. Infine vengono stabiliti i limiti quantitativi per l'immissione in commercio di idrofluorocarburi.

È dunque emersa una doppia necessità: utilizzare refrigeranti con un basso GWP, e allo stesso tempo cercare di contenere la quantità di refrigerante utilizzata negli impianti. In questo senso l'utilizzo del refrigerante R1234ze(E), che presenta un GWP inferiore a 1, si profila come una buona soluzione per il futuro prossimo. Inoltre per ridurre la carica di refrigerante si possono impiegare tubi di piccolo diametro microaletti internamente che consentono di ottenere coefficienti di scambio termico più elevati rispetto a un tubo liscio equivalente, a fronte di un modesto incremento delle perdite di carico. In questa tesi vengono trattate la condensazione e la vaporizzazione del fluido R1234ze(E) all'interno di un tubo microfin con diametro esterno di 4 mm. Gli obiettivi principali sono la determinazione del coefficiente di scambio termico e del gradiente di pressione per attrito.

Nel primo capitolo sono affrontati i processi di condensazione e vaporizzazione, soffermandosi sui casi in cui questi fenomeni avvengono all'interno di tubi. Sono inoltre trattati i principali regimi di deflusso.

Nel secondo capitolo sono presentati i tubi microaletti internamente, evidenziando le caratteristiche geometriche necessarie per caratterizzarli. Successivamente vengono riportati alcuni tra gli studi presenti in letteratura riguardanti sia la condensazione sia la vaporizzazione in tubi microfin.

Il terzo capitolo descrive la sezione sperimentale utilizzata per fare le prove, l'impianto sperimentale e gli strumenti di cui si è fatto uso, specificando le loro caratteristiche metrologiche. Sono inoltre riportate alcune informazioni sul refrigerante utilizzato per questa tesi.

Il quarto capitolo riporta la procedura e le equazioni utilizzate per il calcolo del coefficiente di scambio termico e del gradiente di pressione. Viene inoltre affrontata l'analisi dell'incertezza.

Nel quinto capitolo sono illustrati e commentati i risultati sperimentali delle prove in adiabatico, in condensazione e delle prove in evaporazione. Per le prove in condensazione prima si introducono i

risultati alle diverse temperature di saturazione utilizzate e poi vengono proposti diversi confronti tra differenti temperature di saturazione, tra tubi diversi con lo stesso refrigerante e tra refrigeranti diversi nello stesso tubo. Le prove in condensazione sono presentate distinguendo tra il flusso termico specifico imposto. È poi esposto un confronto tra i risultati ottenuti con i due flussi termici differenti.

Nel sesto capitolo sono presentati diversi modelli presenti in letteratura per la stima del coefficiente di scambio termico e delle perdite di carico all'interno di tubi microfin sia in condensazione sia in vaporizzazione. Sono quindi esposti i risultati derivanti dal confronto di questi modelli con i dati sperimentali. Inoltre è riportato anche un modello per il confronto, in termini di scambio termico, tra il tubo microfin e un tubo liscio equivalente.

1 Processi di scambio termico bifase

1.1 La condensazione

La condensazione è il processo in cui il vapore di una sostanza passa allo stato liquido. Nel presente lavoro di tesi si farà riferimento alla condensazione per raffreddamento, la quale inizia quando il vapore entra a contatto con una superficie a temperatura minore della sua temperatura di saturazione (che dipende dalla pressione). Condensando il vapore cede il calore latente di vaporizzazione che viene poi trasferito per convezione e conduzione attraverso il film di liquido verso la superficie fredda. Il liquido che si ottiene dalla condensazione si sottoraffredda sulla superficie, e quindi altro vapore condensa, oltre al trasporto di calore vi è dunque anche trasporto di massa, poiché il vapore si sposta verso la superficie o verso l'interfaccia liquido-vapore. Sono stati identificati diversi tipi di condensazione. La condensazione su una superficie fredda, si distingue dunque in:

- Condensazione a film: è la più diffusa in ambito industriale, il nome deriva dal fatto che si forma un film di liquido a seguito della condensazione del vapore sulla superficie fredda. In questo caso la resistenza termica dominante è concentrata nel film di liquido, per cui al diminuire dello spessore di quest'ultimo aumenta il coefficiente di scambio termico. Lo spessore del film dipende anche dalla velocità del vapore che fluisce: se è elevata, il vapore esercita uno sforzo tangenziale d'attrito sul film, aumentando la sua velocità e turbolenza, possono quindi essere strappate delle gocce che verranno trasportate nel vapore; inoltre a parità di spessore del film, se il condensato si muove di moto turbolento si ottengono maggiori coefficienti di scambio termico rispetto al caso in cui questo si muova in moto laminare.
- Condensazione a gocce: sebbene promettente dal punto di vista dei coefficienti di scambio termico poiché rispetto al caso precedente non è presente un film di liquido continuo sulla parete che inibisce lo scambio termico fungendo da resistenza termica, ad oggi non si riesce a realizzare questo processo in modo stabile nel tempo, se non in particolari condizioni. Come suggerisce il nome essa consiste nella formazione di gocce di liquido su una superficie fredda.

Altri tipi di condensazione che non prevedono la necessità di una superficie fredda sono:

- Condensazione a nebbia o omogenea: si formano delle gocce sospese nella fase gassosa.
- Condensazione di fluidi non miscibili in fase liquida: data una miscela di vapori le cui fasi liquide siano non miscibili, può avvenire che un vapore condensi a film, mentre un altro a gocce.

1.1.1 Condensazione in tubo orizzontale

1.1.1.1 Condensazione dominata dalla gravità:

La condensazione in tubo orizzontale dominata dalla gravità si ha quando la velocità del vapore è molto bassa. In questo caso il liquido che si forma si concentra nella parte inferiore del tubo, mentre nella parte superiore si ha un film di liquido molto sottile. Il coefficiente di scambio termico risulta quindi essere variabile lungo la direzione circonferenziale, perché varia la resistenza termica. Jaster e Kosky [1] hanno proposto una correlazione per valutare un coefficiente di scambio termico medio α :

$$\alpha = 0.725 \varepsilon^{\frac{3}{4}} \left[\frac{\rho_L (\rho_L - \rho_G) g r \lambda_L^3}{\mu_L d (t_{sat} - t_p)} \right]^{1/4} \quad 1.1$$

dove ε rappresenta il grado di vuoto, ρ_L la densità del liquido, ρ_G la densità del gas, g l'accelerazione di gravità, r il calore latente di vaporizzazione, λ_L conducibilità termica del liquido, μ_L la viscosità dinamica del liquido, d il diametro interno del tubo, t_{sat} la temperatura di saturazione e t_p la temperatura di parete. Per il calcolo di μ_L si utilizza l'equazione:

$$\mu_L = \frac{3\mu_{L,sat} + \mu_{L,p}}{4} \quad 1.2$$

dove $\mu_{L,sat}$ è la viscosità dinamica del liquido alla temperatura di saturazione e $\mu_{L,p}$ è la viscosità dinamica del liquido alla temperatura di parete.

1.1.1.2 Condensazione controllata dallo sforzo tangenziale d'attrito esercitato dal vapore

Nel caso in cui il vapore viaggi nello stesso verso del condensato e ad alta velocità, il vapore esercita uno sforzo tangenziale sul film di liquido, diminuendone lo spessore perché alcune gocce vengono trascinate via e favorendo il moto turbolento del film. Si ha il moto controllato dallo sforzo tangenziale d'attrito τ esercitato dal vapore sul condensato quando il vettore forza in direzione assiale dovuto a τ è molto maggiore di quello dovuto alla gravità, in direzione verticale. Al limite lo spessore del film non è più influenzato dalla gravità, per cui spessore e coefficiente di scambio sono determinati dalla velocità del vapore. Quest'ultima cala repentinamente durante il processo di condensazione infatti l'area di passaggio a disposizione del vapore non subisce ingenti variazioni, ma diminuisce la quantità di vapore, per cui la sua velocità si abbassa.

1.1.1.3 Principali regimi di deflusso durante la condensazione in tubo orizzontale

In condensazione si osservano diversi regimi di deflusso, tuttavia se ne possono identificare due principali: si ha il deflusso anulare nel primo tratto di tubo, in cui il titolo è elevato e prevale lo sforzo

tangenziale d'attrito nel meccanismo di scambio termico, la resistenza termica associata al film di liquido è abbastanza uniforme lungo la direzione circonferenziale. Proseguendo lungo la direzione dell'asse del tubo, il titolo decresce, e come detto in precedenza anche la velocità diminuisce; ad un certo punto la forza di gravità diventerà predominante e si avrà un moto stratificato, se la portata specifica non è elevata, e quindi la resistenza termica del film sarà molto disomogenea lungo la circonferenza del tubo. Emerge dunque la necessità di operare una distinzione tra elevate portate specifiche e basse portate specifiche, in quanto ciò influenza i regimi di deflusso, come proposto da Palen et al. [2]. Da Figura 1-1 si vede che per alte portate specifiche (in alto nella Figura 1-1) inizialmente si ha moto anulare con un film di liquido a parete e vapore al centro, in cui si trovano anche gocce di liquido. Durante il processo la velocità del vapore diminuisce e quindi diminuisce lo sforzo di taglio che esso esercita sul liquido, e cominciano ad essere più importanti gli effetti dovuti alla gravità; ciò spiega perché lo spessore del liquido è maggiore nella parte bassa del tubo; successivamente si ha il moto a bolle allungate e poi la scomparsa del vapore.

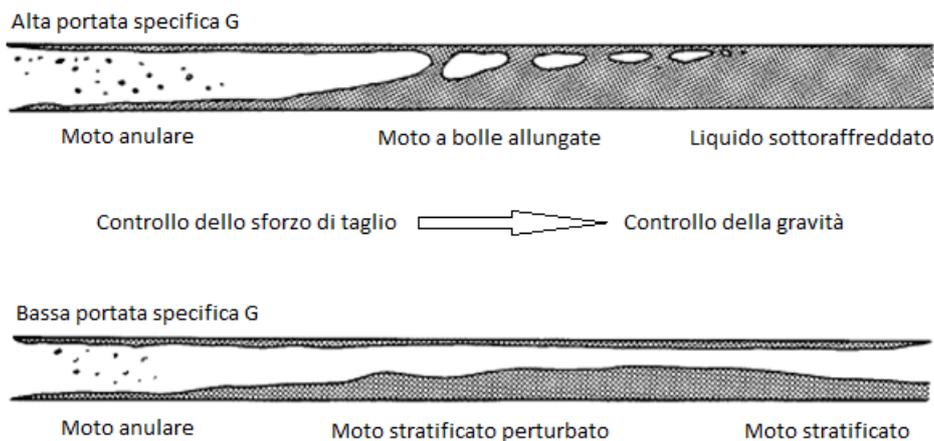


Figura 1-1 tipici regimi di deflusso in condensazione [2].

Nella parte bassa della Figura 1-1 si nota cosa accade per basse portate specifiche: come nel caso precedente inizialmente il moto è anulare, in seguito però si passa a un moto di tipo stratificato. Si noti come sia sempre presente del liquido anche nella parte alta del tubo.

Cavallini et al. [3] hanno proposto una correlazione che copre tutti i regimi di deflusso, valida per fluidi alogenati, vapor d'acqua e CO₂ che fluiscono all'interno di tubi lisci. Questa correlazione consente anche di stimare il coefficiente di scambio per deflusso anulare, (regime indipendente dal ΔT) e per il deflusso stratificato ondoso (regime dipendente dal ΔT). È inoltre fornita l'equazione per il calcolo della curva che segna la transizione tra i due regimi sopra citati:

$$J_G^T = \left[\left(\frac{7.5}{4.3X_{tt}^{1.111} + 1} \right)^{-3} + C_T^{-3} \right]^{-\frac{1}{3}} \quad 1.3$$

con la costante C_T :

$C_T=1.6$ per gli idrocarburi

$C_T=2.6$ per gli altri refrigeranti

e X_{tt} detto parametro di Martinelli è così definito:

$$X_{tt} = \left(\frac{\mu_L}{\mu_G} \right)^{0.1} \left(\frac{\rho_G}{\rho_L} \right)^{0.5} \left(\frac{1-x}{x} \right)^{0.9} \quad 1.4$$

in cui μ_L indica la viscosità dinamica del liquido, μ_G la viscosità dinamica del gas, ρ_L la densità del liquido, ρ_G la densità del gas, x il titolo di vapore. L'andamento della curva di transizione è visibile in Figura 1-2.

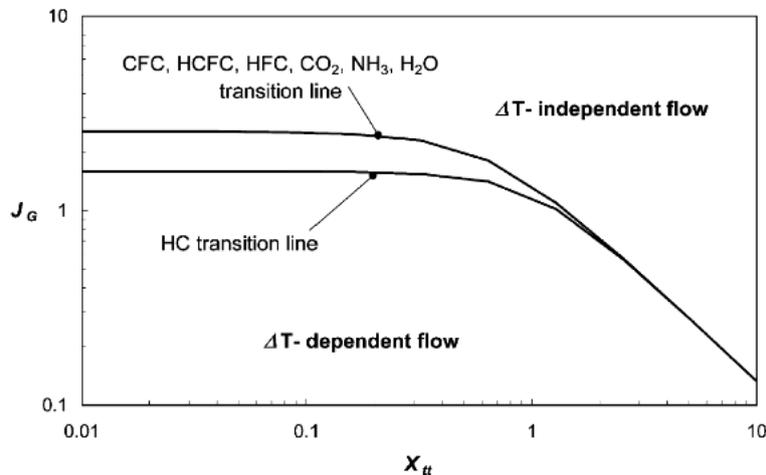


Figura 1-2 curve di transizione proposte da Cavallini et al. [3] tra il regime dipendente dal ΔT e indipendente dal ΔT per diversi tipi di fluidi refrigeranti.

In Figura 1-2 in ascissa compare il parametro di Martinelli, mentre in ordinata si ha la velocità adimensionale del gas:

$$J_G = \frac{xG}{[gD\rho_G(\rho_L - \rho_G)]^{0.5}} \quad 1.5$$

ove x rappresenta il titolo di vapore, G la portata specifica, g l'accelerazione di gravità, D il diametro interno del tubo, ρ_G la densità del gas, ρ_L la densità del liquido. In un tubo microfin, il condensato che si forma alla parete viene drenato nella scanalatura a spirale dall'effetto combinato di tensione superficiale, forze centrifughe e gravità, mentre lo sforzo di taglio dovuto al vapore trascina il liquido nella direzione di deflusso; tutto ciò fa sì che rispetto al tubo liscio si renda necessario abbassare a

valori più bassi del parametro J_G la transizione da moto anulare a stratificato. La curva di transizione può essere interpolata dall'equazione seguente [4]:

$$J_G^* = 0.6 \left[\left(\frac{7.5}{4.3X_{tt}^{1.111} + 1} \right)^{-3} + 2.5^{-3} \right]^{-\frac{1}{3}} \quad 1.6$$

La Figura 1-3 mostra un confronto tra la curva di transizione per tubo microfin e tubo liscio.

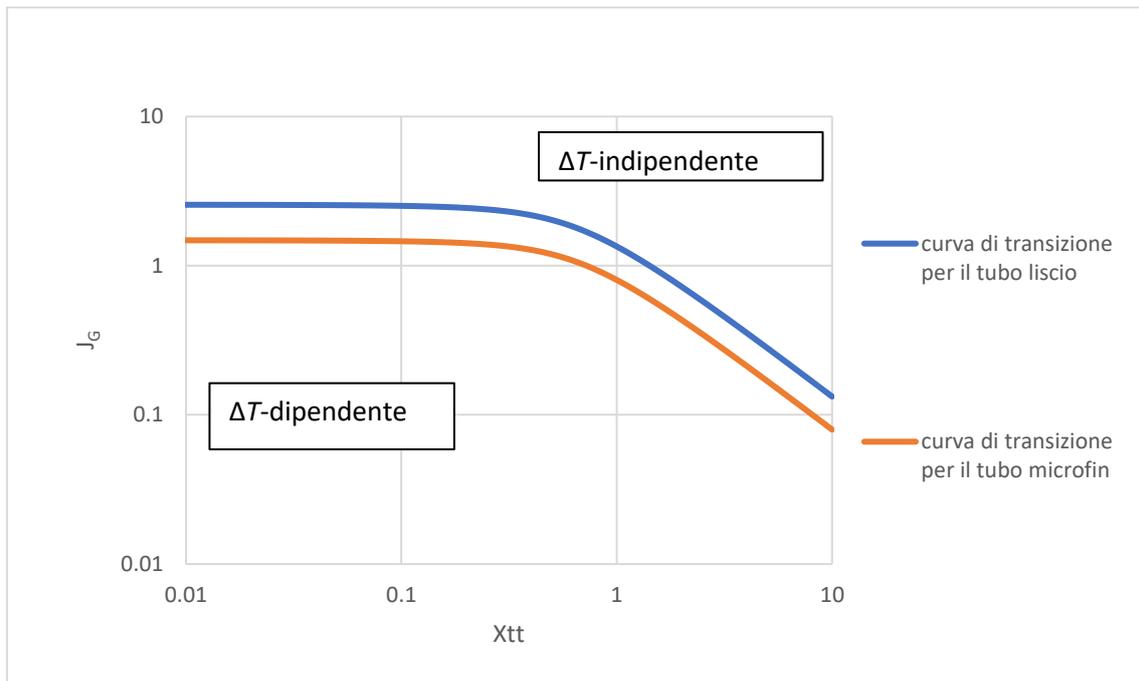


Figura 1-3 confronto delle curve di transizione [3, 4] tra i due regimi di deflusso principali per un tubo liscio e un tubo microfin.

1.2 Vaporizzazione

La vaporizzazione consiste nel cambiamento di fase di una sostanza che passa dallo stato liquido allo stato vapore, perché ciò accada è necessario fornire calore. Si distingue tra ebollizione ed evaporazione. Nel primo caso le bolle di vapore si generano su una superficie immersa nel liquido e riscaldata ad una temperatura maggiore della temperatura di saturazione del liquido oppure la formazione può avvenire nel liquido stesso. Nell'evaporazione invece il liquido vaporizza all'interfaccia liquido-vapore, e non si ha la presenza di bolle. Considerando lo scopo del presente lavoro di tesi ci si focalizza ora sulla vaporizzazione in un liquido in movimento.

1.2.1 Vaporizzazione all'interno di tubi verticali e orizzontali

Si prenda in esame un tubo disposto verticalmente, alimentato alla base con una portata costante di liquido puro sottoraffreddato che procede verso l'alto; si ipotizzi che il flusso termico specifico imposto sia lo stesso in ogni punto, e non troppo elevato. Si possono distinguere 8 tratti con diverse caratteristiche, indicati in Figura 1-4 con lettere maiuscole (da A ad H):

Nella regione A si ha un aumento della temperatura del liquido, ma la temperatura di parete non è sufficiente per innescare la nucleazione, per cui si ha uno scambio per convezione forzata, governato dall'equazione 1.7:

$$\frac{dq}{dA} = \alpha_{LO} [t_p(z) - t_L(z)] = \frac{m_L c_{pL}}{\pi d_i} \frac{dt_L}{dz} \quad 1.7$$

dove $\frac{dq}{dA}$ è il flusso termico specifico, α_{LO} è il coefficiente di scambio termico, t_p è la temperatura di parete, variabile lungo la direzione z coincidente con l'asse del tubo, t_L è la temperatura del liquido, m_L è la portata del fluido, c_{pL} è il calore specifico del liquido a pressione costante, d_i è il diametro interno del tubo. Non è un'approssimazione troppo grossolana ritenere α_{LO} costante poiché le sue variazioni sono dovute solo al cambiamento delle proprietà con la temperatura, e in tale ipotesi si ha che la quantità $t_p(z) - t_L(z)$ è costante, e l'andamento delle due temperature è lineare, come visibile in Figura 1-4.

La regione B è detta zona di ebollizione nucleata in liquido sottoraffreddato infatti t_p è tale per cui si innesca la nucleazione, sebbene si abbia ancora del liquido sottoraffreddato; qui t_p si può ritenere costante, il suo andamento è infatti descritto dall'equazione:

$$t_p = t_{sat} + \psi \left(\frac{q}{A} \right)^m \quad 1.8$$

in cui t_{sat} è la temperatura di saturazione, “ ψ ” e “ m ” sono costanti dipendenti dalle caratteristiche fisiche del liquido e del vapore e dalle proprietà di nucleazione della superficie. La quantità $t_p(z) - t_L(z)$ cala linearmente muovendosi lungo la direzione del flusso, e quindi il coefficiente di scambio termico aumenta linearmente, come emerge dalla relazione:

$$\frac{dq}{dA} = \alpha [t_p - t_L(z)] \quad 1.9$$

Si ricorda infatti che per ipotesi il flusso termico specifico è ritenuto costante.

Nelle zone C e D si parla di ebollizione in liquido saturo; qui il titolo aumenta, mentre il coefficiente di scambio termico rimane costante poiché t_p non varia, e la temperatura media della massa di fluido è pari alla temperatura di saturazione:

$$\frac{dq}{dA} = \alpha [t_p - t_{sat}] \quad 1.10$$

Dal punto di vista dei regimi di deflusso si ha inizialmente un deflusso a bolle e a sacche (zone B e C) e poi anulare (zona D); man mano che il titolo cresce, lo spessore del film di liquido diminuisce, ma aumenta lo sforzo tangenziale esercitato dal vapore sul film. La modalità con cui avviene lo scambio termico subisce quindi un cambiamento, si ha la cosiddetta vaporizzazione in convezione forzata bifase: il calore viene trasportato dalla parete all’interfaccia liquido-vapore e qui avviene l’evaporazione, il calore è trasferito per convezione forzata attraverso il film. Procedendo nella direzione dell’asse del tubo, lungo cui il titolo aumenta, si ha che aumenta anche il coefficiente di scambio termico, poiché si ha la diminuzione della resistenza termica a seguito della diminuzione dello spessore del film liquido. La temperatura di parete si abbassa e per questa ragione si disattivano i siti di nucleazione delle bolle (regioni E e F). Lo spessore del film decresce sempre più finché non si ha la completa scomparsa del film stesso, si parla di “dry out” o crisi termica e questo determina un drastico calo del coefficiente di scambio termico, anche di due ordini di grandezza e la temperatura di parete aumenta; il liquido rimane presente solo sotto forma di gocce trascinate dal vapore nel centro del tubo.

La regione G è detta regione povera di liquido, essa è compresa tra il “dry out” e il punto in cui l’entalpia media è uguale a quella del vapore saturo secco alla pressione di esercizio. Qui si ha che il titolo continua ad aumentare, e con esso la velocità e il coefficiente di scambio, ma cala t_p .

La regione H è caratterizzata da un deflusso monofase ed è nota come regione del vapore surriscaldato. La quantità $t_p - t_g$, in cui t_g indica la temperatura del gas, è circa costante; il coefficiente di scambio termico assume i valori tipici relativi allo scambio termico convettivo di solo gas.

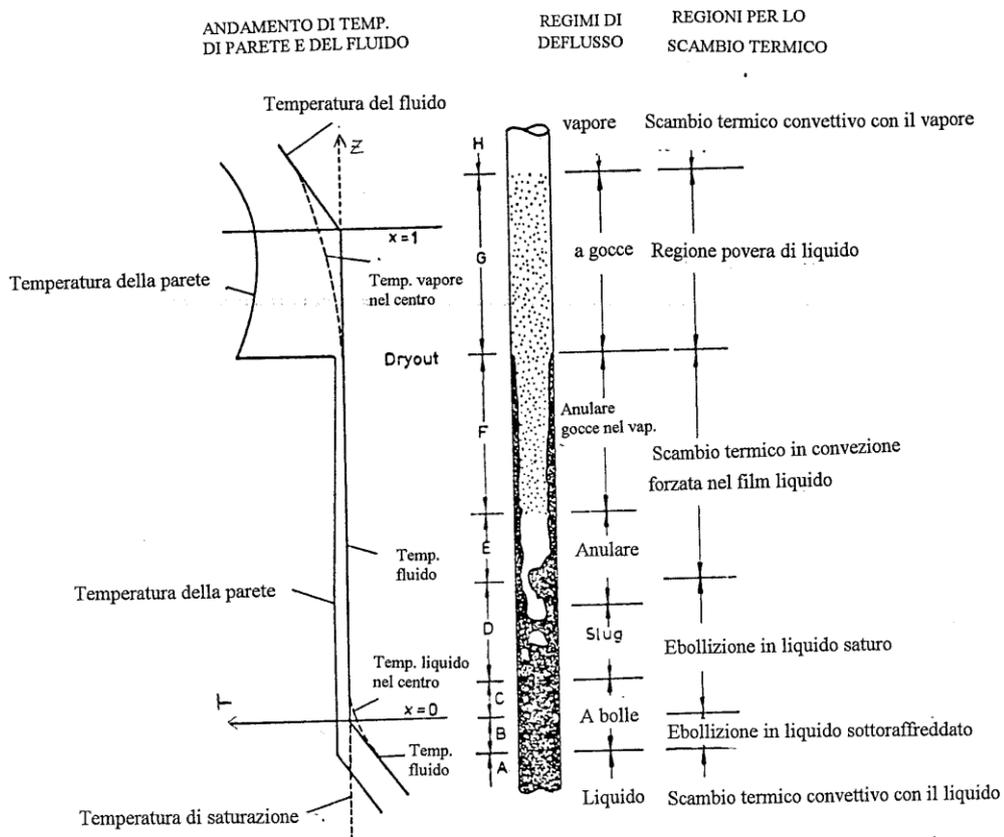


Figura 1-4 vaporizzazione all'interno di un tubo verticale [1].

Si immagini ora di cambiare le condizioni al contorno precedentemente imposte: sia costante la portata con cui viene alimentato il tubo e si aumenti progressivamente il flusso termico specifico, facendo però in modo che quest'ultimo rimanga di volta in volta costante lungo l'area di scambio. Si avrà che l'ebollizione nel liquido sottoraffreddato viene anticipata; il coefficiente di scambio nella zona di ebollizione nucleata è più elevato, ma non subisce variazioni nella regione di convezione forzata bifase. Il "dry out" si verifica a titoli più bassi.

Si supponga di incrementare ulteriormente il flusso termico specifico: l'ebollizione del liquido sottoraffreddato inizia ancora prima e il coefficiente di scambio nella regione di ebollizione è più elevato. Procedendo lungo l'asse del tubo ad un certo valore del titolo e in presenza di ebollizione nucleata si assiste ad un'improvvisa diminuzione del coefficiente di scambio, tale fenomeno è detto allontanamento dall'ebollizione nucleata (DNB) e si manifesta nella transizione ad ebollizione a film. Sostanzialmente si ha del liquido che fluisce nella zona centrale del tubo e un film di vapore che ne

ricopre la parete. Poiché il vapore ha una conducibilità termica inferiore a quella del liquido si ottengono coefficienti di scambio più bassi.

Nel caso in cui il flusso termico venga ancora aumentato l'allontanamento dall'ebollizione nucleata avviene nella zona dell'ebollizione in liquido sotto raffreddato e si avrà poi la zona di ebollizione a film e successivamente la regione povera di liquido.

Qualora si abbia un tubo liscio disposto orizzontalmente si possono distinguere due situazioni: se non vi è stratificazione delle due fasi non c'è differenza rispetto a quanto descritto per il tubo verticale; se invece è presente stratificazione, dovuta ad esempio a basse velocità, si hanno aspetti differenti. Innanzitutto il coefficiente di scambio termico medio sul perimetro del condotto è più basso. Inoltre ad alti titoli, con moto anulare, nella parte superiore della tubazione il film di liquido è meno spesso; si prosciugherà prima originando un deflusso di vapore il quale nella parte inferiore è a contatto con il liquido mentre nella parte superiore è a contatto con il tubo. È quindi possibile avere del vapore surriscaldato prima che tutto il liquido sia evaporato.

2 Tubi microalettati internamente

In letteratura i tubi microalettati internamente vengono distinti in 3 categorie: microfin (Figura 2-1), “cross-grooved” (Figura 2-1) ed “herringbone” (Figura 2-2).

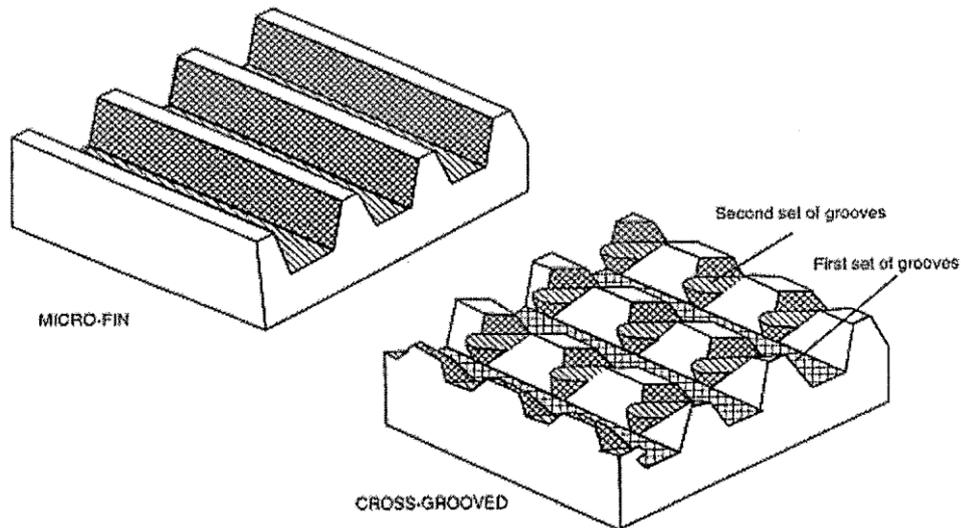


Figura 2-1 tubi microfin e tubi “cross-grooved” [5].

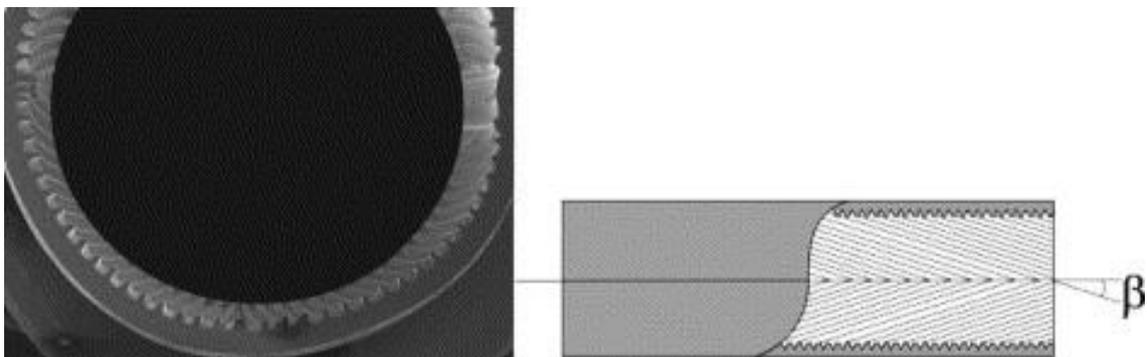


Figura 2-2 tubo “herringbone” [5].

Queste strutture all'interno del tubo sono state sviluppate con l'obiettivo di migliorare le prestazioni, ossia per incrementare il coefficiente di scambio termico contenendo al contempo l'aumento delle perdite di carico.

Rispetto ai tubi microfin i tubi “cross-grooved” presentano un secondo set di scanalature elicoidali con il medesimo angolo d'elica, ma con direzione angolare opposta alla prima e di profondità differente.

Cavallini et al. [6] affermano che i tubi “cross-grooved” manifestano migliori prestazioni nello scambio termico dei classici tubi microfin, circa il 25-30% maggiori, a fronte di un incremento del 6-10% delle perdite di carico.

I tubi “herringbone” presentano una superficie con scanalature a spina di pesce e sono ottenuti da una lastra piana di rame che viene prima rullata e poi curvata e saldata. Miyara et al. [7] hanno analizzato lo scambio termico e le cadute di pressione di R410A e R22 in un tubo “herringbone”, confrontando le prestazioni con quelle di un tubo microfin standard e un tubo liscio. Gli autori hanno ricavato che il coefficiente di scambio termico per i tubi “herringbone” è il più elevato per alte portate specifiche, mentre è leggermente inferiore a quello dei tubi microfin per piccole portate specifiche. La spiegazione di questo comportamento è stata fornita sulla base di osservazioni condotte durante gli esperimenti, ed è la seguente: la rimozione di liquido e il suo accumulo è efficace per alte portate specifiche, ma non per quelle basse, per cui il coefficiente di scambio è amplificato solo nella zona delle alte portate specifiche. Anche le perdite di carico sono più alte per il tubo “herringbone”.

Si utilizza invece la terminologia tubo microfin nel caso in cui il rapporto tra altezza delle alette h ed il diametro interno del tubo sia minore di 0.04. Generalmente questi tubi sono fatti di rame, infatti sebbene siano state proposte alcune alternative con l’impiego di alluminio, per problemi di minor resistenza alla corrosione e quindi di durabilità non hanno avuto grande diffusione. Si tenga inoltre presente che il maggior costo del rame rispetto all’alluminio è compensato dal fatto che le dimensioni in gioco sono contenute. Alcuni parametri caratteristici dei tubi microfin sono il numero di microalette (n_g) a spirale con un certo angolo d’elica β , aventi sezione triangolare o trapezoidale con un angolo al vertice γ ed un’altezza h . Esempi di valori tipici per applicazioni industriali sono: diametro esterno da 4 mm a 15 mm, un numero di alette compreso tra 40 e 70, altezza da 0.1 a 0.25 mm, angolo al vertice γ da 25° a 90° e un angolo d’elica da 6° a 30°. Questi parametri sono visibili in Figura 2-3.

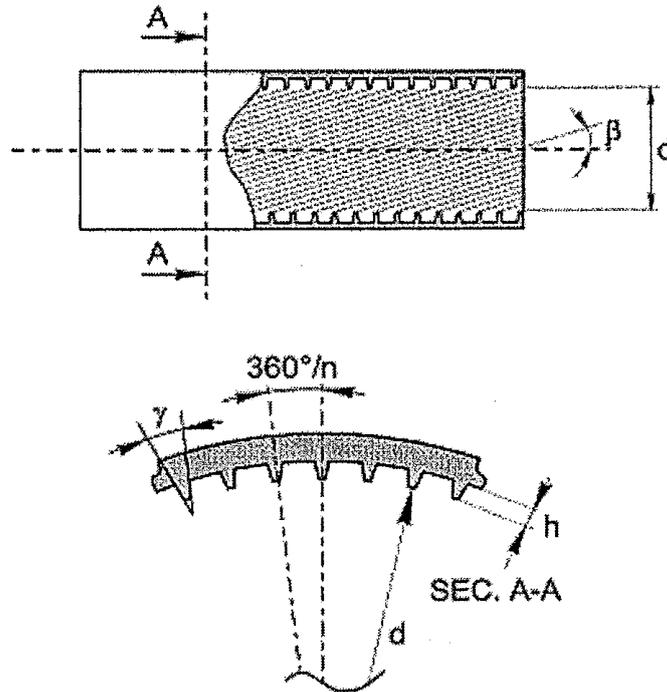


Figura 2-3 parametri geometrici caratteristici di un tubo microfin.

In letteratura non sono presenti numerosi studi relativi a tubi di piccolo diametro (ossia diametri inferiori ai 5-6 mm), specie se comparati con quelli di grandi dimensioni. Si distingue ora tra gli studi condotti per la condensazione e per la vaporizzazione di refrigeranti all'interno di tubi microfin.

2.1 Studi presenti in letteratura sulla condensazione in tubi microfin

Liebenberg e Meyer [8] hanno dimostrato che le microalette estendono la porzione di tubo soggetta a deflusso anulare, che garantisce i maggiori coefficienti di scambio termico. Nello studio si è considerata la condensazione di R22, R407C, e R134a ad una temperatura di saturazione media di 40°C, portate specifiche tra 300 e 800 kg m⁻² s⁻¹, e titoli di vapore nel range 0.85–0.95 all'ingresso del condensatore e di 0.05–0.15 all'uscita dello stesso. Sono stati utilizzati tre tubi lisci e tre tubi microfin che presentavano angoli d'elica di 10°, 18°, e 37°, rispettivamente. È stato ricavato che i tubi microfin causano un ritardo nella transizione da deflusso anulare a deflusso intermittente rispetto ad un tubo liscio. I risultati principali sono visibili in Figura 2-4 e sono riferiti a un tubo di diametro esterno di 9.5 mm. Le linee verticali indicano il titolo di vapore in corrispondenza del quale si ha la transizione da deflusso anulare a intermittente. Emerge che per tubi lisci, con refrigerante R22 ciò accade per un titolo pari a 0.45 mentre per il tubo microfin la transizione avviene circa a titolo 0.25.

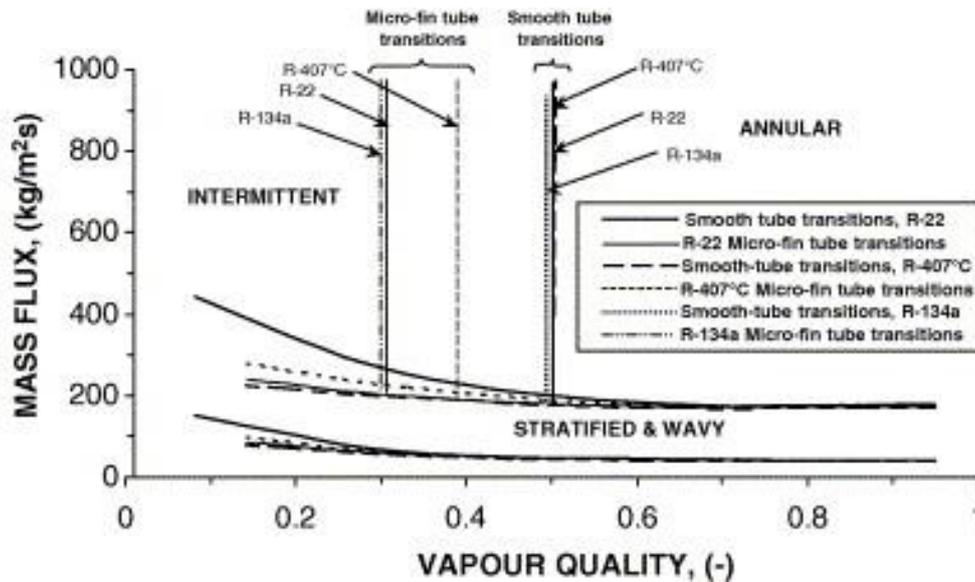


Figura 2-4 mappa dei regimi di deflusso per tubo liscio e microfin.

Cavallini et al. [9] hanno considerato la condensazione di R410A in un tubo microfin di diametro interno 7.69 mm (riferito all'apice dell'aletta), diametro esterno 11.6 mm, 60 alette di altezza 0.23 mm e angolo d'elica pari a 13°. Inoltre le alette hanno forma trapezoidale con angolo al vertice di 43° e portate specifiche di 100, 200, 400 e 800 kg m⁻² s⁻¹. Sono stati ricavati i valori dei gradienti di pressione e dei coefficienti di scambio termico per le diverse condizioni operative; gli autori hanno inoltre operato un confronto tra i coefficienti di scambio ottenuti con un tubo microfin e quelli determinati per un tubo liscio in modo da evidenziare i vantaggi derivanti dall'adozione di un tubo microfin a parità di condizioni. La sezione esaminata consiste in un condensatore tubo in tubo in controcorrente di lunghezza 300 mm, con il refrigerante che scorre nel tubo interno, e l'acqua nella cavità anulare. La portata media d'acqua durante i test è stata pari a 150 L h⁻¹ e la differenza tra temperatura di saturazione e di superficie mantenuta tra 4°C e 16°C. Il titolo di vapore all'ingresso variabile tra 0.2 e 0.8. Le principali conclusioni dell'indagine sono le seguenti: per una data temperatura di saturazione (40°C nel caso in esame) a parità di portata specifica il coefficiente di scambio termico aumenta all'aumentare del titolo, e a parità di titolo il coefficiente di scambio aumenta all'aumentare della portata specifica. Per poter poi fare un confronto con un tubo liscio è stato introdotto il cosiddetto "heat transfer coefficient enhancement factor (HTCEF o EF)" definito come il rapporto tra il coefficiente di scambio termico del tubo microfin e il coefficiente di scambio termico di un tubo liscio avente lo stesso diametro interno e operante nelle stesse condizioni del tubo microfin. Per il tubo microfin il diametro interno è riferito all'apice dell'aletta. L'andamento del sopra citato coefficiente è riportato in Figura 2-5 e in Figura 2-6.

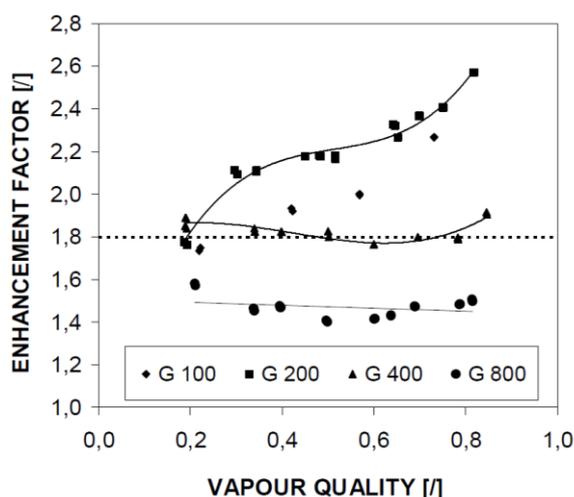


Figura 2-5 “enhancement factor” in funzione del titolo di vapore.

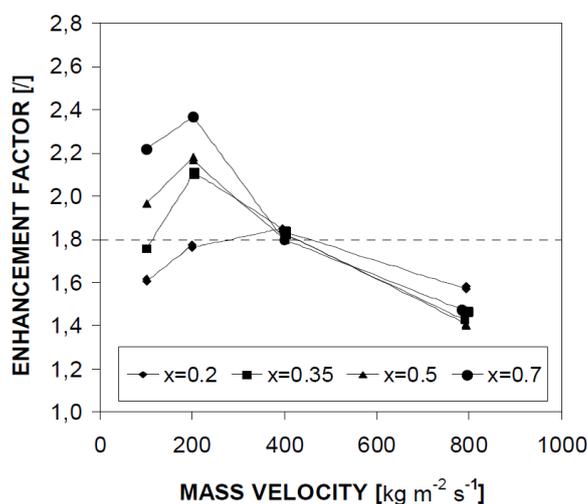


Figura 2-6 “enhancement factor” in funzione della portata specifica.

Dai grafici presentati emerge che l’“enhancement factor” dipende sia dal titolo del vapore sia dalla portata specifica, in entrambi i casi l’andamento non è monotono. In particolare da Figura 2-6 si nota che vi è una portata specifica ($200 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$) che massimizza i vantaggi del tubo microfin rispetto al tubo liscio in termini di coefficiente di scambio. Gli autori giustificano questo fenomeno osservando che per basse portate specifiche il tubo microfin promuove il deflusso anulare, contraddistinto da coefficienti di scambio elevati. Il massimo valore, di 2.6, si ottiene per una portata specifica di $200 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e un titolo di 0.8. Questo consente di evidenziare anche il fatto che l’incremento del coefficiente di scambio non è dovuto solo al semplice incremento di superficie di scambio, infatti nel caso in esame si aveva un rapporto tra l’area del tubo microfin e l’area del tubo liscio pari a 1.8. Per quanto riguarda le perdite di carico le prove sono state condotte in condizioni

di saturazione e un titolo di vapore tra 0.2 e 0.6. È conveniente introdurre un altro coefficiente, noto in letteratura come “pressure drop penalty factor (PDPF o PF)” definito come il rapporto tra il gradiente di pressione nel tubo microfin e il gradiente di pressione in un tubo liscio di pari diametro interno e operante nelle stesse condizioni. La valutazione di tale coefficiente ha portato a concludere che le perdite di carico nel tubo microfin sono circa 2.5 volte più grandi di quelle che si hanno in un tubo liscio per le portate specifiche di 400 e 800 $\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$, mentre sono più del triplo per la portata specifica di 200 $\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$.

In generale diminuire il diametro del tubo tende a far diminuire l’efficacia delle microalette, in altre parole porta a ridurre il parametro EF, come si vede in Figura 2-7 a [10], nella quale sono riportati i dati relativi al fluido R410A, con temperature di saturazione comprese tra 40 e 45°C.

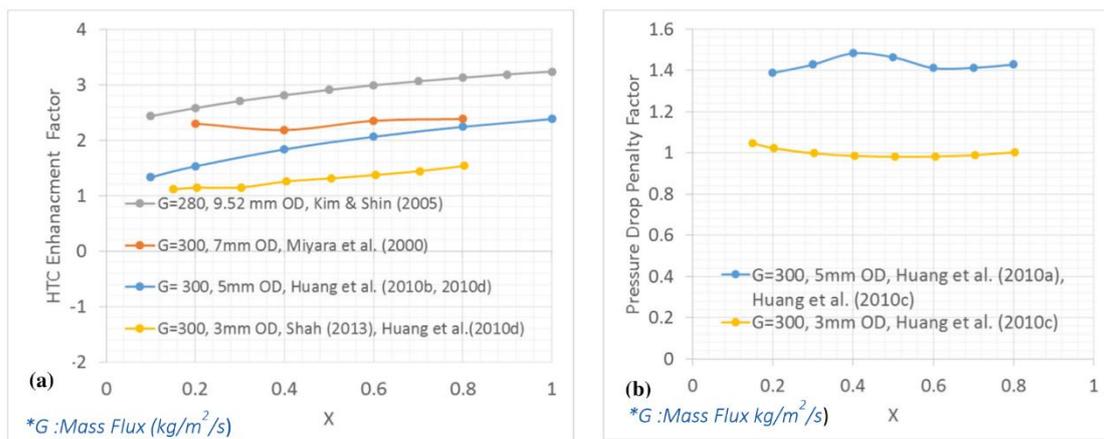


Figura 2-7 influenza del diametro sui coefficienti EF (a) e PF (b) [10].

Da Figura 2-7 b invece emerge che al diminuire del diametro diminuisce il fattore PF, e che il titolo di vapore non sembra avere grande influenza su di esso come avviene invece per il fattore EF. Quest’ultimo parametro è importante per valutare i vantaggi derivanti dalle microalette, ma non può essere assunto come riferimento per far un confronto tra le prestazioni di tubi microalettati di diametri diversi in termini di scambio termico. Per valutare l’influenza del diametro nei tubi microalettati si può considerare Figura 2-8 [10], nella quale è evidenziata l’influenza del diametro sul coefficiente di scambio termico (HTC) in tubi lisci e microalettati.

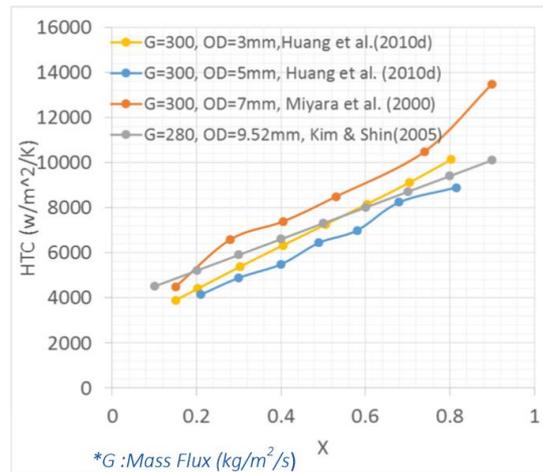


Figura 2-8 influenza del diametro sul coefficiente HTC per tubi microaletti [10].

Si nota che a differenza di quanto ci si aspetta per tubi lisci in cui al diminuire del diametro aumenta il coefficiente di scambio termico, per i tubi microaletti ciò non è sempre vero.

Li et al. [11] hanno preso in esame tra le altre cose la condensazione di R22 all'interno di 5 tubi microfin aventi diametro esterno di 5 mm e angolo d'elica di 18°. Le portate specifiche considerate sono comprese tra 200 e 650 kg m⁻² s⁻¹, la temperatura di saturazione è stata invece di 320 K, titolo all'ingresso di 0.8 e all'uscita di 0.1. Gli autori hanno ricavato che il tubo con il numero maggiore di alette presenta un debole effetto della portata specifica in termini di coefficiente di scambio termico se essa è minore di 400 kg m⁻² s⁻¹ e attribuiscono questo comportamento all'effetto combinato della tensione superficiale e della turbolenza all'interfaccia liquido vapore.

Kondou et al. [12] nel loro lavoro trattano la condensazione della miscela costituita da R32 e R1234ze(E) e una miscela di R744, R32 e R1234ze(E). Si è visto che ad una temperatura di saturazione media di 40°C, portata specifica di 200 kg m⁻² s⁻¹ con frazioni di massa di R744, R32 e R1234ze(E) rispettivamente pari a 9%, 29% e 62% si ottengono coefficienti di scambio termico in condensazione minori di quelli ottenuti con percentuali in massa di 4%, 43% e 53% per la stessa miscela, e rispetto alla miscela di R32 e R1234ze(E) con frazioni di 40/60 o 30/70. Confrontando poi i coefficienti di scambio termico ottenuti per la miscela e quelli per i singoli componenti che la costituiscono è stato evidenziato come questi ultimi siano molto maggiori, a causa della resistenza al trasporto di massa che è tipica delle miscele.

Diani et al. [13] hanno condotto prove sperimentali sulla condensazione di R1234yf in un tubo microfin avente diametro riferito all'apice dell'aletta di 3.4 mm. I test sono stati eseguiti fissando una temperatura di saturazione di 30 e 40°C, titolo tra 0.95 e 0.2 e portate specifiche nel range 100-

1000 kg m⁻² s⁻¹. Tra le conclusioni principali di questo lavoro vi è il fatto che il coefficiente di scambio termico aumenta sia con il titolo sia con la portata specifica e che il gradiente di pressione per attrito aumenta con la portata specifica per un dato titolo, mentre fissata una certa portata specifica esso inizialmente aumenta con il titolo fino ad un valore massimo, ma poi mostra una diminuzione. Dal confronto con i valori ricavati dal modello di Cavallini et al. [3, 14] per un tubo liscio equivalente è emerso che il valore medio dei parametri EF e PF è rispettivamente di 1.45 e 1.24.

Ding et al. [15] si sono focalizzati sulla condensazione entro tubi microfin in rame di piccolo diametro, posti orizzontalmente, della miscela R410A-olio estere RB68EP. In particolare sono stati usati tubi di diametro esterno 4 mm e 5 mm, portate specifiche tra 200 e 500 kg m⁻² s⁻¹, flusso termico tra 4.21 e 7.91 kW m⁻², un titolo in ingresso variabile tra 0.3 e 0.9, e una temperatura di condensazione di 40°C. Le prove sperimentali sono state condotte facendo variare la concentrazione d'olio tra 0% (fluido puro) e il 5%. I risultati mostrano che per R410A puro e con una concentrazione di olio del 1% il coefficiente di scambio termico in condensazione diminuisce al diminuire del titolo, mentre per concentrazioni dell'olio pari al 3% e al 5%, tale coefficiente presenta un massimo tra 0.7 e 0.75. Inoltre in generale la presenza di olio influisce negativamente sul coefficiente di scambio termico, facendolo diminuire.

Diani et al. [16] hanno valutato il coefficiente di scambio termico e il gradiente di pressione per attrito durante la condensazione in un tubo microfin con diametro all'apice dell'aletta pari 2.4 mm di R1234yf e R1234ze(E), e hanno inoltre confrontato i risultati ottenuti con quelli disponibili per R134a. Le prove sono state condotte con portate specifiche comprese tra 300 e 1000 kg m⁻² s⁻¹, titoli di vapore tra 0.95 e 0.2 e temperatura di saturazione di 30 e 40°C. Le conclusioni principali sono le seguenti: il coefficiente di scambio termico aumenta con il titolo e per titoli inferiori a 0.7 aumenta con la portata specifica, inoltre il gradiente di pressione aumenta con il titolo e con la portata specifica. Dal confronto tra i 3 fluidi è emerso che: per quanto riguarda il coefficiente di scambio termico il refrigerante R1234yf fornisce il valore più basso, mentre sono simili tra loro i risultati ottenuti con R1234ze(E) e con R134a. Per le perdite di carico invece si ha che il fluido più penalizzato risulta essere l'R1234ze(E), mentre sono confrontabili i gradienti di pressione per attrito con R134a e R1234yf.

2.2 Studi presenti in letteratura sulla vaporizzazione in tubi microfin

Kondou et al. [17] si sono occupati del coefficiente di scambio termico e delle perdite di carico per attrito durante la vaporizzazione della miscela di R32 e R1234ze(E) all'interno di un tubo microfin disposto orizzontalmente e con diametro interno di 5.21 mm. Lo studio è stato condotto con una

temperatura di saturazione di 10°C, flussi termici specifici di 10 e 15 kW m⁻² e portate specifiche tra 150 e 400 kg m⁻² s⁻¹. Gli autori hanno osservato che il coefficiente di scambio del solo R1234ze(E) è più basso se confrontato con quello del solo R32 e che quando si considera una loro miscela si ottiene un coefficiente di scambio termico ancora inferiore, e ciò è imputato alla resistenza al trasporto della massa che si ha nelle miscele zeotropiche. Si è inoltre ricavato che la composizione in massa che dà luogo al minor coefficiente di scambio termico è la seguente: 20% di R32 e 80% R1234ze(E).

Kondou et al. nel loro studio [12] oltre alla condensazione di cui si è già parlato precedentemente, hanno trattato anche la vaporizzazione delle stesse miscele, ossia R32/R1234ze(E) e R744/R32/R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione di 10°C. Anche in questo caso è emersa una penalizzazione dovuta alla resistenza al trasporto della massa causata dalla differenza di volatilità dei componenti, che è ancora più elevata rispetto a quella che si ha in condensazione.

Cho e Kim [18] hanno indagato sulla vaporizzazione di anidride carbonica all'interno di tubi lisci e microfin lunghi 5 metri e aventi diametri esterni di 5 mm e 9.52 mm. Si è considerata l'influenza della temperatura di vaporizzazione, variata tra 0°C e 20°C, della portata specifica, compresa nel range 212-656 kg m⁻² s⁻¹ e del flusso termico specifico, impostato tra 6 e 20 kW m⁻² e delle caratteristiche geometriche del tubo. Gli autori hanno ricavato che considerando il diametro di 9.52 mm in media il tubo microfin presenta un coefficiente di scambio termico 150-200% volte più alto del tubo microfin, mentre per il diametro di 5 mm il vantaggio è ancora migliore, si ha infatti un aumento del 170-210% a parità di condizioni operative. Gli andamenti ricavati per i due tubi sono comunque simili: il coefficiente di scambio termico aumenta con il flusso termico specifico, con la temperatura di vaporizzazione e con la portata specifica. D'altro canto si ha un incremento delle perdite di carico stimato, il parametro PF stimato vale infatti 1.2 e 1.35, valori tuttavia inferiori rispetto all'incremento del coefficiente di scambio termico.

Gao et al. [19] si sono occupati della vaporizzazione di CO₂ quasi pura, e miscelata con olio (PAG) in tubi lisci e tubi microfin messi in posizione orizzontale. Per quanto concerne il tubo microfin esso è realizzato in rame, e ha un diametro medio interno di 3.04 mm. Durante le prove si sono considerate le portate specifiche tra 190 e 1300 kg m⁻² s⁻¹, flussi termici specifici tra 5 e 30 kW m⁻² mentre la temperatura di saturazione è stata pari a 10°C. Gli autori sostengono che con CO₂ pura il meccanismo di scambio termico prevalente sia l'ebollizione nucleata, come testimoniato dalla forte dipendenza del coefficiente di scambio termico dal flusso termico specifico; mentre non vi è un chiaro legame con la portata specifica. Per CO₂ miscelata ad olio invece si assiste a un notevole

decremento del coefficiente di scambio termico e alla scomparsa della sua dipendenza dal flusso termico specifico, contrariamente al caso precedente si assiste però ad un legame con la portata specifica. Gli autori giustificano questo comportamento in virtù del fatto che l'ebollizione nucleata viene soppressa dal film di olio, poiché quest'ultimo riempie le cavità necessarie per innescare la formazione delle bolle, il meccanismo prevalente di scambio termico diviene dunque la vaporizzazione convettiva. L'olio non sembra invece influenzare in modo significativo il titolo di vapore per il quale si ha il "dry out".

Gao et al. [20] nel loro studio hanno analizzato le cadute di pressione di CO₂ pura e miscelata con olio (PAG) all'interno di evaporatori realizzati con tubi lisci e tubi microfin posti orizzontalmente. Il tubo liscio presenta un diametro interno di 3 mm, il tubo microfin ha un diametro medio interno di 3.04 mm. Le prove sono state condotte alle temperature di saturazione di 0°C e 10°C, con portate specifiche comprese tra 190 e 1300 kg m⁻² s⁻¹. Gli aspetti più importanti emersi sono i seguenti: per CO₂ miscelata con olio all'interno dei tubi microfin il gradiente di pressione decresce leggermente quando si ha una bassa percentuale di olio circolante, e aumenta all'aumentare di quest'ultima. Inoltre i tubi microfin manifestano una minor sensibilità all'incremento del gradiente di pressione associato all'aumento della quantità d'olio miscelata alla CO₂ rispetto ai tubi lisci, specialmente per basse portate specifiche.

Altri studi sul coefficiente di scambio termico durante la vaporizzazione dell'anidride carbonica in tubo microfin sono stati realizzati da Dang et al. [21]. Nel loro lavoro hanno considerato un tubo con diametro medio interno di 2.0 mm, con angolo d'elica di 6.3°. La temperatura di saturazione è stata fissata a 15°C, le portate specifiche tra 360 e 720 kg m⁻² s⁻¹, e flussi termici specifici tra 4.5 e 18 kWm⁻². I risultati mostrano che il coefficiente di scambio termico risente sensibilmente del flusso termico specifico, tuttavia non è sempre vero che all'aumentare del secondo aumenta anche il primo. Dal confronto con un tubo liscio è emerso che il tubo microfin porta ad ottenere un coefficiente di scambio termico 1.9-2.3 maggiore di quello di un tubo liscio, a fronte di un incremento delle perdite di carico di 1.5-2.1. Si è inoltre assistito a un ritardo nel fenomeno del "dry out", nel senso che si è verificato a titoli più elevati di quelli registrati per un tubo privo di micro alette. In conclusione poiché in generale si è visto che il coefficiente di scambio termico aumenta con il flusso termico (salvo alcune eccezioni) e diminuisce con la portata specifica, mentre per le perdite di carico si ha la tendenza opposta, gli autori suggeriscono che in un evaporatore operante con questo tubo e questo fluido si dovrebbe cercare di lavorare con alti flussi termici specifici e

basse portate specifiche per ottenere perdite di carico ridotte e allo stesso tempo un elevato coefficiente di scambio termico.

La vaporizzazione di R32 a 15°C all'interno di tubi microfin è stata esaminata da Inoue et al. [22]. In particolare sono stati utilizzati due tubi, di diametro esterno 4 mm, 25 e 40 alette, alte 0.1 e 0.2 mm, angolo d'elica di 16° e 17°. Le portate specifiche studiate sono comprese tra 50 e 400 kg m⁻² s⁻¹ e i flussi termici tra 5 e 20 kW m⁻². Un importante aspetto sottolineato è il seguente: il coefficiente di scambio termico e la caduta di pressione aumentano con l'aumentare dell'altezza e del numero di alette. Il coefficiente di scambio termico inoltre aumenta rapidamente con il titolo. Dal confronto con un tubo liscio inoltre si è poi visto che il beneficio sull'incremento del coefficiente di scambio termico che si ottiene adottando il tubo microfin è maggiore dello svantaggio derivante dall'incremento delle perdite di carico.

Jige et al. [23] hanno preso in esame la vaporizzazione di R32 in un tubo microfin orizzontale avente diametro esterno di 3 mm e un diametro equivalente di 2.6 mm. Il tubo presenta 25 alette alte 0.1 mm e angolo d'elica di 10°. Sono stati valutati, alla temperatura di saturazione di 15°C, il coefficiente di scambio termico e le cadute di pressione per le portate specifiche tra 100 kg m⁻² s⁻¹ e 400 kg m⁻² s⁻¹ e per flussi termici specifici tra 5 kW m⁻² e 20 kW m⁻². Si è trovato che il coefficiente di scambio termico aumenta con il flusso termico specifico e con il titolo di vapore nella zona precedente al "dry out", sebbene vi sia un'eccezione a G=100 kg m⁻² s⁻¹. Inoltre il titolo di vapore per cui si manifesta il "dry out" diminuisce all'aumentare del flusso termico specifico e al diminuire del diametro del tubo. È stata infatti considerata anche l'influenza del diametro grazie al confronto con un tubo di diametro equivalente di 3.7 mm avente lo stesso numero di alette che presentavano la stessa altezza di quelle già citate, e gli autori sostengono che tale influenza è rilevante nelle zone in cui lo scambio termico avviene principalmente per convezione forzata e dove vi è un sottile film di liquido.

Padovan et al. [24] hanno investigato la vaporizzazione di R134a e R410A all'interno di un tubo microfin con elevate temperature di saturazione (30°C e 40°C). Si sono considerate le portate specifiche tra 80 e 600 kg m⁻² s⁻¹, flussi termici tra 14 e 83.5 kW m⁻², e titolo di vapore tra 0.1 e 0.99. Il tubo microfin ha le seguenti caratteristiche geometriche: diametro riferito all'apice dell'aletta di 7.69 mm, 60 alette alte 0.23 mm, con angolo d'elica di 13° e angolo all'apice di 43°. Gli autori affermano che a 30°C è prevalente l'effetto dell'ebollizione nucleata, ma anche la vaporizzazione convettiva gioca il suo ruolo, come testimoniato dall'incremento del coefficiente di scambio poco prima dell'insorgenza del "dry out". Quando poi si passa alla temperatura di vaporizzazione di 40°C

c'è un aumento del coefficiente di scambio solo a bassi titoli a causa dell'effetto dell'ebollizione nucleata. Inoltre fino a $G=200 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ il coefficiente di scambio termico aumenta con la portata specifica, poi inizia a decrescere leggermente in caso di ulteriore incremento della portata. Dal confronto con un tubo liscio si è inoltre ricavato che il tubo microfin porta ad ottenere coefficienti di scambio termico notevolmente più alti e sposta a titoli più elevati la comparsa del "dry out".

Wu et al. [25] hanno considerato la vaporizzazione dei refrigeranti R410A e R22 ad una temperatura di saturazione di 6°C , in un tubo liscio e in 5 tubi microfin con diverse geometrie, aventi un numero di alette compreso tra 35 e 58, alte tra 0.10 e 0.15 mm, con angolo d'elica di 18° e angolo all'apice tra 20° e 40° . I tubi testati presentano diametro riferito alla base dell'aletta tra 4.4 e 4.6 mm, e le portate specifiche, anch'esse riferite al diametro alla base dell'aletta, sono nel range $100\text{-}620 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Nelle prove si è inoltre fissato il titolo in ingresso pari a 0.1 e quello all'uscita pari a 0.8. Sulla base di questi dati e su quelli presenti in letteratura è stato sviluppato un modello semiempirico per valutare il coefficiente di scambio termico in vaporizzazione. Tale modello verrà illustrato in seguito.

Mancin et al. [26] hanno analizzato la vaporizzazione di R134a all'interno di un tubo microalettato di diametro interno 4.3 mm e diametro esterno 5 mm. La temperatura di saturazione è stata di 30°C , la portata specifica variabile tra 100 e $800 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, il flusso termico variabile tra 15 e 90 kW m^{-2} e infine il titolo compreso tra 0.1 e 0.95. Gli autori hanno concluso che i risultati ottenuti in termini di flusso termico scambiato e cadute di pressione evidenziano le promettenti proprietà dei tubi microfin nel processo di vaporizzazione in tubo, e hanno inoltre suggerito altre indagini variando alcuni parametri geometrici quali diametro del tubo, e angolo d'elica.

Diani et al. [27] hanno considerato la vaporizzazione del refrigerante R1234ze(E) all'interno di un tubo microfin disposto orizzontalmente con diametro all'apice dell'aletta di 2.4 mm e 40 alette alte 0.12 mm. Si sono considerate portate specifiche tra 375 e $940 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, flusso termico specifico tra 10 e 50 kW m^{-2} , titoli di vapore tra 0.1 e 0.99. La temperatura di saturazione misurata all'ingresso della sezione sperimentale è stata fissata pari a 30°C . Tra i risultati principali si è notato che per bassi titoli di vapore e alti flussi termici specifici prevale il meccanismo di ebollizione nucleata, mentre per alti titoli e bassi flussi termici specifici è predominante la vaporizzazione convettiva. È stato inoltre osservato che il gradiente di pressione aumenta sia con la portata specifica sia con il titolo.

Nakamura et al. [28] hanno misurato i coefficienti di scambio termico per miscele di R32 e R1234yf e R1234ze(E) utilizzando tubi microfin di rame con diametro esterno 6 mm e 48, 58 e 64 elette di altezza 0.26 mm e angolo d'elica pari a 19° . Le prove in vaporizzazione sono state condotte ad una

temperatura di saturazione di 10°C, un flusso termico specifico di 10 kW m⁻² e portate specifiche tra 150 e 400 kg m⁻² s⁻¹. Tra i risultati dello studio sono fornite delle correlazioni che tengono in considerazione l'effetto delle microalette del tubo utilizzato, ad esempio nel calcolo del coefficiente di scambio termico.

Mancin et al. [29] hanno studiato la vaporizzazione di R134a all'interno di un tubo microfin con diametro riferito all'apice dell'aletta di 3.4 mm. La temperatura di saturazione impostata all'ingresso della sezione oggetto di test è stata di 30°C, le portate specifiche comprese nel range 190-755 kg m⁻² s⁻¹ e titolo variabile tra 0.2 e 0.99. Si sono considerati i flussi termici specifici di 10, 25 e 50 kW m⁻². I risultati ottenuti hanno mostrato che il coefficiente di scambio termico è influenzato dai due meccanismi già citati: la vaporizzazione convettiva e l'ebollizione nucleata. Inoltre si è visto che il gradiente di pressione aumenta con il titolo e anche con la portata.

Diani et al. [30] nel loro lavoro riportano i risultati ricavati dalla vaporizzazione di R1234ze(E) all'interno di un tubo microfin con diametro all'apice dell'aletta di 3.4 mm e riscaldato elettricamente per mezzo di una resistenza elettrica Ni-Cr. La temperatura di saturazione è stata fissata a 30°C, si sono considerate le portate specifiche nel range 190-940 kg m⁻² s⁻¹ e titoli di vapore compresi tra 0.2 e 0.99. I flussi termici specifici scelti sono stati: 10, 25 e 50 kW m⁻². Gli autori hanno confrontato il coefficiente di scambio termico e il gradiente di pressione ottenuti in questo studio con i valori disponibili per la vaporizzazione di R134a nelle medesime condizioni operative, concludendo che essi sono rispettivamente minori e maggiori per R1234ze(E) se paragonato con R134a. È stato inoltre analizzato il titolo di vapore in corrispondenza del quale si assiste alla comparsa del "dry out"; si è visto che non vi è un valore fisso, ma dipendente dalle condizioni operative. Per il flusso termico specifico di 10 kW m⁻² non si è mai riscontrato il "dry out", come invece è accaduto per gli altri flussi termici; in particolare fissata una certa portata il titolo per il quale si innesca il "dry out" diminuisce all'aumentare del flusso termico specifico. Sotto questo punto di vista non si sono registrate significative differenze tra R1234ze(E) e R134a. Infine gli autori hanno studiato il flusso termico specifico critico impostando un titolo di vapore all'ingresso della sezione pari a 0.3 e variando le portate specifiche. Tali esperimenti hanno evidenziato che il flusso termico specifico critico aumenta con l'aumentare della portata specifica.

A conclusione di questa ricerca bibliografica, in linea generale si può affermare che i tubi microalettati consentono un'intensificazione dello scambio termico a fronte di un limitato incremento delle perdite di carico. L'aumento dello scambio termico è dovuto sia all'aumento dell'area di scambio termico, sia all'effetto della peculiare geometria delle alette, la quale favorisce

la turbolenza nel film liquido e anche il regime anulare. In aggiunta tale geometria facilita il drenaggio del condensato per effetto della tensione superficiale del liquido stesso. Tutto ciò comporta altri 2 notevoli vantaggi:

- riduzione degli ingombri;
- contenimento della quantità di refrigerante utilizzata negli impianti così come richiesto dalle ultime regolamentazioni ambientali, le quali non solo mirano all'utilizzo di fluidi con basso ODP (ozone depletion potential) e GWP (global warming potential), ma anche a una riduzione della carica di refrigerante.

3 Apparato sperimentale e strumentazione

3.1 La sezione sperimentale

La sezione sperimentale è costituita da un tubo in rame microalettato internamente, lungo 33 cm e avente diametro all'apice dell'aletta pari a 3.4 mm, 40 alette di altezza 0.12 mm, angolo all'apice di 43° e angolo d'elica 18° . Il tratto di tubo interessato dallo scambio termico è di 10 cm. Il tubo è posto orizzontalmente e attorno ad esso è avvolto un ulteriore tubo liscio, appartenente al circuito dell'acqua proveniente dal bagno LAUDA PROLINE, a forma di spirale, che presenta 4 alzate in corrispondenza delle quali sono installate delle termocoppie. Più in dettaglio le termocoppie per la misura della temperatura di parete sono inserite sulla superficie esterna del tubo microfin sotto alle alzate, mentre le termocoppie deputate alla misura della temperatura dell'acqua sono inserite sulla parete esterna del tubo liscio, sulla prima e ultima alzata. Per promuovere il contatto termico tra le due tubazioni esse sono state inserite in un contenitore di alluminio al cui interno è stata poi fusa una lega stagno (40% in massa) e piombo (60% in massa), si veda Figura 3-1.

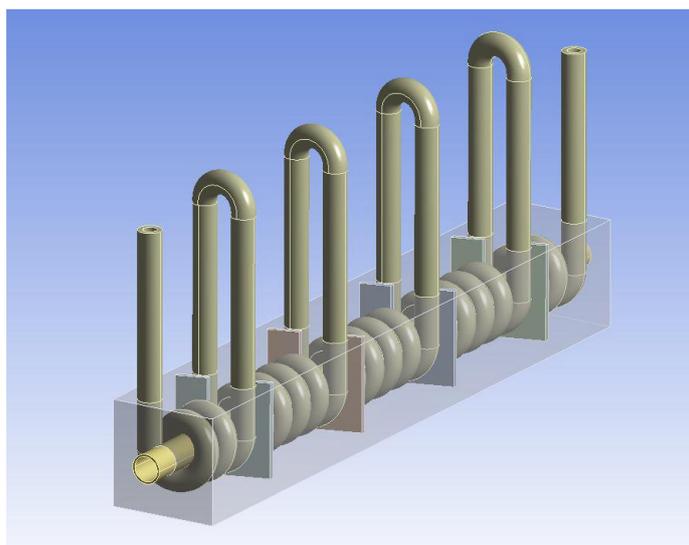


Figura 3-1 schematizzazione del tubo microalettato attorno cui è avvolto il circuito dell'acqua del bagno LAUDA PROLINE; si intravede anche il contenitore di alluminio [31].

Alle estremità della sezione sperimentale sono inoltre state realizzate due prese di pressione collegate a un trasduttore di pressione assoluta e a un trasduttore di pressione differenziale. Per isolare termicamente la sezione, così come altre parti dell'impianto, si è utilizzato un materiale isolante dotato di buona flessibilità noto come Armaflex, visibile in Figura 3-2.

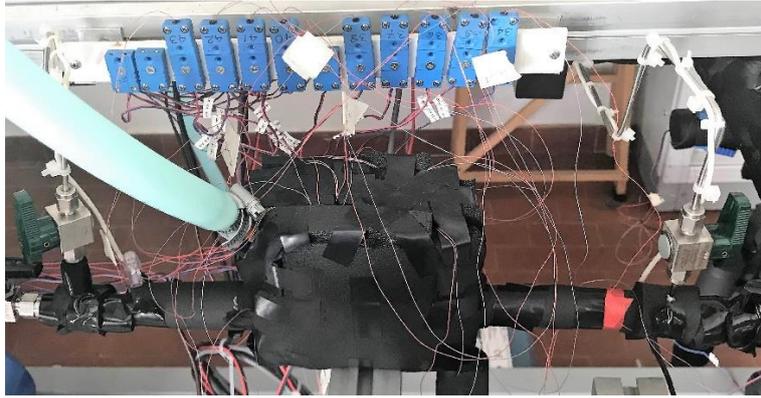


Figura 3-2 sezione sperimentale isolata con Armaflex.

3.2 Impianto sperimentale

L'impianto sperimentale è posto nel laboratorio di scambio termico in micro-geometrie del Dipartimento di Ingegneria Industriale dell'Università degli Studi di Padova. La massima pressione di esercizio che si può raggiungere è di 3 MPa e la portata di refrigerante massima è di 72 kg h^{-1} . L'impianto consente di misurare il coefficiente di scambio termico in vaporizzazione e in condensazione e anche le cadute di pressione. L'impianto sperimentale consiste in 5 circuiti, che sono i seguenti:

- il circuito del refrigerante
- il circuito dell'acqua per la sezione sperimentale
- il circuito dell'acqua calda per l'evaporatore
- il circuito dell'acqua fredda per il pre-condensatore
- il circuito dell'acqua fredda (di pozzo o del bagno termostatico) per il postcondensatore.

Il refrigerante segue il percorso schematizzato in Figura 3-3: tramite una pompa ad ingranaggi a trascinamento magnetico, collegata ad un inverter, il refrigerante viene fatto circolare. La pompa non richiede olio per il suo funzionamento, e ciò consente di non intaccare la purezza del fluido. L'inverter permette di intervenire sulla velocità di rotazione della pompa, garantendo quindi la possibilità di regolare la portata di refrigerante. Proseguendo lungo il circuito si incontra un regolatore di pressione collegato alla linea dell'aria compressa, detto "damper", che consente di agire sulla pressione di saturazione del refrigerante. Si passa poi all'evaporatore, e qui il refrigerante scambia calore con l'acqua calda. All'uscita dell'evaporatore si ha dunque vapore surriscaldato, il quale entra in uno scambiatore tubo in tubo che funge da pre-condensatore, dove si ha lo scambio in controcorrente con acqua fredda proveniente da un "chiller" che fluisce nella sezione anulare. Il pre-condensatore offre la possibilità di regolare il titolo in ingresso nella successiva sezione sperimentale, alla quale è collegato mediante un tubo adiabatico. A seconda dell'obiettivo delle

prove, nella sezione sperimentale il refrigerante può evaporare, condensare, o scorrere in modo adiabatico. Infine vi è il post-condensatore, uno scambiatore di calore a piastre brasato, in cui da un lato si ha l'acqua di pozzo (per le prove in condensazione) o acqua proveniente dal bagno termostatico (per le prove in vaporizzazione), dall'altro il fluido refrigerante che viene completamente condensato e sottoraffreddato. Infine si ha il passaggio attraverso un filtro che serve per assorbire l'umidità e eventuali impurità che potrebbero compromettere il corretto funzionamento della pompa.

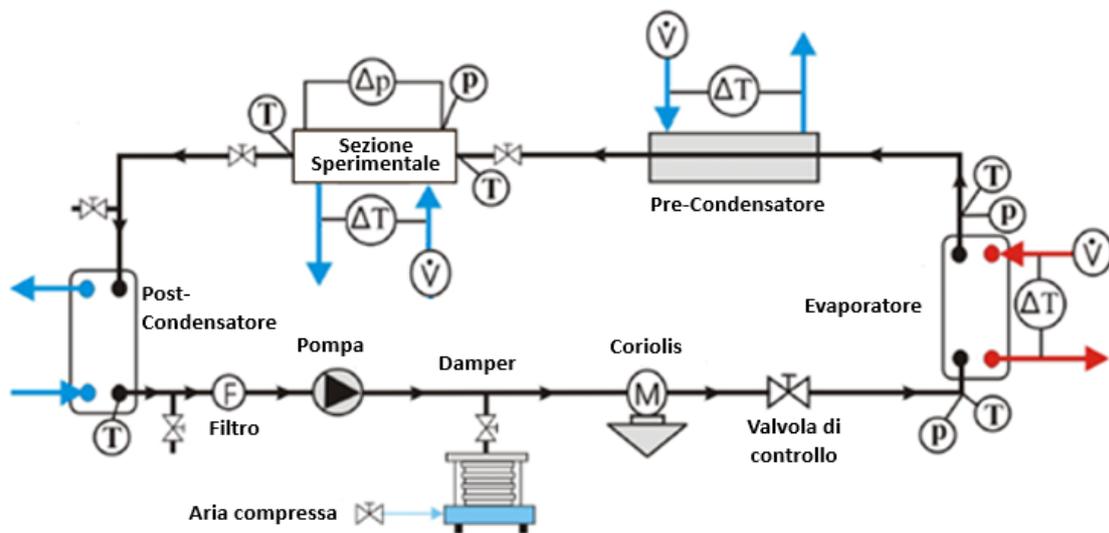


Figura 3-3 schema del circuito del refrigerante.

Il circuito è anche equipaggiato con alcuni strumenti per la misura di grandezze importanti ai fini della determinazione del coefficiente di scambio termico e delle perdite di carico, quali: un misuratore di portata di massa ad effetto Coriolis, posto tra il "damper" e l'evaporatore, e vari sensori di pressione e temperatura. È presente inoltre una valvola di regolazione posta prima dell'evaporatore per un ulteriore controllo della portata di refrigerante.

Nel circuito dell'acqua per la sezione sperimentale è presente un bagno termostatico LAUDA PROLINE 1845, (Figura 3-4), che consente di inviare l'acqua a una temperatura controllata. Per le prove in condensazione viene impostata una temperatura dell'acqua inferiore alla temperatura di saturazione, mentre per le prove in vaporizzazione si ha una temperatura dell'acqua superiore a quella di saturazione.



Figura 3-4 Bagno LAUDA PROLINE 1845.

Il bagno LAUDA è dotato di una pompa di prevalenza 0.7 bar e a 8 velocità, in modo da poter regolare la portata d'acqua inviata; la temperatura di quest'ultima è compresa nel range ± 0.01 K rispetto al valore impostato dall'utente.

Nel circuito della sezione evaporante è presente un boiler elettrico con 3 resistenze di potenza 1.67 kW. Si può quindi fornire al massimo una potenza di 5 kW. Per una delle tre resistenze è possibile modulare la potenza grazie a un controllore PID, mentre le altre presentano la sola modalità on/off. Ciò permette di mantenere una temperatura dell'acqua in ingresso all'evaporatore pari a 60°C per le prove in condensazione e di 40°C per le prove in vaporizzazione. La pompa multistadio di questo circuito non è dotata di un inverter ed è quindi a numero fisso di giri: 2800 giri min^{-1} . Essa permette di inviare l'acqua nell'evaporatore, nel quale cede il proprio calore al refrigerante vaporizzandolo e surriscaldandolo. È inoltre presente un misuratore di portata elettromagnetico, una valvola di regolazione, un manometro per tener sotto controllo la pressione e un vaso di espansione per assecondare le variazioni di volume del fluido.

Nel pre-condensatore l'acqua fredda proviene dal "chiller" Air Control Rock 4, la temperatura di quest'acqua può essere impostata manualmente tramite i comandi del "chiller" stesso fino ad un minimo di 5°C; la presenza di un bagno d'accumulo e di resistenze elettriche garantisce un controllo più accurato della temperatura dell'acqua inviata al pre-condensatore stesso, in tal modo le variazioni sono infatti di ± 0.1 °C. Il "chiller" ha al suo interno un circuito frigorifero a compressione di vapore: il calore asportato dal refrigerante nel pre-condensatore tramite l'acqua viene a sua volta ceduto all'acqua di pozzo tramite uno scambiatore a piastre. Per regolare la portata si deve invece intervenire su una valvola. Tramite la giusta combinazione di portata e temperatura dell'acqua si

può quindi impostare il titolo voluto all'ingresso della sezione sperimentale. Il valore di portata impostato può essere letto dal misuratore di portata magnetico inserito nel circuito in questione. Il circuito del post-condensatore è alimentato da acqua di pozzo, la cui temperatura è in genere compresa tra 15 e 18°C. L'acqua fluisce in uno scambiatore a piastre, nel quale sottrae calore al refrigerante; siccome l'unico obiettivo è completare la condensazione del fluido refrigerante e sottoraffreddarlo, non è presente un misuratore di portata e neppure una valvola di regolazione; vi è la sola presenza di un filtro per impedire un eccessivo accumulo di sporcizia nello scambiatore. Quando invece si eseguono le prove in vaporizzazione vi sono le seguenti differenze: nella sezione sperimentale il bagno Lauda fornisce acqua calda e non più fredda, che cede calore al refrigerante vaporizzandolo; mentre al postcondensatore è inviata acqua fredda proveniente da un nuovo "chiller" (LAUDA Variocool VC 3000) che viene di seguito descritto.

"chiller"

Per le prove in vaporizzazione si è fatto uso di un nuovo "chiller", appositamente acquistato. Si tratta del "chiller" LAUDA Variocool VC 3000. La sigla indica che la potenza frigorifera a 20°C dichiarata dal costruttore è di 3000 W ottenuta usando etanolo. Il raffreddamento del condensatore è ad aria ed è presente anche un riscaldatore per il fluido frigorifero. Il "chiller" è costituito dai seguenti elementi funzionali:

- il circuito idraulico: attraverso tale circuito scorre il fluido deputato allo scambio termico; esso è costituito da un vaso di espansione; una pompa a immersione per far circolare il fluido, che può garantire una portata massima di 37 L/min e una pressione massima di 3.2 bar; un bypass regolabile, in modo da selezionare la pressione in base alle esigenze dell'utente, e un riscaldatore che fornisce una potenza termica fino a 1.5 kW e che incrementa la massima temperatura di lavoro fino a 80°C; la temperatura minima di esercizio è invece di -20°C.
- un manometro per la lettura della pressione raggiunta con la pompa.
- Il gruppo frigorifero che utilizza il refrigerante R404A ed è composta da un compressore alternativo, un condensatore ad aria che tramite un ventilatore aspira l'aria dalla zona frontale del "chiller" e la espelle, a temperatura più alta, nella parte posteriore. È infine presente un evaporatore coassiale.

Il costruttore dichiara il mantenimento di una temperatura costante nel range ± 0.05 K rispetto al valore impostato. In Figura 3-5 è visibile il "chiller" sopra descritto.



Figura 3-5 "chiller" LAUDA VC 3000.

3.3 Strumentazione e acquisizione

Termocoppie

Per le misure di temperatura nei punti di interesse del circuito si utilizzano delle termocoppie rame-costantana. Il principio di funzionamento di tali dispositivi è l'effetto Seebeck, in base al quale dati due conduttori metallici differenti aventi le estremità a contatto, (punti A e B di Figura 3-6) se le giunzioni si trovano a due temperature diverse, all'interno dei conduttori scorre una corrente originata da una forza elettromotrice la cui intensità è direttamente proporzionale alla differenza di temperatura tra le due giunzioni.

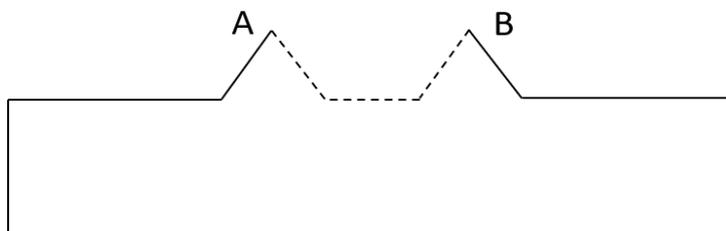


Figura 3-6 schematizzazione del principio di funzionamento di una termocoppia.

È quindi necessario avere a disposizione una temperatura di riferimento. Questo è reso possibile grazie al dispositivo KAYE Ice Point Reference, Figura 3-7, che al suo interno presenta un bagno con acqua tenuta a 0°C grazie a un refrigeratore termoelettrico. Le termocoppie utilizzate erano state

precedentemente tarate per altri lavori di tesi, in tale operazione è stata assunta come riferimento una PT100 avente incertezza ± 0.03 K; ricavata la curva tensione temperatura essa è stata poi interpolata utilizzando una funzione polinomiale. Il sistema di acquisizione misura quindi una differenza di tensione ai capi dei conduttori che viene poi trasformata in un segnale digitale inviato al computer, e a questo punto il software Labview calcola la temperatura corrispondente alla differenza di tensione misurata. L'incertezza finale che si attribuisce alle termocoppie è ± 0.05 K.

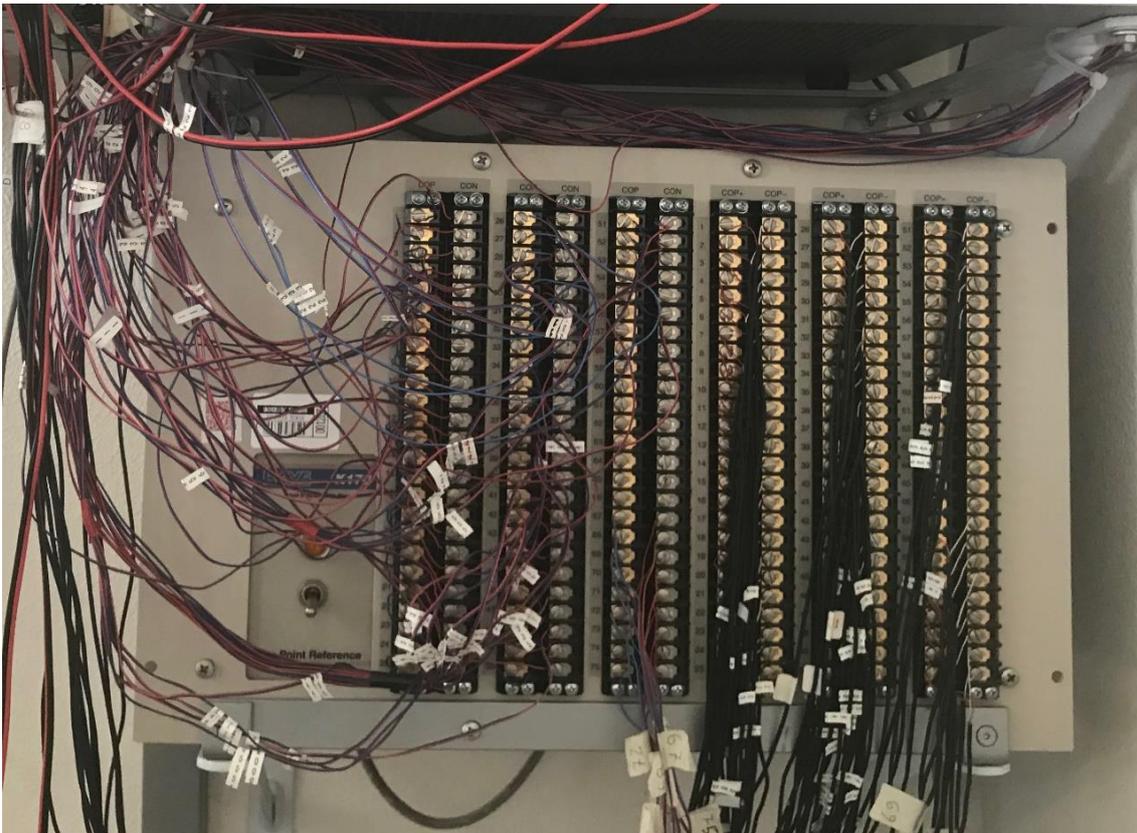


Figura 3-7 KAYE Ice Point Reference.

Misuratore di portata di massa ad effetto Coriolis

Come suggerisce il nome tale misuratore di portata si basa sul principio di Coriolis: vi sono due tubi racchiusi in una forma ad omega, ed essi vengono fatti vibrare. La vibrazione che ne consegue ha delle caratteristiche dipendenti dalla portata di massa di fluido che scorre nei tubi. Misurando quindi l'ampiezza e la frequenza delle oscillazioni tramite opportuni sensori, lo strumento fornisce in modo diretto la portata di massa. Lo specifico misuratore qui utilizzato presenta un fondo scala di 400 kg h^{-1} e un'incertezza di $\pm 0.1\%$ sul valore misurato. Esso è visibile in Figura 3-8.



Figura 3-8 misuratore di portata massica ad effetto Coriolis.

Misuratori di portata volumetrica elettromagnetici

Questi strumenti sono utilizzabili solo con fluidi conduttivi dal punto di vista elettrico, per cui non possono essere usati per il refrigerante R1234ze(E), sono però inseriti nei circuiti dell'acqua. Si basano sulla legge dell'induzione elettromagnetica: il flusso d'acqua scorre in una regione in cui è generato un campo magnetico perpendicolare alla direzione del flusso. Se il fluido è elettricamente conduttivo, come ad esempio l'acqua, nelle sue particelle viene indotta una tensione, misurata da due elettrodi posti ortogonalmente al campo magnetico e alla direzione di deflusso; note le caratteristiche geometriche della tubazione e la tensione si può facilmente ricavare la portata fluente, direttamente proporzionale alla tensione. Nell'impianto in esame ne sono presenti 3: uno nel circuito dell'acqua calda dell'evaporatore, il quale può misurare portate fino a 800 L h^{-1} con un'incertezza $\pm 0.25\%$ della lettura; un altro è inserito nel circuito dell'acqua fredda inviata al pre-condensatore e ha un fondoscala di 650 L h^{-1} con un'incertezza $\pm 0.25\%$ della lettura; infine un misuratore di portata elettromagnetico si trova anche nel circuito dell'acqua della sezione sperimentale, esso consente misurazioni fino a 20 L h^{-1} con un'incertezza $\pm 0.5\%$ della lettura.

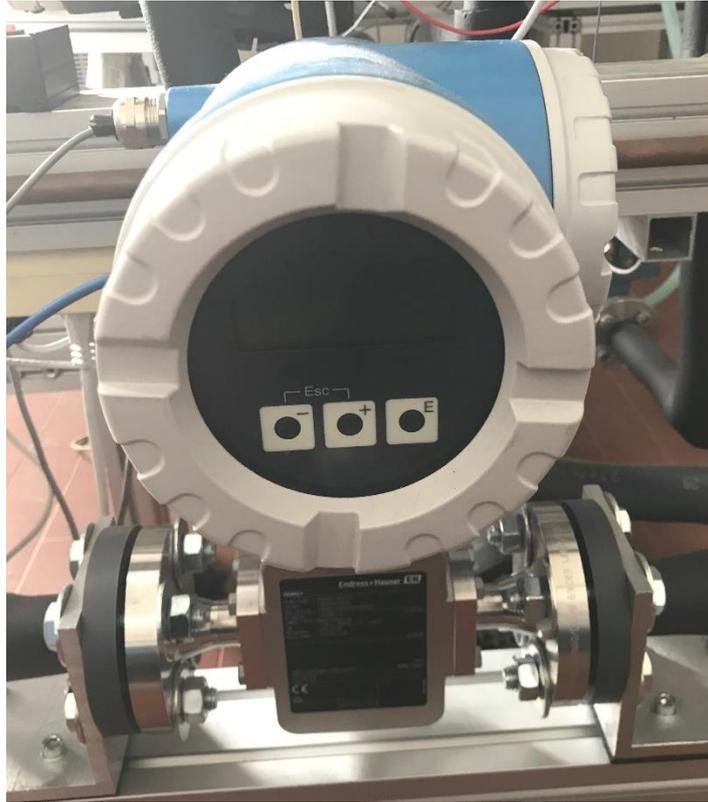


Figura 3-9 misuratore di portata volumetrica elettromagnetico.

Trasduttori di pressione

Per poter valutare il coefficiente di scambio termico e le perdite di carico è necessario poter conoscere la pressione in determinati punti del circuito, in particolare all'ingresso e all'uscita dell'evaporatore, lato refrigerante, e all'ingresso della sezione sperimentale. Qui sono quindi posti dei trasduttori, che consentono la misura della pressione assoluta con un'incertezza di ± 1950 Pa e aventi fondoscala di 30 bar. È presente un quarto trasduttore di pressione, di tipo differenziale, collegato all'ingresso e all'uscita della sezione sperimentale; tale dispositivo ha un'incertezza di ± 25 Pa e un fondoscala di 1 bar; inoltre lungo i tubi di acciaio inox che collegano i misuratori di pressione differenziale ai punti di rilevazione sono poste delle resistenze elettriche che mantengono sufficientemente alta la temperatura dei tubi, evitando quindi la condensazione del fluido al suo interno, evento che comprometterebbe la corretta misurazione.



Figura 3-10 trasduttore di pressione differenziale (a sinistra) e trasduttore di pressione assoluta (a destra). Sono inoltre visibili le resistenze elettriche (fili bianchi).

Sistema di acquisizione

I valori rilevati dai vari strumenti sopra descritti sono inviati a una scheda di acquisizione nella quale si ha la conversione in formato digitale del segnale. Successivamente i dati digitali sono analizzati ed elaborati da un computer tramite il software Labview (Figura 3-11) che consente, tra le altre cose, di scegliere la frequenza di acquisizione, e di visualizzare l'andamento delle grandezze acquisite nel tempo. Nel presente lavoro di tesi si è fissata una frequenza di acquisizione pari a 1 Hz. Si possono inoltre calcolare grandezze derivate, come ad esempio il flusso termico e la portata specifica. Dall'interfacciamento con il software Refprop è anche possibile calcolare la temperatura di saturazione e il titolo di vapore ed eventualmente altre proprietà termodinamiche d'interesse.

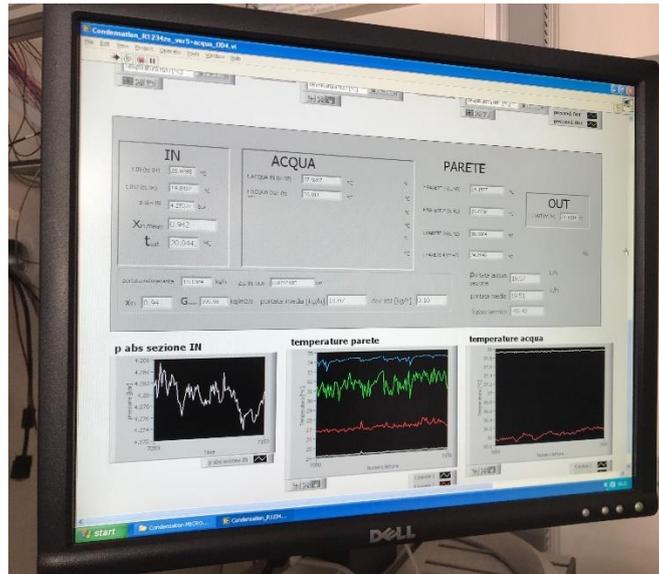


Figura 3-11 esempio dell'interfaccia Labview.

3.4 Il refrigerante R1234ze(E)

Il fluido utilizzato nel presente lavoro di tesi è denominato R1234ze(E). Si tratta di un fluido di quarta generazione, appartenente alla famiglia degli HFO (idrofluoro olefine), le cui caratteristiche principali sono consultabili in Tabella 3-1 e in Tabella 3-2.

nome chimico	1,3,3,3 Tetrafluoropropene
formula molecolare	C ₃ F ₄ H ₂
massa molare	114.04 g mol ⁻¹
aspetto	incolore

Tabella 3-1 caratteristiche principali del fluido R1234ze(E) [32].

L'R1234ze(E) viene proposto come alternativa al refrigerante R134a in applicazioni aerosol, schiume isolanti, per applicazioni di refrigerazione, e per pompe di calore ad alta temperatura [33]. L'R134a fa parte della famiglia degli HFC (IdroFluoroCarburi) e presenta un elevato GWP (1300) [34]. Considerando l'andamento della pressione di vapore dei due refrigeranti si ottiene Figura 3-12.

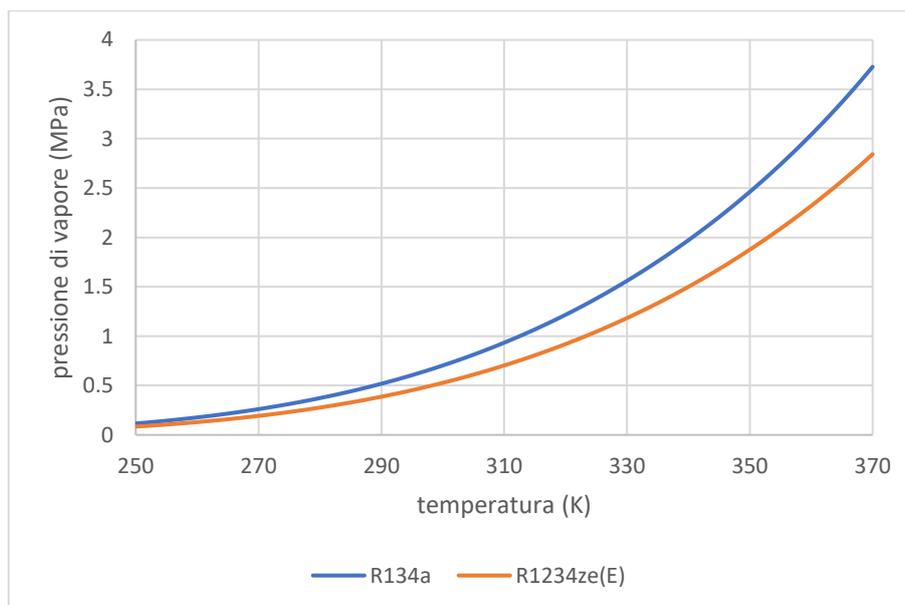


Figura 3-12 curve di saturazione R134a e R1234ze(E).

Si nota come l'R134a sia un fluido a più alta pressione rispetto al R1234ze(E). Come verificato da A. Mota-Babiloni et al. [35] anche altre proprietà importanti nel campo della refrigerazione manifestano delle discrepanze, le principali sono riassunte in Tabella 3-2.

	R134a	R1234ze(E)	osservazioni
classificazione ASHRAE	A1	A2L	
ODP	0	0	
temperatura critica [K]	374.21	382.51	2% maggiore
pressione critica [kPa]	4059.28	3634.90	10% minore
NPB [K]	247.08	253.88	3% maggiore
densità del liquido [kg m^{-3}]	1295.27	1240.56	4% minore
densità del vapore [kg m^{-3}]	14.35	11.65	19% minore
c_p del liquido [$\text{kJ kg}^{-1} \text{K}^{-1}$]	1.34	1.32	2% minore
c_p del vapore [$\text{kJ kg}^{-1} \text{K}^{-1}$]	0.90	0.88	simili
calore latente di vaporizzazione [kJ kg^{-1}]	198.72	184.28	7% minore
conducibilità termica del liquido [$\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$]	$92.08 \cdot 10^{-3}$	$83.11 \cdot 10^{-3}$	10% minore
conducibilità termica del vapore [$\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$]	$11.50 \cdot 10^{-3}$	$11.57 \cdot 10^{-3}$	simili
viscosità del liquido [Pa s]	$267.04 \cdot 10^{-6}$	$269.44 \cdot 10^{-6}$	simili
viscosità del vapore [Pa s]	$10.72 \cdot 10^{-6}$	$11.19 \cdot 10^{-6}$	4% maggiore

Tabella 3-2 confronto tra R134a e R1234ze (E). Le proprietà sono riferite ad una temperatura di 273 K [35].

Majurin et al. [36] hanno valutato la compatibilità di R1234ze(E) con 9 differenti elastomeri, 3 guarnizioni e 5 polimeri e sono giunti alla conclusione che diversi dei materiali testati sono classificati a basso rischio con la nuova generazione di refrigeranti a basso GWP presa in esame, tra cui appunto l'R1234ze(E).

4 Analisi dei dati

4.1 Calcolo del coefficiente di scambio, delle perdite di carico, e del titolo medio

I valori sperimentali utilizzati in questa tesi derivano da una media eseguita tra 100 dati acquisiti consecutivamente in un intervallo di tempo pari a 100 s. Come anticipato la frequenza di campionamento impostata è stata dunque di 1 Hz. I dati utilizzati sono relativi a fasi in cui si era giunti a una buona stabilità dell'impianto dopo che si erano effettuate le regolazioni volute, quali ad esempio il titolo in ingresso e la temperatura di saturazione. Per determinare le proprietà dei fluidi si è fatto uso del database REFPROP 9.1 [37] opportunamente interfacciato con Excel. In particolare quando si considera la fase liquida è necessario operare una distinzione: densità e conducibilità termica sono valutate come media aritmetica dei valori da esse assunti alla temperatura di parete e alla temperatura di saturazione; per la viscosità invece si è usata questa formula [38]:

$$\mu_L = \frac{3\mu_{L,sat} + \mu_{L,p}}{4} \quad 4.1$$

dove:

$\mu_{L,sat}$ rappresenta la viscosità del liquido alla temperatura di saturazione

$\mu_{L,p}$ rappresenta la viscosità del liquido alla temperatura di parete

Le proprietà della fase vapore sono invece calcolate alla temperatura di saturazione.

Le grandezze sperimentali di interesse che sono state valutate sono 3:

- Il coefficiente di scambio termico del tubo microfin
- Il titolo di vapore medio
- Le perdite di carico per attrito

Per calcolare il coefficiente di scambio in condensazione si è utilizzata l'equazione 4.2:

$$\alpha_{cond} = \frac{q_{w,sect}}{A_{ft}(\bar{t}_{sat} - t_p)} \quad 4.2$$

Per la vaporizzazione è invece necessario cambiare il segno dell'equazione 4.2, nella quale inoltre:

$-A_{ft}$ è l'area di scambio riferita all'apice dell'aletta e viene calcolata mediante l'equazione 4.3:

$$A_{ft} = \pi D_{ft} L \quad 4.3$$

in cui:

$-D_{ft}$ rappresenta il diametro all'apice dell'aletta;

$-L$ la lunghezza del tratto di tubo in cui ha luogo lo scambio termico;

A_{ft} rappresenta quindi l'area di scambio di un tubo liscio avente diametro interno pari al diametro misurato all'apice dell'aletta del tubo microfin.

\bar{t}_{sat} rappresenta il valore medio di temperatura di saturazione, si parla di valore medio poiché nel processo di condensazione e vaporizzazione, alle inevitabili cadute di pressione sono associate cadute di temperatura, per cui \bar{t}_{sat} è valutata come media aritmetica tra la temperatura di saturazione corrispondente alla pressione in ingresso nella sezione sperimentale e temperatura di saturazione corrispondente alla pressione in uscita dalla sezione.

$-t_p$ indica la temperatura di parete, e viene fornita dalla termocoppia.

$-q_{w,sect}$ è il flusso termico lato acqua scambiato nella sezione sperimentale, calcolato con l'equazione 4.4:

$$q_{w,sect} = \dot{m}_{w,sect} c_{p,w} (t_{w,sect,out} - t_{w,sect,in}) \quad 4.4$$

nella quale

$\dot{m}_{w,sect}$ rappresenta la portata di massa d'acqua alla sezione sperimentale, ricavabile dalla portata volumetrica rilevata dal misuratore elettromagnetico e dalla densità dell'acqua alla specifica temperatura a cui essa si trova.

$-c_{p,w}$ è il calore specifico a pressione costante dell'acqua;

$-t_{w,sect,out}$ è la temperatura dell'acqua all'uscita della sezione sperimentale;

$-t_{w,sect,in}$ è la temperatura dell'acqua all'ingresso della sezione sperimentale;

Per calcolare il titolo di vapore medio è necessario conoscere il titolo di vapore all'ingresso e all'uscita della sezione sperimentale, e per far questo ci si avvale di due bilanci di energia, rispettivamente al pre-condensatore e nella sezione sperimentale stessa.

Il bilancio al pre-condensatore può essere formulato come segue:

$$q_{pc} = \dot{m}_{w,pc} c_{p,w} (t_{w,pc,out} - t_{w,pc,in}) = \dot{m}_{ref} (h_{pc,in} - h_{pc,out}) \quad 4.5$$

dove

$-q_{pc}$ è il flusso termico scambiato al pre-condensatore;

$-\dot{m}_{w,pc}$ è la portata d'acqua al pre-condensatore;

$-c_{p,w}$ è il calore specifico a pressione costante dell'acqua;

$-t_{w,pc,out}$ è la temperatura dell'acqua all'uscita del pre-condensatore;

$-t_{w,pc,in}$ è la temperatura dell'acqua in ingresso al pre-condensatore;

$-\dot{m}_{ref}$ è la portata di refrigerante;

$-h_{pc,in}$ è l'entalpia per unità di massa del refrigerante all'ingresso nel pre-condensatore;

$-h_{pc,out}$ è l'entalpia per unità di massa del refrigerante all'uscita del pre-condensatore.

È una buona approssimazione ritenere che i tratti di tubazione compresi tra evaporatore e pre-condensatore e tra pre-condensatore e sezione sperimentale siano adiabatici; in virtù di queste considerazioni il bilancio al pre-condensatore può essere così riformulato:

$$q_{pc} = \dot{m}_{w,pc} c_{p,w} (t_{w,pc,out} - t_{w,pc,in}) = \dot{m}_{ref} (h_{evap,out} - h_{sect,in}) \quad 4.6$$

dove

- $h_{evap,out}$ è l'entalpia per unità di massa del refrigerante all'uscita dell'evaporatore, calcolabile con Refprop poiché sono note sperimentalmente temperatura e pressione all'uscita dell'evaporatore;

- $h_{sect,in}$ rappresenta l'entalpia per unità di massa del refrigerante all'ingresso della sezione sperimentale ed è ricavabile dall'equazione 4.7:

$$h_{sect,in} = h_{evap,out} - \frac{\dot{m}_{w,pc} c_{p,w} (t_{w,pc,out} - t_{w,pc,in})}{\dot{m}_{ref}} \quad 4.7$$

A questo punto è possibile determinare il titolo di vapore all'ingresso x_{in} tramite l'equazione 4.8:

$$x_{in} = \frac{h_{sect,in} - h_L}{h_G - h_L} \quad 4.8$$

dove

- h_L è l'entalpia per unità di massa del liquido saturo valutata con Refprop nota la pressione del fluido all'ingresso della sezione sperimentale;

- h_G è l'entalpia per unità di massa del vapore saturo secco valutata con Refprop nota la pressione del fluido all'ingresso della sezione sperimentale;

Come anticipato, per calcolare il titolo di vapore all'uscita della sezione sperimentale è conveniente impostare un bilancio sulla sezione, da cui nel caso del processo di condensazione si ottiene:

$$q_{w,sect} = \dot{m}_{w,sect} c_{p,w} (t_{w,sect,out} - t_{w,sect,in}) = \dot{m}_{ref} (h_{sect,in} - h_{sect,out}) \quad 4.9$$

Quando si considera la vaporizzazione è invece necessario cambiare segno al secondo membro dell'equazione 4.9, nella quale inoltre:

e può essere ricavata dall'equazione 4.10:

Si può procedere a calcolare il titolo di vapore all'uscita x_{out} con l'equazione 4.11

$$h_{sect,out} = h_{sect,in} - \frac{\dot{m}_{w,sect} c_{p,w} (t_{w,sect,out} - t_{w,sect,in})}{\dot{m}_{ref}} \quad 4.10$$

$$x_{out} = \frac{h_{sect,out} - h_L}{h_G - h_L} \quad 4.11$$

Dove in questo caso h_L e h_G sono valutate alla temperatura del refrigerante in uscita dalla sezione sperimentale.

Il titolo medio è quindi calcolabile come:

$$x_m = \frac{x_{in} + x_{out}}{2} \quad 4.12$$

Per il calcolo delle perdite di carico per attrito si deve tener presente che il valore di caduta di pressione totale misurato dal trasduttore di pressione differenziale è in realtà somma di 3 contributi: le perdite di carico per attrito, per variazione della quantità di moto, e per la gravità; considerata la disposizione orizzontale del tubo l'ultimo contributo è ignorato, mentre il termine rappresentativo delle perdite di carico per variazione della quantità di moto può essere valutato con l'equazione:

$$\left(\frac{\Delta p}{L}\right)_a = \frac{G^2}{L} \left[\left(\frac{x^2}{\rho_G \varepsilon} + \frac{(1-x)^2}{\rho_L(1-\varepsilon)}\right)_{out} - \left(\frac{x^2}{\rho_G \varepsilon} + \frac{(1-x)^2}{\rho_L(1-\varepsilon)}\right)_{in} \right] \quad 4.13$$

dove:

$-\left(\frac{\Delta p}{L}\right)_a$ è il gradiente di pressione dovuto alla variazione della quantità di moto

$-G$ è la portata specifica di refrigerante che scorre nella sezione sperimentale, riferita al diametro all'apice dell'aletta.

$-L$ è la lunghezza della sezione sperimentale, intesa come distanza tra le due prese di pressione;

$-x$ è il titolo di vapore;

$-\rho_G$ è la densità del gas del fluido refrigerante;

$-\rho_L$ è la densità del liquido del fluido refrigerante;

$-\varepsilon$ è il grado di vuoto e può essere calcolato con l'equazione di Zivi [39], equazione 4.14, oppure con l'equazione di Rohuani e Axelsson [40], equazioni 4.15- 4.17:

$$\varepsilon = \left[1 + \left(\frac{1-x}{x}\right) \left(\frac{\rho_G}{\rho_L}\right)^{2/3} \right]^{-1} \quad 4.14$$

$$\varepsilon = \frac{x\rho_L}{\frac{u_{gj}\rho_L\rho_G}{G} + C_0(x\rho_L + \rho_G(1-x))} \quad 4.15$$

con:

$$u_{gj} = 1.18(1-x) \left(\frac{(\rho_L - \rho_G)\sigma g}{\rho_L^2}\right)^{1/4} \quad 4.16$$

dove:

$-\sigma$ rappresenta la tensione superficiale;

$-g$ è l'accelerazione di gravità: 9.81 m s^{-2}

$$C_0 = 1 + 0.2(1-x) \left(\frac{gD\rho_L}{G^2}\right)^{1/4} \quad 4.17$$

A questo punto è possibile calcolare il gradiente di pressione per attrito utilizzando l'equazione 4.18:

dove:

$$\left(\frac{dp}{dz}\right)_f = \left(\frac{dp}{dz}\right)_{tot} - \left(\frac{dp}{dz}\right)_a \quad 4.18$$

$-\left(\frac{dp}{dz}\right)_f$ è il gradiente di pressione per attrito;

$-\left(\frac{dp}{dz}\right)_{tot}$ è il gradiente di pressione totale, ricavato a partire dalla misurazione del trasduttore differenziale di pressione.

Nelle prove in adiabatico anche il termine dovuto alla quantità di moto si annulla, per cui il valore misurato dal sensore di pressione differenziale coincide con le perdite di carico per attrito.

4.2 Calcolo dell'incertezza

La seguente trattazione sull'incertezza di misura è tratta da G. Fanti, Appunti di misure meccaniche e termiche, (2014). Si supponga di aver a che fare con una variabile misurata x con incertezza $\pm i$ e una variabile dipendente $y=f(x)$. Il valore di x è compreso nell'intervallo $\bar{x}\pm i$ e il valore di y nell'intervallo:

$$\bar{y} \pm \delta y = f(\bar{x} \pm i) \quad 4.19$$

Tramite lo sviluppo in serie di Taylor dell'equazione 4.19 si ricava:

$$\bar{y} \pm \delta y = f(\bar{x}) \pm \left[\left(\frac{dy}{dx}\right)_{x=\bar{x}} i + \frac{1}{2} \left(\frac{d^2y}{dx^2}\right)_{x=\bar{x}} i^2 + \dots \right] \quad 4.20$$

dove \bar{x} indica il valor medio di x , e \bar{y} il valore medio di y , vale inoltre $\bar{y} = f(\bar{x})$.

Nell'ipotesi che l'incertezza sia almeno un ordine di grandezza inferiore al risultato si può operare un'approssimazione lineare di δy , da cui:

$$\delta y \approx \left(\frac{dy}{dx}\right)_{x=\bar{x}} i \quad 4.21$$

dove

$\left(\frac{dy}{dx}\right)_{x=\bar{x}}$ è detto indice di sensibilità di y ai cambiamenti di x .

In generale si possono però avere più variabili indipendenti, per cui è necessaria un'estensione del modello; in questo caso il risultato q sarà dato dalla relazione:

$$q = f_1(x_1, x_2, \dots, x_L) \quad 4.22$$

con x_1, x_2, \dots, x_L variabili indipendenti. La stima migliore del valore misurato q' è:

$$q' = \bar{q} \pm i_q (P\%) \quad 4.23$$

dove

- P indica il grado di confidenza con cui si assegna il risultato;

- \bar{q} indica il valor medio di q ed è dato da:

$$\bar{q} = f_1(\bar{x}_1, \bar{x}_2, \dots, \bar{x}_L) \quad 4.24$$

- i_q è data da:

$$i_q = f_2(i_{x1}, i_{x2}, \dots, i_{xL}) \quad 4.25$$

L'i-esimo indice di sensibilità può essere definito come segue:

$$\vartheta_i = \left. \frac{\partial q}{\partial x_i} \right|_{x=\bar{x}} \quad i = 1, 2, \dots, L \quad 4.26$$

È ora possibile ottenere la stima più probabile di i_q tramite la formula di Kline-McClintock:

$$i_q = \pm \sqrt{\sum_{i=1}^L (\vartheta_i i_{xi})^2} \quad (\text{P}\%) \quad 4.27$$

4.2.1 Incertezza sul coefficiente di scambio durante la condensazione e vaporizzazione

Premessa: poiché come è già stato anticipato nel capitolo 4.1 il calcolo del coefficiente di scambio termico per la condensazione differisce rispetto alla vaporizzazione per un segno negativo, per non appesantire la trattazione si riporta di seguito lo sviluppo analitico per la sola condensazione.

Per poter applicare l'equazione di Kline McClintock è necessario calcolare gli indici di sensibilità eseguendo le opportune derivate dell'equazione 4.2:

$$\vartheta_{\alpha_{cond}, q_{w,sect}} = \frac{\partial \alpha_{cond}}{\partial q_{w,sect}} = \frac{1}{A_{ft} (\bar{t}_{sat} - t_p)} \quad 4.28$$

$$\vartheta_{\alpha_{cond}, A_{ft}} = \frac{\partial \alpha_{cond}}{\partial A_{ft}} = \frac{-1}{A_{ft}^2} \frac{q_{w,sect}}{(\bar{t}_{sat} - t_p)} \quad 4.29$$

$$\vartheta_{\alpha_{cond}, \bar{t}_{sat}} = \frac{\partial \alpha_{cond}}{\partial \bar{t}_{sat}} = \frac{-q_{w,sect}}{A_{ft} (\bar{t}_{sat} - t_p)^2} \quad 4.30$$

$$\vartheta_{\alpha_{cond}, t_p} = \frac{\partial \alpha_{cond}}{\partial t_p} = \frac{q_{w,sect}}{A_{ft} (\bar{t}_{sat} - t_p)^2} \quad 4.31$$

Applicando l'equazione 4.27 si ottiene dunque l'incertezza assegnabile al coefficiente di scambio:

$$i_{\alpha_{cond}} = \sqrt{(\vartheta_{\alpha_{cond}, q_{w,sect}} i_{q_{w,sect}})^2 + (\vartheta_{\alpha_{cond}, A_{ft}} i_{A_{ft}})^2 + (\vartheta_{\alpha_{cond}, \bar{t}_{sat}} i_{\bar{t}_{sat}})^2 + (\vartheta_{\alpha_{cond}, t_p} i_{t_p})^2} \quad 4.32$$

dove

$-i_{q_{w,sect}}$ è l'incertezza sul flusso termico scambiato nella sezione sperimentale; per ricavarla è necessario partire dall'equazione 4.4 e ottenere gli indici di sensibilità. Così facendo si ha dunque:

$$\vartheta_{q_{w,sect}, \dot{m}_{w,sect}} = \frac{\partial q_{w,sect}}{\partial \dot{m}_{w,sect}} = c_{p,w} (t_{w,sect,out} - t_{w,sect,in}) \quad 4.33$$

$$\vartheta_{q_{w,sect}, c_{p,w}} = \frac{\partial q_{w,sect}}{\partial c_{p,w}} = \dot{m}_{w,sect} (t_{w,sect,out} - t_{w,sect,in}) \quad 4.34$$

$$\vartheta_{q_{w,sect}, t_{w,sect,out}} = \frac{\partial q_{w,sect}}{\partial t_{w,sect,out}} = c_{p,w} \dot{m}_{w,sect} \quad 4.35$$

$$\vartheta_{q_{w,sect}, t_{w,sect,in}} = \frac{\partial q_{w,sect}}{\partial t_{w,sect,in}} = -c_{p,w} \dot{m}_{w,sect} \quad 4.36$$

Pertanto:

$$i_{q_{w,sect}} = \sqrt{\begin{aligned} & (\vartheta_{q_{w,sect}, \dot{m}_{w,sect}} i_{\dot{m}_{w,sect}})^2 + (\vartheta_{q_{w,sect}, c_{p,w}} i_{c_{p,w}})^2 + (\vartheta_{q_{w,sect}, t_{w,sect,out}} i_{t_{w,sect,out}})^2 + \\ & (\vartheta_{q_{w,sect}, t_{w,sect,in}} i_{t_{w,sect,in}})^2 \end{aligned}} \quad 4.37$$

in cui:

$-i_{\dot{m}_{w,sect}}$ è l'incertezza sulla portata di massa d'acqua inviata nella sezione sperimentale, per calcolarla si ritiene che l'incertezza sulla densità dell'acqua valutata con Refprop sia pari a 0.0001% del valore fornito da Refprop stesso

$-i_{c_{p,w}}$ è l'incertezza sul calore specifico a pressione costante, assunta pari al 0.2% del valore fornito da Refprop

$-i_{t_{w,sect,out}}$ è l'incertezza sulla temperatura dell'acqua all'uscita della sezione, pari a quella della termocoppia

$-i_{t_{w,sect,in}}$ è l'incertezza sulla temperatura dell'acqua all'ingresso della sezione, pari a quella della termocoppia

$-i_{A_{ft}}$ è l'incertezza sull'area di scambio termico ed è così valutata:

$$i_{A_{ft}} = \pi D_{ft} i_L \quad 4.38$$

avendo fatto l'ipotesi di attribuire solo a L un'incertezza di ± 0.5 mm

$-i_{\bar{t}_{sat}}$ si ricorda che la temperatura di saturazione è ricavata a partire dal valore di pressione; è necessario considerare separatamente prima la temperatura di saturazione in ingresso con la sua incertezza e poi quella d'uscita e infine combinare le incertezze in modo opportuno; per quanto concerne la temperatura di saturazione in ingresso si ricordi che il trasduttore di pressione assoluto ha un'incertezza di ± 1950 Pa, per cui si calcolano le temperature di saturazione in ingresso minima e massima:

$$t_{sat,in}^- = t_{sat}(p_{ref,in} - 1950) \quad 4.39$$

$$t_{sat,in}^+ = t_{sat}(p_{ref,in} + 1950) \quad 4.40$$

da cui le incertezze:

$$i_{t_{sat,in}}^- = t_{sat,in} - t_{sat,in}^- \quad 4.41$$

$$i_{t_{sat,in}}^+ = t_{sat,in} - t_{sat,in}^+ \quad 4.42$$

L'incertezza attribuita alla temperatura di saturazione in ingresso è il massimo tra quelle derivanti dalle equazioni 4.41- 4.42 e dall'incertezza delle termocoppie i_{tc} :

$$i_{t_{sat,in}} = \max(i_{t_{sat,in}}^-, i_{t_{sat,in}}^+, i_{tc}) \quad 4.43$$

Per l'incertezza relativa alla temperatura di saturazione in uscita si procede in modo simile, ma si deve considerare anche l'incertezza del misuratore differenziale di pressione, pari a ± 25 Pa per cui si ha:

$$t_{sat,out}^- = t_{sat}(p_{ref,out} - 1950 - 25) \quad 4.44$$

$$t_{sat,out}^+ = t_{sat}(p_{ref,out} + 1950 + 25) \quad 4.45$$

Dunque:

$$i_{t_{sat,out}}^- = t_{sat,out} - t_{sat,out}^- \quad 4.46$$

$$i_{t_{sat,out}}^+ = t_{sat,out} - t_{sat,out}^+ \quad 4.47$$

L'incertezza sulla temperatura di saturazione all'uscita è quindi:

$$i_{t_{sat,out}} = \max(i_{t_{sat,out}}^-, i_{t_{sat,out}}^+, i_{tc}) \quad 4.48$$

Poiché la temperatura di saturazione media è data dalla media delle temperature di saturazione in ingresso e in uscita i coefficienti di sensibilità sono:

$$\vartheta_{\bar{t}_{sat}, t_{sat,in}} = \frac{\partial \bar{t}_{sat}}{\partial t_{sat,in}} = \frac{1}{2} \quad 4.49$$

$$\vartheta_{\bar{t}_{sat}, t_{sat,out}} = \frac{\partial \bar{t}_{sat}}{\partial t_{sat,out}} = \frac{1}{2} \quad 4.50$$

L'incertezza finale da imputare alla temperatura di saturazione è data dall'eq. 4.51:

$$i_{\bar{t}_{sat}} = \sqrt{(\vartheta_{\bar{t}_{sat}, t_{sat,in}} i_{t_{sat,in}})^2 + (\vartheta_{\bar{t}_{sat}, t_{sat,out}} i_{t_{sat,out}})^2} \quad 4.51$$

$-i_{t_p}$ è l'incertezza sulla temperatura di parete, si è assunta uguale all'incertezza della termocoppia.

Per tutte le grandezze valutate con Refprop si assume da qui in seguito un'incertezza di $\pm 1\%$ del valore calcolato, salvo diverso avviso.

4.2.2 Incertezza sul flusso termico scambiato al pre-condensatore

Si deriva opportunamente l'equazione 4.5 per ottenere gli indici di sensibilità:

$$\vartheta_{q_{pc}, \dot{m}_{w,pc}} = \frac{\partial q_{pc}}{\partial \dot{m}_{w,pc}} = c_{p,w}(t_{w,pc,out} - t_{w,pc,in}) \quad 4.52$$

$$\vartheta_{q_{pc}, c_{p,w}} = \frac{\partial q_{pc}}{\partial c_{p,w}} = \dot{m}_{w,pc}(t_{w,pc,out} - t_{w,pc,in}) \quad 4.53$$

$$\vartheta_{q_{pc}, t_{w,pc,out}} = \frac{\partial q_{pc}}{\partial t_{w,pc,out}} = c_{p,w} \dot{m}_{w,pc} \quad 4.54$$

$$\vartheta_{q_{pc}, t_{w,pc,in}} = \frac{\partial q_{pc}}{\partial t_{w,pc,in}} = -c_{p,w} \dot{m}_{w,pc} \quad 4.55$$

quindi:

$$i_{q_{pc}} = \sqrt{(\vartheta_{q_{pc}, \dot{m}_{w,pc}} i_{\dot{m}_{w,pc}})^2 + (\vartheta_{q_{pc}, c_{p,w}} i_{c_{p,w}})^2 + (\vartheta_{q_{pc}, t_{w,pc,out}} i_{t_{w,pc,out}})^2 + (\vartheta_{q_{pc}, t_{w,pc,in}} i_{t_{w,pc,in}})^2} \quad 4.56$$

in cui:

$-i_{\dot{m}_{w,pc}}$ è l'incertezza sulla portata di massa d'acqua inviata nel pre-condensatore; per calcolarla si ritiene che l'incertezza sulla densità dell'acqua valutata con Refprop sia pari a 0.0001% del valore fornito da Refprop stesso.

$-i_{t_{w,pc,out}}$ è l'incertezza sul valore di temperatura all'uscita del pre-condensatore, e viene posta pari all'incertezza della termocoppia che la rileva.

$-i_{t_{w,pc,in}}$ è l'incertezza sul valore di temperatura all'ingresso del pre-condensatore, e viene posta pari all'incertezza della termocoppia che la rileva.

4.2.3 Incertezza sul titolo medio

Si ricordi (equazione 4.12) che il titolo medio si ottiene a partire dal titolo in ingresso e dal titolo in uscita: per questo motivo si procede innanzitutto al calcolo dell'incertezza sul titolo in ingresso.

Derivando l'equazione 4.8 si ottengono gli indici di sensibilità:

$$\vartheta_{x_{in},h_{sect,in}} = \frac{\partial x_{in}}{\partial h_{sect,in}} = \frac{1}{h_G - h_L} \quad 4.57$$

$$\vartheta_{x_{in},h_L} = \frac{\partial x_{in}}{\partial h_L} = \frac{h_{sect,in} - h_G}{(h_G - h_L)^2} \quad 4.58$$

$$\vartheta_{x_{in},h_G} = \frac{\partial x_{in}}{\partial h_G} = \frac{h_L - h_{sect,in}}{(h_G - h_L)^2} \quad 4.59$$

e quindi:

$$i_{x_{in}} = \sqrt{(\vartheta_{x_{in},h_{sect,in}} i_{h_{sect,in}})^2 + (\vartheta_{x_{in},h_L} i_{h_L})^2 + (\vartheta_{x_{in},h_G} i_{h_G})^2} \quad 4.60$$

dove:

$-i_{h_{sect,in}}$ è l'incertezza sull'entalpia in ingresso nella sezione sperimentale; per calcolarla è necessario considerare l'equazione 4.7 e derivarla per calcolare gli indici di sensibilità:

$$\vartheta_{h_{sect,in},h_{evap,out}} = \frac{\partial h_{sect,in}}{\partial h_{evap,out}} = 1 \quad 4.61$$

$$\vartheta_{h_{sect,in},q_{pc}} = \frac{\partial h_{sect,in}}{\partial q_{pc}} = \frac{-1}{\dot{m}_{ref}} \quad 4.62$$

$$\vartheta_{h_{sect,in},\dot{m}_{ref}} = \frac{\partial h_{sect,in}}{\partial \dot{m}_{ref}} = \frac{q_{pc}}{\dot{m}_{ref}^2} \quad 4.63$$

$$i_{h_{sect,in}} = \sqrt{(\vartheta_{h_{sect,in},h_{evap,out}} i_{h_{evap,out}})^2 + (\vartheta_{h_{sect,in},q_{pc}} i_{q_{pc}})^2 + (\vartheta_{h_{sect,in},\dot{m}_{ref}} i_{\dot{m}_{ref}})^2} \quad 4.64$$

con:

$-i_{h_{evap,out}}$ è l'incertezza sull'entalpia all'uscita dell'evaporatore.

$-i_{q_{pc}}$ è l'incertezza sul flusso termico scambiato al pre-condensatore, calcolata con l'equazione 4.56.

$-i_{\dot{m}_{ref}}$ è l'incertezza sulla portata di refrigerante.

$-i_{h_L}$ è l'incertezza sull'entalpia del liquido calcolata con Refprop.

$-i_{h_G}$ è l'incertezza sull'entalpia del vapore calcolata con Refprop.

Si passa ora al calcolo dell'incertezza sul titolo di uscita, il punto di partenza è l'equazione 4.11 da cui:

$$\vartheta_{x_{out}, h_{sect, out}} = \frac{\partial x_{out}}{\partial h_{sect, out}} = \frac{1}{h_G - h_L} \quad 4.65$$

$$\vartheta_{x_{out}, h_L} = \frac{\partial x_{out}}{\partial h_L} = \frac{h_{sect, out} - h_G}{(h_G - h_L)^2} \quad 4.66$$

$$\vartheta_{x_{out}, h_G} = \frac{\partial x_{out}}{\partial h_G} = \frac{h_L - h_{sect, out}}{(h_G - h_L)^2} \quad 4.67$$

e quindi:

$$i_{x_{out}} = \sqrt{(\vartheta_{x_{out}, h_{sect, out}} i_{h_{sect, out}})^2 + (\vartheta_{x_{out}, h_L} i_{h_L})^2 + (\vartheta_{x_{out}, h_G} i_{h_G})^2} \quad 4.68$$

dove:

$-i_{h_{sect, out}}$ è l'incertezza sull'entalpia in uscita nella sezione sperimentale; per calcolarla è necessario derivare l'equazione 4.10 per ottenere gli indici di sensibilità:

$$\vartheta_{h_{sect, out}, h_{sect, in}} = \frac{\partial h_{sect, out}}{\partial h_{sect, in}} = 1 \quad 4.69$$

$$\vartheta_{h_{sect, out}, q_{w, sect}} = \frac{\partial h_{sect, out}}{\partial q_{w, sect}} = \frac{-1}{\dot{m}_{ref}} \quad 4.70$$

$$\vartheta_{h_{sect, out}, \dot{m}_{ref}} = \frac{\partial h_{sect, out}}{\partial \dot{m}_{ref}} = \frac{q_{w, sect}}{\dot{m}_{ref}^2} \quad 4.71$$

$$i_{h_{sect, out}} = \sqrt{(\vartheta_{h_{sect, out}, h_{sect, in}} i_{h_{sect, in}})^2 + (\vartheta_{h_{sect, out}, q_{w, sect}} i_{q_{w, sect}})^2 + (\vartheta_{h_{sect, out}, \dot{m}_{ref}} i_{\dot{m}_{ref}})^2} \quad 4.72$$

Ora si deriva l'equazione che fornisce il titolo medio 4.12 ricavando gli indici di sensibilità:

$$\vartheta_{x_m, x_{in}} = \frac{\partial x_m}{\partial x_{in}} = \frac{1}{2} \quad 4.73$$

$$\vartheta_{x_m, x_{out}} = \frac{\partial x_m}{\partial x_{out}} = \frac{1}{2} \quad 4.74$$

In definitiva l'incertezza sul titolo medio è quindi:

$$i_{x_m} = \sqrt{(\vartheta_{x_m, x_{in}} i_{x_{in}})^2 + (\vartheta_{x_m, x_{out}} i_{x_{out}})^2} \quad 4.75$$

In Tabella 4-1 e Tabella 4-2 sono riportate le incertezze sul titolo medio e sul coefficiente di scambio termico durante le prove in condensazione e in vaporizzazione.

Temperatura di saturazione	$i_{\alpha_{cond}}$ (media)	$i_{\alpha_{cond}}$ (massima)	$i_{\alpha_{cond}}$ (minima)	i_{x_m} (media)	i_{x_m} (massima)	i_{x_m} (minima)
25°C	5.58%	7.18%	4.37%	±0.03	±0.03	±0.02
30°C	3.86%	6.51%	2.81%	±0.03	±0.03	±0.02
40°C	2.93%	5.21%	1.94%	±0.03	±0.03	±0.02

Tabella 4-1 incertezza media, massima e minima sul coefficiente di scambio termico e sul titolo medio per le prove in condensazione.

flusso termico specifico	$i_{\alpha_{vap}}$ (media)	$i_{\alpha_{vap}}$ (massima)	$i_{\alpha_{vap}}$ (minima)	i_{x_m} (media)	i_{x_m} (massima)	i_{x_m} (minima)
20 kW m ⁻²	7.52%	8.17%	6.22%	±0.03	±0.04	±0.02
40 kW m ⁻²	4.07%	4.41%	3.15%	±0.02	±0.03	±0.02

Tabella 4-2 incertezza media, massima e minima sul coefficiente di scambio termico e sul titolo medio per le prove in vaporizzazione.

5 Risultati sperimentali

Si riportano di seguito i principali risultati ottenuti dalle prove in adiabatico, in condensazione ed in vaporizzazione:

5.1 Prove in adiabatico

L'obiettivo di questa indagine è quello di valutare le perdite di carico; infatti durante il deflusso adiabatico all'interno del tubo, il contributo dovuto alla variazione della quantità di moto nell'equazione 4.18 si annulla, e quindi, come anticipato, il valore fornito dal trasduttore differenziale di pressione coincide con il valore del gradiente di pressione per attrito. In questo modo si ha un riferimento con cui successivamente confrontare i valori di perdita di carico per attrito calcolati durante le prove in condensazione ed in vaporizzazione. Per eseguire queste prove è sufficiente non inviare acqua nel circuito avvolto attorno alla sezione sperimentale. La temperatura di saturazione è stata mantenuta pari a 30°C, e si sono analizzate le seguenti portate specifiche: 1000, 800, 600, 400 kg m⁻² s⁻¹. Tali valori sono ricavati mediante l'equazione:

$$G = \frac{4\dot{m}_{ref}}{\pi D_{ft}^2} \quad 5.1$$

Il titolo all'ingresso è stato variato tra 0.13 e 0.97. In Figura 5-1 è riportato l'andamento del gradiente di pressione per attrito in funzione del titolo in ingresso.

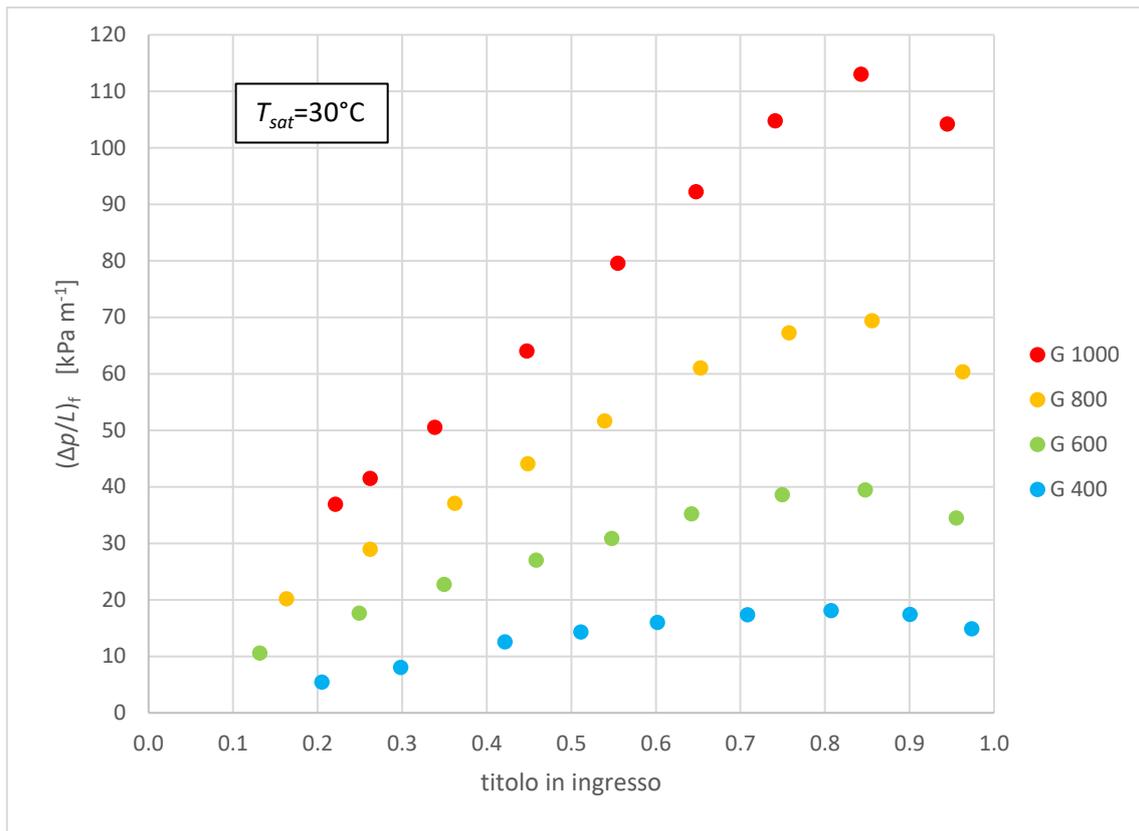


Figura 5-1 andamento del gradiente di pressione per attrito in funzione del titolo in ingresso durante le prove in adiabatico, ad una temperatura di saturazione di 30°C.

Emerge come l'andamento non sia monotono: inizialmente all'aumentare del titolo aumentano anche le perdite, poi però si raggiunge un massimo per titoli compresi tra 0.80 e 0.85 e in seguito si ha una diminuzione delle perdite all'aumentare del titolo. Ragionando invece a parità di titolo si nota come all'aumentare della portata aumentino considerevolmente le perdite, e come sia più marcata la presenza di un massimo; per basse portate infatti la curva tende quasi ad "appiattirsi".

5.2 Prove in condensazione

5.2.1 Temperatura di saturazione di 25°C

Si sono considerate le portate specifiche 400, 600 e 800 kg m⁻² s⁻¹ (eq. 5.1), titoli medi tra 0.14 e 0.95.

5.2.1.1 Regime di deflusso

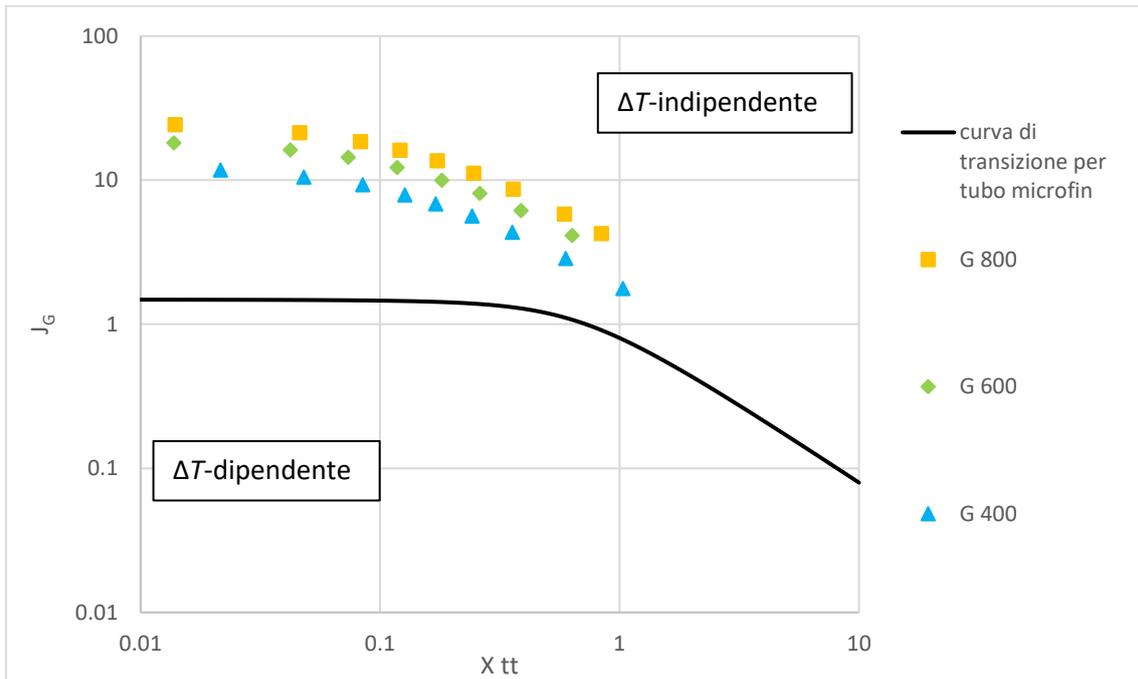


Figura 5-2 mappa di deflusso di Cavallini et al. [3] per le prove condotte durante la condensazione di R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione pari a 25°C.

Come si vede da Figura 5-2 tutti i punti rientrano nella zona indipendente dalla differenza tra temperatura saturazione e di parete, ΔT . È quindi ragionevole ritenere si abbia un deflusso di tipo anulare le cui caratteristiche sono state precedentemente espone.

5.2.1.2 Coefficiente di scambio termico [$W m^{-2} K^{-1}$]

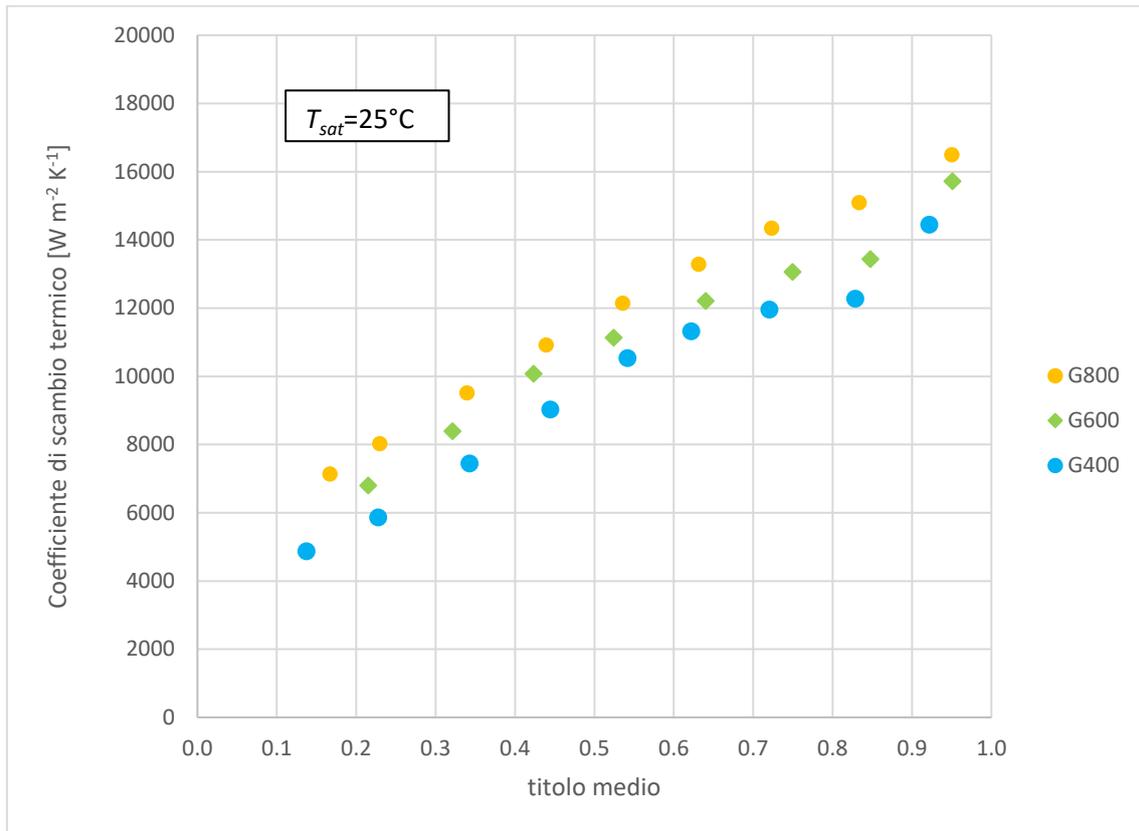


Figura 5-3 andamento dei coefficienti di scambio termico in funzione del titolo medio durante la condensazione di R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione pari a 25°C.

Emerge che fissato un certo titolo all'aumentare della portata specifica il coefficiente di scambio termico aumenta, e che a parità di portata specifica il coefficiente aumenta sempre all'aumentare del titolo medio, ciò si può spiegare tenendo presente che all'aumentare del titolo diminuisce lo spessore del film di liquido a parete del tubo, per cui si riduce la resistenza allo scambio termico. Inoltre è evidente specialmente per le portate di 400 e 600 $kg m^{-2} s^{-1}$ che ad alti titoli (superiori a 0.7) il coefficiente di scambio sembra prima stabilizzarsi e poi manifesta un aumento repentino. Dall'osservazione di Figura 5-2 si deduce che tale anomalia non è imputabile a un cambio di tipologia di regime di deflusso. Nei loro studi Eckels e Tesene [41] hanno posto l'accento sull'incertezza che si ha per le basse portate agli alti titoli. Nel caso in esame l'incertezza percentuale media sul coefficiente di scambio termico è di $\pm 5.58\%$, l'incertezza percentuale massima è pari a $\pm 7.18\%$ e quella minima è $\pm 4.37\%$. L'incertezza media attribuibile al titolo medio è invece ± 0.03 , quella massima è ± 0.03 e quella minima ± 0.02 . Questi valori non sembrano però poter giustificare il comportamento precedentemente descritto, come si vede in Figura 5-4 nella quale sono state rappresentate per questo scopo le barre di errore utilizzando i dati ottenuti dall'analisi dell'incertezza sia sul coefficiente di scambio sia sul titolo medio. Infatti sebbene sia evidente che

all'aumentare del titolo aumenti l'incertezza sul coefficiente di scambio, si ha che anche ragionando in termini di fasce di valore, anziché sui singoli valori medi, rimane chiaro un cambio di comportamento per i punti a titolo più elevato.

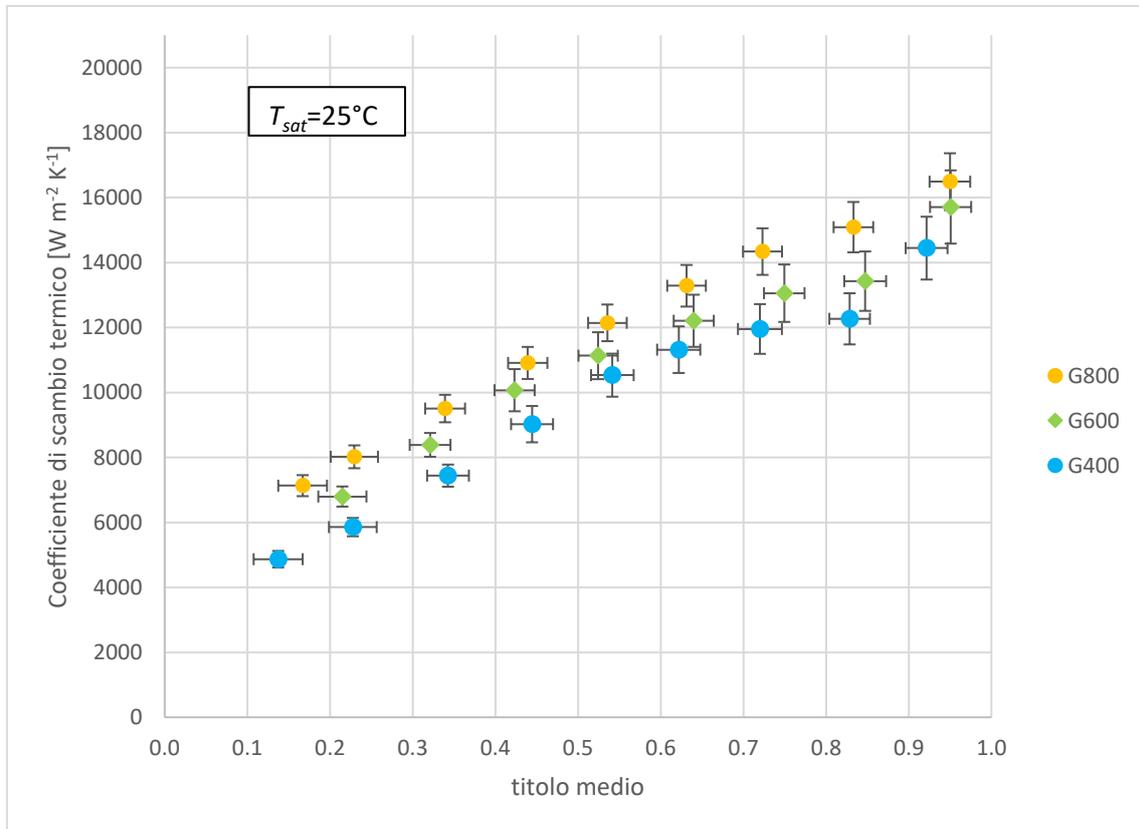


Figura 5-4 andamento dei coefficienti di scambio termico in funzione del titolo medio, ad una temperatura di saturazione di 25°C con rappresentazione delle barre di errore, per le portate specifiche di 400, 600 e 800 kg m⁻² s⁻¹.

Ulteriori considerazioni, volte a spiegare tale andamento saranno proposte nel seguito, quando si saranno presentati ulteriori dati sperimentali che confermano questa tendenza.

5.2.1.3 Perdite di carico

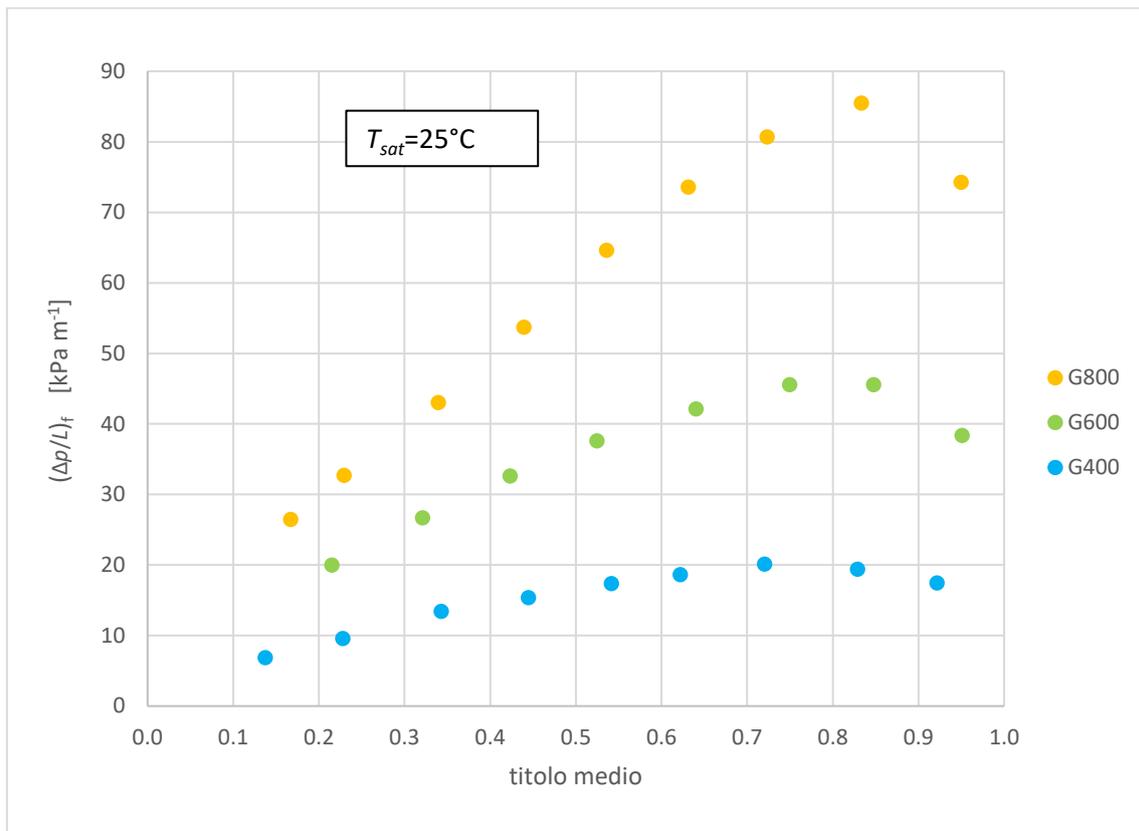


Figura 5-5 andamento del gradiente di pressione per attrito in funzione del titolo medio calcolato durante le prove in condensazione di R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione di 25°C per le diverse portate specifiche.

L'andamento è praticamente uguale a quello di Figura 5-1 ottenuto durante le prove in adiabatico, per spiegare questa tendenza Cavallini et al. [14] hanno fornito questa interpretazione: ragionando per una data portata di massa specifica, si ha che inizialmente all'aumentare del titolo aumenta la rugosità dell'interfaccia liquido-vapore, determinando un incremento del gradiente di pressione fino ad un valore massimo. In seguito, per titoli maggiori, poiché in regime di deflusso anulare delle gocce di liquido vengono strappate dall'interfaccia liquido-vapore grazie allo sforzo di taglio esercitato dal vapore, si ha la presenza di liquido nel vapore nella zona centrale del tubo. Questo fa sì che si abbia un'apparente aumento di densità della fase vapore, con conseguente abbassamento della velocità e quindi delle perdite di carico. Inoltre si deve considerare che all'aumentare del titolo diminuisce lo spessore del film di liquido a parete, e ciò comporta una riduzione della rugosità dell'interfaccia liquida (Hewitt e Hall Taylor [42]) da cui un ulteriore motivo di calo del gradiente di pressione.

5.2.2 Temperatura di saturazione di 30°C

Per tale temperatura di saturazione, la campagna di prove si è svolta fissando portate specifiche nel range 100-1000 kg m⁻² s⁻¹ (eq. 5.1) e titoli medi di vapore compresi tra 0.12 e 0.95.

5.2.2.1 Regime di deflusso

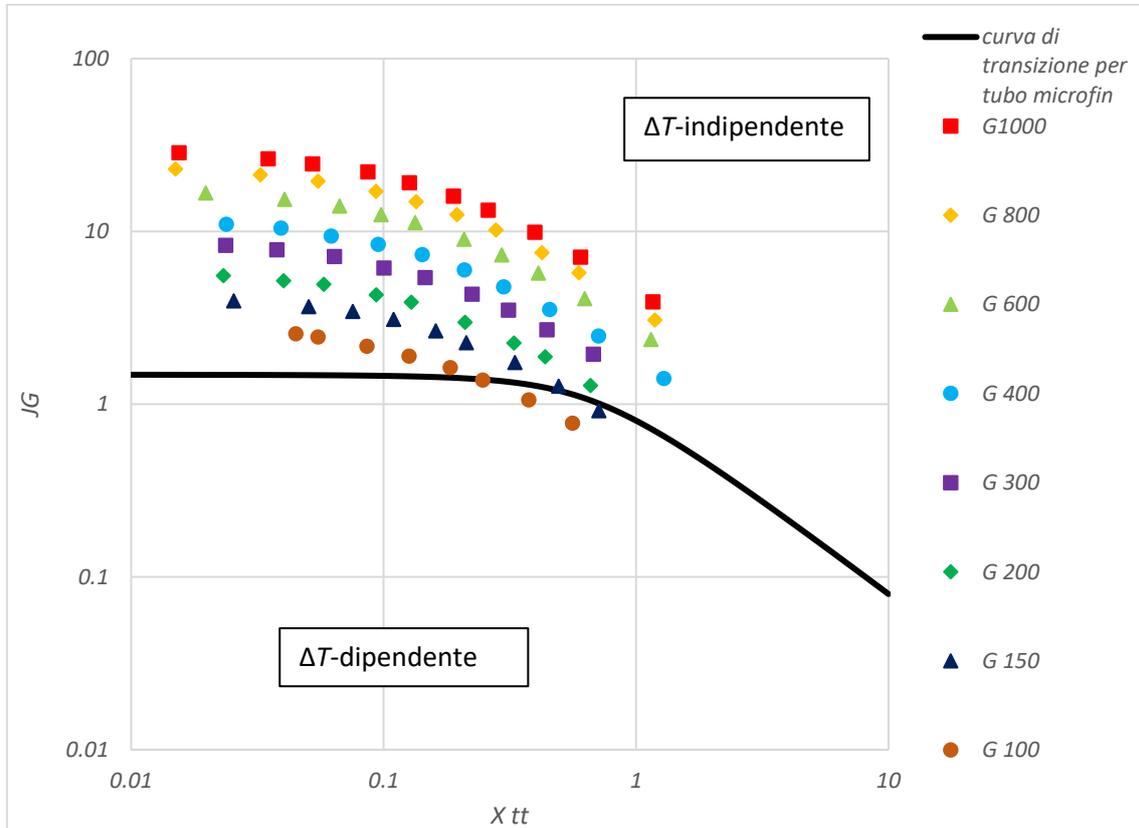


Figura 5-6 mappa di deflusso di Cavallini et al. [3] per le prove condotte durante la condensazione di R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione pari a 30°C.

In Figura 5-6 è evidente che alcuni punti rientrano nel range ΔT -dipendente, per questi punti si avrà quindi un moto stratificato. Questo accade solamente alle portate più basse (100 e 150 kg m⁻² s⁻¹) e ai titoli più bassi. Ciò influenza notevolmente l'andamento del coefficiente di scambio termico, infatti da Figura 5-7 si nota che per $G=100$ kg m⁻² s⁻¹ inizialmente all'aumentare del titolo il coefficiente di scambio varia in modo poco significativo: passando da titolo 0.25 a titolo 0.46 il coefficiente di scambio passa da 3228 W m⁻² K⁻¹ a 3566 W m⁻² K⁻¹, ossia ad un aumento di 0.21 del titolo corrisponde un aumento del 10.5% del coefficiente di scambio. Invece nei punti immediatamente vicini (da titolo 0.46 a titolo 0.64) ad un incremento del titolo di 0.18 corrisponde un rialzo del coefficiente di scambio del 42.7%. Qualcosa di analogo, anche se meno evidente, accade per la portata di 150 kg m⁻² s⁻¹ a bassi titoli di vapore. Per le altre portate non si nota questo

effetto, e ciò è avallato dal fatto che, come si nota in Figura 5-6, tutti gli altri punti rientrano nella zona di deflusso anulare.

5.2.2.2 Coefficiente di scambio termico

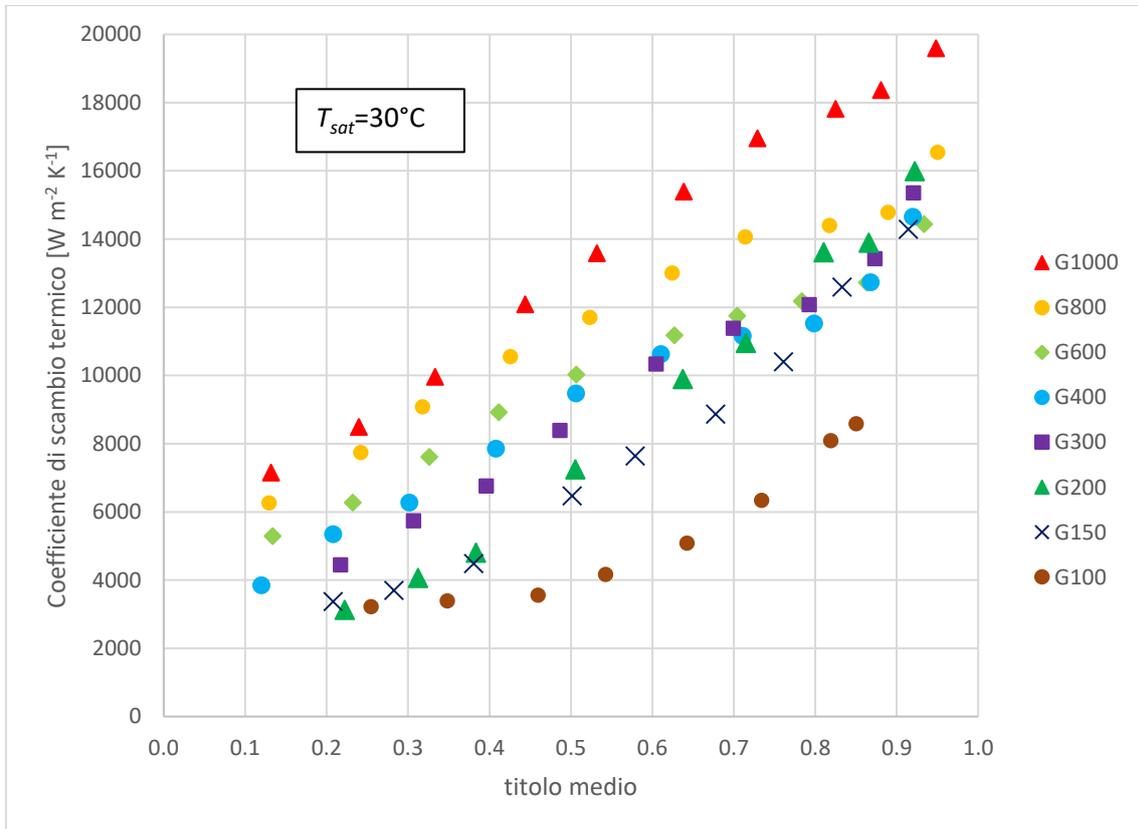


Figura 5-7 andamento dei coefficienti di scambio termico in funzione del titolo medio durante la condensazione di R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione pari a 30°C.

In aggiunta a quanto precedentemente osservato, da Figura 5-7 spicca che circa fino a titolo 0.6 a portate specifiche più elevate corrisponde un coefficiente di scambio termico più elevato, (fatta eccezione per un solo punto relativo alla portata di 200 kg m⁻² s⁻¹) e che la pendenza risulta essere molto simile per le varie portate analizzate. Tutto ciò non è più vero agli alti titoli, ad esempio fissato il titolo 0.8, per G=200 kg m⁻² s⁻¹ si ha un coefficiente di scambio maggiore di quello relativo alle portate specifiche di 600, 400 e 300 kg m⁻² s⁻¹. Si noti inoltre il fatto che ad alti titoli il coefficiente di scambio termico è più sensibile alle variazioni di titolo quando le portate specifiche in gioco sono basse; confrontando ad esempio le portate di 200 kg m⁻² s⁻¹ e 800 kg m⁻² s⁻¹ si ha l'andamento mostrato in Figura 5-8.

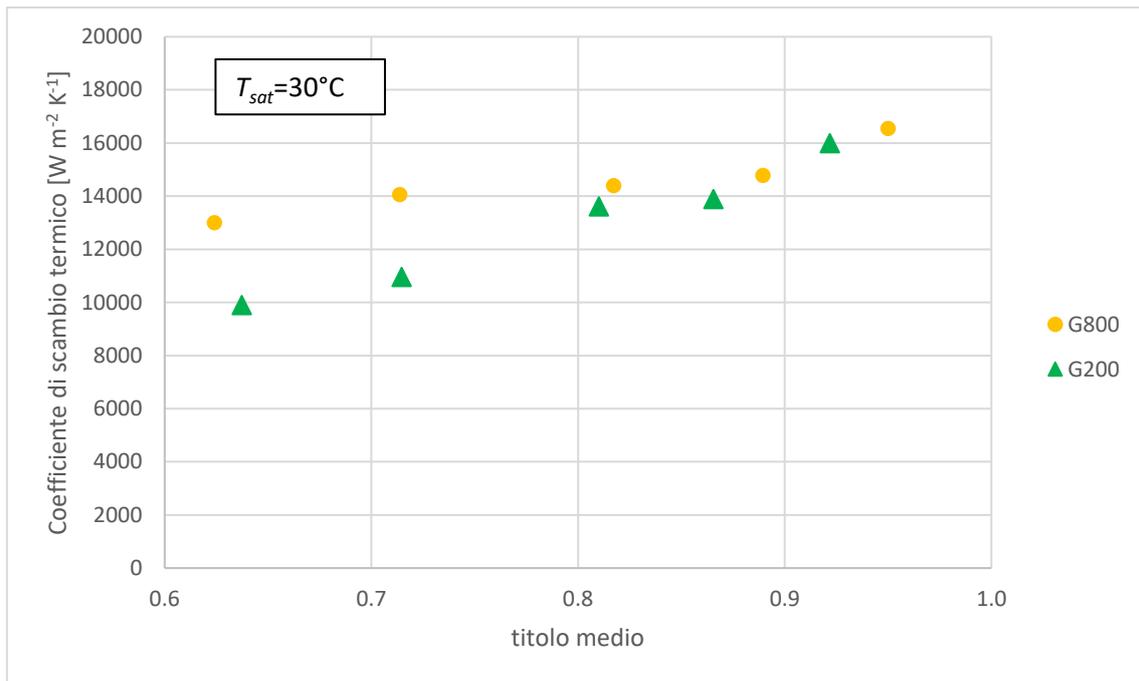


Figura 5-8 andamento dei coefficienti di scambio termico in funzione del titolo medio durante la condensazione di R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione pari a 30°C per le portate specifiche di 200 kg m⁻² s⁻¹ e 800 kg m⁻² s⁻¹.

Elaborando i dati ottenuti si ricava che per $G=200 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ad una variazione di titolo pari a $\Delta x=0.28$ corrisponde un incremento del coefficiente di scambio del 61.5%, mentre per $G=800 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ se $\Delta x=0.33$ il titolo aumenta di 27.2%. Simili andamenti sono stati riscontrati anche da altri autori [11; 43] e sono emersi anche da precedenti lavori di tesi [44; 45]. Yang e Webb [46] hanno messo in luce che proprio agli alti titoli e alle basse portate specifiche vi è il maggior effetto positivo della tensione superficiale sull'aumento del coefficiente di scambio. In [45] invece ci si focalizza maggiormente sulla geometria del tubo in esame. Il punto di partenza è l'equazione di Yasuda et al. [47] che fornisce il numero ottimale di alette:

$$n_{opt} = 4064.4D_{ft} + 23.257 \quad 5.2$$

Nel caso in esame si dovrebbero avere 37 alette anziché 40. Poiché lo scostamento è minimo (8%), non sembra trovare conferma l'ipotesi che per le alte portate specifiche e per gli alti titoli di vapore si abbia un appiattimento delle curve dovuto al fatto che il refrigerante incontra elevate difficoltà a scorrere nei canali tra le alette a causa di un insufficiente spazio a disposizione, conseguente alle alette "in eccesso". Il repentino aumento che però si registra ai titoli maggiori è invece probabilmente causato dal fatto che lo spessore del film di liquido a parete è molto ridotto, e quindi la resistenza termica diminuisce notevolmente.

Anche in questa situazione l'analisi dell'incertezza non porta a concludere che i risultati possano essere notevolmente inficiati, infatti l'incertezza percentuale media sul coefficiente di scambio termico è di $\pm 3.86\%$, l'incertezza percentuale massima è pari a $\pm 6.51\%$ e quella minima è $\pm 2.81\%$. Mentre l'incertezza media assegnata al titolo medio è ± 0.03 , quella massima è ± 0.03 e quella minima ± 0.02 . Si tratta di valori che non determinano un significativo cambio di andamento delle curve.

5.2.2.3 Perdite di carico

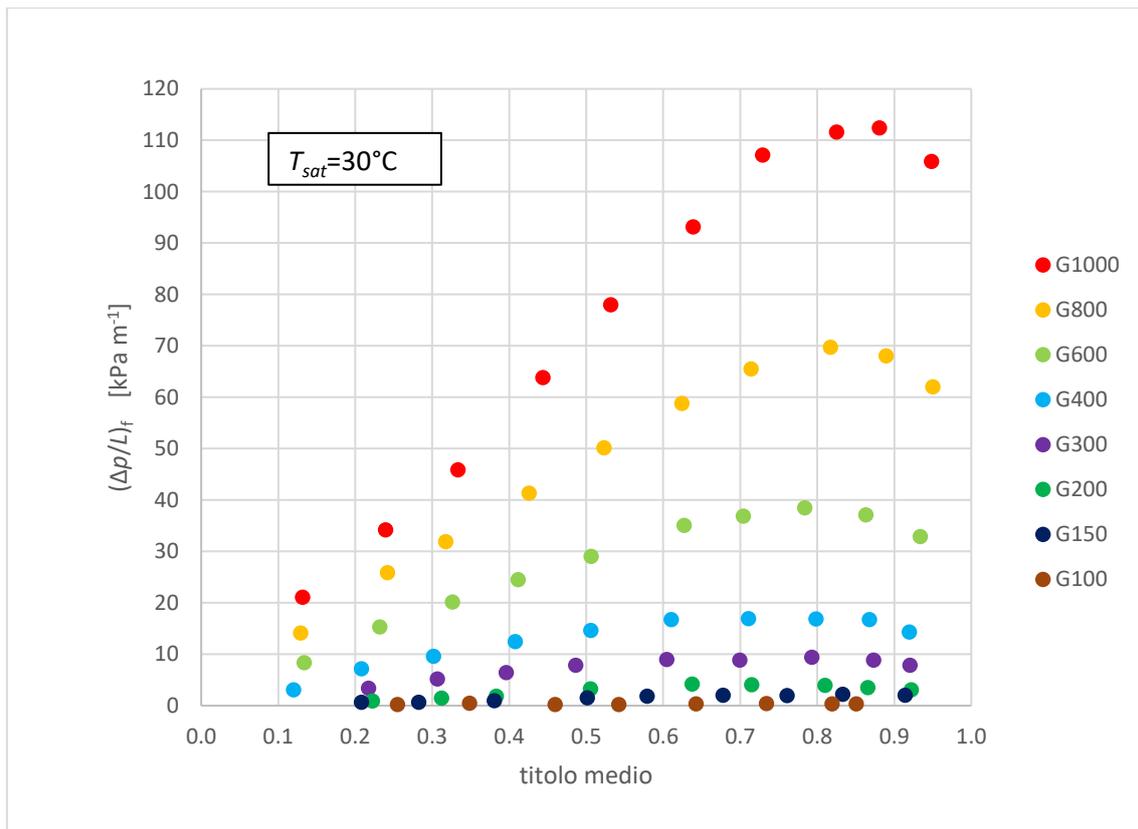


Figura 5-9 andamento del gradiente di pressione per attrito in funzione del titolo medio calcolato durante le prove in condensazione di R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione di 30°C per le diverse portate specifiche.

Osservando la Figura 5-9, nella quale sono rappresentati tutti i punti analizzati per la temperatura di saturazione di 30°C è chiara l'influenza della portata sul gradiente di pressione. Ricordando infatti l'equazione 4.13 si ha che le perdite per attrito dipendono dal quadrato della portata specifica che risulta essere il parametro maggiormente influente sui valori ottenuti, anche se non l'unico in gioco. Anche questi dati confermano esattamente gli andamenti che si sono ricavati per le prove in adiabatico e per le prove con temperatura di condensazione di 25°C. Trova quindi conferma la spiegazione precedentemente fornita per giustificare simili andamenti. Inoltre a questo punto è possibile effettuare anche un confronto tra le perdite di carico appena presentate e quelle ricavate

dalle prove in adiabatico, per verificare la concordanza dei valori ottenuti nei due casi distinti. Operando questo paragone si ottiene Figura 5-10.

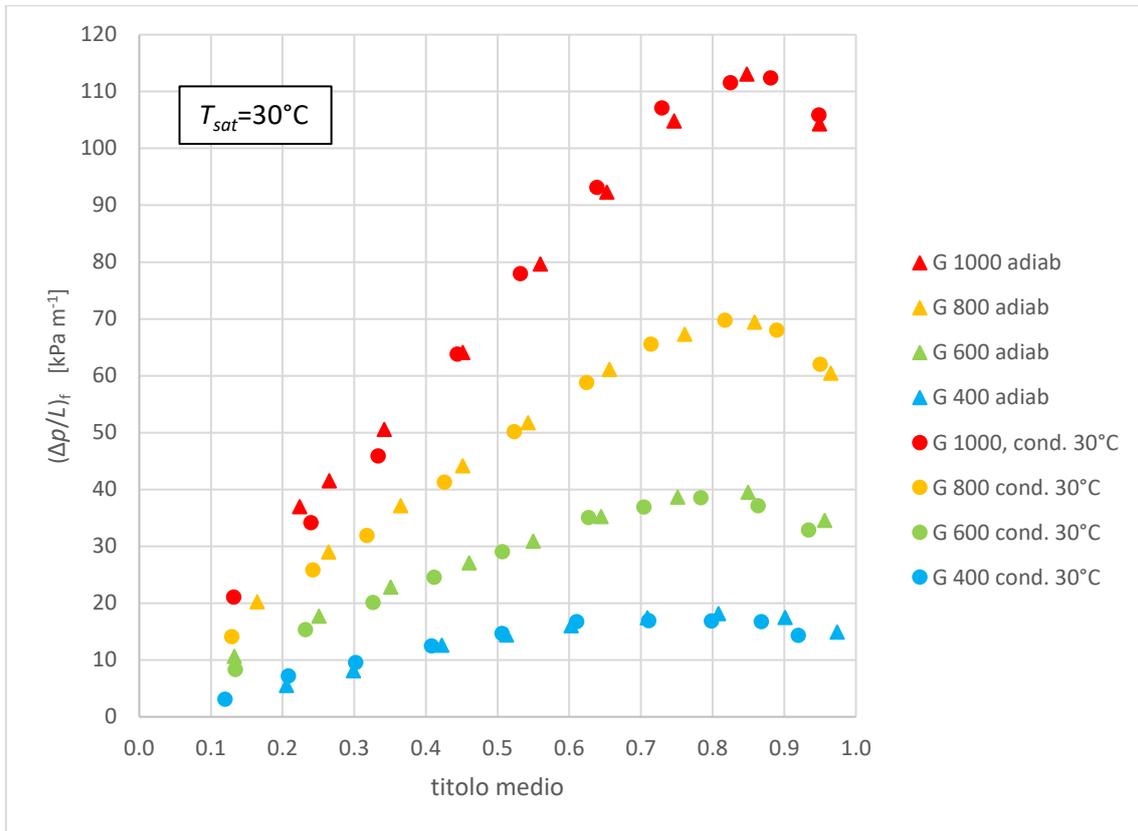


Figura 5-10 confronto tra il gradiente di pressione ottenuto durante le prove in adiabatico e quello calcolato a partire dalle prove in condensazione. In entrambi i casi la temperatura di saturazione è stata posta pari a 30°C.

I dati ottenuti confermano quindi che è corretto ritenere che il gradiente di pressione misurato durante le prove in adiabatico coincida con le perdite per attrito e allo stesso tempo avvalorano l'esattezza dei valori calcolati durante le prove in condensazione tramite il modello di Rohuani e Axelsson [40].

5.2.3 Temperatura di saturazione di 40°C

Le portate specifiche prese in considerazione sono state: 200, 400, 600, 800 e 1000 kg m⁻² s⁻¹. Il titolo medio è stato fatto variare nel range: 0.12-0.95.

5.2.3.1 Regime di deflusso

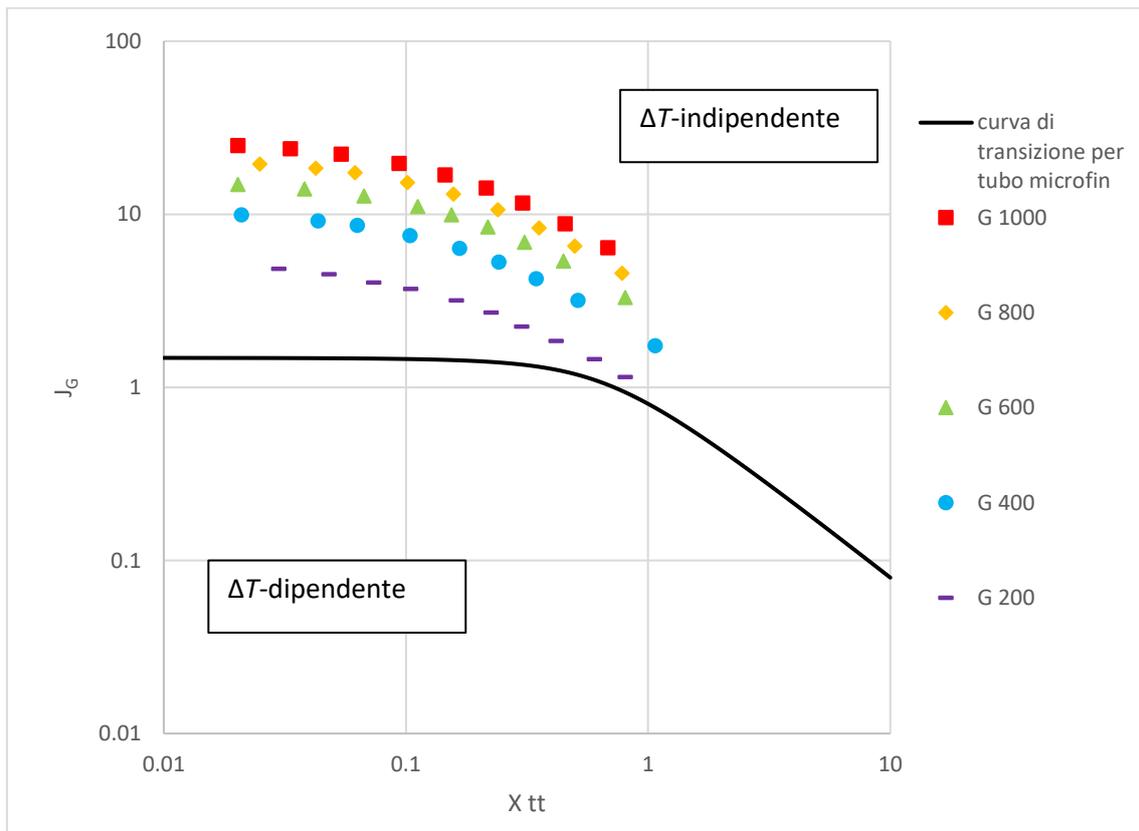


Figura 5-11 mappa di deflusso di Cavallini et al. [3] per le prove condotte durante la condensazione di R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione pari a 40°C.

In base a quanto risulta da Figura 5-11 tutti i punti ricadono nella zona ΔT indipendente; per questo motivo è ragionevole ritenere che si abbia un deflusso di tipo anulare per tutte le portate specifiche considerate.

5.2.3.2 Coefficiente di scambio termico

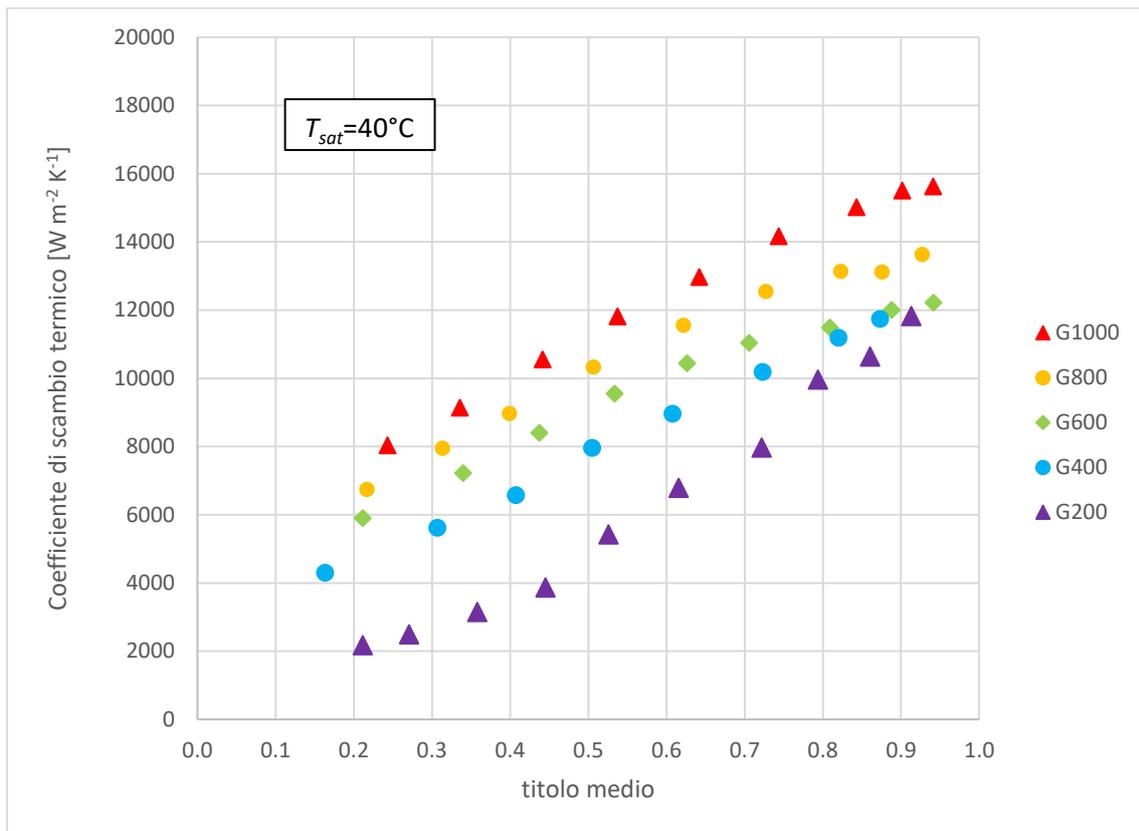


Figura 5-12 andamento dei coefficienti di scambio termico in funzione del titolo medio durante la condensazione di R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione pari a 40°C.

Gli andamenti che emergono da Figura 5-12 sostanzialmente sono simili a quelli già ricavati per le temperature di saturazione di 25°C e 30°C, anche se le portate di 400 kg m⁻² s⁻¹, 600 kg m⁻² s⁻¹ e 1000 kg m⁻² s⁻¹ non sembrano manifestare il brusco aumento del coefficiente di scambio termico ai titoli più elevati che invece si è evidenziato a 30°C. È confermato anche il fatto che le portate specifiche più basse presentano un aumento percentuale maggiore del coefficiente di scambio termico: ad esempio per $G=200$ kg m⁻² s⁻¹ da titolo medio 0.21 a 0.91 si ha un aumento del coefficiente di scambio del 444.7% mentre per $G=800$ kg m⁻² s⁻¹ passando da titolo medio 0.22 a 0.93 vi è un incremento del coefficiente di scambio del 102.2% . Si ha però una considerevole differenza: in questo caso a differenza del precedente fissato un certo titolo è sempre vero che a portate specifiche più elevate corrispondono coefficienti di scambio maggiori.

L'incertezza percentuale media sul coefficiente di scambio termico è di $\pm 2.93\%$, l'incertezza percentuale massima è pari a $\pm 5.21\%$ e quella minima è $\pm 1.94\%$. Mentre l'incertezza media calcolata per il titolo medio è ± 0.03 , quella massima è ± 0.03 e quella minima ± 0.02 .

5.2.3.3 Perdite di carico

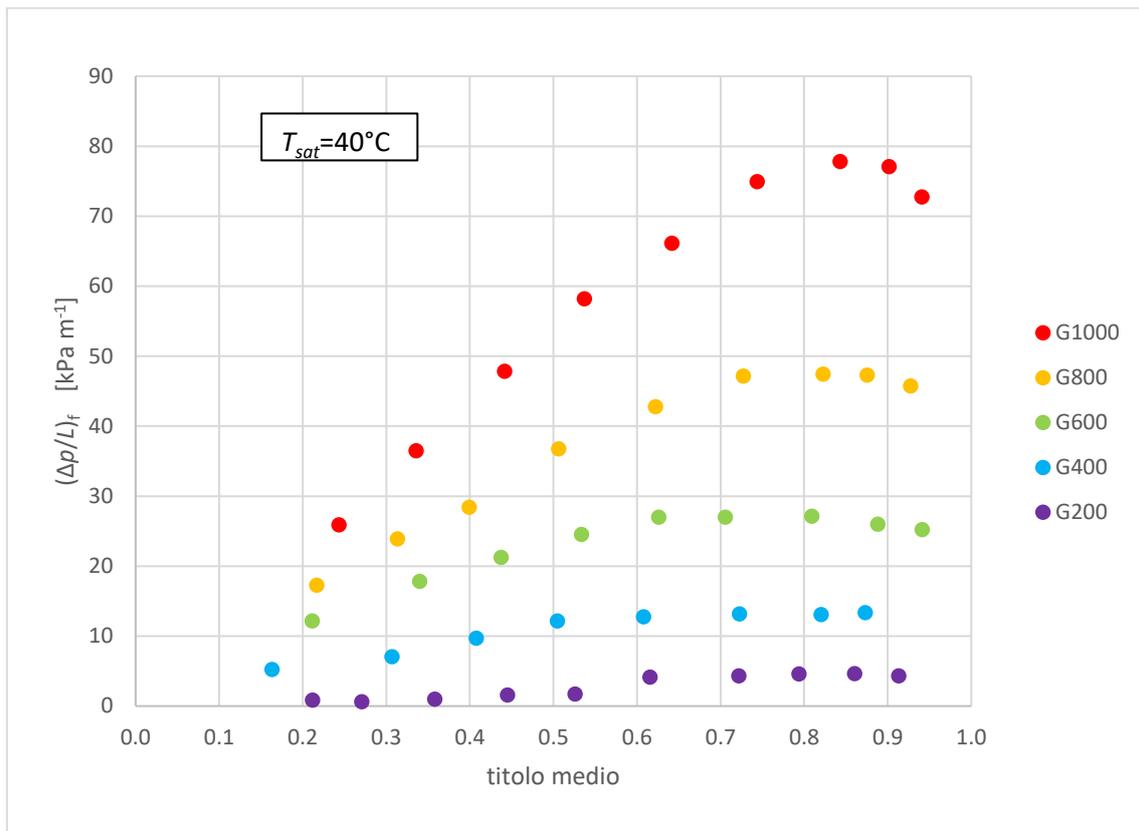


Figura 5-13 andamento del gradiente di pressione per attrito in funzione del titolo medio calcolato durante le prove in condensazione di R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione di 40°C per le diverse portate specifiche.

La Figura 5-13 mostra che ancora una volta l'andamento non presenta significative differenze rispetto a quanto già ottenuto. Inoltre mette in luce qualcosa che si verifica anche negli altri casi: il punto di massimo non si verifica sempre allo stesso titolo, ma si ha a titoli minori al diminuire portata specifica.

Per ulteriore conferma tuttavia in Figura 5-14 si riporta anche un confronto tra i valori ricavati utilizzando l'equazione di Rohuani e Axelsson [40] per calcolare il grado di vuoto (eq. 4.15- 4.17) e quelli ottenuti mediante l'equazione di Zivi [39] (eq. 4.14).

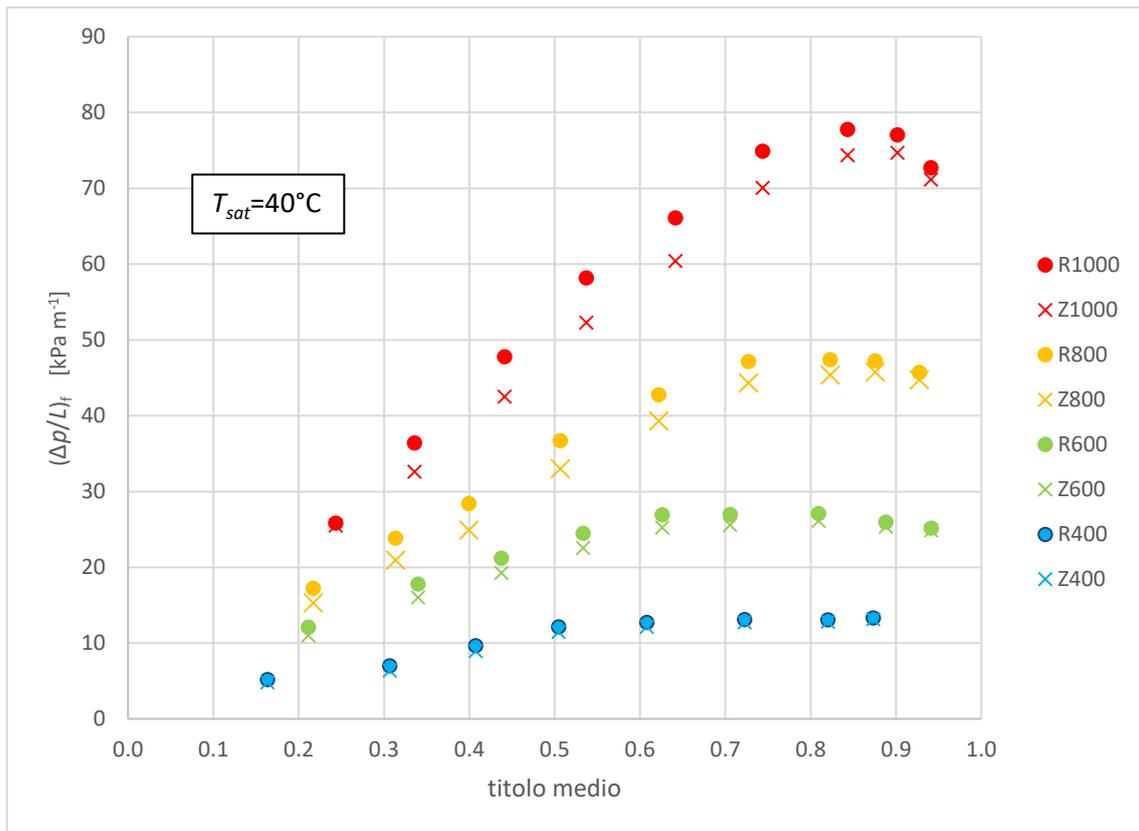


Figura 5-14 confronto del gradiente di pressione ricavato usando il modello di Zivi [39] e il modello di Rohuani e Axelsson [40]. Nella legenda R indica i valori ricavati usando il modello di Rohuani e Axelsson, mentre Z rappresenta i valori ricavati mediante il modello di Zivi.

Si può constatare che i due modelli forniscono andamenti molto simili, e in particolare il modello di Zivi [39] tende a sottostimare il gradiente di pressione per attrito. Lo scostamento percentuale medio tra i due modelli è del 6.6%.

5.2.4 Confronto tra 25°C e 30°C

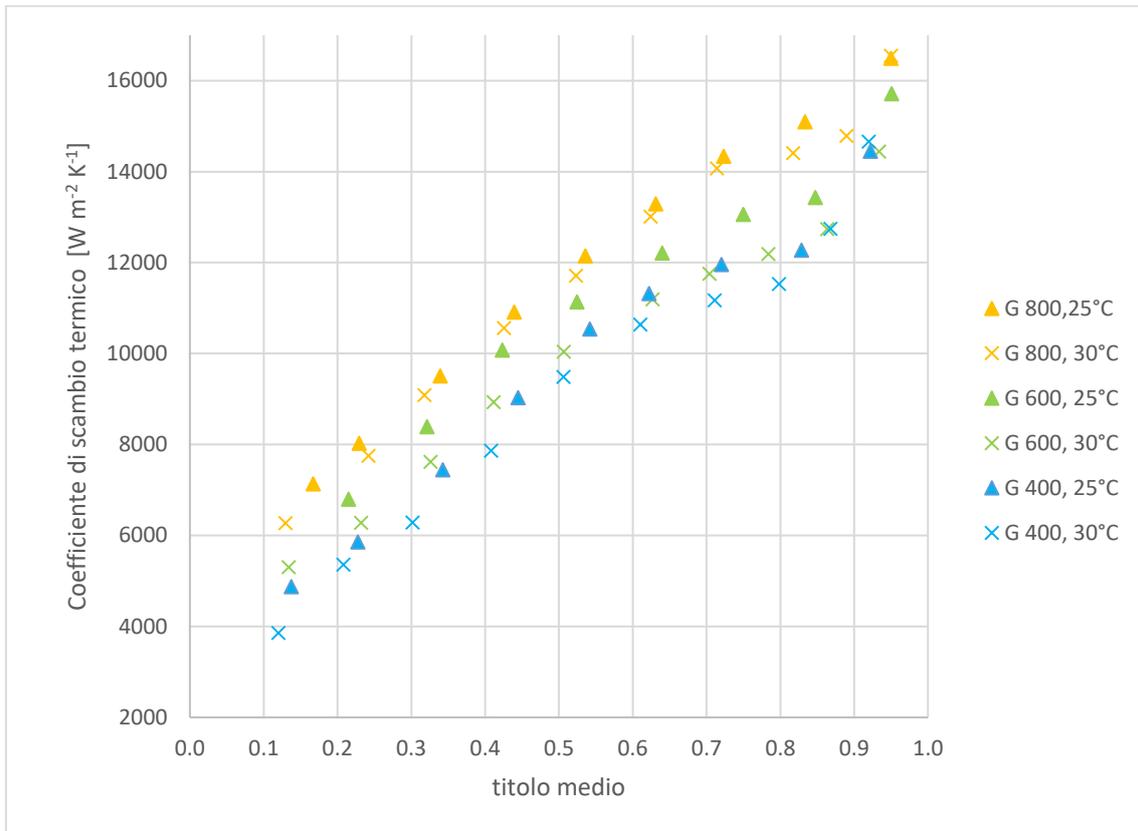


Figura 5-15 confronto tra i coefficienti di scambio in funzione del titolo medio ottenuti con temperature di saturazione pari a 25°C e a 30°C durante le prove in condensazione di R1234ze(E).

Fondamentalmente si ha che per una data portata specifica, ad una temperatura di saturazione minore corrisponde un coefficiente di scambio termico maggiore. A livello generale le differenze tra le due temperature sono poco evidenti a $G=800 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, mentre si fanno più marcate a $G=600 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e $G=400 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Gli andamenti tuttavia non variano e ragionando sempre a parità di portata specifica le curve relative alle diverse temperature di saturazione sembrano quasi essere traslate.

I gradienti di pressione sono riportati in Figura 5-16.

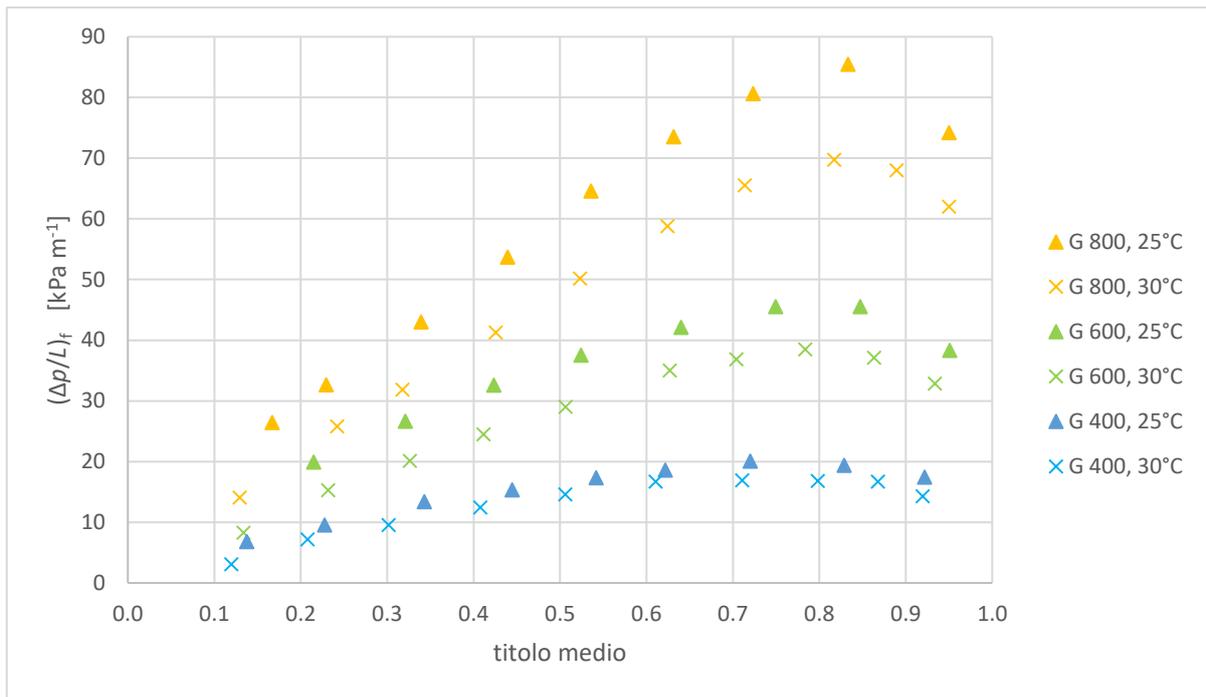


Figura 5-16 confronto tra il gradiente di pressione per attrito in funzione del titolo medio calcolato durante le prove in condensazione di R1234ze(E) con temperature di saturazione di 25°C e di 30°C per le diverse portate specifiche.

Per tutti i punti analizzati è sempre vero che fissata una portata specifica e un certo titolo a una temperatura di saturazione maggiore corrisponde una perdita di carico minore. Una minore perdita di carico è spesso imputabile a una minore velocità: questo sembra trovare conferma anche in questo caso, infatti poiché a 30°C la densità del vapore è maggiore di quella che si ha a 25°C ne consegue che la velocità del vapore a 30°C è più bassa e di conseguenza lo sarà anche il gradiente di pressione per attrito.

5.2.5 Confronto tra 30°C e 40°C

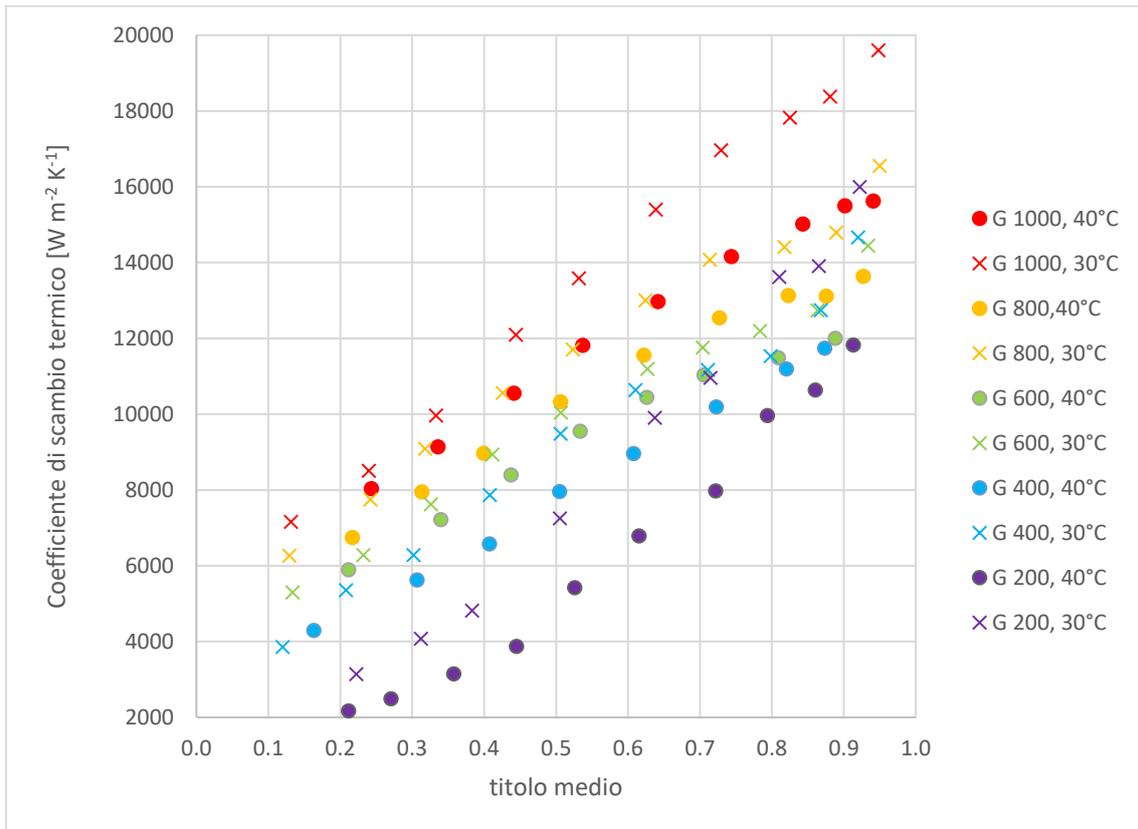
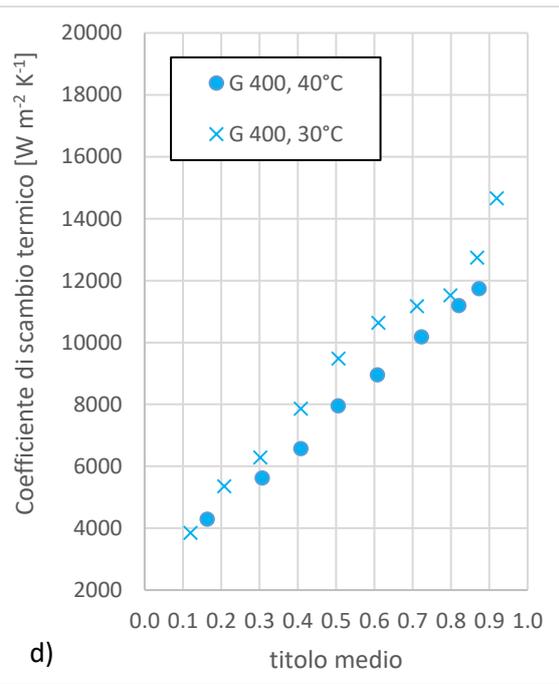
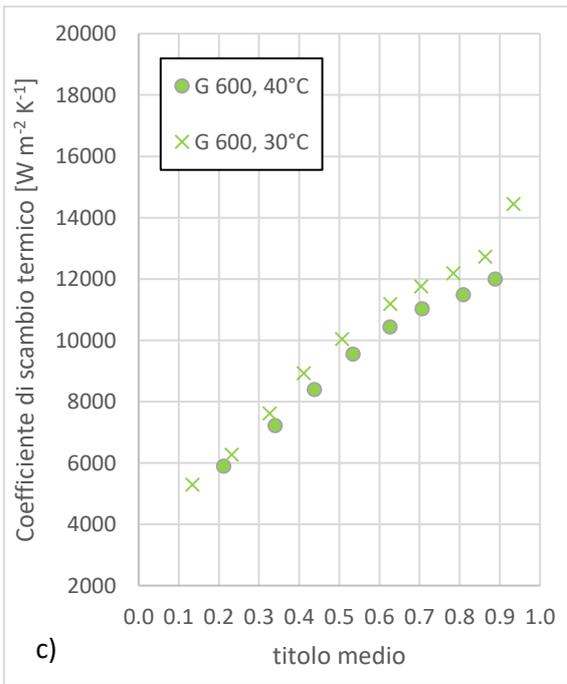
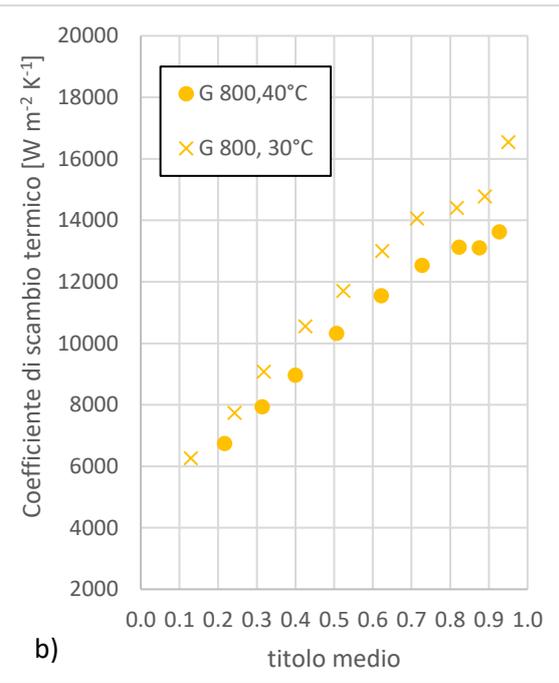
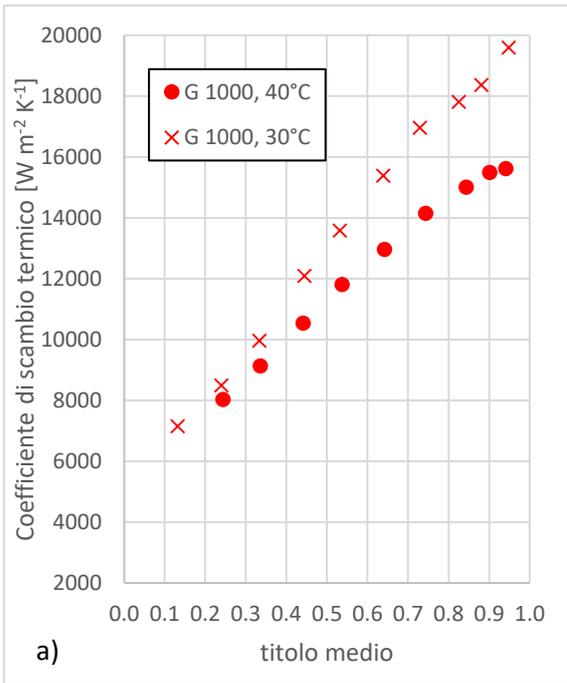


Figura 5-17 confronto tra i coefficienti di scambio in funzione del titolo medio ottenuti con temperature di saturazione pari a 30°C e a 40°C durante le prove in condensazione di R1234ze(E) per le diverse portate specifiche.

Poiché Figura 5-17 pur presentando una visione globale, non si presta bene a un confronto dettagliato, si considerano ora le singole portate specifiche.



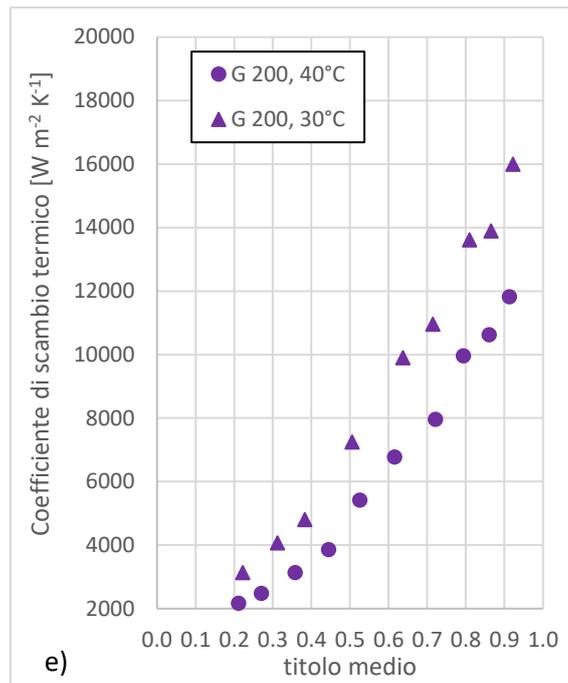


Figura 5-18 confronto dell'andamento del coefficiente di scambio termico in funzione del titolo medio alle temperature di saturazione di 30°C e 40°C per una portata specifica di 1000 kg m⁻² s⁻¹ (a), 800 kg m⁻² s⁻¹ (b), 600 kg m⁻² s⁻¹ (c), 400 kg m⁻² s⁻¹ (d), 200 kg m⁻² s⁻¹ (e).

Come si può notare viene pienamente confermato quando discusso in precedenza: per tutti i punti rappresentati per una determinata portata specifica e un certo titolo, a una temperatura di saturazione maggiore corrisponde un coefficiente di scambio termico minore, ma anche delle perdite di carico minori come si può constatare da Figura 5-19.

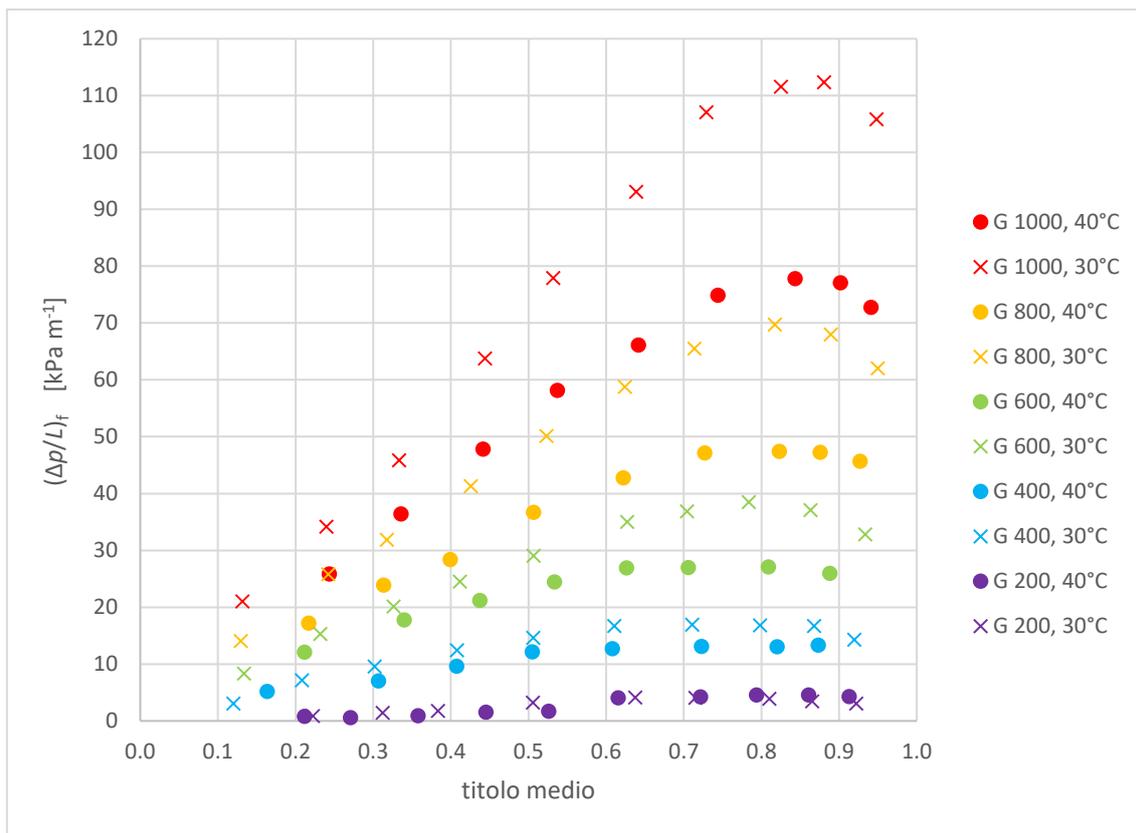


Figura 5-19 confronto tra il gradiente di pressione per attrito in funzione del titolo medio calcolato durante le prove in condensazione di R1234ze(E) con temperature di saturazione di 30°C e di 40°C per le diverse portate specifiche.

Anche l'andamento delle perdite di carico non presenta ulteriori nuovi aspetti rispetto a quelli già sottolineati.

5.2.6 Confronto tra 25°C, 30°C e 40°C

Si propone ora un confronto aggiuntivo considerando tutte e tre le temperature di saturazione analizzate, Figura 5-20.

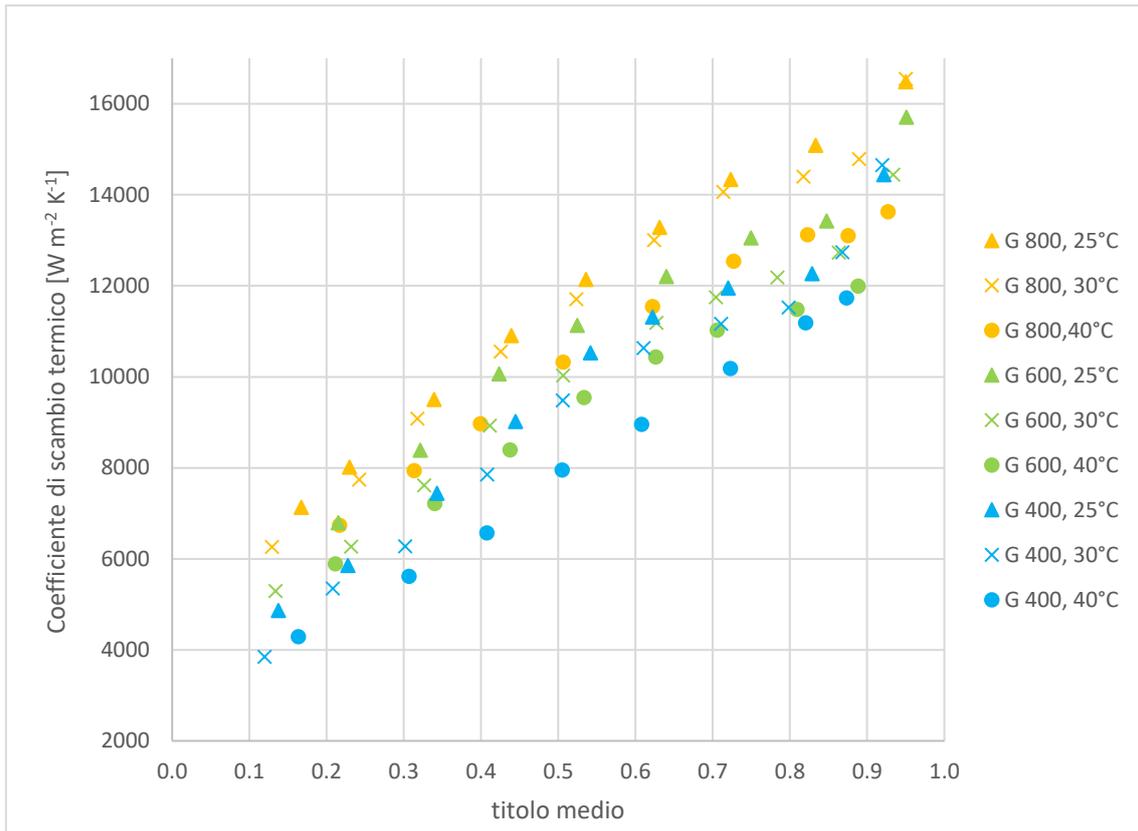


Figura 5-20 confronto tra i coefficienti di scambio termico in funzione del titolo medio ottenuti con temperature di saturazione pari a 25, 30 e 40°C durante le prove in condensazione di R1234ze(E).

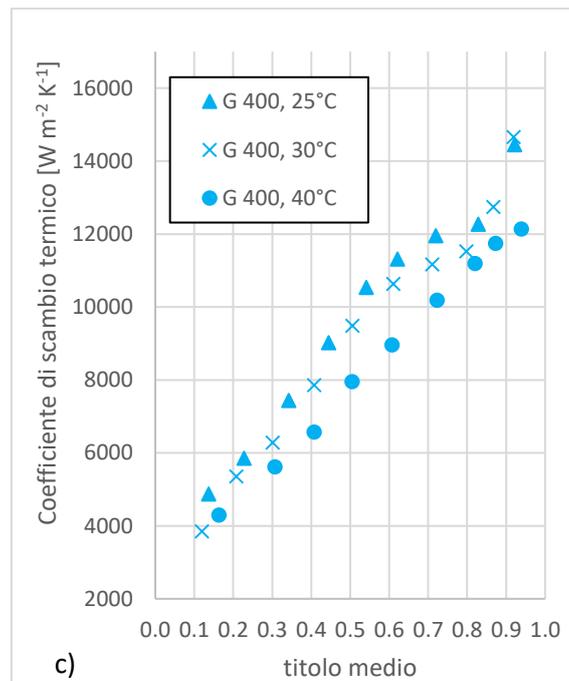
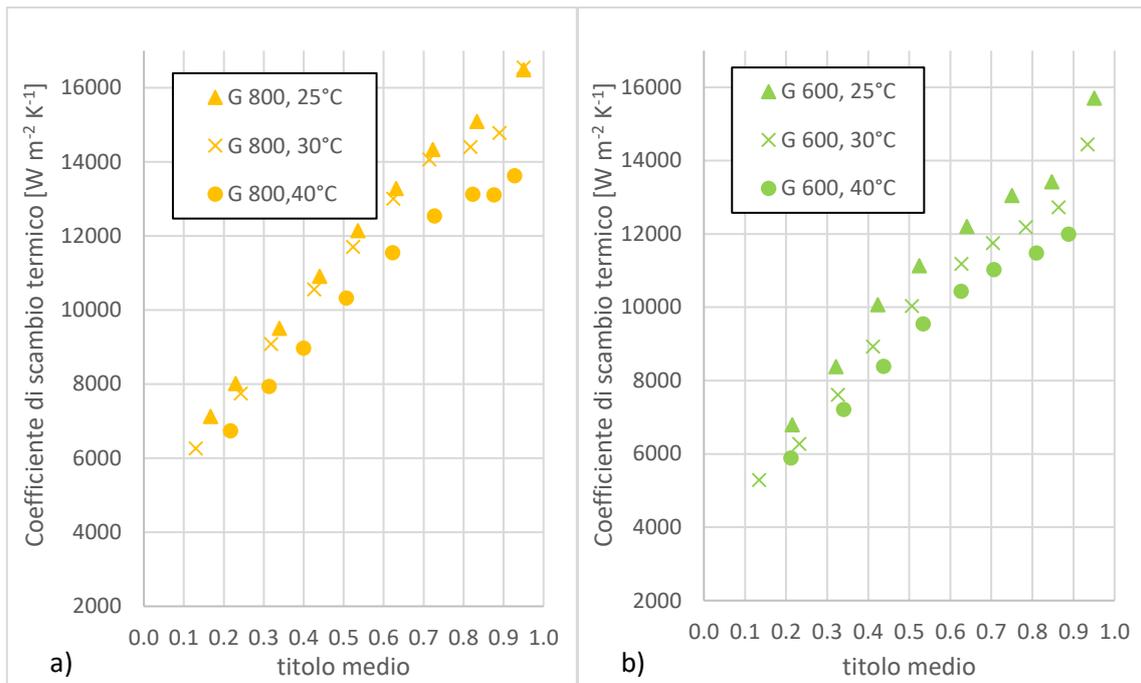


Figura 5-21 confronto dell'andamento del coefficiente di scambio termico in funzione del titolo medio alle temperature di saturazione di 25°C, 30°C e 40°C per una portata specifica di $800 kg m^{-2} s^{-1}$ (a), $600 kg m^{-2} s^{-1}$ (b) e $400 kg m^{-2} s^{-1}$ (c).

Per le perdite di carico si ha Figura 5-22.

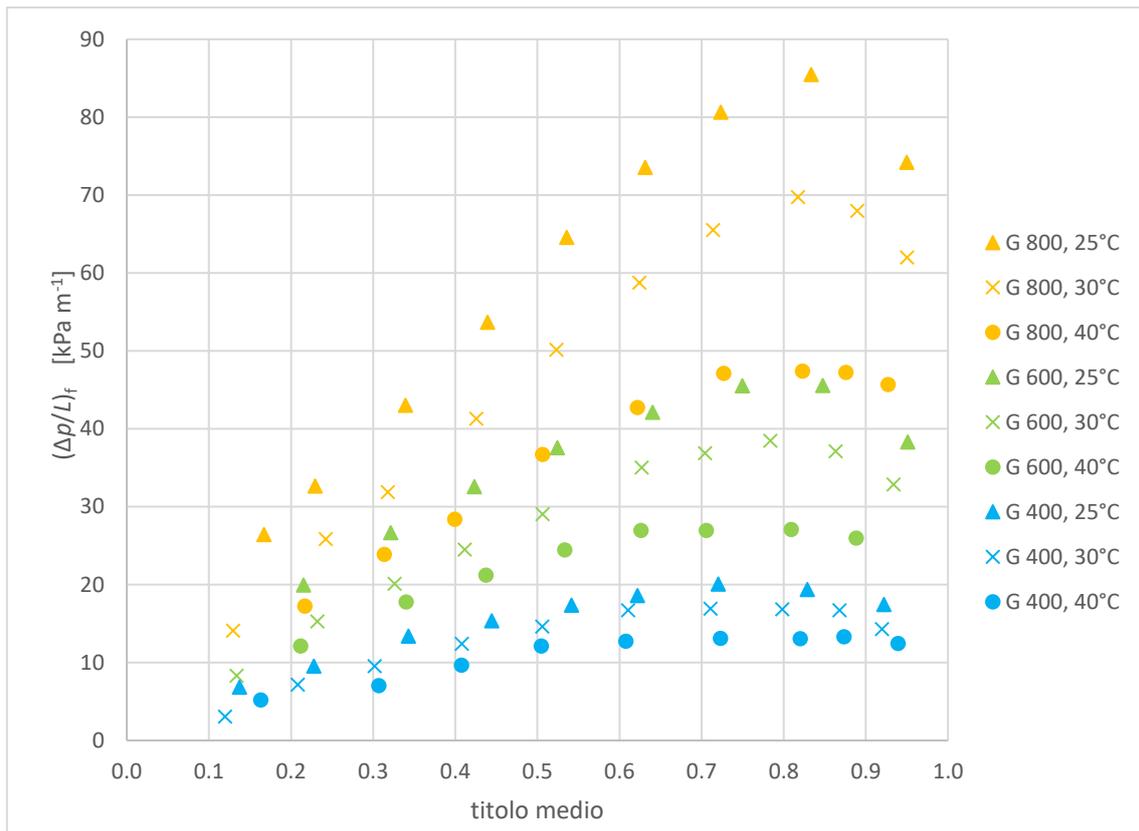


Figura 5-22 confronto tra il gradiente di pressione per attrito in funzione del titolo medio calcolato durante le prove in condensazione di R1234ze(E) con temperature di saturazione di 25°C, 30°C e 40°C per le diverse portate specifiche.

Sia Figura 5-20, sia Figura 5-22 confermano ulteriormente la dipendenza del coefficiente di scambio termico e delle perdite di carico dalla temperatura di saturazione fissata. A conclusione di questa serie di confronti si può quindi affermare che a parità di portata specifica il coefficiente di scambio termico maggiore si ottiene fissando la temperatura di saturazione più bassa. Questo accade perché minore è la temperatura di saturazione e minore è la densità del vapore, di conseguenza è maggiore la velocità della fase vapore e ciò implica un maggior contributo del meccanismo di vaporizzazione convettiva. D'altra parte la temperatura di saturazione più bassa però porta anche ad avere le maggiori perdite di carico per attrito.

5.2.7 Confronto tra tubi diversi con lo stesso refrigerante

In questa sezione l'obiettivo principale è quello di utilizzare i dati elaborati nella presente tesi per poter operare un confronto con i risultati che si sono ottenuti in altri lavori [44] in modo tale da evidenziare l'influenza delle caratteristiche geometriche del tubo microfin sul coefficiente di scambio termico e sul gradiente di pressione per attrito quando si lavora con lo stesso fluido refrigerante (R1234ze(E) in questo caso). In particolare il secondo tubo da cui sono stati ricavati gli altri dati sperimentali ha queste caratteristiche: diametro esterno di 3 mm, diametro all'apice

dell'aletta di 2.4 mm, altezza delle alette di 0.12 mm, 40 alette con angolo all'apice γ di 43° e angolo d'elica β di 7°. Per chiarezza in Tabella 5-1 sono riassunte le principali caratteristiche dei due tubi microfin messi a confronto:

	Tubo con diametro esterno 3 mm (OD3)	Tubo con diametro esterno 4 mm (OD4)
D_{ft}	2.4 mm	3.4 mm
h	0.12 mm	0.12 mm
n_g	40	40
γ	43°	43°
β	7°	18°
lunghezza tratto di tubo interessato dallo scambio termico	0.12 m	0.10 m
lunghezza tratto di tubo considerato per le perdite di carico	0.27 m	0.33 m

Tabella 5-1 confronto delle caratteristiche geometriche dei 2 tubi microfin presi in esame.

Il confronto di tutti i dati disponibili per il coefficiente di scambio termico alla temperatura di saturazione di 30°C è mostrato in Figura 5-23.

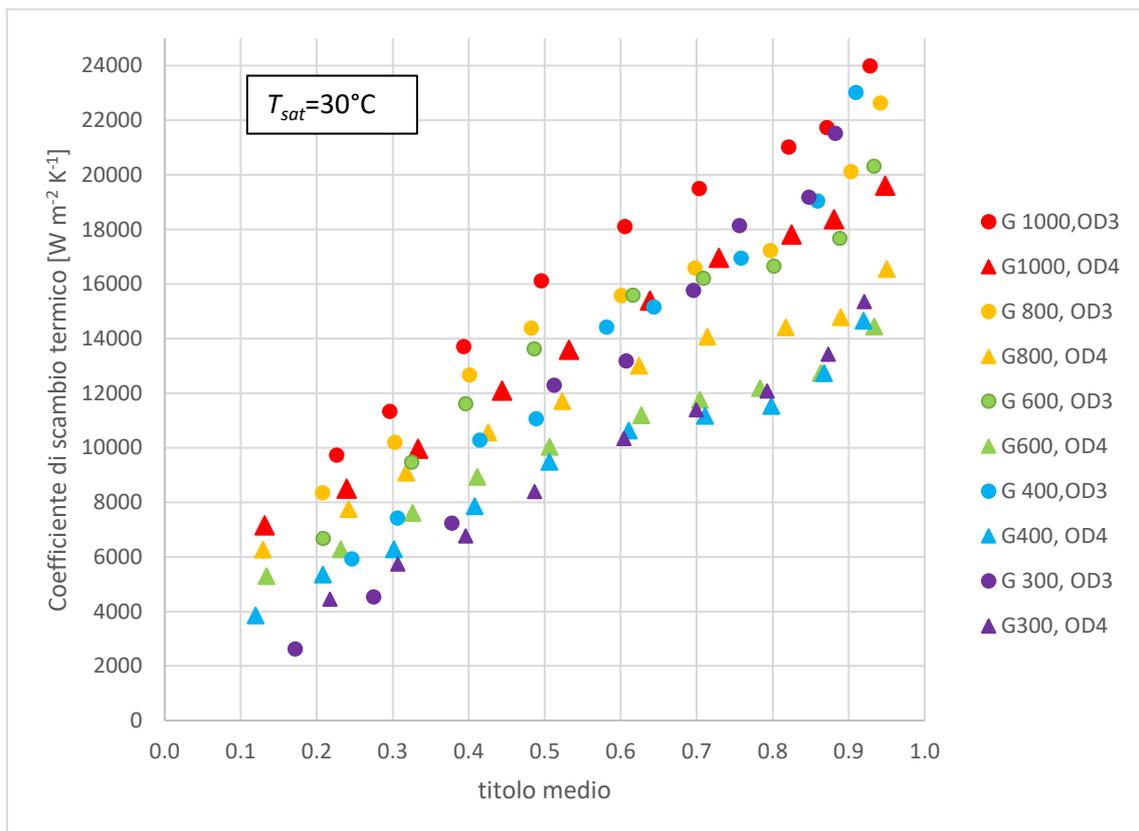
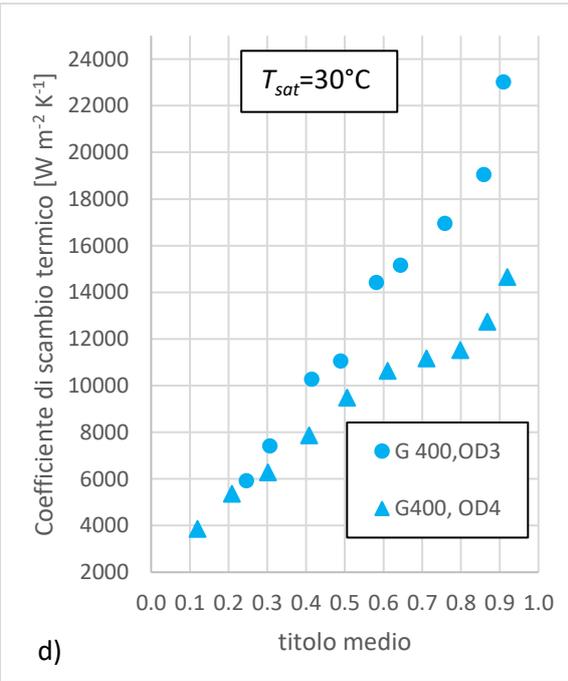
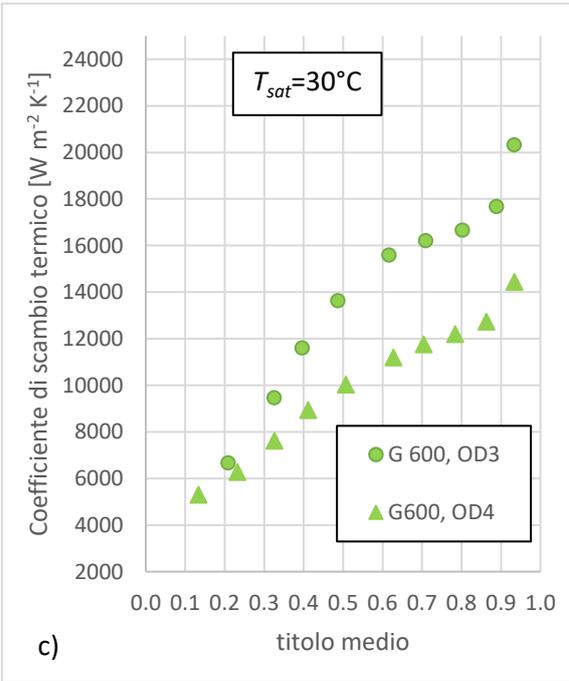
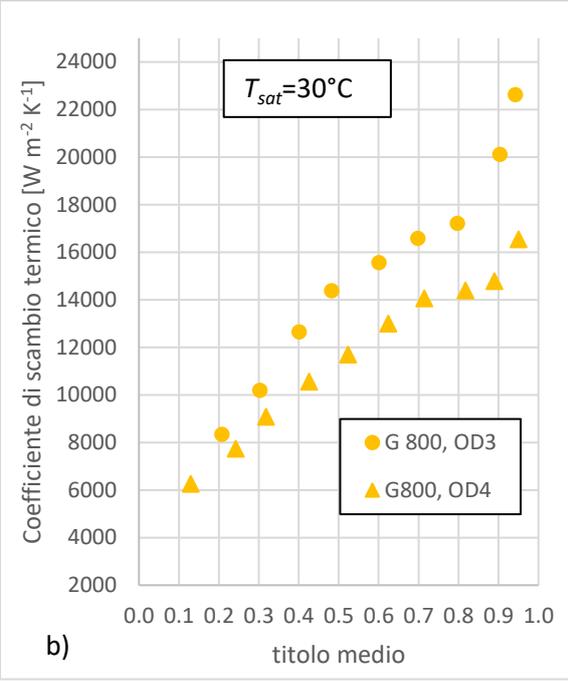
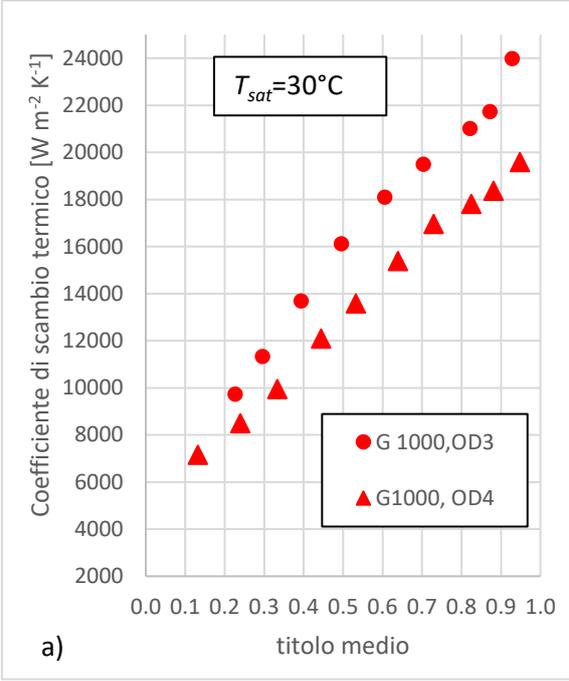


Figura 5-23 confronto tra i coefficienti di scambio termico in funzione del titolo medio per tubi microfin OD3 e OD4, con temperatura di saturazione pari a 30°C durante la condensazione di R1234ze(E).

Procedendo come in precedenza, da Figura 5-23 si estrapolano i punti relativi alle singole portate specifiche in modo da ottenere un confronto più immediato.



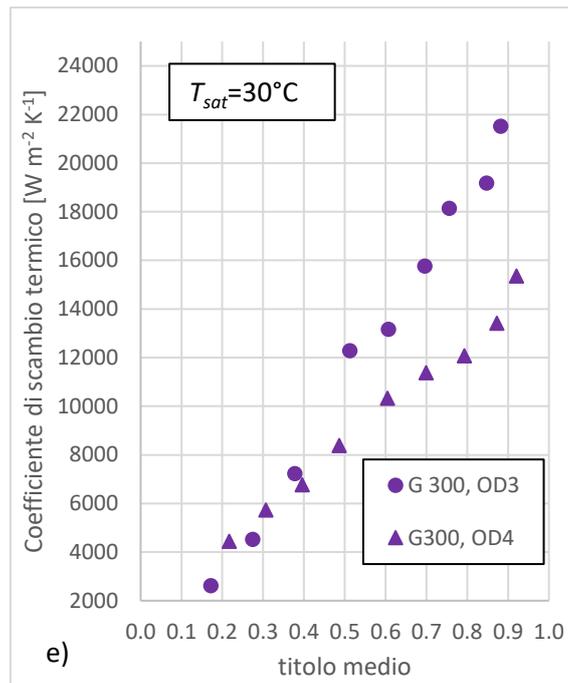


Figura 5-24 confronto tra i coefficienti di scambio termico per tubi microfin OD3 e OD4 con portata specifica di $1000 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (a), $800 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (b), $600 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (c), $400 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (d), $300 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (e) e con temperatura di saturazione pari a 30°C durante la condensazione di R1234ze(E).

Osservando ad esempio quanto accade con portata specifica di $600 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ risulta subito chiaro che gli andamenti per i due tubi sono abbastanza simili, in particolare si ha il fenomeno già in precedenza descritto: sembra esserci una sorta di stabilizzazione del coefficiente di scambio termico a partire da titolo 0.6 e poi per i titoli più elevati c'è un rapido incremento. Sembra inoltre che nel tubo con diametro minore questo effetto sia amplificato. È altresì chiaro che il tubo con diametro esterno di 3 mm, garantisce, a parità di titolo, un coefficiente di scambio termico più elevato, specie nella zona ad alti titoli; ad esempio per titolo $x=0.93$ il coefficiente di scambio termico ottenuto con il tubo OD3 risulta essere 1.4 volte quello ricavato utilizzando il tubo OD4. Osservando Figura 5-23 si può desumere che quest'ultimo aspetto non è peculiare della sola portata specifica considerata, ma resta valido in generale anche per tutte le altre portate esaminate, fatta eccezione per la sola $G=300 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ nella zona a titoli inferiori a 0.35. Si osservi però che più si abbassa il titolo più il vantaggio (in termini di miglior coefficiente di scambio termico) derivante dall'utilizzare il tubo di diametro esterno minore si riduce, e anche se i precedenti lavori di tesi non forniscono abbastanza dati sperimentali per poter affermarlo con certezza, la tendenza sembra portare alla conclusione che a partire da titoli minori di circa 0.2 il coefficiente di scambio termico del tubo OD3 presenti valori simili a quello del tubo OD4. Il confronto delle perdite di carico per i due tubi è mostrato in Figura 5-25.

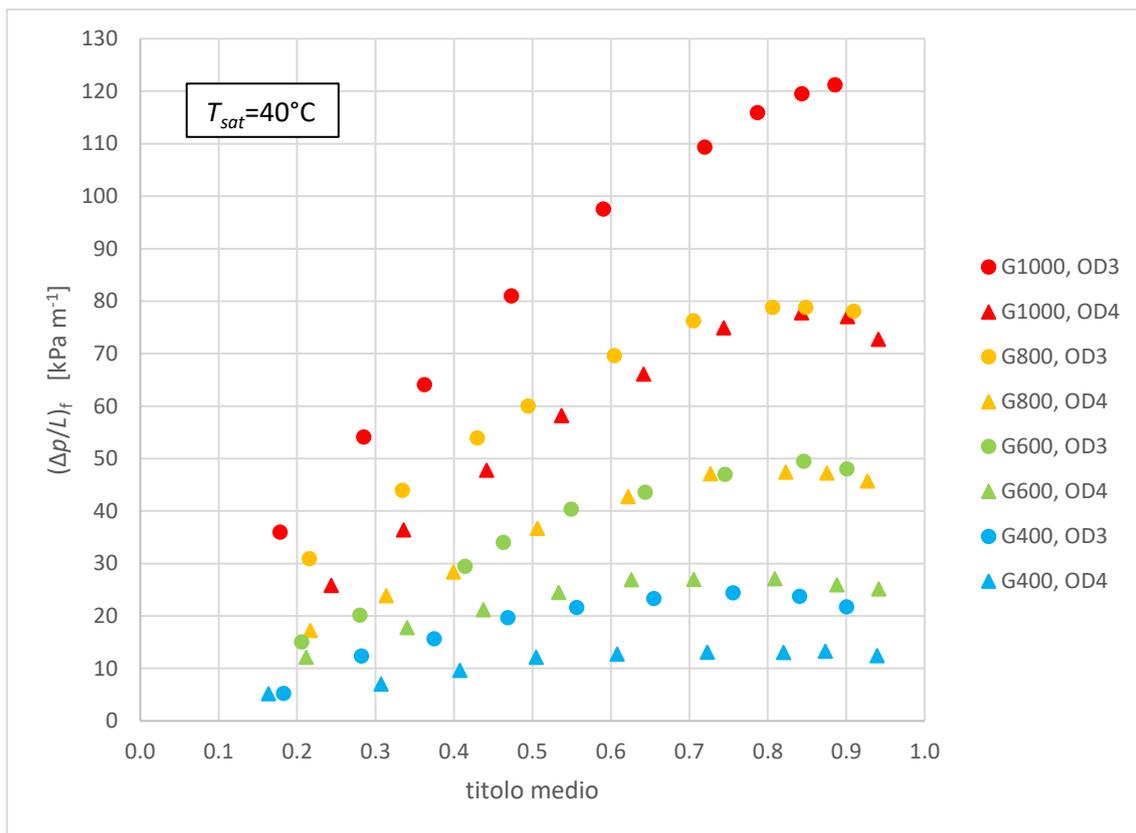


Figura 5-25 confronto tra il gradiente di pressione per attrito in funzione del titolo medio per tubi microfin OD3 e OD4 durante la condensazione di R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione pari a 40°C.

Ciò che si evince da Figura 5-25 è che a parità di portata specifica e di titolo di vapore il tubo di diametro minore presenta le perdite di carico più elevate, e solo a basse portate e a bassi titoli le differenze tendono ad assottigliarsi notevolmente, tanto che per $G=400 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e $G=600 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ si hanno i dati riportati in Tabella 5-2.

	Tubo OD3	Tubo OD4
G=400 kg m⁻² s⁻¹		
titolo medio	0.18	0.16
gradiente di pressione per attrito [kPa m⁻¹]	5.27	5.12
G=600 kg m⁻² s⁻¹		
titolo medio	0.21	0.21
gradiente di pressione per attrito [kPa m⁻¹]	15.1	12.1

Tabella 5-2 confronto tra i gradienti di pressione per attrito per i due tubi OD3 e OD4 per le portate specifiche meno elevate disponibili e nella zona a bassi titoli.

5.2.8 Confronto tra refrigeranti diversi nello stesso tubo.

L'obiettivo cardine di questa sezione è quello di evidenziare le diverse prestazioni ottenute con refrigeranti diversi nello stesso tubo, in particolare si hanno a disposizione i dati ottenuti usando questi fluidi:

- R1234ze(E) appartenente alla famiglia delle idrofluorolefine;
- R1234yf appartenente anch'esso alla famiglia delle idrofluorolefine;
- R134a, un idrofluorocarburo che presenta un GWP molto più elevato dei due fluidi precedenti.

5.2.8.1 Confronto con temperatura di saturazione di 30°C

Proseguendo nello stesso modo utilizzato fino ad ora, per il coefficiente di scambio termico si propone prima un confronto globale (Figura 5-26) e poi più confronti a parità di portata.

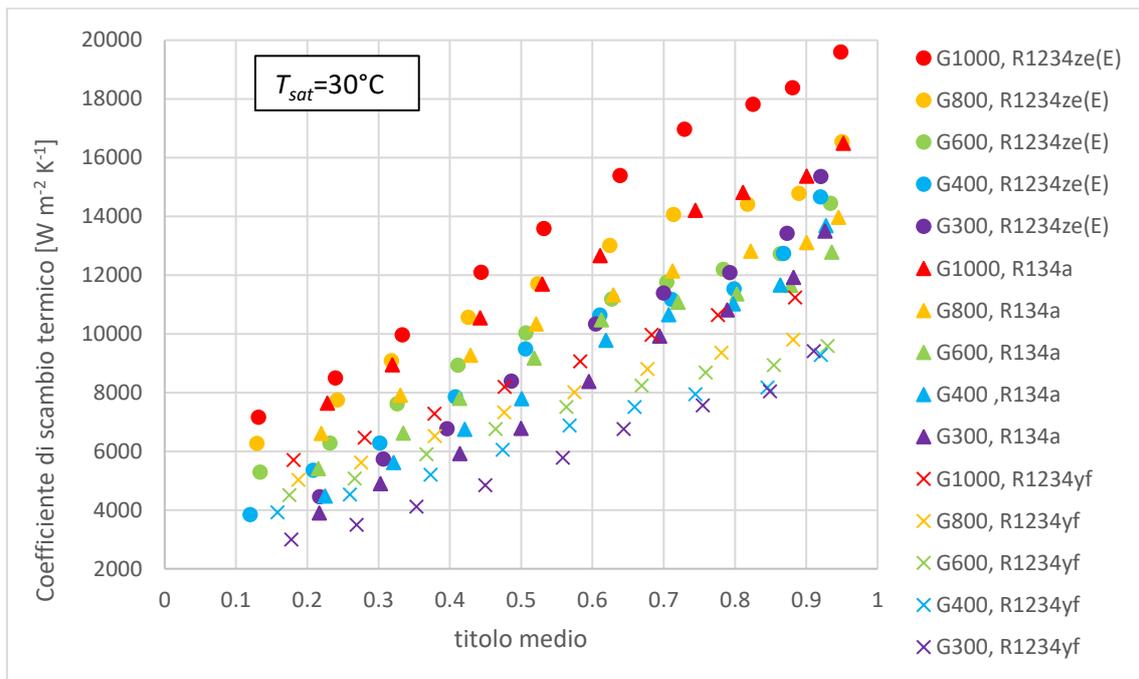
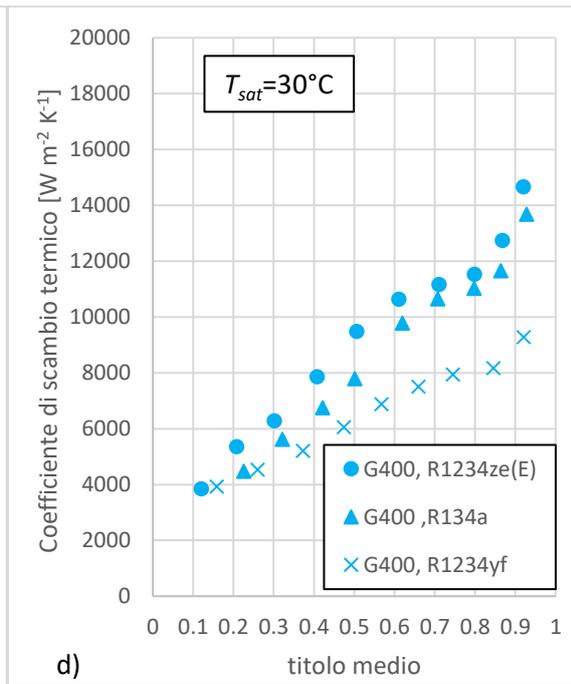
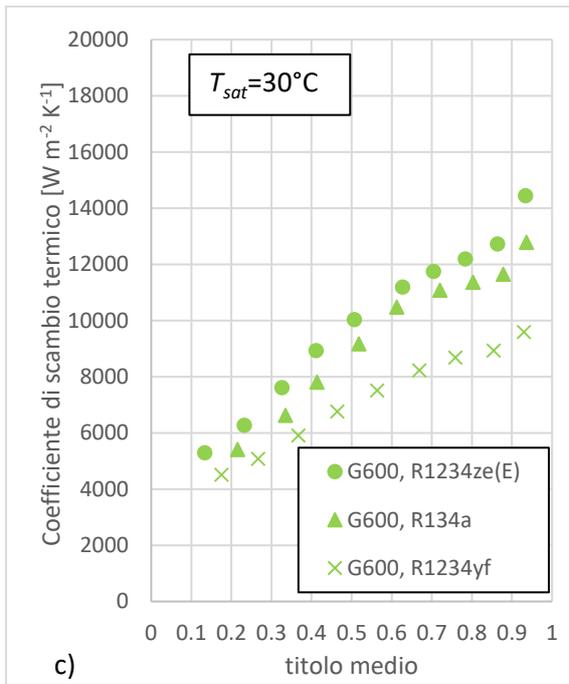
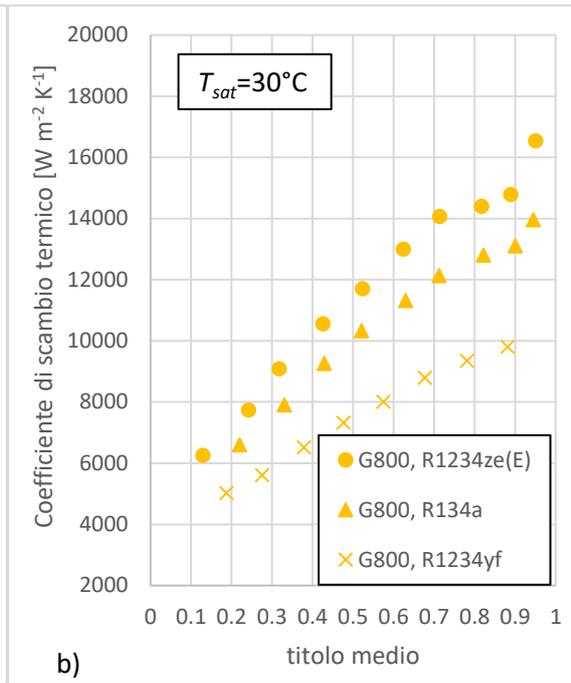
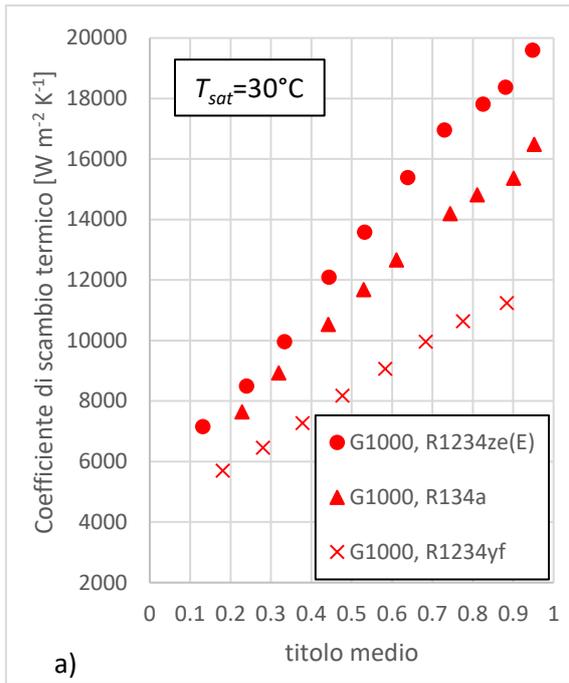


Figura 5-26 confronto tra i coefficienti di scambio termico in funzione del titolo medio in tubo microfin OD4 durante la condensazione dei refrigeranti R1234ze(E), R1234yf ed R134a, per le tutte le portate specifiche analizzate e ad una temperatura di saturazione pari a 30°C.



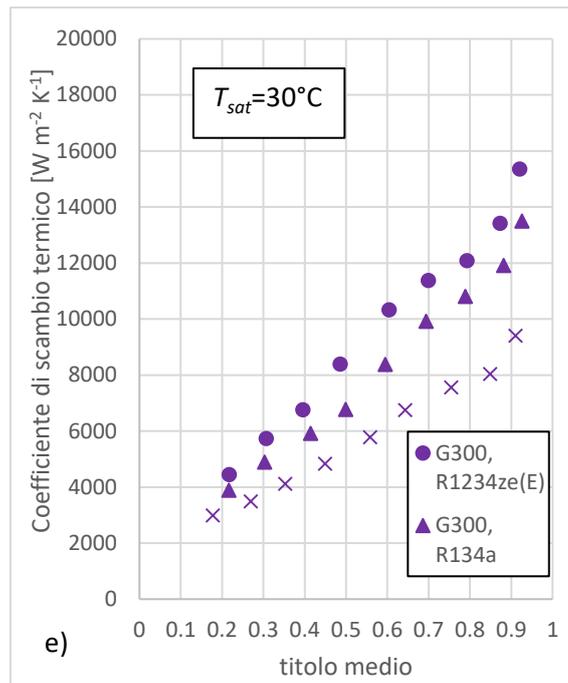


Figura 5-27 confronto tra i coefficienti di scambio termico in funzione del titolo medio in tubo microfin OD4 durante la condensazione dei refrigeranti R1234ze(E), R1234yf ed R134a, con portate specifiche di $1000 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (a), $800 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (b), $600 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (c), $400 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (d), $300 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (e), e ad una temperatura di saturazione pari a 30°C .

Dalla serie di confronti eseguiti si nota che in linea generale il fluido che garantisce il coefficiente di scambio termico più elevato è l'R1234ze(E) seguito da R134a e infine da R1234yf. Si può constatare anche come le differenze tra i primi due fluidi citati siano molto contenute, mentre siano più evidenti se si considera l'R1234yf. Per giustificare tale comportamento si possono prendere in esame alcune proprietà dei diversi refrigeranti, riportate in Tabella 5-3.

	$\rho_G [\text{kg m}^{-3}]$	$\lambda_L [\text{mW m}^{-1} \text{K}^{-1}]$	Pr_L
R1234ze(E)	30.39	76.59	3.45
R134a	37.37	79.06	3.36
R1234yf	43.54	67.06	3.07

Tabella 5-3 proprietà dei 3 refrigeranti confrontati, riferite alla temperatura di saturazione di 30°C

Consultando la Tabella 5-3 si può osservare innanzitutto che il fluido che presenta la densità del vapore più bassa è quello che porta ad avere anche i coefficienti di scambio termico più elevati. Per spiegare questo aspetto si può considerare la seguente equazione, riferendosi per semplicità alla fase vapore:

$$G = \rho_G v \quad 5.3$$

Si deduce quindi che, a parità di portata specifica, la velocità, e quindi il coefficiente di scambio termico, è inversamente proporzionale alla densità del gas. Inoltre il coefficiente di scambio termico è direttamente proporzionale alla conducibilità del liquido, e infatti il refrigerante R1234yf presenta

il valore più basso di questa proprietà, un analogo ragionamento si può fare anche per il numero di Prandtl.

I gradienti di pressione sono mostrati nella seguente figura.

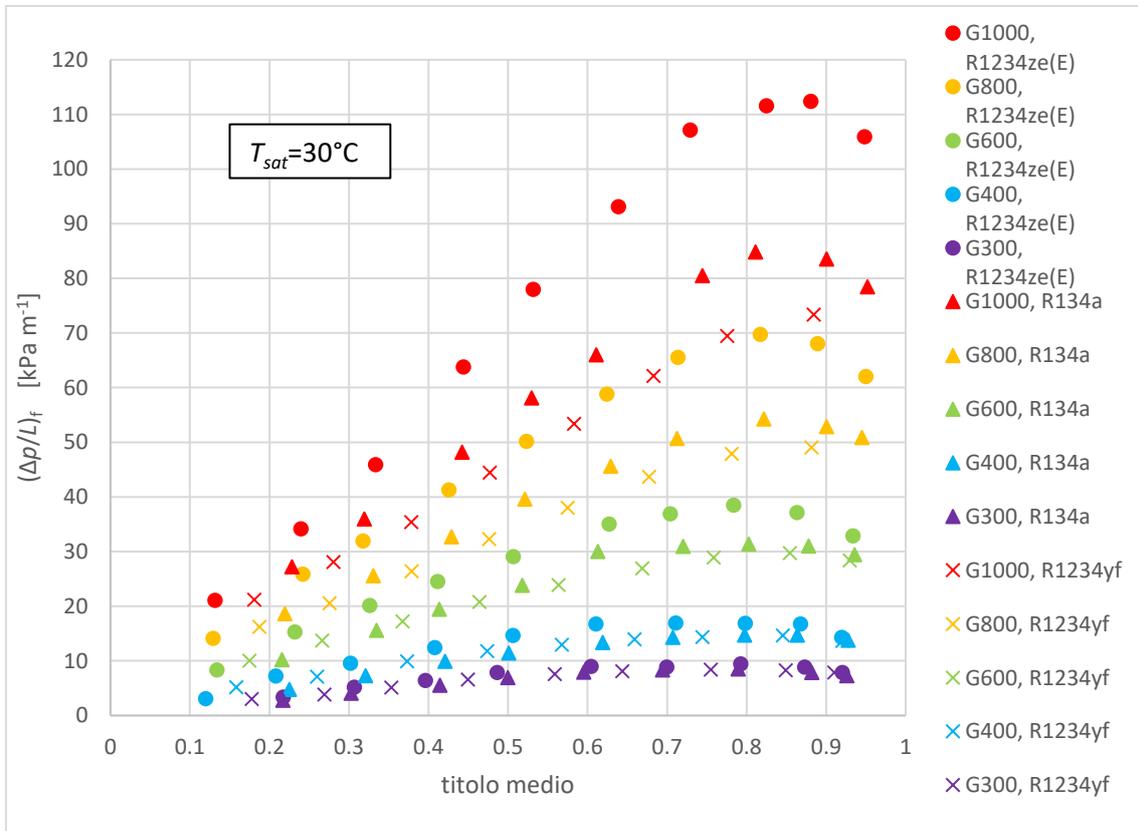


Figura 5-28 confronto tra il gradiente di pressione per attrito in funzione del titolo medio per tubo microfin OD4 durante la condensazione dei refrigeranti R1234ze(E), R1234yf ed R134a, per le tutte le portate specifiche analizzate e ad una temperatura di saturazione pari a 30°C.

Da questo confronto si ricava che il refrigerante R1234ze(E) oltre a manifestare il più alto coefficiente di scambio termico, è soggetto anche alle perdite di carico per attrito più elevate, mentre si ha esattamente l'opposto per l'R1234yf. Ai bassi titoli, indipendentemente dalla portata specifica, le differenze tra i 3 fluidi sembrano assottigliarsi, mentre risultano più marcate con l'aumento del titolo. Tuttavia gli andamenti sono molto simili, qualsiasi refrigerante si consideri.

5.2.8.2 Confronto con temperatura di saturazione di 40°C

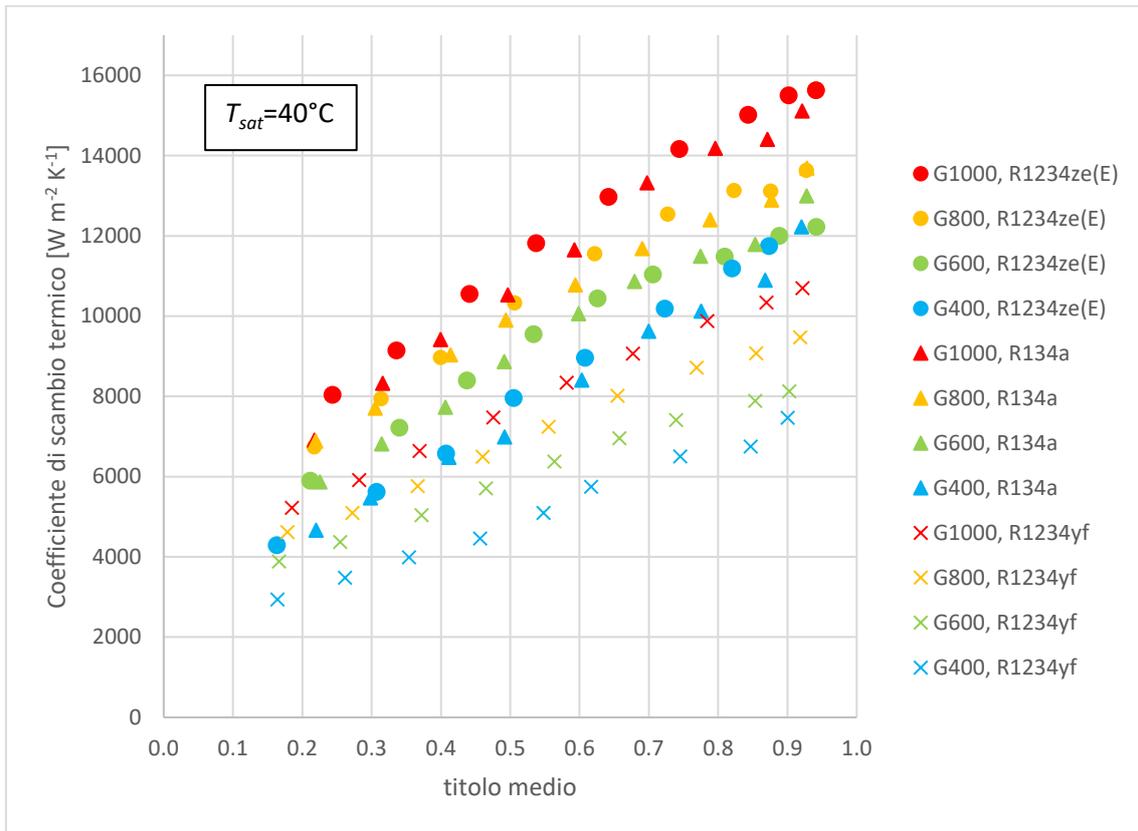


Figura 5-29 confronto tra i coefficienti di scambio termico in funzione del titolo medio in tubo microfin OD4 durante la condensazione dei refrigeranti R1234ze(E), R1234yf ed R134a, per le tutte le portate specifiche analizzate e ad una temperatura di saturazione pari a 40°C.

Come anticipato dopo questa visione globale si propongono una serie di confronti a parità di portata specifica.

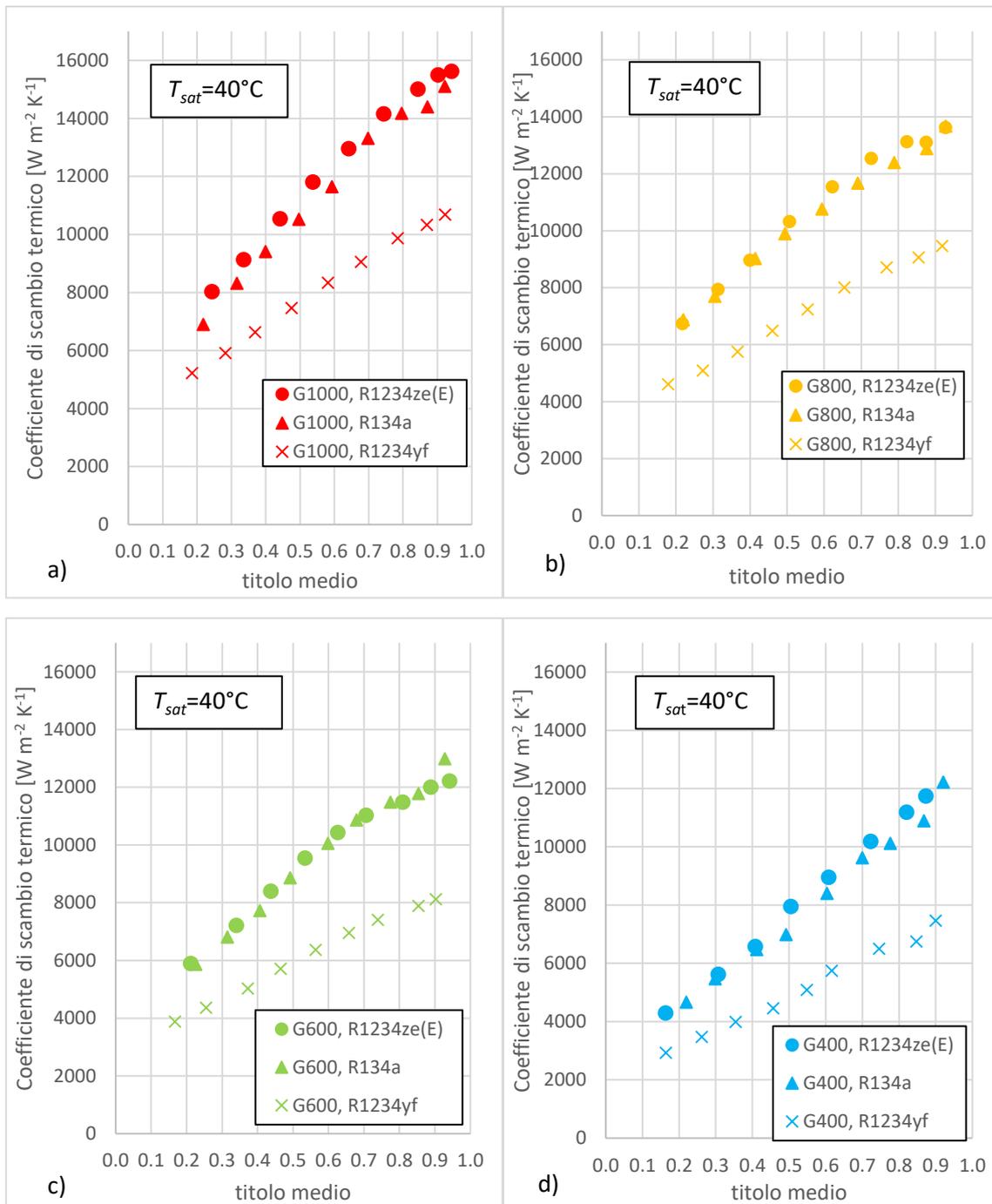


Figura 5-30 confronto tra i coefficienti di scambio termico in funzione del titolo medio in tubo microfin OD4 durante la condensazione dei refrigeranti R1234ze(E), R1234yf e R134a, con portata specifica di $1000 kg m^{-2} s^{-1}$ (a), $800 kg m^{-2} s^{-1}$ (b), $600 kg m^{-2} s^{-1}$ (c), $400 kg m^{-2} s^{-1}$ (d) e ad una temperatura di saturazione pari a $40^\circ C$.

Osservando Figura 5-30 si ricava che aumentando la temperatura di saturazione da $30^\circ C$ a $40^\circ C$ le differenze in termini di coefficienti di scambio termico tra R1234ze(E) e R134a si riducono ulteriormente, e questo accade per tutte le portate specifiche, con particolare evidenza per $G=600 kg m^{-2} s^{-1}$. A tale temperatura di saturazione le differenze tra le proprietà dei due fluidi, consultabili in Tabella 5-4, sono ancora meno marcate:

	ρ_G [kg m ⁻³]	λ_L [mW m ⁻¹ K ⁻¹]	Pr _L
R1234ze(E)	40.47	73.66	3.28
R134a	49.87	74.78	3.24
R1234yf	57.52	64.58	2.94

Tabella 5-4 alcune proprietà dei 3 refrigeranti confrontati, riferite alla temperatura di 40°C

Anche in questo caso invece sono chiare le prestazioni inferiori offerte dal R1234yf.

Considerando le perdite di carico si ha invece Figura 5-31, dalla quale emerge che sotto questo punto di vista il fluido meno penalizzato risulta essere il R1234yf, mentre il più penalizzato è lo R1234ze(E). Da questo punto di vista dunque si può affermare che, considerando esclusivamente le prestazioni termofluidodinamiche, il refrigerante migliore è l'R134a poiché garantisce coefficienti di scambio termico analoghi a quelli del R1234ze(E) ma al contempo presenta anche perdite di carico più basse di quest'ultimo. Si ricorda tuttavia che al giorno d'oggi non è più possibile un confronto tra i diversi refrigeranti senza considerare anche il loro impatto ambientale, e sotto questo aspetto l'R134a risulta essere molto penalizzato.

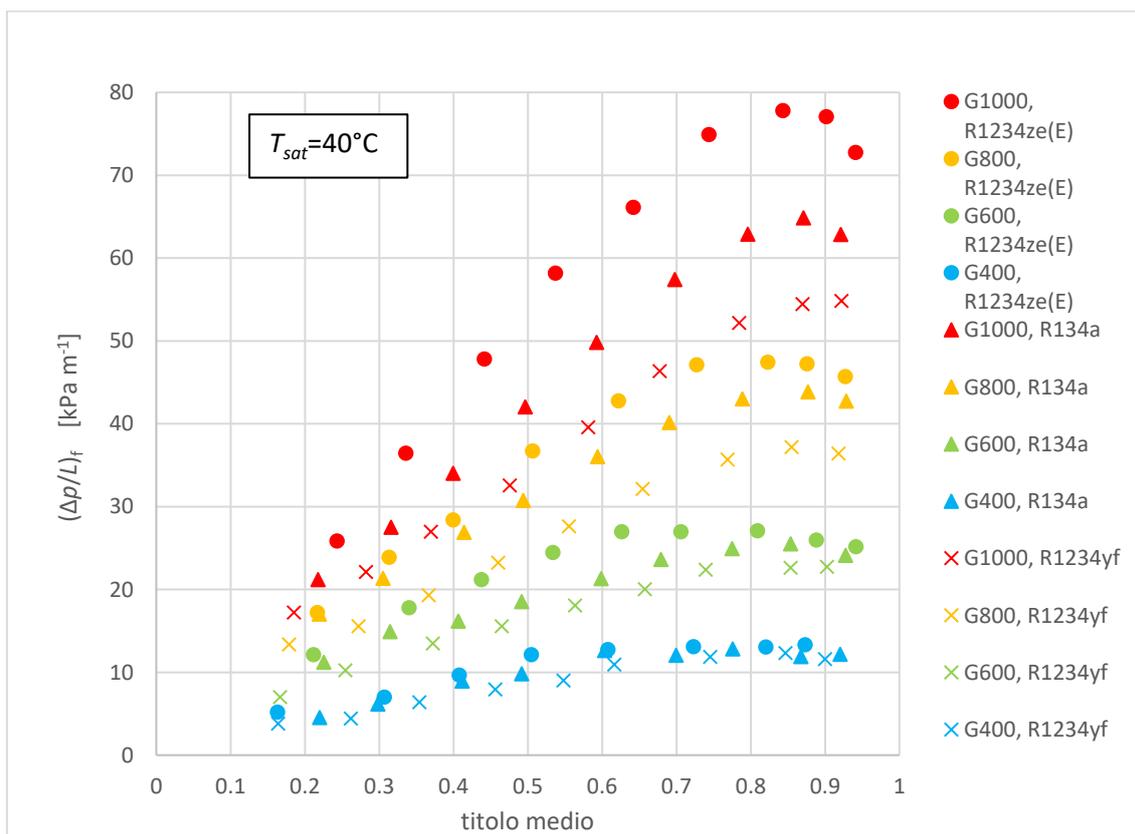


Figura 5-31 confronto tra il gradiente di pressione per attrito per tubo microfin OD4 con temperatura di saturazione pari a 40°C.

5.3 Prove in vaporizzazione

Per tutte queste prove si è fissata una temperatura di saturazione pari a 20°C, e si sono utilizzate portate specifiche riferite all'apice dell'aletta pari a 400, 600 e 800 kg m⁻² s⁻¹.

Tutti i punti rientrano nella zona di deflusso anulare, come si vede da Figura 5-32.

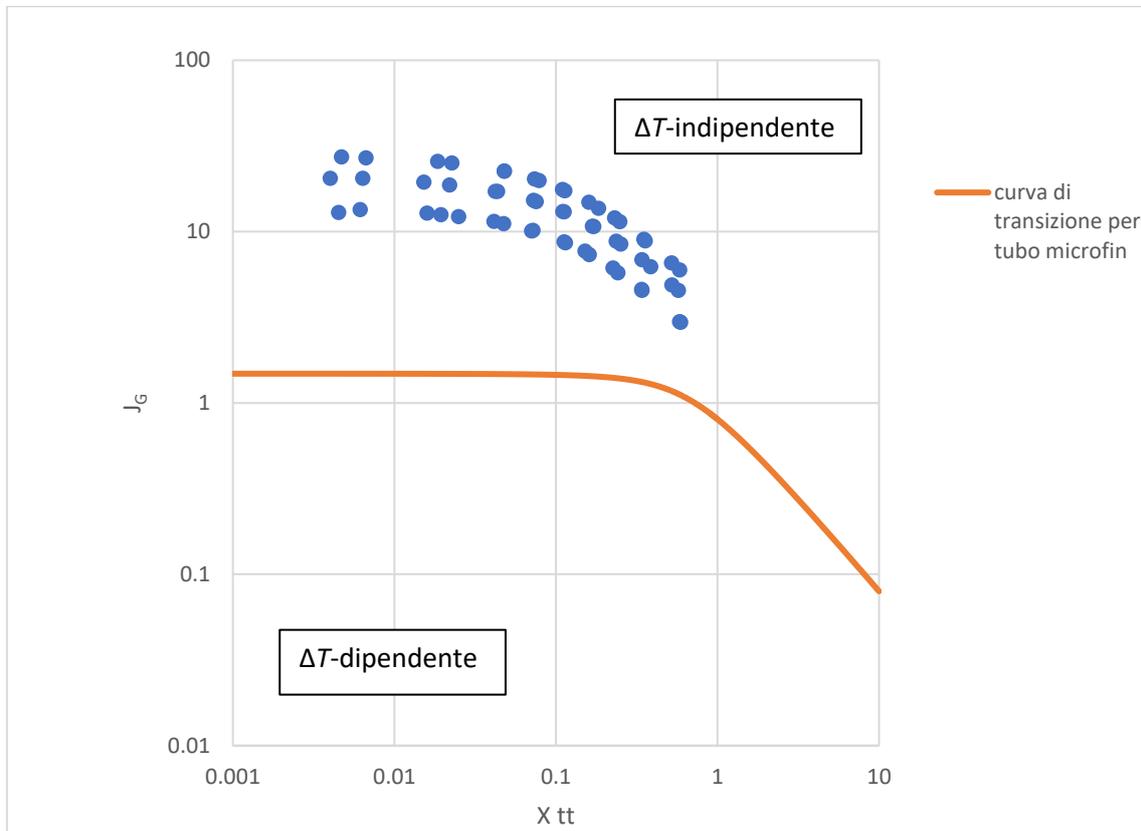


Figura 5-32 mappa di deflusso di Cavallini et al. [3] per le prove condotte durante la vaporizzazione di R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione pari a 20°C.

Si sono inoltre considerati due flussi specifici differenti pari a 20 kW m⁻² e a 40 kW m⁻², tali valori sono stati calcolati con riferimento al diametro esterno del tubo. Per evidenziare un eventuale effetto della portata si propone nel seguito un confronto dei risultati ottenuti a parità di flusso termico specifico:

5.3.1 Prove con flusso termico specifico di 20 kW m⁻²

I risultati di tali prove sono mostrati in Figura 5-33

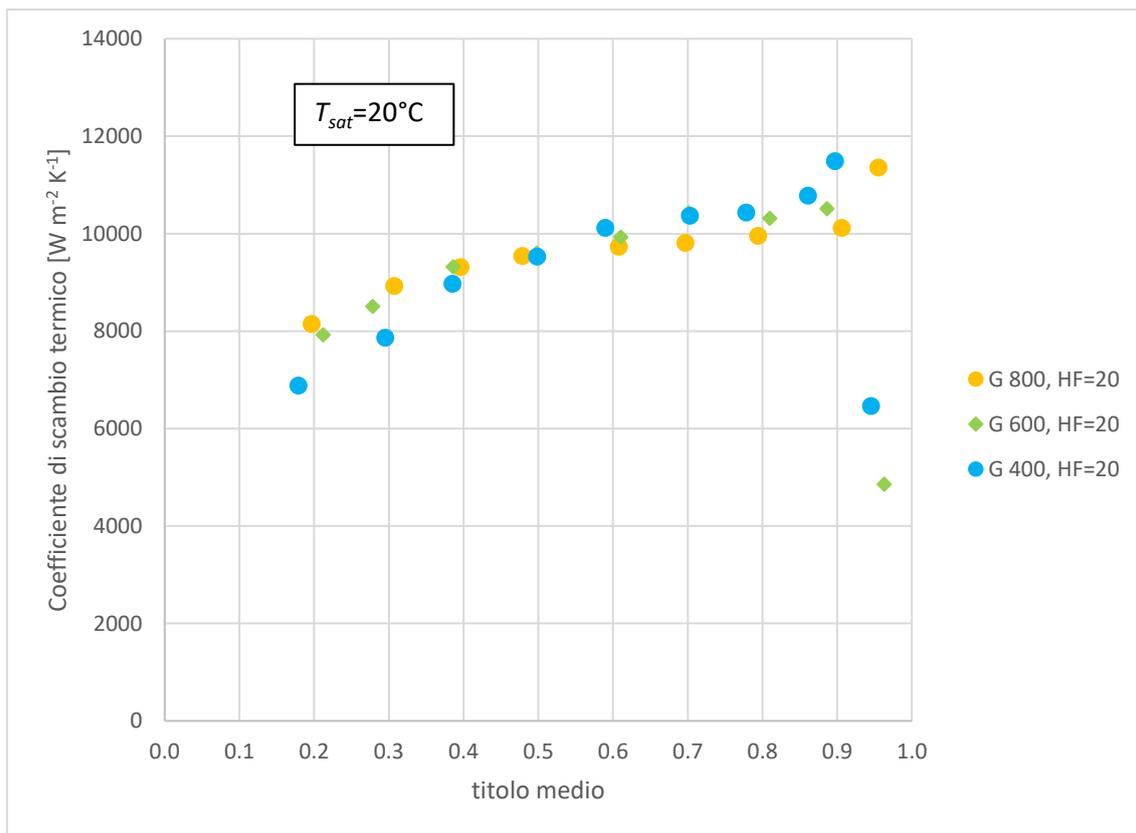


Figura 5-33 andamento dei coefficienti di scambio termico in funzione del titolo medio durante la vaporizzazione di R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione pari a $20^{\circ}C$ e con un flusso termico specifico pari a $20 kW m^{-2}$.

Vista l'anomalia rispetto a quanto previsto dal punto di vista teorico, ossia il fatto che non sia visibile un effetto dovuto alla portata specifica, specie ad alti titoli, è ragionevole ritenere che la causa di questo sia imputabile all'incertezza sperimentale, infatti si consideri Figura 5-34, nella quale vengono riproposti i dati di Figura 5-33 con evidenziazione delle barre di errore.

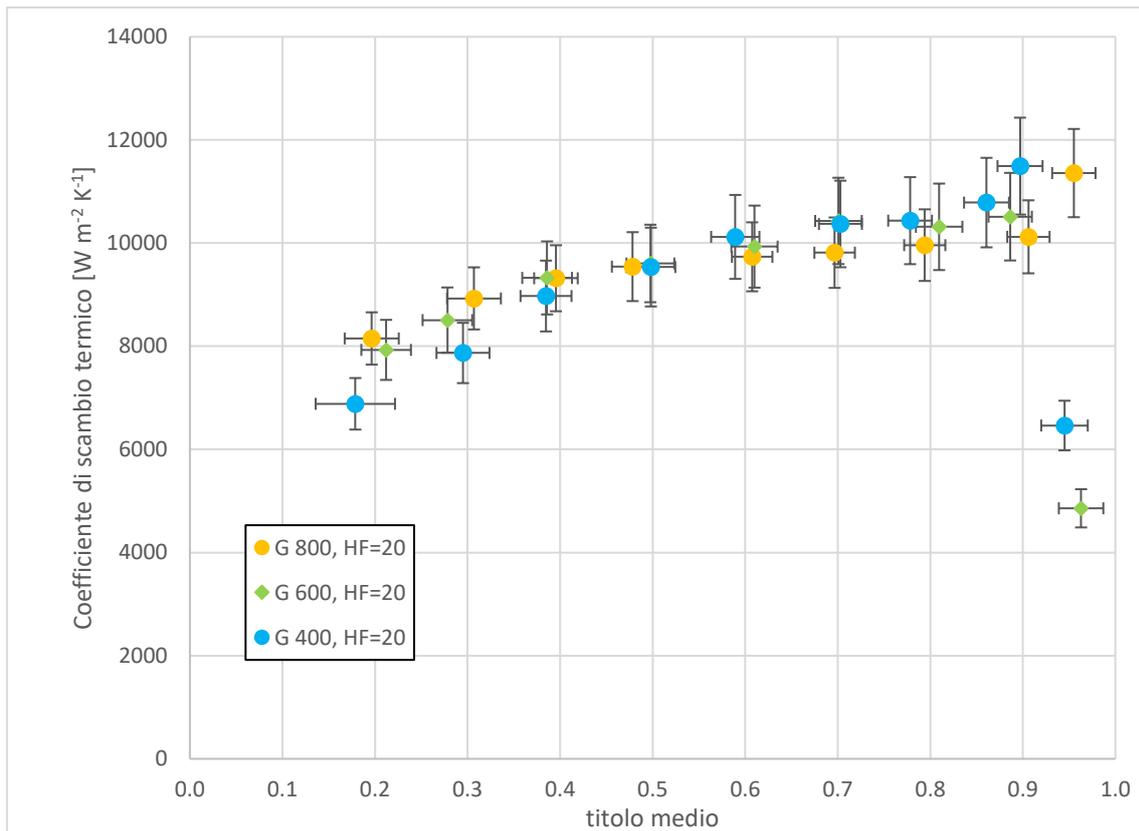


Figura 5-34 andamento dei coefficienti di scambio termico in funzione del titolo medio durante la vaporizzazione di R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione pari a 20°C e con un flusso termico specifico pari a 20 kW m⁻² con rappresentazione delle barre di errore.

Si noti che proprio ad alti titoli, l'incertezza sul coefficiente di scambio è più elevata e questo può "mascherare" un eventuale leggero effetto di portata.

Si osservi inoltre che per le portate specifiche di 400 e 600 kg m⁻² s⁻¹ rispettivamente a titolo medio 0.95 e 0.96 si assiste a un improvviso crollo del coefficiente di scambio termico, la motivazione di questo è da imputare al fenomeno del "dry out". Figura 5-35 riporta i gradienti di pressione in funzione del titolo medio di vapore.

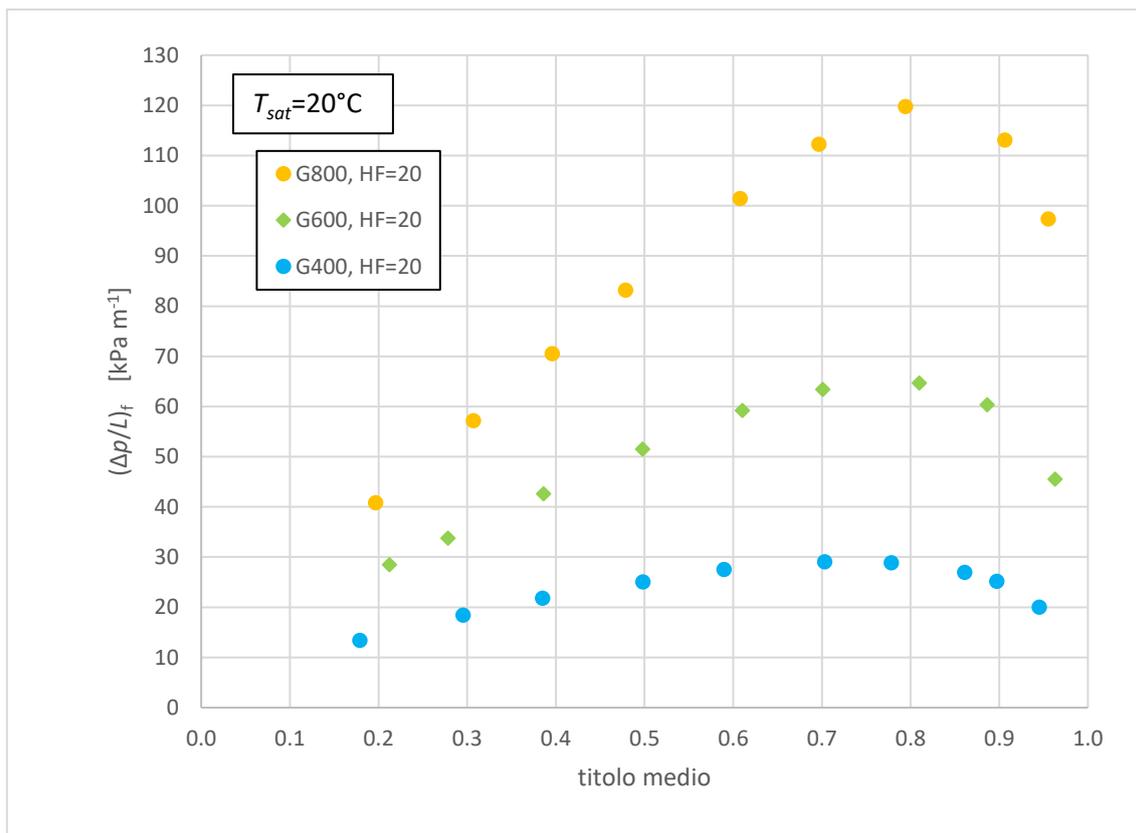


Figura 5-35 andamento del gradiente di pressione per attrito in funzione del titolo medio calcolato durante le prove in vaporizzazione di R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione pari a 20°C e con un flusso termico specifico pari a 20 kW m⁻².

Come per le prove in condensazione anche in questo caso si ha che ad una portata specifica maggiore corrisponde una perdita di carico maggiore. Anche l'andamento è lo stesso e le motivazioni sono le medesime.

L'incertezza percentuale media sul coefficiente di scambio termico è di ±7.52%, l'incertezza percentuale massima è pari a ±8.17% e quella minima è ±6.22%. L'incertezza media calcolata per il titolo medio è ±0.03, quella massima è ±0.04 e quella minima ±0.02.

5.3.2 Prove con flusso termico specifico di 40 kW m⁻²

I risultati sperimentali delle prove in vaporizzazione con un flusso termico specifico di 40 kW m⁻² sono riportati in Figura 5-36.

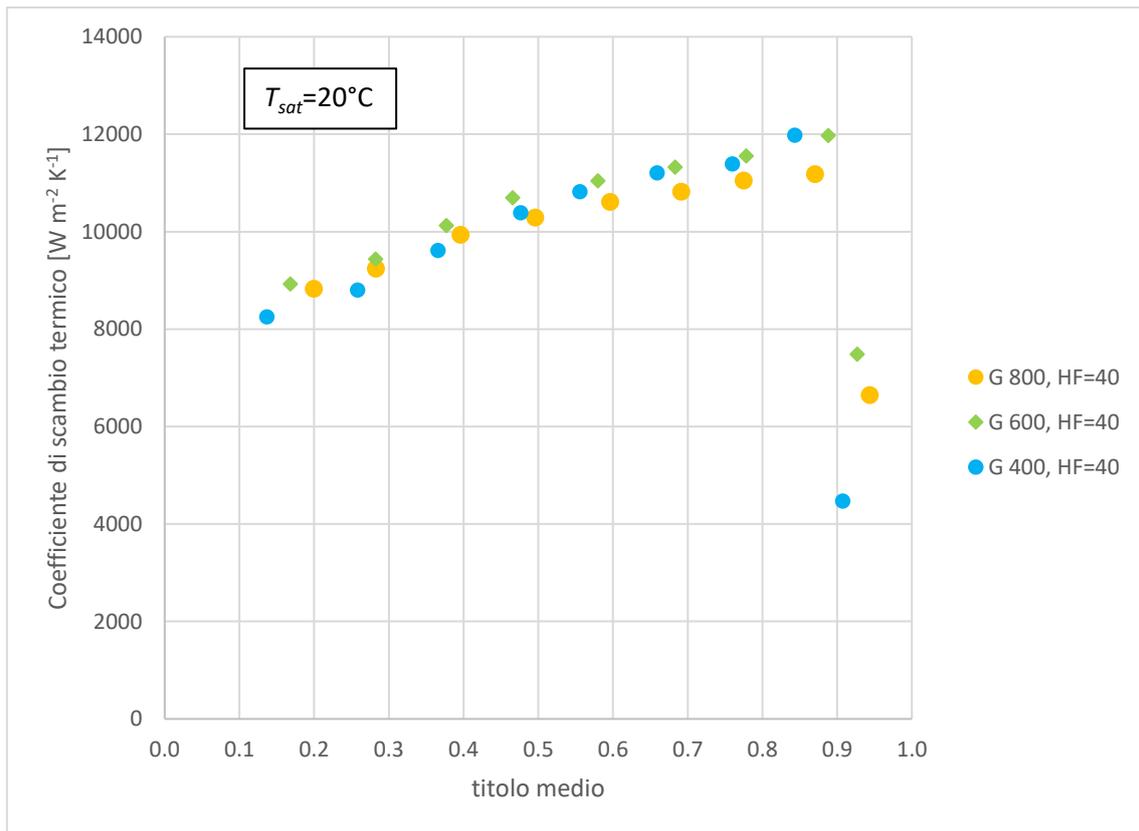


Figura 5-36 andamento dei coefficienti di scambio termico in funzione del titolo medio durante la vaporizzazione di R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione pari a 20°C e con un flusso termico specifico pari a 40 kW m⁻².

Anche in questo caso non è sostanzialmente visibile un effetto dovuto alla portata specifica e questo può essere attribuito al fatto che essendo il flusso termico specifico piuttosto elevato (40 kW m⁻²) si avrà un importante contributo dovuto all'ebollizione nucleata. Chiaramente il coefficiente di scambio termico che si ricava sperimentalmente è quello globale, dovuto quindi sia alla vaporizzazione convettiva, sia all'ebollizione nucleata, in questo senso non si ha una stima dei due singoli contributi. Tuttavia alcune considerazioni verranno espone dopo che saranno stati presentati opportuni modelli che mirano a descrivere in forma analitica questi aspetti.

Come per le prove con flusso termico specifico di 20 kW m⁻² si tenga presente che anche l'incertezza sperimentale gioca un ruolo importante, anche se in questo caso essa è più contenuta, come si vede da Figura 5-37.

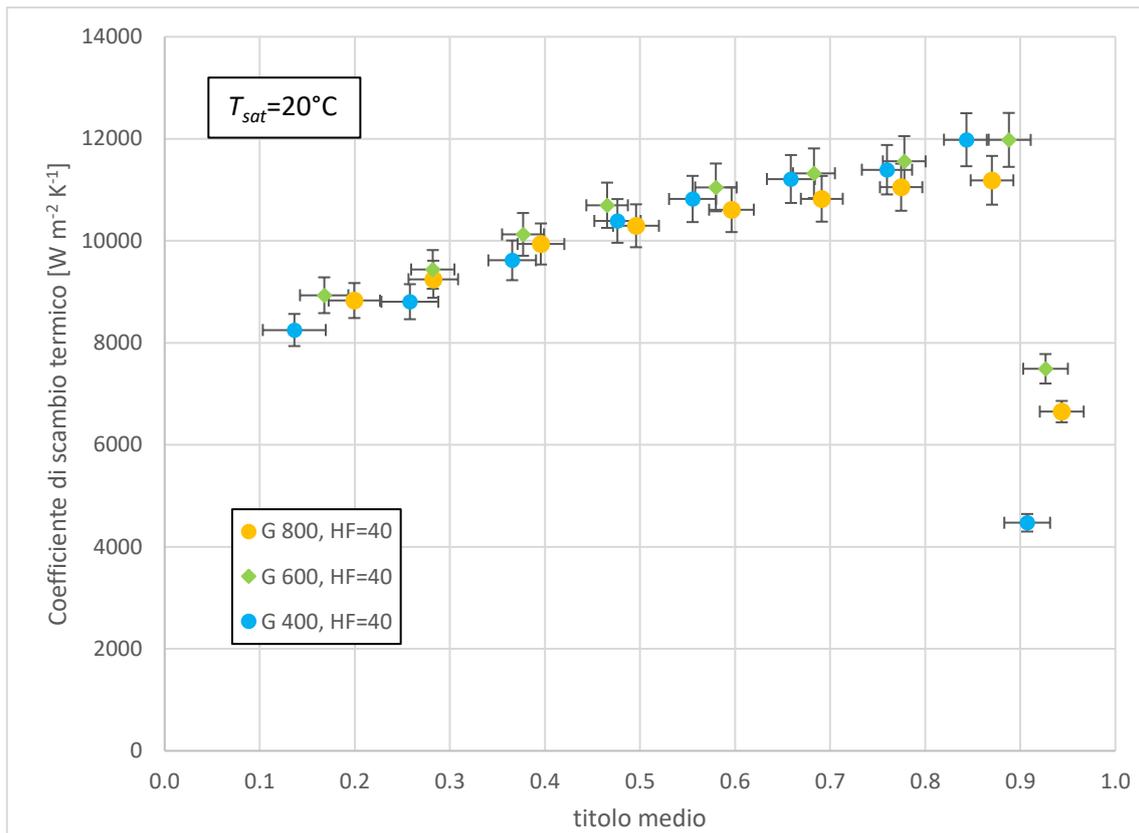


Figura 5-37 andamento dei coefficienti di scambio termico in funzione del titolo medio durante la vaporizzazione di R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione pari a 20°C e con un flusso termico specifico pari a 40 kW m⁻² con rappresentazione delle barre di errore.

Come per i risultati precedenti inoltre si assiste al drastico calo del coefficiente di scambio termico imputabile al “dry out”. Per le perdite di carico l’andamento è conforme a quanto esposto in precedenza; come mostrato nella seguente figura.

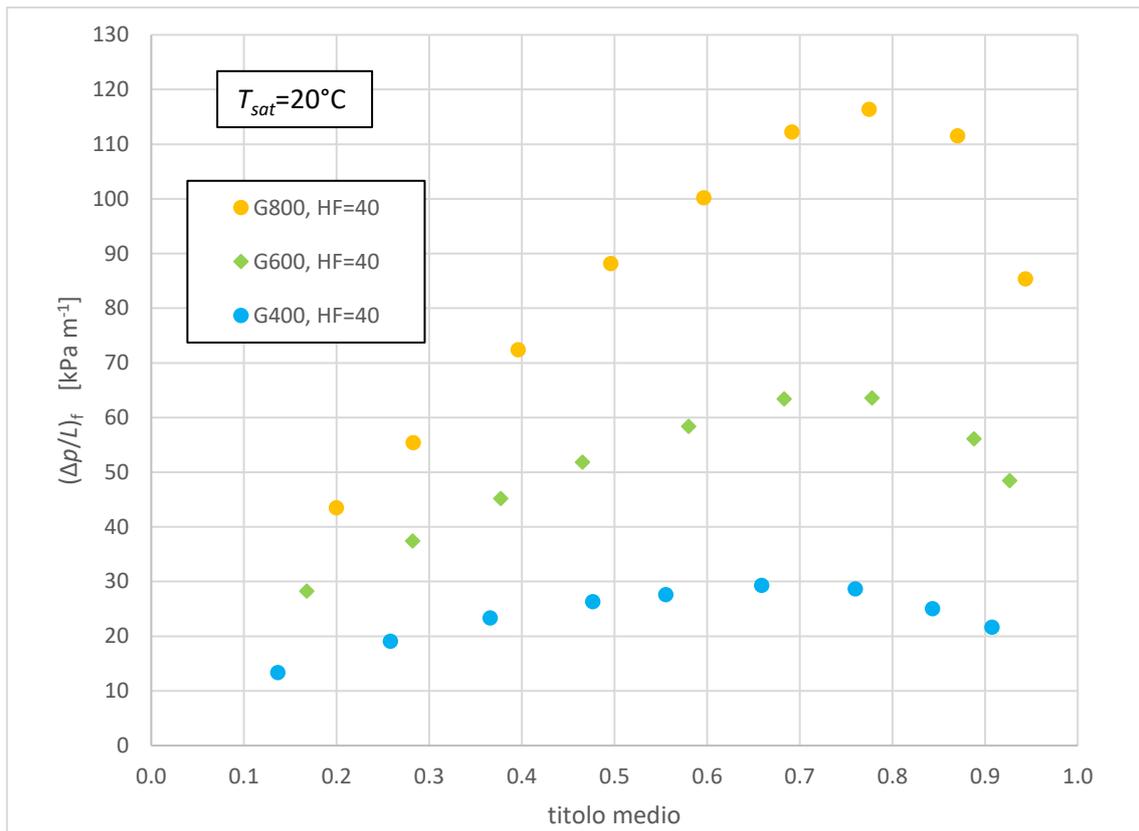


Figura 5-38 andamento del gradiente di pressione per attrito in funzione del titolo medio calcolato durante le prove in vaporizzazione di R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione pari a 20°C e con un flusso termico specifico pari a 40 kW m⁻².

L'incertezza percentuale media sul coefficiente di scambio termico è di ±4.07%, l'incertezza percentuale massima è pari a ±4.41% e quella minima è ±3.15%. Mentre l'incertezza media calcolata per il titolo medio è ±0.02, quella massima è ±0.03 e quella minima ±0.02.

5.3.3 Confronto tra i dati ottenuti con un flusso termico specifico di 20 kW m⁻² e 40 kW m⁻²

Si propongono ora una serie di confronti a parità di portata specifica per evidenziare l'influenza del flusso termico specifico.

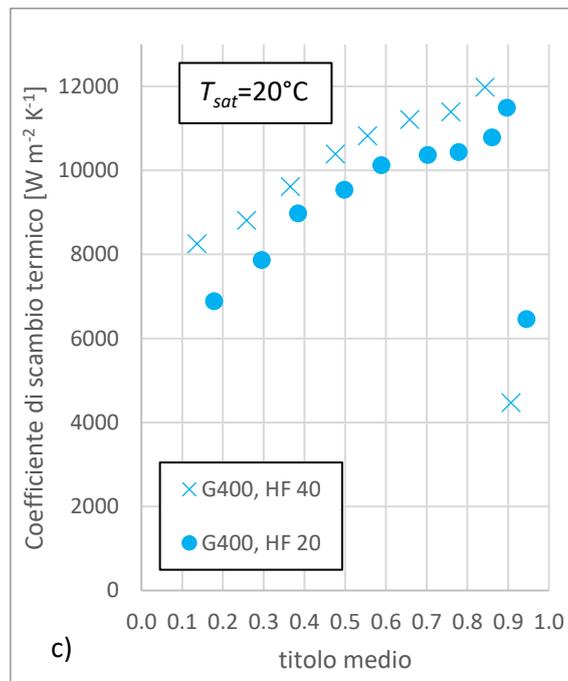
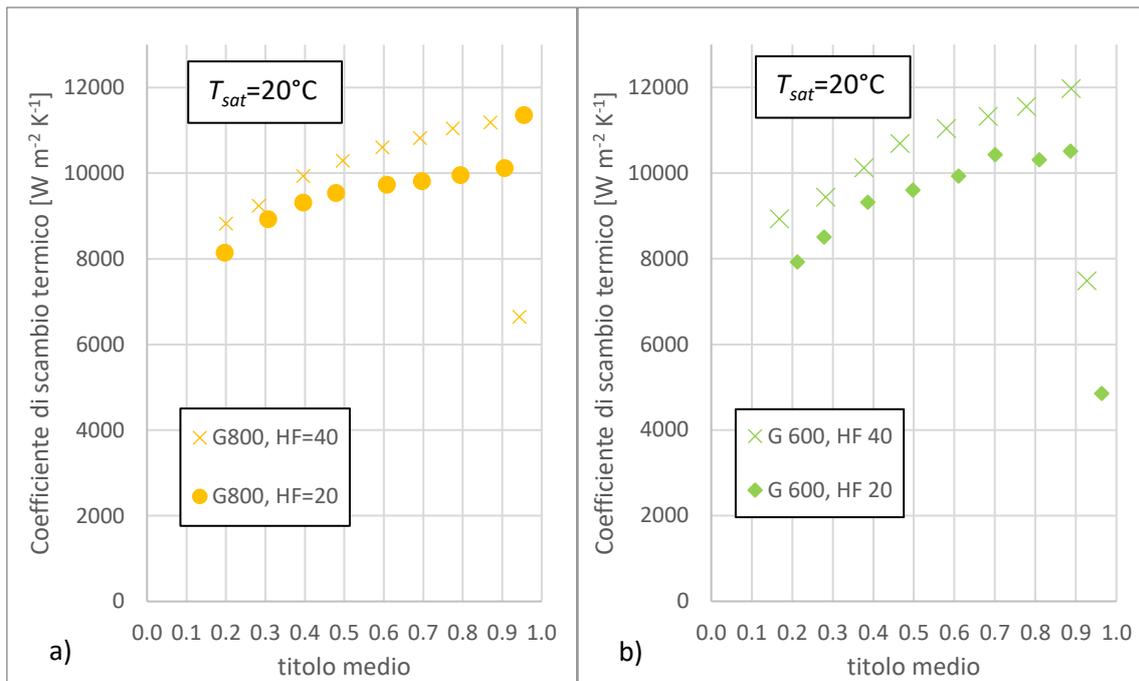


Figura 5-39 confronto per le portate specifiche di $800 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (a), $600 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (b), $400 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (c) tra l'andamento dei coefficienti di scambio termico in funzione del titolo medio durante la vaporizzazione di R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione pari a 20°C , con un flusso termico specifico pari a 20 e 40 kW m^{-2} .

Da Figura 5-39 si desume che fatta eccezione per i punti nei quali si assiste al “dry out” per tutte le portate specifiche considerate per un dato titolo il coefficiente di scambio termico che si ottiene impostando un flusso termico di 20 kW m^{-2} è inferiore a quello ottenuto con un flusso termico specifico di 40 kW m^{-2} . La causa di questo è dovuta al fatto che aumentando il flusso termico aumenta l’ebollizione nucleata.

Le perdite di carico per unità di lunghezza sono mostrate in Figura 5-40.

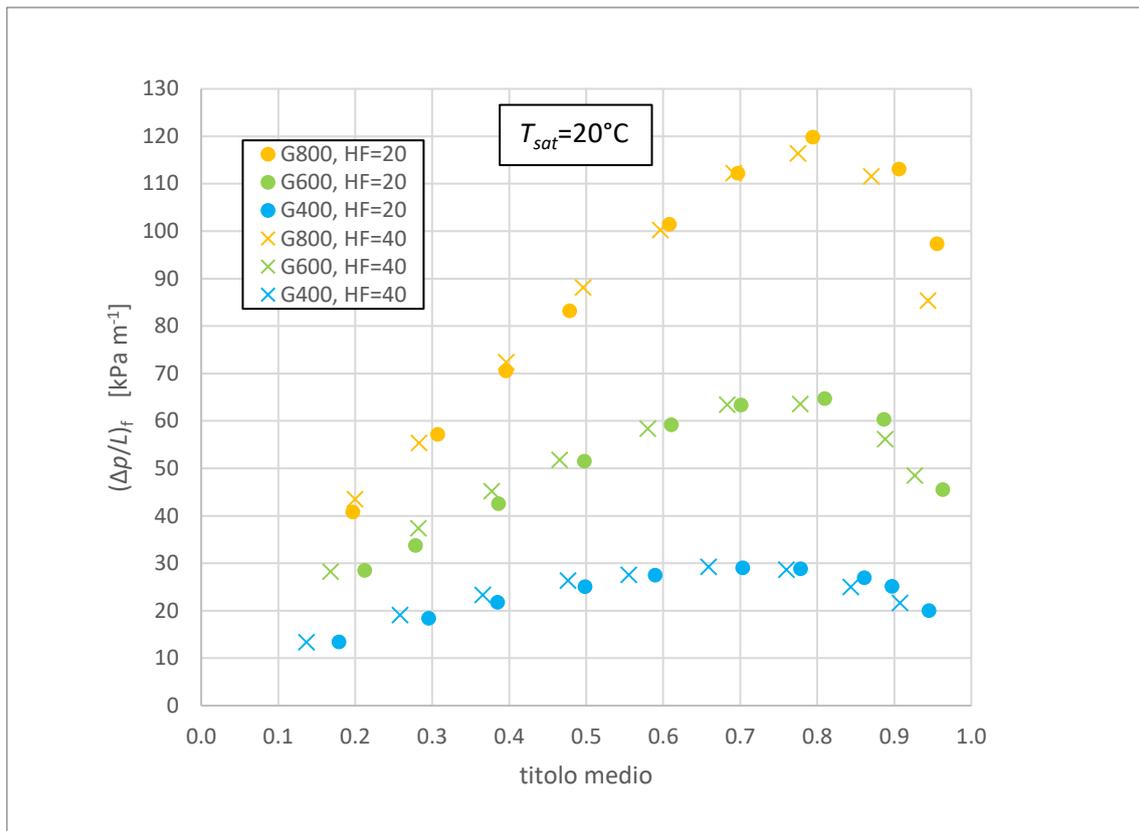


Figura 5-40 confronto tra l'andamento del gradiente di pressione per attrito in funzione del titolo medio calcolato durante le prove in vaporizzazione di R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione pari a 20°C, con un flusso termico specifico pari a 20 e 40 kW m⁻² per le diverse portate specifiche.

Emerge che non vi è in pratica alcuna differenza significativa in termini di gradiente di pressione al variare del flusso, indipendentemente dalla portata specifica presa in esame.

6 Modelli

6.1 Modelli per il coefficiente di scambio termico in condensazione

6.1.1 Modello di Cavallini et al. [48] del 1999

Il modello è stato sviluppato per il calcolo del coefficiente di scambio termico all'interno di tubi microaletti, sia per fluidi puri sia per miscele. I calcoli sono riferiti al diametro all'apice dell'aletta. Il confronto operato dagli autori con circa 300 punti sperimentali ha mostrato una deviazione media assoluta del 15%. In tale confronto si sono utilizzati punti ricavati da prove sperimentali in tubi con diametro all'apice dell'aletta tra 6.14 mm e 15.87 mm e nelle quali la temperatura di saturazione è stata fissata tra 23.8°C e 61°C, titolo compreso tra 0 e 1, e portate specifiche nel campo 80-868 kg m⁻² s⁻¹. Il range operativo del modello in questione è il seguente:

- $Re_{eq} > 15000$
- $Pr_L = 3 \div 6.5$
- $BoFr = 0.3 \div 508$

Le correlazioni proposte sono:

$$Nu = \frac{\alpha D_{ft}}{\lambda_L} = 0.05 Re_{eq}^{0.8} Pr_L^{\frac{1}{3}} Rx^s (BoFr)^t \quad 6.1$$

con gli esponenti s e t che se come nel caso in esame ($h/D_{ft} < 0.04$) valgono rispettivamente 2 e -0.26.

$$Re_{eq} = \frac{4\dot{m} \left[1 - x + x \left(\frac{\rho_L}{\rho_G} \right)^{0.5} \right]}{\pi D_{ft} \mu_L} \quad 6.2$$

$$Pr_L = \frac{\mu_L c_{p,L}}{\lambda_L} \quad 6.3$$

$$Rx = \left\{ \frac{2hn_g \left[1 - \sin\left(\frac{\gamma}{2}\right) \right]}{\pi D \cos\left(\frac{\gamma}{2}\right)} + 1 \right\} \frac{1}{\cos\beta} \quad 6.4$$

Il parametro Rx serve a valutare l'effetto derivante dall'incremento dell'area di scambio e dell'angolo d'elica con cui sono realizzate le microalette.

Il numero di Bond tiene conto dell'effetto della tensione superficiale ed è così definito:

$$Bo = \frac{g\rho_L h \pi D_{ft}}{8\sigma n} \quad 6.5$$

$$Fr = \frac{u_{GO}^2}{g D_{ft}} \quad 6.6$$

$$u_{GO} = \frac{G}{\rho_G \varepsilon}$$

6.7

Le seguenti figure mostrano i confronti tra i valori sperimentali e i valori stimati dalla correlazione.

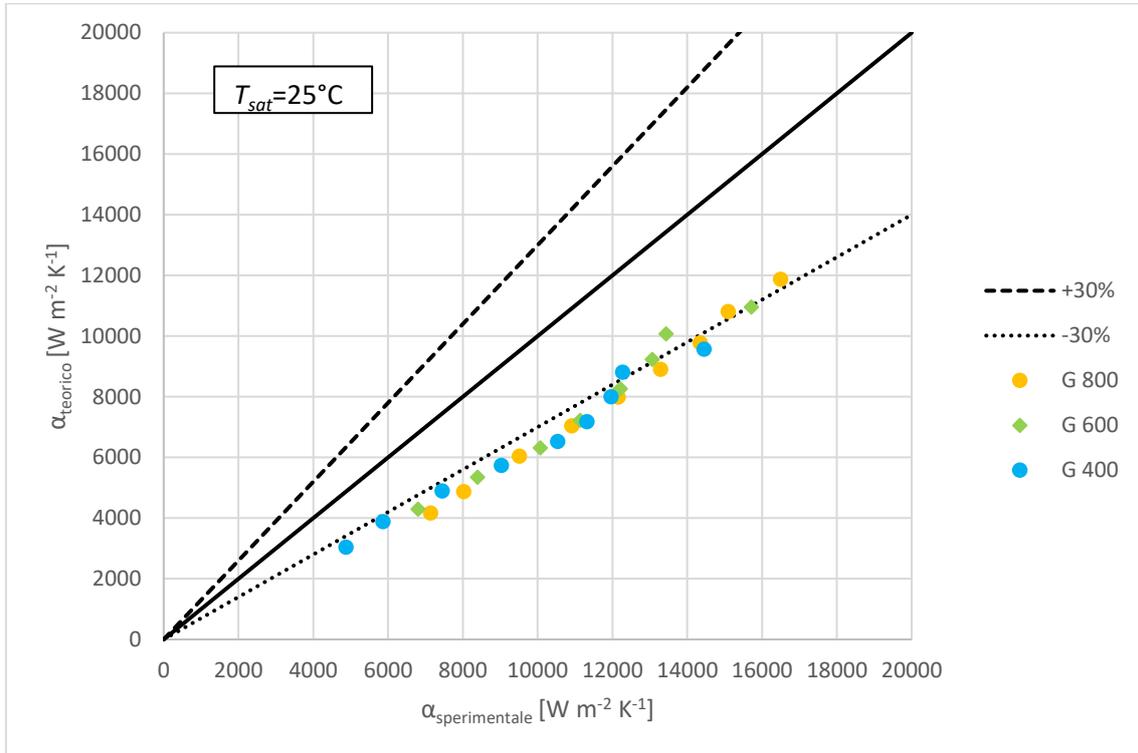


Figura 6-1 confronto tra il coefficiente di scambio termico sperimentale e quello valutato con il modello di Cavallini et al. [48] per la condensazione di R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione di 25°C.

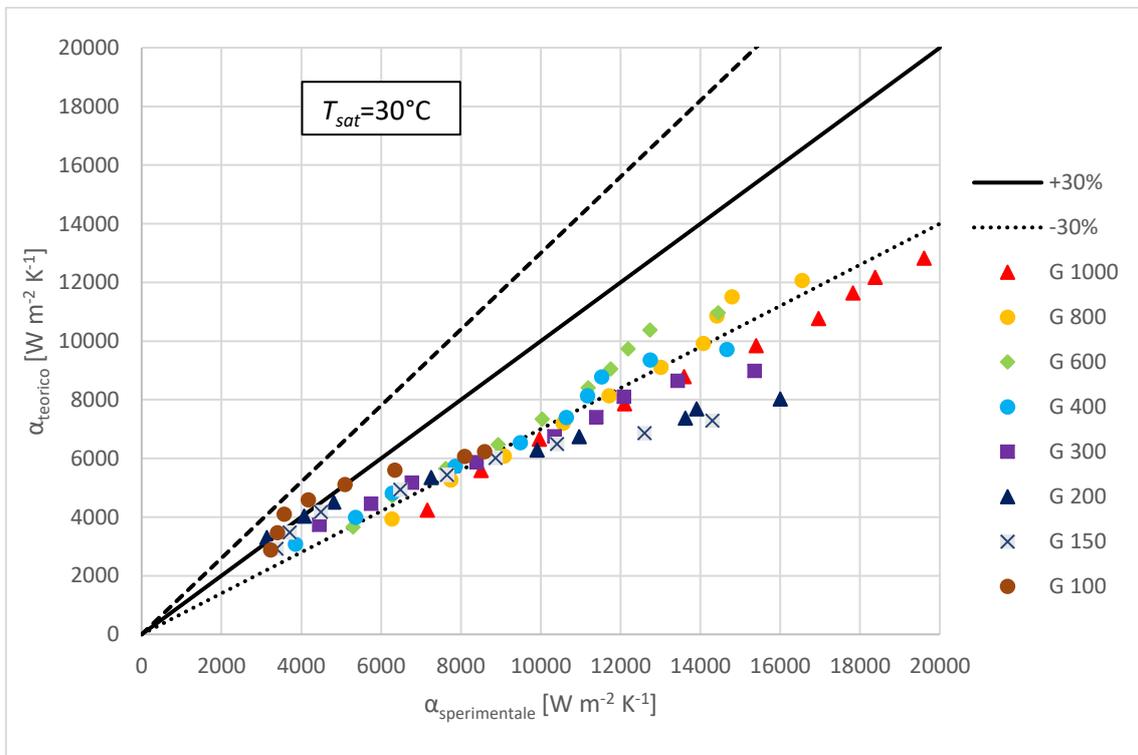


Figura 6-2 confronto tra il coefficiente di scambio termico sperimentale e quello valutato con il modello di Cavallini et al. [48] per la condensazione di R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione di 30°C.

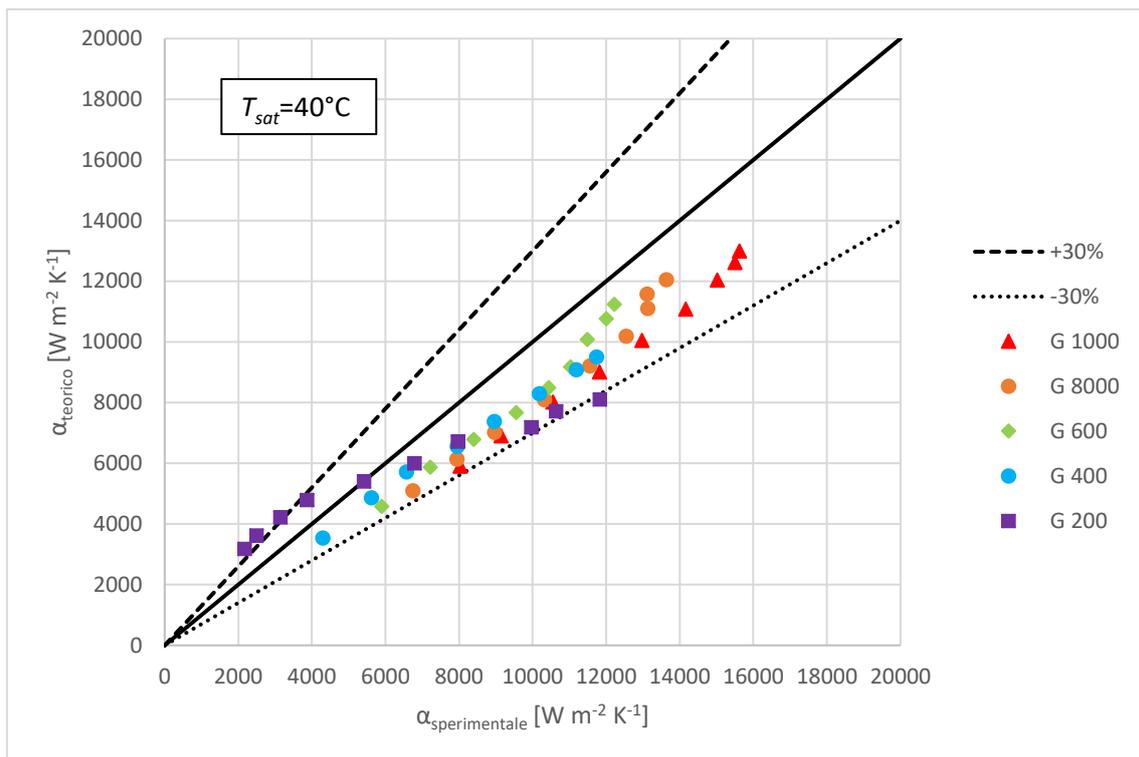


Figura 6-3 confronto tra il coefficiente di scambio termico sperimentale e quello valutato con il modello di Cavallini et al. [48] per la condensazione di R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione di 40°C.

Il modello è stato applicato a tutti i punti sperimentali, anche se per le portate inferiori di 300 $kg m^{-2} s^{-1}$ si hanno molti dati che non rientrano nel campo di applicabilità definito dagli autori poiché $Re_{eq} < 15000$. Come è lecito aspettarsi dunque da Figura 6-1, Figura 6-2 e Figura 6-3 si può notare che il modello porge i migliori risultati per le portate superiori a 400 $kg m^{-2} s^{-1}$, per le portate inferiori invece si nota un andamento non più lineare dei punti sperimentali, a prescindere dalla temperatura di saturazione considerata, e ciò è dovuto al fatto che come anticipato tali punti non ricadono nel campo di applicabilità del modello. Non si deve poi trascurare il fatto che il modello è stato sviluppato sulla base di dati ricavati usando tubi con diametro minimo all'apice dell'aletta di 6.14 mm, mentre nel caso in esame esso vale 3.4 mm. Per valutare il comportamento del modello a seconda della portata si consideri il seguente grafico, nel quale però vengono riportati solo i dati per i quali il modello risulta applicabile, e per tutte e 3 le diverse temperature di saturazione analizzate.

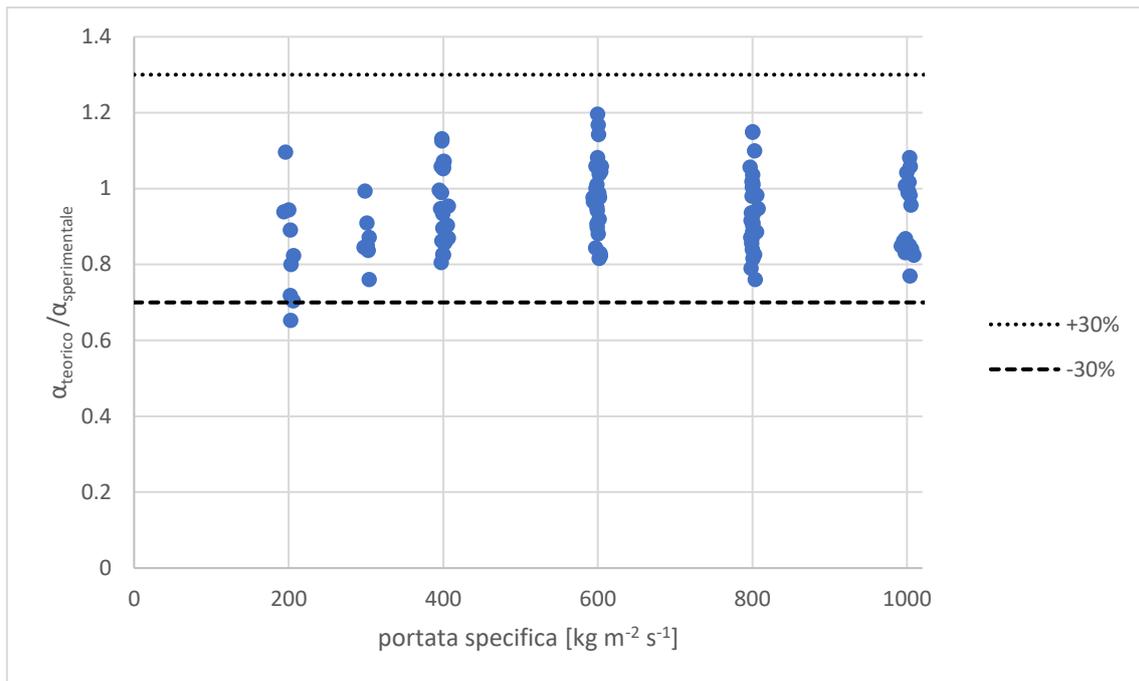


Figura 6-4 rapporto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Cavallini et al. [48] e quello sperimentale in funzione della portata specifica per la condensazione di R1234ze(E).

Anche da Figura 6-4 si vede come alle basse portate il modello presenti i risultati che più si discostano da quanto ricavato sperimentalmente, in particolare vi è una tendenza del modello a sottostimare il coefficiente di scambio termico. Nonostante questo solo un dato è sottostimato più del 30%, e ciò si ha per la portata più bassa, pari a $200 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Per considerare invece l'effetto del titolo si consulti Figura 6-5.

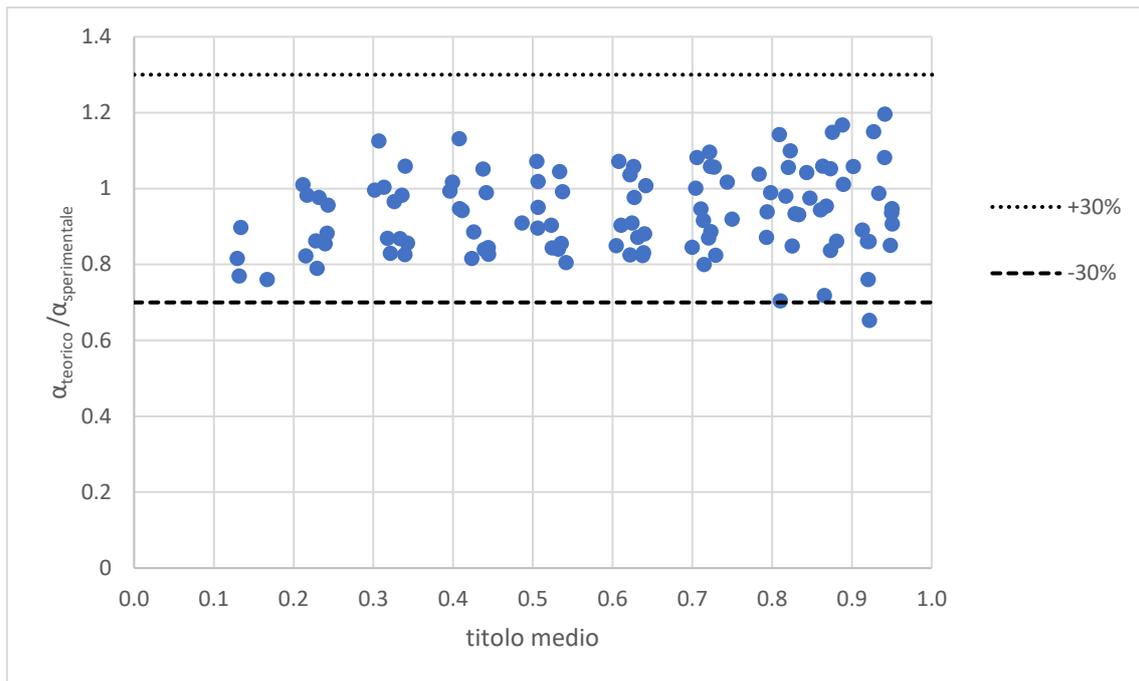


Figura 6-5 rapporto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Cavallini et al. [48] e quello sperimentale in funzione del titolo medio per la condensazione di R1234ze(E).

Si noti che, anche considerando l'effetto del titolo, il punto che è sottostimato di più del 30%, è relativo ad un titolo pari a 0.92.

Nel complesso il modello ha una deviazione relativa del -6.13%, una deviazione assoluta pari a 10.22%, la deviazione standard è 10.84%.

6.1.2 Modello di Cavallini et al. [4] del 2009

Il modello si applica per la condensazione in tubi microfin disposti orizzontalmente e per refrigeranti naturali, alogenati, fluidi puri e miscele quasi azeotropiche, ed è valido per i tubi nei quali sia verificata la condizione $h/D_{ft} < 0.04$ e aventi angolo d'elica compreso tra 0° e 30° . Gli autori affermano inoltre che il modello dovrebbe essere applicato a refrigeranti alogenati e anidride carbonica con pressione ridotta compresa tra 0.1 e 0.67, titolo tra 0 e 1, e portate specifiche nel range $90-900 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

Il coefficiente di scambio termico è definito con riferimento all'area di scambio termico di un tubo liscio avente diametro interno pari al diametro all'apice dell'aletta del tubo microfin. Esso è valutato come combinazione di 2 termini: uno per la zona ΔT -indipendente, α_A , e uno per la zona ΔT -dipendente, α_D ; si ha dunque:

$$\alpha = [\alpha_A^3 + \alpha_D^3]^{0.333} \quad 6.8$$

in cui:

$$\alpha_A = \alpha_{AS}AC \quad 6.9$$

con α_{AS} coefficiente di scambio termico convettivo per un tubo liscio, così calcolato:

$$\alpha_{AS} = \alpha_{LO} \left[1 + 1.128x^{0.817} \left(\frac{\rho_L}{\rho_G} \right)^{0.3685} \left(\frac{\mu_L}{\mu_G} \right)^{0.2363} \left(1 - \frac{\mu_G}{\mu_L} \right)^{2.144} Pr_L^{-0.1} \right] \quad 6.10$$

$$\alpha_{LO} = 0.023 \frac{\lambda_L}{D_{ft}} Re_{LO}^{0.8} Pr_L^{0.4} = 0.023 \frac{\lambda_L}{D_{ft}} \left(\frac{GD_{ft}}{\mu_L} \right)^{0.8} Pr_L^{0.4} \quad 6.11$$

A è un fattore che dipende dalle caratteristiche geometriche:

$$A = 1 + 1.119 Fr^{-0.3821} (Rx - 1)^{0.3586} \quad 6.12$$

$$Fr = \frac{G^2}{g D_{ft} (\rho_L - \rho_G)^2} \quad 6.13$$

Rx è dato dall'equazione 6.4

La costante C è così definita:

$$C=1 \text{ se } \frac{n_{opt}}{n_g} \geq 0.8 \quad 6.14$$

$$C = \left(\frac{n_{opt}}{n_g} \right)^{1.904} \text{ se } \frac{n_{opt}}{n_g} < 0.8 \quad 6.15$$

dove n_{opt} rappresenta il numero ottimale di alette, ed è dato dall'equazione 5.2.

Il coefficiente di scambio termico per la zona dipendente dal ΔT è invece così calcolato:

$$\alpha_D = C \left[2.4x^{0.1206} (Rx - 1)^{1.466} C_1^{0.6875} + 1 \right] \alpha_{D,S} + C(1 - x^{0.087}) Rx \alpha_{LO} \quad 6.16$$

$$\alpha_{D,S} = \frac{0.725}{1 + 0.741 \left[\frac{1-x}{x} \right]^{0.3321}} \left[\frac{\rho_L (\rho_L - \rho_G) g h_{LG} \lambda_L^3}{\mu_L D \Delta T} \right]^{0.25} \quad 6.17$$

$$C_1 = 1 \text{ se } J_G \geq J_G^* \quad 6.18$$

$$C_1 = \frac{J_G}{J_G^*} \text{ se } J_G < J_G^* \quad 6.19$$

J_G^* è dato dall'equazione 1.6

Dal confronto di questo modello con i dati ricavati sperimentalmente si ottiene quanto evidenziato in Figura 6-6, Figura 6-7 e Figura 6-8.

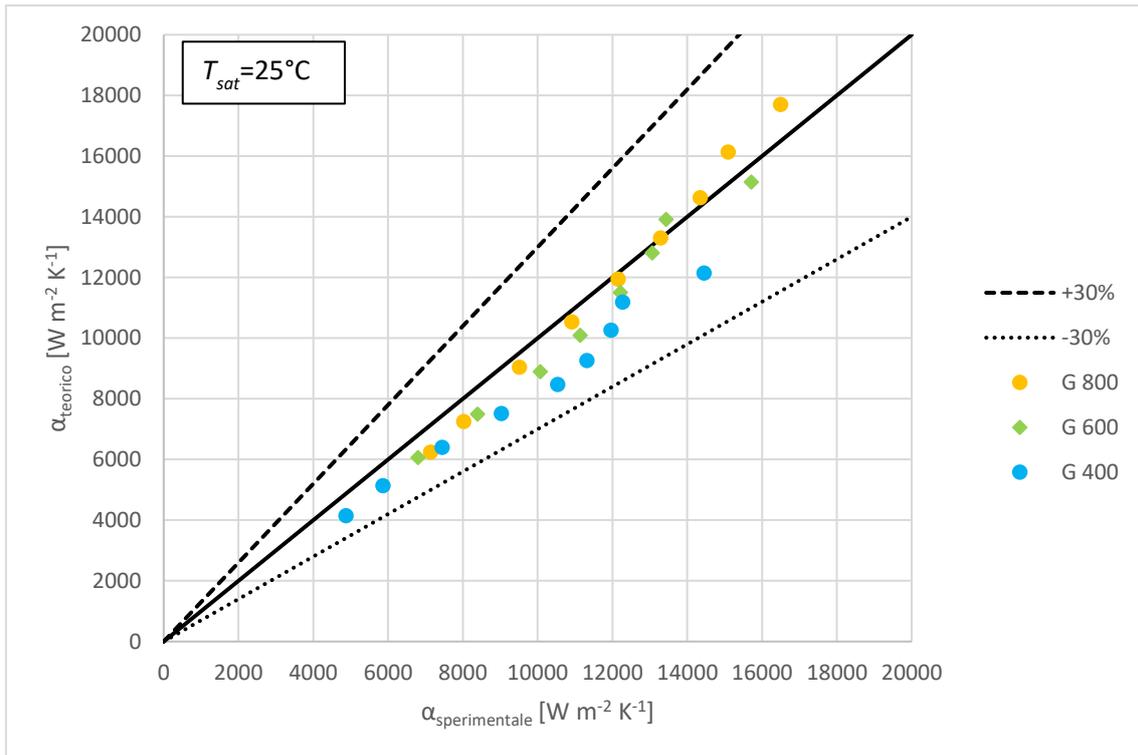


Figura 6-6 confronto tra il coefficiente di scambio termico sperimentale e quello valutato con il modello di Cavallini et al. [4] per la condensazione di R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione di 25°C.

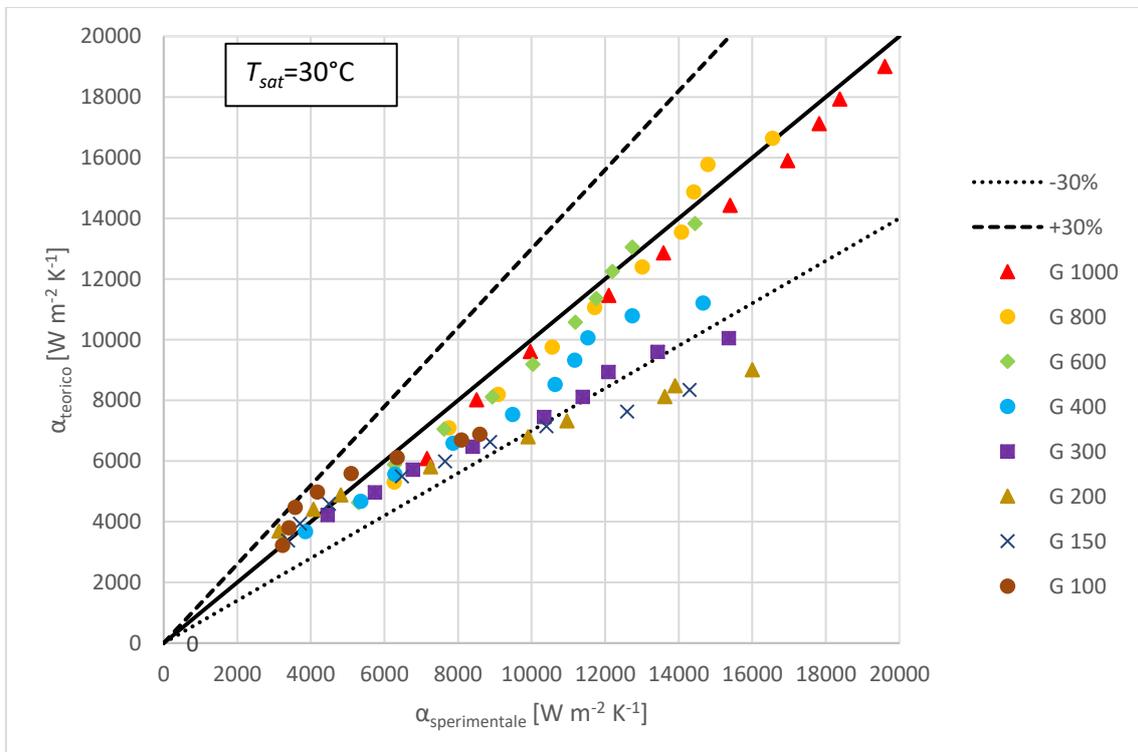


Figura 6-7 confronto tra il coefficiente di scambio termico sperimentale e quello valutato con il modello di Cavallini et al. [4] per la condensazione di R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione di 30°C.

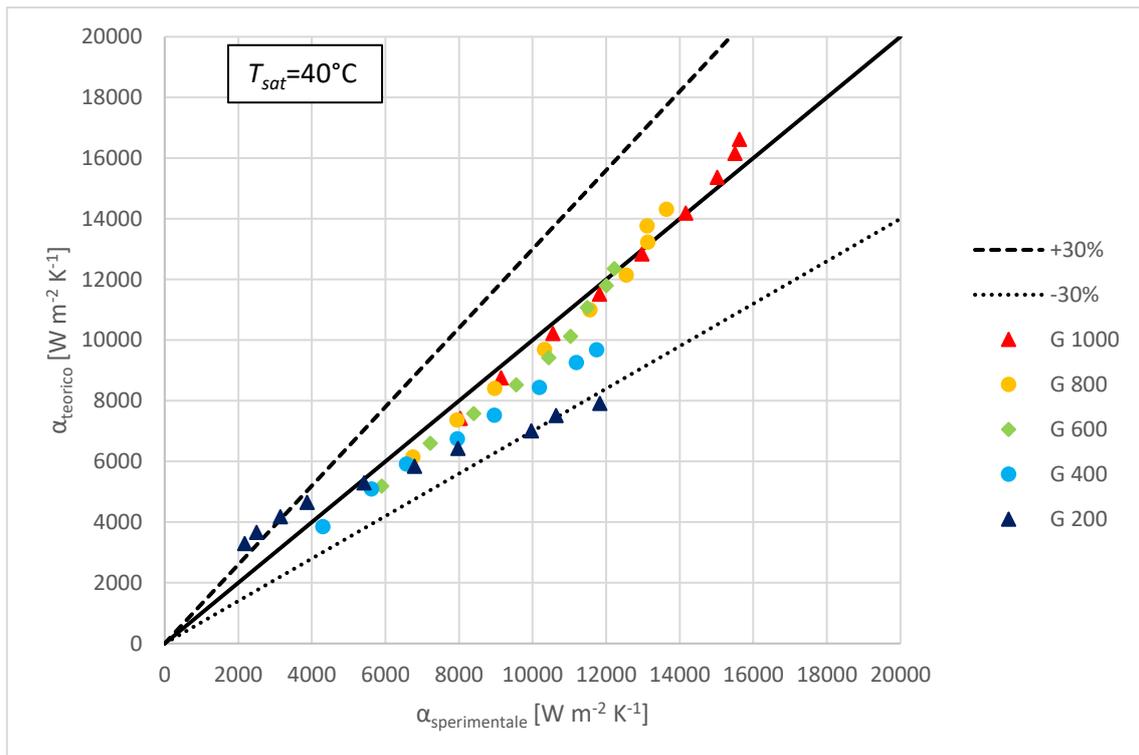


Figura 6-8 confronto tra il coefficiente di scambio termico sperimentale e quello valutato con il modello di Cavallini et al. [4] per la condensazione di R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione di 40°C.

Indipendentemente dalla temperatura di saturazione ciò che emerge è che il modello offre buoni risultati per portate specifiche elevate, infatti considerando le sole portate specifiche maggiori o uguali a $400 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e i punti per i quali il modello risulta applicabile la deviazione relativa è del 7.13%, la deviazione assoluta del 8.29% e la deviazione standard 6.92%, rispettivamente a fronte di: 10.78%, 21.92% e 23.71% che sono le deviazioni ottenute considerando le portate specifiche inferiori a $400 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Si può quindi affermare che al diminuire della portata aumenta la discrepanza tra il valore calcolato e il valore sperimentale. Per evidenziare meglio questo aspetto si presenta la Figura 6-9 nella quale sono riportati soltanto i dati che rientrano nel range applicativo del modello.

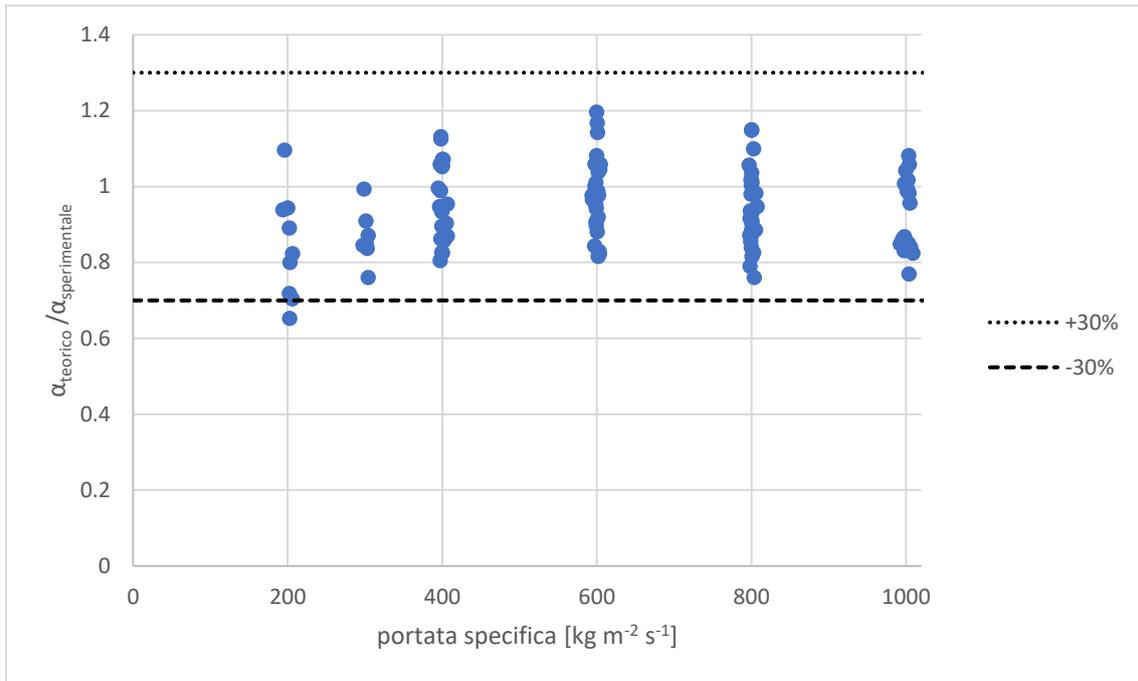


Figura 6-9 rapporto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Cavallini et al. [4] e quello sperimentale in funzione della portata specifica per la condensazione di R1234ze(E).

Oltre a quanto sottolineato si può constatare anche come a basse portate specifiche, (inferiori a 400 $\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$) i valori ottenuti dal modello siano sia sottostimati sia sovrastimati rispetto a quelli sperimentali. Il comportamento in funzione del titolo è invece mostrato nella seguente figura.

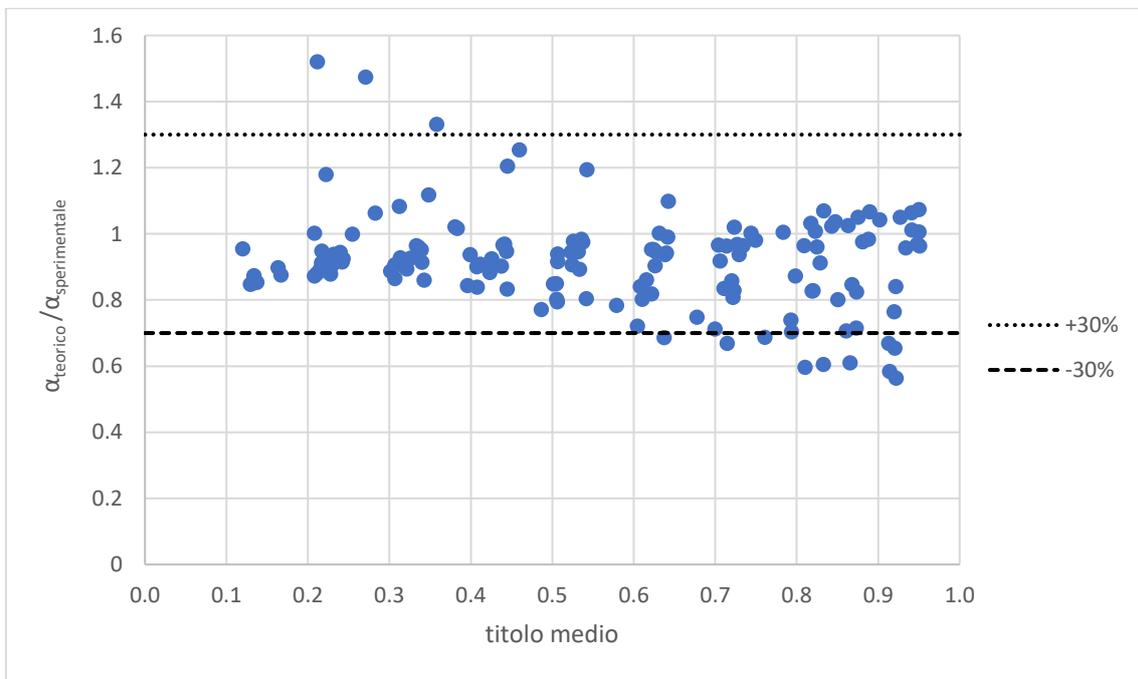


Figura 6-10 rapporto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Cavallini et al. [4] e quello sperimentale in funzione del titolo medio per la condensazione di R1234ze(E).

Da Figura 6-10 si nota che i punti sovrastimati per più del 30% sono quelli relativi ai bassi titoli, mentre quelli sottostimati meno del 30% sono tutti riconducibili a titoli maggiori di 0.6

Complessivamente la deviazione standard è di 14.45%, la deviazione assoluta di 12.61% e la deviazione relativa di 8.32%.

6.1.3 Modello di Diani et al. [30]

Tale modello è stato proposto per la vaporizzazione. Tenendo però presente che i fenomeni principali che governano la vaporizzazione sono la vaporizzazione convettiva e l'ebollizione nucleata, trascurando quest'ultimo termine, è ragionevole applicare la sola componente convettiva per il processo di condensazione. Le condizioni operative per le quali il modello è stato sviluppato sono le seguenti: temperatura di saturazione pari a 30°C, portate specifiche tra 190 e 940 kg m⁻² s⁻¹, titolo compreso tra 0.2 e 0.99. Si è utilizzato il refrigerante R1234ze(E) all'interno di un tubo microfin avente diametro all'apice dell'aletta di 3.4 mm. Le correlazioni proposte dagli autori sono le seguenti:

$$\alpha_{evap} = \alpha_{NB} + \alpha_{CV} \quad 6.20$$

$$\alpha_{cond} = \alpha_{CV} = 1.465\alpha_{LO} \cdot \left[1 + 1.128x^{0.8170} \left(\frac{\rho_L}{\rho_G}\right)^{0.3685} \left(\frac{\mu_L}{\mu_G}\right)^{0.2363} \left(1 - \frac{\mu_G}{\mu_L}\right)^{2.144} Pr_L^{-0.1} \right] Rx^{2.14} (BoFr)^{-0.15} \left(\frac{G_0}{G}\right)^{0.36} \quad 6.21$$

con:

$$G_0 = 100 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad 6.22$$

$$\alpha_{LO} = 0.023 \frac{\lambda_L}{D_{ft}} Re_{LO}^{0.8} Pr_L^{0.333} = 0.023 \frac{\lambda_L}{D} \left(\frac{GD_{ft}}{\mu_L}\right)^{0.8} Pr_L^{0.333} \quad 6.23$$

dove Pr_L è dato da eq. 6.3, Rx da eq. 6.4, mentre:

$$Fr = \frac{G^2}{\rho_G^2 g D_{ft}} \quad 6.24$$

il numero di Bond è definito dall'equazione 6.5.

L'applicazione del modello a tutti i dati sperimentali ricavati per questa tesi fornisce i risultati consultabili in Figura 6-11, Figura 6-12 e Figura 6-13.

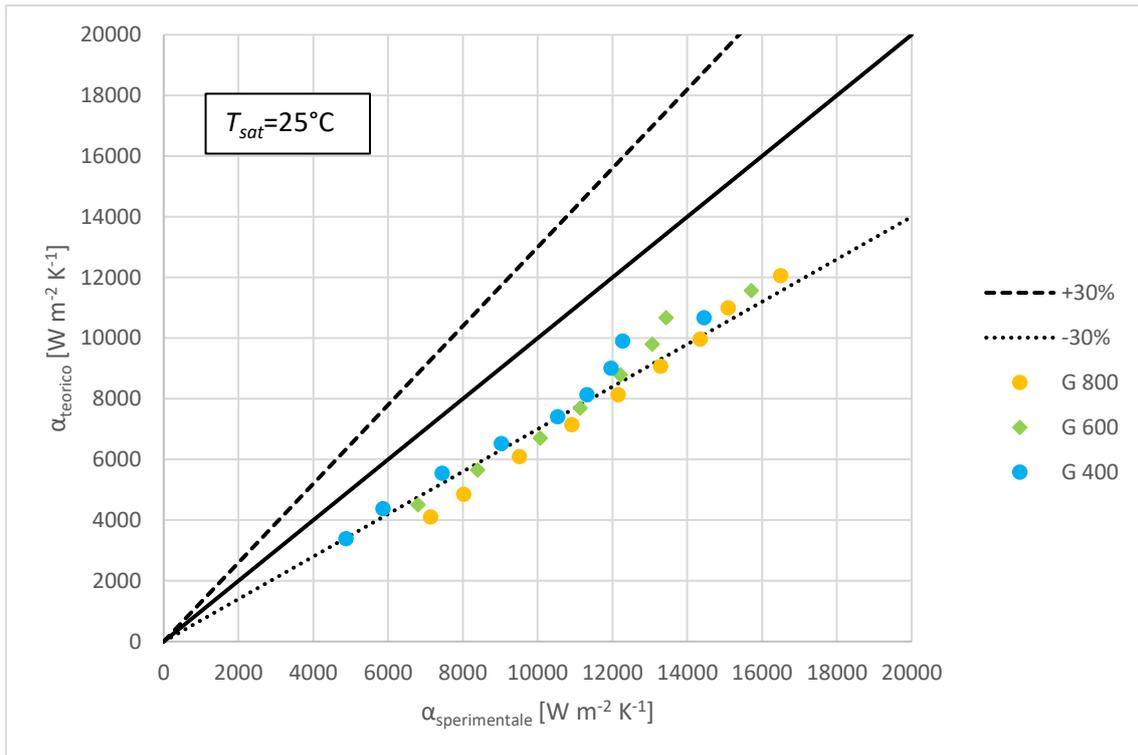


Figura 6-11 confronto tra il coefficiente di scambio termico sperimentale e quello valutato con il modello di Diani et al. [30] per la condensazione di R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione di 25°C.

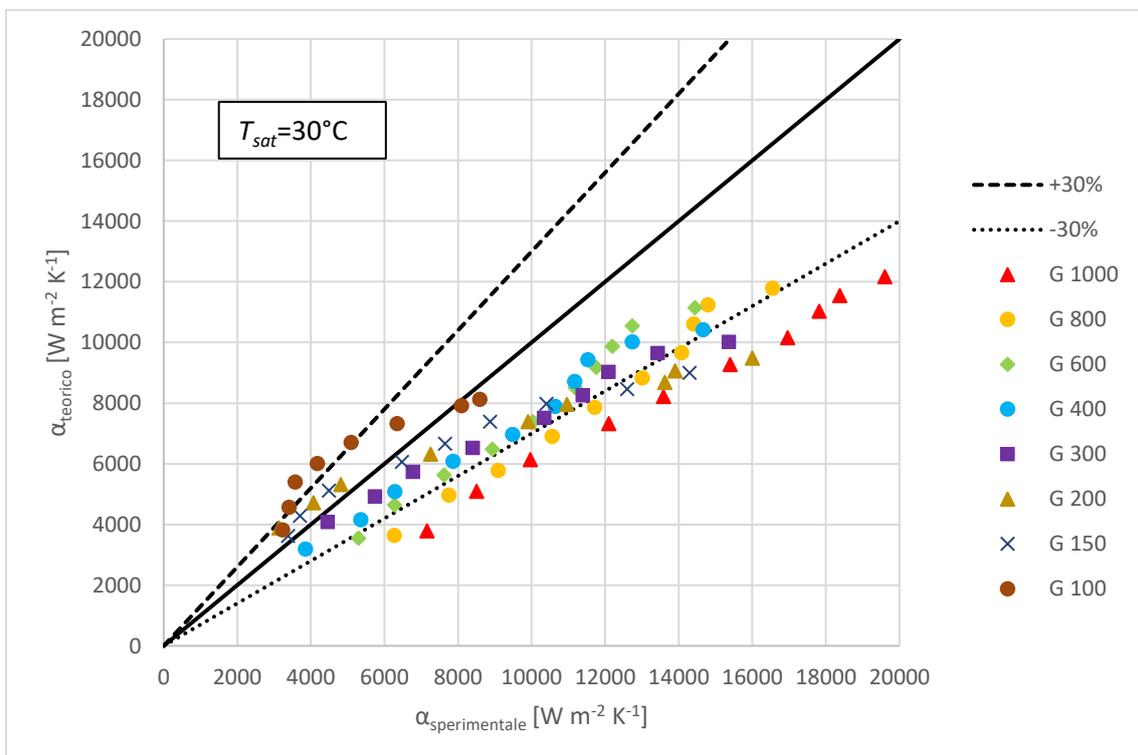


Figura 6-12 confronto tra il coefficiente di scambio termico sperimentale e quello valutato con il modello di Diani et al. [30] per la condensazione di R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione di 30°C.

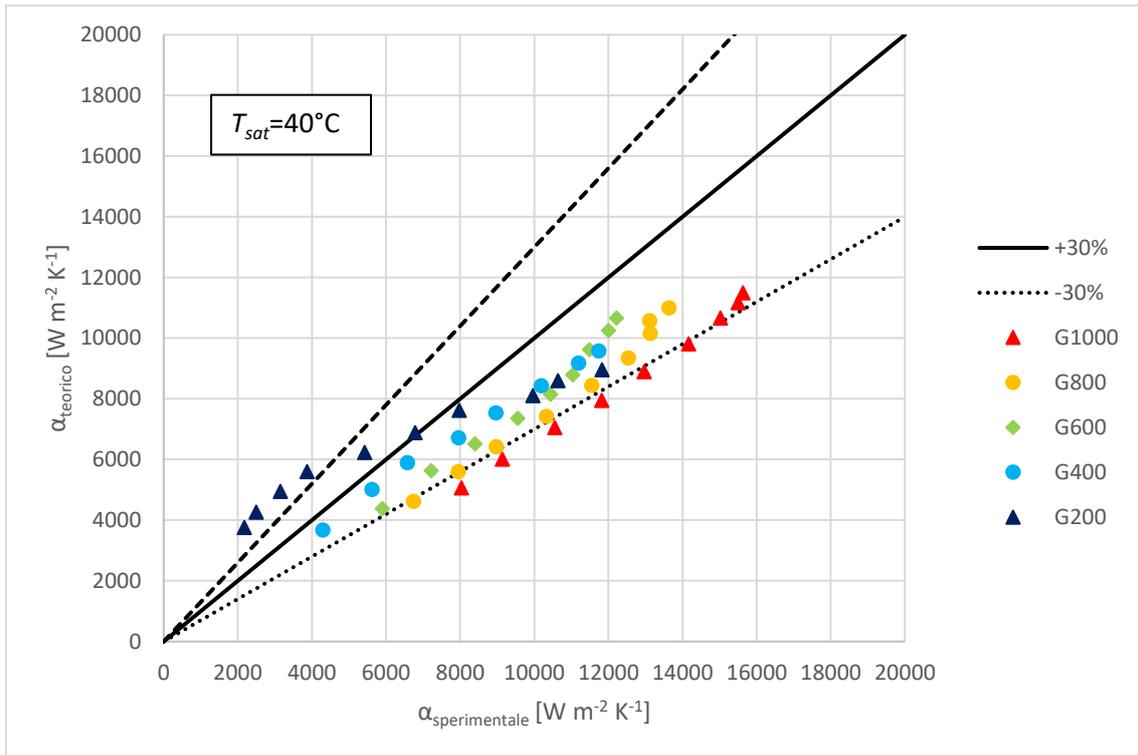


Figura 6-13 confronto tra il coefficiente di scambio termico sperimentale e quello valutato con il modello di Diani et al. [30] per la condensazione di R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione di 40°C .

L'effetto della portata e del titolo di vapore sull'accuratezza del modello è mostrato in Figura 6-14
Figura 6-15.

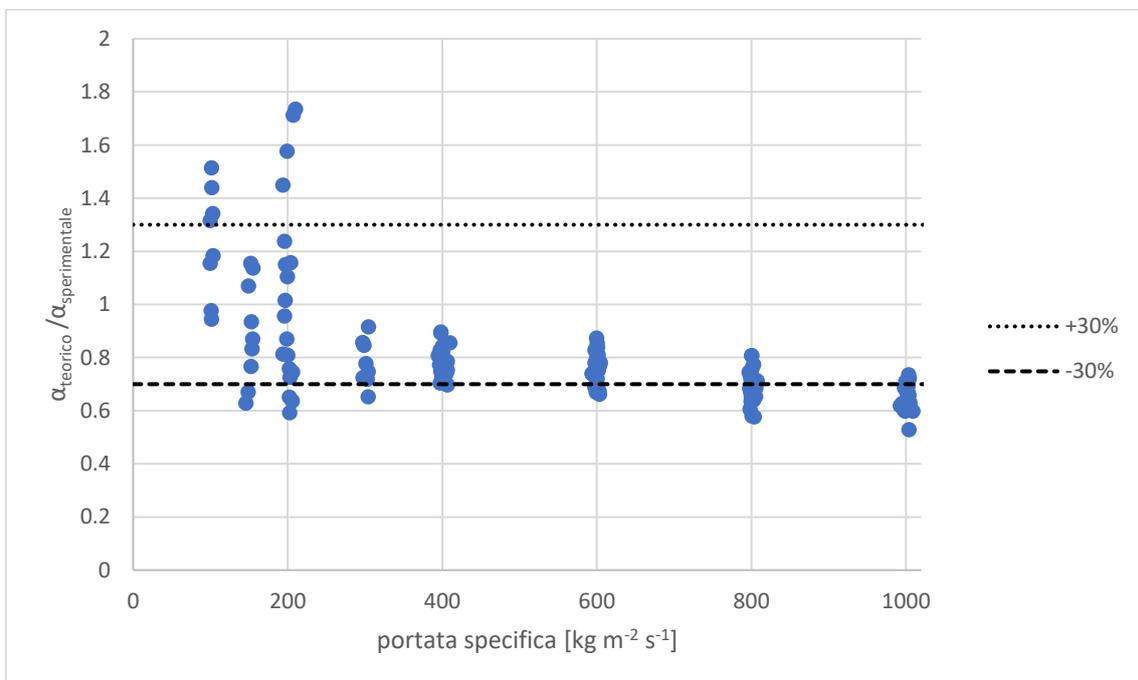


Figura 6-14 rapporto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Diani et al. [30] e quello sperimentale in funzione della portata specifica per la condensazione di R1234ze(E).

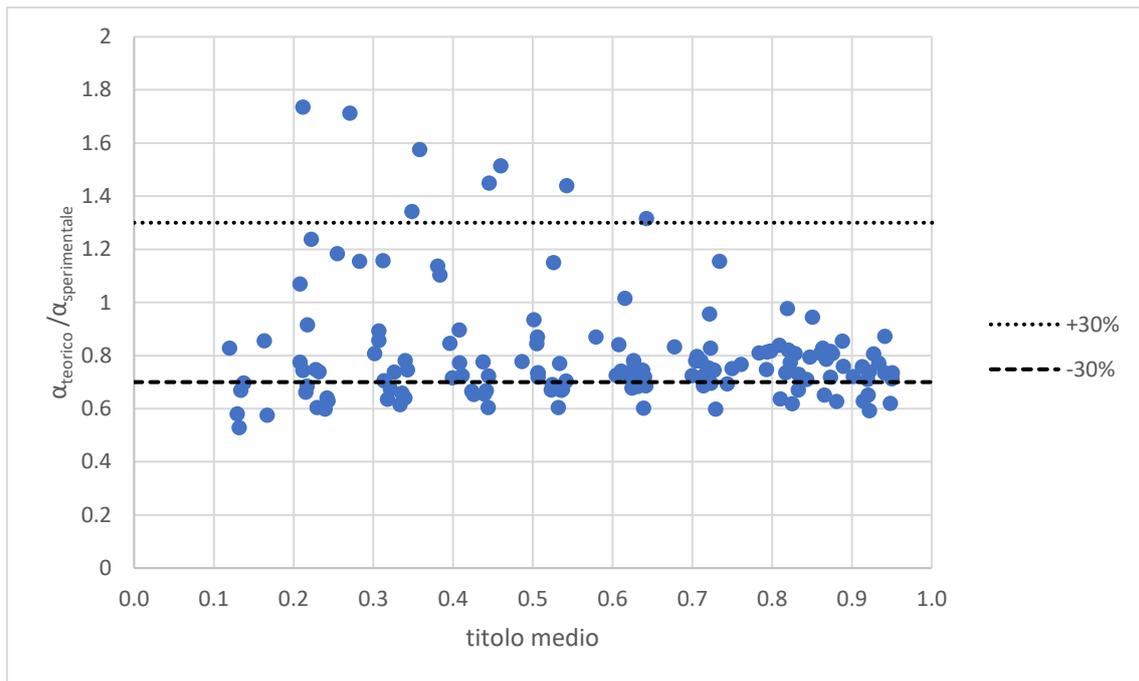


Figura 6-15 rapporto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Diani et al. [30] e quello sperimentale in funzione del titolo medio per la condensazione di R1234ze(E).

Si vede come all'aumentare del titolo e della portata specifica aumenti la tendenza del modello a sottostimare il coefficiente di scambio termico

Il modello presenta una deviazione standard del 21.72%, una deviazione assoluta del 26.71% e una deviazione relativa di -19.24%.

6.1.4 Modello di Koyama e Yonemoto [49]

Gli autori hanno sviluppato questo modello utilizzando i dati ricavati dalla condensazione di R22, R123, R134a in 11 tubi microfin, con diametro esterno da 7 a 10 mm aventi da 30 a 60 alette con angolo all'apice tra 27° e 58°, angolo d'elica tra 7° e 30°, e altezza tra 0.16 e 0.24 mm. Il range di portate specifiche analizzate va da 100 a 500 kg m⁻² s⁻¹. Per ricavare il numero di Nusselt la correlazione proposta è:

$$Nu = (Nu_F^2 + Nu_N^2)^{\frac{1}{2}} \quad 6.25$$

nella quale compaiono i due contributi Nu_F e Nu_N rispettivamente dovuti alla convezione forzata e naturale. La prima si valuta in questo modo:

$$Nu_F = 2.12 \sqrt{f_G} \Phi_G \left(\frac{\rho_L}{\rho_G} \right)^{0.1} \left(\frac{x}{1-x} \right) Re_L^{0.5} Pr_L^{0.5} \quad 6.26$$

in cui f_G è il coefficiente di attrito ricavabile dalla correlazione di Carnavos [50]:

$$f_G = \frac{0.046}{Re^{0.2}(F^*)} \quad 6.27$$

con

$$F^* = \left(\frac{A_{fa}}{A_{fn}} \right)^{0.5} (\sec \alpha)^{0.75} \quad 6.28$$

$$Re_L = \frac{G(1-x)d_i}{\mu_L} \quad 6.29$$

Φ_G è il moltiplicatore bifase e si calcola in questo modo:

$$\Phi_G = 1 + 1.2Fr^{0.05}X_{tt}^{0.5} \quad 6.30$$

in cui il numero di Froude è definito da:

$$Fr = \frac{G}{\sqrt{gd_i\rho_G(\rho_L - \rho_G)}} \quad 6.31$$

il contributo della convezione naturale è dato da:

$$Nu_N = 1.98 \frac{H(\varepsilon)}{\eta_A^{0.5}Bo^{0.1}} \left(\frac{Ga Pr_L}{Ph_L} \right)^{0.25} \quad 6.32$$

dove:

η_A è un fattore che serve a tener conto dell'effetto delle alette in termini di incremento della superficie di scambio termico rispetto a un tubo liscio di diametro interno d_i e avente la stessa area di passaggio del tubo microfin:

$$\eta_A = 1 + 2 \left[\sec\left(\frac{\gamma}{2}\right) - \tan\left(\frac{\gamma}{2}\right) \right] \frac{hn}{\pi d_i \cos \beta} \quad 6.33$$

Bo indica il numero di Bond e p indica il passo delle alette:

$$Bo = pd_i g \frac{(\rho_L - \rho_G)}{\sigma} \quad 6.34$$

$$p = \frac{\pi D_{fr}}{n \tan \beta} \quad 6.35$$

Ga è il numero di Galileo:

$$Ga = g\rho_L^2 \frac{d_i^3}{\mu_L^2} \quad 6.36$$

Ph_L è il numero del cambiamento di fase e si calcola così:

$$Ph_L = c_{pL} \frac{t_{sat} - t_p}{h_{LG}} \quad 6.37$$

Inoltre:

$$H(\varepsilon) = \varepsilon + \{10(1 - \varepsilon)^{0.1} - 8.9\}\varepsilon^{0.5}(1 - \varepsilon^{0.5}) \quad 6.38$$

dove ε è il grado di vuoto, stimato con l'equazione:

$$\varepsilon = \left[1 + \frac{\rho_G}{\rho_L} \left(\frac{1-x}{x} \right) \left(0.4 + 0.6 \sqrt{\frac{\frac{\rho_L}{\rho_G} + 0.4 \left(\frac{1-x}{x} \right)}{1 + 0.4 \left(\frac{1-x}{x} \right)}} \right) \right]^{-1} \quad 6.39$$

I confronti tra i dati sperimentali e i valori predetti dal modello sono esposti in Figura 6-16, Figura 6-17 e Figura 6-18. Figura 6-19 e Figura 6-20 mostrano l'effetto della portata e del titolo sulla precisione del modello.

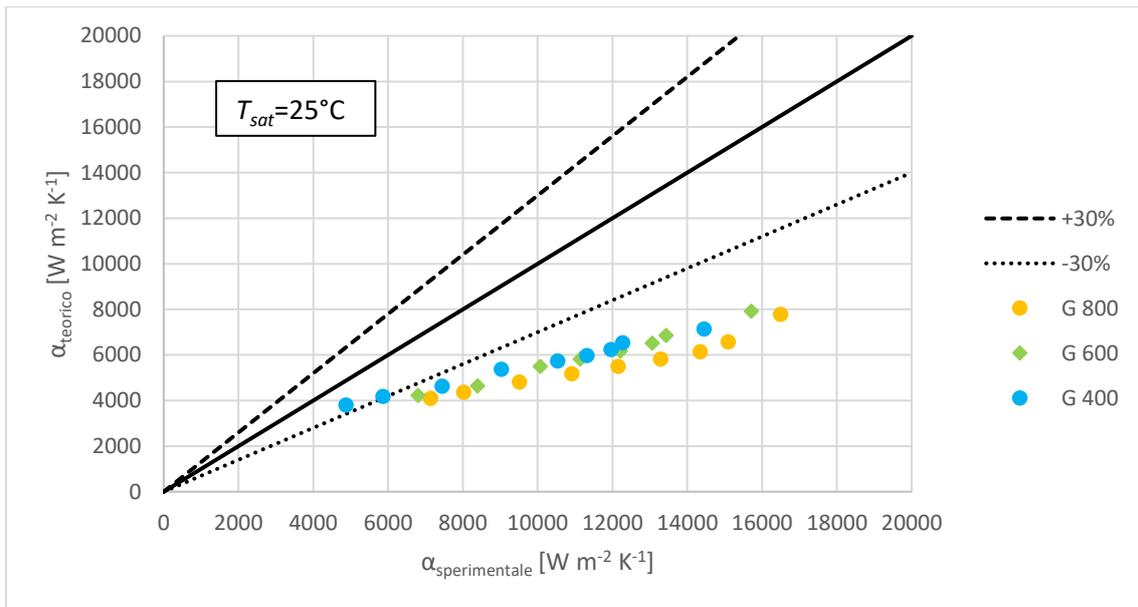


Figura 6-16 confronto tra il coefficiente di scambio termico sperimentale e quello valutato con il modello di Koyama e Yonemoto [49] per la condensazione di R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione di 25°C.

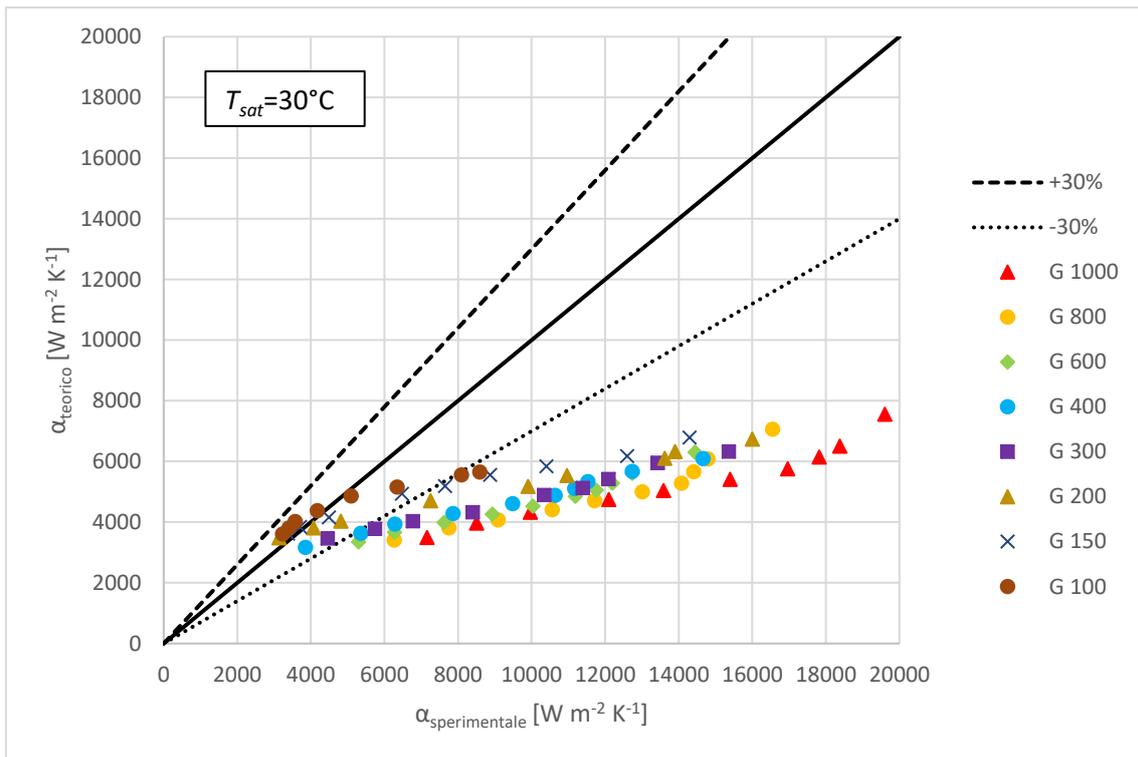


Figura 6-17 confronto tra il coefficiente di scambio termico sperimentale e quello valutato con il modello di Koyama e Yonemoto [49] per la condensazione di R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione di 30°C.

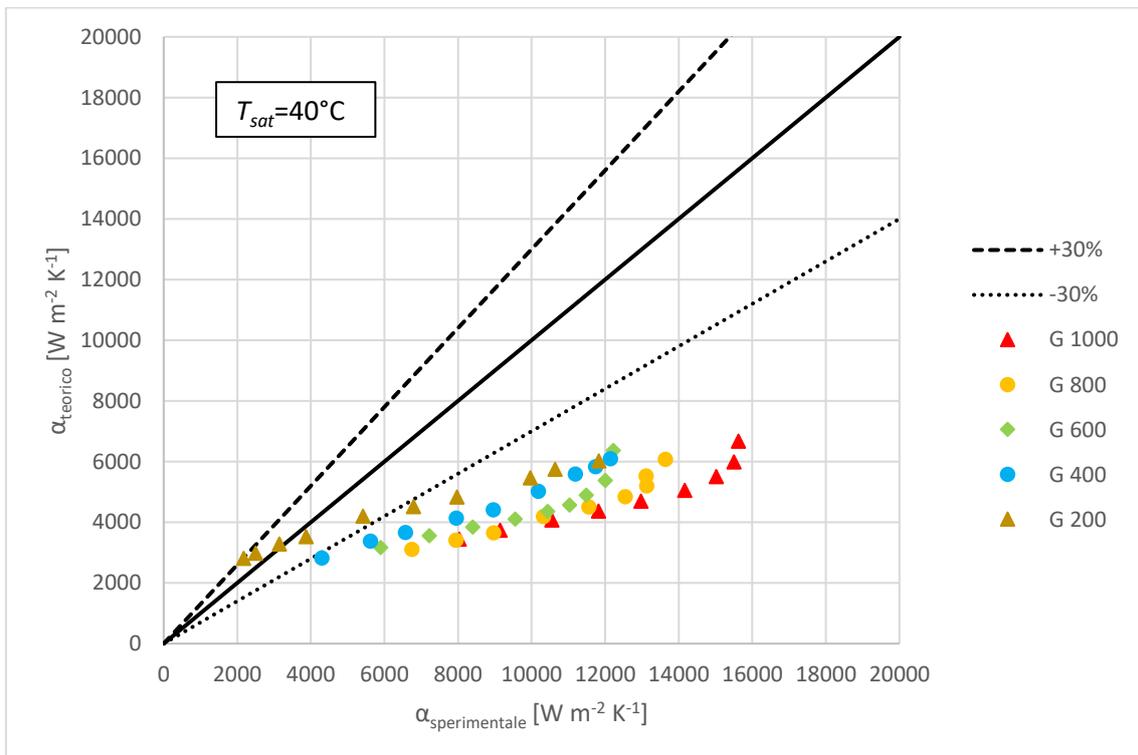


Figura 6-18 confronto tra il coefficiente di scambio termico sperimentale e quello valutato con il modello di Koyama e Yonemoto [49] per la condensazione di R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione di 40°C.

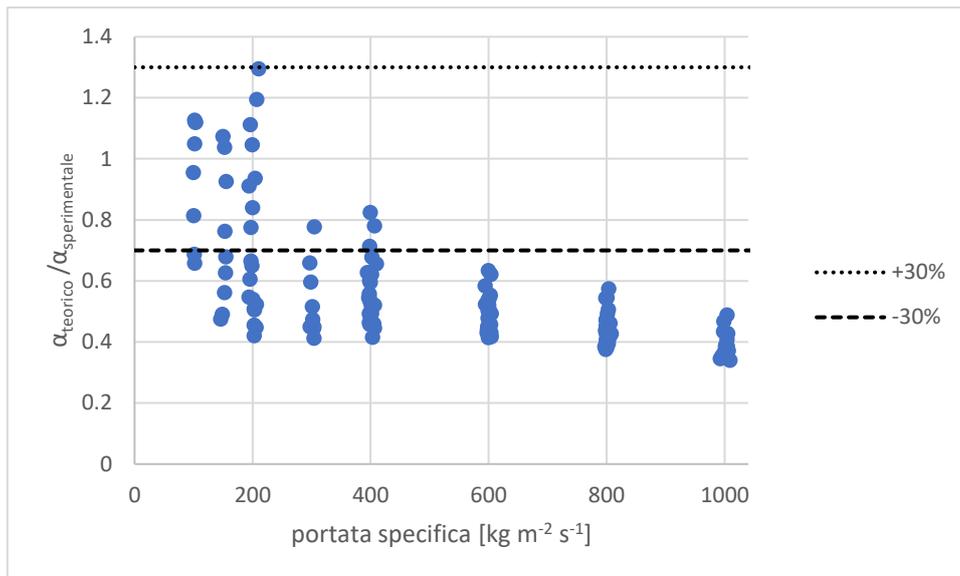


Figura 6-19 rapporto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Koyama e Yonemoto [49] e quello sperimentale in funzione del titolo medio per la condensazione di R1234ze(E).

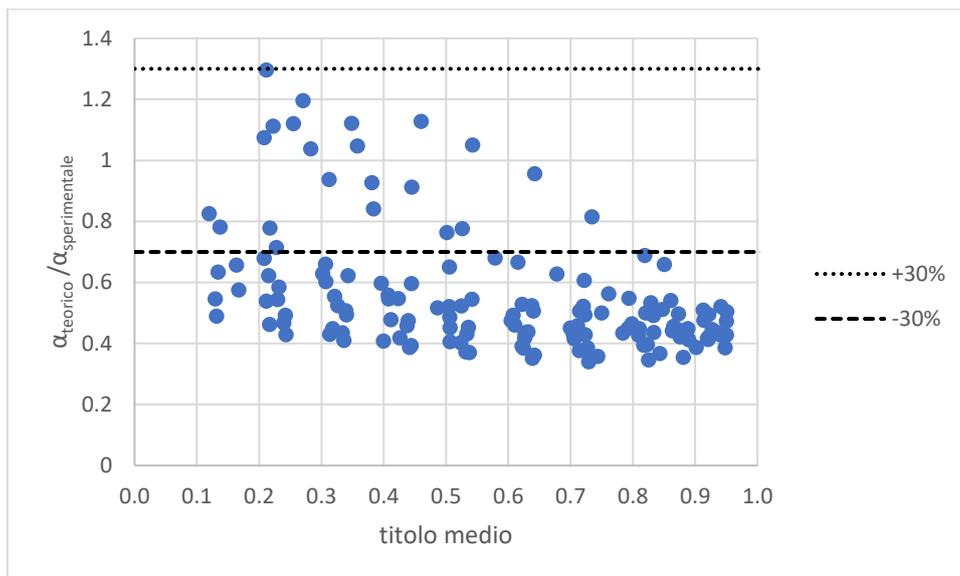


Figura 6-20 rapporto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Koyama e Yonemoto [49] e quello sperimentale in funzione del titolo medio per la condensazione di R1234ze(E).

Si nota che il modello sottostima ampiamente il coefficiente di scambio termico, in particolare per le alte portate specifiche. Tenendo presente tuttavia che esso è stato sviluppato per punti sperimentali fino a $G= 500 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ le prestazioni migliorano, anche se vi sono comunque numerosi punti sottostimati di oltre il 30%.

Nel complesso il modello ha una deviazione relativa del 44.52%, una deviazione assoluta pari a 46.13%, la deviazione standard è 19.84%.

6.1.5 Modello di Wang et al. [51]

Per lo sviluppo di questo modello gli autori hanno utilizzato i dati ricavati da altri studi presenti in letteratura, in totale sono stati presi in considerazione 440 punti sperimentali, 5 refrigeranti differenti: R11, R123, R134a, R22, R410A e 7 tubi microfin. Il range di portate specifiche va da 94 kg m⁻² s⁻¹ a 459 kg m⁻² s⁻¹, riferite al diametro alla base delle alette D_{fr} . Il diametro esterno dei tubi da 7 mm a 10 mm, un numero di alette da 47 a 60, angolo d'elica da 12° a 20°, altezza delle alette da 0.15 mm a 0.24 mm. La correlazione che considera sia l'effetto della convezione forzata, sia della gravità è la seguente:

$$\begin{aligned} Nu &= \frac{\alpha \cdot D_{fr}}{\lambda_L} \\ &= 0.0089 \left[\frac{g \rho_L (\rho_L - \rho_G) h_{LG} D_{fr}^3}{\mu_L \lambda_L (t_{sat} - t_p)} \right]^{0.25} Re_L^{0.25} Pr_L^{1/3} \left(\frac{A}{A_c} \right)^{5.6} \eta_a^{-2/5} (\sec \beta)^{11.4} \Phi_G^{3/4} X_{tt}^{-0.5} Bo^{-1/5} \end{aligned} \quad 6.40$$

nella quale A è la reale area di passaggio della tubazione, mentre A_c è la sezione di passaggio basata sul diametro all'apice delle alette, inoltre:

$$Re_L = \frac{G(1-x)D_{fr}}{\mu_L} \quad 6.41$$

il moltiplicatore bifase è dato da:

$$\Phi_G = \left[1 + \left(1 + \frac{10}{Fr} \right)^{-0.5} (25X_{tt} + 1.6X_{tt}^2) \right]^{0.5} \quad 6.42$$

mentre:

$$Fr = \frac{G \cdot x}{\sqrt{g D_{fr} \rho_G (\rho_L - \rho_G)}} \quad 6.43$$

$$Bo = \frac{g(\rho_L - \rho_G) h D_{fr}}{8 \sigma n} \quad 6.44$$

il parametro η_A serve a conteggiare l'effetto dovuto all'incremento dell'area di scambio termico dovuto alla presenza delle alette ed è così definito:

$$\eta_A = 1 + 2 \left[\sec \left(\frac{\gamma}{2} \right) - \tan \left(\frac{\gamma}{2} \right) \right] \frac{hn}{\pi D_{fr} \cos \beta} \quad 6.45$$

L'applicazione del modello ai risultati sperimentali ricavati per questa tesi porta ai risultati visibili in Figura 6-21, Figura 6-22 e Figura 6-23.

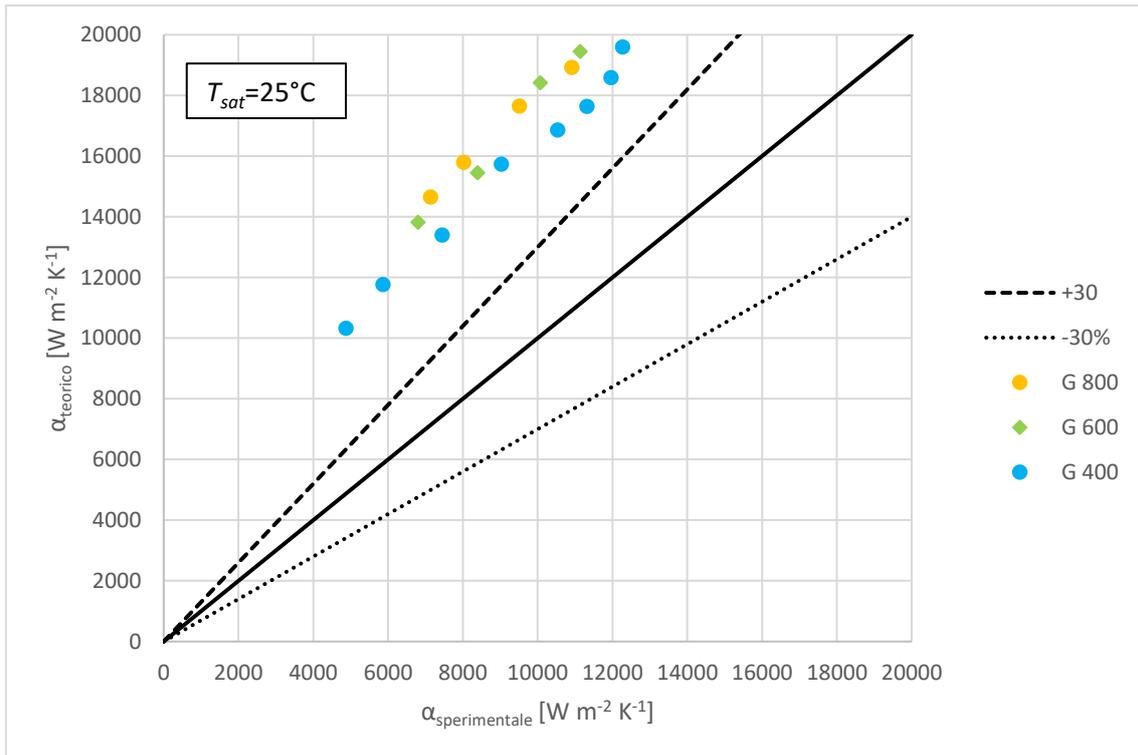


Figura 6-21 confronto tra il coefficiente di scambio termico sperimentale e quello valutato con il modello di Wang et al. [51] per la condensazione di R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione di 25°C.

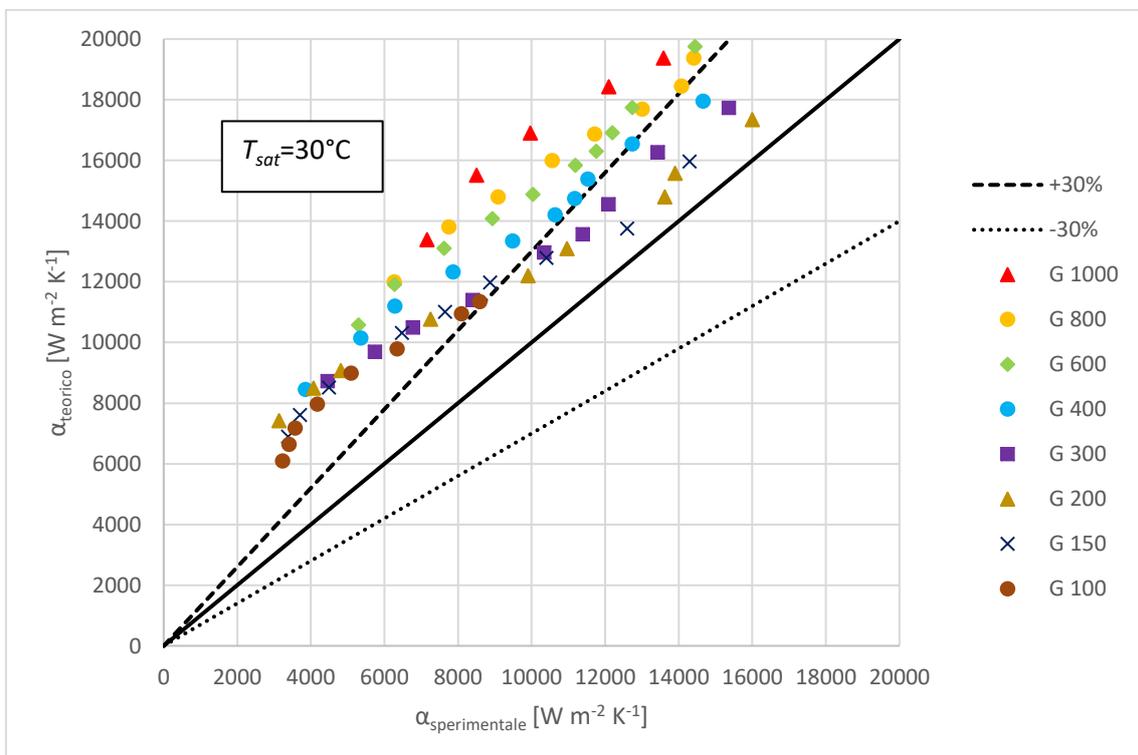


Figura 6-22 confronto tra il coefficiente di scambio termico sperimentale e quello valutato con il modello di Wang et al. [51] per la condensazione di R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione di 30°C.

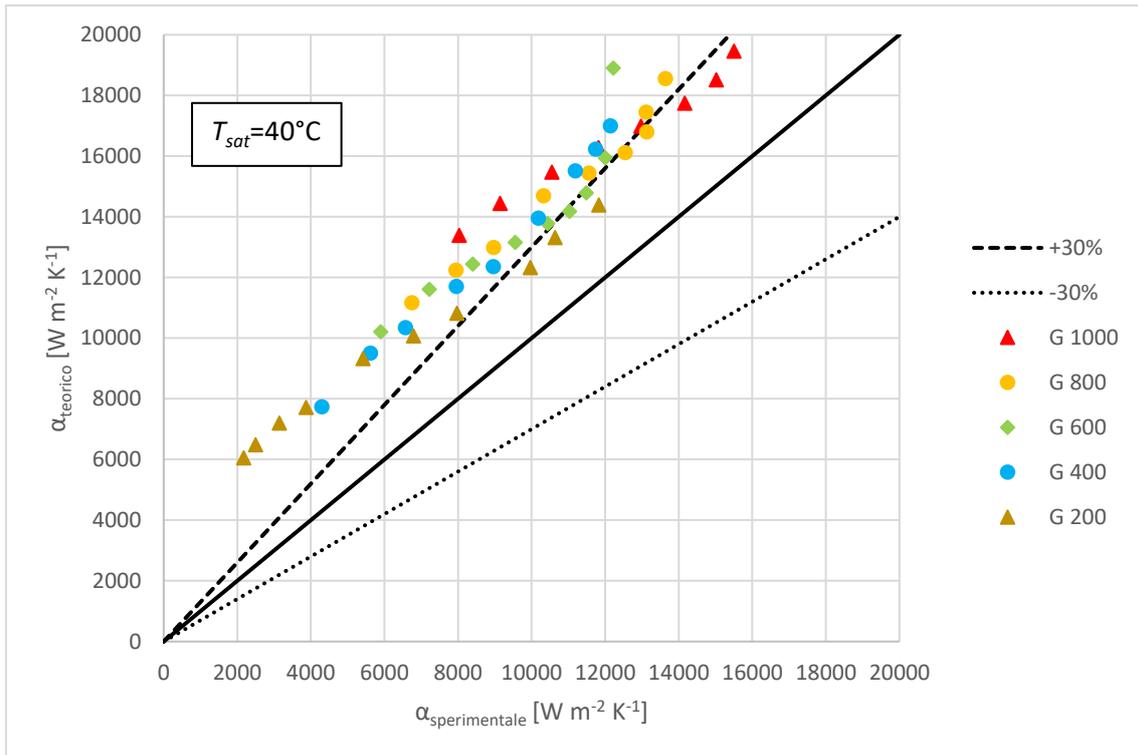


Figura 6-23 confronto tra il coefficiente di scambio termico sperimentale e quello valutato con il modello di Wang et al. [51] per la condensazione di R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione di 40°C.

Per analizzare il comportamento del modello al variare della portata specifica e del titolo di vapore si possono consultare Figura 6-24 e Figura 6-25.

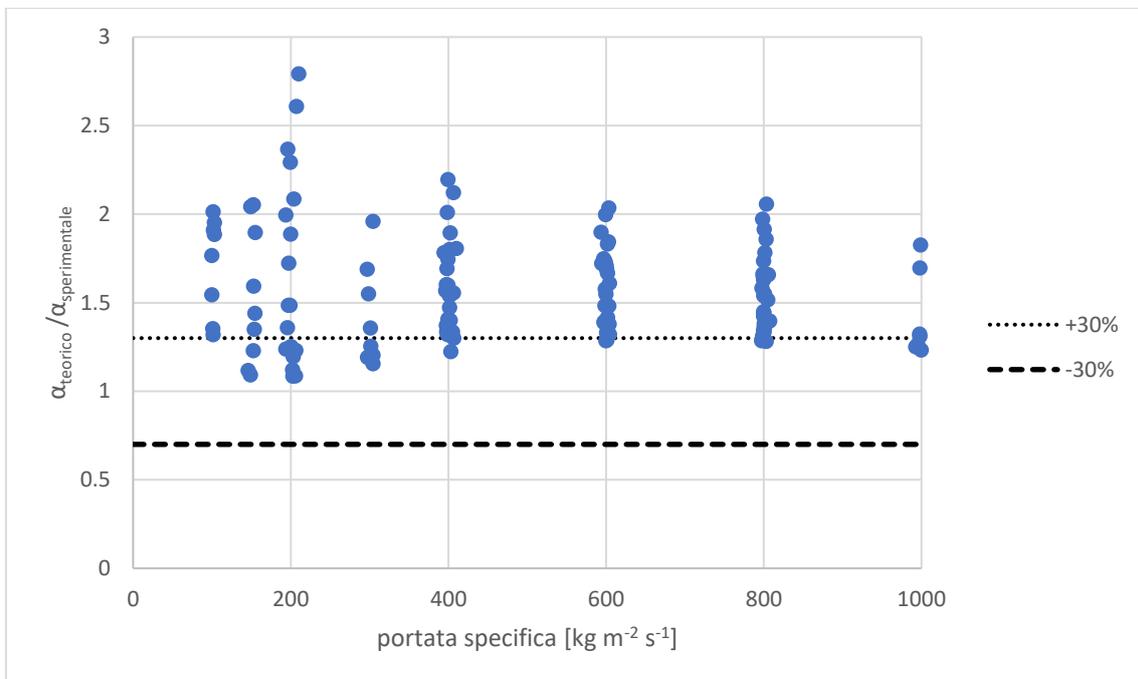


Figura 6-24 rapporto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Wang et al. [51] e quello sperimentale in funzione della portata specifica per la condensazione di R1234ze(E).

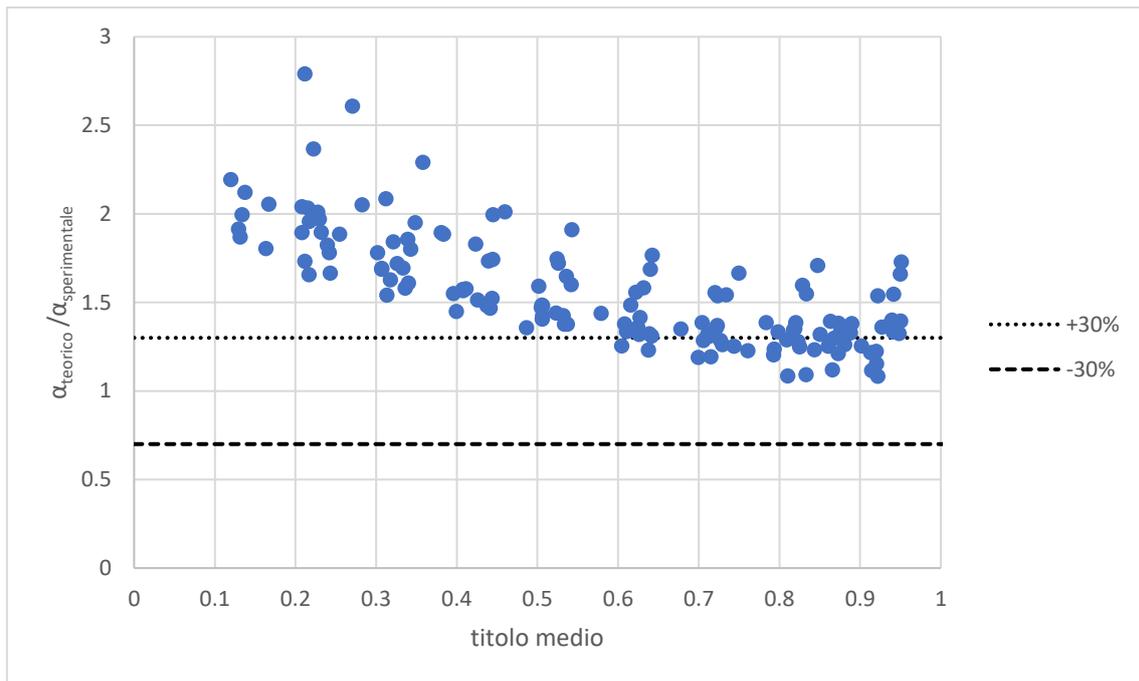


Figura 6-25 rapporto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Wang et al. [51] e quello sperimentale in funzione del titolo medio per la condensazione di R1234ze(E).

Emerge che il modello tende notevolmente a sovrastimare il coefficiente di scambio termico in linea generale, ed in modo particolare per i bassi titoli. La portata per la quale c'è la maggior sovrastima è $G=200 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

Considerando tutti i dati sperimentali il modello presenta una deviazione standard del 30.79%, una deviazione assoluta del 56.05% e una deviazione relativa di -56.05%, considerando invece solo le portate specifiche rientranti nel range per il quale è stato sviluppato il modello i risultati non subiscono miglioramenti, ma anzi un ulteriore peggioramento infatti in tal caso la deviazione standard, la deviazione assoluta e la deviazione relativa valgono rispettivamente: 37.52%, 58.86% e -58.86%.

6.1.6 Modello di Kedzierski e Goncalves [52]

Gli autori di questo modello, hanno analizzato 4 refrigeranti: R134a, R410A, R125 e R32, portate specifiche tra $57 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ e $552 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ per un totale di 1704 punti. La sezione utilizzata è costituita da una coppia di tubi lunghi 3.34 m, connessi da un tratto a forma di U. Il tubo microfin ha un diametro all'apice dell'aletta di 8.51 mm e presenta 60 alette con angolo d'elica di 18° e altezza di 0.2 mm. La correlazione proposta è la seguente:

$$\text{Nu} = \frac{\alpha \cdot D_h}{\lambda_L} = 2.256 \text{Re}_L^{0.303} \text{Ja}^{0.232x} \text{Pr}_L^{0.393} \left(\frac{p}{p_{cr}}\right)^{-0.578x^2} \left(-\log \frac{p_r}{p_{cr}}\right)^{-0.474x^2} \text{Sv}^{2.531x} \quad 6.46$$

il diametro idraulico D_h è dato da:

$$D_h = \frac{4A_c \cos \beta}{n \cdot S} \quad 6.47$$

con A_c effettiva area di passaggio, S perimetro di un'aletta e Ja numero di Jakob il quale è così definito:

$$Ja = \frac{h_{LG}}{c_{pL}(t_{sat} - t_p)} \quad 6.48$$

Sv è il volume specifico adimensionale e si calcola in questo modo:

$$Sv = \frac{v_G - v_L}{v} \quad 6.49$$

dove v è il volume specifico della miscela:

$$v = x \cdot v_G + (1 - x)v_L \quad 6.50$$

Confrontando i dati sperimentali con quelli ricavati dal modello si ottiene il grafico in Figura 6-26.

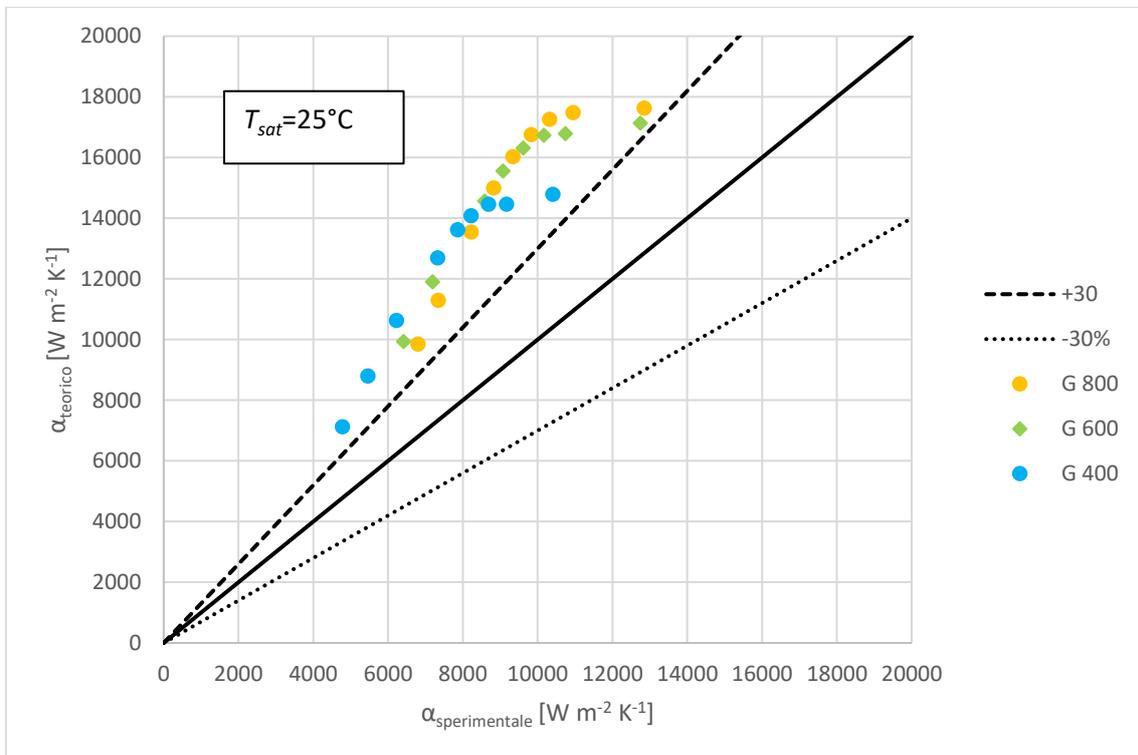


Figura 6-26 confronto tra il coefficiente di scambio termico sperimentale e quello valutato con il modello di Kedziarski e Goncalves [52] per la condensazione di R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione di 25°C.

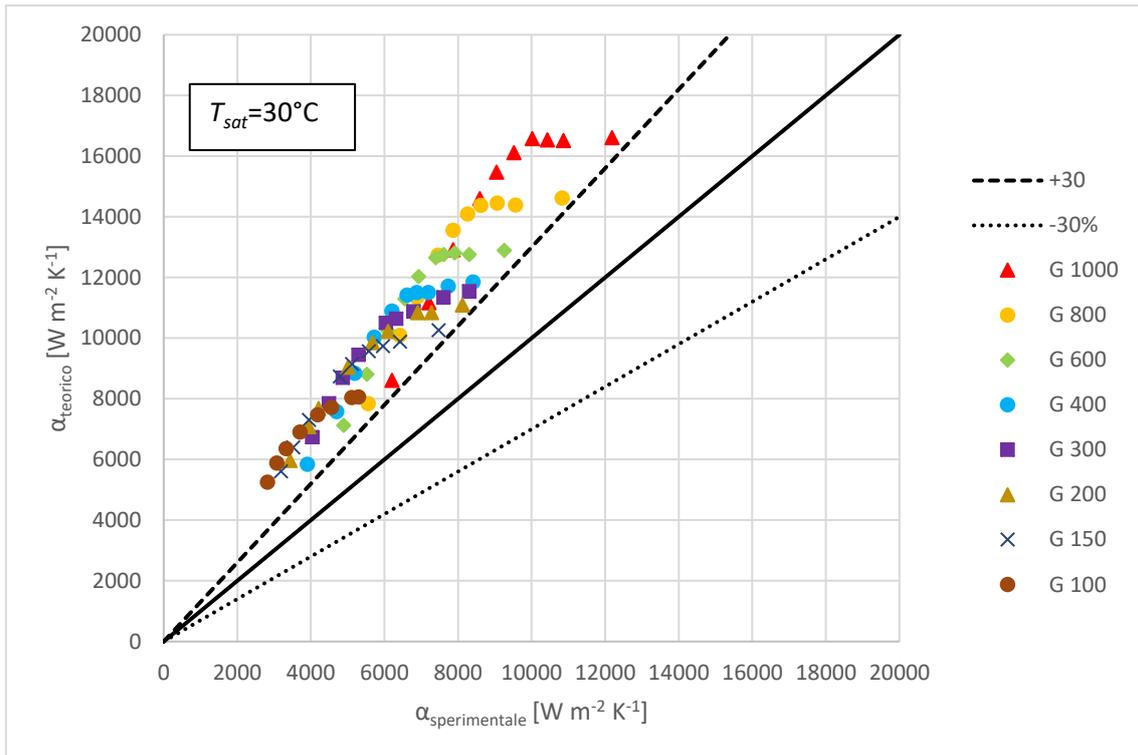


Figura 6-27 confronto tra il coefficiente di scambio termico sperimentale e quello valutato con il modello di Kedzierski e Goncalves [52] per la condensazione di R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione di 30°C.

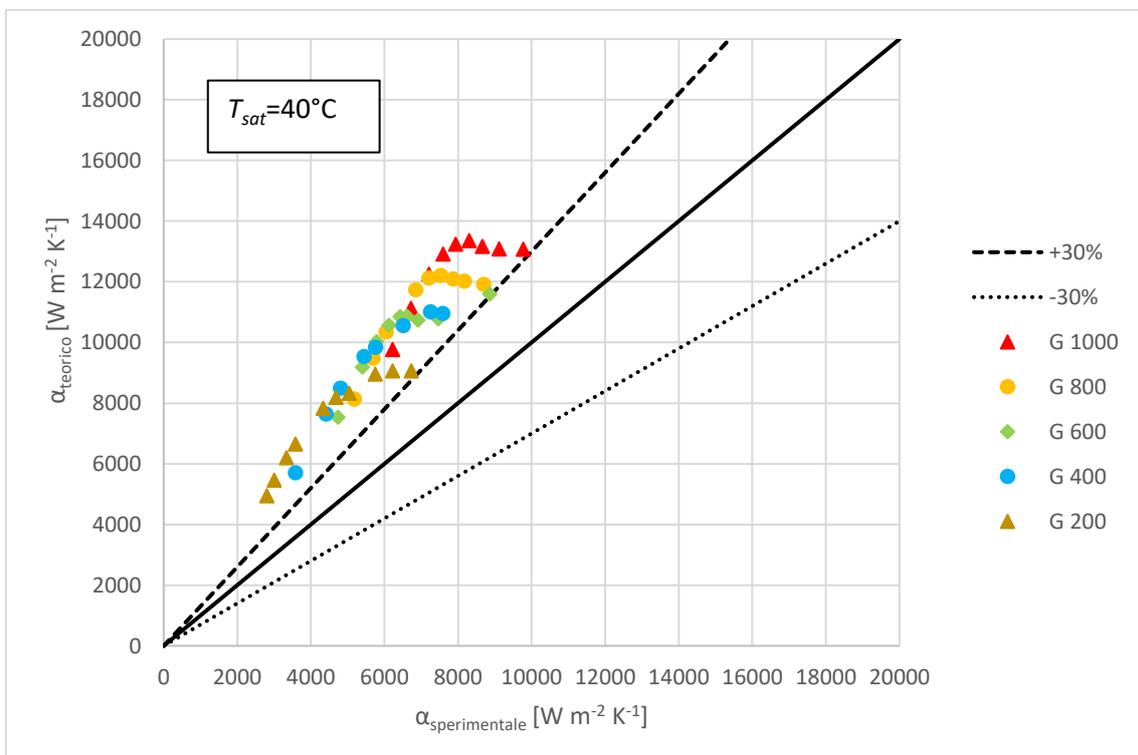


Figura 6-28 confronto tra il coefficiente di scambio termico sperimentale e quello valutato con il modello di Kedzierski e Goncalves [52] per la condensazione di R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione di 40°C.

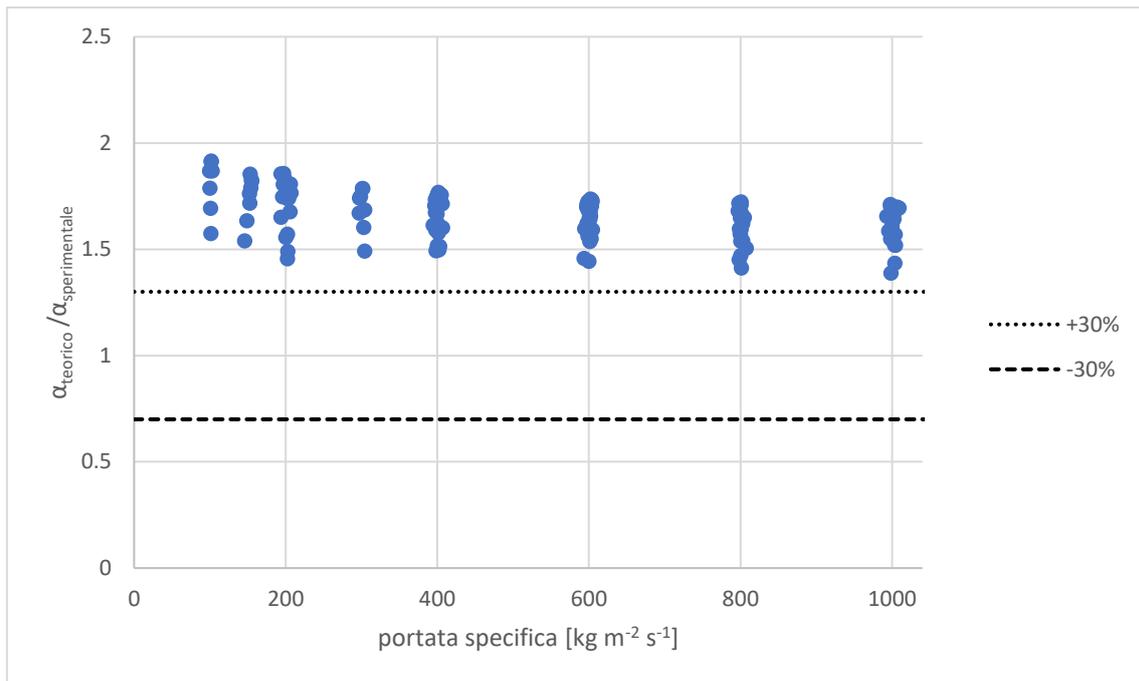


Figura 6-29 rapporto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Kedzierski e Goncalves [52] e quello sperimentale in funzione della portata specifica per la condensazione di R1234ze(E).

Da Figura 6-29 si nota come il modello tenda a sovrastimare il coefficiente di scambio termico ben oltre il 30%, si osservi inoltre che proprio alle portate specifiche più basse, ossia per le quali il modello è stato sviluppato, presentano la sovrastima maggiore. All'aumentare della portata specifica infatti si assiste a una riduzione della sovrastima operata dal modello.

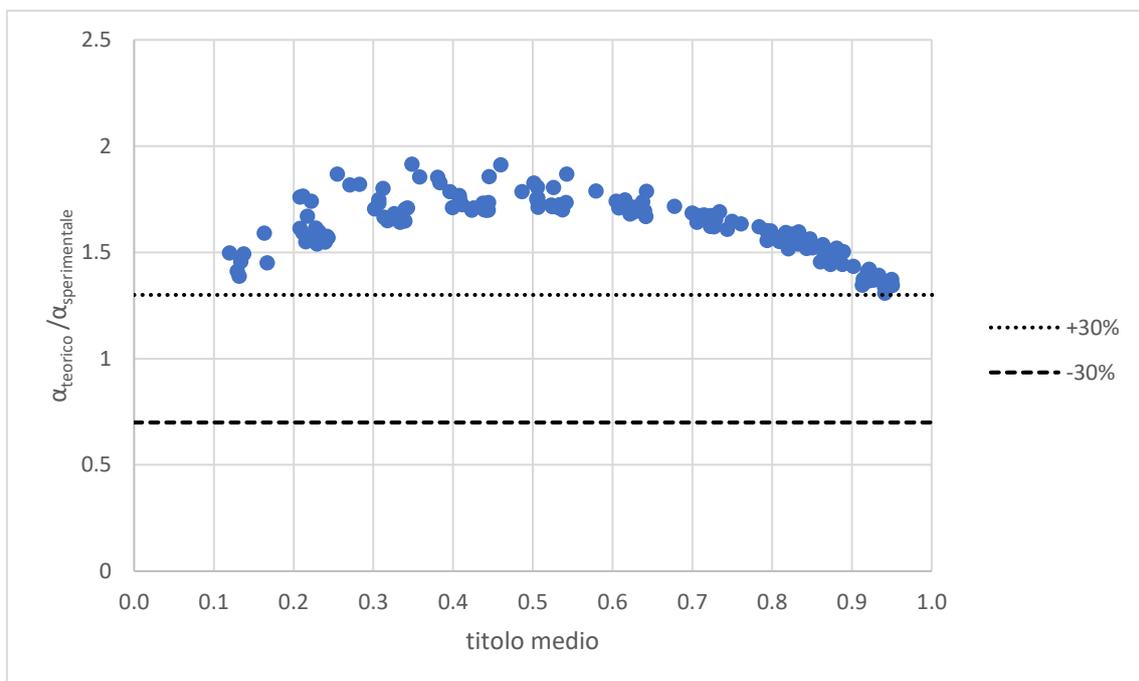


Figura 6-30 rapporto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Kedzierski e Goncalves [52] e quello sperimentale in funzione del titolo medio per la condensazione di R1234ze(E).

Da Figura 6-30 emerge inoltre che le prestazioni migliori del modello si hanno ad alti e bassi titoli, mentre per i titoli intermedi il coefficiente stimato è molto maggiore di quello sperimentale.

Considerando tutti i dati sperimentali il modello presenta una deviazione standard del 13.74%, una deviazione assoluta del 56.00% e una deviazione relativa di -63.29%.

6.1.7 Modello di Chamra [53]

Per sviluppare questo modello gli autori sono partiti da un'analisi teorica sulla condensazione a film all'interno di un tubo liscio, e hanno poi apportato diverse modifiche per tener conto dell'incremento del coefficiente di scambio termico dovuto alla presenza delle alette. Si sono utilizzati dati sperimentali ricavati dalla condensazione di R12, R22 ed R134a, in tubi microfin con diametro esterno da 6.35 mm a 15.88 mm, un numero di alette tra 21 e 80 di altezza compresa tra 0.12 mm e 0.38 mm. Le portate specifiche sono nel range 40-800 kg m⁻² s⁻¹ e il titolo medio tra 0.05 e 0.95. Per ricavare il coefficiente di scambio termico basandosi sul diametro alla base delle alette D_{fr} si usa l'equazione seguente:

$$\alpha = \frac{0.208 \rho_L c_{p,L} \left(\frac{\tau_w}{\rho_L} \right)^{0.224}}{T^+} R_x^{1.321} \quad 6.51$$

nella quale R_x è calcolato con l'equazione 6.4, facendo riferimento al diametro D_{fr} , T^+ rappresenta la temperatura adimensionale, definita da:

$$T^+ = \delta^+ \text{Pr}_L \quad \text{se } \delta^+ \leq 5 \quad 6.52$$

$$T^+ = 5 \left\{ \text{Pr}_L + \ln \left[1 + \text{Pr}_L \left(\frac{\delta^+}{5} - 1 \right) \right] \right\} \quad \text{se } 5 < \delta^+ \leq 30 \quad 6.53$$

$$T^+ = 5 \left[\text{Pr}_L + \ln(1 + 5\text{Pr}_L) + 0.5 \ln \left(\frac{\delta^+ - 2.5}{27.5} \right) \right] \quad \text{se } \delta^+ > 30 \quad 6.54$$

in cui δ^+ indica lo spessore adimensionale del film di liquido:

$$\delta^+ = 0.866 \text{Re}_L^{0.5} \quad \text{se } \text{Re}_L \leq 1600 \quad 6.55$$

$$\delta^+ = 0.051 \text{Re}_L^{0.87} \quad \text{se } \text{Re}_L > 1600 \quad 6.56$$

il numero di Reynolds è valutato sempre con riferimento a D_{fr} , ed è calcolato con l'equazione 6.41. Lo sforzo di taglio τ_w invece si calcola a partire dal gradiente di pressione per attrito con l'equazione:

$$\tau_w = \left(\frac{dp}{dz} \right)_f \frac{D_{fr}}{4} \quad 6.57$$

dove

$$\left(\frac{dp}{dz}\right)_f = \Phi_{LO}^2 \left(\frac{dp}{dz}\right)_{f,LO} = \frac{2\Phi_{LO}^2 f_{LO} G^2}{D_{fr} \rho_L} \quad 6.58$$

il moltiplicatore bifase Φ_{LO} si valuta con l'equazione di Friedel:

$$\Phi_{LO} = \sqrt{(1-x)^2 + x^2 \frac{\rho_L f_{GO}}{\rho_G f_{LO}} + \frac{3.24x^{0.78}(1-x)^{0.224}H}{Fr^{0.045}We^{0.035}}} \quad 6.59$$

in cui:

$$H = \left(\frac{\rho_L}{\rho_G}\right)^{0.91} \left(\frac{\mu_G}{\mu_L}\right)^{0.19} \left(1 - \frac{\mu_G}{\mu_L}\right)^{0.7} \quad 6.60$$

$$We = \frac{G^2 D_{fr}}{\rho_m \sigma} \quad 6.61$$

$$Fr = \frac{G^2}{g D_{fr} \rho_m^2} \quad 6.62$$

$$\rho_m = \left(\frac{x}{\rho_G} + \frac{1-x}{\rho_L}\right)^{-1} \quad 6.63$$

f_{LO} e f_{GO} sono detti rispettivamente fattore d'attrito per la fase liquida e fattore d'attrito per la fase vapore, e si ricavano come segue:

$$f_{LO} = \max(f_{LO1}, f_{LO2}) \quad 6.64$$

$$f_{LO1} = 0.079 \left(\frac{GD_{fr}}{\mu_L}\right)^{-\frac{1}{4}} \text{ per flusso turbolento: } \frac{GD_{fr}}{\mu_G} > 2000 \quad 6.65$$

$$f_{LO1} = \frac{16}{\frac{GD_{fr}}{\mu_L}} \text{ per flusso laminare: } \frac{GD_{fr}}{\mu_G} \leq 2000 \quad 6.66$$

$$f_{LO2} = \frac{[1.74 - 2 \log(2R_{xf})]^{-2}}{4} \quad 6.67$$

$$f_{GO} = \max(f_{GO1}, f_{GO2}) \quad 6.68$$

$$f_{GO1} = 0.079 \left(\frac{GD_{fr}}{\mu_G}\right)^{-\frac{1}{4}} \text{ per flusso turbolento: } \frac{GD_{fr}}{\mu_G} > 2000 \quad 6.69$$

$$f_{GO1} = \frac{16}{\frac{GD_{fr}}{\mu_G}} \text{ per flusso laminare: } \frac{GD_{fr}}{\mu_G} \leq 2000 \quad 6.70$$

$$f_{GO2} = \frac{[1.74 - 2 \log(2R_{xf})]^{-2}}{4} \quad 6.71$$

Rx_f rappresenta la rugosità relativa data dall'equazione:

$$Rx_f = \frac{0.18 \left(\frac{h}{D_{fr}} \right)}{(0.1 + \cos \gamma)}$$

6.72

Applicando il modello ai dati sperimentali si ottengono i seguenti risultati.

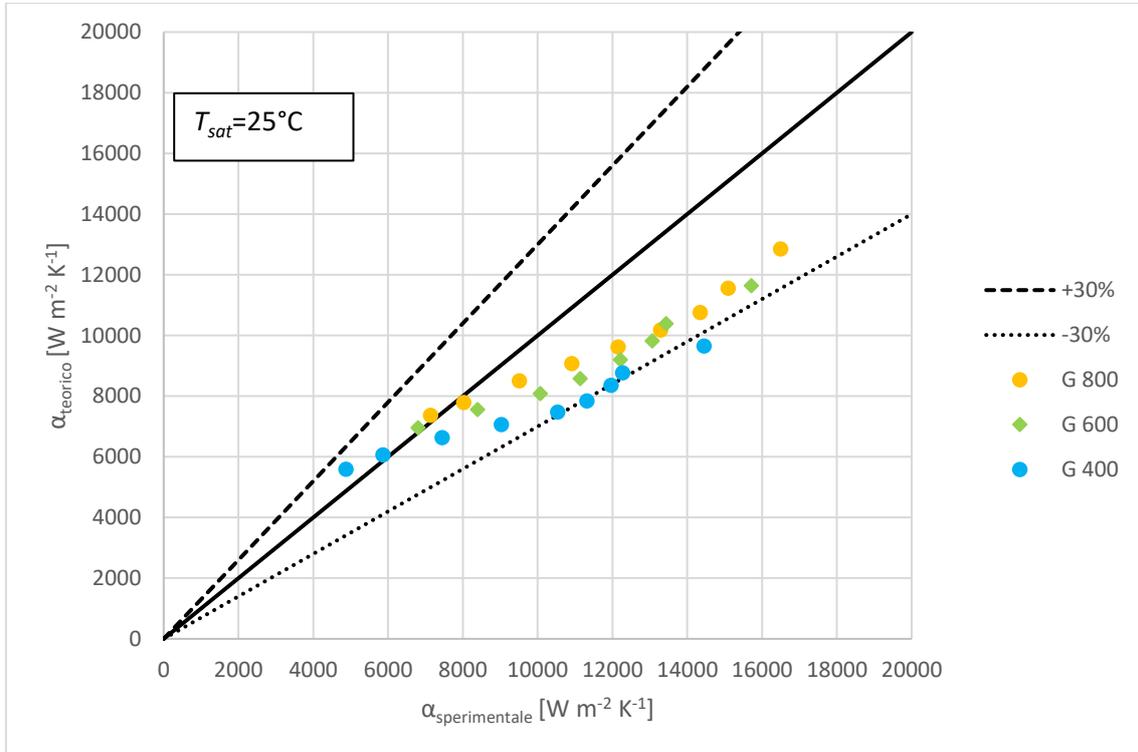


Figura 6-31 confronto tra il coefficiente di scambio termico sperimentale e quello valutato con il modello di Chamra et al. [53] per la condensazione di R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione di 25°C.

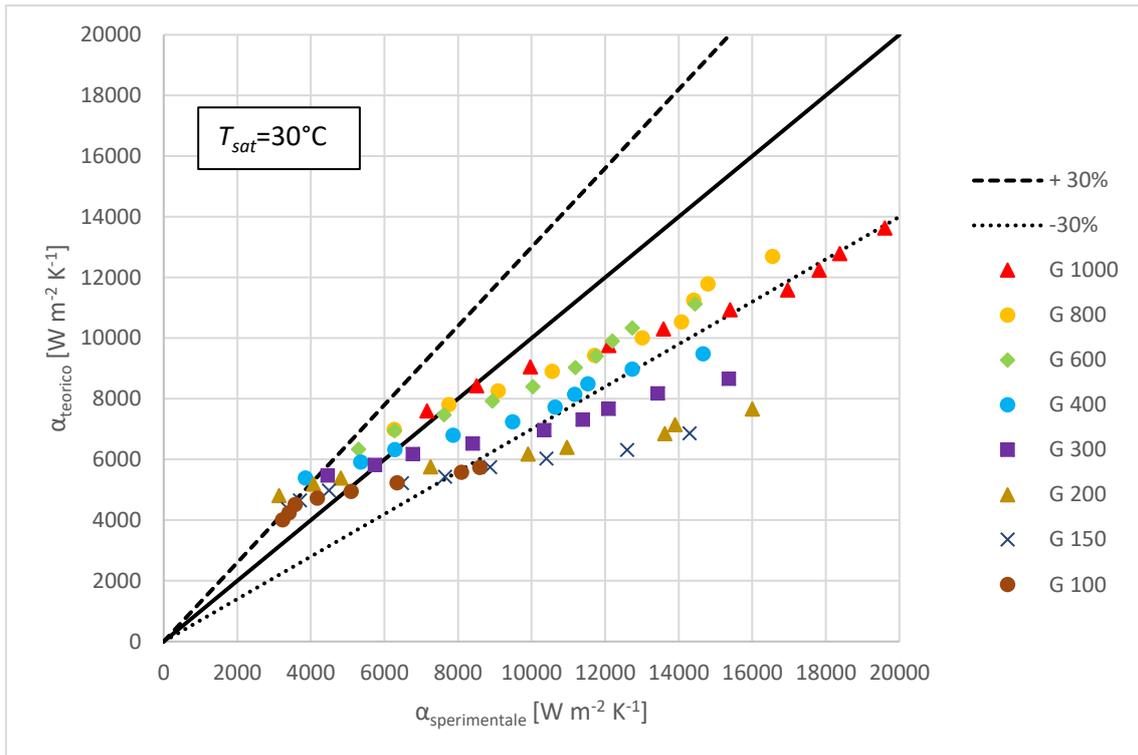


Figura 6-32 confronto tra il coefficiente di scambio termico sperimentale e quello valutato con il modello di Chamra et al. [53] per la condensazione di R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione di 30°C.

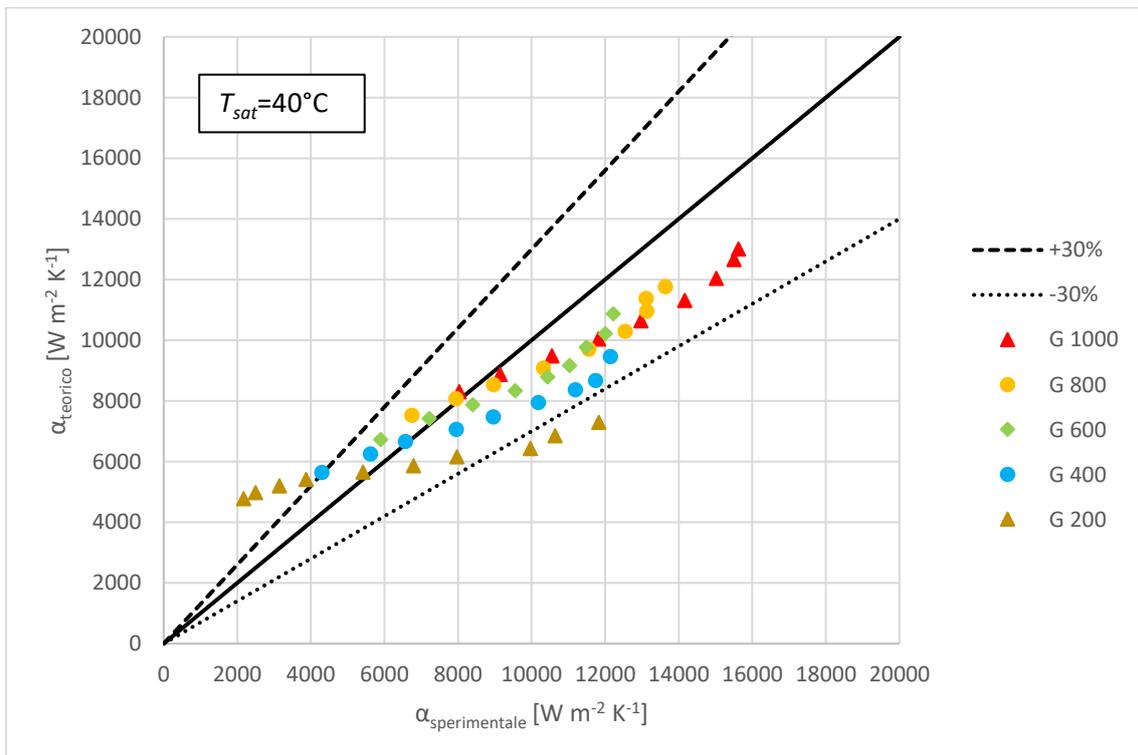


Figura 6-33 confronto tra il coefficiente di scambio termico sperimentale e quello valutato con il modello di Chamra et al. [53] per la condensazione di R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione di 40°C.

Come si può constatare da Figura 6-31, Figura 6-32 e Figura 6-33 in generale il modello tende a sottostimare il coefficiente di scambio termico entro il 30% per la maggior parte dei punti, fatta eccezione per le basse portate specifiche. Per comprendere meglio questi aspetti si consideri Figura 6-34 e Figura 6-35.

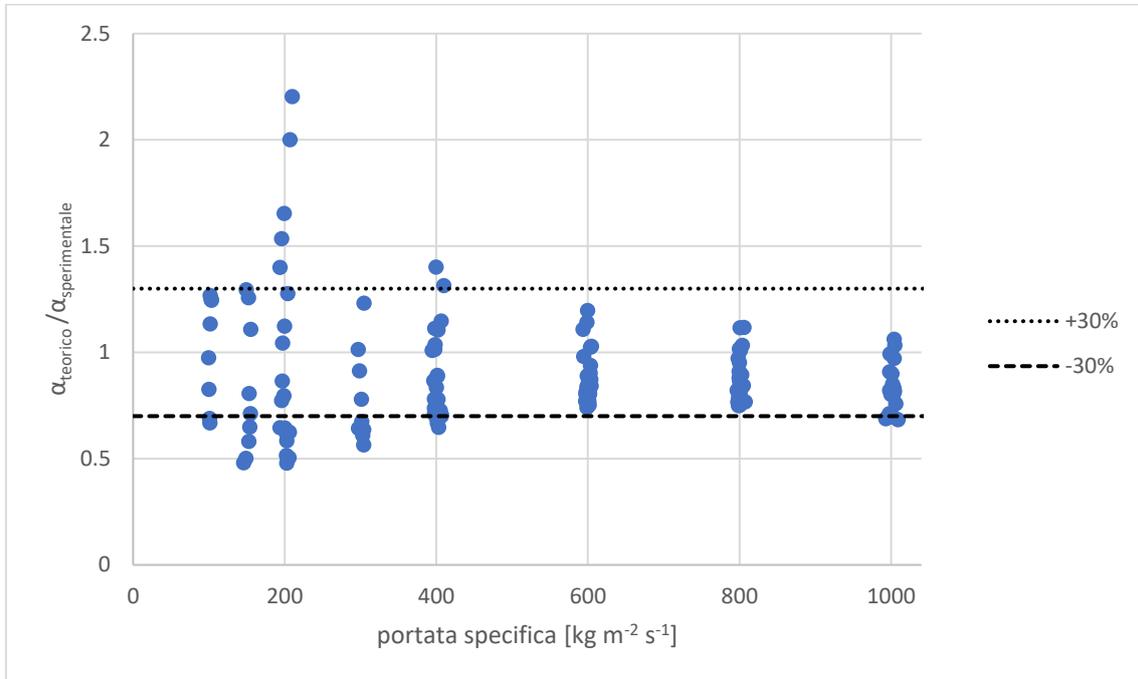


Figura 6-34 rapporto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Chamra et al. [53] e quello sperimentale in funzione della portata specifica per la condensazione di R1234ze(E).

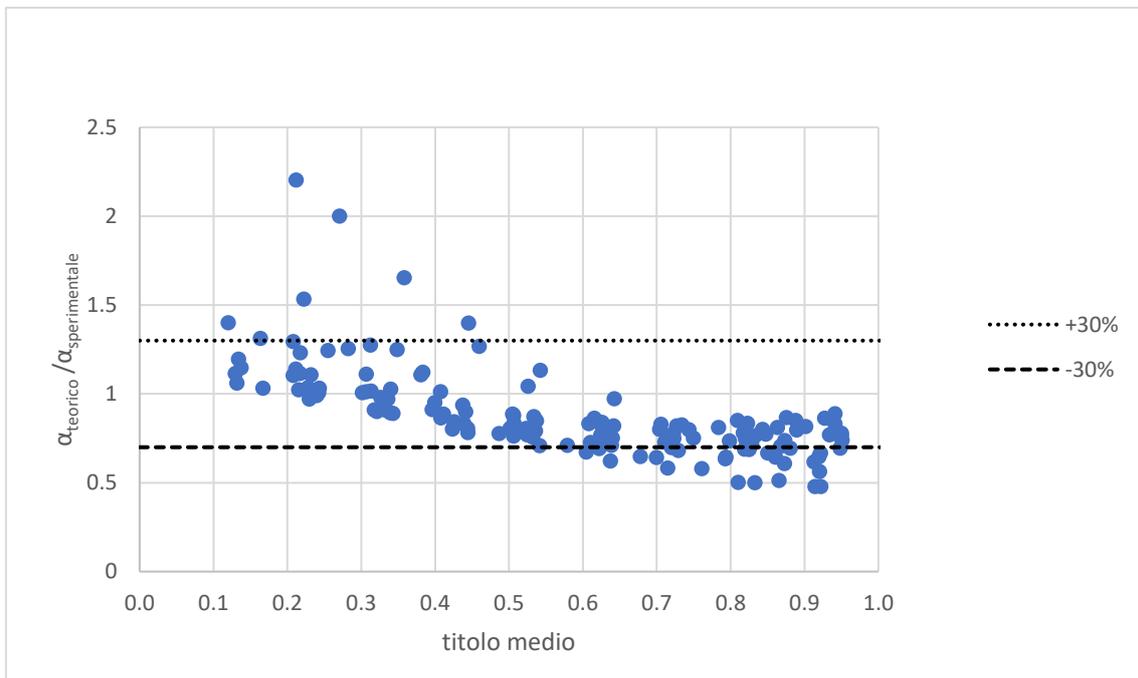


Figura 6-35 rapporto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Chamra et al. [53] e quello sperimentale in funzione del titolo medio per la condensazione di R1234ze(E).

Emerge dunque che per le basse portate specifiche il modello sia sovrastima sia sottostima il coefficiente di scambio termico, non vi è dunque una tendenza univoca, come invece accade alle alte portate specifiche, per le quali i valori forniti dal modello sono sottostimati rispetto a quelli sperimentali. Per quanto concerne il comportamento al variare del titolo da Figura 6-35 si deduce che per bassi titoli il modello tende a stimare un coefficiente di scambio termico più alto di quello sperimentale, mentre ad alti titoli vi è la tendenza opposta. Globalmente il modello manifesta una deviazione standard del 25.31%, una deviazione assoluta del 22.55% e una deviazione relativa di 11.59%.

6.2 Modelli per le perdite di carico in condensazione

6.2.1 Modello di Han e Lee [54] per le perdite di carico in condensazione

Gli studi sono stati condotti con R134a, R22, e R410A in un campo di portate specifiche tra 91 e 110 $\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$, con una temperatura di condensazione compresa tra 18.5 e 33.8 °C e in 4 tubi microfin di diametro 8.92, 6.46, 5.1 e 4 mm aventi 60 alette di altezza tra 0.12 e 0.15 mm, angolo all'apice tra 40° e 53°, angolo d'elica tra 9° e 23°. A partire da questo Hann e Lee hanno sviluppato un modello per calcolare il gradiente di pressione per attrito:

$$\left(\frac{dp}{dz}\right)_f = \Phi_L^2 \frac{f_L [G(1-x)]^2}{2D_{fr}\rho_L} \quad 6.73$$

dove:

Φ_L^2 è il moltiplicatore bifase, calcolato nel modo seguente:

$$\Phi_L^2 = 2.684X_{tt}^{-1.946} \quad 6.74$$

f_L è invece dato da:

$$f_L = 0.193 \left[\frac{G(1-x)D_{fr}}{\mu_L} \right]^{-0.024} \left(\frac{p}{h} \right)^{-0.539} \quad 6.75$$

Con p passo delle alette.

L'applicazione del modello ai dati sperimentali porta ai risultati rappresentati nelle seguenti figure.

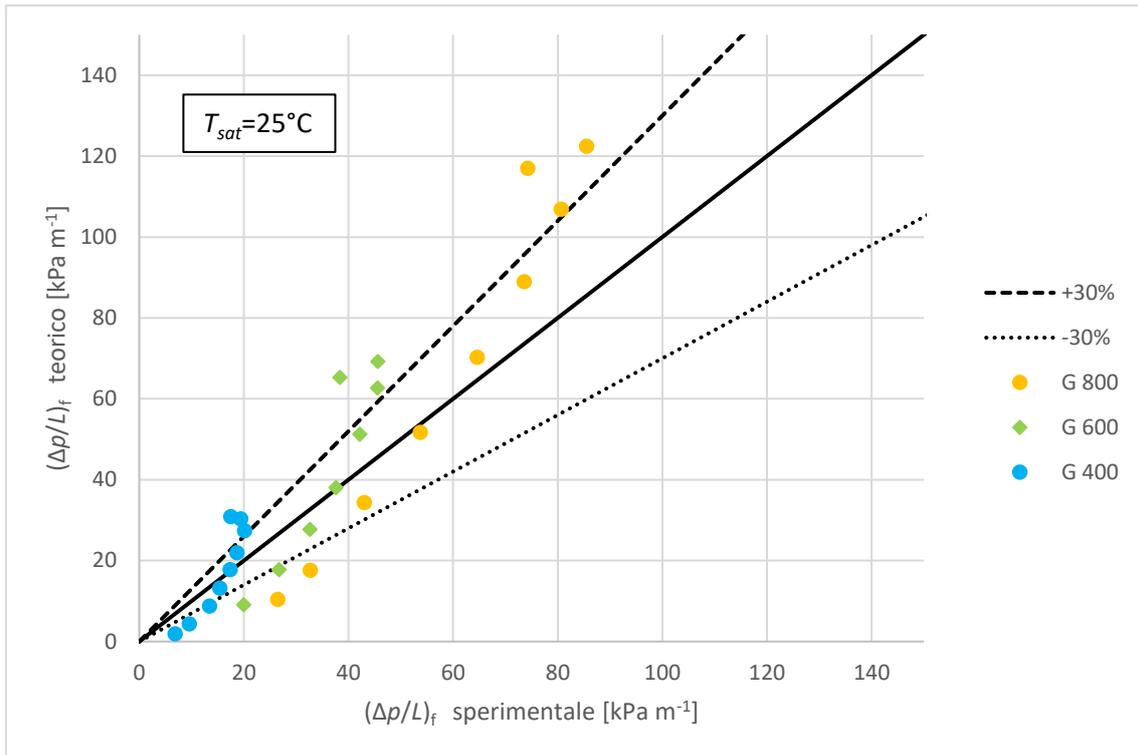


Figura 6-36 confronto tra il gradiente di pressione per attrito sperimentale e quello valutato con il modello di Han e Lee [54] per la condensazione di R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione di 25°C.

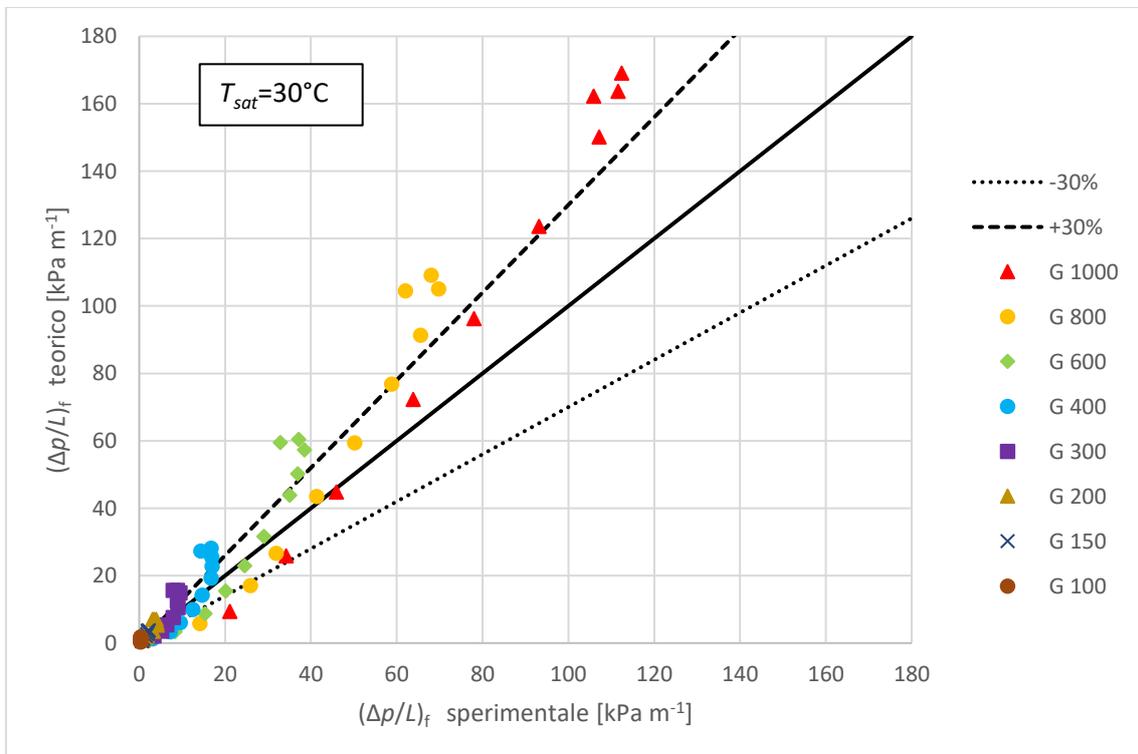


Figura 6-37 confronto tra il gradiente di pressione per attrito sperimentale e quello valutato con il modello di Han e Lee [54] per la condensazione di R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione di 30°C.

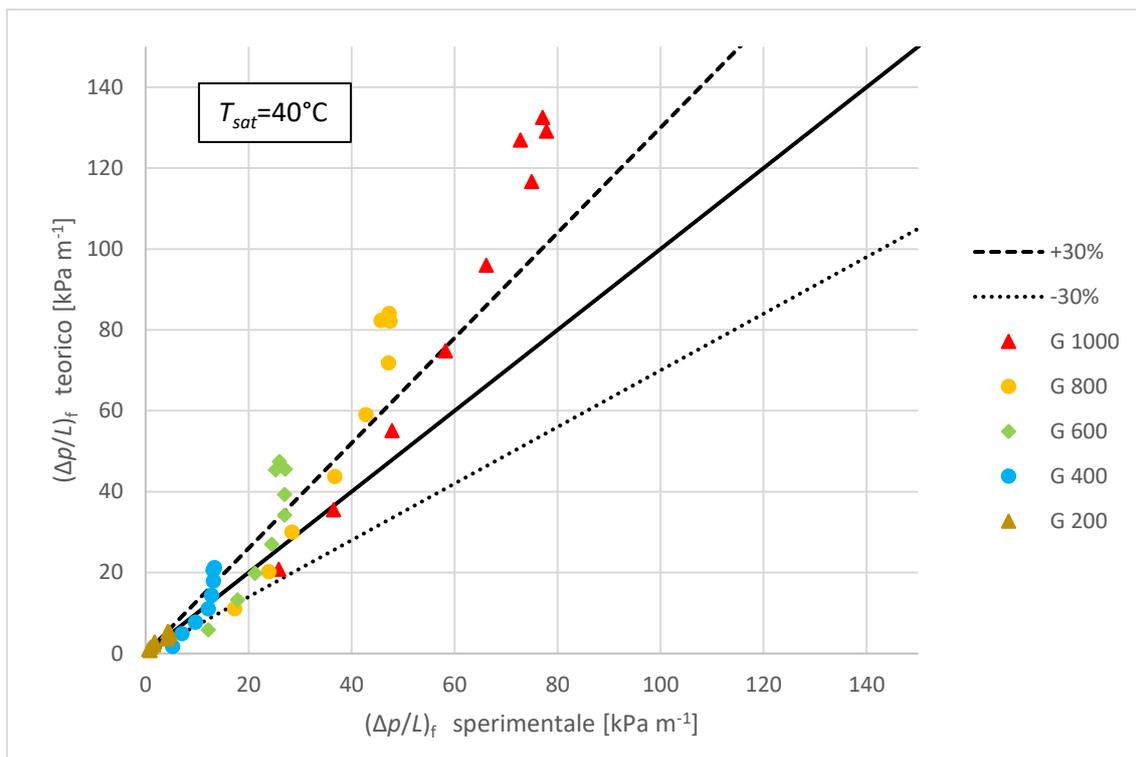


Figura 6-38 confronto tra il gradiente di pressione per attrito sperimentale e quello valutato con il modello di Han e Lee [54] per la condensazione di R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione di 40°C .

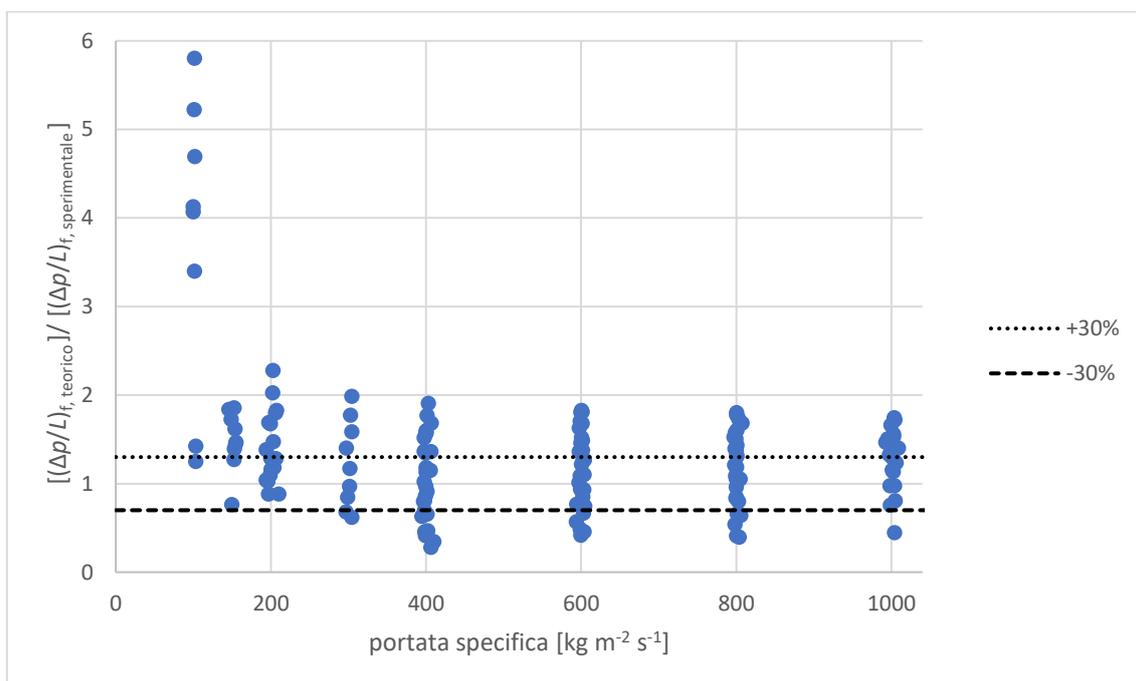


Figura 6-39 rapporto tra il gradiente di pressione per attrito calcolato con il modello di Han e Lee [54] e quello sperimentale in funzione della portata specifica per la condensazione di R1234ze(E).

Si nota che per la portata di $100 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ i valori teorici sono nettamente diversi da quelli ricavati sperimentalmente. Da Figura 6-40 si nota inoltre che, tranne che per $G=100 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, il modello tende a sottostimare il gradiente di pressione a bassi titoli e a sovrastimarli agli alti titoli.

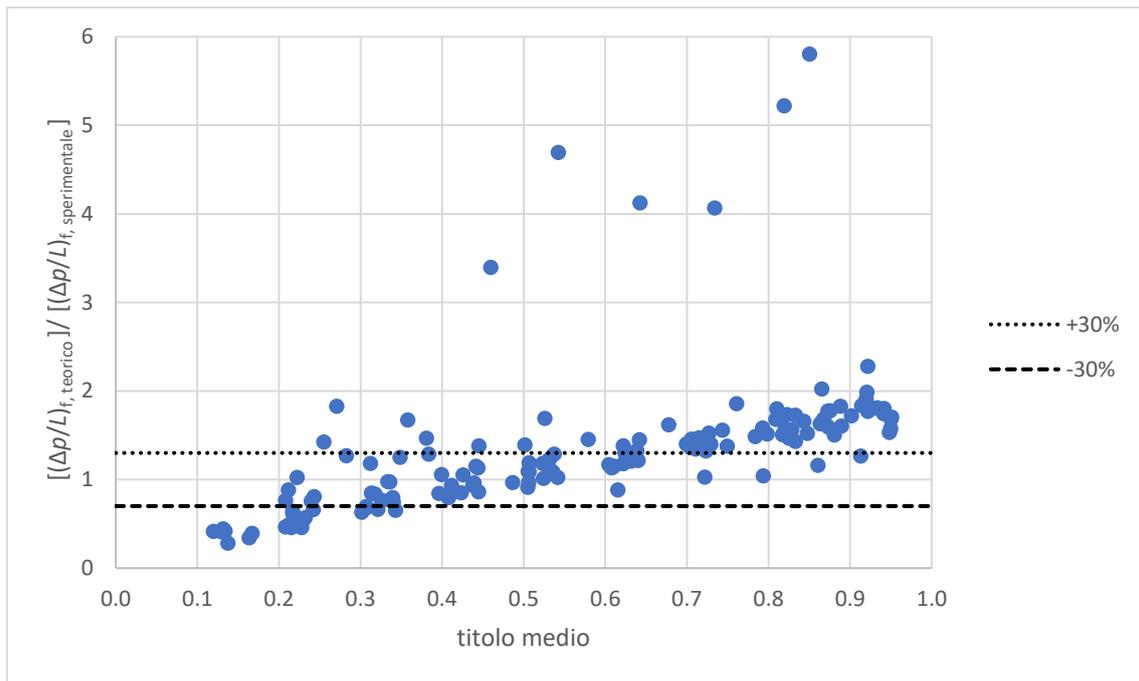


Figura 6-40 rapporto tra il gradiente di pressione per attrito calcolato con il modello di Han e Lee [54] e quello sperimentale in funzione del titolo medio per la condensazione di R1234ze(E).

Globalmente il modello manifesta una deviazione standard del 43.32%, una deviazione assoluta del 40.79% e una deviazione relativa di -21.84%. Come si deduce dai grafici sopra esposti le portate più basse manifestano gli errori più elevati. A questo punto tenendo presente che gli studi condotti da Han e Lee sul tubo di diametro più piccolo (4 mm) sono stati eseguiti nel range di portate specifiche che va da 456 a 1110 kg m⁻² s⁻¹, si valutano i nuovi valori di deviazione standard, deviazione assoluta e deviazione relativa considerando solo le portate specifiche che rientrano nell'ultimo range citato. Così facendo si ottengono rispettivamente i valori di: 40.95%, 38.83% e -19.61%, nettamente migliori rispetto ai precedenti.

6.2.2 Modello di Wu [25] et al. per le perdite di carico in condensazione

I dati sperimentali sulla base dei quali è stato sviluppato il modello in questione sono stati ricavati dalla vaporizzazione dei refrigeranti R410A e R22 ad una temperatura di saturazione di 6°C, in tubi microfin con un numero di alette compreso tra 35 e 58, alte tra 0.10 e 0.15 mm, con angolo d'elica di 18° e angolo all'apice tra 20 e 40°. I tubi testati presentano diametro riferito alla base dell'aletta tra 4.4 e 4.6 mm, e le portate specifiche, anch'esse riferite al diametro alla base dell'aletta, sono nel range 100-620 kg m⁻² s⁻¹. Nelle prove si è inoltre fissato il titolo in ingresso pari a 0.1 e quello all'uscita pari a 0.8. Per calcolare il gradiente di pressione per attrito è suggerita la correlazione seguente:

$$\left(\frac{dp}{dz}\right)_f = \frac{2f_{om}G^2}{D_{fr}\rho_{om}} \quad 6.76$$

la densità omogenea è data da:

$$\rho_{om} = \rho_G \varepsilon_{om} + \rho_L (1 - \varepsilon_{om}) = \frac{1}{\frac{x}{\rho_G} + \frac{1-x}{\rho_L}} \quad 6.77$$

$$\varepsilon_{om} = \frac{\frac{x}{\rho_G}}{\frac{x}{\rho_G} + \frac{1-x}{\rho_L}} = \frac{1}{1 + \frac{\rho_G(1-x)}{x\rho_L}} \quad 6.78$$

la viscosità omogenea è così definita:

$$\mu_{om} = \mu_L - 2.5\mu_L \left[\frac{x\rho_L}{x\rho_L + (1-x)\rho_G} \right]^2 + \left[\frac{x\rho_L(1.5\mu_L + \mu_G)}{x\rho_L + (1-x)\rho_G} \right] \quad 6.79$$

Il fattore d'attrito omogeneo invece si calcola in questo modo:

$$f_{om} = 2 \left[\left(\frac{8}{\text{Re}_{om}} \right)^{12} + \frac{1}{(a+b)^{1.5}} \right]^{1/12} \quad 6.80$$

con:

$$\text{Re}_{om} = \frac{GD_{fr}}{\mu_{om}} \quad 6.81$$

$$a = \left[2.457 \ln \left(\frac{1}{\left(\frac{7}{\text{Re}_{om}} \right)^{0.9} + 0.27R_x} \right) \right]^{16} \quad 6.82$$

$$b = \left(\frac{37530}{\text{Re}_{om}} \right)^{16} \quad 6.83$$

I risultati sono riportati nelle seguenti figure.

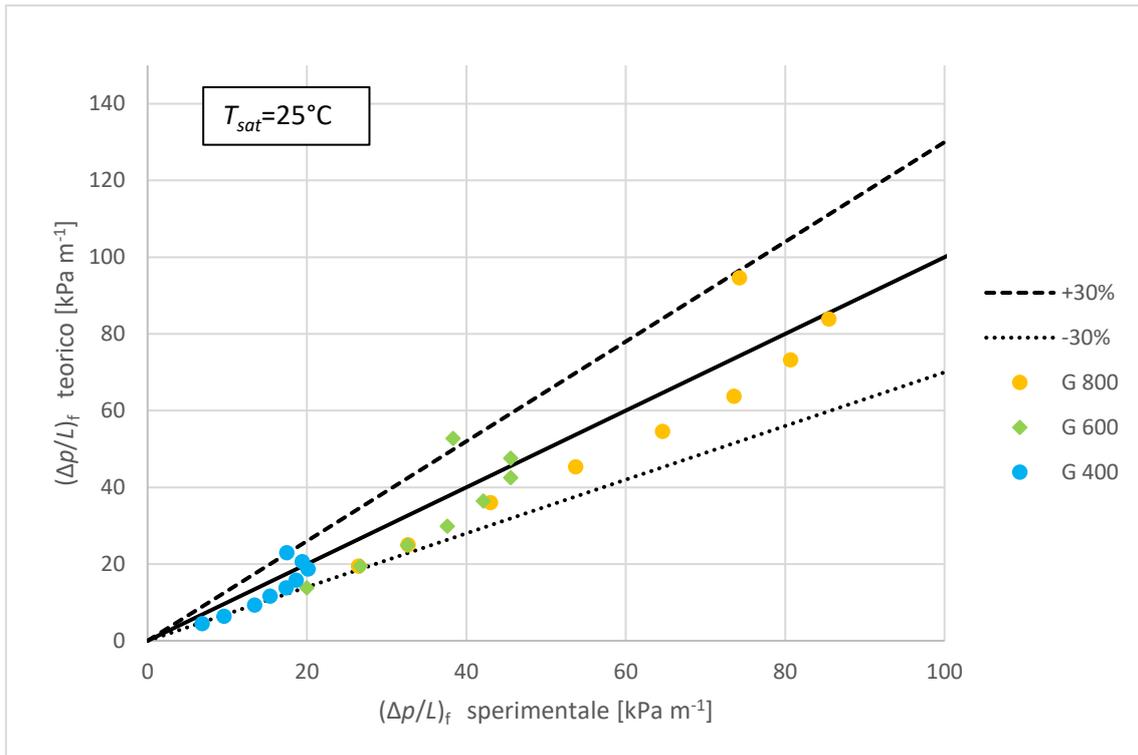


Figura 6-41 confronto tra il gradiente di pressione per attrito sperimentale e quello valutato con il modello di Wu et al. [25] per la condensazione di R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione di 25°C .

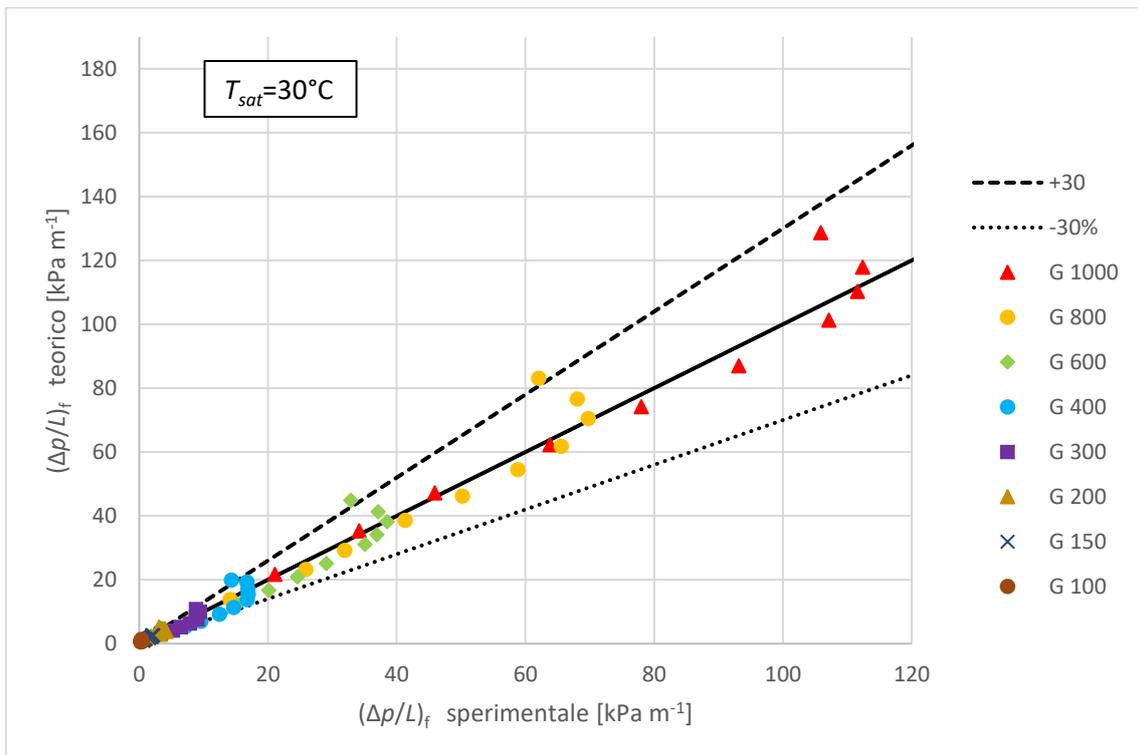


Figura 6-42 confronto tra il gradiente di pressione per attrito sperimentale e quello valutato con il modello di Wu et al. [25] per la condensazione di R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione di 30°C .

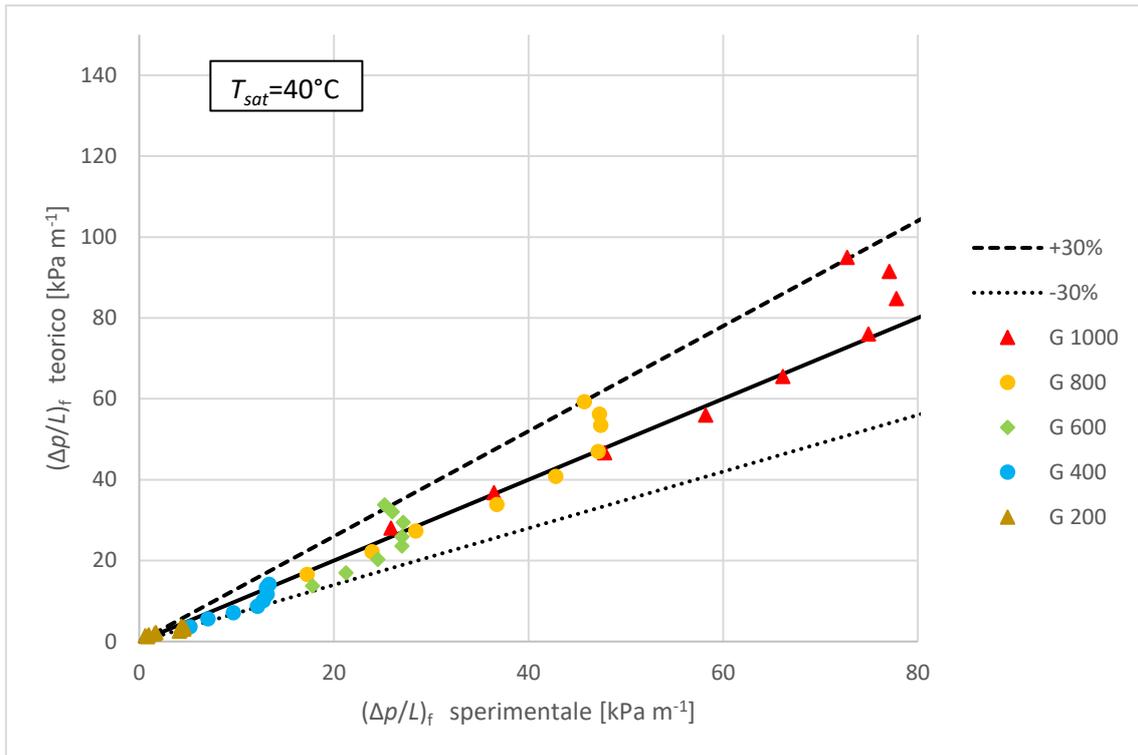


Figura 6-43 confronto tra il gradiente di pressione per attrito sperimentale e quello valutato con il modello di Wu et al. [25] per la condensazione di R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione di 40°C .

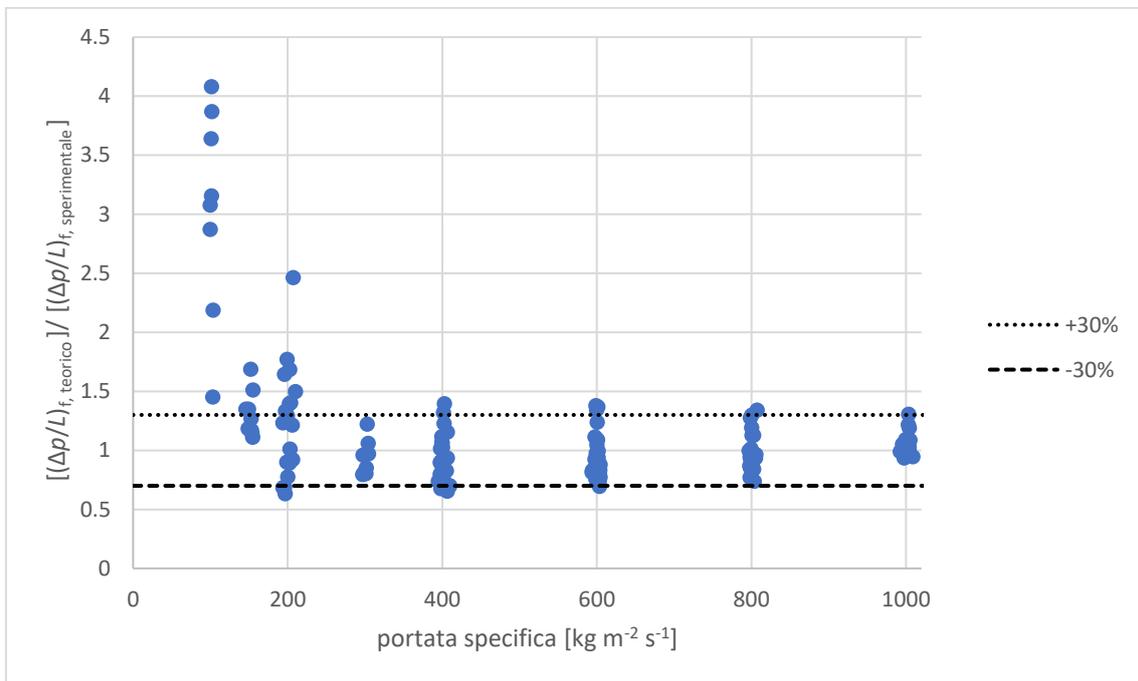


Figura 6-44 rapporto tra il gradiente di pressione per attrito calcolato con il modello di Wu et al. [25] e quello sperimentale in funzione della portata specifica per la condensazione di R1234ze(E).

Si può constatare che il modello in esame tende notevolmente a sovrastimare il gradiente di pressione per le portate specifiche di 100 e 200 $\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$, sia ai bassi e sia agli alti titoli come si vede da Figura 6-45.

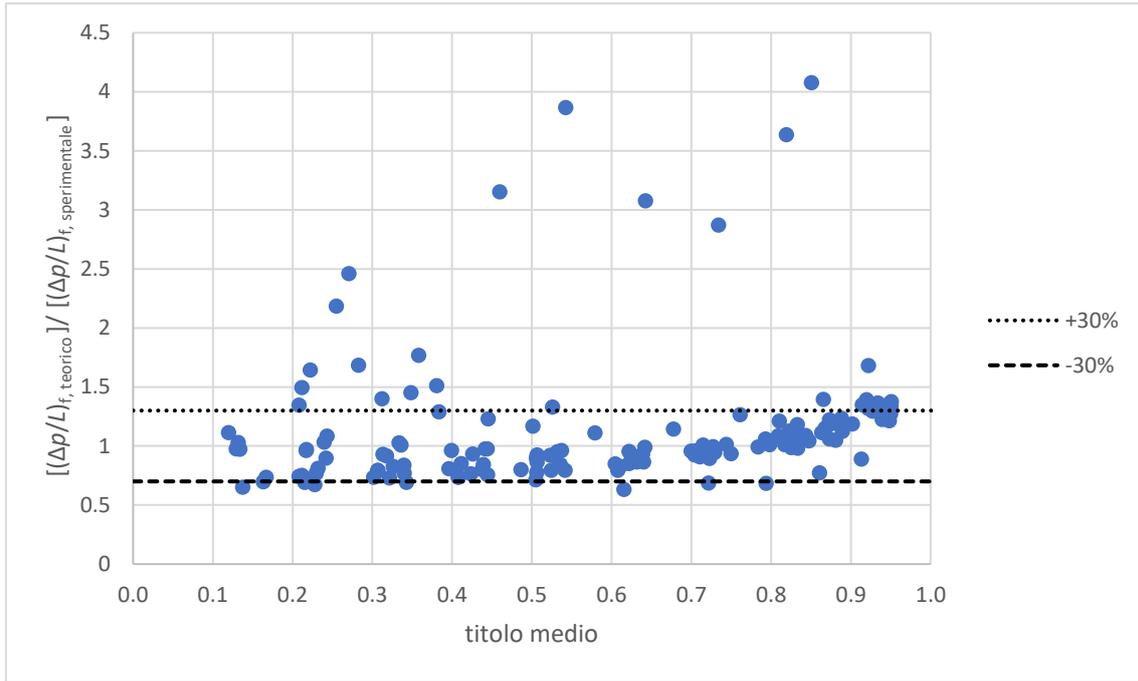


Figura 6-45 rapporto tra il gradiente di pressione per attrito calcolato con il modello di Wu et al. [25] e quello sperimentale in funzione del titolo medio per la condensazione di R1234ze(E).

Globalmente il modello manifesta una deviazione standard del 56.24%, una deviazione assoluta del 29.15% e una deviazione relativa di -12.83%.

6.2.3 Modello di Diani et al. [30] per le perdite di carico in condensazione

Le condizioni operative per le quali è stato sviluppato il modello sono state definite in 6.2.3, si presentano di seguito le correlazioni proposte; per ottenere il gradiente di pressione per attrito si utilizza l'equazione:

$$\left(\frac{dp}{dz}\right)_f = \Phi_{LO}^2 2 \frac{f_{LO} G^2}{D_{ft} \rho_L} \quad 6.84$$

il moltiplicatore bifase della fase liquida si valuta nel seguente modo:

$$\Phi_{LO}^2 = Z + 3.595FH(1 - E)^W \quad 6.85$$

i parametri che compaiono sono così definiti:

$$Z = (1 - x)^2 + x^2 \frac{\rho_L}{\rho_G} \left(\frac{\mu_G}{\mu_L}\right)^{0.2} \quad 6.86$$

$$E = 0.331 \ln\left(\frac{\mu_L G x}{\rho_G \sigma}\right) + 0.0919 + 1 \text{ se } 0 \leq E \leq 0.95 \quad 6.87$$

$$E = 0.95 \text{ se } E > 0.95 \quad 6.88$$

$$E = 0 \text{ se } E < 0 \quad 6.89$$

$$W = 1.398 \frac{p}{p_{cr}} \quad 6.90$$

$$F = x^{0.9525} (1 - x)^{0.414} \quad 6.91$$

$$H = \left(\frac{\rho_L}{\rho_G} \right)^{1.132} \left(\frac{\mu_G}{\mu_L} \right)^{0.44} \left(1 - \frac{\mu_G}{\mu_L} \right)^{3.542} \quad 6.92$$

per il fattore d'attrito relativo alla sola fase liquida si ha:

$$f_{LO} = \frac{(1.74 - 2 \log Rx_f)^{-2}}{4} \quad 6.93$$

Confrontando questo modello con i dati sperimentali si ottengono le seguenti figure.

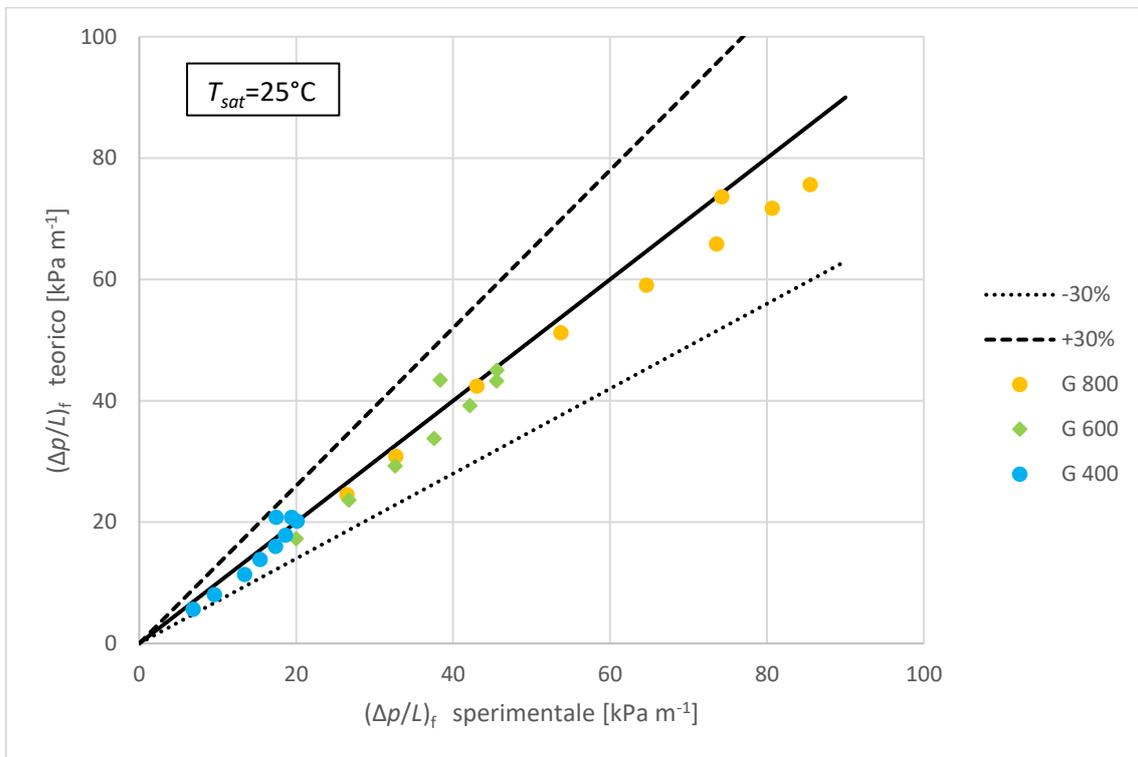


Figura 6-46 confronto tra il gradiente di pressione per attrito sperimentale e quello valutato con il modello di Diani et al. [30] per la condensazione di R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione di 25°C.

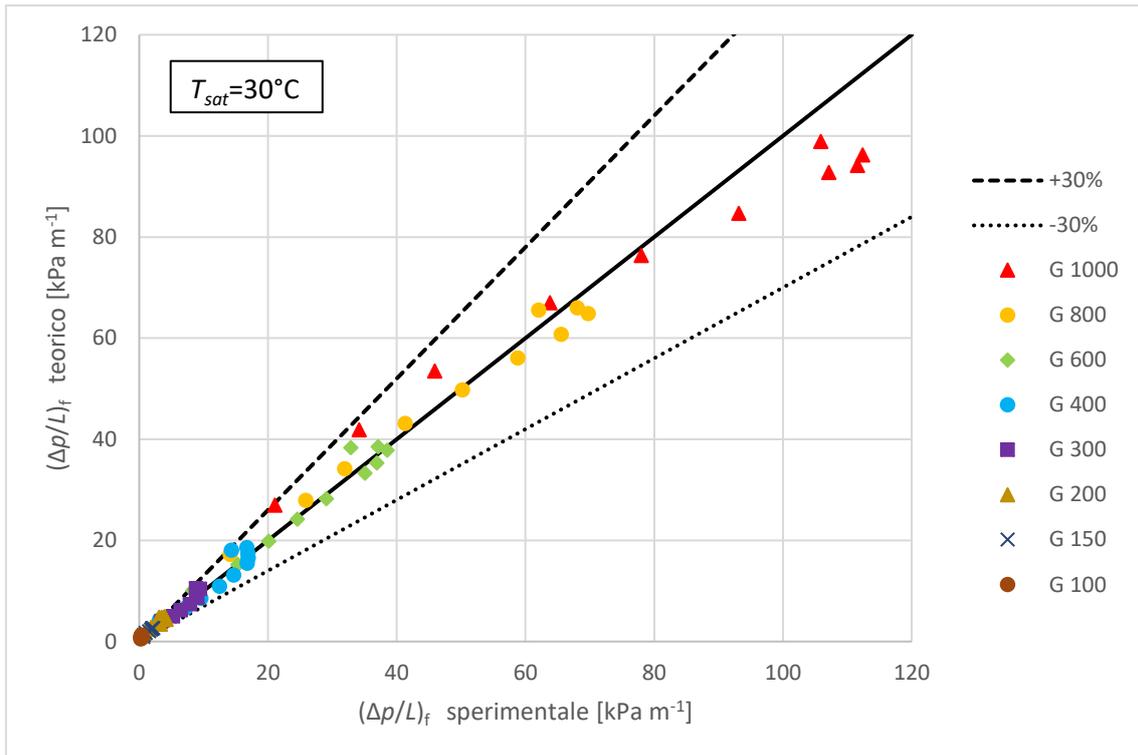


Figura 6-47 confronto tra il gradiente di pressione per attrito sperimentale e quello valutato con il modello di Diani et al. [30] per la condensazione di R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione di 30°C.

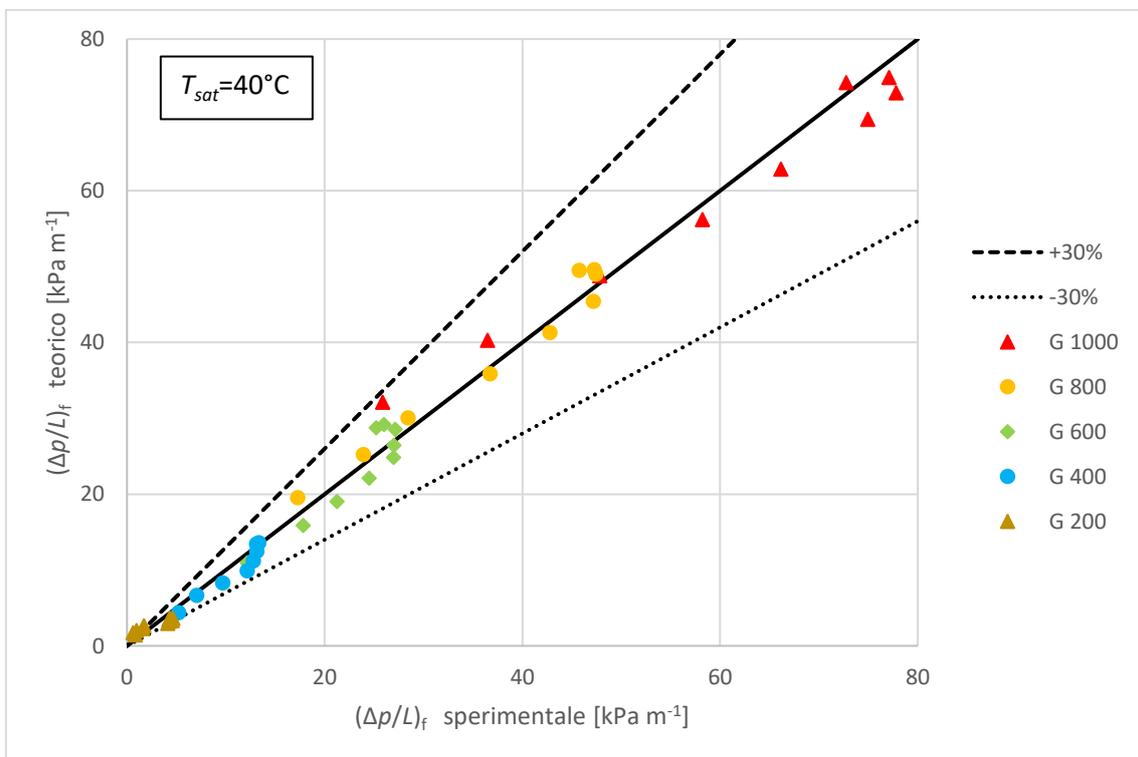


Figura 6-48 confronto tra il gradiente di pressione per attrito sperimentale e quello valutato con il modello di Diani et al. [30] per la condensazione di R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione di 40°C.

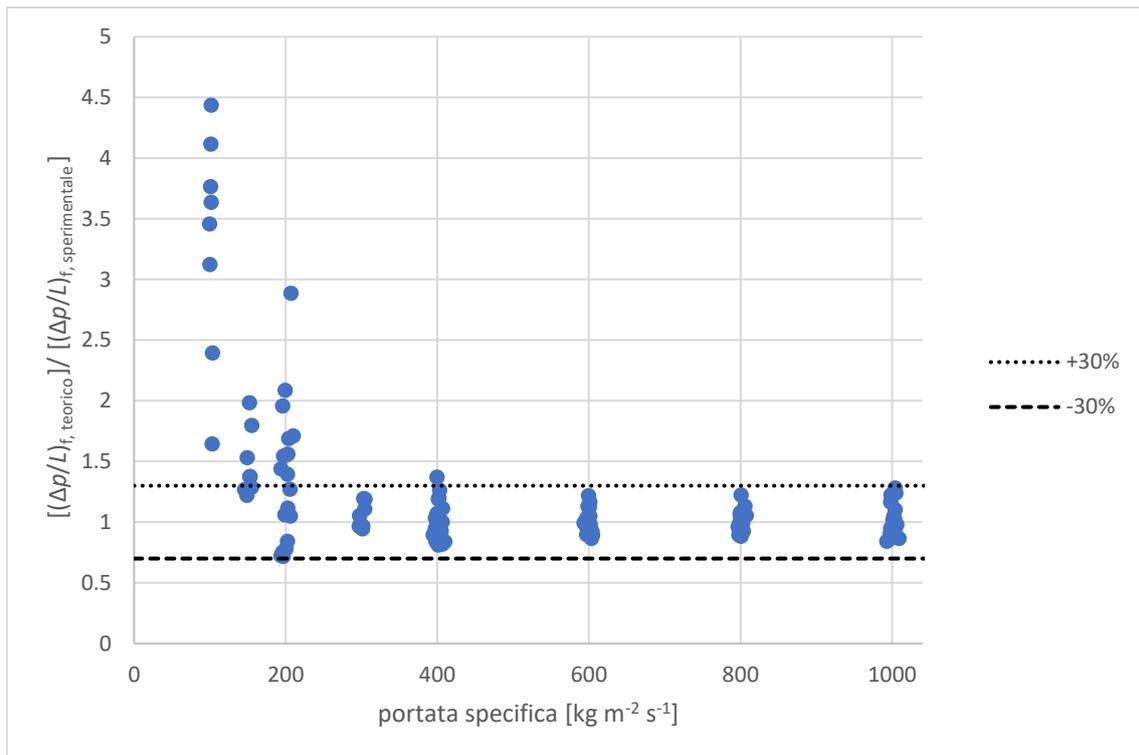


Figura 6-49 rapporto tra il gradiente di pressione per attrito calcolato con il modello di Diani et al. [30] e quello sperimentale in funzione della portata specifica per la condensazione di R1234ze(E).

Come per i casi precedenti, c'è un'evidente discordanza tra i valori sperimentali e quelli teorici per le basse portate specifiche. Si ricordi tuttavia che il range applicativo del modello va da 190 a 940 $\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$, e una temperatura di saturazione pari a 30°C. Non si notano invece particolari differenze al variare del titolo.

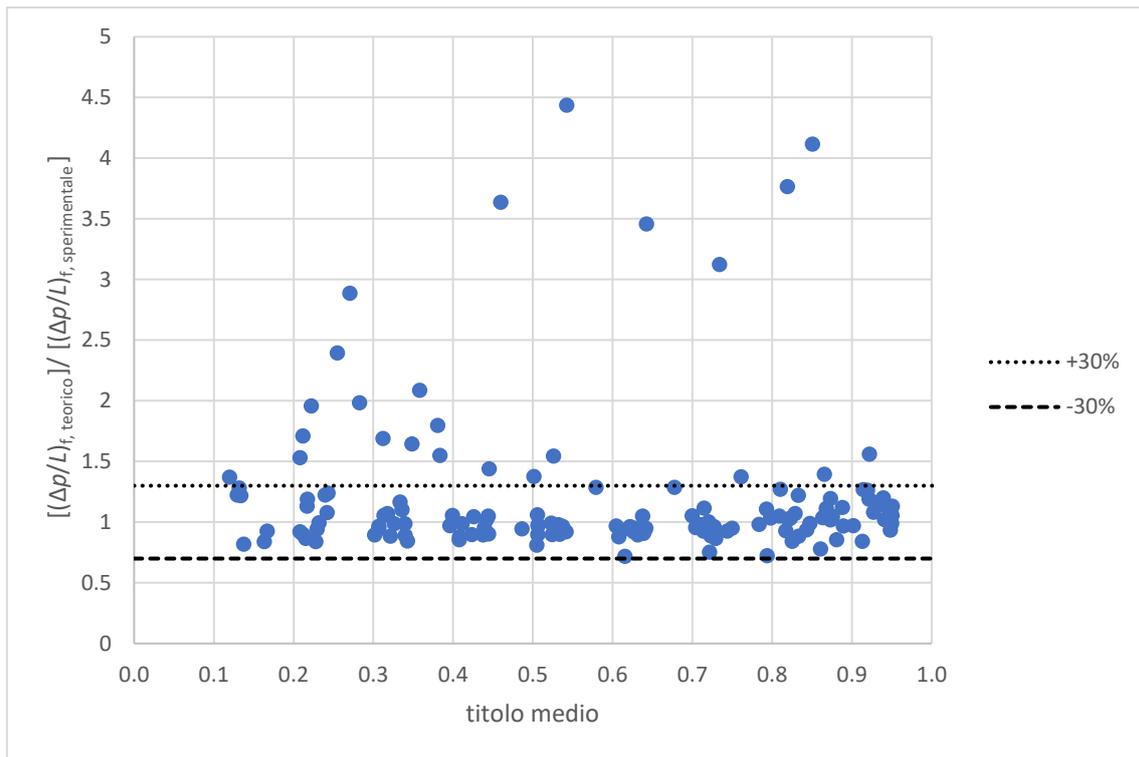


Figura 6-50 rapporto tra il gradiente di pressione per attrito calcolato con il modello di Diani et al. [30] e quello sperimentale in funzione del titolo medio per la condensazione di R1234ze(E).

Globalmente il modello manifesta una deviazione standard del 61.74%, una deviazione assoluta del 28.81% e una deviazione relativa di -20.18%. Considerando invece soltanto i punti che rientrano rigorosamente nelle condizioni operative per cui è stato sviluppato il modello si ha: una deviazione standard del 21.36%, una deviazione assoluta del 14.24% e una deviazione relativa di -8.58%.

6.2.4 Modello di Chamra et al. [55] per le perdite di carico in condensazione

Questo modello può essere usato per tubi microfin con diametro alla base dell'aletta compreso tra 4 e 15.88 mm, con alette di altezza compresa tra 0.1 e 0.38 mm, angolo d'elica tra 0 e 30° e portate specifiche riferite alla base dell'aletta sino a 600 kg m⁻² s⁻¹. Il numero di alette è compreso tra 21 e 60, mentre i refrigeranti presi in esame per lo sviluppo del modello sono stati R134a, R22, R407C, ed R12. Per valutare il gradiente di pressione per attrito è stata proposta la seguente correlazione:

$$\left(\frac{dp}{dz}\right)_f = \frac{2\Phi_{LO}^2 f_{LO} G^2}{D_{fr} \rho_L} PF \quad 6.94$$

dove il moltiplicatore bifase è così definito:

$$\Phi_{LO}^2 = (1-x)^2 + x^2 \frac{\rho_L f_{GO}}{\rho_G f_{LO}} + \frac{3.5310x^{0.78}(1-x)^{0.224}H}{Fr^{0.0230}We^{0.0059}} \quad 6.95$$

I parametri H , We , Fr , ρ_m sono dati dalle equazioni 6.60-6.63. Per calcolare i fattori d'attrito per la sola fase liquida e per la sola fase vapore si distingue a seconda del tipo di flusso, per cui si ha:

f_{LO} e f_{GO} dati rispettivamente da eq.6.65 e 6.69 per flusso turbolento: $Re > 2000$;

f_{LO} e f_{GO} dati rispettivamente da eq.6.66 e 6.70 per flusso laminare: $Re \leq 2000$;

PF è il fattore di penalizzazione, che consente di operare un confronto tra il tubo microfin e un tubo liscio con diametro pari al diametro misurato alla base dell'aletta del tubo microfin; è definito in questo modo:

$$PF = \begin{cases} 1.55 & \text{se } \frac{\rho_G}{\rho_L} < 0.01 \\ 1.71 - 17.5 \frac{\rho_G}{\rho_L} & \text{se } 0.01 \leq \frac{\rho_G}{\rho_L} \leq 0.03 \\ 1.19 & \text{se } \frac{\rho_G}{\rho_L} > 0.03 \end{cases} \quad 6.96$$

Confrontando il modello con i dati ricavati sperimentalmente si ottengono i risultati riportati nelle seguenti figure.

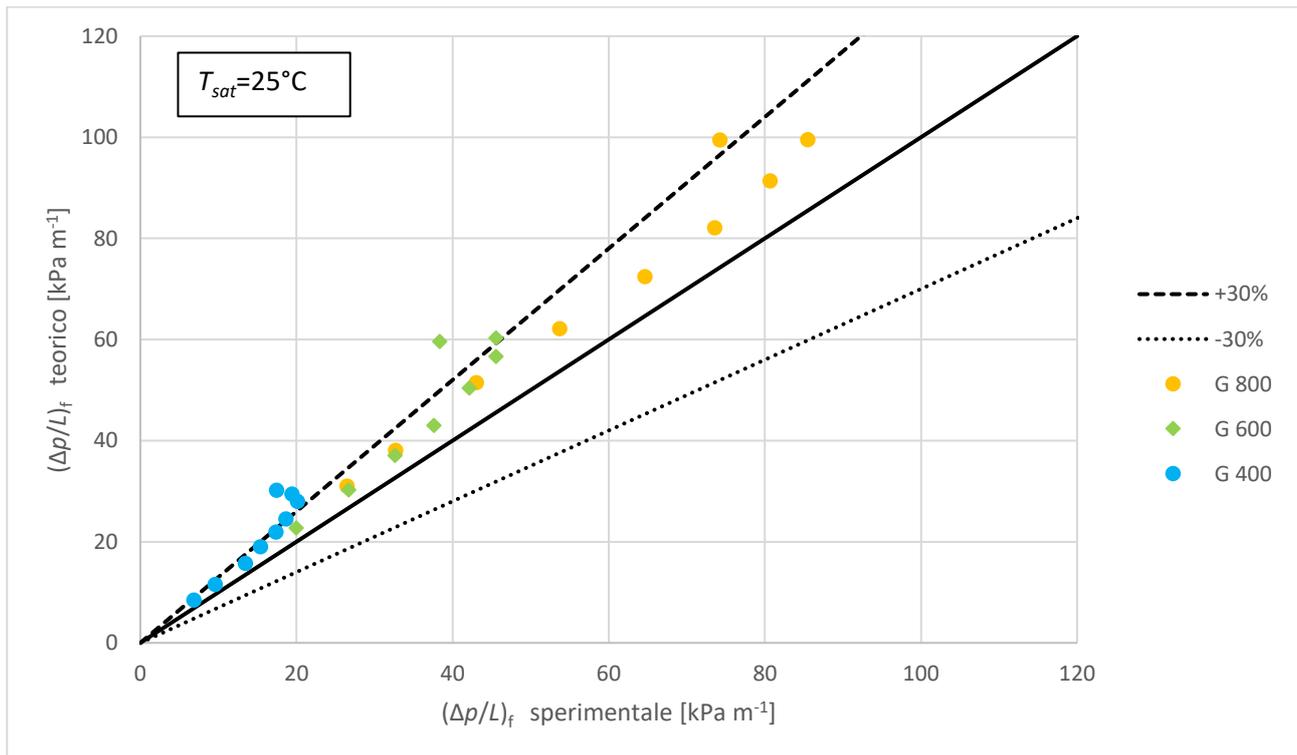


Figura 6-51 confronto tra il gradiente di pressione per attrito sperimentale e quello valutato con il modello di Chamra et al. [55] per la condensazione di R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione di 25°C.

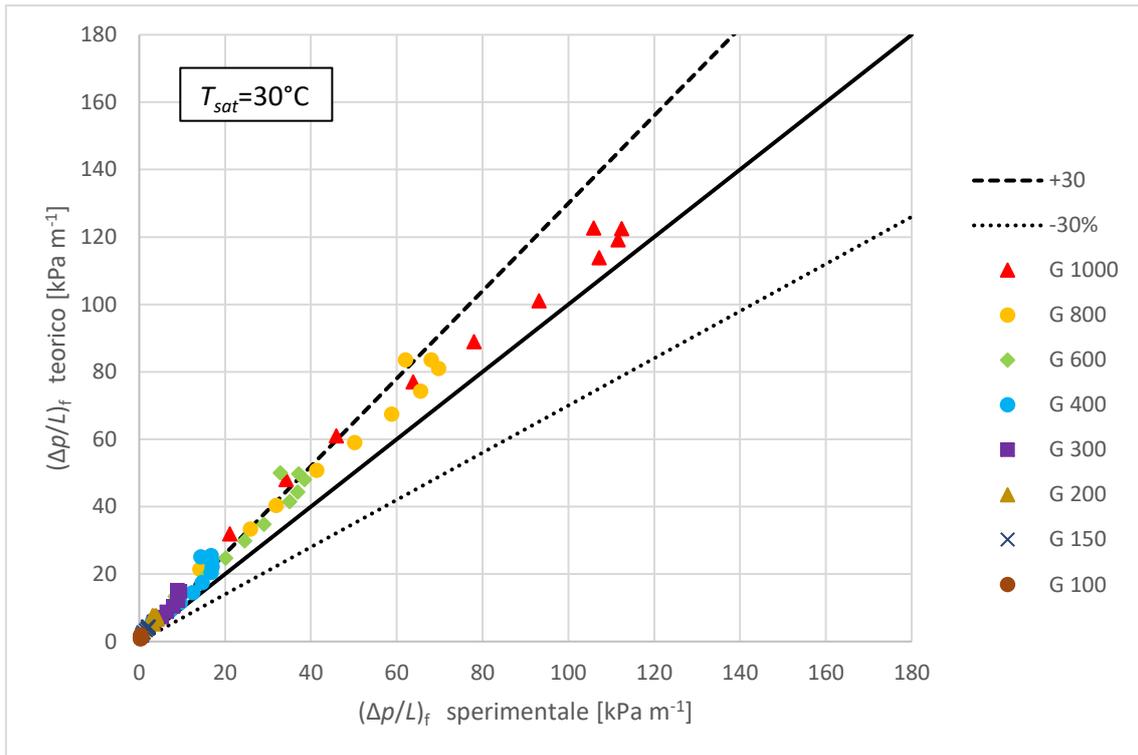


Figura 6-52 confronto tra il gradiente di pressione per attrito sperimentale e quello valutato con il modello di Chamra et al. [55] per la condensazione di R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione di 30°C .

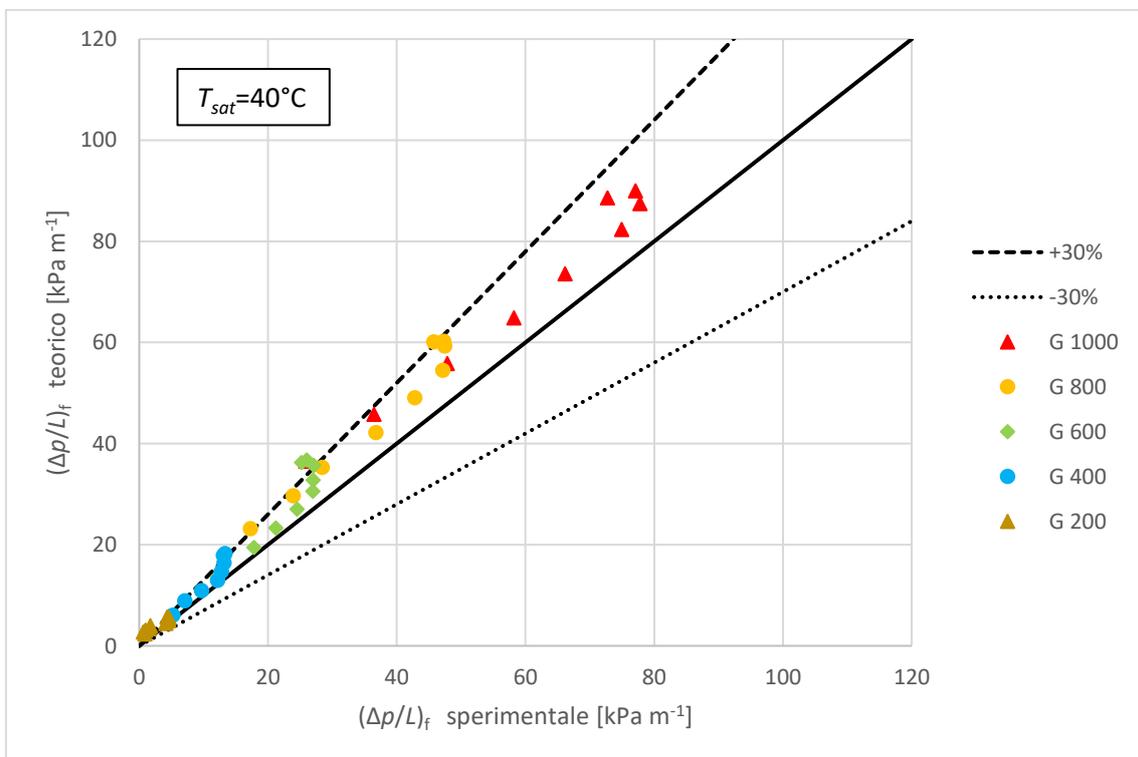


Figura 6-53 confronto tra il gradiente di pressione per attrito sperimentale e quello valutato con il modello di Chamra et al. [55] per la condensazione di R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione di 40°C .

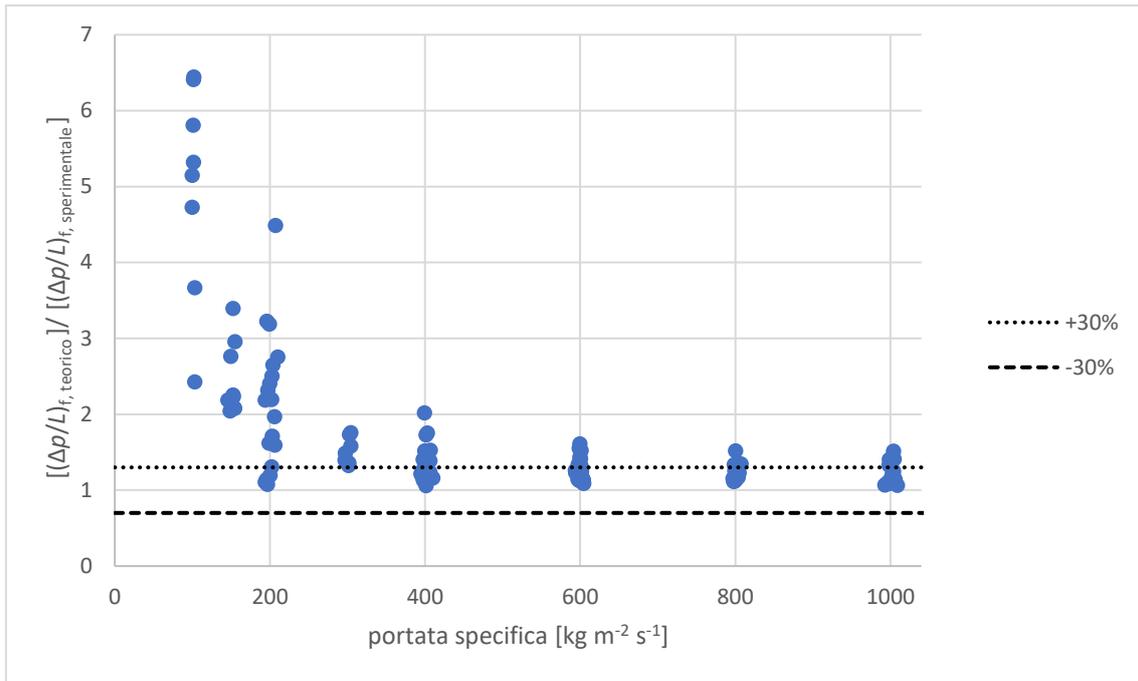


Figura 6-54 rapporto tra il gradiente di pressione per attrito calcolato con il modello di Chamra et al. [55] e quello sperimentale in funzione della portata specifica per la condensazione di R1234ze(E).

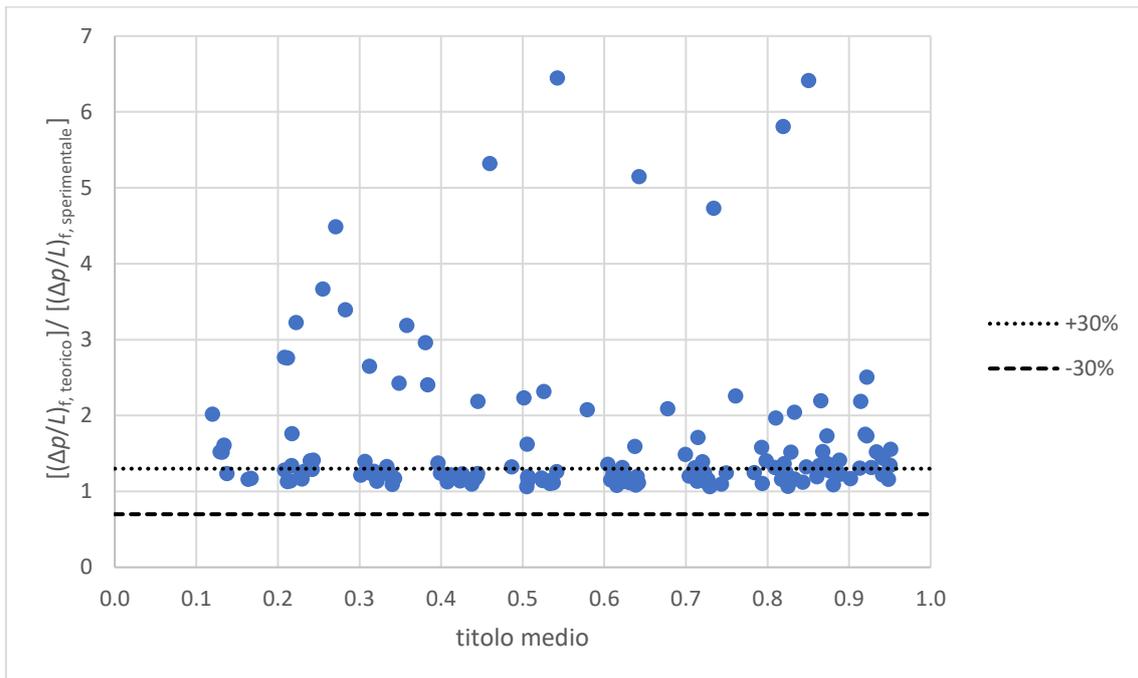


Figura 6-55 rapporto tra il gradiente di pressione per attrito calcolato con il modello di Chamra et al. [55] e quello sperimentale in funzione della portata specifica per la condensazione di R1234ze(E).

Ancora una volta i punti relativi alle portate specifiche inferiori a $300 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ sono ampiamente sovrastimati, indipendentemente dal titolo in questione. Tralasciando quindi questi punti il modello ha deviazione standard del 17.26%, una deviazione assoluta del 27.42% e una deviazione relativa di -27.42%. Considerando invece anche i punti appena ignorati si hanno prestazioni notevolmente

peggiori; infatti la deviazione standard passa al 101.02%, una deviazione assoluta del 66.30% e una deviazione relativa di -66.30%.

A conclusione di questa sezione, si può affermare che il gradiente di pressione per attrito alle portate specifiche più basse è sempre sovrastimato dai modelli, questo può essere dovuto all'elevata incertezza sperimentale che si ha alle basse portate.

6.3 Modelli per confronto con il tubo liscio

6.3.1 Modello di Cavallini et al. [3] per il confronto del coefficiente di scambio termico con il tubo liscio

Per poter aver una stima dei vantaggi, in termini di incremento del coefficiente di scambio termico, offerti dal tubo microfin rispetto a un tubo liscio di diametro interno pari al diametro all'apice dell'aletta del tubo microfin, si propone in seguito l'applicazione del modello di Cavallini et al. [3], valido per tubi lisci disposti orizzontalmente con diametro interno superiore ai 3 mm, temperature di saturazione tra -15 e 302°C, e portate specifiche nel range 18-2240 kg m⁻² s⁻¹. Per valutare il coefficiente di scambio termico il modello propone di distinguere innanzitutto se si è nella zona indipendente dal ΔT o in quella ΔT -dipendente, perché a seconda di ciò cambia la correlazione da utilizzare per calcolare il coefficiente di scambio termico. Per capire in quale zona rientrano i dati è sufficiente applicare eq. 1.3-1.5.

Il coefficiente di scambio α_A nella zona indipendente dal ΔT , cioè per $J_G > J_G^T$, si calcola con l'equazione 6.10, nella quale α_{LO} è però dato dall'equazione 6.23 ossia:

$$\alpha_A = \alpha_{LO} \left[1 + 1.128x^{0.817} \left(\frac{\rho_L}{\rho_G} \right)^{0.3685} \left(\frac{\mu_L}{\mu_G} \right)^{0.2363} \left(1 - \frac{\mu_G}{\mu_L} \right)^{2.144} \text{Pr}_L^{-0.1} \right] \quad 6.10$$

$$\alpha_{LO} = 0.023 \frac{\lambda_L}{D} \text{Re}_{LO}^{0.8} \text{Pr}_L^{0.333} = 0.023 \frac{\lambda_L}{D} \left(\frac{GD}{\mu_L} \right)^{0.8} \text{Pr}_L^{0.333} \quad 6.23$$

Il coefficiente di scambio nella zona dipendente dal ΔT , cioè per $J_G \leq J_G^T$ è invece dato da:

$$\alpha_D = \left[\alpha_A \left(\frac{J_G^T}{J_G} \right)^{0.8} - \alpha_{STRAT} \right] \left(\frac{J_G}{J_G^T} \right) + \alpha_{STRAT} \quad 6.97$$

$$\alpha_{STRAT} = \frac{0.725}{1 + 0.741 \left[\frac{1-x}{x} \right]^{0.3321}} \left[\frac{\rho_L(\rho_L - \rho_G)gh_{LG}\lambda_L^3}{\mu_L D \Delta T} \right]^{0.25} + (1 - x^{0.087})\alpha_{LO} \quad 6.98$$

Una volta calcolato opportunamente il coefficiente di scambio termico è possibile determinare l'“enhancement factor” definito in 2.1. Di cui si riporta l'andamento nelle figure seguenti.

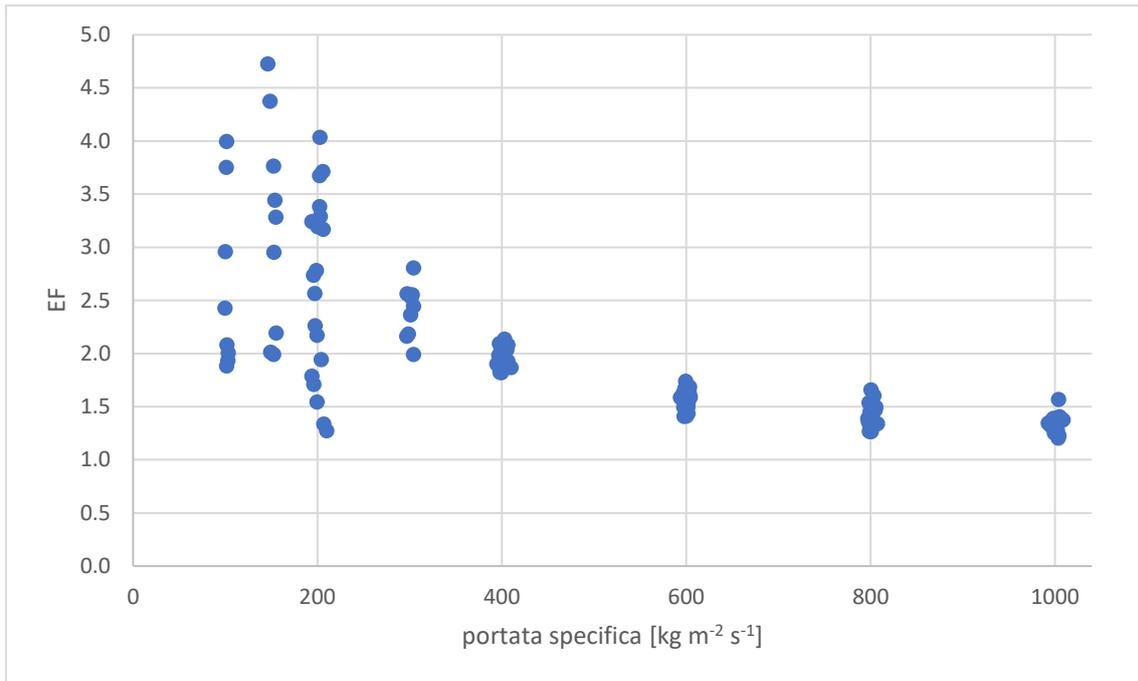


Figura 6-56 andamento dell'“enhancement factor” (EF) in funzione della portata specifica.

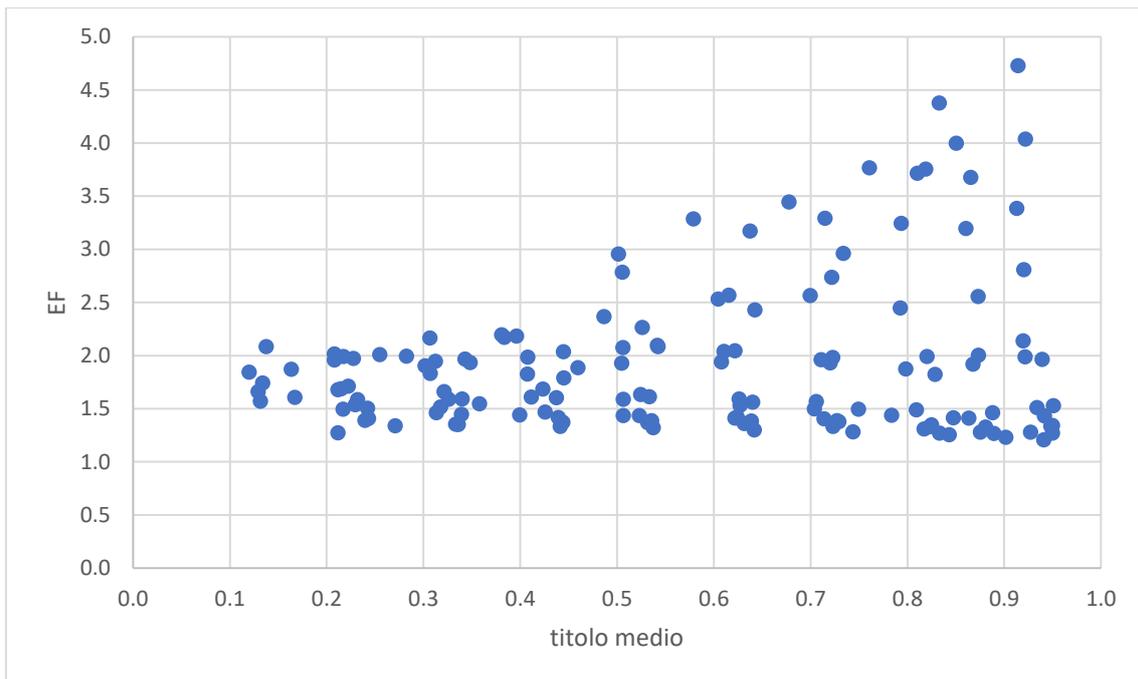


Figura 6-57 andamento dell'“enhancement factor” (EF) in funzione del titolo medio.

Si può concludere che: a qualsiasi portata e a qualsiasi titolo un tubo microfin presenta un coefficiente di scambio più elevato rispetto a un tubo liscio come è lecito aspettarsi. Inoltre l'“enhancement factor” risulta essere molto più elevato alle basse portate specifiche (100, 150 e 200 kg m⁻² s⁻¹) e si riduce progressivamente all'aumentare della portata specifica. Ragionando invece sull'influenza del titolo si nota che all'aumentare del titolo tende ad aumentare l'“enhancement

factor”. In particolare gli andamenti risultano essere molto simili a quelli già presentati in Figura 2-5 e Figura 2-6, per un ulteriore confronto si propone anche Figura 6-58.

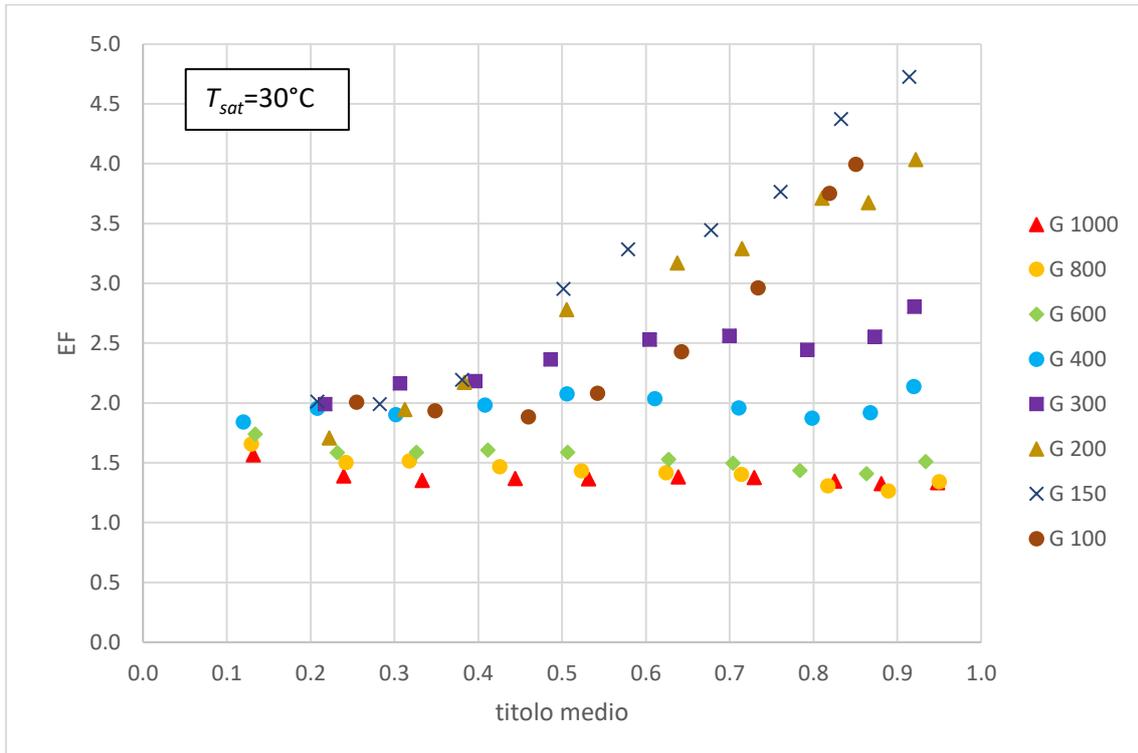


Figura 6-58 andamento dell’"enhancement factor" (EF) in funzione del titolo medio per le diverse portate specifiche.

Così come ricavato da Cavallini et al. [9] per le portate specifiche più elevate al variare del titolo non si riscontrano effetti significativi sull’"enhancement factor", che tende anzi leggermente a diminuire; per le basse portate specifiche invece si nota un progressivo aumento di tale parametro all’aumentare del titolo.

6.4 Modelli per il calcolo del coefficiente di scambio termico in vaporizzazione

6.4.1 Modello di Diani et al. [30]

Questo modello si è parzialmente già introdotto nel capitolo 6.1.3, in questa sede rispetto a quanto fatto precedentemente è necessario tener conto anche del contributo dovuto all’ebollizione nucleata α_{NB} che compare nell’equazione 6.20 ed è valutato a partire dal modello proposto da Cooper adottando un opportuno fattore di soppressione:

$$\alpha_{NB} = 0.473S\alpha_{Cooper} \quad 6.99$$

in cui il fattore di soppressione S è dato da:

$$S = 1.36X_{tt}^{0.36} \quad 6.100$$

con X_{tt} definito in questo modo:

$$\begin{cases} X_{tt} = \left(\frac{\mu_L}{\mu_G}\right)^{0.1} \left(\frac{\rho_G}{\rho_L}\right)^{0.5} \left(\frac{1-x}{x}\right)^{0.9} & \text{se } X_{tt} \leq 1 \\ 1 & \text{se } X_{tt} > 1 \end{cases} \quad 6.101$$

mentre

$$\alpha_{Cooper} = 55 p_r^{0.12} [-\log_{10}(p_r)]^{-0.55} M^{-0.5} HF^{0.67} \quad 6.102$$

dove:

p_r indica la pressione ridotta, M è la massa molare del refrigerante espressa in kg kmol^{-1} ed HF è il flusso termico specifico riferito all'area di scambio di un tubo liscio avente diametro pari al diametro misurato all'apice dell'aletta del tubo microfin. HF dunque è dato da:

$$HF = \frac{q}{\pi D_{ft} L} \quad 6.103$$

in cui q rappresenta il flusso termico ed L la lunghezza del tratto di tubo interessato dallo scambio termico. Dal confronto con i risultati sperimentali si ottiene quanto segue.

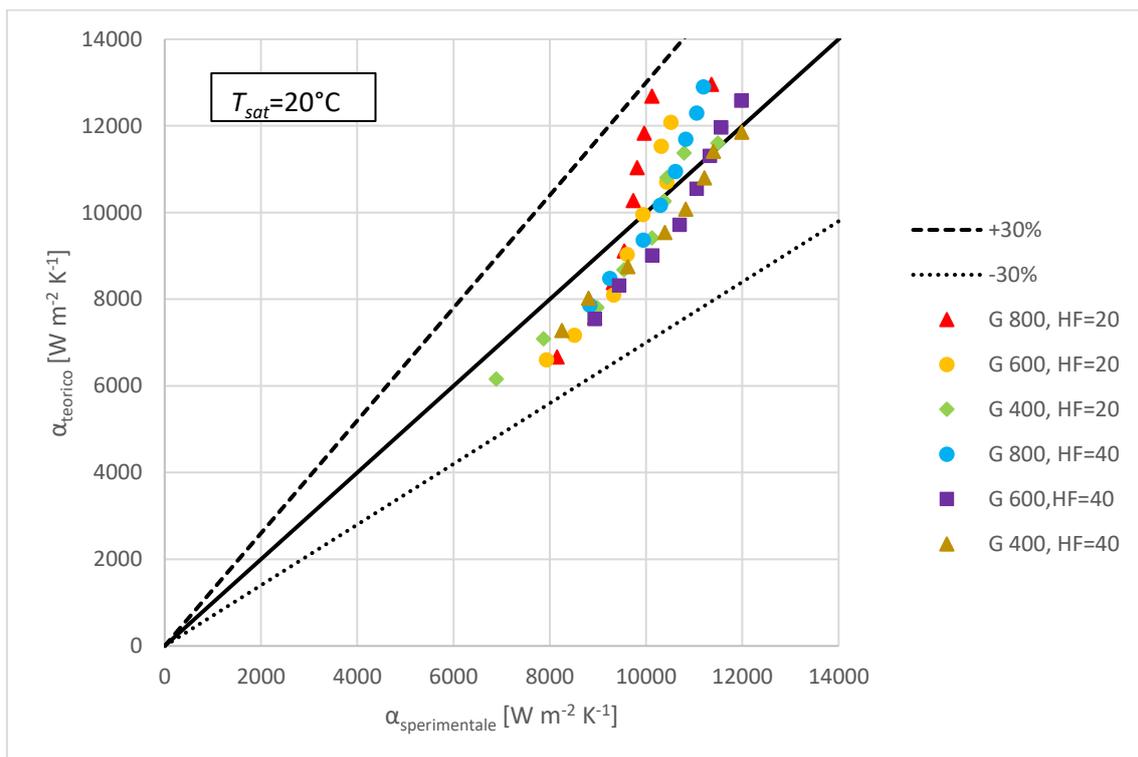


Figura 6-59 confronto tra il coefficiente di scambio termico sperimentale e quello valutato con il modello di Diani et al. [30] per la vaporizzazione di R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione di 20°C.

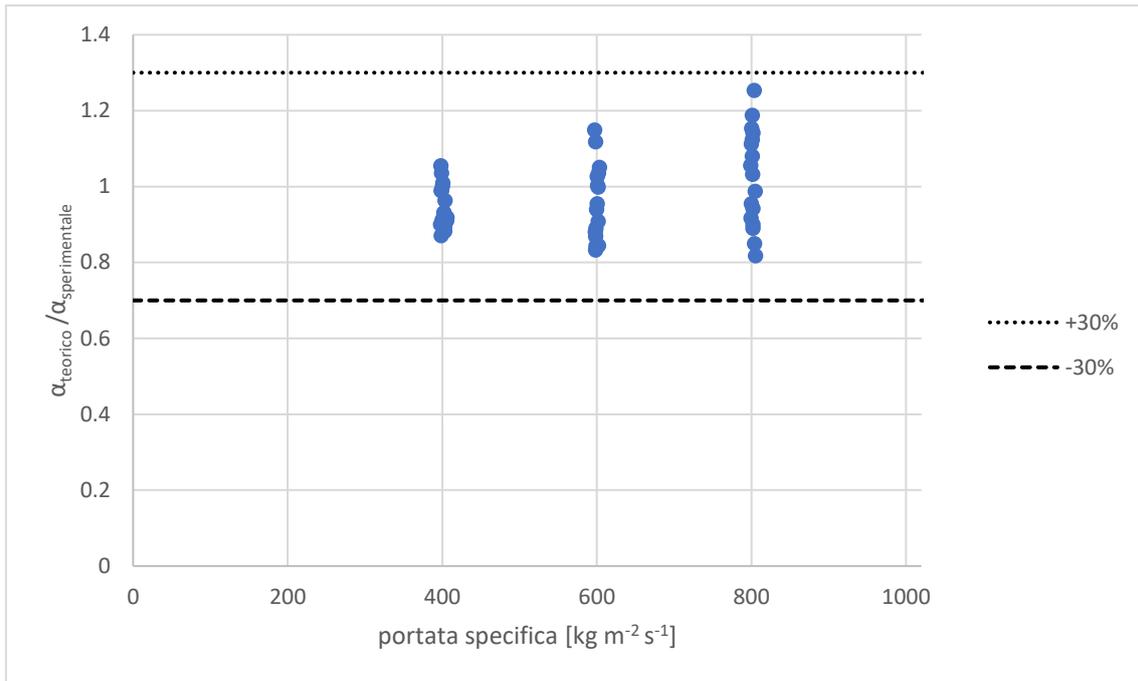


Figura 6-60 rapporto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Diani et al. [30] e quello sperimentale in funzione della portata specifica per la vaporizzazione di R1234ze(E).

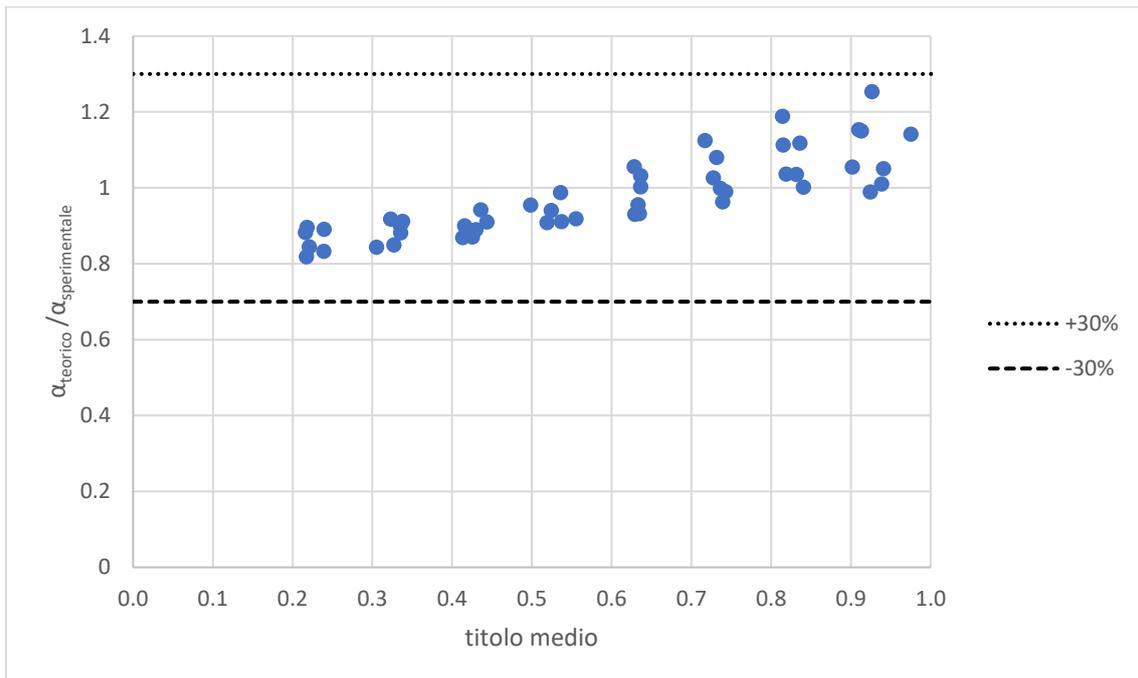


Figura 6-61 rapporto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Diani et al. [30] e quello sperimentale in funzione del titolo medio per la vaporizzazione di R1234ze(E).

Si nota che non vi è mai uno scostamento di oltre il 30% tra i dati sperimentali e quelli forniti dal modello. Da Figura 6-60 si nota una maggiore dispersione dei dati all'aumentare della portata specifica, mentre Figura 6-61 mette in luce che per bassi titoli il modello tende a sottostimare il coefficiente di scambio termico, e ad alti titoli accade l'opposto.

Nel complesso il modello presenta deviazione standard del 10.28%, una deviazione assoluta del 8.80% e una deviazione relativa di -2.28%.

Come anticipato in 5.3.2 si propone ora un confronto tra il contributo dovuto all'ebollizione nucleata e quello dovuto alla vaporizzazione convettiva, visto che il presente modello consente una stima di entrambi i contributi. Il rapporto tra la componente convettiva e quella dovuta all'ebollizione nucleata è mostrato in Figura 6-62.

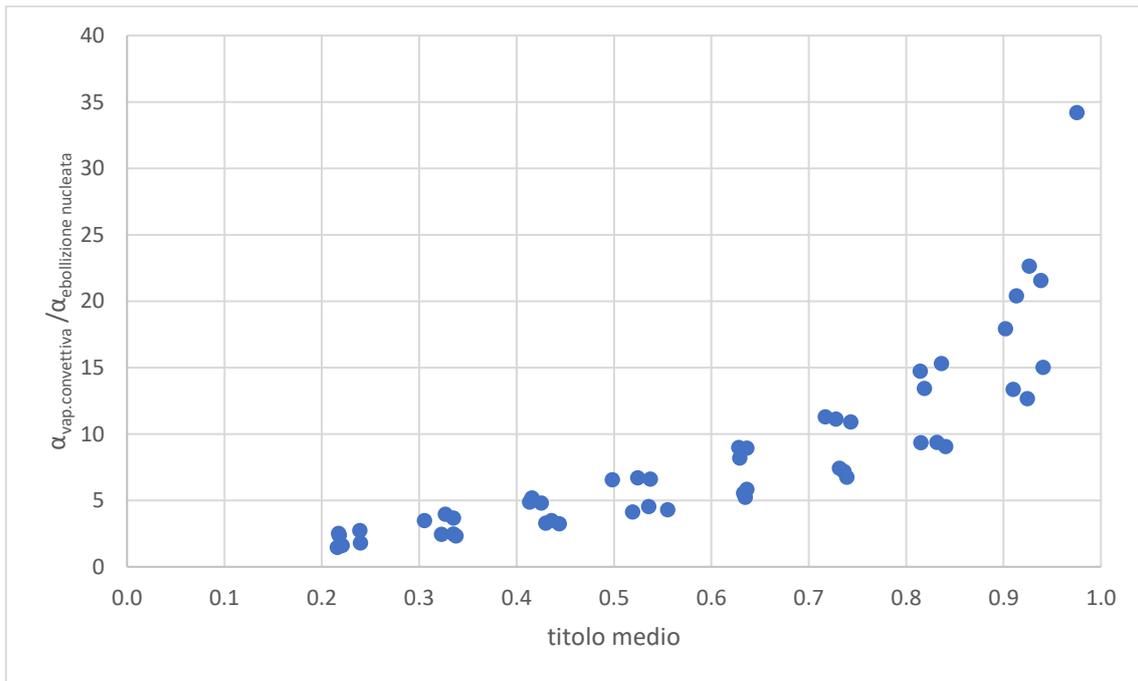


Figura 6-62 rapporto tra il coefficiente di scambio termico dovuto alla vaporizzazione convettiva e quello dovuto all'ebollizione nucleata calcolati con il modello di Diani et al. [30] in funzione del titolo medio per la vaporizzazione di R1234ze(E).

È evidente che all'aumentare del titolo medio si ha un notevole incremento del contributo dovuto alla vaporizzazione convettiva, questo conferma dunque le considerazioni espresse in 5.3.2.

6.4.2 Modello di Wu et al. [25]

Gli autori propongono di valutare il flusso termico specifico minimo necessario per innescare l'ebollizione nucleata:

$$HF_{ONB} = \frac{2\sigma T_{sat} \alpha_{cb,l} E_{RB}}{r_{crit} \rho_G h_{LG}} \quad 6.104$$

dove r_{crit} indica il raggio critico della bolla, che si ritiene essere $0.38 \cdot 10^{-6} m$, $\alpha_{cb,l}$ indica il coefficiente di scambio termico per convezione che si ha durante la vaporizzazione e si calcola come segue:

$$\alpha_{cb,l} = C Re_{\delta}^m Pr_L^{0.4} \frac{\lambda_L}{\delta} \quad 6.105$$

con C e m costanti sperimentali, assunte pari rispettivamente a 0.014 e 0.68. Re_δ rappresenta il numero di Reynolds riferito al film di liquido:

$$Re_\delta = \frac{4G(1-x)\delta}{(1-\varepsilon)\mu_L} \quad 6.106$$

la portata specifica è riferita all'effettiva sezione di attraversamento A_c e lo spessore del film δ è dato da:

$$\delta = \sqrt{\frac{A_c}{\pi}} (1 - \sqrt{\varepsilon}) \quad 6.107$$

ε indica il grado di vuoto e si valuta con la seguente equazione:

$$\varepsilon = \frac{x}{\rho_G} \left[(1 + 0.21(1-x)) \left(\frac{x}{\rho_G} + \frac{1-x}{\rho_L} \right) + \frac{1.18(1-x)[g\sigma(\rho_L - \rho_G)]^{0.25}}{G^2 \rho_L^{0.5}} \right]^{-1} \quad 6.108$$

A questo punto è necessario operare una distinzione: qualora il flusso termico specifico ricavato sperimentalmente sia inferiore a HF_{ONB} si può stimare il coefficiente di scambio termico con l'equazione:

$$\alpha = \alpha_{cb,l} E_{RB} \quad 6.109$$

altrimenti si deve utilizzare l'equazione:

$$\alpha = [(\alpha_{cv})^3 + (\alpha_{nb})^3]^{1/3} = [(E_{RB} \alpha_{cb,L})^3 + (S \alpha_{pb})^3]^{1/3} \quad 6.110$$

nella quale E_{RB} è un fattore di intensificazione per tener conto dell'effetto delle alette ai fini del coefficiente di scambio termico così definito:

$$E_{RB} = \left\{ 1 + \left[2.64 Re_\delta^{0.036} Pr_L^{-0.024} \left(\frac{h}{D_{fr}} \right)^{0.212} \left(\frac{p}{D_{fr}} \right)^{-0.21} \left(\frac{\beta^0}{90} \right)^{0.29} \right]^7 \right\}^{1/7} \quad 6.111$$

p indica il passo delle alette ed è dato dall'equazione 6.35

S è un fattore correttivo relativo al contributo dell'ebollizione nucleata:

$$S = \frac{1}{\xi} (1 - e^{-\xi}) \quad 6.112$$

mentre

$$\alpha_{pb} = 2.8 \cdot 207 \frac{\lambda_L}{D_b} \left[\frac{(HF - HF_{ONB}) D_b}{\lambda_L T_{sat}} \right]^{0.745} \left(\frac{\rho_G}{\rho_L} \right)^{0.581} Pr_L^{0.53} \quad 6.113$$

dove HF è il flusso termico specifico riferito alla superficie totale interna:

$$HF = \frac{q}{A} \quad 6.114$$

q è il flusso termico;

D_b rappresenta il diametro iniziale della bolla dato da:

$$D_b = 0.51 \sqrt{\frac{2\sigma}{g(\rho_L - \rho_G)}} \quad 6.115$$

p_f è la distanza normale tra le alette data da:

$$p_f = \frac{\pi D_{fr} \cos(\beta)}{n} \quad 6.116$$

si ha poi:

$$\xi = 1.96 \cdot 10^{-5} \frac{\left(\frac{\rho_G c_{pl}}{\rho_L h_{LG}} T_{sat}\right)^{1.25} (E_{RB} \alpha_{cb,L}) D_b}{\lambda_L} \quad 6.117$$

$$A = \frac{A}{A_{ni}} A_{ni} \quad 6.118$$

dove A_{ni} è l'area del condotto riferita all'apice delle alette.

$$\frac{A}{A_{ni}} = 1 + 2 \left[\frac{1}{\cos\left(\frac{\alpha}{2}\right)} - \tan\left(\frac{\alpha}{2}\right) \right] \frac{h}{p_f} \quad 6.119$$

Nelle figure seguenti è possibile consultare l'applicazione del modello ai dati sperimentali.

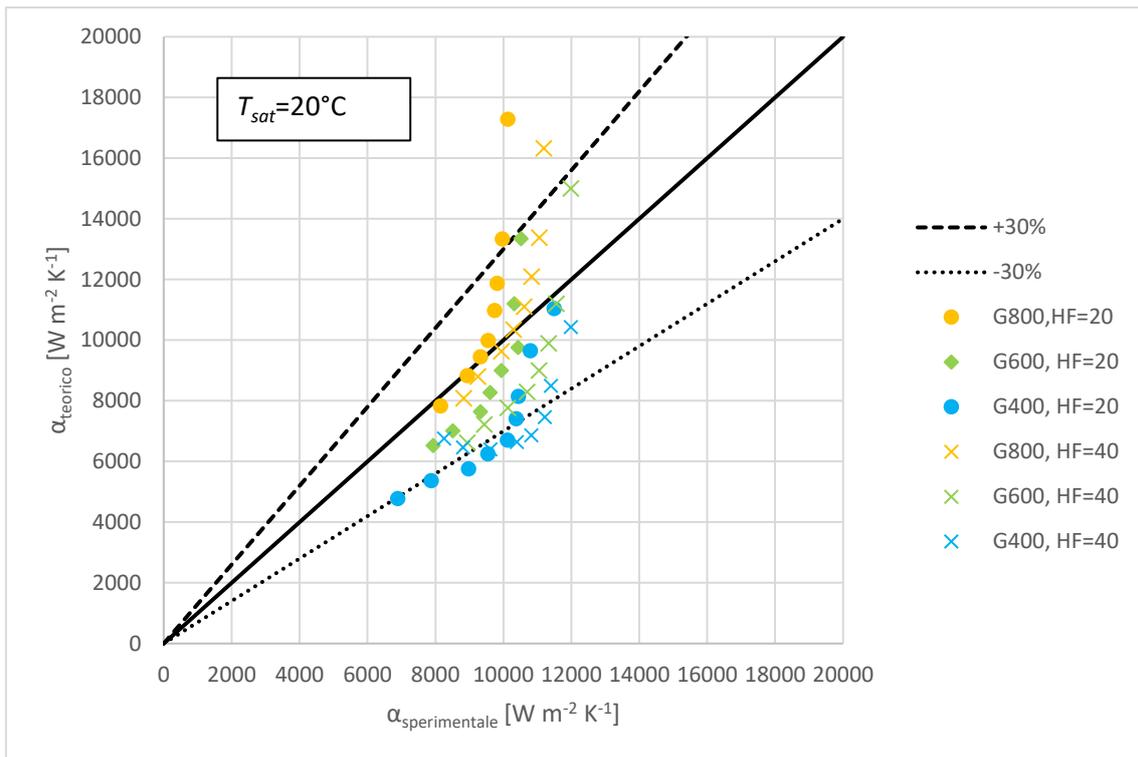


Figura 6-63 confronto tra il coefficiente di scambio termico sperimentale e quello valutato con il modello di Wu et al. [25] per la vaporizzazione di R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione di 20°C.

Da Figura 6-64 si può dedurre che all'aumentare della portata specifica vi è una tendenza del modello a sovrastimare il coefficiente di scambio termico, analogamente da Figura 6-65 si constata che all'aumentare del titolo aumenta la stima del coefficiente di scambio termico teorico rispetto a quello sperimentale.

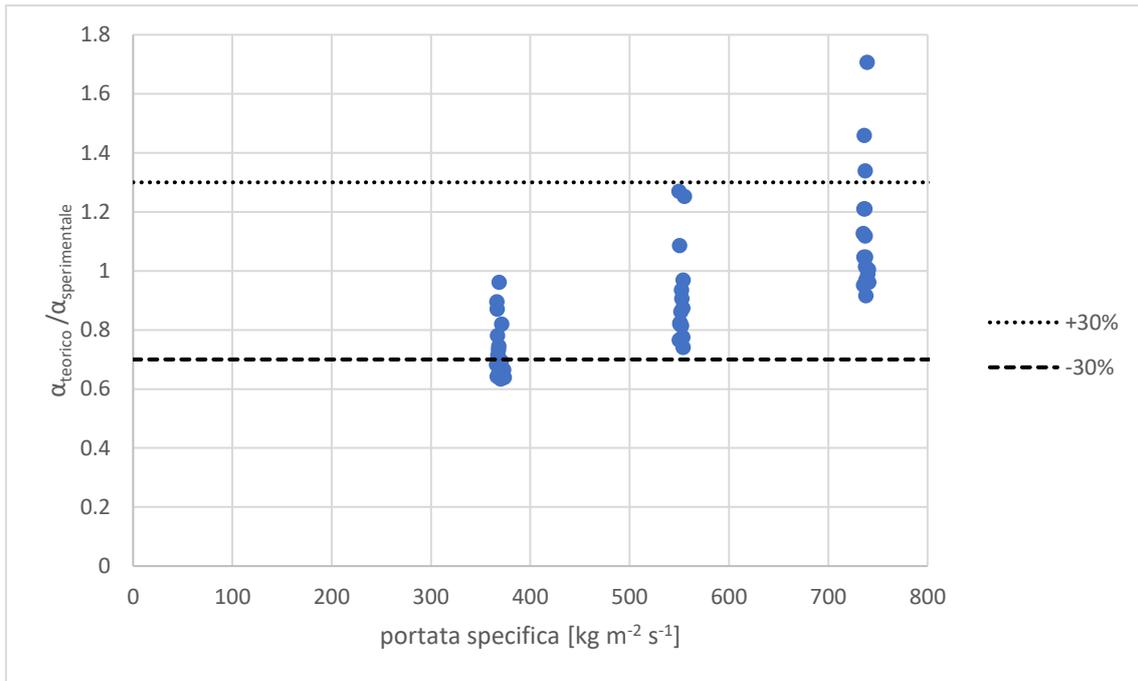


Figura 6-64 rapporto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Wu et al. [25] e quello sperimentale in funzione della portata specifica per la vaporizzazione di R1234ze(E).

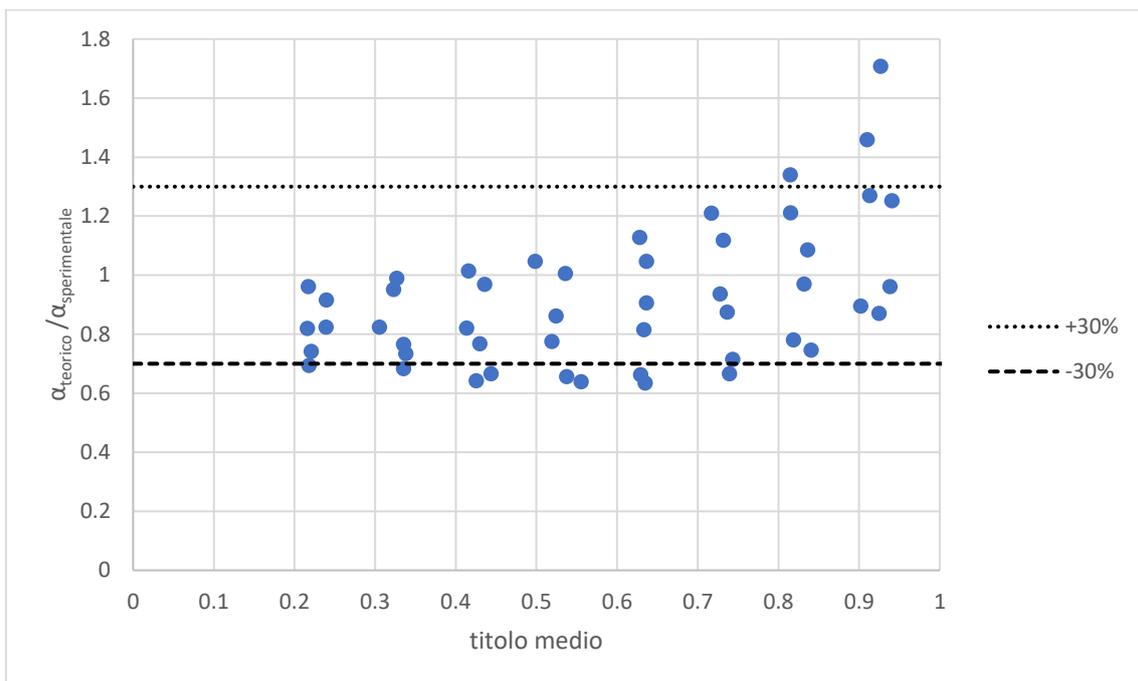


Figura 6-65 rapporto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Wu et al. [25] e quello sperimentale in funzione del titolo medio per la vaporizzazione di R1234ze(E).

Da Figura 6-64 e Figura 6-65 si nota che il rapporto tra il coefficiente di scambio termico stimato dal modello e quello sperimentale aumenta con la portata specifica e con il titolo di vapore. Globalmente il modello manifesta una deviazione standard del 23.07%, una deviazione assoluta del 19.91% e una deviazione relativa di -8.09%.

6.5 Modelli per il calcolo delle perdite di carico in vaporizzazione

6.5.1 Modello di Diani et al. [30] per le perdite di carico in vaporizzazione

Il modello è lo stesso già esposto in 6.2.3, di seguito si riporta il confronto con i dati sperimentali

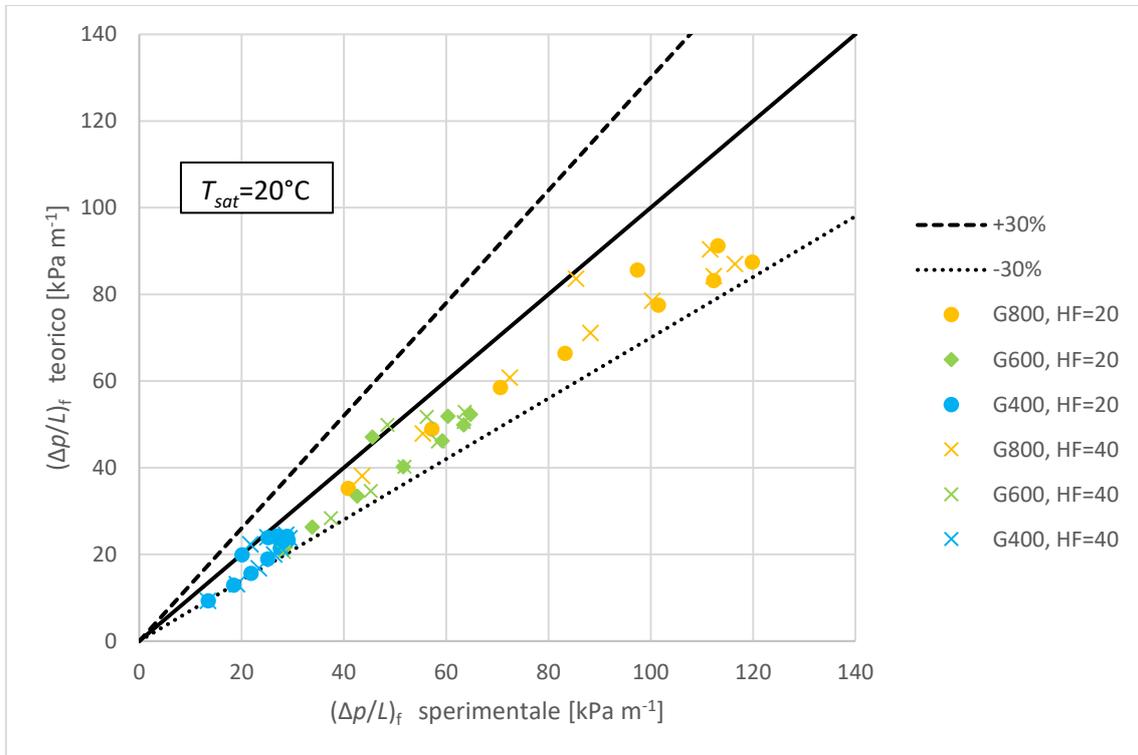


Figura 6-66 confronto tra il gradiente di pressione per attrito sperimentale e quello valutato con il modello di Diani et al. [30] per la vaporizzazione e di R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione di 20°C.

Si nota una tendenza generale del modello a sottostimare il gradiente di pressione, e questo accade per le diverse portate e i diversi titoli, la sola eccezione è rappresentata dai titoli molto elevati (superiori a 0.97) come si nota da Figura 6-67 e Figura 6-68.

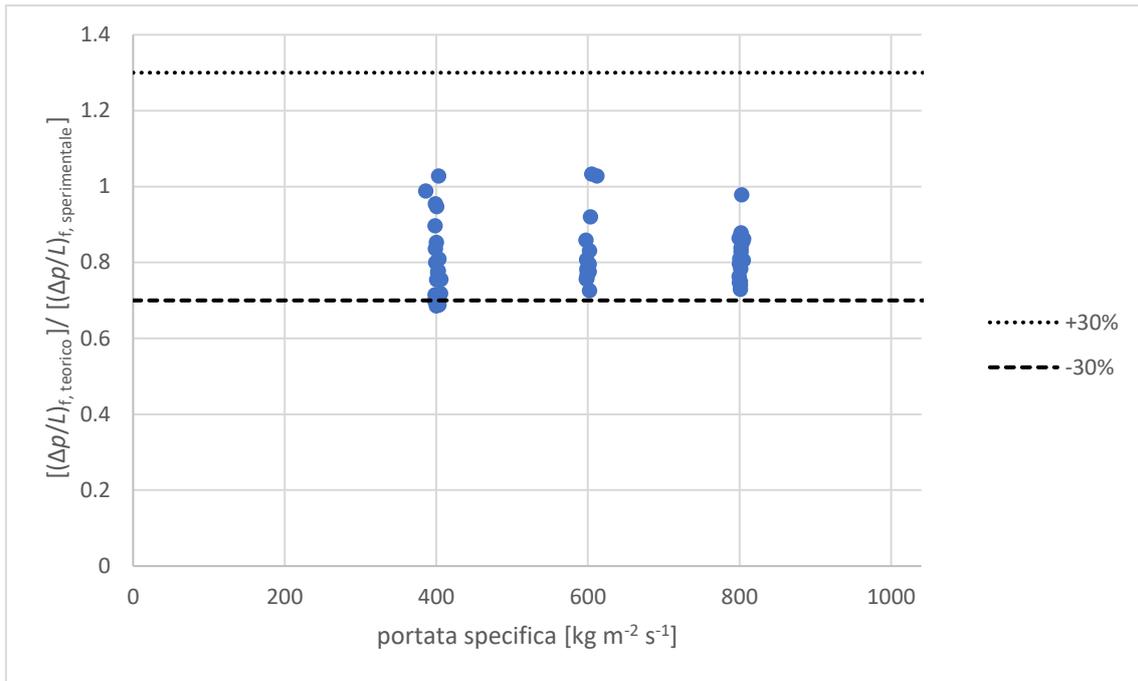


Figura 6-67 rapporto tra il gradiente di pressione per attrito calcolato con il modello di Diani et al. [30] e quello sperimentale in funzione della portata specifica per la vaporizzazione di R1234ze(E).

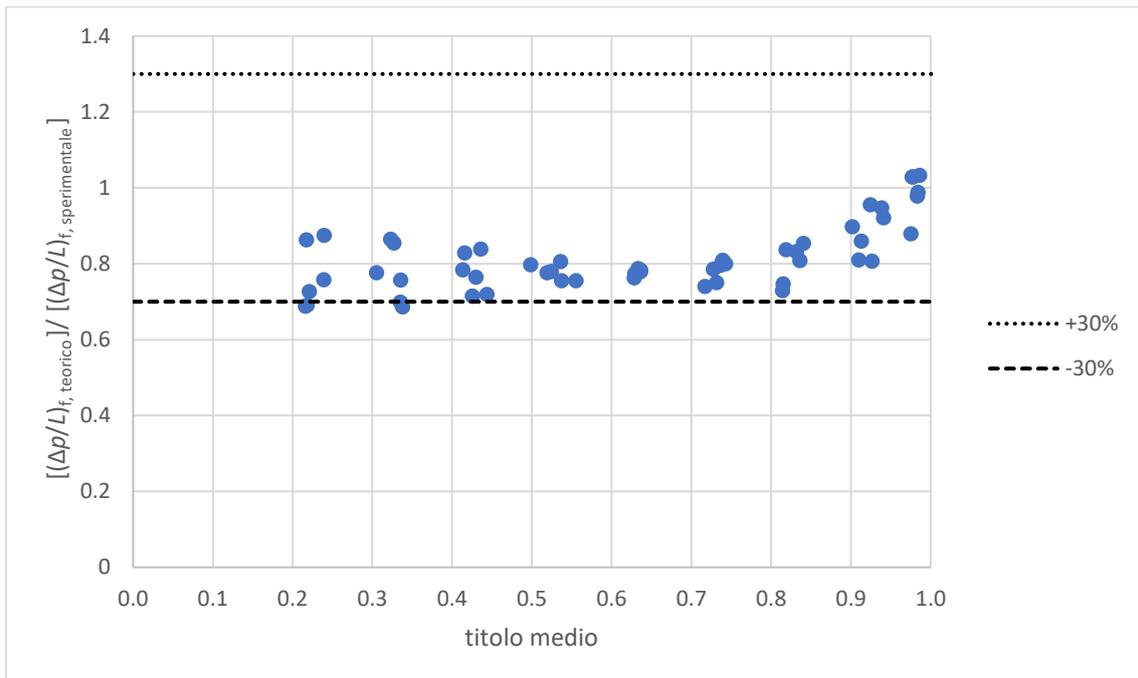


Figura 6-68 rapporto tra il gradiente di pressione per attrito calcolato con il modello di Diani et al. [30] e quello sperimentale in funzione del titolo medio per la vaporizzazione di R1234ze(E).

Globalmente il modello manifesta una deviazione standard del 8.74%, una deviazione assoluta del 18.79% e una deviazione relativa di 18.47%.

6.5.2 Modello di Wu et al. [25] per le perdite di carico in vaporizzazione

Questo modello è già stato presentato in 6.2.2. Le seguenti figure riportano i confronti tra i valori calcolati con le equazioni del modello e i valori sperimentali.

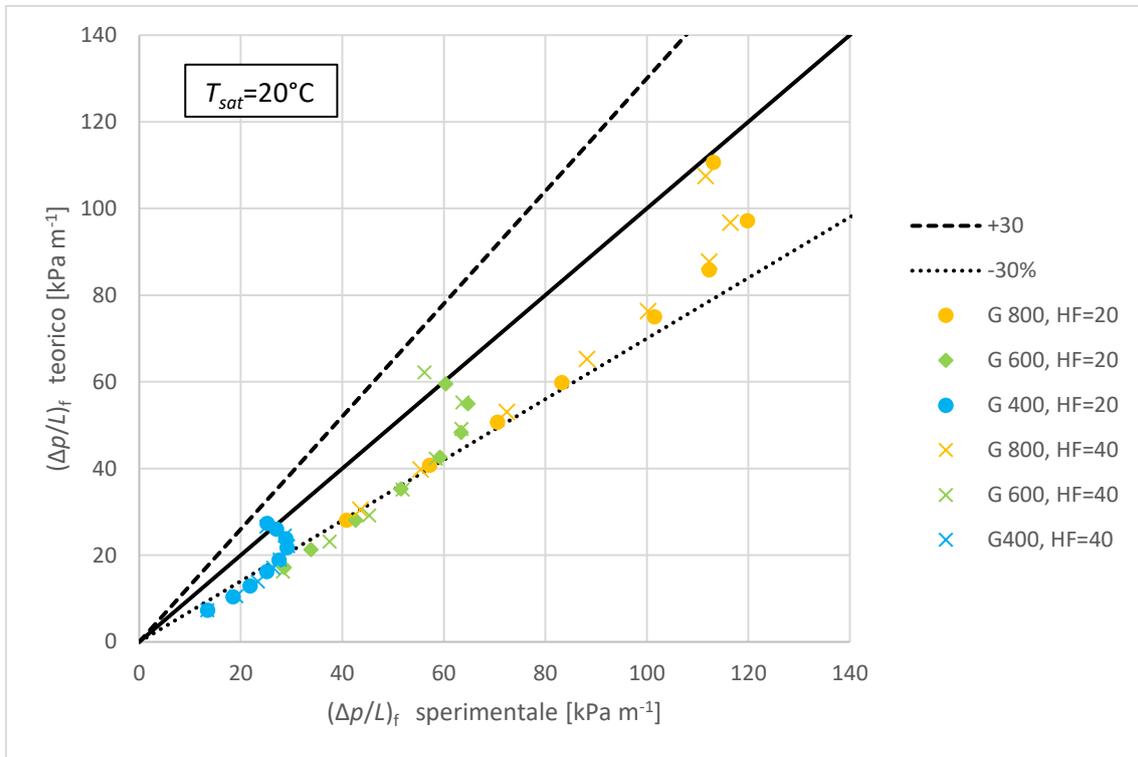


Figura 6-69 confronto tra il gradiente di pressione per attrito sperimentale e quello valutato con il modello di Wu et al. [25] per la vaporizzazione e di R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione di 20°C.

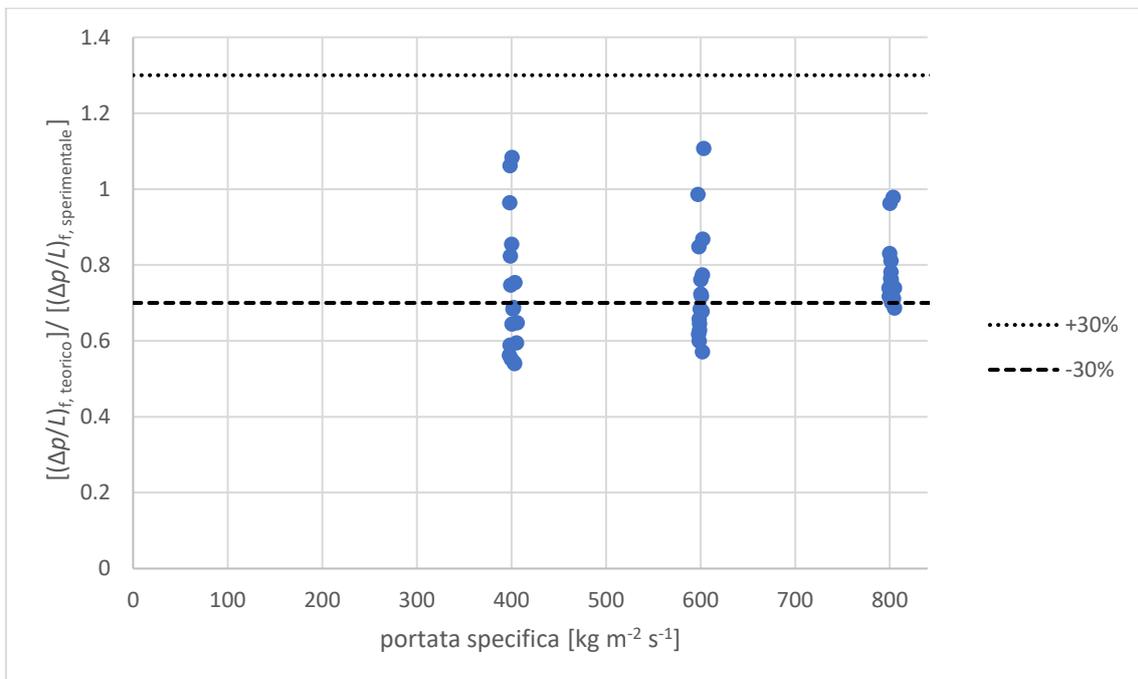


Figura 6-70 rapporto tra il gradiente di pressione per attrito calcolato con il modello di Wu et al. [25] e quello sperimentale in funzione della portata specifica per la vaporizzazione di R1234ze(E).

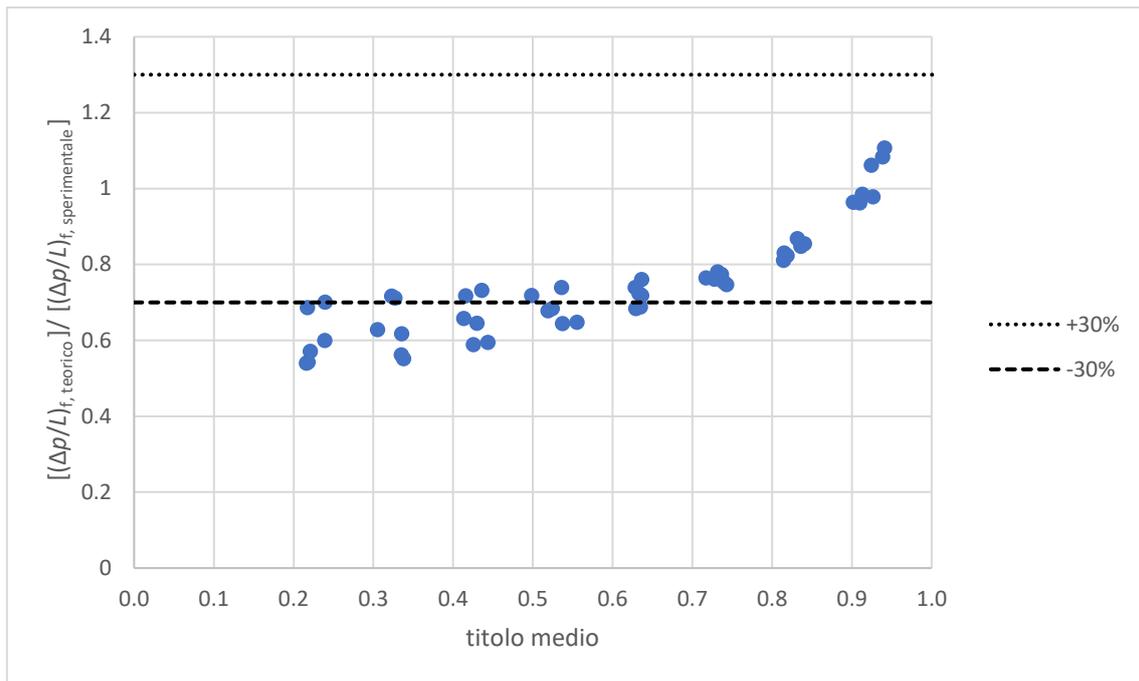


Figura 6-71 rapporto tra il gradiente di pressione per attrito calcolato con il modello di Wu et al. [25] e quello sperimentale in funzione del titolo medio per la vaporizzazione di R1234ze(E).

Analizzando Figura 6-71 si osserva che la stima del gradiente di pressione rispetto a quello sperimentale aumenta all'aumentare del titolo. Si tenga tuttavia presente che il modello è valido per titoli compresi tra 0.1 e 0.8, questo giustifica la sovrastima agli alti titoli che si è riscontrata. Globalmente il modello manifesta una deviazione standard del 14.12%, una deviazione assoluta del 26.42% e una deviazione relativa di 25.39%.

6.5.3 Modello di Han e Lee [54] per le perdite di carico in vaporizzazione

Il modello è lo stesso descritto in 6.2.1, per cui di seguito si riportano i risultati ricavati dal confronto con i dati sperimentali.

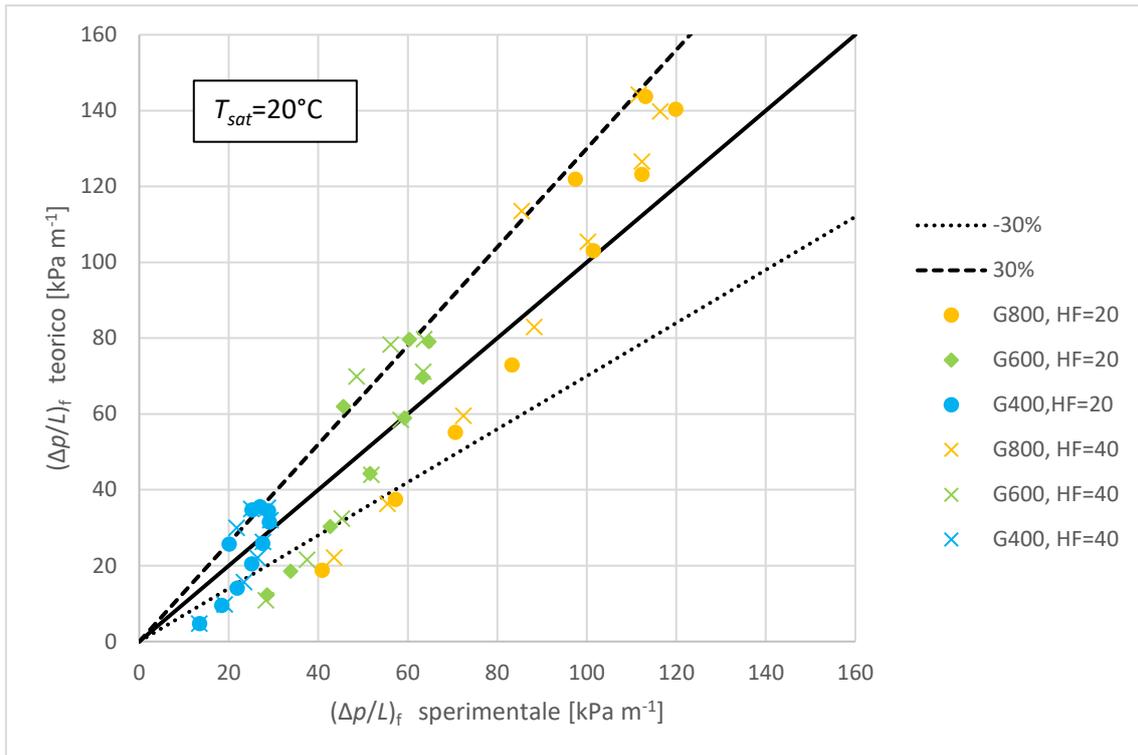


Figura 6-72 confronto tra il gradiente di pressione per attrito sperimentale e quello valutato con il modello di Han e Lee [54] per la vaporizzazione e di R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione di 20°C.

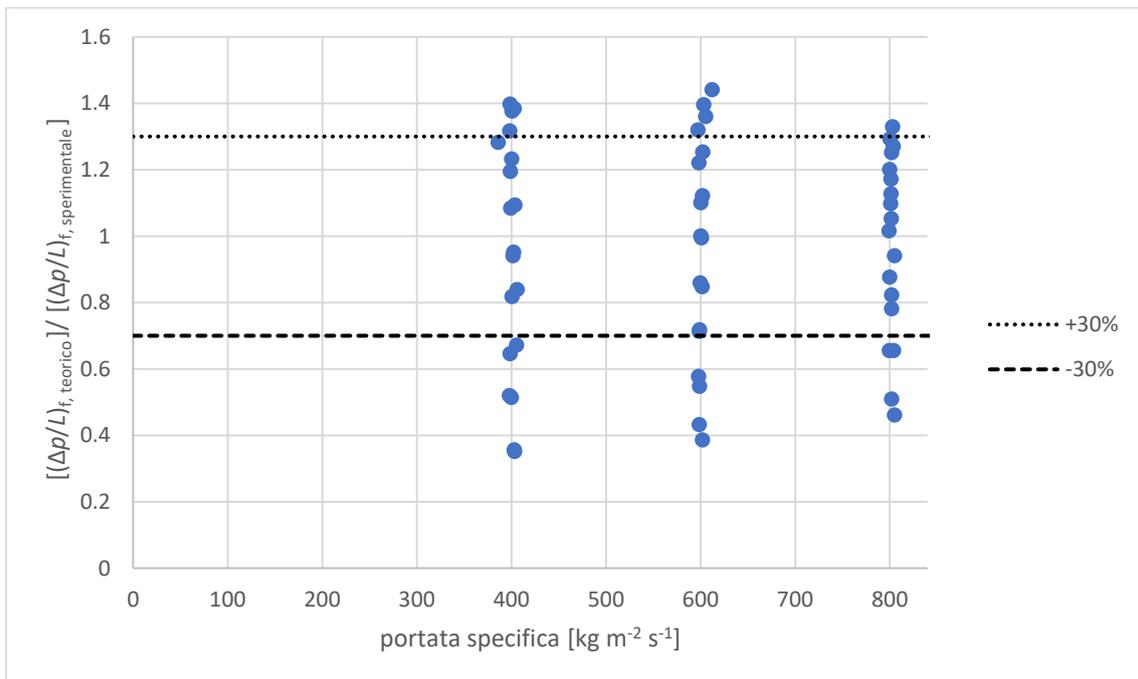


Figura 6-73 rapporto tra il gradiente di pressione per attrito calcolato con il modello di Han e Lee [54] e quello sperimentale in funzione della portata specifica per la vaporizzazione di R1234ze(E).

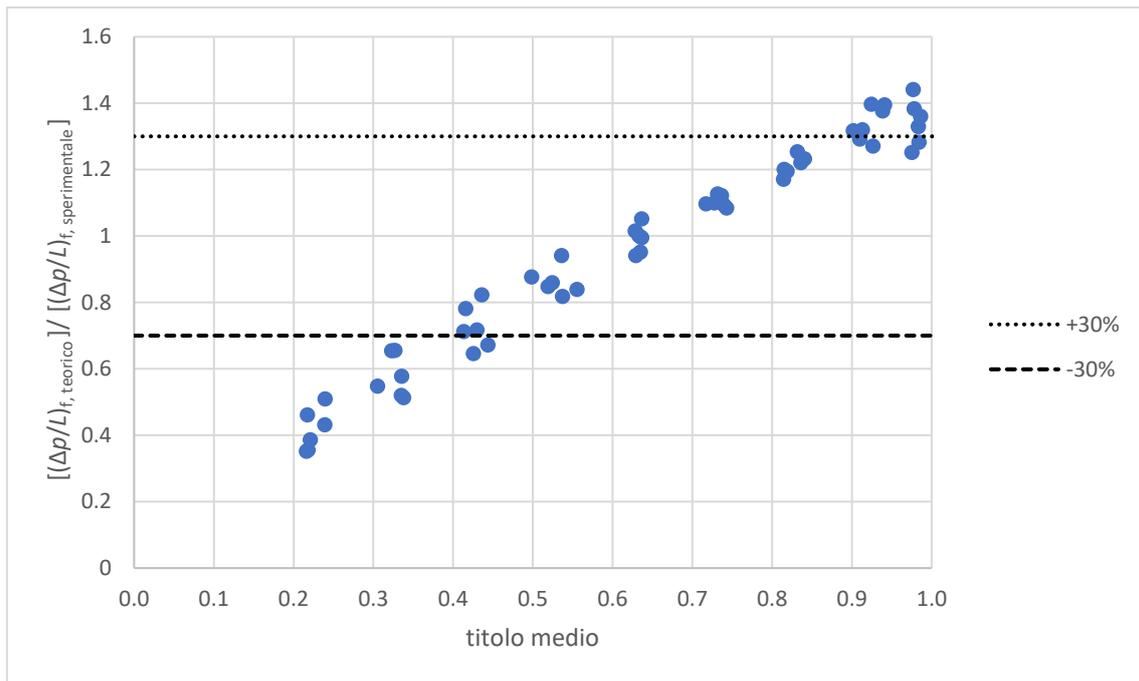


Figura 6-74 rapporto tra il gradiente di pressione per attrito calcolato con il modello di Han e Lee [54] e quello sperimentale in funzione del titolo medio per la vaporizzazione di R1234ze(E).

Da Figura 6-74 si nota che a bassi titoli il modello sottostima di oltre il 30% il gradiente di pressione, mentre agli altri titoli accade esattamente l'opposto, e vi è una sovrastima di oltre il 30%.

Globalmente il modello manifesta una deviazione standard del 32.05%, una deviazione assoluta del 27.27% e una deviazione relativa di 4.03%.

Conclusioni

In questa tesi sono state studiate la condensazione e la vaporizzazione del refrigerante a basso impatto ambientale R1234ze(E) all'interno di un tubo microfin. Le caratteristiche geometriche del tubo considerato sono le seguenti: diametro esterno di 4 mm, diametro interno riferito all'apice dell'aletta di 3.4 mm, 40 alette di altezza 0.12 mm, con angolo d'elica di 18° e angolo all'apice dell'aletta di 43°. Dalle prove sperimentali si sono calcolati i coefficienti di scambio termico e si sono misurati i gradienti di pressione per attrito durante la condensazione e la vaporizzazione.

Le prove in condensazione sono state condotte a temperature di saturazione di:

- 25°C con portate specifiche di 400, 600 e 800 kg m⁻² s⁻¹, titoli medi di vapore tra 0.14 e 0.95;

da cui si è constatato che, per quanto riguarda il coefficiente di scambio termico, fissato un certo titolo all'aumentare della portata specifica il coefficiente di scambio aumenta, e che a parità di portata specifica il coefficiente aumenta sempre all'aumentare del titolo medio. Ciò accade perché all'aumentare del titolo di vapore diminuisce lo spessore del film di liquido a parete del tubo, per cui si riduce la resistenza allo scambio termico. Si manifesta inoltre una stabilizzazione del coefficiente di scambio nell'intorno di titoli pari a 0.7 e poi un rapido aumento. Le ragioni di questo fenomeno non sono ancora del tutto chiarite, ma sembrano derivare dall'effetto della turbolenza indotta dalla presenza delle alette sul film di liquido che si assottiglia sempre più.

Il gradiente di pressione per attrito manifesta invece il tipico andamento parabolico che si ha nel deflusso bifase: inizialmente aumenta con il titolo fino ad un valore massimo e poi inizia a decrescere. Cavallini et al. [14] hanno fornito questa interpretazione: fissata una portata di massa specifica, si ha che inizialmente all'aumentare del titolo aumenta la rugosità dell'interfaccia liquido-vapore, determinando un incremento del gradiente di pressione fino ad un valore massimo. In seguito, per titoli maggiori, poiché in regime di deflusso anulare delle gocce di liquido vengono strappate dall'interfaccia liquido-vapore grazie allo sforzo di taglio esercitato dal vapore, si ha la presenza di liquido nel vapore nella zona centrale del tubo. Questo fa sì che si abbia un apparente aumento di densità della fase vapore, con conseguente abbassamento della velocità e quindi delle perdite di carico.

- 30°C con portate specifiche di 100, 150, 200, 300, 400, 600, 800 e 1000 kg m⁻² s⁻¹, titoli medi di vapore tra 0.12 e 0.95;

queste prove hanno messo in luce un nuovo fenomeno: circa fino a titolo 0.6 si ha che a portate specifiche più elevate corrisponde un coefficiente di scambio termico più elevato, ma a titoli maggiori ciò non è più vero, infatti portate specifiche inferiori manifestano coefficienti di scambio termico maggiori.

Sull'andamento delle perdite di carico per attrito non si registrano invece nuovi aspetti rispetto a quanto osservato in precedenza.

- 40°C con portate specifiche di 200, 400, 600, 800 e 1000 kg m⁻² s⁻¹, titoli medi di vapore tra 0.12 e 0.95;

in queste prove non si è riscontrato quanto emerso con una temperatura di saturazione di 30°C, ossia in questo caso fissato un certo titolo è sempre vero che a portate specifiche più elevate corrispondono coefficienti di scambio maggiori.

Il gradiente di pressione per attrito invece non presenta, nell'andamento, differenze rispetto a quanto già discusso.

Operando un confronto tra i dati ottenuti per le diverse temperature di saturazione è emerso che, a parità di portata specifica, il coefficiente di scambio termico maggiore si ottiene fissando la temperatura di saturazione più bassa. Questo accade perché minore è la temperatura di saturazione e minore è la densità del vapore, di conseguenza è maggiore la velocità della fase vapore e ciò implica un maggior contributo del meccanismo di convezione forzata. Di contro, per la stessa ragione, alla temperatura di saturazione più bassa corrispondono le perdite di carico più elevate a causa della minor densità, e quindi della maggior velocità, del vapore.

Servendosi anche dei dati provenienti da altri lavori di tesi è stato possibile realizzare un confronto tra il tubo usato in questa tesi e un tubo di diametro esterno 3 mm, avente lo stesso numero di alette, impiegato con lo stesso refrigerante. Si è ricavato che nel tubo con diametro minore l'effetto di stabilizzazione del coefficiente di scambio per titoli nell'intorno di 0.6 è amplificato. Inoltre il tubo con diametro esterno di 3 mm, porta ad ottenere, a parità di titolo, un coefficiente di scambio termico più elevato, specie nella zona ad alti titoli. Anche l'aumento repentino del coefficiente di scambio termico ai titoli più elevati è più marcato nel tubo di diametro inferiore.

Relativamente al gradiente di pressione per attrito si può invece affermare che a parità di portata specifica e di titolo di vapore il tubo di diametro minore presenta le perdite di carico più elevate, e solo a basse portate e a bassi titoli le differenze sono meno accentuate.

Per evidenziare le prestazioni di refrigeranti diversi che fluiscono nello stesso tubo si sono poi considerati i coefficienti di scambio termico e i gradienti di pressione ricavati con R1234ze(E), R1234yf e R134a. Per fare questo si sono sfruttati i risultati ricavati in precedenti lavori di tesi.

Nel complesso si conclude che il fluido che garantisce il coefficiente di scambio termico più elevato è l'R1234ze(E) seguito da R134a e infine da R1234yf. Inoltre le differenze tra i primi due fluidi citati sono molto contenute, mentre sono più evidenti se si considera l'R1234yf. Questo si ha perché a parità di portata specifica, la velocità, e quindi il coefficiente di scambio termico, è inversamente proporzionale alla densità del gas, e l'R1234ze(E) presenta il valore più basso di tale proprietà. Inoltre il coefficiente di scambio termico è direttamente proporzionale alla conducibilità del liquido, e infatti il refrigerante R1234yf presenta il valore più basso di questa proprietà, un analogo ragionamento si può fare anche per il numero di Prandtl. Di conseguenza, anche le perdite di carico dell'R1234ze(E) risultano essere le maggiori a parità di condizioni operative.

Le prove in vaporizzazione sono state eseguite ad una temperatura di saturazione di 20°C, per flussi termici specifici di 20 kW m⁻² e 40 kW m⁻². In entrambi i casi non è emerso un effetto significativo della portata sul coefficiente di scambio termico, e questo è dovuto sia all'incertezza sperimentale sia al contributo relativamente importante, specie per il flusso termico specifico più alto, dell'ebollizione nucleata. L'effetto della portata sul gradiente di pressione per attrito è invece evidente, nel senso che a portate specifiche più alte corrispondono gradienti di pressione maggiori. Nel complesso l'andamento delle perdite di carico è lo stesso già descritto e spiegato per le prove in condensazione. Confrontando i risultati ricavati per i due flussi termici distinti si ricava che ad esclusione dei punti per i quali si assiste al "dry out", per tutte le portate specifiche analizzate, fissato un certo titolo di vapore, il coefficiente di scambio termico che si ottiene con un flusso termico specifico di 20 kW m⁻² è inferiore a quello ottenuto con un flusso termico specifico di 40 kW m⁻². Ciò succede perché aumentando il flusso termico aumenta l'ebollizione nucleata. I gradienti di pressione per attrito invece non risentono di effetti dovuti al flusso termico specifico.

Nell'ultima parte della tesi è stato presentato un confronto con alcune correlazioni presenti in letteratura. Per il coefficiente di scambio termico in condensazione tra i 7 modelli considerati, quello che ha fornito i risultati più aderenti a quanto ricavato sperimentalmente è stato quello di Cavallini et al. [48], per il quale si ha una deviazione relativa del -6.13%, una deviazione assoluta pari a 10.22%, una deviazione standard di 10.84%. Per il gradiente di pressione durante le prove in condensazione sono stati applicati 4 modelli, e il migliore risulta essere quello di Diani et al. [30].

Tale modello presenta una deviazione standard del 21.36%, una deviazione assoluta del 14.24% e una deviazione relativa di -8.58%.

Utilizzando il modello di Cavallini et al. [3] per la stima del coefficiente di scambio termico durante la condensazione in un tubo liscio, è stato possibile operare un confronto, in termini di coefficiente di scambio termico, tra il tubo microfin e un tubo liscio equivalente. La valutazione dell'“enhancement factor” ha messo in luce che a qualsiasi portata e a qualsiasi titolo un tubo microfin presenta un coefficiente di scambio più elevato rispetto a un tubo liscio. Inoltre l'“enhancement factor” risulta essere molto più elevato alle basse portate specifiche (100, 150 e 200 kg m⁻² s⁻¹) e si riduce progressivamente all'aumentare della portata specifica. Ragionando invece sull'influenza del titolo si nota che all'aumentare del titolo tende ad aumentare l'“enhancement factor”. Questo porta alla conclusione che i tubi microfin sono particolarmente adatti nelle situazioni in cui si hanno basse portate specifiche e alti titoli di vapore, infatti in tali casi il vantaggio rispetto ad un tubo liscio è massimo.

Per il coefficiente di scambio termico durante le prove in vaporizzazione i risultati sono stati confrontati con 2 modelli teorici, il migliore dei quali risulta essere quello di Diani et al. [30]. Tale modello presenta deviazione standard del 10.28%, una deviazione assoluta del 8.80% e una deviazione relativa di -2.28%. Infine sono stati applicati 3 modelli per il calcolo del gradiente di pressione per attrito in vaporizzazione. Anche in questo caso il modello che ha fornito i risultati più accurati è stato quello di Diani et al. [30]. La deviazione standard è del 8.74%, la deviazione assoluta del 18.79% e la deviazione relativa 18.47%.

Nel complesso i modelli sperimentali non sembrano essere in grado di predire con adeguata precisione i risultati sperimentali, ciò conferma la necessità di continuare la ricerca in questo campo in modo da mettere in luce gli effetti della geometria del tubo sul coefficiente di scambio termico e sul gradiente di pressione al fine di ampliare la banca dati di misure sperimentali che permettano la validazione di nuove correlazioni. Per le prove in vaporizzazione ad esempio si potrebbe studiare ciò che accade abbassando la temperatura di saturazione, e variando ulteriormente il flusso termico specifico.

Nomenclatura

simboli romani

A area di scambio termico [m^2]

a parametro dell'equazione 6.80

Bo numero di Bond [-]

b parametro dell'equazione 6.80

C_T costante dell'equazione 1.3

C_0 costante dell'equazione 4.15

C costante dell'equazione 6.9

C_1 costante dell'equazione 6.16

c_p calore specifico a pressione costante [$J\ kg^{-1}\ K^{-1}$]

D diametro [m]

$\frac{dp}{dz}$ gradiente di pressione [$Pa\ m^{-1}$]

e numero di Nepero

f coefficiente d'attrito [-]

Fr numero di Froude [-]

G portata specifica [$kg\ m^{-2}\ s^{-1}$]

g accelerazione di gravità [$m\ s^{-2}$]

Ga numero di Galileo [-]

h altezza dell'aletta [m], entalpia per unità di massa [$J\ kg^{-1}$]

i incertezza

J_G velocità adimensionale del gas [-]

Ja numero di Jakob [-]

L lunghezza del tratto interessato dallo scambio termico o dalle perdite di carico [m]

m massa [kg]

M massa molare [$g\ mol^{-1}$]

m costante dell'equazione 1.8

\dot{m} portata di massa [$kg\ s^{-1}$]

n numero di alette

Nu numero di Nusselt [-]

P grado di confidenza [-]

p pressione [Pa], passo delle alette [m]
 Ph numero di cambiamento di fase [-]
 Pr numero di Prandtl [-]
 q flusso termico [W]
 r calore latente di vaporizzazione [$J\ kg^{-1}$]
 Re numero di Reynolds [-]
 Rx fattore di aumento dell'area [-]
 Rx_f rugosità relativa [m]
 S perimetro di un'aletta [m]
 S fattore di soppressione dell'equazione 6.99
 Sv volume specifico adimensionale [-]
 t temperatura [K]
 T^+ temperatura adimensionale [-]
 u velocità [$m\ s^{-1}$]
 v volume specifico della miscela [$m^3\ kg^{-1}$], velocità [$m\ s^{-1}$]
 We numero di Weber [-]
 X_{tt} parametro di Martinelli [-]
 x titolo di vapore [-]
 z direzione dell'asse del tubo

simboli greci

α coefficiente di scambio termico [$W\ m^{-2}\ K^{-1}$]
 β angolo d'elica [$^\circ$]
 δ^+ spessore adimensionale del film di liquido [-]
 ΔT differenza tra temperatura saturazione e di parete [K]
 Δx variazione di titolo [-]
 Δp variazione di pressione [Pa]
 ϵ grado di vuoto [-]
 Φ moltiplicatore bifase [-]
 γ angolo al vertice dell'aletta [$^\circ$]
 η_A parametro per conteggiare l'effetto d'incremento dell'area di scambio termico
 λ conducibilità termica [$W\ m^{-1}\ K^{-1}$]

μ viscosità dinamica [Pa s]

ϑ_i i-esimo indice di sensibilità

ρ densità [kg m^{-3}]

σ tensione superficiale [N m^{-1}]

τ sforzo tangenziale d'attrito [Pa]

ψ costante dell'equazione 1.8

pedici

a contributo dovuto alla quantità di moto

cond condensazione

cr critica

CV convezione forzata

eq equivalente

evap evaporatore, evaporazione

f contributo dovuto all'attrito

F convezione forzata

fr base dell'aletta

ft apice dell'aletta

g alette

G gas

GO solo gas

h idraulico

i interno, i-esimo

j j-esimo

in ingresso

L liquido

LO solo liquido

m valore medio

N convezione naturale

NB ebollizione nucleata

om omogeneo

opt ottimale

out uscita

p parete
pc pre-condensatore
r ridotta
ref refrigerante
sat saturazione
sect sezione sperimentale
strat stratificato
t temperatura
tc termocoppia
tot totale
w acqua

apici

T transizione
* transizione
s esponente dell'equazione 6.1
t esponente dell'equazione 6.1

acronimi

DNB allontanamento dall'ebollizione nucleata
EF enhancement factor [-]
GWP global warming potential
HF flusso termico specifico [W m^{-2}]
HTC coefficiente di scambio termico [$\text{W m}^{-2} \text{K}^{-1}$]
NPB normal boiling point [K]
OD diametro esterno [mm]
ODP ozone depletion potential
PF penalty factor [-]

Indice delle figure

Figura 1-1 tipici regimi di deflusso in condensazione [2].....	5
Figura 1-2 curve di transizione proposte da Cavallini et al. [3] tra il regime dipendente dal ΔT e indipendente dal ΔT per diversi tipi di fluidi refrigeranti.	6
Figura 1-3 confronto delle curve di transizione [3, 4] tra i due regimi di deflusso principali per un tubo liscio e un tubo microfin.	7
Figura 1-4 vaporizzazione all'interno di un tubo verticale [1].	10
Figura 2-1 tubi microfin e tubi "cross-grooved"[5].....	13
Figura 2-2 tubo "herringbone" [5].	13
Figura 2-3 parametri geometrici caratteristici di un tubo microfin.....	15
Figura 2-4 mappa dei regimi di deflusso per tubo liscio e microfin.	16
Figura 2-5 "enhancement factor" in funzione del titolo di vapore.	17
Figura 2-6 "enhancement factor" in funzione della portata specifica.....	17
Figura 2-7 influenza del diametro sui coefficienti EF (a) e PF (b) [10].....	18
Figura 2-8 influenza del diametro sul coefficiente HTC per tubi microalettati [10].....	19
Figura 3-1 schematizzazione del tubo microalettato attorno cui è avvolto il circuito dell'acqua del bagno LAUDA PROLINE; si intravede anche il contenitore di alluminio [31].....	27
Figura 3-2 sezione sperimentale isolata con Armaflex.	28
Figura 3-3 schema del circuito del refrigerante.....	29
Figura 3-4 Bagno LAUDA PROLINE 1845.	30
Figura 3-5 "chiller" LAUDA VC 3000.....	32
Figura 3-6 schematizzazione del principio di funzionamento di una termocoppia.....	32
Figura 3-7 KAYE Ice Point Reference.....	33
Figura 3-8 misuratore di portata massica ad effetto Coriolis.	34
Figura 3-9 misuratore di portata volumetrica elettromagnetico.	35
Figura 3-10 trasduttore di pressione differenziale (a sinistra) e trasduttore di pressione assoluta (a destra). Sono inoltre visibili le resistenze elettriche (fili bianchi).....	36
Figura 3-11 esempio dell'interfaccia Labview.	37
Figura 3-12 curve di saturazione R134a e R1234ze(E).....	38
Figura 5-1 andamento del gradiente di pressione per attrito in funzione del titolo in ingresso durante le prove in adiabatico, ad una temperatura di saturazione di 30°C.	54

Figura 5-2 mappa di deflusso di Cavallini et al. [3] per le prove condotte durante la condensazione di R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione pari a 25°C.....	55
Figura 5-3 andamento dei coefficienti di scambio termico in funzione del titolo medio durante la condensazione di R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione pari a 25°C.....	56
Figura 5-4 andamento dei coefficienti di scambio termico in funzione del titolo medio, ad una temperatura di saturazione di 25°C con rappresentazione delle barre di errore, per le portate specifiche di 400, 600 e 800 kg m ⁻² s ⁻¹	57
Figura 5-5 andamento del gradiente di pressione per attrito in funzione del titolo medio calcolato durante le prove in condensazione di R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione di 25°C per le diverse portate specifiche.....	58
Figura 5-6 mappa di deflusso di Cavallini et al. [3] per le prove condotte durante la condensazione di R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione pari a 30°C.....	59
Figura 5-7 andamento dei coefficienti di scambio termico in funzione del titolo medio durante la condensazione di R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione pari a 30°C.....	60
Figura 5-8 andamento dei coefficienti di scambio termico in funzione del titolo medio durante la condensazione di R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione pari a 30°C per le portate specifiche di 200 kg m ⁻² s ⁻¹ e 800 kg m ⁻² s ⁻¹	61
Figura 5-9 andamento del gradiente di pressione per attrito in funzione del titolo medio calcolato durante le prove in condensazione di R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione di 30°C per le diverse portate specifiche.....	62
Figura 5-10 confronto tra il gradiente di pressione ottenuto durante le prove in adiabatico e quello calcolato a partire dalle prove in condensazione. In entrambi i casi la temperatura di saturazione è stata posta pari a 30°C.	63
Figura 5-11 mappa di deflusso di Cavallini et al. [3] per le prove condotte durante la condensazione di R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione pari a 40°C.....	64
Figura 5-12 andamento dei coefficienti di scambio termico in funzione del titolo medio durante la condensazione di R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione pari a 40°C.....	65
Figura 5-13 andamento del gradiente di pressione per attrito in funzione del titolo medio calcolato durante le prove in condensazione di R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione di 40°C per le diverse portate specifiche.....	66

Figura 5-14 confronto del gradiente di pressione ricavato usando il modello di Zivi [39] e il modello di Rohuani e Axelsson [40]. Nella legenda R indica i valori ricavati usando il modello di Rohuani e Axelsson, mentre Z rappresenta i valori ricavati mediante il modello di Zivi.....	67
Figura 5-15 confronto tra i coefficienti di scambio in funzione del titolo medio ottenuti con temperature di saturazione pari a 25°C e a 30°C durante le prove in condensazione di R1234ze(E).	68
Figura 5-16 confronto tra il gradiente di pressione per attrito in funzione del titolo medio calcolato durante le prove in condensazione di R1234ze(E) con temperature di saturazione di 25°C e di 30°C per le diverse portate specifiche.	69
Figura 5-17 confronto tra i coefficienti di scambio in funzione del titolo medio ottenuti con temperature di saturazione pari a 30°C e a 40°C durante le prove in condensazione di R1234ze(E) per le diverse portate specifiche.	70
Figura 5-18 confronto dell'andamento del coefficiente di scambio termico in funzione del titolo medio alle temperature di saturazione di 30°C e 40°C per una portata specifica di 1000 kg m ⁻² s ⁻¹ (a), 800 kg m ⁻² s ⁻¹ (b) , 600 kg m ⁻² s ⁻¹ (c) , 400 kg m ⁻² s ⁻¹ (d) , 200 kg m ⁻² s ⁻¹ (e).....	72
Figura 5-19 confronto tra il gradiente di pressione per attrito in funzione del titolo medio calcolato durante le prove in condensazione di R1234ze(E) con temperature di saturazione di 30°C e di 40°C per le diverse portate specifiche.	73
Figura 5-20 confronto tra i coefficienti di scambio termico in funzione del titolo medio ottenuti con temperature di saturazione pari a 25, 30 e 40°C durante le prove in condensazione di R1234ze(E).	74
Figura 5-21 confronto dell'andamento del coefficiente di scambio termico in funzione del titolo medio alle temperature di saturazione di 25°C, 30°C e 40°C per una portata specifica di 800 kg m ⁻² s ⁻¹ (a), 600 kg m ⁻² s ⁻¹ (b) e 400 kg m ⁻² s ⁻¹ (c).	75
Figura 5-22 confronto tra il gradiente di pressione per attrito in funzione del titolo medio calcolato durante le prove in condensazione di R1234ze(E) con temperature di saturazione di 25°C, 30°C e 40°C per le diverse portate specifiche.	76
Figura 5-23 confronto tra i coefficienti di scambio termico in funzione del titolo medio per tubi microfin OD3 e OD4, con temperatura di saturazione pari a 30°C durante la condensazione di R1234ze(E).	77

Figura 5-24 confronto tra i coefficienti di scambio termico per tubi microfin OD3 e OD4 con portata specifica di 1000 kg m ⁻² s ⁻¹ (a), 800 kg m ⁻² s ⁻¹ (b), 600 kg m ⁻² s ⁻¹ (c), 400 kg m ⁻² s ⁻¹ (d), 300 kg m ⁻² s ⁻¹ (e) e con temperatura di saturazione pari a 30°C durante la condensazione di R1234ze(E).....	79
Figura 5-25 confronto tra il gradiente di pressione per attrito in funzione del titolo medio per tubi microfin OD3 e OD4 durante la condensazione di R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione pari a 40°C.	80
Figura 5-26 confronto tra i coefficienti di scambio termico in funzione del titolo medio in tubo microfin OD4 durante la condensazione dei refrigeranti R1234ze(E), R1234yf ed R134a, per le tutte le portate specifiche analizzate e ad una temperatura di saturazione pari a 30°C.....	81
Figura 5-27 confronto tra i coefficienti di scambio termico in funzione del titolo medio in tubo microfin OD4 durante la condensazione dei refrigeranti R1234ze(E), R1234yf ed R134a, con portate specifiche di 1000 kg m ⁻² s ⁻¹ (a), 800 kg m ⁻² s ⁻¹ (b), 600 kg m ⁻² s ⁻¹ (c), 400 kg m ⁻² s ⁻¹ (d), 300 kg m ⁻² s ⁻¹ (e), e ad una temperatura di saturazione pari a 30°C.....	83
Figura 5-28 confronto tra il gradiente di pressione per attrito in funzione del titolo medio per tubo microfin OD4 durante la condensazione dei refrigeranti R1234ze(E), R1234yf ed R134a, per le tutte le portate specifiche analizzate e ad una temperatura di saturazione pari a 30°C.....	84
Figura 5-29 confronto tra i coefficienti di scambio termico in funzione del titolo medio in tubo microfin OD4 durante la condensazione dei refrigeranti R1234ze(E), R1234yf ed R134a, per le tutte le portate specifiche analizzate e ad una temperatura di saturazione pari a 40°C.....	85
Figura 5-30 confronto tra i coefficienti di scambio termico in funzione del titolo medio in tubo microfin OD4 durante la condensazione dei refrigeranti R1234ze(E), R1234yf e R134a, con portata specifica di 1000 kg m ⁻² s ⁻¹ (a), 800 kg m ⁻² s ⁻¹ (b), 600 kg m ⁻² s ⁻¹ (c), 400 kg m ⁻² s ⁻¹ (d) e ad una temperatura di saturazione pari a 40°C.....	86
Figura 5-31 confronto tra il gradiente di pressione per attrito per tubo microfin OD4 con temperatura di saturazione pari a 40°C.....	87
Figura 5-32 mappa di deflusso di Cavallini et al. [3] per le prove condotte durante la vaporizzazione di R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione pari a 20°C.....	88
Figura 5-33 andamento dei coefficienti di scambio termico in funzione del titolo medio durante la vaporizzazione di R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione pari a 20°C e con un flusso termico specifico pari a 20 kW m ⁻²	89

Figura 5-34 andamento dei coefficienti di scambio termico in funzione del titolo medio durante la vaporizzazione di R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione pari a 20°C e con un flusso termico specifico pari a 20 kW m ⁻² con rappresentazione delle barre di errore.	90
Figura 5-35 andamento del gradiente di pressione per attrito in funzione del titolo medio calcolato durante le prove in vaporizzazione di R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione pari a 20°C e con un flusso termico specifico pari a 20 kW m ⁻²	91
Figura 5-36 andamento dei coefficienti di scambio termico in funzione del titolo medio durante la vaporizzazione di R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione pari a 20°C e con un flusso termico specifico pari a 40 kW m ⁻²	92
Figura 5-37 andamento dei coefficienti di scambio termico in funzione del titolo medio durante la vaporizzazione di R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione pari a 20°C e con un flusso termico specifico pari a 40 kW m ⁻² con rappresentazione delle barre di errore.	93
Figura 5-38 andamento del gradiente di pressione per attrito in funzione del titolo medio calcolato durante le prove in vaporizzazione di R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione pari a 20°C e con un flusso termico specifico pari a 40 kW m ⁻²	94
Figura 5-39 confronto per le portate specifiche di 800 kg m ⁻² s ⁻¹ (a), 600 kg m ⁻² s ⁻¹ (b), 400 kg m ⁻² s ⁻¹ (c) tra l'andamento dei coefficienti di scambio termico in funzione del titolo medio durante la vaporizzazione di R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione pari a 20°C, con un flusso termico specifico pari a 20 e 40 kW m ⁻²	95
Figura 5-40 confronto tra l'andamento del gradiente di pressione per attrito in funzione del titolo medio calcolato durante le prove in vaporizzazione di R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione pari a 20°C, con un flusso termico specifico pari a 20 e 40 kW m ⁻² per le diverse portate specifiche.	96
Figura 6-1 confronto tra il coefficiente di scambio termico sperimentale e quello valutato con il modello di Cavallini et al. [48] per la condensazione di R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione di 25°C.	98
Figura 6-2 confronto tra il coefficiente di scambio termico sperimentale e quello valutato con il modello di Cavallini et al. [48] per la condensazione di R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione di 30°C.	98
Figura 6-3 confronto tra il coefficiente di scambio termico sperimentale e quello valutato con il modello di Cavallini et al. [48] per la condensazione di R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione di 40°C.	99

Figura 6-4 rapporto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Cavallini et al. [48] e quello sperimentale in funzione della portata specifica per la condensazione di R1234ze(E).	100
Figura 6-5 rapporto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Cavallini et al. [48] e quello sperimentale in funzione del titolo medio per la condensazione di R1234ze(E)......	101
Figura 6-6 confronto tra il coefficiente di scambio termico sperimentale e quello valutato con il modello di Cavallini et al. [4] per la condensazione di R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione di 25°C.	103
Figura 6-7 confronto tra il coefficiente di scambio termico sperimentale e quello valutato con il modello di Cavallini et al. [4] per la condensazione di R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione di 30°C.	103
Figura 6-8 confronto tra il coefficiente di scambio termico sperimentale e quello valutato con il modello di Cavallini et al. [4] per la condensazione di R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione di 40°C.	104
Figura 6-9 rapporto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Cavallini et al. [4] e quello sperimentale in funzione della portata specifica per la condensazione di R1234ze(E).	105
Figura 6-10 rapporto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Cavallini et al. [4] e quello sperimentale in funzione del titolo medio per la condensazione di R1234ze(E)......	105
Figura 6-11 confronto tra il coefficiente di scambio termico sperimentale e quello valutato con il modello di Diani et al. [30] per la condensazione di R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione di 25°C.	107
Figura 6-12 confronto tra il coefficiente di scambio termico sperimentale e quello valutato con il modello di Diani et al. [30] per la condensazione di R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione di 30°C.	107
Figura 6-13 confronto tra il coefficiente di scambio termico sperimentale e quello valutato con il modello di Diani et al. [30] per la condensazione di R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione di 40°C.	108
Figura 6-14 rapporto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Diani et al. [30] e quello sperimentale in funzione della portata specifica per la condensazione di R1234ze(E). ...	108
Figura 6-15 rapporto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Diani et al. [30] e quello sperimentale in funzione del titolo medio per la condensazione di R1234ze(E).	109

Figura 6-16 confronto tra il coefficiente di scambio termico sperimentale e quello valutato con il modello di Koyama e Yonemoto [49] per la condensazione di R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione di 25°C.	111
Figura 6-17 confronto tra il coefficiente di scambio termico sperimentale e quello valutato con il modello di Koyama e Yonemoto [49] per la condensazione di R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione di 30°C.	112
Figura 6-18 confronto tra il coefficiente di scambio termico sperimentale e quello valutato con il modello di Koyama e Yonemoto [49] per la condensazione di R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione di 40°C.	112
Figura 6-19 rapporto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Koyama e Yonemoto [49] e quello sperimentale in funzione del titolo medio per la condensazione di R1234ze(E).	113
Figura 6-20 rapporto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Koyama e Yonemoto [49] e quello sperimentale in funzione del titolo medio per la condensazione di R1234ze(E).	113
Figura 6-21 confronto tra il coefficiente di scambio termico sperimentale e quello valutato con il modello di Wang et al. [51] per la condensazione di R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione di 25°C.	115
Figura 6-22 confronto tra il coefficiente di scambio termico sperimentale e quello valutato con il modello di Wang et al. [51] per la condensazione di R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione di 30°C.	115
Figura 6-23 confronto tra il coefficiente di scambio termico sperimentale e quello valutato con il modello di Wang et al. [51] per la condensazione di R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione di 40°C.	116
Figura 6-24 rapporto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Wang et al. [51] e quello sperimentale in funzione della portata specifica per la condensazione di R1234ze(E).	116
Figura 6-25 rapporto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Wang et al. [51] e quello sperimentale in funzione del titolo medio per la condensazione di R1234ze(E).	117
Figura 6-26 confronto tra il coefficiente di scambio termico sperimentale e quello valutato con il modello di Kedzierski e Goncalves [52] per la condensazione di R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione di 25°C.	118

Figura 6-27 confronto tra il coefficiente di scambio termico sperimentale e quello valutato con il modello di Kedzierski e Goncalves [52] per la condensazione di R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione di 30°C.	119
Figura 6-28 confronto tra il coefficiente di scambio termico sperimentale e quello valutato con il modello di Kedzierski e Goncalves [52] per la condensazione di R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione di 40°C.	119
Figura 6-29 rapporto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Kedzierski e Goncalves [52] e quello sperimentale in funzione della portata specifica per la condensazione di R1234ze(E).	120
Figura 6-30 rapporto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Kedzierski e Goncalves [52] e quello sperimentale in funzione del titolo medio per la condensazione di R1234ze(E).	120
Figura 6-31 confronto tra il coefficiente di scambio termico sperimentale e quello valutato con il modello di Chamra et al. [53] per la condensazione di R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione di 25°C.	123
Figura 6-32 confronto tra il coefficiente di scambio termico sperimentale e quello valutato con il modello di Chamra et al. [53] per la condensazione di R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione di 30°C.	124
Figura 6-33 confronto tra il coefficiente di scambio termico sperimentale e quello valutato con il modello di Chamra et al. [53] per la condensazione di R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione di 40°C.	124
Figura 6-34 rapporto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Chamra et al. [53] e quello sperimentale in funzione della portata specifica per la condensazione di R1234ze(E).	125
Figura 6-35 rapporto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Chamra et al. [53] e quello sperimentale in funzione del titolo medio per la condensazione di R1234ze(E).	125
Figura 6-36 confronto tra il gradiente di pressione per attrito sperimentale e quello valutato con il modello di Han e Lee [54] per la condensazione di R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione di 25°C.	127
Figura 6-37 confronto tra il gradiente di pressione per attrito sperimentale e quello valutato con il modello di Han e Lee [54] per la condensazione di R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione di 30°C.	127

Figura 6-38 confronto tra il gradiente di pressione per attrito sperimentale e quello valutato con il modello di Han e Lee [54] per la condensazione di R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione di 40°C.	128
Figura 6-39 rapporto tra il gradiente di pressione per attrito calcolato con il modello di Han e Lee [54] e quello sperimentale in funzione della portata specifica per la condensazione di R1234ze(E).	128
Figura 6-40 rapporto tra il gradiente di pressione per attrito calcolato con il modello di Han e Lee [54] e quello sperimentale in funzione del titolo medio per la condensazione di R1234ze(E).	129
Figura 6-41 confronto tra il gradiente di pressione per attrito sperimentale e quello valutato con il modello di Wu et al. [25] per la condensazione di R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione di 25°C.	131
Figura 6-42 confronto tra il gradiente di pressione per attrito sperimentale e quello valutato con il modello di Wu et al. [25] per la condensazione di R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione di 30°C.	131
Figura 6-43 confronto tra il gradiente di pressione per attrito sperimentale e quello valutato con il modello di Wu et al. [25] per la condensazione di R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione di 40°C.	132
Figura 6-44 rapporto tra il gradiente di pressione per attrito calcolato con il modello di Wu et al. [25] e quello sperimentale in funzione della portata specifica per la condensazione di R1234ze(E). ...	132
Figura 6-45 rapporto tra il gradiente di pressione per attrito calcolato con il modello di Wu et al. [25] e quello sperimentale in funzione del titolo medio per la condensazione di R1234ze(E).	133
Figura 6-46 confronto tra il gradiente di pressione per attrito sperimentale e quello valutato con il modello di Diani et al. [30] per la condensazione di R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione di 25°C.	134
Figura 6-47 confronto tra il gradiente di pressione per attrito sperimentale e quello valutato con il modello di Diani et al. [30] per la condensazione di R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione di 30°C.	135
Figura 6-48 confronto tra il gradiente di pressione per attrito sperimentale e quello valutato con il modello di Diani et al. [30] per la condensazione di R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione di 40°C.	135

Figura 6-49 rapporto tra il gradiente di pressione per attrito calcolato con il modello di Diani et al. [30] e quello sperimentale in funzione della portata specifica per la condensazione di R1234ze(E).	136
Figura 6-50 rapporto tra il gradiente di pressione per attrito calcolato con il modello di Diani et al. [30] e quello sperimentale in funzione del titolo medio per la condensazione di R1234ze(E)......	137
Figura 6-51 confronto tra il gradiente di pressione per attrito sperimentale e quello valutato con il modello di Chamra et al. [55] per la condensazione di R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione di 25°C.	138
Figura 6-52 confronto tra il gradiente di pressione per attrito sperimentale e quello valutato con il modello di Chamra et al. [55] per la condensazione di R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione di 30°C.	139
Figura 6-53 confronto tra il gradiente di pressione per attrito sperimentale e quello valutato con il modello di Chamra et al. [55] per la condensazione di R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione di 40°C.	139
Figura 6-54 rapporto tra il gradiente di pressione per attrito calcolato con il modello di Chamra et al. [55] e quello sperimentale in funzione della portata specifica per la condensazione di R1234ze(E).	140
Figura 6-55 rapporto tra il gradiente di pressione per attrito calcolato con il modello di Chamra et al. [55] e quello sperimentale in funzione della portata specifica per la condensazione di R1234ze(E).	140
Figura 6-56 andamento dell'“enhancement factor” (EF) in funzione della portata specifica.....	142
Figura 6-57 andamento dell'“enhancement factor” (EF) in funzione del titolo medio.....	142
Figura 6-58 andamento dell'“enhancement factor” (EF) in funzione del titolo medio per le diverse portate specifiche.	143
Figura 6-59 confronto tra il coefficiente di scambio termico sperimentale e quello valutato con il modello di Diani et al. [30] per la vaporizzazione di R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione di 20°C.	144
Figura 6-60 rapporto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Diani et al. [30] e quello sperimentale in funzione della portata specifica per la vaporizzazione di R1234ze(E). ...	145
Figura 6-61 rapporto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Diani et al. [30] e quello sperimentale in funzione del titolo medio per la vaporizzazione di R1234ze(E).	145

Figura 6-62 rapporto tra il coefficiente di scambio termico dovuto alla vaporizzazione convettiva e quello dovuto all'ebollizione nucleata calcolati con il modello di Diani et al. [30] in funzione del titolo medio per la vaporizzazione di R1234ze(E).	146
Figura 6-63 confronto tra il coefficiente di scambio termico sperimentale e quello valutato con il modello di Wu et al. [25] per la vaporizzazione di R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione di 20°C.	149
Figura 6-64 rapporto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Wu et al. [25] e quello sperimentale in funzione della portata specifica per la vaporizzazione di R1234ze(E). ...	150
Figura 6-65 rapporto tra il coefficiente di scambio termico calcolato con il modello di Wu et al. [25] e quello sperimentale in funzione del titolo medio per la vaporizzazione di R1234ze(E).	150
Figura 6-66 confronto tra il gradiente di pressione per attrito sperimentale e quello valutato con il modello di Diani et al. [30] per la vaporizzazione e di R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione di 20°C.	151
Figura 6-67 rapporto tra il gradiente di pressione per attrito calcolato con il modello di Diani et al. [30] e quello sperimentale in funzione della portata specifica per la vaporizzazione di R1234ze(E).	152
Figura 6-68 rapporto tra il gradiente di pressione per attrito calcolato con il modello di Diani et al. [30] e quello sperimentale in funzione del titolo medio per la vaporizzazione di R1234ze(E).	152
Figura 6-69 confronto tra il gradiente di pressione per attrito sperimentale e quello valutato con il modello di Wu et al. [25] per la vaporizzazione e di R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione di 20°C.	153
Figura 6-70 rapporto tra il gradiente di pressione per attrito calcolato con il modello di Wu et al. [25] e quello sperimentale in funzione della portata specifica per la vaporizzazione di R1234ze(E). ...	153
Figura 6-71 rapporto tra il gradiente di pressione per attrito calcolato con il modello di Wu et al. [25] e quello sperimentale in funzione del titolo medio per la vaporizzazione di R1234ze(E).	154
Figura 6-72 confronto tra il gradiente di pressione per attrito sperimentale e quello valutato con il modello di Han e Lee [54] per la vaporizzazione e di R1234ze(E) ad una temperatura di saturazione di 20°C.	155
Figura 6-73 rapporto tra il gradiente di pressione per attrito calcolato con il modello di Han e Lee [54] e quello sperimentale in funzione della portata specifica per la vaporizzazione di R1234ze(E).	155

Figura 6-74 rapporto tra il gradiente di pressione per attrito calcolato con il modello di Han e Lee [54] e quello sperimentale in funzione del titolo medio per la vaporizzazione di R1234ze(E).156

Bibliografia

- [1] L. Rossetto, Dispense del corso di “termodinamica applicata”. Università degli Studi di Padova.
- [2] J.W. Palen, G. Breber, J. Taborek, Prediction of flow regimes in horizontal tube-side condensation, *Heat Transfer Engineering* 1 (1979) 47-57.
- [3] A. Cavallini, D. Del Col, L. Doretti, M. Matkovic, L. Rossetto, C. Zilio, G. Censi, Condensation in horizontal smooth tubes: A new heat transfer model for heat exchanger design, *Heat Transfer Engineering* 27 (2006) 31-38.
- [4] A. Cavallini, D. Del Col, S. Mancin, L. Rossetto, Condensation of pure and near-azeotropic refrigerants in microfin tube: A new computational procedure, *International Journal of Refrigeration* 32 (2009) 162-174.
- [5] E. P. B. Filho, J. M. S. Jabardo, Convective boiling performance of refrigerant R-134a in herringbone and microfin copper tubes, *International Journal of Refrigeration*, Volume 29, Issue 1, (2006), Pages 81-91.
- [6] A. Cavallini, D. Del Col, L. Doretti, G.A. Longo, L. Rossetto, Heat transfer and pressure drop during condensation of refrigerants inside horizontal enhanced tubes, *Int J Refrigeration* 23 (2000) 4–25.
- [7] A. Miyara, K. Nonaka, M. Taniguchi, Condensation heat transfer and flow pattern inside a herringbone-type micro-fin tube, *International Journal of Refrigeration* 23 (2000) 141-152.
- [8] L. Liebenberg, J.P Meyer, the characterization of flow regimes with power spectral density distribution of pressure fluctuations during condensation in smooth and micro-fin tubes, *Experimental Thermal and Fluid Science* 31 (2006) 127-140.
- [9] A. Cavallini, D. Del Col, S. Mancin, L. Rossetto, Thermal performance of R410A condensing in a microfintube, *Proc. Int. Refrigeration Conference at Purdue Univ., West Lafayette, USA, (2006)*.
- [10] Burr Oak Tool Inc. and Optimized Thermal Solutions, A Review of the Influence of Microfin Enhancements on the Condensation Heat Transfer Coefficient for Small Diameter Tubes, *White Paper (2015)*.
- [11] G. Li, Z. Wu, W. Li, Z. Wang, X. Wang, H. Li e S. Yao. Experimental investigation of condensation in microfin tubes of different geometries. In: *Experimental thermal and fluid science* 37 (2012), pp. 19-28.
- [12] C. Kondou, F. Mishima, S. Koyama Condensation and evaporation of R32/R1234ze(E) and R744/R32/R1234ze(E) flow in horizontal microfin tubes, *Science and Technology for the Built Environment* (2015), 21:5, 564-577.

- [13] A. Diani, A. Cavallini, L. Rossetto, R1234yf condensation inside a 3.4 mm ID horizontal microfin tube, In International Journal of Refrigeration, Volume 75 (2017), Pages 178-189.
- [14] A. Cavallini, D. Del Col, M. Matkovic, L. Rossetto, Frictional pressure drop during vapour-liquid flow in minichannels: Modelling and experimental evaluation, International Journal of Heat and Fluid Flow 30 (2009), 131-139.
- [15] G. Ding et alia, Two-phase Heat Transfer Characteristics of R410A-oil Mixture Flow Condensation inside Small Diameter Microfin Copper Tubes, (2010). ASME-ATI-UIT-10.
- [16] A. Diani, M. Campanale, A. Cavallini, L. Rossetto, Low GWP refrigerants condensation inside a 2.4 mm ID microfin tube, International Journal of Refrigeration (2017).
- [17] C. Kondou, D. BaBa, F. Mishima, S. Koyama, Flow boiling of non-azeotropic mixture R32/R1234ze(E) in horizontal microfin tubes, In International Journal of Refrigeration, Volume 36, Issue 8 (2013), Pages 2366-2378.
- [18] Jin Min Cho, Min Soo Kim, Experimental studies on the evaporative heat transfer and pressure drop of CO₂ in smooth and micro-fin tubes of the diameters of 5 and 9.52 mm, In International Journal of Refrigeration, Volume 30, Issue 6 (2007), Pages 986-994.
- [19] L. Gao, T. Honda, S. Koyama Experiments on Flow Boiling Heat Transfer of Almost Pure CO₂ and CO₂-Oil Mixtures in Horizontal Smooth and Microfin Tubes, HVAC&R Research, (2007) 13:3, 415-425.
- [20] L. Gao, T. Ono, T. Honda, Pressure drops of CO₂ and oil mixtures in horizontal smooth and micro-fin tube evaporators, Proc. Of International Congress of Refrigeration, Beijing (2007b), ICR07-B1-1262.
- [21] C. Dang, N. Haraguchi, E. Hihara, Flow boiling heat transfer of carbon dioxide inside a small-sized microfin tube, In International Journal of Refrigeration, Volume 33, Issue 4 (2010), Pages 655-663.
- [22] N. Inoue, D. Jige, K. Sagawa, Evaporation Heat Transfer and Pressure Drop of R32 inside Small-diameter 4.0 mm Tubes, International Refrigeration and Air Conditioning Conference, (2016) Paper 1730.
- [23] D. Jige, K. Sagawa, N. Inoue, Flow Boiling Heat Transfer Characteristics of R32 inside a Horizontal Small-diameter Microfin Tube, International Refrigeration and Air Conditioning Conference, Paper 1721, (2016).

- [24] A. Padovan, D. Del Col, L. Rossetto, Experimental study on flow boiling of R134a and R410A in a horizontal microfin tube at high saturation temperatures, *Applied Thermal Engineering*, Volume 31, Issues 17–18 (2011), Pages 3814-3826.
- [25] Z. Wu, Y. Wu, B. Sundén, W. Li, Convective vaporization in micro-fin tubes of different geometries, *Experimental Thermal and Fluid Science* 44 (2013) 398-408.
- [26] S. Mancin, C. Zilio, G. Righetti, L. Doretto and G.A. Longo, R134a Flow Boiling inside a 4.3 mm ID Microfin Tube, 16th International Refrigeration and Air Conditioning Conference at Purdue (2016), paper 2265.
- [27] A. Diani, S. Mancin, A. Cavallini, L. Rossetto, Experimental investigation of R1234ze(E) flow boiling inside a 2.4 mm ID horizontal microfin tube, In *International Journal of Refrigeration*, Volume 69 (2016), Pages 272-284.
- [28] S. Nakamura, C. Kondou, N. Takata and S. Koyama, Comparison on Evaporation Heat Transfer between R32/R1234yf and R32/R1234ze(E) Flowing in Horizontal Microfin Tubes, 16th International Refrigeration and Air Conditioning Conference at Purdue (2016), paper 2244.
- [29] S. Mancin, A. Diani, L. Rossetto, R134a Flow Boiling Heat Transfer and Pressure Drop inside a 3.4 mm ID Microfin Tube, In *Energy Procedia*, Volume 45 (2014), Pages 608-615.
- [30] A. Diani, S. Mancin, L. Rossetto, R1234ze(E) flow boiling inside a 3.4 mm ID microfin tube, *International Journal of Refrigeration* 47 (2014), 105-119.
- [31] F. Parisotto, Condensazione di R1234yf in un minitubo microalettato: analisi sperimentale e numerica, Tesi di Laurea Magistrale in Ingegneria Meccanica, Università Degli Studi di Padova, Anno Accademico 2015/2016.
- [32] R. Alfonsini, vaporizzazione dei refrigeranti R134a e R1234ze all'interno di un mini tubo micro alettato, Tesi di Laurea Magistrale in Ingegneria Meccanica, Università Degli Studi di Padova, Anno Accademico 2013-2014.
- [33] S. Fukuda, C. Kondou, N. Takata, S. Koyama, Low GWP refrigerants R1234ze(E) and R1234ze(Z) for high temperature heat pumps, In *International Journal of Refrigeration*, Volume 40 (2014), Pages 161-173.
- [34] Y. Zhao, Z. Qi, J. Chen, B. Xu, B. He, Experimental analysis of the low-GWP refrigerant R1234yf as a drop-in replacement for R134a in a typical mobile air conditioning system, *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part C: Journal of Mechanical Engineering Science*, Vol 226, Issue 11, (2012) pp. 2713 – 2725.

- [35] A. Mota-Babiloni, J. Navarro-Esbrí, F. Molés, Á. Cervera, B. Peris, G. Verdú, A review of refrigerant R1234ze(E) recent investigations, *Applied Thermal Engineering*, Volume 95 (2016), Pages 211-222.
- [36] J. Majurin, S.J. Staats, E. Sorenson, W. Gilles, Material compatibility of HVAC&R system materials with low GWP refrigerants, *Sci. Technol. Built Environ*, 21 (2015), pp. 491-501.
- [37] E.W. Lemmon, M.L. Huber, M.O. McLinden, NIST Standard Reference Database 23: Reference Fluid Thermodynamic and Transport Properties-REFPROP, Version 9.1. National Institute of Standards and Technology, Standard Reference Data Program, Gaithersburg (2013).
- [38] G.F. Hewitt, Executive Editor, *Heat Exchanger Design Handbook*, Fluid mechanics and heat transfer 2 (1994).
- [39] S.M. Zivi, Estimation of steady-state steam void-fraction by means of the principle of minimum entropy production, *ASME Journal of Heat Transfer* 86 (1964), 247-252.
- [40] S. Z. Rouhani, E. Axelsson, Calculation of void fraction in the subcooled and quality boiling region, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 13 (1970), 393-393.
- [41] S.J. Eckels and B.A. Tesene, A comparison of R-22, R-134a, R-410A, and R-407c condensation performance in smooth and enhanced tubes: part I, heat transfer, *ASHRAE Trans.* 105 (1999), 428-441.
- [42] Hewitt, G.F., Hall-Taylor, N.S., *Annular two-phase flow*, Pergamon Press, Oxford (1970).
- [43] Z. Wu, B. Sunden, L. Wang e W. Li. Convective condensation inside horizontal smooth and microfin tubes. In: *Journal of Heat Transfer* 136.5 (2014), p. 051504.
- [44] D. Contato, Condensazione di fluidi refrigeranti in tubi microaletti di piccolo diametro: analisi sperimentale e teorica, Tesi di Laurea Magistrale in Ingegneria Energetica, Università Degli Studi di Padova, Anno Accademico 2016/2017.
- [45] M. Bocchese, Condensazione di R1234yf in tubo "microfin" di diametro esterno 3 mm, Tesi di Laurea Magistrale in Ingegneria Energetica, Università Degli Studi di Padova, Anno Accademico 2016/2017.
- [46] C.Y. Yang, R.L. Webb, A predictive model for condensation in small hydraulic diameter tubes having axial micro-fins, *ASME Journal of Heat Transfer* 119 (1997), 776-782.
- [47] K. Yasuda, K. Ohizumi, M. Hori, O. Kawamata, Development of condensing "THERMOFIN-HEX-C TUBE", *Hitachi Cable Review* 9 (1990), 27-30.

- [48] A. Cavallini, D. Del Col, L. Doretto, G.A. Longo, L. Rossetto, A new computational procedure for heat transfer and pressure drop during refrigerant condensation inside enhanced tubes, *Enhanced Heat Transfer* 6 (1999), 441-456.
- [49] S. Koyama e R. Yonemoto, Experimental study on condensation of pure refrigerants in horizontal micro-fin tubes – proposal of correlations for heat transfer coefficient and frictional pressure drop -, *International Refrigeration and Air Conditioning Conference at Purdue*, July 17-20, (2006).
- [50] T.C. Carnavos, Heat transfer performance of internally finned tubes in turbulent flow, *Heat Transfer Engineering* 1 (1980).
- [51] H.S. Wang, J.J. Wei, H. Honda, J.W. Rose, Condensation of refrigerants in horizontal microfin tubes: a new correlation, *International Congress of Refrigeration* (2007), Beijing.
- [52] M.A. Kedzierski e J.M. Goncalves, Horizontal convective condensation of Alternative refrigerants within a micro-fin tube, *Enhanced Heat Transfer* 6 (1999), 161-178.
- [53] L.M. Chamra, P.J. Mago, M.O. Tan, C.C. Kung, Modeling of condensation heat transfer of pure refrigerants in micro-fin tubes, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 48 (2005), 1293-1302.
- [54] D. Han, K.J. Lee, Experimental study on condensation heat transfer enhancement and pressure drop penalty factors in four microfin tubes, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 48 (2005), 3804-3816.
- [55] L.M. Chamra, P.J. Mago, M.O. Tan, C.C. Kung, Modelling of evaporation and condensation pressure drop in microfin tubes, *Journal of Mechanical Engineering Science* 219 (2005), 61-71.

Ringraziamenti

Sono molte le persone che sento di dover ringraziare per aver contribuito, in modi diversi, a farmi raggiungere questo importante obiettivo.

Innanzitutto il mio grazie va alla professoressa Luisa Rossetto, per avermi concesso la possibilità di svolgere questa tesi, su un argomento che ho apprezzato fin dal primo giorno, e per gli insegnamenti impartiti durante il mio percorso di studi.

Altrettanto doveroso è per me esprimere la mia gratitudine nei confronti del mio Correlatore, l'ingegnere Andrea Diani. Il cui aiuto è stato continuo e fondamentale. Oltre ad una persona molto preparata ho trovato un nuovo amico, con cui condivido diverse passioni.

Grazie,

a mia mamma Adriana, che mi ha dato la possibilità di seguire la mia passione per lo studio, che ha dato tutta sé stessa e più per non farmi mai mancare nulla. Lei che ha rappresentato e rappresenta la mia forza sotto ogni punto di vista, che ha creduto in me più di ogni altra persona, offrendomi un amore, una carica e un sostegno incondizionati in ogni fase della mia vita;
ai miei nonni che mi hanno cresciuto come un figlio, Armando con la sua inesauribile pazienza e bontà, Teresa con cui non sono mancate le discussioni ma alla quale sono molto affezionato;
a mio papà che da lassù mi ha dato coraggio quando ne avevo bisogno;
grazie quindi alla mia famiglia nel suo complesso, se oggi sono orgoglioso della persona che sono lo devo esclusivamente a loro, per i valori e gli esempi che mi sono stati trasmessi.

Grazie,

ai miei amici Daniel, Federico, Filippo, Marco, Matteo, Luca, Sebastiano e Simone con i quali ho condiviso la mia crescita, scolastica e umana. A tutti voi la mia promessa di recuperare il poco tempo dedicatovi in questi ultimi anni, a favore dello studio.

Grazie,

ai miei amici ingegneri Federico, Luca, Matteo, Mattia, Nicolò con i quali ho condiviso gioie e sacrifici del mio percorso universitario.

Grazie,

infine, ma non certo perché meno importante a Gloria che mi ha accompagnato praticamente in ogni momento della mia carriera universitaria e non solo, rappresentando inoltre uno svago dallo studio fondamentale per me, aiutandomi inoltre nei momenti più difficili, e non facendomi mai

mancare conforto. Grazie per aver sopportato i miei sabati e le mie domeniche di studio senza farmelo mai pesare.

Grazie,

a tutte le persone che non ho espressamente citato, tra le quali i docenti, con cui ho avuto la fortuna e l'onore di interagire e confrontarmi.

Fabio